

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

На правах рукописи

Рязанцев Сергей Николаевич

РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ
ПЛАЗМЫ ДЛЯ ЗАДАЧ ЛАБОРАТОРНОЙ АСТРОФИЗИКИ.

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: к.ф.-м.н. Пикуз Сергей Алексеевич

Научный консультант: д.ф.-м.н. Грум-Гржимайло Алексей Николаевич

Москва – 2017

Оглавление

Введение	5
Глава 1 Лабораторно-астрофизическое моделирование процессов с высокой плотностью энергии.....	15
1.1 Основные направления экспериментальных исследований в области лабораторной астрофизики	15
1.2 Явление коллимации струй вещества, выбрасываемых из протозвездных объектов	18
1.3 Исследование плазменных струй в лабораторных условиях	21
1.3.1 Генерация коллимированных струй без использования магнитного поля.....	21
1.3.2 Исследование влияния магнитного поля на разлёт лазерной плазмы ..	36
1.4 Критерии соответствия процессов, проходящих в лабораторной плазме, наблюдаемым и теоретически предсказанным астрофизическим явлениям ...	37
1.4.1 Размерный подход	38
1.4.2 Подход групп симметрий.....	42
1.4.3 Инварианты гидродинамических уравнений, описывающих эволюцию плазмы.....	45
Глава 2 Методика диагностики плазмы с нестационарным ионизационным состоянием	48
2.1 Относительные интенсивности спектральных линий ионов в плазме с произвольным ионизационным состоянием	49
2.1.1 Общее уравнение для населенностей возбужденных ионных уровней	49
2.1.2 Квазистационарный подход к решению общего уравнения для населенностей.....	50
2.2 Расчет относительных интенсивностей резонансной серии He-подобного иона F VIII в рекомбинирующей плазме	55
2.2.1 Расчетная модель	55
2.2.2 Скорости элементарных актов	57

2.3 Расчет относительных интенсивностей резонансной серии He-подобного иона F VIII в ионизирующейся плазме	63
2.4 Законы масштабирования вдоль изоэлектронной последовательности	64
2.5 Заключение к главе 2	68
Глава 3 Эксперимент по лабораторному моделированию астрофизических струй в наносекундной лазерной плазме.....	69
3.1 Влияние магнитного поля на разлет лазерной плазмы и выбор параметров эксперимента	69
3.2 Постановка эксперимента по исследованию лазерно-индуцированных плазменных потоков во внешнем магнитном поле	70
3.3 Определение влияния магнитных полей на разлет лазерной плазмы	77
3.3.1 Разлет плазмы в отсутствии магнитного поля.....	77
3.3.2 Разлет плазмы в однородном магнитном поле с индукцией 20 Тл	79
3.3.3 Рентгеновское излучение плазмы на различных расстояниях.....	81
3.3.4 Профили электронной плотности и температуры, полученные при помощи рентгеноспектральной диагностики	83
3.4 Разлет плазмы в предварительно созданной плазменной среде	87
3.5 Заключение к главе 3	92
Глава 4. Диагностика высокотемпературной плазмы, образующейся при столкновении противонаправленных сверхзвуковых потоков низкотемпературной плазмы.....	93
4.1 Экспериментальная установка и диагностический комплекс для изучения плазмы, образующейся при столкновении низкотемпературных плазменных потоков	94
4.1.1 Экспериментальная установка 2МК-200.....	94
4.1.2 Схема измерения спектральных характеристик мягкого рентгеновского излучения.....	96
4.2 Рентгеноспектральная методика определения параметров стационарной плазмы, генерируемой при столкновении сверхзвуковых плазменных потоков	98

4.3	Определение электронной температуры в области столкновения плазменных потоков	102
4.3.1	Плазма, состоящая из ионов неона и дейтерия	102
4.3.2	Плазма, состоящая из ионов азота и дейтерия	105
4.4	Границы применимости методики	109
	Заключение.....	113
	Литература	114

Введение

Актуальность темы исследования

Рентгеноспектральная диагностика, подразумевающая под собой совокупность экспериментальных методик, направленных на определение параметров высокотемпературной плазмы, в настоящее время широко используется для характеристики плазмы, образующейся как в лабораторных экспериментах, так и существующей в различных астрофизических объектах. Излучаемый плазмой спектр зависит от ее характеристик, и ее диагностика осуществляется путем подбора значений плазменных параметров, которые позволяют достичь наилучшего соответствия экспериментального и модельного спектров.

Большинство из рентгеноспектральных методик основано на предположении, что ионизационное состояние плазмы является стационарным, соответствующим данной температуре электронов. Такая ситуация, в частности, реализуется в рамках исследований по управляемому термоядерному синтезу. Однако в ряде практически важных случаев ионизационное состояние плазмы является нестационарным. При этом нестационарность может быть как ионизационного типа, так и рекомбинационного. Первый тип реализуется на этапе быстрого нагрева плазмы, когда процессы ионизации «не успевают» за процессами нагрева электронов. Такая нестационарность, например, реализуется при нагреве плазмы излучением длинноволнового CO₂-лазера, при вспышках в солнечной короне, в фемтосекундной лазерной плазме. Второй тип нестационарности, рекомбинационная нестационарность, чаще всего возникает, когда процессы рекомбинации оказываются «медленнее» процесса остывания электронов.

Практически всегда нестационарным оказывается ионизационное состояние разлетающихся областей лазерной плазмы. В этом случае плазма является переохлажденной, т.е. рекомбинирующей. Необходимость ее изучения возникла в конце прошлого века, главным образом, в связи с проблемой создания лазеров коротковолнового диапазона. В настоящее время интерес к исследованию лазерной

рекомбинирующей плазмы связан с экспериментами по моделированию генерации, распространения и взаимодействия плазменных струй в астрофизических объектах. Мощные ($\sim 10^{39}$ Вт), протяженные (до 2 пк), сколлимированные и разнонаправленные плазменные струи наблюдаются во многих активных галактиках, квазарах и старых компактных звездах. Теоретическую основу их лабораторного моделирования составляет тот факт, что часть законов, описывающих эволюцию плазмы, инвариантны относительно некоторых преобразований, конкретный вид которых зависит от типа плазмы. Это позволяет сформулировать принципы масштабирования, на основе которых можно проводить прямую аналогию между процессами, происходящими в рекомбинирующей плазме, генерируемой при помощи лазера в твердотельной мишени, и процессами, которые характерны для реальных астрофизических объектов.

В случае плазмы с нестационарным ионизационным состоянием многие из разработанных ранее диагностических методов либо не могут быть использованы вообще, либо для их применения нужно выполнить ряд уточнений. Характерным примером может служить широко известный метод определения температуры плазмы по отношению интенсивностей резонансных линий и их диэлектронных сателлитов, который в случае рекомбинирующей плазмы может давать абсолютно неверные результаты. В связи с этим дальнейшее развитие методов рентгеноспектральной диагностики плазмы, применимых в случаях нестационарности ее ионизационного состояния, обосновывает актуальность данной работы.

Цели и задачи работы

Целью данной работы являлась разработка методики рентгеноспектральной диагностики плазмы с нестационарным ионизационным состоянием и ее применение для определения электронной температуры и плотности лазерной плазмы с астрофизическим подобием, образующейся при облучении

твердотельных мишеней лазерным излучением с плотностью потока $\sim 10^{13}$ Вт/см², а также сравнение полученных значений параметров с результатами других способов диагностики с целью проверки адекватности предлагаемой методики и создания комплексного описания влияния внешних факторов на разлет лазерной плазмы.

Дополнительной задачей являлось проведение рентгеноспектральной диагностики стационарной плазмы, образующейся при столкновении низкотемпературных плазменных потоков в экспериментах по созданию источника мощного рентгеновского излучения.

Научная новизна работы

Впервые рассчитаны зависимости от электронной температуры и плотности относительных интенсивностей спектральных линий, излучаемых рекомбинирующей плазмой, содержащей He-подобные ионы F VIII. На основе этих расчетов впервые предложена методика определения электронной температуры и плотности плазмы с нестационарным ионизационным состоянием. Разработанная методика впервые апробирована при определении параметров плазмы, генерируемой при облучении твердотельных тефлоновых мишеней наносекундным лазерным импульсом. При ее помощи были получены пространственные профили электронной температуры и плотности лазерной плазмы. На основе полученных данных впервые показано, что для плазмы, разлетающейся во внешнем магнитном поле, характерны более высокие значения температуры и плотности, чем для свободно разлетающейся. Продемонстрировано, что к дополнительному росту температуры также приводит наличие в области разлета разреженной плазменной среды. Впервые измерена температура плазмы, получающейся при столкновении ускоренных плазменных потоков на установке 2МК-200 в ГНЦ РФ ТРИНИТИ (г. Москва г. Троицк).

Научная и практическая значимость результатов

Предложенная в работе методика рентгеноспектральной диагностики предназначена для исследований широкого класса плазменных объектов с нестационарным ионизационным состоянием, наблюдаемых как в астрофизических объектах, так и при постановке лабораторно-астрофизического эксперимента. Она уже успешно применяется для интерпретации результатов экспериментов по лабораторному моделированию астрофизических струй вещества, выполняемых широкой международной коллаборацией на установках в Лаборатории применения интенсивных лазеров (LULI: Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses) в Политехнической школе (Париж, Франция), в Институте Прикладной Физики РАН (Нижний Новгород, Россия), а также в Ливерморской национальной лаборатории им. Э. Лоуренса (LLNL: Lawrence Livermore National Laboratory) в США. Определяемые при помощи предлагаемой методики значения электронной температуры и плотности позволяют создать комплексное описание гидродинамического разлета генерируемой в этих экспериментах лазерной плазмы, а также проверить степень достоверности результатов других диагностических методик. Полученные данные, экстраполированные при помощи принципов подобия на астрофизические масштабы, позволяют верифицировать предлагаемые в настоящее время модели эволюции космических объектов.

Данные о зависимости электронной температуры плазмы, получаемой при столкновении низкотемпературных плазменных потоков на установке 2МК-200 в Троицком Институте Инновационных и Термоядерных Исследований (г. Москва г. Троицк), от скорости потоков и их компонентного состава, позволяют оптимизировать параметры установки для создания сверхъяркого импульсного рентгеновского источника со значительными размерами излучающей области. Такой источник может быть использован как для фундаментальных исследований в области ядерной энергетики, так и для создания технологических устройств для упрочнения материалов и деталей вспышками излучения.

Научные положения, выносимые на защиту

1. Методика определения электронной температуры и плотности плазмы с рекомбинационным типом нестационарности, основанная на анализе относительных интенсивностей переходов резонансной серии He-подобных многозарядных ионов.
2. Количественное описание влияния внешних факторов, а именно сильного магнитного поля и среды распространения в виде плазменного облака низкой плотности, на параметры и характерные особенности разлета плазмы, образующейся в лабораторно-астрофизических экспериментах по моделированию плазменных струй в молодых звездных объектах.
3. Пространственные профили электронной температуры и плотности плазменной струи, образованной при наложении полоидального внешнего магнитного поля напряженностью 20 Т на плазменный факел от тефлоновой мишени, облученной наносекундным лазерным импульсом с фокальным пятном в несколько сотен микрон.
4. Методика и результаты измерения температуры стационарной плазмы, образующейся при столкновении низкотемпературных плазменных потоков, содержащих ионы азота или неона и двигающихся навстречу друг другу со скоростью до 4×10^7 см/с в продольном магнитном поле.

Личный вклад автора

Автором проведены кинетические расчеты относительных интенсивностей линий He_β, He_γ, He_δ, He_ε, He_ζ резонансной серии He-подобного иона фтора F VIII в рамках квазистационарной столкновительно-радиационной модели. На основании полученных зависимостей автором предложена рентгеноспектральная методика определения электронной температуры и плотности плазмы с нестационарным ионизационным состоянием.

Автор принимал непосредственное участие в подготовке и проведении экспериментов по лабораторному моделированию астрофизических струй плазмы путем облучения твердотельных тефлоновых мишеней лазерным излучением с плотностью потока на уровне 10^{13} Вт/см². При помощи разработанной методики рентгеноспектральной диагностики автором были получены и интерпретированы пространственные профили электронной температуры и плотности генерируемой лазерной плазмы.

В рамках модели стационарной кинетики автором проведены расчеты относительных интенсивностей ряда спектральных линий H- и He-подобных ионов азота, а также He- и Li-подобных ионов неона. На основании этих расчетных зависимостей автором были получены значения электронной температуры плазмы, образующейся при столкновении низкотемпературных плазменных потоков со скоростями на уровне 4×10^7 см/сек.

Степень достоверности и апробация работы

Экспериментальные спектры многозарядных ионов, использовавшиеся для диагностики плазмы, были получены при помощи современного измерительного оборудования, обеспечивающего высокое пространственное и спектральное разрешение. Достоверность результатов анализа обеспечивается взаимной согласованностью экспериментальных данных, получаемых при помощи различных диагностических методик.

По материалам диссертации опубликовано 9 работ. Все работы из нижеследующего списка опубликованы в журналах, включенных в систему цитирования Web of Science: Science Citation Index Expanded:

1. Diagnostics of laser-produced plasmas based on the analysis of intensity ratios of he-like ions x-ray emission / S. N. Ryazantsev, I. Y. Skobelev, A. Y. Faenov et al. // *Physics of Plasmas*. — 2016. — Vol. 23. — P. 123301(1)–123301(7)

2. X-ray spectroscopy diagnostics of a recombining plasma in laboratory astrophysics studies / S. N. Ryazantsev, I. Y. Skobelev, A. Y. Faenov et al. // *JETP Letters*. — 2015. — Vol. 102, no. 11. — P. 707–712
3. Detailed characterization of laser-produced astrophysically-relevant jets formed via a poloidal magnetic nozzle / D. P. Higginson, G. Revet, B. Khair et al. // *High Energy Density Physics*. — 2017. — Vol. 23. — P. 48–59.
4. Plasma diagnostics from intensities of resonance line series of he-like ions / S. N. Ryazantsev, I. Y. Skobelev, A. Y. Faenov et al. // *Plasma Physics Reports*. — 2017. — Vol. 43, no. 4. — P. 480–485
5. Laboratory unravelling of matter accretion in young stars / G. Revet, S.N. Chen, R. Bonito, B. Khair et al. // *Science Advances*. — 2017. — Vol. 3. — accepted
6. Твердотельные трековые детекторы в исследованиях лазерной плазмы / С. А. Пикуз мл, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов и др. // *Теплофизика высоких температур*. — 2016. — Т. 54, № 3. — С. 453–474.
7. Diagnostics of recombining laser plasma parameters based on he-like ion resonance lines intensity ratios / S. N. Ryazantsev, I. Y. Skobelev, A. Y. Faenov et al. // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2016. — Vol. 774, no. 1. — P. 012116
8. Parameters of supersonic astrophysically-relevant plasma jets collimating via poloidal magnetic field measured by x-ray spectroscopy method / E. D. Filippov, S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev et al. // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2016. — Vol. 774, no. 1. — P. 012114
9. X-ray diagnostics of plasma generated during collisions of plasma flows / V.V. Gavrillov, A.G. Eskov, A.M. Zhitlukhin, D.M. Kochnev et al. // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2017. — accepted

Кроме того, результаты работы обсуждались на следующих всероссийских и международных конференциях:

The International School on Ultra-Intense Lasers, Московская область, Россия, 4-9 октября, 2015; Scientific-Coordination Session on "Non-Ideal Plasma Physics", Москва,

Россия, 27-28 ноября, 2015; 14th Workshop on Complex Systems of Charged Particles and their Interaction with Electromagnetic Radiation, Москва, Россия, 13-15 апреля, 2016; International Conference on High Energy Density Sciences 2016 (HEDS 2016), Иокогама, Япония, 17-20 мая, 2016; 34th European Conference on Laser Interaction with Matter (ECLIM-2016), Москва, Россия, 18-23 сентября, 2016; X конференция "Современные методы диагностики и их применение", Москва, Россия, 14-16 ноября, 2016; International conference on Extreme Light Scientific and Socio-Economic Outlook, Париж, Франция, 29-30 ноября, 2016; XXXI International Conference on Equations of State for Matter, пос. Эльбрус, Кабардино-Балкария, Россия, 1-6 марта 2016; European XFEL Users' Meeting 2017 and DESY Photon Science Users' Meeting 2017, DESY Hamburg and European XFEL, Шенефельд, Германия, 25-27 января 2017; XXXII International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, пос. Эльбрус, Кабардино-Балкария, Россия, 1-6 марта, 2017; 15th Workshop on Complex Systems of Charged Particles and their Interaction with Electromagnetic Radiation, г. Москва, 5-7 апреля, 2017; XVII Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы», г. Звенигород, 13-17 июня, 2017.

Структура и объем работы

Диссертационная работа состоит из Введения, 4 глав, Заключения и Списка литературы.

Первая глава посвящена современному состоянию исследований в области лабораторной астрофизики. В ней дан краткий обзор, проведенных за последние несколько десятилетий исследований по лабораторному моделированию астрофизических объектов и явлений. В отдельном пункте рассмотрено явление коллимации плазменных струй, выбрасываемых из Молодых Звездных Объектов, после которого приведен обзор ряда экспериментальных работ по созданию в лабораторных условиях узких струй плазмы, моделирующих астрофизические потоки. Кроме того, в главе рассмотрены размерный и групповой подход к

определению критериев подобия физических систем, составляющих основу лабораторно-астрофизического моделирования. В конце главы приведены выражения для инвариантов подобных систем, на основе которых проводился анализ параметров лазерно-плазменного эксперимента по моделированию астрофизических струй в лабораторных условиях.

Вторая глава посвящена описанию методики определения параметров плазмы с нестационарным ионизационным состоянием, основанной на анализе относительных интенсивностей спектральных линий резонансной серии He-подобных ионов. Расчет этих интенсивностей проведен в рамках так называемого квазистационарного приближения, которое позволяет существенно упростить расчет населенностей возбужденных состояний многозарядных ионов. В тексте главы приведены расчетные зависимости относительных интенсивностей линий He_β, He_γ, He_δ, He_ε, He_ζ He-подобного иона F VIII от электронной температуры и плотности. В конце главы рассмотрено обобщение результатов, полученных в данной работе, на случай произвольного He-подобного иона. Также описана возможность использования для диагностики параметров плазмы ионов других кратностей.

Третья глава содержит описание экспериментальной установки, реализованной на базе Политехнической школы во Франции, для моделирования процессов формирования и распространения астрофизических струй вещества путем облучения твердотельных мишеней мощными лазерными импульсами. Приведено детальное описание лазерной и магнитной подсистем, а также комплекса диагностического оборудования, использовавшегося в экспериментах. Кроме того, в главе приведены профили электронной температуры и плотности, полученные при помощи методики, описанной во второй главе, для различных конфигураций экспериментальной установки. Показано, что предлагаемая методика рентгеноспектральной диагностики достаточно чувствительна для демонстрации влияния различных внешних факторов, а именно магнитного поля и низкотемпературной плазменной среды, моделирующей межзвездное вещество, на параметры разлета лазерной плазмы.

В начале четвертой главы приведено описание установки 2МК-200, реализованной на базе ГНЦ РФ ТРИНИТИ (г. Москва г. Троицк) для экспериментов по созданию источника мягкого рентгеновского излучения путем столкновения низкотемпературных плазменных потоков, содержащих ионы неона или азота. Основная часть главы содержит описание рентгеноспектральной диагностики стационарной плазмы, получаемой при таких столкновениях. Приведены расчетные зависимости относительных интенсивностей спектральных линий N- и Ne-подобных ионов азота, а также Ne- и Li-подобных ионов неона, которые были использованы для определения электронной температуры и плотности плазмы, а также модельные спектры плазмы, рассчитанные на основе этих зависимостей. В заключительной части главы рассмотрены особенности полученных зависимостей, предполагающих модернизацию экспериментальной сборки для уточнения значений параметров генерируемой плазмы.

Объем диссертации составляет 123 страницы, включая 51 рисунок и 2 таблицы. Библиографический список содержит 139 наименований.

Глава 1 Лабораторно-астрофизическое моделирование процессов с высокой плотностью энергии

1.1 Основные направления экспериментальных исследований в области лабораторной астрофизики

Под лабораторной астрофизикой понимается совокупность экспериментальных и теоретических исследований, направленных на изучение астрофизических явлений в рамках трех основных направлений:

1) прямые измерения фундаментальных физических величин, констант и зависимостей для свойств веществ в астрофизических объектах, в том числе получение данных для построения уравнений состояния вещества в экстремальных условиях, измерение сечений термоядерных реакций, сечений и энергий переходов в возбужденных атомах и т.п.

2) эксперименты подобию, комплексно воспроизводящие отдельные астрофизические объекты в лабораторных условиях с учетом законов масштабирования, позволяющие изучать эволюцию астрофизических объектов, в реальности протекающую на характерных временах вплоть до миллионов лет.

3) экспериментальная верификация существующих теоретических моделей физики высокой плотности энергии, описывающих, в том числе, природу астрофизических процессов и объектов, в широком диапазоне параметров. В этом случае эксперименты нацелены не на максимальное сходство с астрофизическими явлениями, а на выявление определенных нерешенных проблем в данной области физики.

Отметим, что результаты первой и третьей группы экспериментов могут быть оперативно интерпретированы и однозначно поняты. Напротив, ситуация с масштабируемым прямым исследованием динамики астрофизических явлений намного сложнее. Возникает вопрос, каким образом лабораторный эксперимент с

характерным временным масштабом в наносекунды и с пространственным масштабом в десятки микрометров может предоставить полезную информацию об эволюции астрофизических систем размерами в парсеки ($1 \text{ парсек} = 3 \times 10^{16} \text{ м}$), и возрастом в тысячи и миллионы лет.

Возможность установления соответствия между лабораторными и астрофизическими явлениями основывается на так называемом принципе подобия. Он позволяет определять параметры одной физической системы, изучение которой затруднено, на основе данных о другой системе, подобной ей, создание и прямое наблюдение за которой возможно в контролируемых условиях. Проведение таких аналогий между системами возможно только при соблюдении так называемых критериев подобия, определение которых эквивалентно выводу инвариантности определяющих уравнений при перемене единиц измерения.

Эксперименты по воспроизведению астрофизических процессов в лабораторных условиях проводятся с шестидесятых годов XX века. Так, например, в работе [1], опубликованной в 1969 году, рассмотрен ряд работ, в которых взаимодействие магнитосферы Земли с солнечным ветром моделировалось путем обдувания ускоренной плазмой магнитного диполя, роль которого выполняла намагниченная сфера. В работе [2] описан лабораторный эксперимент по моделированию солнечных магнитных полей и их изменению в районе солнечных вспышек при помощи трех подвижных соленоидов с заменяемыми сердечниками. Работа [3] посвящена моделированию релаксационных процессов, происходящих в сверхтекучей части нейтронных звезд, при помощи сферических резервуаров с жидким гелием, удерживаемых на магнитной подвеске таким образом, чтобы они могли совершать достаточно равномерное вращение.

Современное экспериментальное оборудование позволяет моделировать в лаборатории и изучать процессы образования и эволюции крупномасштабных ударных волн, различного рода гидродинамических неустойчивостей, плазменных потоков, характеризующихся высокими значениями числа Маха, а также определять фундаментальные свойства и уравнения состояния вещества, находящегося в экстремальных условиях. В качестве предмета исследований выступают самые

разные астрофизические объекты: планеты, экзотические звезды, молекулярные облака, коллимированные плазменные струи и многие другие.

Так, например, для построения моделей эволюции, структуры, и энергетических характеристик гигантских планет нашей Солнечной Системы, таких как Сатурн или Юпитер, требуется иметь представление о свойствах неидеальной плазмы с давлениями в десятки МБар. Эксперименты, описанные в [4–6], по ударному сжатию водорода, гелия и их смесей позволили уточнить представления о границе металлизации Юпитера [7].

Появление в конце XX века мощных лазеров и быстрых Z-пинчей создало условия для интенсивного развития нового направления экспериментальной физики — лабораторного моделирования процессов, происходящих в экстремальных астрофизических условиях с высокой плотностью энергии. На протяжении последних тридцати лет во многих странах были сконструированы мощные лазерные установки, такие как Omega в Рочестере (США) [8], Vulcan в лаборатории Резерфорда-Эплтона в Англии, LULI в Политехнической школе во Франции и многих другие. В настоящее время введены в эксплуатацию установки, позволяющие достигать значения плотности энергии на уровне 1 МДж/см^3 . Речь идет о таких установках как LMJ (Laser Mégajoule) [9] во Франции и NIF (National Ignition Facility) [10] в США с энергией в импульсе порядка $\sim 2 \text{ МДж}$, главной целью постройки которых является решение задачи управляемого термоядерного синтеза.

Мощные лазерные установки являются наиболее подходящими для лабораторного моделирования астрофизических процессов. Так, например, в работе [11] описаны эксперименты по моделированию гидродинамических неустойчивостей, характерных для сверхновой SN 1987A, при помощи лазерной установки Nova (LLNL, США). Лазеры, обеспечивающие на мишени плотность потока энергии на уровне $10^{20} - 10^{21} \text{ Вт/см}^2$, позволяют получить хорошо коллимированные пучки мультимэвных протонов [12–15] и электронов [16–18], термически релятивистскую плазму и сверхмощные магнитные поля с индукцией магнитного поля на уровне 10^5 Тл [19,20]. Эти параметры близки к значениям,

характерным для наиболее интригующих явлений современной астрофизики – гамма-всплескам. Генерируемые на петаваттных лазерных установках потоки нетермических электронов ($T_e > m_e c^2$) [21,22] позволяют получать в лабораторных условиях релятивистскую электрон-позитронную плазму [16], которая может быть использована для моделирования аннигиляционных явлений вблизи черной дыры.

Таким образом, современная лабораторная астрофизика - это область физики высоких плотностей энергии, направленная на получение информации о внутренней структуре космических объектов, без которой решение практически любой космофизической проблемы является невозможным. В данной диссертации приведен еще один пример лабораторно-астрофизического моделирования, направленный на понимание механизма коллимации астрофизических плазменных струй.

1.2 Явление коллимации струй вещества, выбрасываемых из протозвездных объектов

Узкие струи вещества (см. рисунок 1.1), выбрасываемые из различных астрофизических образований, например, квазаров, активных галактик, старых компактных звезд или окруженных аккреционным диском Молодых Звездных Объектов (МЗО), и распространяющиеся в направлении, близком к оси вращения объектов-источников, являются широко известным и постоянно наблюдаемым явлением во Вселенной [23–26]. Скорость распространения атомно-молекулярного газа внутри таких струй варьируется в диапазоне от 100 до 1000 км/с в зависимости от массы ядра формирующейся звезды. Они могут существовать значительные промежутки времени и иметь колоссальные, порядка нескольких парсек, пространственные размеры [27,28].

Такие крупномасштабные выбросы вещества играют важную роль в эволюции молодых звезд, поэтому их изучение - это ключ к пониманию

механизмов распределения массы, энергии и углового момента между плотным центральным ядром и аккреционным облаком на ранних этапах звездной эволюции.

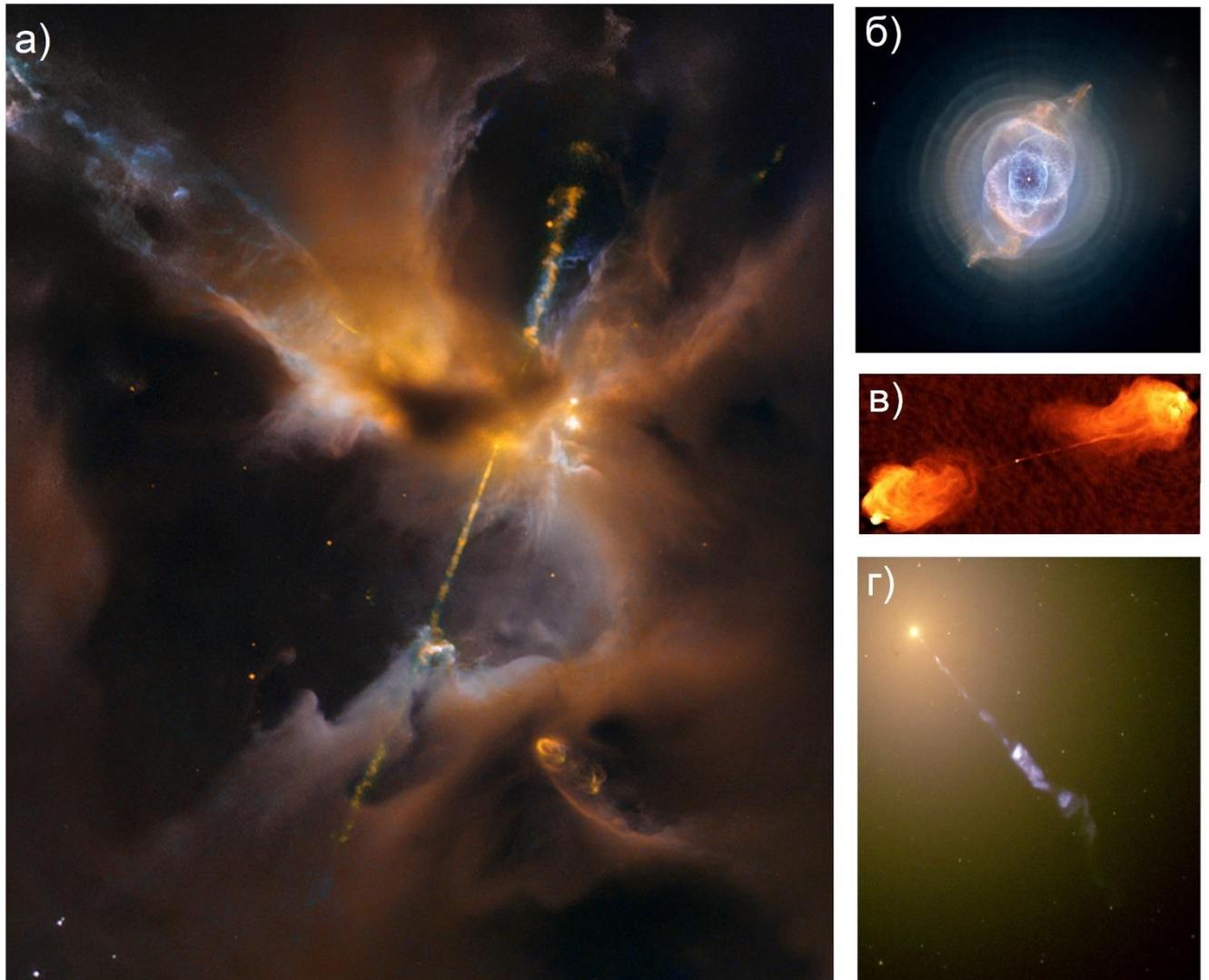


Рисунок 1.1 - а) Полученное при помощи телескопа Хаббл [29] изображение объекта HH (Herbig-Haro) 24 [30], находящегося в пределах Млечного пути в Облаке Ориона на расстоянии 1350 световых лет от Земли. Отчетливо видны две струи вещества, выбрасываемые из центральной области аккреционного облака. б) Туманность Кошачий глаз (NGC-6543) представляет собой остаток звезды, окруженный сброшенными плазменными оболочками. в) Аккреция вещества на черную дыру [31] в виде узкой струи в галактике Лебедь А. г) Образование струи при аккреции вещества на массивный объект в центре галактики M87.

Одной из принципиальных задач в данной области является описание причин выбросов вещества из аккреционного диска и механизма формирования из него узких струй с соотношением длины и диаметра большим 10. Существующие в настоящее время модели предсказывают возможность образования истекающих из аккреционного диска конусообразных расширяющихся потоков вещества [32], которые могут частично коллимироваться при помощи тороидальной компоненты магнитных полей, генерируемых различными процессами в самом диске (т. н. самоколлимация) [33]. Однако, этот процесс не может в полной мере описать совокупность характеристик наблюдаемых узконаправленных потоков. Как было упомянуто выше, струи сохраняют свою форму на расстояниях, иногда существенно превышающих размер их источника. В рамках же явления самоколлимации влияние тороидальных магнитных полей быстро спадает с расстоянием и предполагает бесконечное расширение потока с удалением от источника струи [34]. Кроме того, в потоках, формируемых таким образом, наблюдаются неустойчивости, способные разрушить их структуру [35].

В качестве дополнительного к самоколлимации механизма рассматривается влияние на больших пространственных масштабах полоидальной компоненты магнитного поля, формируемого вокруг МЗО [36]. Принципиальная возможность сжатия неколлимированных потоков вещества до узких струй таким полем была впервые предсказана в работах по численному моделированию [37,38]. Поля, обладающие необходимыми характеристиками, наблюдаются как в непосредственной близости [39], так и на больших расстояниях от аккреционного диска [40]. При этом обычно направление их силовых линий близко к направлению распространения потоков вещества (расхождение не более чем на 35°) [41]. Следует отметить, что в первых попытках численного моделирования влияния полоидального магнитного поля на формирование узких струй вещества не учитывалось охлаждение плазмы, а все результаты в силу ограниченных вычислительных возможностей, были получены для небольших расстояний от области формирования струи. Однако, проведенное недавно компьютерное моделирование [42], основанное на комплексном магнитогидродинамическом

подходе, подтверждает, что полоидальные магнитные поля могут оказывать влияние на плазменные потоки на значительных расстояниях от объекта–источника струи. Таким образом, в сферических координатах сила, действие которой приводит к формированию узконаправленных струй вещества, может быть представлена в виде уравнения (1.1):

$$F_r = -j_z B_\varphi + j_\varphi B_z \quad (1.1)$$

где первое слагаемое соответствует самоколлимации, определяемой тороидальными магнитными полями B_φ , а второе механизму полоидальной коллимации, связанной с направленными вдоль оси вращения полями B_z .

1.3 Исследование плазменных струй в лабораторных условиях

1.3.1 Генерация коллимированных струй без использования магнитного поля

Одним из способов проверки гипотезы о влиянии полоидальных магнитных полей на разлет вещества, выбрасываемого из МЗО, является класс экспериментов, в которых в качестве модели астрофизической плазменной струи выступают потоки лазерной плазмы.

Плазменная струя может быть сформирована за счет абляции различных мишеней под действием лазерного импульса. Для этого могут быть использованы как простые мишени из твердых фольг и брусков, так и мишени специальной конфигурации, например, конические [43,44] или многослойные [45–47].

В работе [48] дается подробное описание процесса образования плазменной струи вследствие абляции материала мишени и дальнейшего распространения плазменного облака. Один из способов получения плазменной струи с помощью лазерного воздействия на поверхность мишени описан в работе [46]. Эксперимент проводился на лазерной установке PALS (Чехия) с энергией и длительностью импульса в 500 Дж и 10 нс, соответственно. В результате такого эксперимента была

сформирована плазменная струя, соответствующая, с учетом законов масштабирования, струям МЗО (число Маха для таких систем превышает 10). Размерный анализ и результаты расчетов в гидродинамическом приближении для двумерного случая показали справедливость модельных предположений, использованных при формировании такой плазменной струи.

Скорость, форма и плотность плазменных струй, сформированных методом лазерной абляции, также являются предметом исследований работы [49]. Авторы использовали лазерную установку PHAROS (США) с энергией импульса в диапазоне 100-200 Дж. В качестве мишеней использовались конические углубления и плоские фольги. Определялись зависимости таких параметров как скорость, плотность, время жизни и форма струи от угла раствора конической мишени. В результате были сформированы плазменные струи, время жизни которых превышало 80 нс, скорость составила порядка 10 км/с, а ионная плотность порядка $\sim 10^{20}$ ионов/см³. Анализ гидродинамики струи, полученной с помощью лазерной абляции тонких фольг (угол раствора 180°), показал, что температура такой плазмы составляет 7-8 эВ, а давление в струе порядка 1-2 МБар, при интенсивности лазерного излучения 10^{13} Вт/см². Была экспериментально показана принципиальная возможность получения плазменных струй с более высокими температурами.

Стоит отметить также работы, направленные на сравнение параметров струй, распространяющихся с передней и задней поверхностей тонкой твердотельной мишени. В работе [50] тонкая Al фольга, расположенная внутри массивной цилиндрической диафрагмы, облучалась импульсом лазера PALS (Чехия) с энергией от 5 до 250 Дж. Далее рентгеноспектральными методами изучался зарядовый состав плазмы, и исследовался процесс перезарядки многозарядных ионов в плазменных потоках, распространяющихся с обеих поверхностей мишени.

Для дальнейших исследований крайне важно было установить, каким образом параметры и способ фокусировки лазерного импульса влияют на характеристики образующихся плазменных струй. В работе [51] установлен ряд

таких зависимостей для диапазона энергий лазерного импульса от 10 до 200 Дж. Показано, что для случая использования твердотельных мишеней, эффективность конверсии энергии лазерного импульса в кинетическую энергию струи падает с ростом энергии лазерного импульса. Иными словами, рост энергетика лазерного импульса компенсируется падением эффективности конверсии, и, таким образом, проявляется важная особенность экспериментов по генерации плазменных струй – весьма слабая зависимость скорости, плотности и геометрических размеров плазменной струи от энергии импульса в указанном диапазоне энергий.

Тем не менее, для более широкого диапазона параметров можно сделать вывод, что, в случае использования наносекундного лазера с энергией в несколько кДж, целесообразно увеличивать толщину мишени, чтобы направить в струю как можно больше возбужденного материала. В результате можно получить более долгоживущий объект исследований и провести анализ наиболее интересных гидродинамических эффектов. Напротив, в случае лазера с меньшей энергией необходимо уменьшать размеры мишени и, в частности, толщину фольги, чтобы вкачиваемой в систему энергии было достаточно для адекватного масштабирования астрофизического явления.

Также из работы [51] следует, что для случая генерации единственной плазменной струи импульсом с энергией порядка 100 Дж оптимальный диаметр пятна фокусировки лазерного излучения составляет 200-300 мкм.

Важно отметить, что в астрономии плазменные струи наблюдаются в основном при их распространении в окружающем межзвездном газе, либо плазме. Именно взаимодействие плазменной струи с окружающей средой порождает чаще всего излучательные процессы, доступные для нашего наблюдения. В связи с этим, наиболее полное моделирование астрофизических плазменных струй в лаборатории возможно в том случае, когда генерируемые с помощью воздействия лазерных импульсов плазменные струи будут распространяться в специально сформированном газовом облаке.

Подходы к гидродинамическому описанию взаимодействия потоков вещества с окружающей средой хорошо известны. Поскольку скорости астрофизических струй значительно превышают скорость звука в среде, то их распространение в веществе определенно будет вызывать образование областей ударно-волнового сжатия.

Приведем краткое схематичное описание области взаимодействия плазменных струй с окружающей средой – см. рисунок 1.2.

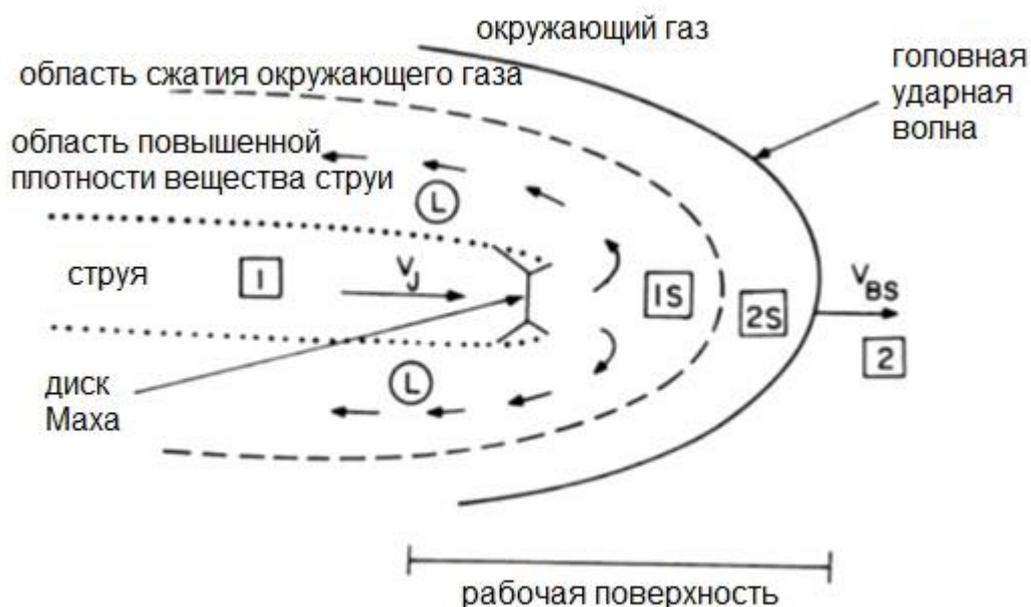


Рисунок 1.2 - Структура головной ударной волны, образующейся при взаимодействии плазменной струи с окружающим газом [52].

Рассмотрим однородную среду и адиабатически распространяющуюся в ней струю. В процессе их взаимодействия в головной области струи и в граничащем с ней газе образуются две области сжатия 1S и 2S, условно разделенные поверхностью контакта. Дальнейшее распространение струи приводит к образованию двух типов ударных волн – диска Маха и головной ударной волны (bow shock) в окружающем газе. Первая из них окружает, собственно, плазменную

струи и снижает ее скорость, вторая обладает скоростью V_{bs} и разгоняет среду перед распространяющейся струей плазмы. Эти четыре области вместе образуют, так называемую, зону взаимодействия или рабочую поверхность плазменной струи. На рисунке 1.3 представлены результаты моделирования распределения плотности в области взаимодействия плазменной струи с гомогенной окружающей средой.

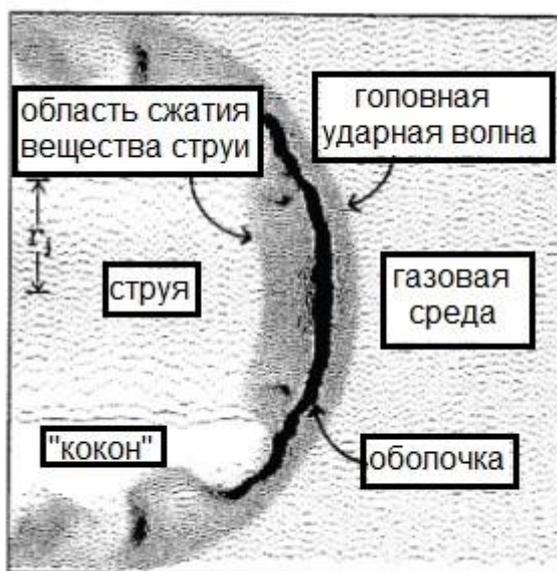


Рисунок 1.3 - Пример результатов моделирования электронной плотности в области взаимодействия плазменной струи с окружающей средой [53].

В случае, если окружающая среда не является гомогенной, происходят локальные изменения скорости распространения головной ударной волны. Это влечет за собой изменение ширины зоны взаимодействия и может привести к разделению этой зоны. В результате может возникнуть ситуация, когда внутри изначально инициированной плазменной струи выделяются отдельные фракции, движущиеся с разными скоростями. В свою очередь, эти фракции начинают взаимодействовать между собой и образовывать «внутренние» ударные волны. Одним из ярких примеров такой структуры являются упомянутые выше объекты

Хербига-Аро. Они представляют собой небольшие участки туманностей, связанных формирующимися МЗО, и образуются, когда газ, выброшенный этими звёздами, вступает во взаимодействие с близлежащими облаками газа и пыли на скоростях в несколько сотен километров в секунду. Для них характерно наличие внутренней структуры плазменной струи в виде цепочки так называемых узлов, ярко излучающих в широком спектральном диапазоне (см. рисунки 1.4, 1.5). Расстояние между соседними узлами такой структуры неодинаковы и имеют порядок нескольких тысяч астрономических единиц. Предполагается, что такие объекты формируются вследствие того, что молодая звезда испускает в разные моменты времени струи с различной скоростью, и те, в свою очередь, распространяясь с разными скоростями, взаимодействуют друг с другом и формируют внутренние области сжатия.

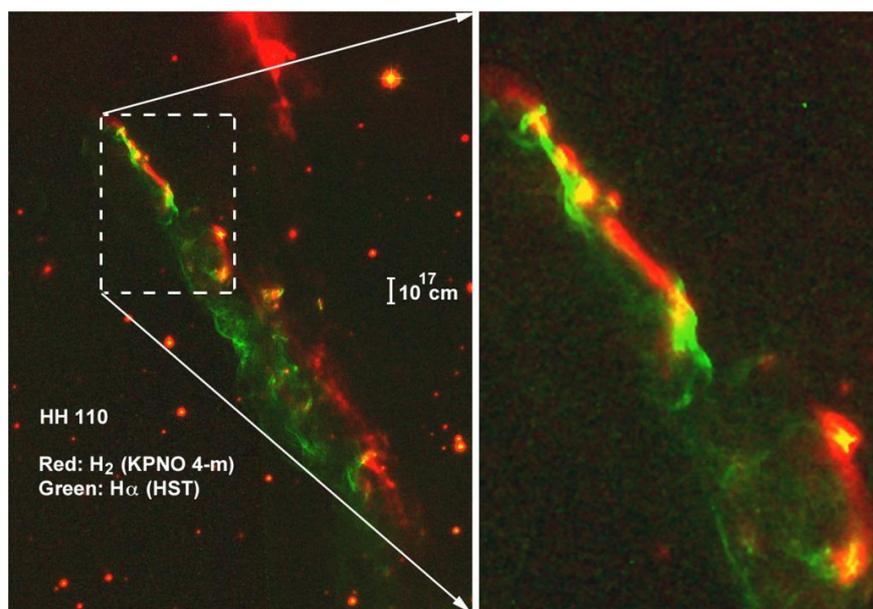


Рисунок 1.4 - Видимое изображение объекта Хербига-Аро 110 [54].

Механизмы взаимодействия плазменной струи с окружающим газом с образованием головной ударной волны представлены в [48]. В лабораториях LULI (Франция) и CLF (Великобритания) была выполнена серия экспериментов по

изучению распространения плазменных струй в газовой среде [55,56]. Для этого в мишенном узле дополнительно размещалось газовое сопло, через которое в область взаимодействия лазерного импульса и основной мишени перед приходом лазерного импульса впрыскивался газ под давлением от единиц до десятков атмосфер.

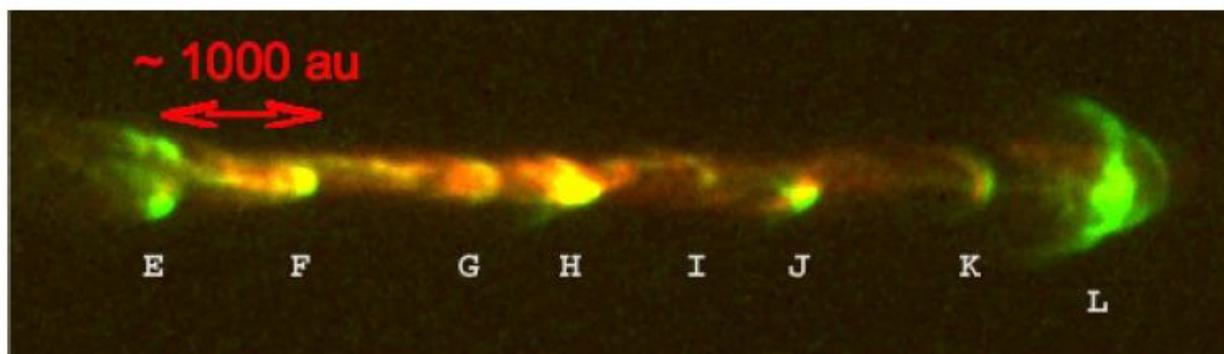


Рисунок 1.5 - Объект Хербига-Аро HH111. Буквами обозначены узлы на протяжении всей плазменной струи [57].

В экспериментах регистрировались головные ударные волны в окружающем газе, были установлены зависимости геометрии плазменной струи от химического состава и давления окружающего газа. Изучалось относительное влияние эффекта радиационного охлаждения и торможения за счет передачи энергии струи к головной ударной волне. Исследован процесс образования головной ударной волны при распространении плазменной струи со скоростью ≥ 100 км/с в атмосфере инертных газов. Получены теневые рентгеновские и протонно-радиографические изображения струи и ударной волны в окружающем газе с пикосекундным временным разрешением. За счет сравнения с результатами модельных численных расчетов, измерены такие параметры вещества, как электронная плотность, давление, оптическая прозрачность, напряженность внутренних электромагнитных полей.

В работе [56] проведены аналогичные исследования для случая исходной плазменной струи, сформированной в конической мишени, заполненной вспененным пластиком. Помимо более эффективного механизма конверсии лазерного излучения в энергию плазменной струи, в этом случае конструкция мишени обеспечивала изоляцию окружающего газа от воздействия рентгеновского и видимого излучения плазмы на передней поверхности мишени. Изучение влияния давления окружающего газа на геометрию и скорость распространения плазменной струи также проводилось в [58].

Поскольку одну из ключевых ролей в эволюции плазменной струи при ее распространении в газе играет эффект радиационного охлаждения, то для корректного масштабирования такого астрофизического процесса в лаборатории необходимо таким образом подбирать вещество и концентрацию окружающего газа, чтобы для взаимодействующих плазм неизменными или близкими оставались сечения излучательных переходов [59]. Кроме того, в этой работе путем изменения давления и химического состава окружающего газа, демонстрируется переход от квази-адиабатического режима распространения плазменной струи к условиям сильного охлаждения струи за счет излучательных процессов. На рисунке 1.6 показаны теневые видимые и прямые рентгеновские изображения плазменной струи и головной ударной волны в окружающем газе, полученные при различных давлениях и временах задержки, соответственно.

Интересная постановка эксперимента приведена в [60], где изучается генерация многокомпонентных струй при облучении мишеней, состоящих из слоев различных химических элементов. Эффективность абляции и образования плазмы в разных материалах различается, в результате получившаяся плазменная струя фактически состоит из отдельных фракций, ускоренных до различных энергий, которые должны при распространении взаимодействовать друг с другом с образованием внутренних ударных волн и ярко излучающих областей («узлов»).

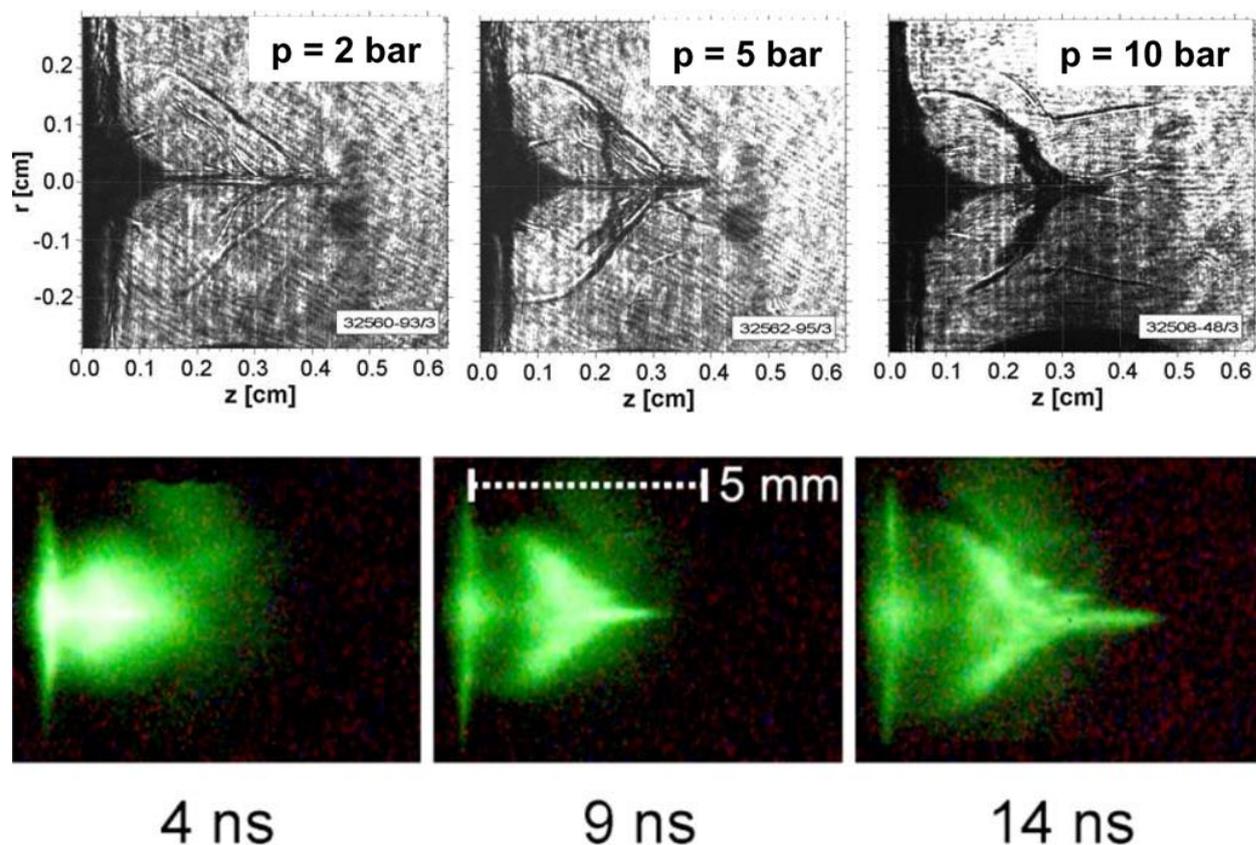


Рисунок 1.6 - Теневые оптические и рентгеновские изображения Si плазменной струи, распространяющейся в аргоне [59].

Именно такая картина будет наилучшим образом соответствовать предполагаемой конфигурации плазменного потока в объектах Хербига-Аро. Также в работе показана зависимость формы рабочей поверхности взаимодействия между плазменной струей и окружающим газом от материала мишени (см. рисунок 1.7).

Астрономические наблюдения демонстрируют, что помимо взаимодействия с относительно разреженным межзвездным газом, плазменные струи могут претерпевать столкновение с плотными объектами, либо встречными потоками. Одним из примеров такого процесса может служить аккреция вещества массивной звездой. В этом случае плазменный поток, перетекающий от звезды-донора, сталкивается с фотосферой акцептора, в результате чего возникает прямая и обратная ударные волны, а ударно сжатое вещество стагнирует вблизи рабочей поверхности, активно расходуя накопленную энергию на излучение. Для

моделирования такой ситуации в нескольких лабораториях с использованием лазерных импульсов кДж уровня энергии был реализован проект POLAR [61], в котором плазма, ускоренная с задней поверхности тонкой фольги, распространяется по цилиндрической трубке и сталкивается с твердотельной массивной преградой. В дальнейшем, отраженный от преграды поток взаимодействует с исходной струей и обеспечивает образование стационарной ударно-сжатой области.

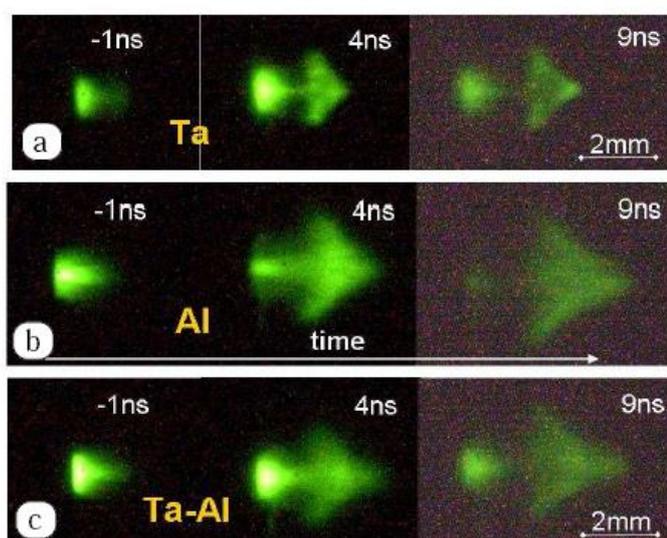


Рисунок 1.7 - Изображение плазменных струй в окружающем газе для чистых и составных мишеней [60].

Также в сходной конфигурации [62] может быть изучено взаимодействие двух противоположенных потоков плазмы, в соответствии со схемой, представленной на рисунке 1.8(а). В результате, два типа плазмы сталкивались друг с другом и образовывали искомую пару ударных волн. С помощью методов оптической и протонной радиографий (рисунок 1.8(б)) были измерены такие параметры вещества в ударно-сжатой области, как величина магнитного поля, электронная плотность, температура плазмы.

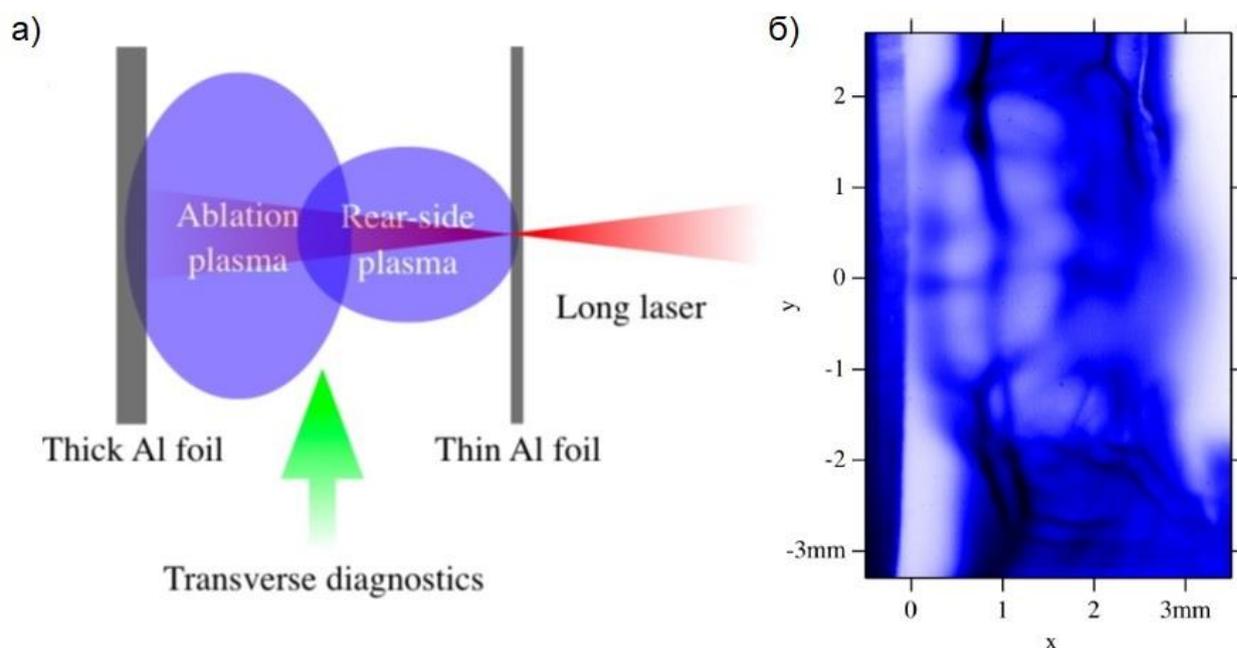


Рисунок 1.8 - а) Схема эксперимента для наблюдения прямой и обратной ударных волн, формируемых при взаимодействии двух плазменных потоков; б) результаты протонной радиографии процесса образования прямой и обратной ударных волн в области столкновения двух потоков плазмы [62].

Подробнее остановимся на эксперименте [54] по исследованию структуры плазменной струи, возмущенной столкновением с локальным твердотельным объектом. Проводилось сравнение полученных экспериментальных результатов и результатов моделирования с астрономическими наблюдениями, в частности для объекта Хербига-Аро HH110. Проведенные исследования позволяют понять физику таких процессов, как распространение плазменной струи в веществе, в режиме, когда в струе возникают локальные увеличения плотности. Более того, возникает возможность описания процессов проникновения плазменной струи в твердую материю, а также разрушения такой плазменной струей преград на своем пути.

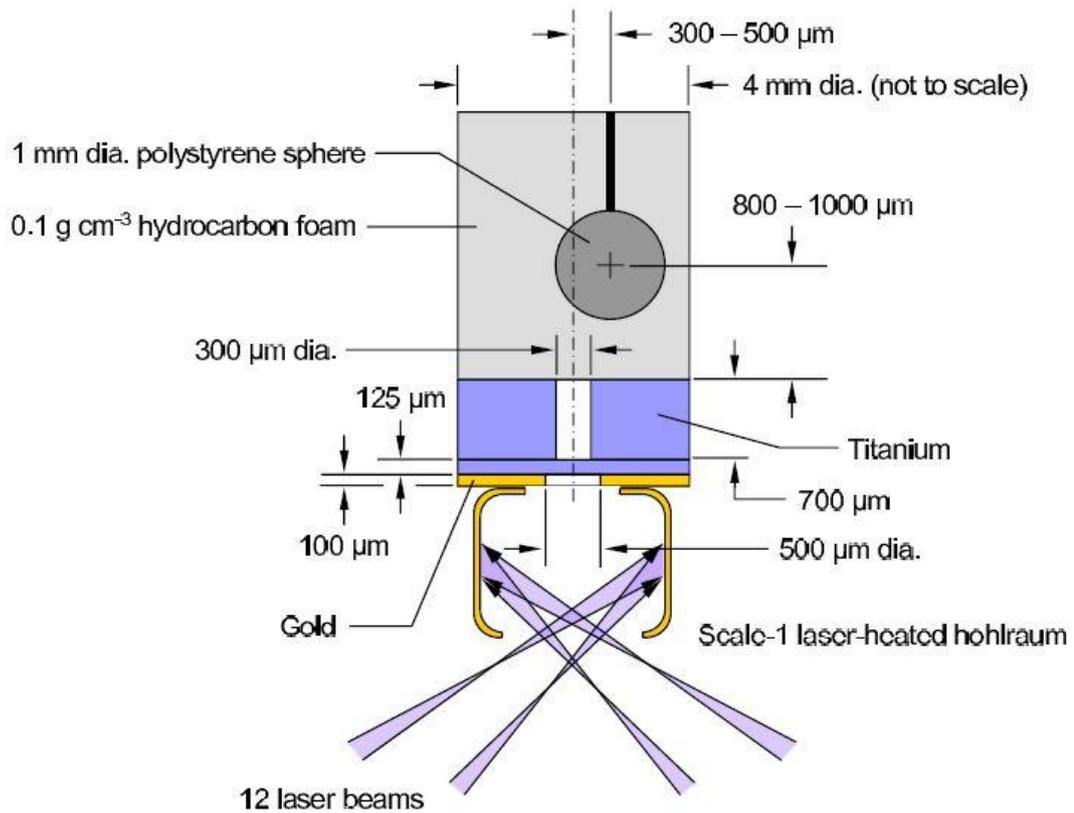


Рисунок 1.9 - Принципиальная схема установки [54]

Для проведения эксперимента использовался лазер Omega, мощностью 400 Дж и длиной импульса 1 нс. Принципиальная схема установки представлена на рисунке 1.9. Лазерное излучение конвертировалось внутри мишени в рентгеновское, которое, в свою очередь, воздействовало на титановую фольгу. Плазма, распространяющаяся с тыльной поверхности фольги, коллимировалась в цилиндрической полости. За счет плавного уменьшения сечения полости, при распространении вдоль цилиндрического канала, плазменный поток увеличивал свою плотность и скорость и затем инжектировался во вспененную СН среду с низкой плотностью порядка 0,1 г/см³. В некоторых случаях во вспененную среду при этом была внесена неоднородность в виде твердотельной сферы диаметром 1 мм. Были получены теневые радиографические изображения плазменных струй внутри поглотителя (см. рисунок 1.10), а также проведены численные расчеты возможной геометрии и плотности струи в процессе ее распространения в поглотителе. В результате получено очень хорошее соответствие между

измеренными и расчетными изображениями, что свидетельствует о сформировавшемся верном теоретическом описании взаимодействия плазменной среды с твердотельной преградой. Отметим, что на изображениях хорошо видно формирование головной ударной волны в поглотителе.

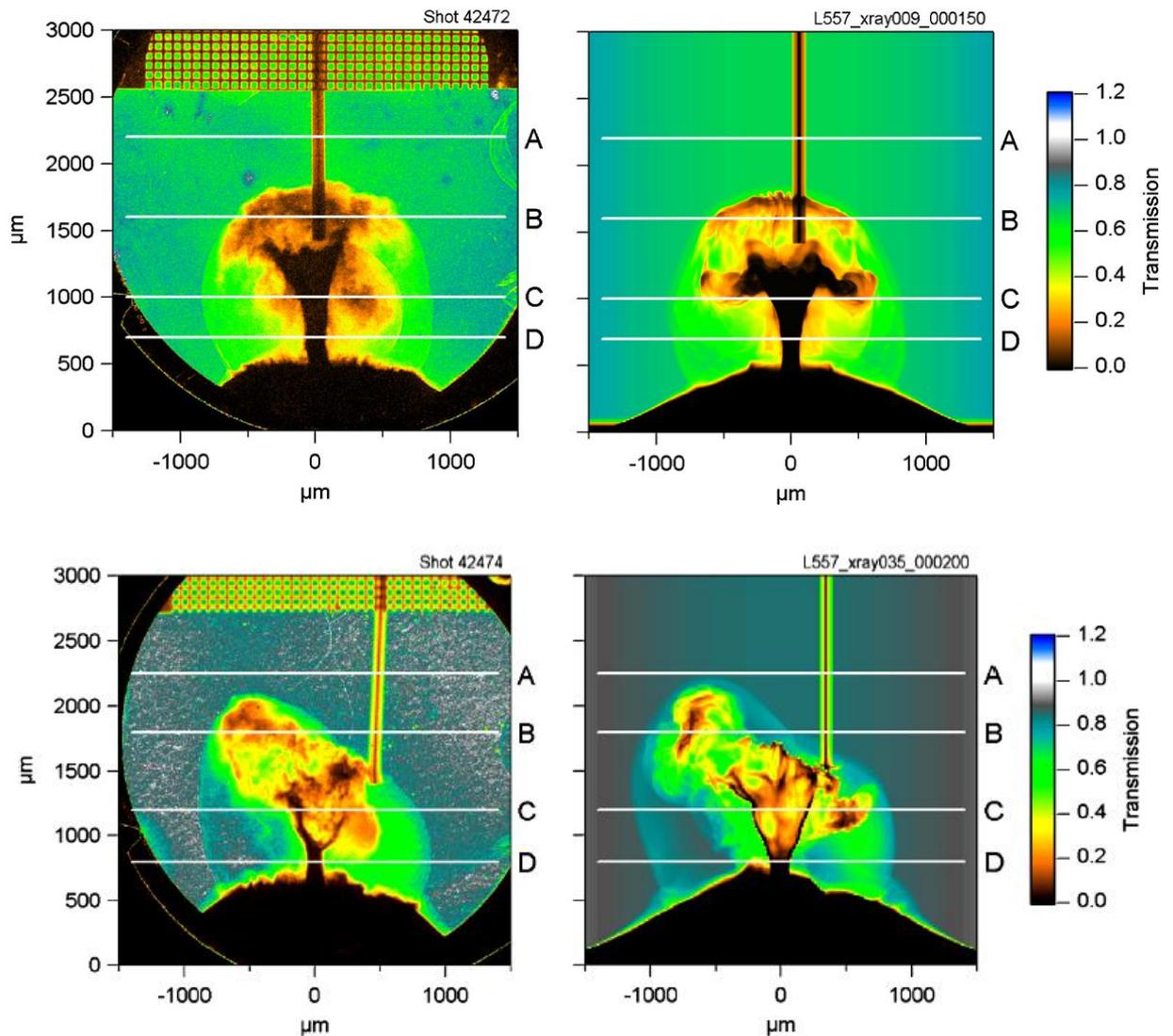


Рисунок 1.10 - Сравнение экспериментальных данных (слева) и результатов моделирования (справа) теневого изображения плазменной струи, распространяющейся во вспененном СН поглотителе – симметричный случай однородного поглотителя (вверху), несимметричный случай взаимодействия с локальной неоднородностью в виде полистиреновой сферы диаметром 1 мм (внизу) [54].

В подавляющем большинстве случаев для постановки экспериментов подобия в лабораторной астрофизике используются мощные наносекундные лазеры с энергией в импульсе порядка 1 кДж. Такие лазеры наилучшим образом подходят для задач моделирования астрофизических процессов, так как обеспечивают накачку среды большой энергией, что в данном случае принципиально более важно, чем интенсивность лазерного импульса. Тем не менее, пикосекундные лазерные импульсы на один-два порядка меньшей энергетике также имеют свою область применимости в лабораторной астрофизике. Прежде всего, это относится к задачам генерации плазменных струй.

Теоретические основы образования плазменных струй с плотностями и скоростями, соответствующими законам масштабирования, для случая использования лазерных импульсов энергией много меньше 1 кДж, приведены в работе [63]. В качестве показательного примера постановки такого эксперимента можно рассмотреть работу [64], в которой для демонстрации образования астрофизически подобных плазменных струй используется лазерный импульс с энергией всего лишь 0.8 Дж (соответствующая интенсивность лазерного излучения на мишени – 10^{12} Вт/см²), фокусирующийся на профилированную алюминиевую мишень. Изображение струи в собственном оптическом излучении представлено на рисунке 1.11. При этом удалось получить поток плазмы со скоростью в 300 км/с, достаточной для моделирования струй, характерных для молодых звездных объектов.

Достигаемая при этом плотность электронной компоненты на оси струи на временах в единицы наносекунд после воздействия лазерного импульса составляла 10^{20} см⁻³, а максимальное число Маха было равно 5.

Показано, что на наносекундных временах основным каналом диссипации энергии в этом случае остается радиационное охлаждение, которое обеспечивает снижение давления в центре струи и сохранение ее коллимированной формы.

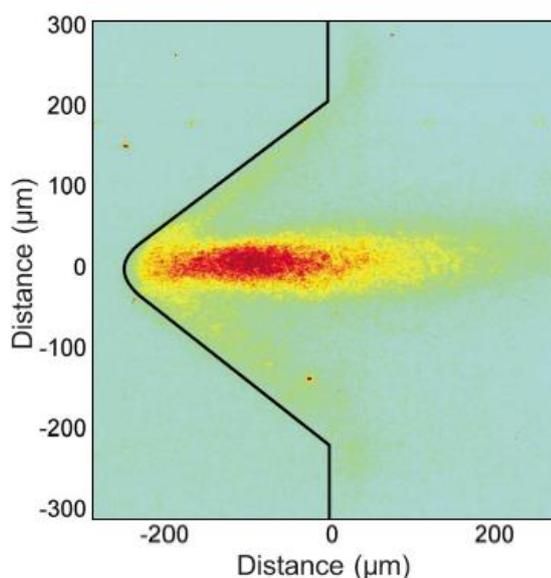


Рисунок 1.11 - Излучение в видимом диапазоне плазменной струи, инициированной лазерным импульсом энергией 0.8 Дж [64]. Лазерный пучок падает справа на поверхность алюминиевой мишени с коническим углублением.

Другим ярким примером использования для генерации плазменных струй пикосекундных лазерных импульсов умеренной энергетике может служить эксперимент на лазерной установке Astra в Лаборатории Резерфорда-Эплтона. Она способна генерировать импульсы с энергией 0.8 Дж длительностью 1 пикосекунда [65]. Эксперимент был также поставлен с использованием твердотельных мишеней с профилированной поверхностью в виде бороздок треугольного сечения. При воздействии лазера происходил нагрев и ионизация облучаемой поверхности, и далее сформировавшаяся плазма с высокой подвижностью и низкой плотностью распространялась от поверхности в направлении локальной нормали в каждой точке поверхности.

Это приводит к столкновению плазменных потоков вблизи оси конического углубления и формирует плазменную струю (см. рисунок 1.12). В качестве мишеней использовались металлические бруски с покрытиями из CH , Al , Cu и Au . В ходе эксперимента с помощью целого набора диагностических методов были получены данные о зависимости различных параметров плазменной струи, как от

химического элемента плазмы, так и от химического состава и давления окружающего газа. Было показано, что материал мишени определяет радиационные свойства плазмы, и, соответственно, задает параметры радиационного охлаждения плазменного потока. Состав окружающей атмосферы определяет параметры фронта ударной волны, и эффекты коллимации и торможения за счет столкновений.

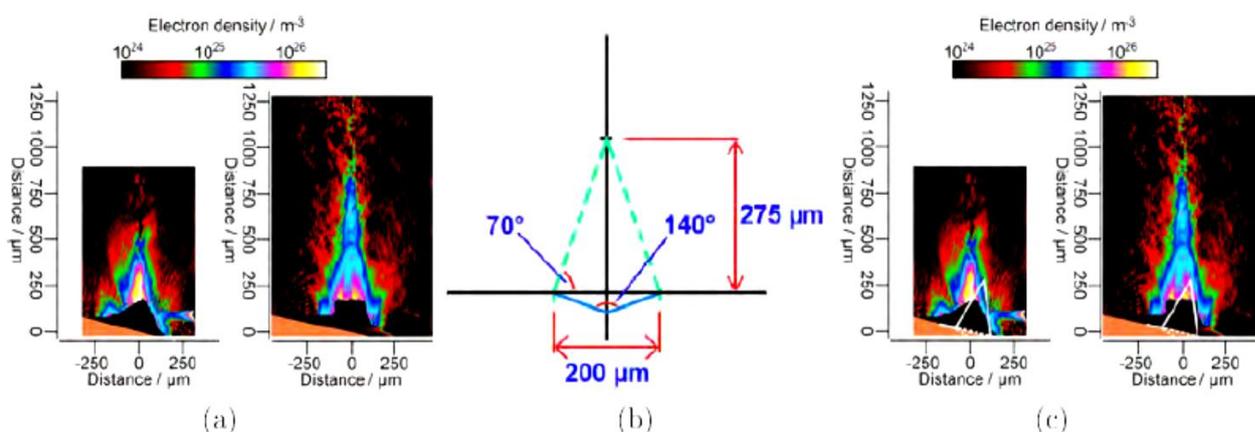


Рисунок 1.12 – Карты электронной плотности плазменной струи, формируемой импульсом лазерной установки Astra [65].

1.3.2 Исследование влияния магнитного поля на разлёт лазерной плазмы

Влияние внешних магнитных полей на гидродинамический разлет лазерной плазмы исследуется довольно давно [66,67]. Большинство исследований были направлены на изучение распространения плазмы перпендикулярно магнитному полю, благодаря явлению дрейфа, в скрещенных электрических и магнитных полях [67–70]. Также рассматривалось влияние желобковой неустойчивости на динамику средне замагниченной плазмы [71,72]. Следует отметить, что все эти исследования проводились в условиях, в которых замагниченными являлись только электроны, а степень замагниченности ионов можно считать пренебрежимо малой.

Возможность создавать сильно замагниченную лазерную плазму появилась

сравнительно недавно с появлением нового класса магнитных систем, разработанных, в частности, в Рочестерской лаборатории лазерной энергетики в Нью-Йорке [73–75], а также в и Институте лазерной инженерии в Осаке [76]. В этих исследованиях были достигнуты колоссальные значения индукции магнитного поля, но на чрезвычайно малых пространственных (миллиметр) и временных (10-100 нс) масштабах. Совместными усилиями Национальной лаборатории сильных магнитных полей в Тулузе и Лаборатории применения интенсивных лазеров Политехнической школы в Париже была создана магнитная система, которая позволяет создавать магнитные поля с индукцией в несколько десятков Тл в объеме несколько кубических сантиметров на микросекундных масштабах времени (подробнее см. Главу 3).

Необходимость создания значительных магнитных полей следует из параметров плазмы, которую можно считать подобной астрофизической. Сами параметры, в свою очередь, определяются теорией подобия магнитогидродинамических систем.

1.4 Критерии соответствия процессов, проходящих в лабораторной плазме, наблюдаемым и теоретически предсказанным астрофизическим явлениям

Для адекватного воспроизведения астрофизических процессов и явлений необходимо выработать строгие критерии, которым должен соответствовать лабораторный эксперимент с характерным временным масштабом в наносекунды и с пространственным масштабом в десятки микрометров, моделирующий сложную плазменную систему с размерами в парсеки и характерным временным масштабом миллионы лет. Иначе говоря, необходимо сформулировать законы масштабирования для плазменных объектов и процессов, выполняемые в крайне широком диапазоне значений параметров (десятки порядков).

Демонстрацией инвариантности двух систем (астрофизической и лабораторной) является одновременное выполнение двух требований. Прежде всего, необходимо показать существование преобразования одной системы в другую. Существование такого преобразования доказывает возможность решения физической задачи методом инвариантности, однако, с учетом некоторых частных ограничений. Помимо этих ограничений, являющихся следствием законов масштабирования, необходимо определить «критерии применимости», которые отвечают начальным предположениям о параметрах плазмы, принятых для системы уравнений, описывающей исследуемый объект. Законы масштабирования нельзя рассматривать отдельно от системы уравнений, определяемой основными физическими процессами.

В 1977 году Коннор и Тэйлор [77] показали, что законы, описывающие эволюцию плазмы, могут быть инвариантны относительно некоторых преобразований. После этой работы было проведено множество исследований, посвященных законам масштабирования в зависимости от типа плазмы. В целом, можно выделить два подхода к законам масштабирования: размерный и подход групп симметрий.

1.4.1 Размерный подход

«Интуитивный» или размерный подход, предложенный Д.Д. Рютовым в [78,79], относится к гидродинамике и МГД. Этот прием применяется чаще всего относительно таких объектов и явлений, как плазменные струи.

В этом подходе масштабируемые объекты рассматриваются, как идеальная сжимаемая жидкость в присутствии магнитного поля, описываемая системой уравнений Эйлера, к которым для описания магнитной индукции поля добавлен закон Максвелла-Фарадея:

закон сохранения массы

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0, \quad (1.2)$$

закон сохранения импульса

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \nabla \vec{v} \right) = -\nabla p - \frac{1}{4\pi} \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}), \quad (1.3)$$

закон сохранения энергии

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \gamma \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \nabla p - \gamma \frac{p}{\rho} \vec{v} \nabla \rho = 0, \quad (1.4)$$

закон Максвелла-Фарадея

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (1.5)$$

где \vec{v} , ρ , p , \vec{B} соответственно, скорость, плотность, давление и индукция магнитного поля, а γ – коэффициент адиабаты, который составляет $5/3$ для полностью ионизованного газа (эквивалентно для идеального одноатомного газа) и $4/3$ в случае, когда доминирует радиационное давление (фотонный газ). Уравнения (1.2), (1.3), (1.4), (1.5) характеризуют систему, называемую «магнитогидродинамической», для которой доказано существование законов масштабирования между системой, описанной набором переменных $(\vec{r}, \vec{B}, \rho, p, t, \vec{v})$, и системой, представленной набором переменных $(\vec{r}_1, \vec{B}_1, \rho_1, p_1, t_1, \vec{v}_1)$.

Рассмотрим преобразование переменных вида $\vec{r} = a\vec{r}_1$, $\rho = b\rho_1$, $p = cp_1$ и $\vec{B} = \sqrt{c}\vec{B}_1$ (где a , b и c – три относительные константы). Для того, чтобы получить идентичные системы, переменные должны удовлетворять следующим условиям:

$$t = a \sqrt{\frac{b}{c}} t_1, \quad (1.6)$$

$$\vec{v} = \sqrt{\frac{\bar{c}}{b}} \vec{v}_1, \quad (1.7)$$

$$\frac{\vec{B}}{\sqrt{p}} = \frac{\vec{B}_1}{\sqrt{p_1}} \quad (1.8)$$

Соотношения (1.6) - (1.8) названы Д.Д. Рютовым подобием Эйлера-Альфвена. Они доказывают инвариантность двух исследуемых систем с помощью описанного выше преобразования.

В качестве дополнительного критерия к соотношениям (1.6) – (1.8) добавляются условия «геометрической идентичности». Для пояснения этого термина рассмотрим начальные условия одной из систем и запишем их в виде:

$$\rho|_{t=0} = \bar{\rho} H \left(\frac{\vec{r}}{h} \right), \quad (1.9)$$

$$p|_{t=0} = \bar{p} G \left(\frac{\vec{r}}{h} \right), \quad (1.10)$$

$$\vec{v}|_{t=0} = \bar{\vec{v}} F \left(\frac{\vec{r}}{h} \right), \quad (1.11)$$

где функции H , G и F – безразмерные функции, а $\bar{\rho}$, \bar{p} , $\bar{\vec{v}}$ и h – постоянные множители масштабирования. Если начальные условия другой системы, характеризуемой постоянными масштабными множителями $(\bar{\rho}_1, \bar{p}_1, \bar{\vec{v}}_1$ и $h_1)$, описываются функциями, идентичными H , G и F , то системы считаются «геометрически идентичными».

Используя (1.9) – (1.11), можно переписать условия подобия (1.6), (1.7) в виде:

$$\bar{v} \sqrt{\frac{\bar{\rho}}{\bar{p}}} = \bar{v}_1 \sqrt{\frac{\bar{\rho}_1}{\bar{p}_1}} = Eu, \quad (1.12)$$

где Eu – так называемое число Эйлера, которое определяет подобие эволюций двух систем.

Как уже говорилось выше, эти законы масштабирования выполняются, если система может быть рассмотрена как идеальная жидкость, для которой можно пренебречь эффектами диссипации. Применение этого критерия дает некоторые обязательные для выполнения условия, которые перечислены ниже.

1. Условие малости теплового потока:

$$Pe \gg 1, \quad (1.13)$$

где Pe так называемое число Пекле, которое равно отношению потока уносимого тепла к потоку внутренней конвекционной энергии.

2. Условие малости вязкости среды

$$Re = \frac{Lv}{\nu} \gg 1, \quad (1.14)$$

где Re – число Рейнольдса ν – кинематическая вязкость системы, а L – ее характерный размер.

3. Условие малости радиационного потока:

$$\tau_{rad} \gg \tau_{hydro}, \quad (1.15)$$

где τ_{rad} – радиационное время, определяемое отношением плотности тепловой и радиационной энергий, а τ_{hydro} – характерное время эволюции гидродинамической системы.

4. Условие применимости гидродинамического описания

$$\zeta \ll 1, \quad (1.16)$$

где ζ – параметр локализации, определяемый отношением длины свободного пробега к характерным размерам гидродинамической системы.

5. Малость магнитного сопротивления:

$$Re_M = \frac{Lv}{D_M} \gg 1, \quad (1.17)$$

где Re_M – магнитное число Рейнольдса, а D_M – коэффициент магнитной диффузии.

Итак, две гидродинамические системы подобны, если одновременно выполнены требования, описанные выше, и уравнения магнитной гидродинамики могут быть записаны в форме (1.2) - (1.5). Применение законов масштабирования возможно, если выполняются соотношения (1.12) (сохраняется число Эйлера) и (1.8), наконец, если начальные условия геометрически идентичны, то в рамках представленного размерного формализма системы эволюционируют одинаково.

1.4.2 Подход групп симметрий

Второй подход [80], описанный в деталях в [81], следует из более строгого и системного формализма, основанного на алгебре Ли. Он основывается на инвариантности системы уравнений эволюции магнитогидродинамических систем, в которых присутствуют радиационные потери, относительно определенных групп преобразований. Следует отметить, что размерный метод, описанный в пункте 1.4.1, естественным образом включен в групповой и является его частным случаем.

Рассмотрим простой пример, который демонстрирует суть группового формализма, не вдаваясь в подробности операторной алгебры. Пусть некоторая система характеризуется параметрами a , b и c , которые связаны уравнением:

$$F(a, b, c) = 0. \quad (1.18)$$

Следует сразу отметить, что в качестве связи (1.18) может выступать и система уравнений. Проведём преобразование переменных вида:

$$\bar{a} = \delta^\alpha a; \bar{b} = \delta^\beta b; \bar{c} = \delta^\gamma c, \quad (1.19)$$

где δ – константа, называемая параметром группы, а α , β и γ – относительные показатели. Пусть структура уравнения (1.18) такова, что преобразования переменных (1.19) приводят его к виду:

$$AF(\bar{a}, \bar{b}, \bar{c}) = 0, \quad (1.20)$$

где

$$A = \delta^\alpha \delta^\beta \delta^\gamma = \delta^{\alpha+\beta+\gamma}. \quad (1.21)$$

Будем называть уравнение (1.18) инвариантным относительно группы преобразований (1.19) в случае, если

$$A \equiv 1. \quad (1.22)$$

Из условия (1.22) следует связь между относительными показателями α , β и γ :

$$\alpha = -\beta - \gamma, \quad (1.23)$$

То есть существует только два независимых показателя, а третий определяется из (1.23). В случае, если связь между исходными физическими величинами устанавливается системой уравнений, то условия типа (1.23) будут эквиваленты системе уравнений, связывающих относительные показатели. Из (1.23) можно получить, что

$$\delta^\alpha = \delta^{-\beta-\gamma} = \delta^{-\beta} \delta^{-\gamma}. \quad (1.24)$$

Из (1.19) получим:

$$\frac{\bar{a}}{a} = \delta^\alpha; \quad \frac{b}{\bar{b}} = \delta^{-\beta}; \quad \frac{c}{\bar{c}} = \delta^{-\gamma}. \quad (1.25)$$

Подставив, (1.25) в (1.24) получим:

$$\frac{\bar{a}}{a} = \frac{b}{\bar{b}} \frac{c}{\bar{c}} \leftrightarrow abc = \bar{a}\bar{b}\bar{c} = I. \quad (1.26)$$

Величина I является инвариантом групп подобия и имеет одно и тоже значение в любой из систем, описываемых уравнением (1.18). Оно фиксирует отношения между физическими величинами a , b и c .

Параметр δ является промежуточным, поэтому в определении его точного значения нет необходимости, однако, при помощи (1.19) мы можем его представить в виде:

$$\delta = \left(\frac{\bar{a}}{a} \right)^{\frac{1}{\alpha}}, \quad (1.27)$$

$$\delta = \left(\frac{\bar{b}}{b}\right)^{\frac{1}{\beta}}. \quad (1.28)$$

Определив таким образом два выражения для параметра δ , находим

$$\left(\frac{\bar{a}}{a}\right)^{\frac{1}{\alpha}} = \left(\frac{\bar{b}}{b}\right)^{\frac{1}{\beta}} \leftrightarrow \bar{a} = a \left(\frac{\bar{b}}{b}\right)^{\frac{\alpha}{\beta}}. \quad (1.29)$$

Следует отметить, что критерии подобия Эйлера-Альфвена (1.6) – (1.8), описанные в предыдущем пункте, являются частным случаем выражений типа (1.29).

В качестве физических параметров a , b , c , характеризующих систему, могут выступать, например, координата x , время t и температура T , являющаяся функцией этих параметров. В качестве уравнения вида (1.18), связывающего их, выступает нелинейное уравнение теплопереноса для ионизирующейся горячей плазмы:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[kT^n \frac{\partial T}{\partial x} \right]. \quad (1.30)$$

В этом случае, из (1.29) следует, что, зная характерные размеры x и \bar{x} , каждой из систем, и время t в одной из них, можно вычислить такое значение величины \bar{t} , которое обеспечит инвариантность уравнений при переходе из системы, описываемой параметрами (x, t) в систему с параметрами (\bar{x}, \bar{t}) . Связь решений $T(x, t)$ и $\bar{T}(\bar{x}, \bar{t})$ определяется при помощи установленных выражений для инвариантов данной системы.

Таким образом, для установления подобия двух систем необходимо определить группу преобразований относительно которых уравнения, описывающие эволюцию этих систем, инвариантны, получить выражения для величин, имеющих одинаковое значение в обеих системах (инвариантах), и на их основе определить связь между переменными. Следует отметить, что преобразования переменных и соответствующие им преобразования, связывающих их уравнений, могут быть нетривиальными, и для получения связи между относительными показателями и выражений для инвариантов необходимо пользоваться средствами операторной алгебры.

1.4.3 Инварианты гидродинамических уравнений, описывающих эволюцию плазмы

Из инвариантности гидродинамических уравнений, описывающих эволюцию оптически тонкой плазмы с учетом радиационных потерь, относительно рассмотренных в [82] групп преобразований вида (1.19) следует существование нескольких инвариантов характерных для МГД систем:

Число Струхала

$$I_1 = \frac{vt}{r} = St, \quad (1.31)$$

где v – скорость плазмы.

Показатель политропы:

$$I_2 = \gamma. \quad (1.32)$$

А также:

$$I_3 = \frac{P_{th}t}{\rho vr} = Eu \times St = \frac{St}{\gamma M^2}, \quad (1.33)$$

где P_{th} - тепловое давление плазмы, ρ – ее плотность, Eu – число Эйлера, M – число Маха;

$$I_4 = \frac{Lt}{P_{th}} \propto \frac{t}{t_L} = \frac{1}{\chi}, \quad (1.34)$$

где $L = L(\rho, t)$ – функция энергетических потерь, а t_L – характерное время источника этих потерь, χ – так называемый фактор охлаждения.

Инвариант I_5 фактически выражает закон сохранения массы:

$$I_5 = \frac{M}{(\rho r^{1+d})}, \quad (1.35)$$

где d – размерность пространства.

При рассмотрении оптически толстой плазмы к ним добавятся:

Радиационное число Эйлера

$$I_7 = \frac{P_R}{\rho v r} = E u_R, \quad (1.36)$$

где P_R – радиационное давление;

$$I_8 = \frac{E_R}{P_{th}}, \quad (1.37)$$

где E_R – плотность энергии, уносимой излучением;

$$I_9 = \frac{t F_R}{P_{th} r}, \quad (1.38)$$

где F_R – величина потока энергии, уносимой излучением.

Представление инвариантов в форме (1.31), (1.32) позволяет определить порядок величин масштабных параметров лабораторной плазмы, обладающей подобием по отношению к моделируемому астрофизическому объекту. Рассмотрим инвариант (1.31) – число Струхаля – и оценим характерные параметры лазерной плазмы, исходя из начальных условий, в каждой системе, приведенных в Таблице 1.1, составленной на основе данных из [83].

На основании данных таблицы 1.1 находим число Струхаля равное 3 для астрофизической системы. Предполагая скорость плазмы в лаборатории порядка 100 км/с и размеры порядка 1 мм, получаем требуемый порядок гидродинамического времени для лабораторной системы $t_{hydro}^{lab} = 30$ нс. Время охлаждения астрофизической струи составляет $t_{rad}^{astro} = 100$ лет (3×10^9 с, см. например [84]), следовательно, исходя из данных для t_{hydro} астрофизических струй, приведенных в таблице 1.1, $I_4 = 10$. Зная t_{hydro}^{lab} , определенное по числу Струхаля, получим что время охлаждения лабораторной плазмы, которую можно считать подобной астрофизической струе, составляет $t_{rad}^{lab} = 3$ нс.

Таблица 1.1 - Характерные скорость, размер и время гидродинамического разлета для наблюдаемых в астрономии плазменных струй МЗО и модельных струй создаваемых при воздействии мощных лазерных импульсов.

Параметр	Астрофизическая струя	Лазерная плазма
$v, \text{км/с}$	300	100
$r, \text{мм}$	3×10^{18}	1
$t_{hydro}, \text{с}$	3×10^{10}	3×10^{-8}

Поскольку число Струхаля сохраняется, принимая γ одинаковой в каждой системе в соответствии с (1.32), исходя из инварианта I_3 (см. уравнение (1.33)), получим, что числа Маха и Эйлера также должны сохраняться в переходе из одной системы в другую, причем сохранение последнего следует и из размерного подхода. Значения параметров лабораторной плазмы, приведенные в таблице 1.1. соответствуют лазерной плазме, получаемой при облучении твердотельных мишеней излучением с плотностью потока $W \cong 10^{12} - 10^{14} \text{ Вт/см}^2$.

Таким образом, на основе инвариантов (1.31) – (1.38) могут быть определены условия лазерного эксперимента, необходимые для получения лабораторной плазмы подобной астрофизической.

Глава 2 Методика диагностики плазмы с нестационарным ионизационным состоянием

Как уже отмечалось выше, в диагностике плазмы очень широкое применение находят спектральные методы, которые позволяют определять плотность и температуру плазмы по характерным особенностям излучаемого спектра [85,86]. Развитие этих методов на протяжении длительного времени было связано с проблемами мощных источников рентгеновского и корпускулярного излучений, инерциального термоядерного синтеза и создания рентгеновских лазеров со столкновительной накачкой. В рамках этих задач наибольший интерес представляли процессы, в которых реализовывались наибольший нагрев или наибольшее сжатие плазмы. Плазма при этом в большинстве случаев оказывалась стационарной. В связи с этим большинство методик рентгеноспектральной диагностики плазмы основывается на предположении о близости ее ионизационного состояния к стационарному, соответствующему данной температуре электронов. Однако, это предположение в ряде практически важных случаев противоречит экспериментальным данным. Например, в случае лабораторной плазмы, часто оказывается, что время ее существования меньше характерного времени установления ионизационного равновесия [87].

В настоящее время, в связи с задачами лабораторной астрофизики, описанными в первой главе, существует интерес к процессам, происходящим в лазерной плазме через значительные промежутки времени после момента ее создания. В этой ситуации плазма, как правило, будет рекомбинационно-неравновесной. Большинство созданных ранее рентгеноспектральных методик для такой плазмы не могут быть использованы. В связи с этим, в настоящей главе предложена применимая к рекомбинационно-неравновесной плазме диагностическая методика, основанная на использовании относительных интенсивностей спектральных линий резонансной серии He-подобных

многозарядных ионов, которые чувствительны к электронной температуре и плотности в широком диапазоне значений.

В разделе 2.1. приведена общая схема определения относительных интенсивностей спектральных линий ионов в плазме с произвольным ионизационным состоянием. Раздел 2.2 представляет собой детальное описание расчетной модели, использовавшейся при определении зависимости относительных интенсивностей линий резонансной серии He-подобного иона F VIII от электронной температуры и плотности. В разделе 2.3. приведены полученные зависимости. Раздел 2.4 содержит описание принципов масштабирования вдоль изоэлектронной последовательности, при помощи которых результаты расчетов для иона F VIII могут быть обобщены для случая произвольного He-подобного иона.

2.1 Относительные интенсивности спектральных линий ионов в плазме с произвольным ионизационным состоянием

2.1.1 Общее уравнение для населенностей возбужденных ионных уровней

В случае нестационарной плазмы расчет населенностей возбужденных ионных уровней, а, следовательно, и интенсивностей, излучаемых плазмой спектральных линий, может опираться на так называемое квазистационарное приближение, в котором учитывается, что распределение ионов по кратностям ионизации не является стационарным [88–90]. Сразу заметим, что ниже мы будем рассматривать только плазму, оптически тонкую в спектральных линиях ионов, используемых для диагностики. С точки зрения практического применения такое ограничение не является особой проблемой, поскольку диагностическое вещество практически всегда может быть внесено в исследуемую плазму в качестве малой примеси.

Для оптически тонкой плазмы интенсивности наблюдаемых спектральных линий пропорциональны населенностям возбужденных состояний ионов, при радиационном распаде которых происходит их излучение. Для определения населенностей возбужденных состояний, в общем случае, следует решить систему кинетических уравнений:

$$\frac{dN_i^Z}{dt} = \sum_{i', Z'} K_{ii'}^{ZZ'} N_{i'}^{Z'}, \quad (2.1)$$

где N_i^Z – населенность i -того уровня иона со спектроскопическим символом Z . Под спектроскопическим символом Z понимается величина на единицу превышающая заряд иона Z_i :

$$Z = Z_i + 1 \quad (2.2)$$

$K_{ii'}^{ZZ'}$ – кинетическая матрица, недиагональные элементы которой дают вероятности переходов между состояниями i', Z' и i, Z за счет всех элементарных актов, а диагональные со знаком минус равны сумме вероятностей переходов из состояния i, Z во все остальные.

2.1.2 Ударно-излучательная модель

Как следует из определения $K_{ii'}^{ZZ'}$, в общем случае кинетическая матрица может включать в себя вероятности абсолютно всех возможных типов переходов. Однако, в ряде приложений для упрощения расчетов можно исключить из рассмотрения процессы, вероятность которых в данных условиях (прежде всего при данной электронной температуре T_e и плотности N_e) мала по сравнению с другими. В связи с этим во всех наших расчетах использовалась ударно-излучательная модель, в рамках которой кинетическая матрица может быть представлена в следующем виде:

$$K_{ii'}^{ZZ'} = A_{ii'}^{ZZ'} + V_{ii'}^{ZZ'} N_e, \quad (2.3a)$$

где $A_{ii'}^{ZZ'}$ - вероятность спонтанных радиационных переходов, а $V_{ii'}^{ZZ'}$ - скорость переходов, происходящих при электрон-ионных соударениях. При этом под радиационными переходами понимается не только спонтанный распад возбуждённых состояний ионов, но и фоторекомбинация. В матрицу же столкновительных переходов включены следующие процессы: столкновительное возбуждение и девозбуждение уровней, столкновительная ионизация, автоионизация, тройная и диэлектронная рекомбинация. Тогда элементы матриц $A_{ii'}^{ZZ'}$ и $V_{ii'}^{ZZ'}$ связаны со скоростями элементарных актов следующим образом:

$$A_{ii'}^{ZZ'} = \begin{cases} A_{ii'}^{ZZ} & \text{для } Z' = Z, i' > i, \\ \langle v\sigma^{ph}(i', Z' \rightarrow i, Z) \rangle N_e & \text{для } Z' > Z. \end{cases} \quad (2.3б)$$

$$V_{ii'}^{ZZ'} = \begin{cases} \langle v\sigma^{ex}(i', Z \rightarrow i, Z) \rangle & \text{для } Z' = Z, i' < i, \\ \langle v\sigma^{deex}(i', Z \rightarrow i, Z) \rangle & \text{для } Z' = Z, i' > i, \\ \langle v\sigma^{ion}(i', Z' \rightarrow i, Z) \rangle + \Gamma(i', Z' \rightarrow i, Z)/N_e & \text{для } Z' < Z, \\ \kappa^{th}(i', Z' \rightarrow i, Z)N_e + \langle v\sigma^{dr}(i', Z \rightarrow i, Z) \rangle & \text{для } Z' > Z, \end{cases} \quad (2.3в)$$

где $A_{ii'}^{ZZ}$ – вероятность радиационного перехода $(i', Z) \rightarrow (i, Z)$, $\langle v\sigma^{ph}(i', Z' \rightarrow i, Z) \rangle$ – скорость фоторекомбинации $(i', Z') \rightarrow (i, Z)$, $\langle v\sigma^{ex}(i', Z \rightarrow i, Z) \rangle$, $\langle v\sigma^{deex}(i', Z \rightarrow i, Z) \rangle$ – скорости возбуждения и девозбуждения перехода $(i', Z) \rightarrow (i, Z)$ электронным ударом, $\langle v\sigma^{ion}(i', Z' \rightarrow i, Z) \rangle$ – скорость ионизации электронным ударом, $\Gamma(i', Z' \rightarrow i, Z)$ – вероятность автоионизации, $\kappa^{th}(i', Z' \rightarrow i, Z)$ – константа тройной рекомбинации, $\langle v\sigma^{dr}(i', Z \rightarrow i, Z) \rangle$ – скорость диэлектронной рекомбинации.

2.1.3 Квазистационарный подход к решению общего уравнения для населенностей

Как уже отмечалось выше, элементы кинетической матрицы зависят от параметров плазмы, т.е. от температуры и плотности свободных электронов,

входящих в вероятности столкновительных переходов. Если параметры плазмы не меняются со временем, то при $t \rightarrow \infty$ населенности уровней стремятся к своим стационарным значениям (необязательно термодинамически равновесным), которые могут быть определены из решения алгебраической системы стационарных кинетических уравнений:

$$0 = \sum_{i', Z'} K_{ii'}^{ZZ'} N_{i'}^{Z'}. \quad (2.4)$$

Существенно, что время τ_Z^i выхода населенности уровня i, Z на стационарное значение определяется соответствующим диагональным элементом кинетической матрицы $\tau_Z^i \sim (K_{ii}^{ZZ})^{-1}$. В большинстве случаев, и особенно это относится к плазме многозарядных ионов, величины τ_Z^i для основных состояний ионов значительно (на порядки) превышают значения τ_Z^i для возбужденных состояний. Это позволяет использовать при решении системы (2.1), так называемое, квазистационарное приближение [91,92], в рамках которого эта система разбивается на две подсистемы – алгебраическую систему стационарных уравнений для возбужденных уровней и систему дифференциальных уравнений для основных состояний:

$$\sum_{i', Z'} K_{ii'}^{ZZ'} N_{i'}^{Z'} = 0 \text{ для } i \geq 2, \quad (2.5a)$$

$$\frac{dN_i^Z}{dt} = \sum_{i', Z'} K_{ii'}^{ZZ'} N_{i'}^{Z'} \text{ для } i = 1. \quad (2.5b)$$

Населенности возбужденных уровней представляются в виде суммы:

$$N_i^Z = \beta_i^Z N_e N_1^{Z+1} + S_i^Z N_1^Z, \quad (2.6)$$

где индексом 1 обозначено основное состояние. Здесь введены коэффициенты β_Z^i рекомбинационного заселения и коэффициенты S_Z^i заселения возбуждением. Для определения значений этих коэффициентов необходимо решить систему, полученную путем подстановки (2.6) в (2.5a):

$$\sum_{i'} K_{ii'}^{ZZ} S_{i'}^Z = -K_{i1}^{ZZ}, \quad i > 1, \quad (2.7a)$$

$$\sum_{i'} K_{ii'}^{ZZ} \beta_i^Z = \frac{-K_{i1}^{Z,Z+1}}{N_e}, \quad i > 1. \quad (2.7b)$$

Населенности основных состояний определяются из системы дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN_1^Z}{dt} = \beta^Z N_e^2 N_1^{Z+1} - S^Z N_e N_1^Z, \quad (2.8)$$

где скорости процесса рекомбинации β^Z и ионизации S^Z связаны с коэффициентами заселения β_Z^i и S_Z^i следующими формулами [90]:

$$\begin{aligned} \beta^Z &= N_e^{-2} \left[K_{11}^{Z,Z+1} + N_e \sum_m K_{1m}^{ZZ} \beta_m^Z \right] \equiv \\ &\equiv N_e^{-2} \left[K_{11}^{Z,Z+1} + \sum_{m>1} (K_{1m}^{Z,Z+1} - K_{1m}^{Z+1,Z} \beta_m^Z N_e) \right], \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$S^Z = N_e^{-1} \sum_m K_{1m}^{Z+1,Z} S_m^Z \equiv N_e^{-1} \left[K_{11}^{Z+1,Z} + \sum_{m>1} (K_{m1}^{ZZ} - K_{1m}^{ZZ} S_m^Z) \right]. \quad (2.10)$$

Для отношения интенсивностей пары линий, обусловленных радиационными переходами $m \rightarrow n$ и $k \rightarrow l$ можно написать

$$\frac{I_{mn}^Z}{I_{kl}^Z} = \frac{A_{mn} N_m}{A_{kl} N_k}, \quad (2.11)$$

где A_{mn} и A_{kl} — вероятности соответствующих радиационных переходов. С учетом (2.6) выражение примет вид:

$$\frac{I_{mn}^Z}{I_{kl}^Z} = \frac{A_{mn} [\beta_m^Z N_e N_1^{Z+1} / N_1^Z + S_m^Z]}{A_{kl} [\beta_k^Z N_e N_1^{Z+1} / N_1^Z + S_k^Z]}, \quad (2.12)$$

где N_1^Z — населенность основного состояния иона Z .

Поскольку коэффициенты заселения зависят от температуры и плотности электронов, то из (2.12) следует, что в общем случае отношение интенсивностей

пары линий, принадлежащих одному иону Z , является функцией трех параметров: N_e , T_e и N_I^{Z+1}/N_I^Z . Например, на рисунке 2.1 показаны зависимости отношений интенсивностей линий $1s5p - 1s^2 1s4p - 1s^2$ иона F VIII от N_I^{Z+1}/N_I^Z , рассчитанные при различных значениях температуры и фиксированной плотности плазмы.

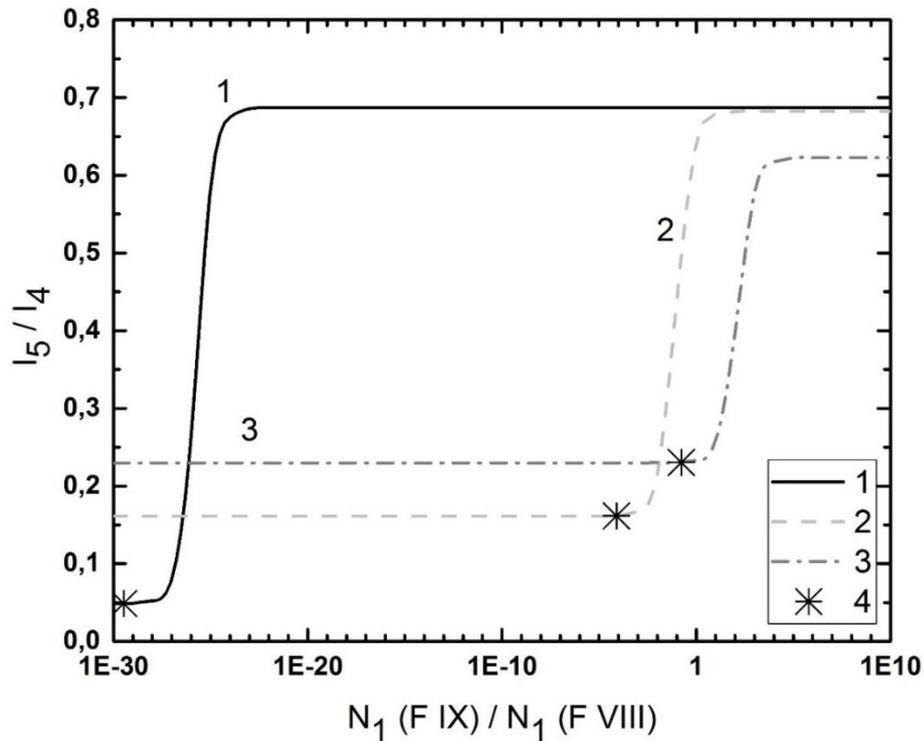


Рисунок 2.1 - Зависимости отношений интенсивностей линий $1s5p - 1s^2$ (I_5) и $1s4p - 1s^2$ (I_4) иона F VIII от отношения концентраций H- и He-подобных ионов фтора, рассчитанные при фиксированной плотности плазмы $N_e = 2.1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и различных значения температуры: (1) - $T_e = 12.8$ эВ, (2) - $T_e = 64$ эВ, (3) - $T_e = 128$ эВ. Звездочками - (4) - отмечены значения отношения интенсивностей в плазме со стационарным ионизационным состоянием.

Вообще говоря, используя три пары спектральных линий одного иона, можно определить три, перечисленные выше, параметра плазмы. К сожалению, для решения обратной задачи, т. е. подбора значений N_e , T_e и N_1^{Z+1}/N_1^Z , при которых расчетные значения отношений интенсивностей совпадают с

экспериментальными, не удастся придумать простого алгоритма, и подбор значений параметров превращается в достаточно сложную задачу. Эта задача сильно упрощается, когда зависимость от параметра N_1^{Z+1}/N_1^Z исчезает. Как видно из (2.12) (см., также, рисунок 2.1), это происходит в двух предельных случаях $N_1^{Z+1}/N_1^Z \rightarrow 0$ и $N_1^{Z+1}/N_1^Z \rightarrow \infty$.

Первый предел соответствует плазме с ионизационной нестационарностью, т. е. ионизирующуюся. В этом пределе:

$$\frac{I_{mn}^Z}{I_{kl}^Z} = \frac{A_{mn} S_m^Z}{A_{kl} S_k^Z}. \quad (2.13)$$

Заметим, что как видно из рисунка 2.1, где нанесены значения отношения интенсивностей в плазме со стационарным ионизационным составом, стационарный случай оказывается очень близким к ионизационно-неравновесному.

Второй предельный случай относится к рекомбинирующей плазме. Тогда

$$\frac{I_{mn}^Z}{I_{kl}^Z} = \frac{A_{mn} \beta_m^Z}{A_{kl} \beta_k^Z}, \quad (2.14)$$

В обоих случаях рассматриваемая ниже методика может достаточно легко использоваться для диагностики плазмы.

2.2 Расчет относительных интенсивностей резонансной серии He-подобного иона F VIII в рекомбинирующей плазме

2.2.1 Расчетная модель

Система кинетических уравнений (2.7) была численно решена для He-подобного иона F VIII. При решении системы учитывались все переходы между уровнями $1snl$ с $n \leq 20$, уровни с $n > 20$ разбивались на две группы (триплеты и синглеты), каждая из которых рассматривалась в одноквантовом приближении, т.е.

учитывались лишь ударные переходы между соседними уровнями, поскольку они наиболее вероятны [93]. Для конфигурации $1s2l$ учитывалась тонкая структура уровней, уровни $1snl^{(2S+1)L_J}$ при $n=3-5$ считались вырожденными только по полному моменту, а при $n > 5$ - и по орбитальному. Используемая для расчетов кинетическая матрица соответствует ударно-излучательной модели, в рамках которой учитываются только спонтанные радиационные переходы, автоионизационный распад и переходы, происходящие при электрон-ионных соударениях, а именно, возбуждение, девозбуждение и ионизация электронным ударом, тройная и фоторекомбинация. Вероятности соответствующих столкновительных и радиационных переходов были взяты из работ [94–97]. Расчеты проводились в широких диапазонах изменения температуры и плотности плазмы. После решения кинетических уравнений для оптически тонкой плазмы рассчитывались отношения интенсивностей $I(1snp\ ^1P_1 - 1s^2)/I(1s3p\ ^1P_1 - 1s^2)$ для $n = 4,5,6$. Их зависимости от электронной плотности плазмы при разных значениях температуры электронов для рекомбинирующей плазмы, возникающей, например, при разлете лазерной плазмы или при воздействии на плазму мощного потока ионизирующего излучения, приведены на рисунках 2.2-2.5.

Из приведенных рисунков видно, что отношения интенсивностей линий ионов фтора чувствительны к электронной плотности плазмы только в области $N_e \sim 10^{16} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при температурах $T_e \sim 10 - 100 \text{ эВ}$. За пределами этого диапазона плотностей отношения интенсивностей для иона F VIII становятся постоянными и не могут быть использованы для диагностики. Однако, характерные значения плотности плазмы, получаемой в экспериментах по лабораторной астрофизике (в частности, в обсуждаемых ниже экспериментах, проводившихся на установке ELFIE), попадают в указанный диапазон, что следует из интерферометрических данных [41]. Немонотонный характер зависимостей отношений интенсивностей от плотности для каждого отношения интенсивностей дает два решения, соответствующих менее плотной и более плотной плазме. Использование

одновременно четырех отношений для определения всего двух параметров, практически всегда позволяет исключить эту неоднозначность.

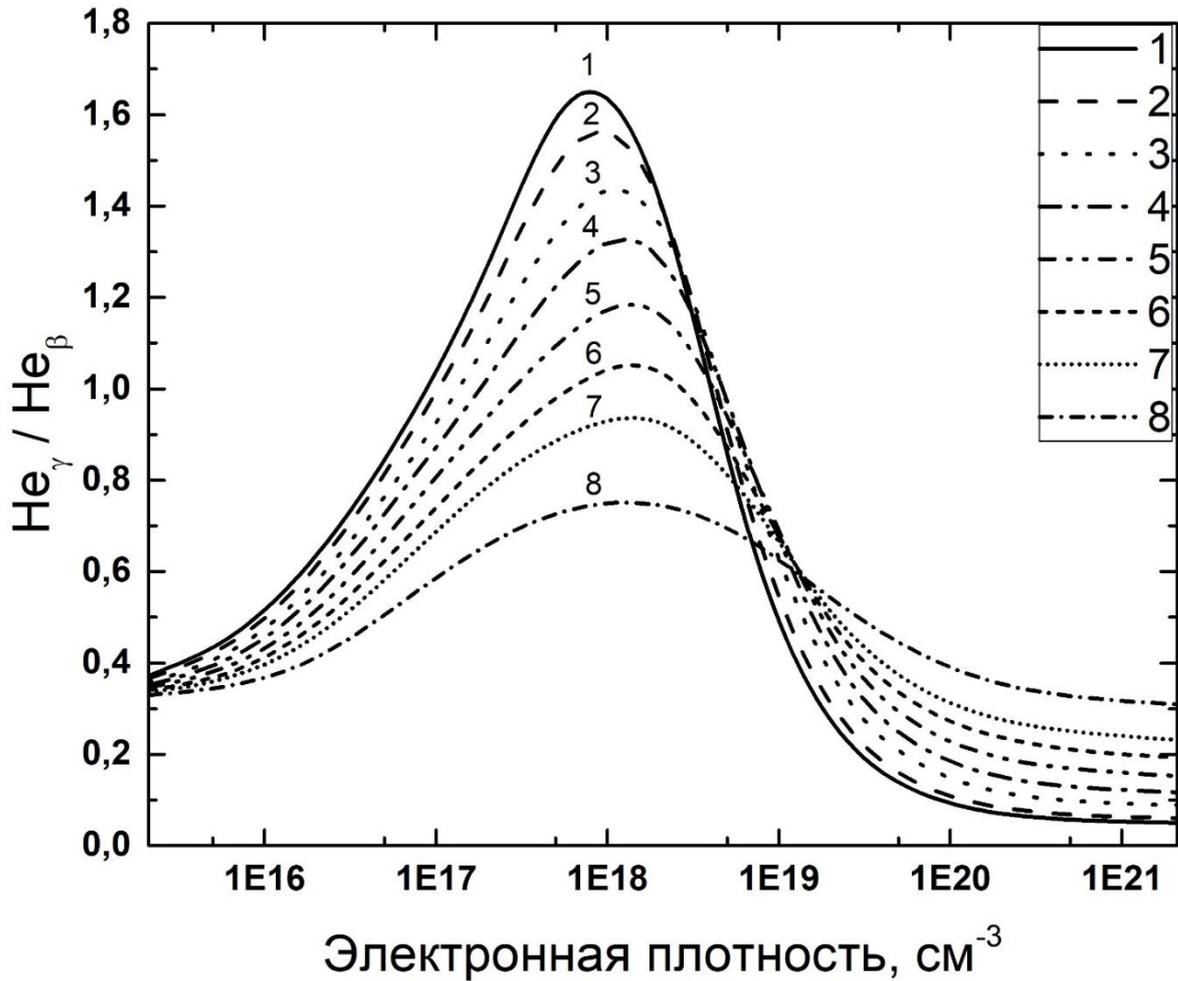


Рисунок 2.2 - Зависимость от электронной плотности плазмы отношения интенсивностей линий He_γ ($1s4p \ ^1P_1 - 1s^2$) и He_β ($1s3p \ ^1P_1 - 1s^2$) иона F VIII при различных значениях температуры электронов: (1) - $T_e = 9.6$ эВ, (2) - $T_e = 12.8$ эВ, (3) - $T_e = 19.2$ эВ, (4) - $T_e = 25.6$ эВ, (5) - $T_e = 35.2$ эВ, (6) - $T_e = 44.8$ эВ, (7) - $T_e = 64$ эВ, (8) - $T_e = 128$ эВ.

2.2.2 Скорости элементарных актов

Для скоростей возбуждения в большинстве случаев применялась полуэмпирическая формула Меве [98]:

$$\langle v\sigma_{m_1 m_2} \rangle \cong 1.58 \times 10^{-5} \frac{f_{m_1 m_2}}{E_{m_1 m_2} \sqrt{T_e}} \times \left\{ A + Cy + (By - Cy^2 + D) \times \left[\ln \left(\frac{1+y}{y} \right) - \frac{0.4}{(1+y)^2} \right] \right\} \quad (2.15)$$

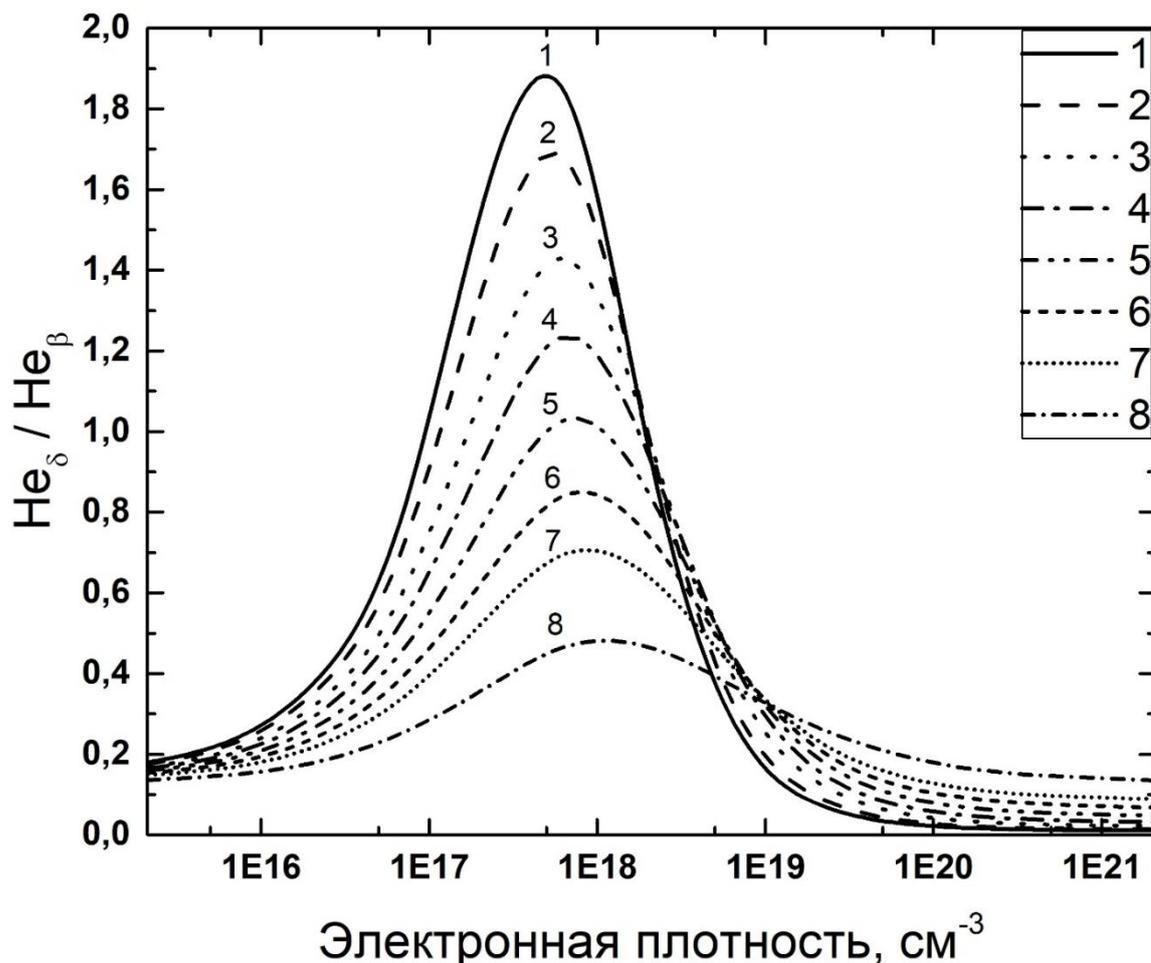


Рисунок 2.3 - Зависимость от электронной плотности плазмы отношения интенсивностей линий He_δ ($1s5p \ ^1P_1 - 1s^2$) и He_β ($1s3p \ ^1P_1 - 1s^2$) иона F VIII при различных значениях температуры электронов: (1) - $T_e = 9.6$ эВ, (2) - $T_e = 12.8$ эВ, (3) - $T_e = 19.2$ эВ, (4) - $T_e = 25.6$ эВ, (5) - $T_e = 35.2$ эВ, (6) - $T_e = 44.8$ эВ, (7) - $T_e = 64$ эВ, (8) - $T_e = 128$ эВ.

где $f_{m_1 m_2}$ и $E_{m_1 m_2} = E_{m_1} - E_{m_2}$ - сила осциллятора и энергия возбуждения перехода $m_1 \rightarrow m_2$, $y = \frac{E_{m_1 m_2} [\text{эВ}]}{T_e [\text{эВ}]}$; A, B, C, D - параметры аппроксимации. В общем

случае рекомендуется использовать значения параметров, приведенных в Таблице 2.1. В случае монопольных, квадрупольных и интеркомбинационных переходов $f_{m_1 m_2}$ считается равной силе осциллятора ближайшего разрешенного перехода.

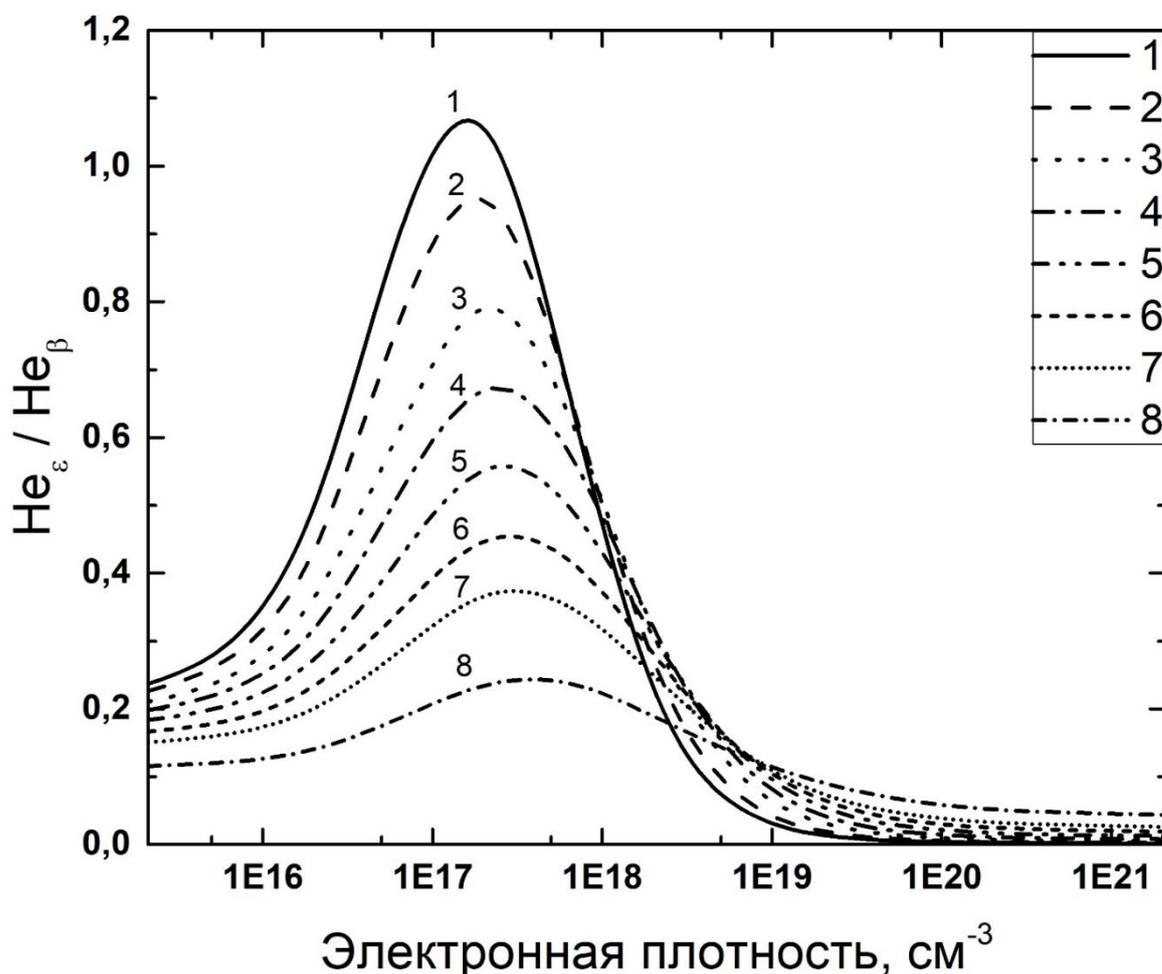


Рисунок 2.4 - Зависимость от электронной плотности плазмы отношения интенсивностей линий He_ϵ ($1s6p \ ^1P_1 - 1s^2$) и He_β ($1s3p \ ^1P_1 - 1s^2$) иона F VIII при различных значениях температуры электронов: (1) - $T_e = 9.6$ эВ, (2) - $T_e = 12.8$ эВ, (3) - $T_e = 19.2$ эВ, (4) - $T_e = 25.6$ эВ, (5) - $T_e = 35.2$ эВ, (6) - $T_e = 44.8$ эВ, (7) - $T_e = 64$ эВ, (8) - $T_e = 128$ эВ.

В ряде случаев для задания $\langle v\sigma_{m_1 m_2} \rangle$ использовались аппроксимация, описанная в [94]:

$$\langle v\sigma_{m_1 m_2} \rangle \cong 10^{-8} \left(\frac{E_{m_2}}{E_{m_1}} \frac{Ry}{E_{m_1 m_2}} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-y} \sqrt{y} \left\{ B' \frac{1+y}{\chi' + y} + B'' \frac{y}{\chi'' + y} \right\}, \quad (2.16)$$

где B', χ', B'', χ'' - подгоночные параметры, определяемые по результатам численных расчетов.

Для переходов между близко лежащими уровнями с $\Delta n = 0$ применялась формула, полученная в [99]:

$$\langle v\sigma_{m_1 m_2} \rangle \cong 4.55 \times 10^{-5} Z \frac{f_{m_1 m_2}}{n^2 E_{m_1 m_2}^2} \begin{cases} \frac{\ln(\alpha) - 0.32}{\alpha} \text{ при } \alpha \geq 2, \\ \frac{1.43}{\alpha^{\frac{4}{3}}} \exp\left(-\frac{2.38}{\alpha^{\frac{2}{3}}}\right) \text{ при } \alpha < 2, \end{cases} \quad (2.17)$$

где $\alpha = 5.215 \frac{Z\sqrt{T_e}}{n^2 E_{m_1 m_2}}$.

Таблица 2.1 - Универсальные значения полуэмпирических параметров A, B, C, D для формулы Маве (2.15).

Тип переходов	A	B	C	D
Дипольные переходы с $\Delta n \neq 0$	0.15	0	0	0.28
Дипольные переходы с $\Delta n = 0$	0.6	0	0	0.28
Монопольные и квадрупольные переходы	0.15	0	0	0
Интеркомбинационные переходы $\Delta S = 1$	0	0	0.1	0

Во всех случаях скорости девозбуждения определялись из соотношения, следующего из принципа детального баланса:

$$\langle v\sigma_{m_1 m_2} \rangle = \left(\frac{g_{m_2}}{g_{m_1}} \right) \langle v\sigma_{m_2 m_1} \rangle \exp\left(\frac{E_{m_1 m_2}}{T_e} \right), \quad (2.18)$$

где g_m – статистический вес уровня m .

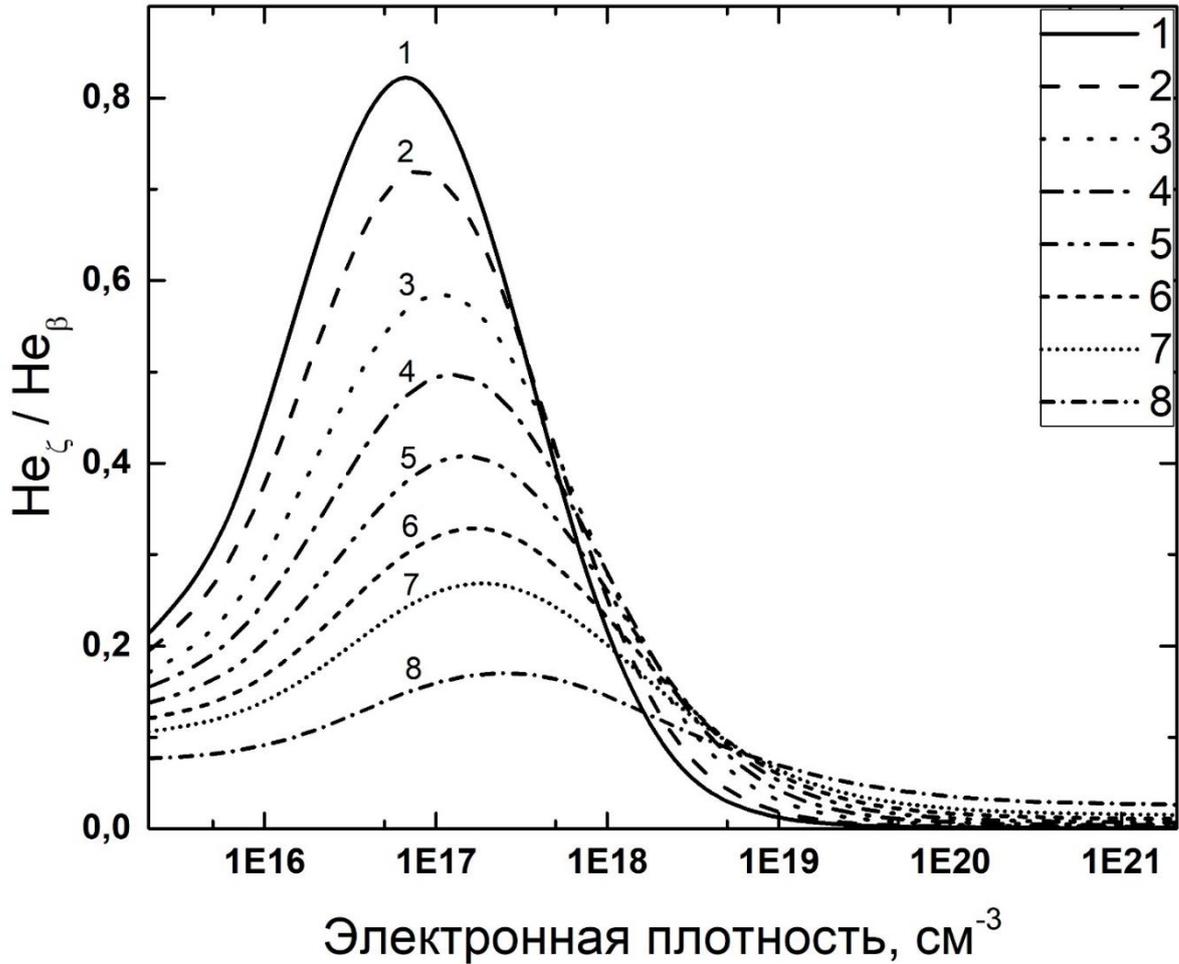


Рисунок 2.5 - Зависимость от электронной плотности плазмы отношения интенсивностей линий He_ζ ($1s7p \ ^1P_1 - 1s^2$) и He_β ($1s3p \ ^1P_1 - 1s^2$) иона F VIII при различных значениях температуры электронов: (1) - $T_e = 9.6$ эВ, (2) - $T_e = 12.8$ эВ, (3) - $T_e = 19.2$ эВ, (4) - $T_e = 25.6$ эВ, (5) - $T_e = 35.2$ эВ, (6) - $T_e = 44.8$ эВ, (7) - $T_e = 64$ эВ, (8) - $T_e = 128$ эВ.

Для описания ионизации низколежащих уровней использовались формулы, приведенные в [94]:

$$\langle v\sigma_{m_1 i} \rangle = 10^{-8} \left(\frac{Ry}{E_{m_1}} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-y} \sqrt{y} \frac{B}{\chi + y}, \quad (2.19)$$

где величина $y = \frac{E_{m_1}[\text{эВ}]}{T_e[\text{эВ}]}$, а B и χ – параметры, определенные в [94]. В остальных случаях использовалась формула Лотца [100]:

$$\langle v\sigma_{m_1 i} \rangle = 6 \times 10^{-8} \left(\frac{Ry}{E_{m_1}} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-y} \sqrt{y} \left\{ \ln \left(\frac{1+y}{y} \right) - \frac{0.4}{(1+y)^2} \right\} \xi_{m_1}, \quad (2.20)$$

где ξ_{m_1} – число эквивалентных электронов.

Скорость обратного процесса тройной рекомбинации определялась из (2.19), (2.20) и соотношений детального баланса:

$$\kappa_{im_1} = \langle v\sigma_{m_1 i} \rangle e^y \frac{g_{m_1}}{g_1} \frac{4\pi^{3/2} Ry^{3/2} a_0^3}{T_e^{3/2}}, \quad (2.21)$$

где g_m – статистический вес уровня m .

Для определения скорости фоторекомбинации на низколежащие уровни использовалась формула

$$\langle v\sigma_{im_1}^{ph} \rangle = 10^{-14} \left(\frac{E_{m_1}}{Ry} \right)^{1/2} y^{3/2} \frac{A}{y + \chi}, \quad (2.22)$$

где величина y определяется так же как в формуле (2.19), а значения параметров A и χ приведены в [94,101].

Для сильно возбуждённых состояний использовалась формула Крамерса:

$$\langle v\sigma_{im_1}^{ph} \rangle = 0.52 \times 10^{-13} Z y^{3/2} \left[\ln \left(\frac{1+y}{y} \right) - \frac{0.4}{(1+y)^2} \right], \quad (2.23)$$

а в ряде случаев квазиклассическая формула Крамерса:

$$\langle v\sigma_{im_1}^{ph} \rangle = 1.58 \times 10^{10} Z^4 \frac{1}{n_2 n_1^3 (n_1^2 - n_2^2)} g(m_1, m_2), \quad (2.24)$$

где $g(m_1, m_2)$ – поправочный множитель Гаунта, определяемый следующим выражением:

$$g(m_1, m_2) = 1 - \frac{0.1728 \left(1 + \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)}{\left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right) n_2^{2/3}} - \frac{0.0496 \left(1 - 4 \frac{n_2^2}{n_1^2} + \frac{n_2^4}{n_1^4}\right)}{\left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right) n_2^{4/3}}, \quad (2.25)$$

где $n_2 = n(m_2)$, $n_1 = n(m_1)$ – главные квантовые числа.

Вероятности автоионизации Γ определялись по данным из [102–104]. Скорости диэлектронного захвата находились из соотношения детального баланса:

$$\begin{aligned} \langle v \sigma^{dr}(Z+1, m \rightarrow Z, m') \rangle = \\ = \Gamma(Z, m' \rightarrow Z+1, m) \frac{g_{m_1}^Z}{g_m^{Z+1}} e^{-|y|} \frac{4\pi^{3/2} R y^{3/2} a_0^3}{T_e^{3/2}}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

В формулах (2.21) и (2.26) под a_0 подразумевается боровский радиус:

$$a_0 = \frac{\hbar}{m e^2} = 0.5292 \times 10^{-8} \text{ см}. \quad (2.27)$$

2.3 Расчет относительных интенсивностей резонансной серии Не-подобного иона F VIII в ионизирующейся плазме

Следует подчеркнуть, что наиболее удобным представляется использование рассматриваемых переходов для диагностики рекомбинирующей плазмы. В случае ионизирующейся плазмы применение данной методики потребует для регистрации спектров приборов, имеющих большой динамический диапазон и малый уровень шумов. Это связано с тем, что в области низких температур, где относительные интенсивности чувствительны к параметрам плазмы, интенсивности линий очень быстро убывают с ростом главного квантового числа верхнего уровня перехода (см. рисунки 2.6–2.8).

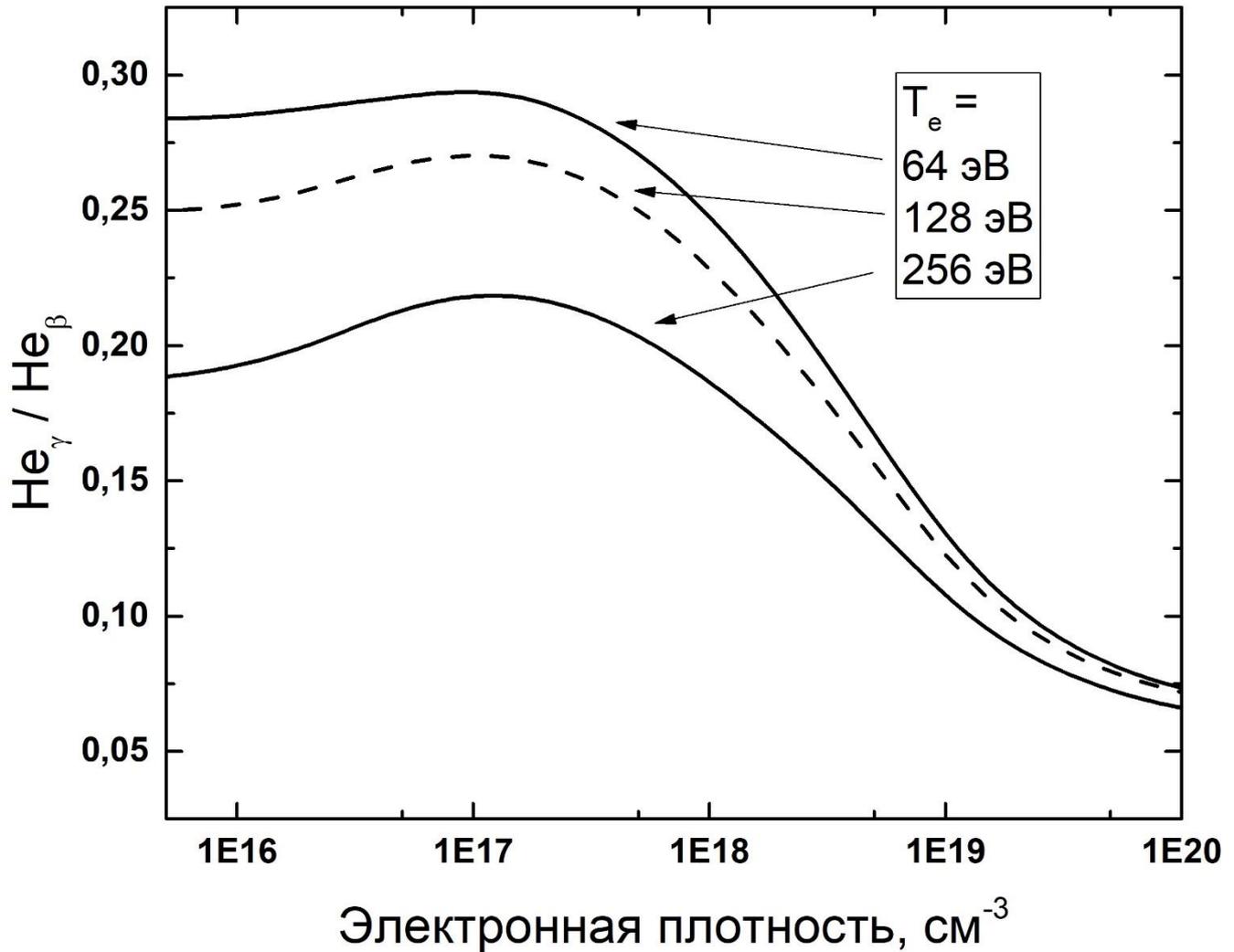


Рисунок 2.6 - Зависимость отношения интенсивностей линий He_γ и He_β, излучаемых ионом F VIII в ионизирующей плазме, от электронной плотности плазмы при различных значениях температуры электронов.

2.4 Законы масштабирования вдоль изоэлектронной последовательности

В настоящей диссертации расчеты, результаты которых в дальнейшем используются для определения параметров плазмы, проводятся для резонансной серии He-подобного иона F VIII. Другие He-подобные ионы и ионы другой кратности также могут быть использованы для определения параметров плазмы. На рисунке 2.9 для примера показана относительная интенсивность линий Ly_δ (переход 5p-1s) и Ly_γ (переход 4p-1s) водородоподобного иона кислорода. Для

получения этой зависимости для иона O VIII отдельно были решены уравнения (2.76). В случае использования других He-подобных ионов полностью проводить процедуру расчета, описанную в пункте 2.1, нет необходимости. В [90] показано, что для ионов с водородоподобной структурой уровней (H, Li, и Na-подобные ионы) рамках приближения, в котором состояния с одним главным квантовым числом, но разным орбитальными и полными моментами, считаются вырожденными, а для вычисления энергии уровней используется классическая

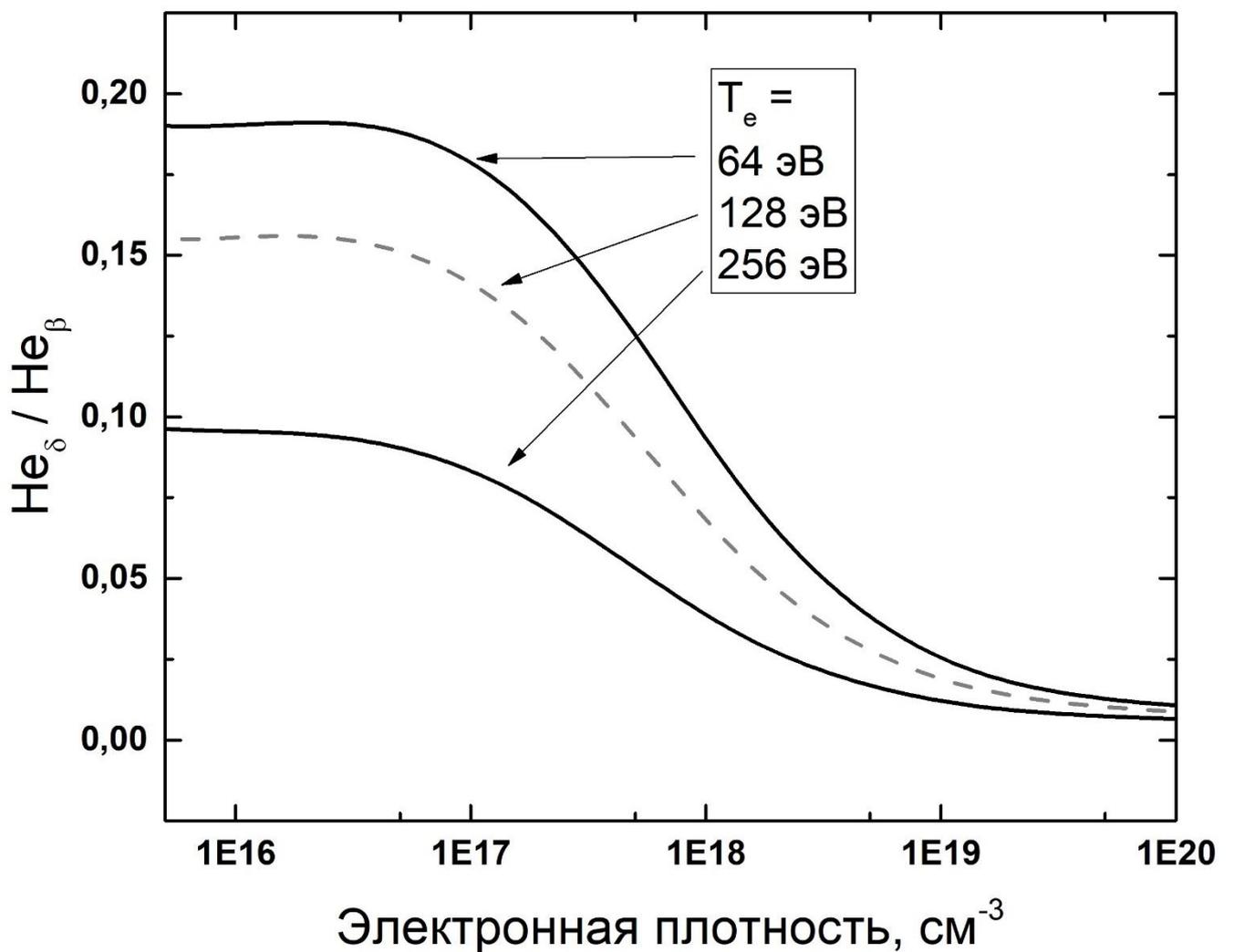


Рисунок 2.7 - Зависимость отношения интенсивностей линий He_δ и He_β , излучаемых ионом F VIII в ионизирующейся плазме, от электронной плотности плазмы при различных значениях температуры электронов.

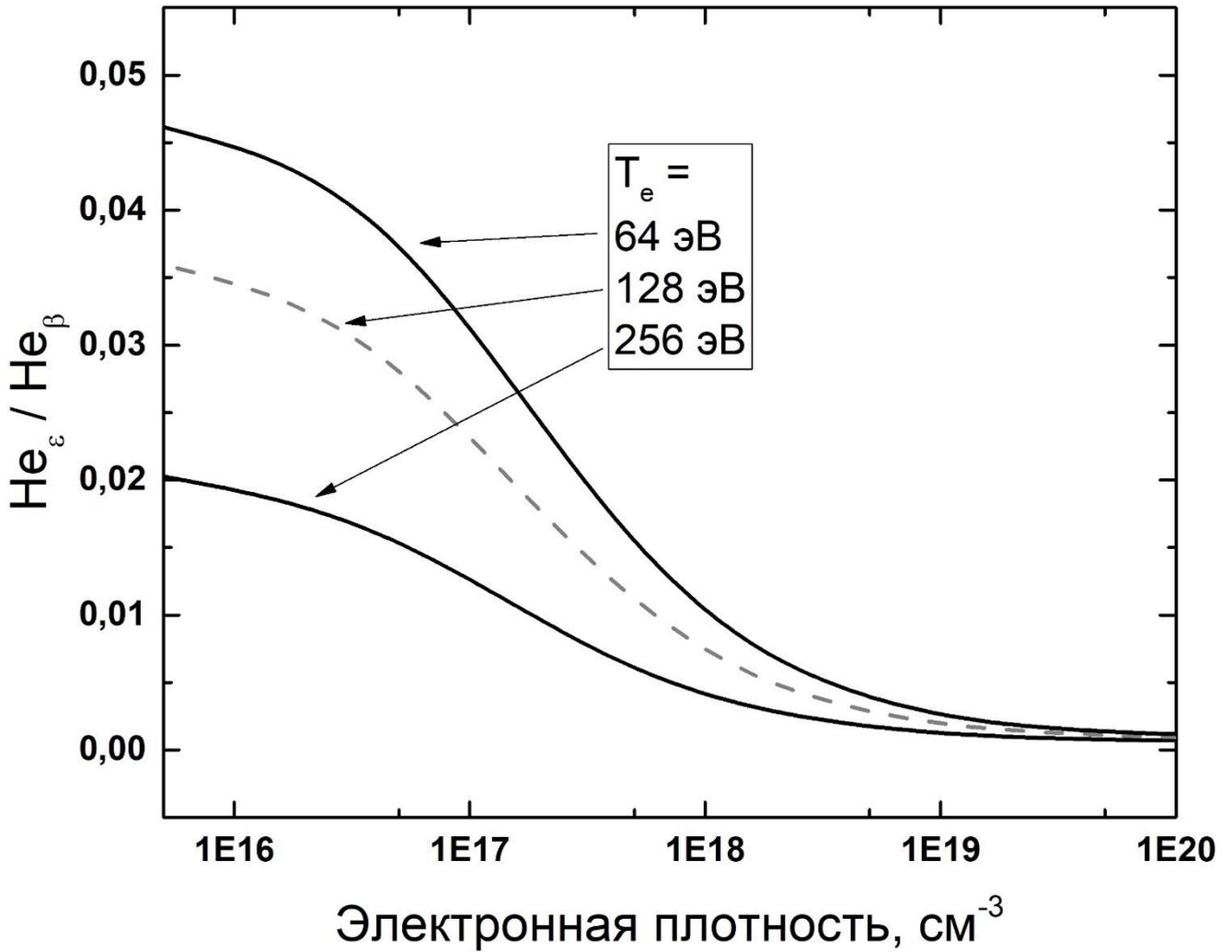


Рисунок 2.8 - Зависимость отношения интенсивностей линий He_ϵ и He_β , излучаемых ионом F VIII в ионизирующей плазме, от электронной плотности плазмы при различных значениях температуры электронов.

формула Бора, скорости радиационных и столкновительных переходов для двух изоэлектронных ионов Z_1 и Z_2 связаны довольно простыми соотношениями, из которых следует, что уравнения квазистационарной системы для ионов Z_1 и Z_2 будут совпадать друг с другом, если провести преобразование:

$$N_e \rightarrow N_e \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right)^7, \quad (2.28a)$$

$$T_e \rightarrow T_e \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right)^2. \quad (2.286)$$

Поскольку при $Z \sim 10$ вероятности атомных переходов в He-подобных ионах должны масштабироваться вдоль изоэлектронной последовательности по тем же законам, что и для H-подобных, то области чувствительности относительных интенсивностей к температуре и плотности плазмы при этом сместятся, примерно,

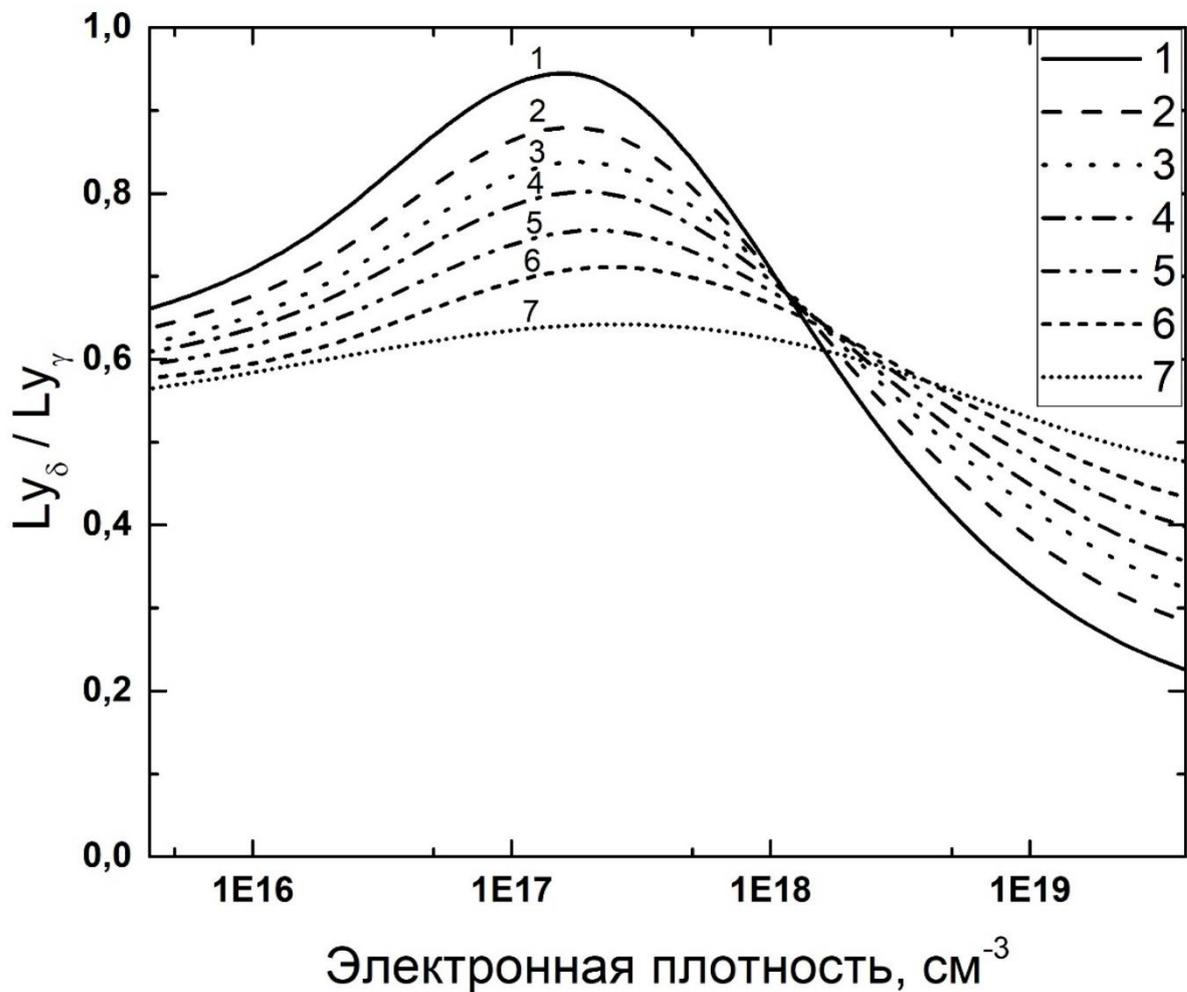


Рисунок 2.9 - Зависимость от электронной плотности плазмы отношения интенсивностей линий Ly_δ (5p- 1s) и Ly_γ (4p - 1s) при различных значениях температуры электронов: (1) - $T_e = 12.8$ эВ, (2) - $T_e = 19.2$ эВ, (3) - $T_e = 25.6$ эВ, (4) - $T_e = 35.2$ эВ, (5) - $T_e = 44.8$ эВ, (6) - $T_e = 64$ эВ, (7) - $T_e = 128$ эВ.

пропорционально Z^2 и Z^7 , соответственно. Так, например, для He-подобного иона кислорода O VII можно показать, что отношения интенсивностей линий чувствительны к электронной плотности плазмы в диапазоне $4 \times 10^{15} - 4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при температурах 5 – 80 эВ. На основе данных, полученных для иона F VIII, и (2.28) можно получить общую формулу для расчета диапазонов чувствительности для произвольного гелиеподобного со спектроскопическим символом Z к параметрам плазмы:

$$N_e \sim (5 \times 10^9 - 5 \times 10^{13})Z^7, \quad (2.29a)$$

$$T_e \sim (0.16 - 1.6)Z^2. \quad (2.29b)$$

2.5 Заключение к главе 2

Таким образом, в главе 2 теоретически предсказано, что относительные интенсивности переходов $1snp \ ^1P_1 - 1s^2 \ ^1S_0$ с $n = 3 - 6$ в He-подобных многозарядных ионах могут быть использованы для определения параметров плазмы с нестационарным ионизационным состоянием. Показано, что отношения интенсивностей линий He-подобного иона со спектроскопическим символом Z чувствительны к электронной плотности плазмы в области $N_e \sim (5 \times 10^9 - 5 \times 10^{13})Z^7 \text{ см}^{-3}$ при температурах $T_e \sim (0.16 - 1.6)Z^2$ эВ.

Глава 3 Эксперимент по лабораторному моделированию астрофизических струй в наносекундной лазерной плазме

3.1 Влияние магнитного поля на разлет лазерной плазмы и выбор параметров эксперимента

Для обеспечения подобия плазмы астрофизических струй МЗО и лабораторной лазерной плазмы необходимо обеспечить скорость разлета ($V_{\text{разл}}$) последней порядка 100 км/с. Как уже было сказано, подобные условия достигаются за счет использования лазерного излучения со сравнительно небольшой, по современным меркам (см. рисунок 3.1), плотностью потока $W \cong 10^{12} - 10^{14}$ Вт/см². Предполагая, что скорость теплового движения ионов является величиной меньшей (несколько десятков км/с, см. например [105]), но того же порядка, что и скорость разлета плазмы, можно оценить характерную величину температуры при помощи выражения для скорости теплового движения:

$$T(\text{эВ}) = \frac{M\gamma^2}{3}, \quad (3.1)$$

где M – масса покоя иона, а $\gamma = \frac{V_T}{c}$ – Лоренц-фактор для скорости теплового движения, V_T – скорость теплового движения. Для ионов фтора, имеющих тепловую скорость равную 100 км/с, то есть в два раза меньше характерной скорости разлета, выражение (3.1) дает значения в 660 эВ.

Из полученной оценки для температуры напрямую следует масштаб величин индукции магнитного поля, при которых оно может оказывать существенное влияние на форму разлета плазмы. Для оценки можно использовать классическое условие магнитного удержания плазмы:

$$nT = \frac{H^2}{8\pi}, \quad (3.2)$$

где n – число частиц плазмы в единице объема, T – температура в энергетических единицах, а H – величина напряженности магнитного поля. Для лазерной плазмы

характерным масштабом для n является диапазон значений $10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [106]. При указанных условиях для температуры и плотности для коллимации потока лабораторной плазмы необходимо использовать поля с индукцией магнитного поля из диапазона 5 - 50 Тл в зависимости от n . Сразу следует отметить, что достижение значений индукции, лежащих в данном диапазоне, в настоящее время является вполне технически достижимым при помощи сравнительно компактных магнитных систем.

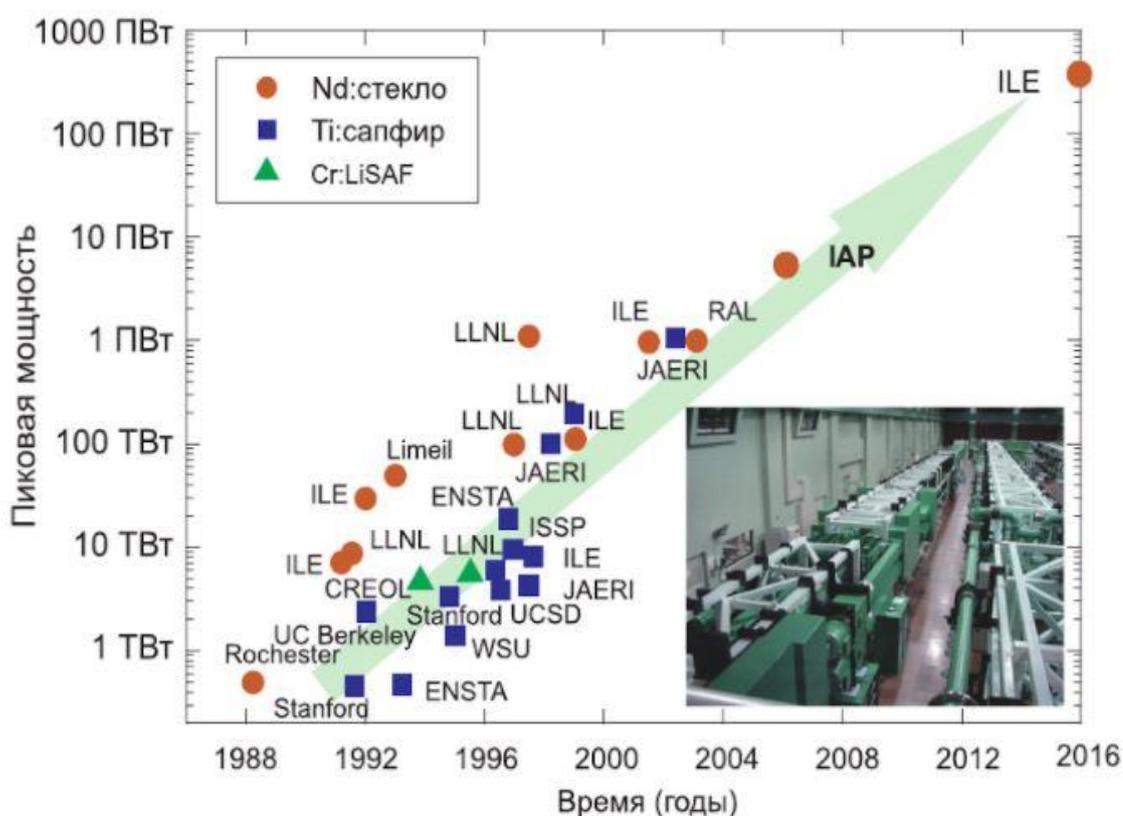


Рисунок 3.1 - Мощности лазерных установок [28].

3.2 Постановка эксперимента по исследованию лазерно-индуцированных плазменных потоков во внешнем магнитном поле

Все ниже описанные экспериментальные данные получены на лазерной установке ELFIE [107], смонтированной в Лаборатории применения интенсивных лазеров (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses - LULI) в Политехнической

школе (École Polytechnique) во Франции. Схематическое изображение установки приведено на рисунке 3.2.

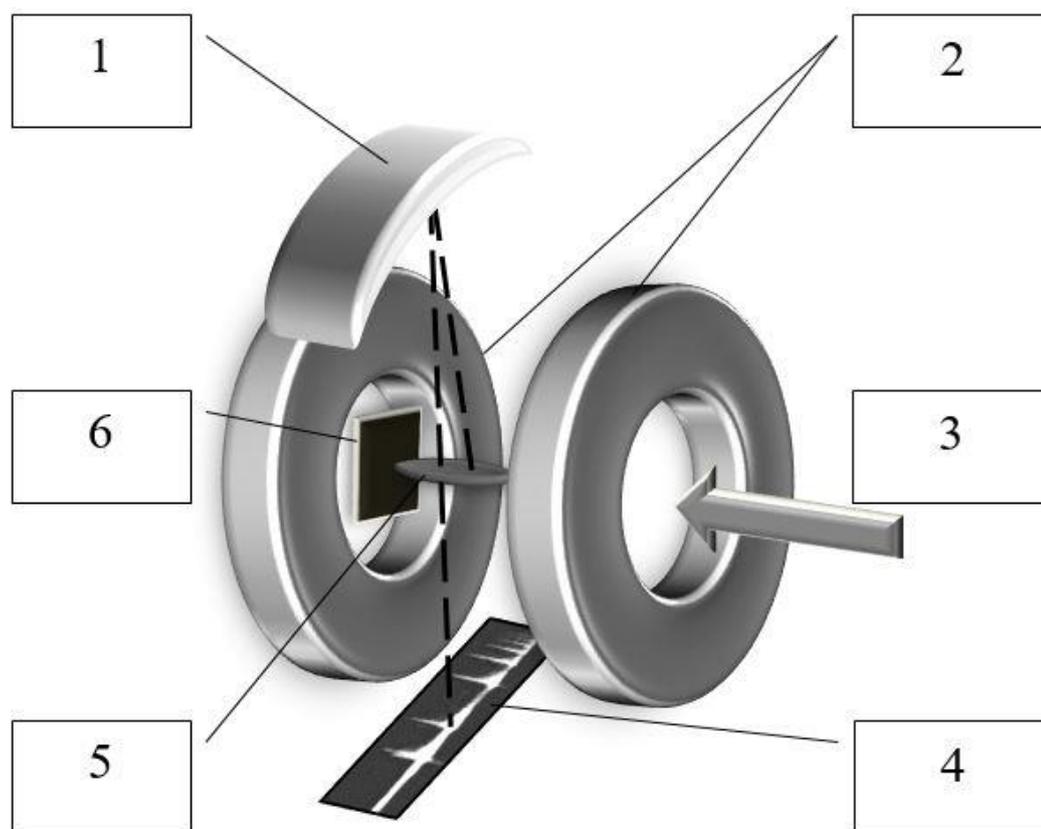


Рисунок 3.2 - Схематическое изображение экспериментальной установки. 1 – диспергирующий элемент спектрографа (кристалл слюды), 2 – катушки Гельмгольца, 3 – направление лазерного излучения, 4 – флуоресцентная пластина, 5 – плазма, 6 – мишень.

В качестве источника лазерного излучения используется Ti:Sa лазер с длиной волны $\lambda = 1057$ нм и длительностью импульса $\tau = 0.6$ нс. Полная энергия импульса варьировалась в пределах от 15 до 40 Дж. Лазер фокусировался при помощи линзы с фокусным расстоянием 2.2 м и фазовой пластинки [108] в пятно диаметром 700 мкм, что при энергии импульса в 40 Дж соответствует интенсивности на мишени равной 2×10^{13} Вт/см². Лазер направлялся под углом в 10° на толстую CF₂ (тефлон) мишень, выполненную в виде круга диаметром 2 мм. Мишень закреплялась на конце стеклянного стержня, положение которого в пространстве контролировалось

при помощи моторизированной платформы. Поверхность мишени выставлялась перпендикулярно направлению магнитного поля с точностью $\pm 5^\circ$.

На рисунке 3.3 приведена схема магнитной подсистемы экспериментальной установки, разработанной в Национальной лаборатории сильных магнитных полей (LNCMI - Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses) [109] в Тулузе. Система представляет собой две катушки Гельмгольца с импульсным режимом работы. Детальное описание схемы и составляющих элементов приведено [41,110,111].

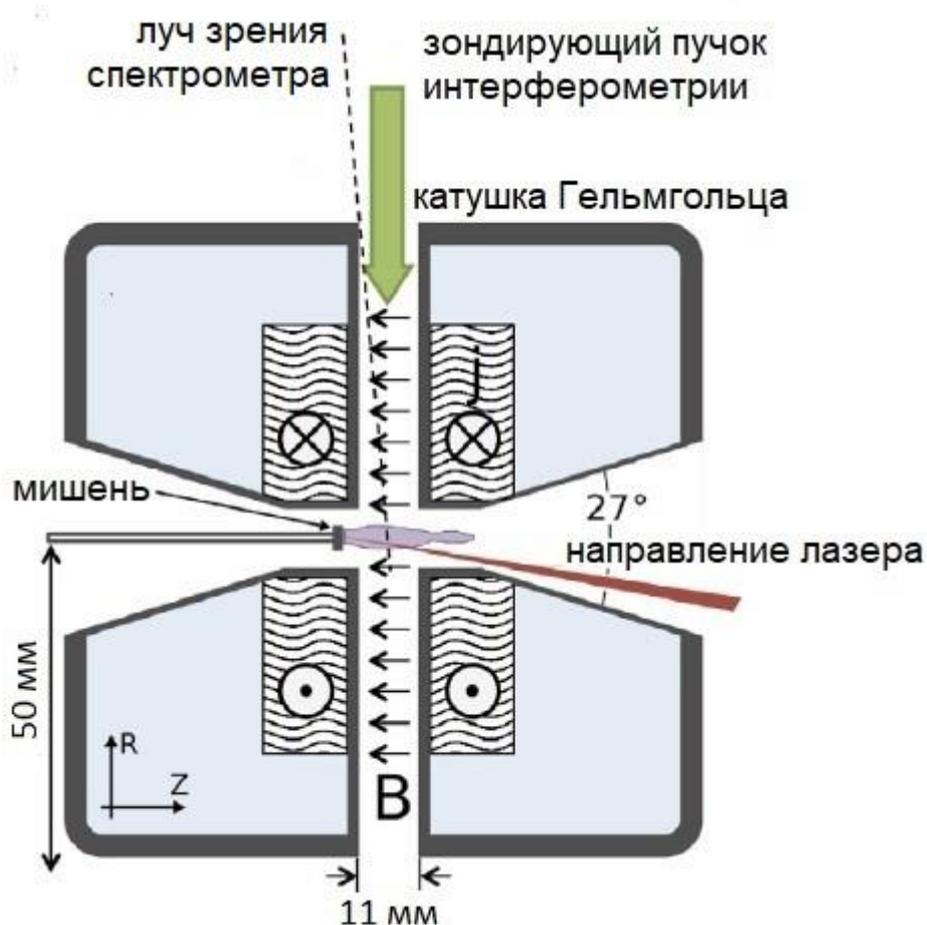


Рисунок 3.3 - Схема магнитной подсистемы экспериментальной установки, состоящей из двух катушек Гельмгольца (вид сверху).

При помощи этого устройства в значительном объеме вокруг мишени (см. рисунок 3.4) создавалось однородное магнитное поле с индукцией 20 Тл, силовые линии

которого направлены перпендикулярно поверхности мишени. Питание катушек осуществлялось при помощи импульсного источника [110], разработанного в Дрезденской лаборатории сильных магнитных полей (Dresden High Magnetic Field Lab) в Центре им. Гельмгольца Дрезден-Россендорф (HZDR - Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf) в Германии. Система обеспечена входным окном для импульса лазерного излучения наносекундной длительности, которое выполнено в виде прямого усеченного конуса с углом раствора равным 27° . Для интерферометрической и рентгеноспектральной диагностики использовалось

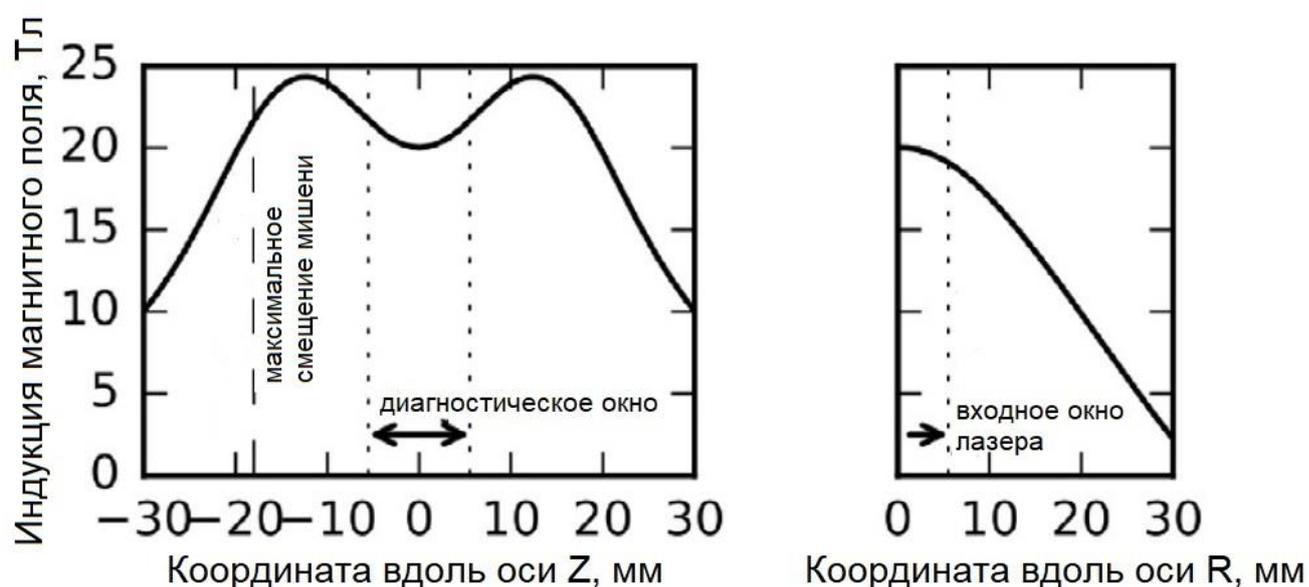


Рисунок 3.4 – Профили индукции магнитного поля вдоль центральных осей магнитной подсистемы. Направление осей R и Z отмечены на рисунке 3.2. В качестве начала отсчета выбирается точка, находящаяся на пересечении осей симметрии диагностического окна и входного окна лазерного излучения.

диагностическое окно диаметром 11 мм, ориентированное ортогонально относительно входного окна для лазерного излучения. В ряде экспериментов для наблюдения за плазмой на расстояниях, превышающих размер диагностического окна (вплоть до 18 мм), реализована возможность смещения мишени в направлении перпендикулярном ее поверхности (см. рисунок 3.5). При этом в поле зрения

спектрометров попадала только часть плазменного факела, а итоговые профили электронной плотности и температуры получались путем склейки изображений с разных расстояний, полученных при одинаковых экспериментальных условиях.

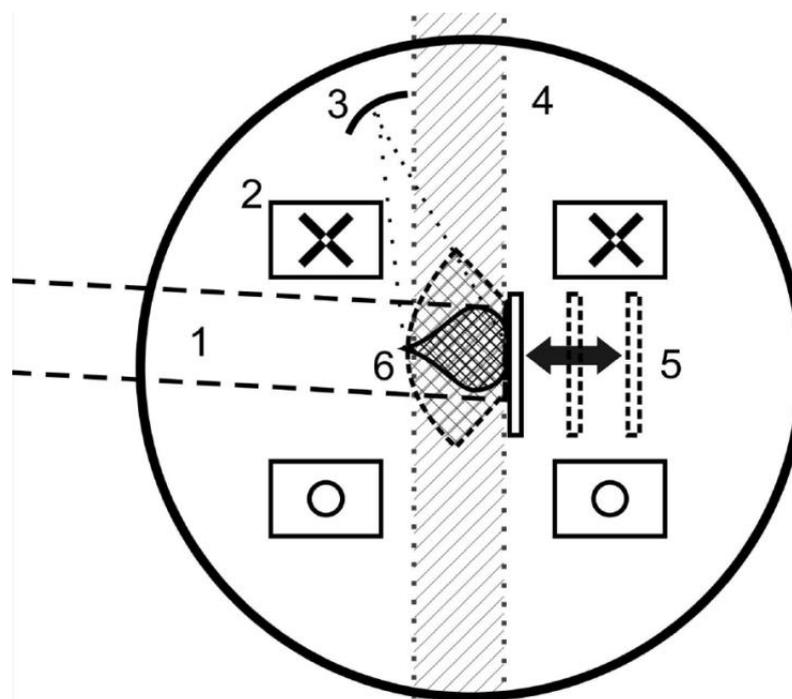


Рисунок 3.5 – Схема эксперимента по наблюдению за лазерной плазмой на расстояниях, превышающих размеры диагностического окна. 1 – направление облучающего мишень лазерного излучения, 2 – катушки Гельмгольца, 3 – фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением, 4 – вакуумный объем, 5 – лазерная мишень, 6 – плазма.

Время достижения системой максимального значения напряженности магнитного поля составляет 190 мкс. Это означает, что, на масштабах времен (<0.1 мкс), характерных для описываемых экспериментов, значение индукции магнитного поля можно считать постоянным.

Для определения параметров образующейся плазмы использовались три независимых комплекса экспериментального оборудования. Общий вид диагностической схемы представлен на рисунке 3.6.

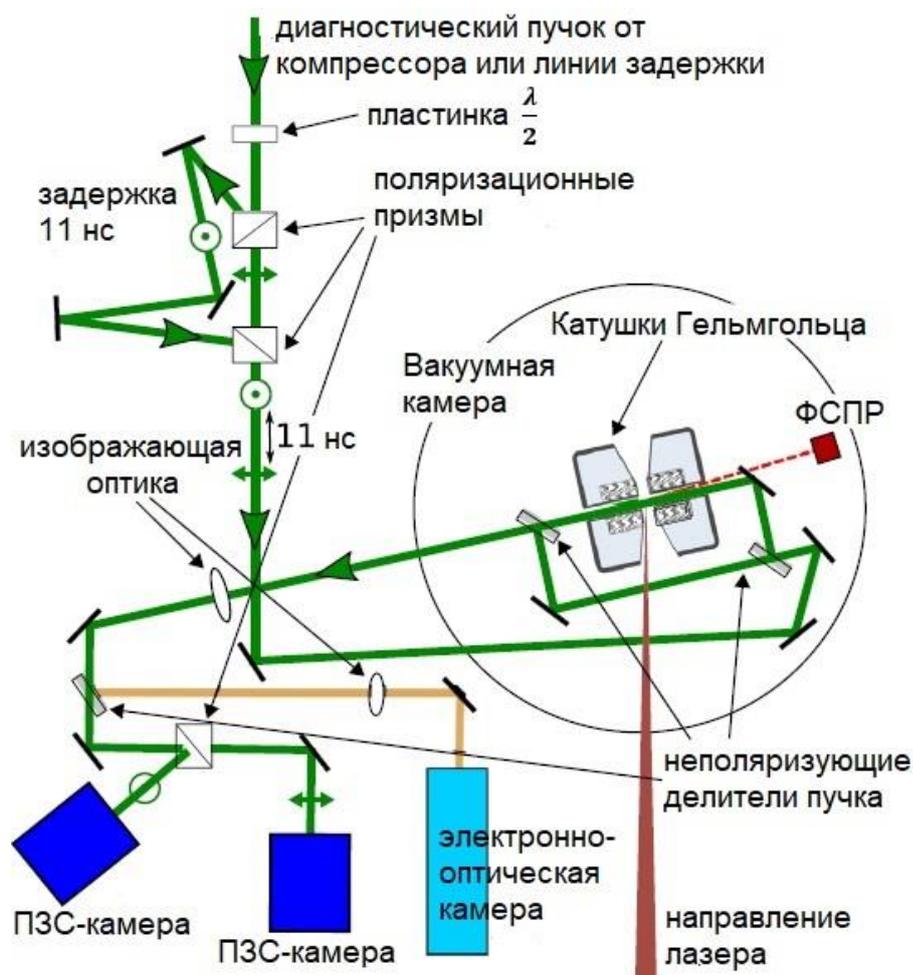


Рисунок 3.6 – Расположение диагностического оборудования. ФСР – фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением. ПЗС – прибор с зарядовой связью.

Временная зависимость интенсивности собственного оптического излучения плазмы регистрировалась при помощи электронно-оптической камеры Hamamatsu C7700 с катодом S20, чувствительным в диапазоне длин волн от 200-850 нм. Определение электронной плотности производилось путем интерферометрической диагностики. Также электронная плотность и температура плазмы определялась на основании спектра рентгеновского излучения, регистрировавшегося при помощи фокусирующего спектрометра с пространственным разрешением (ФСР).

Интерферометрическая диагностика осуществлялась при помощи интерферометрической схемы Маха-Цендера. Для ее реализации использовался

импульс лазерного излучения длительностью 5 пс с полной энергией ~ 100 мДж, конвертированный во вторую гармонику. Выходящее излучение регистрировалось при помощи ПЗС-матрицы [112] размером 1024×1024 пикселя при размерах пикселя 13×13 мкм. Пространственное разрешение схемы достигает значения 10.8 микрон, а размеры поля зрения интерферометра превышают 11 мм, что позволяет использовать для наблюдений всю апертуру диагностического окна магнитной подсистемы. Интерференционная картина аппроксимировалась вейвлет-функциями, после чего при помощи программного пакета Neutrino [113] получалось пространственное распределение сдвигов фаз. На последнем этапе путем применения преобразований Абеля [114] формировались объемные профили электронной плотности плазменного факела.

Фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением (ФСР) использовался для регистрации интегрированных по времени рентгеновских спектров плазмы. Фотография спектрометра приведена на рисунке 3.7.

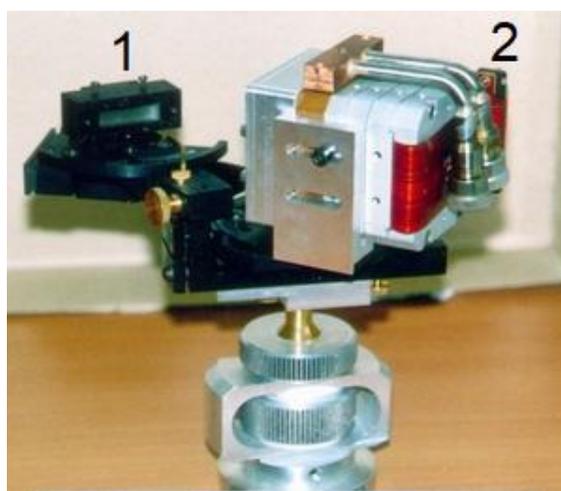


Рисунок 3.7 – Фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением. 1 – диспергирующий кристалл (слюда) в крепежной кассете. 2 – ПЗС-камера, регистрирующая излучение, рассеянное кристаллом. В связи с относительно громоздкими размерами, использование камеры в качестве детектора не всегда возможно, именно поэтому в рассматриваемых в диссертации экспериментах для регистрации использовались флуоресцентные пластины.

В качестве диспергирующего элемента использовался сферически изогнутый кристалл слюды с межплоскостным расстоянием $2d = 19.9149 \text{ \AA}$ и радиусом кривизны $R = 150 \text{ мм}$. Регистрация спектра проводилась на фотолюминесцентные пластины Image Plate TR, размещавшиеся в защищенной от оптического излучения кассете, аппаратная функция отклика которых на рентгеновское излучение представлена в [115]. Входное окно кассеты закрывалась 2 слоями фильтра из поликарбоната (2 мкм) с напылением Al (40 нм).

Считывание информации с пластин осуществлялось 16-битным сканером Fujifilm FLA-7000. Измеренные спектры корректировались с учетом функций пропускания фильтров [116] и отклика фотолюминесцентных пластин [115], а также аппаратной функции сканера [117], определяемой, в том числе, с использованием метода численного расчета хода лучей в установленной диспергирующей схеме [118].

Спектрометр был настроен на регистрацию рентгеновского излучения с энергией 750 - 950 эВ в первом порядке отражения кристалла слюды и 1500 – 1900 эВ во втором порядке. Луч зрения ФСПР был смещен на достаточно малый, чтобы пренебречь искажениями, угол ($\sim 5^\circ$ в вертикальной плоскости, $\sim 2^\circ$ в горизонтальной), относительно направления интерферометрической диагностики.

3.3 Определение влияния магнитных полей на разлет лазерной плазмы

3.3.1 Разлет плазмы в отсутствии магнитного поля

Для изучения процесса разлета плазмы в отсутствии магнитного поля CF_2 мишень облучалась лазерным импульсом, обеспечивающим на мишени плотностью потока на уровне $2 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ (полная энергия импульса $E_L = 40 \text{ Дж}$, длительность импульса $\tau = 0.6 \text{ нс}$). На рисунке 3.8 представлена карта электронной плотности, полученная при помощи интерферометрических

измерений, для различных моментов времени. Видно, что на протяжении всего времени своего существования плазменный поток остается неколлимированным. Профиль разлета представляет собой широкоугольный конус с углом раствора $\sim 60^\circ$. На рисунке 3.8 не представлена центральная область размерами ± 5 пикселей (± 55 мкм), которая исключена в связи с большой погрешностью алгоритма преобразования Абеля в этой области.

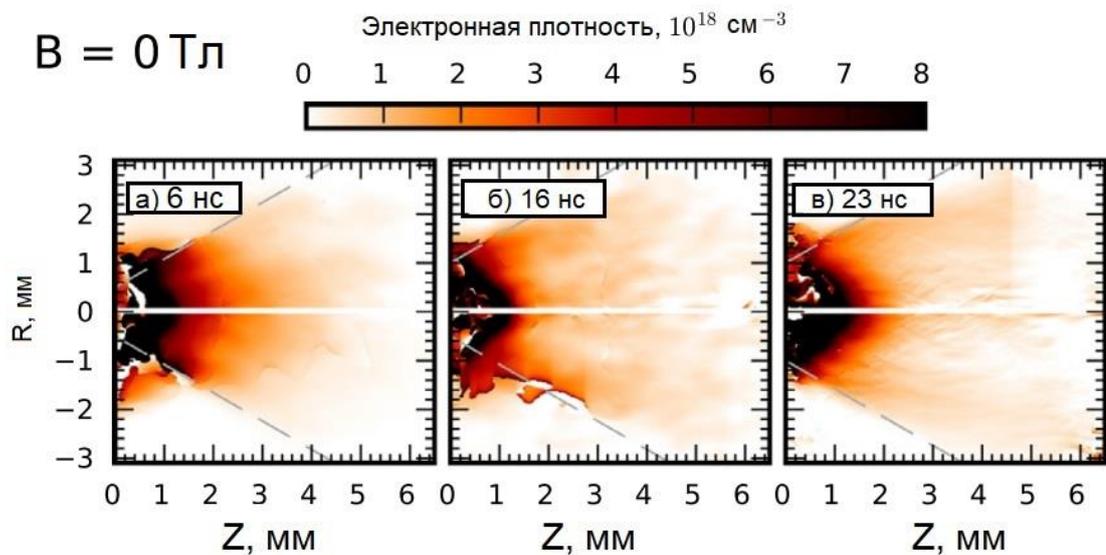


Рисунок 3.8 – Карты электронной плотности в псевдоцвете, полученные при помощи интерферометрических измерений в различные моменты времени, для свободного разлета плазмы, образованной в процессе облучения CF_2 мишени лазерным импульсом с плотностью потока $2 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. Пунктирными серыми линиями ограничен угол в 60° , биссектрисой которого является центральная ось. Отсчет времени ведется от окончания лазерного импульса.

Такая динамика разлета плазмы является вполне ожидаемой и наблюдалась ранее [119]. Около мишени, т.е. на расстояниях Z порядка размеров пятна фокусировки R_F , разлет можно считать плоским (вдоль нормали к поверхности мишени). На значительных расстояниях ($Z \gg R_F$) геометрия разлета становится

сферической [120–122]. Следует отметить, что, в ряде работ [123,124], такие потоки также классифицировались, как «струи» в силу относительной направленности распространения плазмы. Тем не менее, они не обладают высокими значениями соотношения длины и радиуса, в связи с чем в статье [125] авторы признали некорректность использования этого термина. В ряде работ показано, что в отсутствие магнитного поля плазма может формироваться в коллимированную струю при помощи мишеней конической формы [43,44], либо многослойных мишеней [45–47]. Однако, в рассматриваемых в этой диссертации экспериментах такие мишени не использовались и во всех экспериментах без магнитного поля наблюдался сильно расходящийся плазменный поток.

3.3.2 Разлет плазмы в однородном магнитном поле с индукцией 20 Тл

Динамика разлета плазмы существенным образом меняется при наложении внешнего магнитного поля. На рисунке 3.9 показаны интерферометрические карты электронной плотности плазмы, полученной при тех же параметрах лазера, что и в пункте 3.3.1, но распространяющейся в однородном магнитном поле с индукцией 20 Тл. Из сравнения рисунков 3.8 и 3.9 видно, что магнитное поле существенным образом влияет на разлет плазмы. Она сжимается магнитным полем и формируется в узкую струю. Электронная плотность в этом случае остается высокой на значительных расстояниях от мишени. Из карт, показанных на рисунке 3.9, следует, что передний фронт плазменного факела за 6 нс переместился на 6 мм, что соответствует скорости 1000 км/с. Это значение аналогично скорости, наблюдаемой при свободном разлете плазмы. Из-за процесса коллимации магнитным полем значения электронной плотности сохраняется на уровне 10^{18} см⁻³ на расстояниях вплоть до 18 мм. По рисунку 3.9 в плазме отчетливо прослеживаются три характерные области: «полость» (зона пониженной электронной плотности) внутри плазменного факела, зона распространения конической ударной волны и область, где плазма распространяется в виде

коллимированной струи. Эти области отмечены на рисунке 3.9б. Ближний к мишени край зоны пониженной плотности

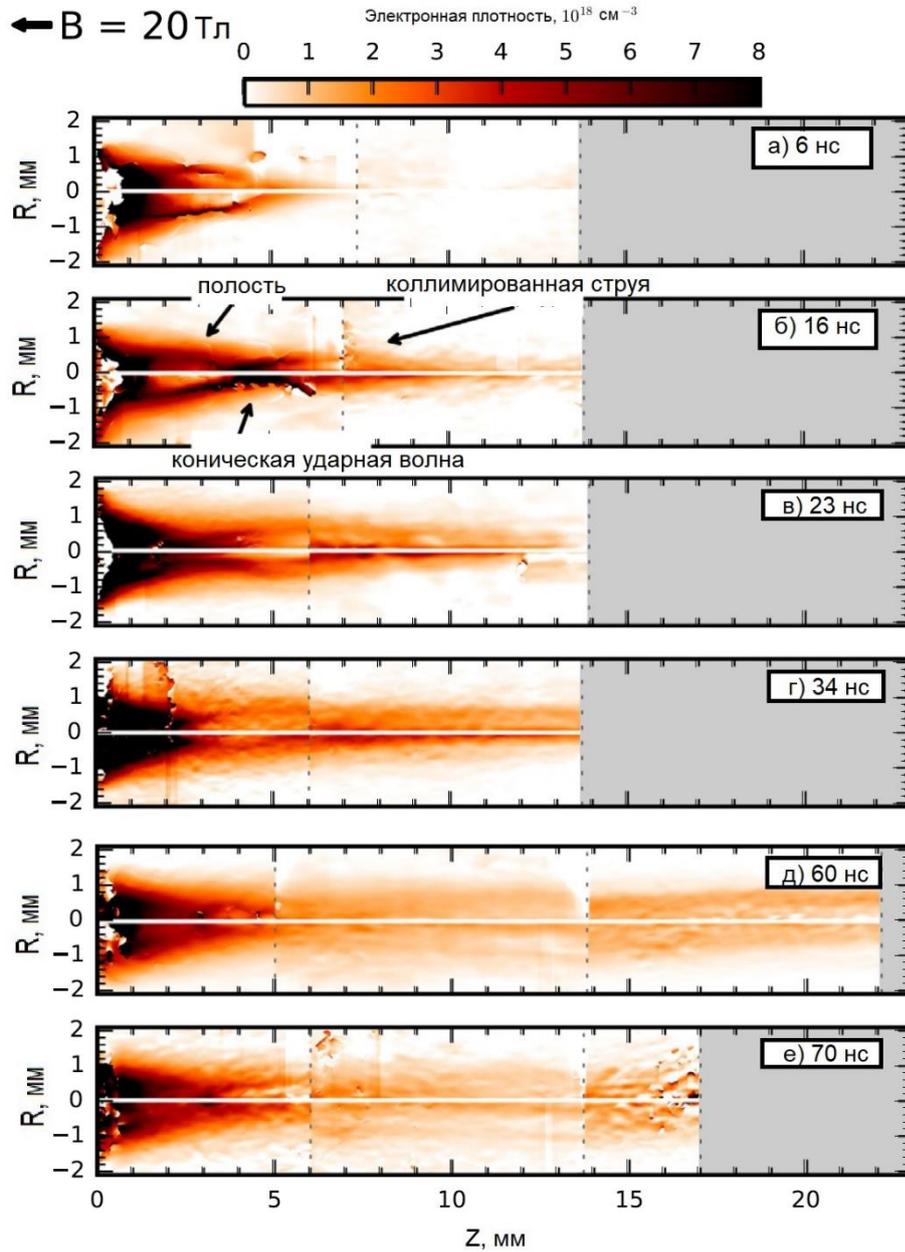


Рисунок 3.9 – Карты электронной плотности для разных моментов времени, полученные при разлете плазмы в однородном магнитном поле с индукцией 20 Тл. Силовые линии поля направлены к мишени и перпендикулярны ее поверхности (справа налево в плоскости рисунка). Отсчет времени ведется от окончания лазерного импульса.

находится на расстоянии 1 мм от нее, а дальний удален на ~4 мм. На расстояниях от 4 до 6 мм находится зона конической ударной волны. На больших удалениях находится зона распространения коллимированной струи. Каждая из этих областей характеризуется своими значениями параметров плазмы, которые в основном определяются соотношением между кинетическим давлением плазмы и магнитным давлением.

3.3.3 Рентгеновское излучение плазмы на различных расстояниях

На рисунке 3.10 показаны типичные для разлета во внешнем магнитном поле спектры рентгеновского излучения плазмы в диапазоне от 13 до 16 Å, полученные для различных расстояний от мишени.

На спектрах отчетливо видны две группы линий. Головная линия резонансной серии H-подобного иона F IX Ly_α (дублет переходов $2p^2\ ^2P_{3/2} - 1s\ ^2S_{1/2}$ и $2p\ ^2P_{3/2} - 1s\ ^2S_{1/2}$, $\lambda \approx 14.98\ \text{Å}$), рядом с которой в спектрах с поверхности видна группа ее диэлектронных сателлитов, самый интенсивный из которых соответствует переходу $2p^2\ ^1D_2 - 1s2p\ ^1P_1$. Относительные интенсивности сателлитной группы также могут быть использованы для диагностики плазмы [86], но только в случае стационарной плазмы, так как для рекомбинирующей, эти методы могут давать совершенно неверные результаты [126,127]. Вторая группа линий соответствует резонансной серии He-подобного иона F VIII: He_β (переход $1s3p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$, $\lambda \approx 14.45\ \text{Å}$), He_γ (переход $1s4p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$, $\lambda \approx 13.78\ \text{Å}$), He_δ (переход $1s5p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$, $\lambda \approx 13.48\ \text{Å}$), He_ϵ (переход $1s6p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$, $\lambda \approx 13.33\ \text{Å}$), He_ζ (переход $1s7p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$, $\lambda \approx 13.24\ \text{Å}$). Данные о длинах волн переходов были взяты из базы данных SPECTR W³ [97].

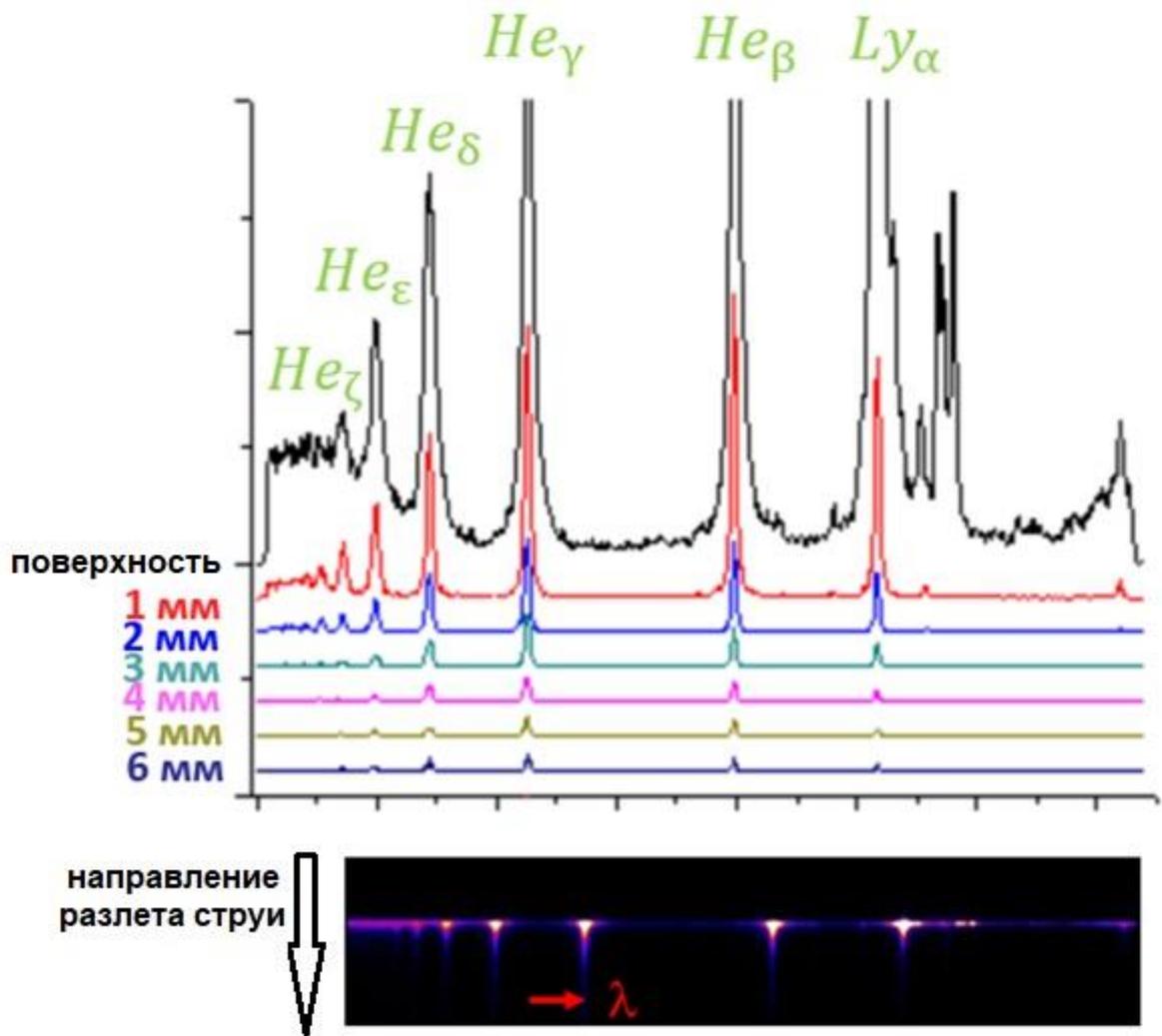


Рисунок 3.10 – Рентгеновские спектры плазмы, содержащей многозарядные ионы фтора, полученные на различных расстояниях от мишени. В нижней части рисунка показано исходное изображение спектра с пространственным разрешением вдоль направления разлета плазменной струи от поверхности мишени (направление сверху вниз), полученное после сканирования флуоресцентной пластины. Длины волн увеличиваются слева направо.

Характерной особенностью наблюдаемых спектров на удалении от мишени является возрастание интенсивностей линий $He_{\gamma}, He_{\delta}, He_{\epsilon}, He_{\zeta}$ относительно линий He_{β} . Уже на расстоянии 1 мм от мишени интенсивность линия He_{γ} приблизительно равна интенсивности He_{β} , а на больших удалениях начинает превышать ее. На рисунке 3.11. показаны модельные спектры для ионизирующейся

(рисунок 3.11а) и рекомбинирующей (рисунок 3.11б) плазмы, построенные на основании расчетных кривых, представленных на рисунках 2.2 – 2.8. Из сравнения экспериментальных спектров с модельными видно, что наблюдаемая конфигурация спектра является характерной для рекомбинирующей плазмы. В связи с этим для диагностики ее параметров может быть применена рентгеноспектральная методика, описанная в Главе 2.

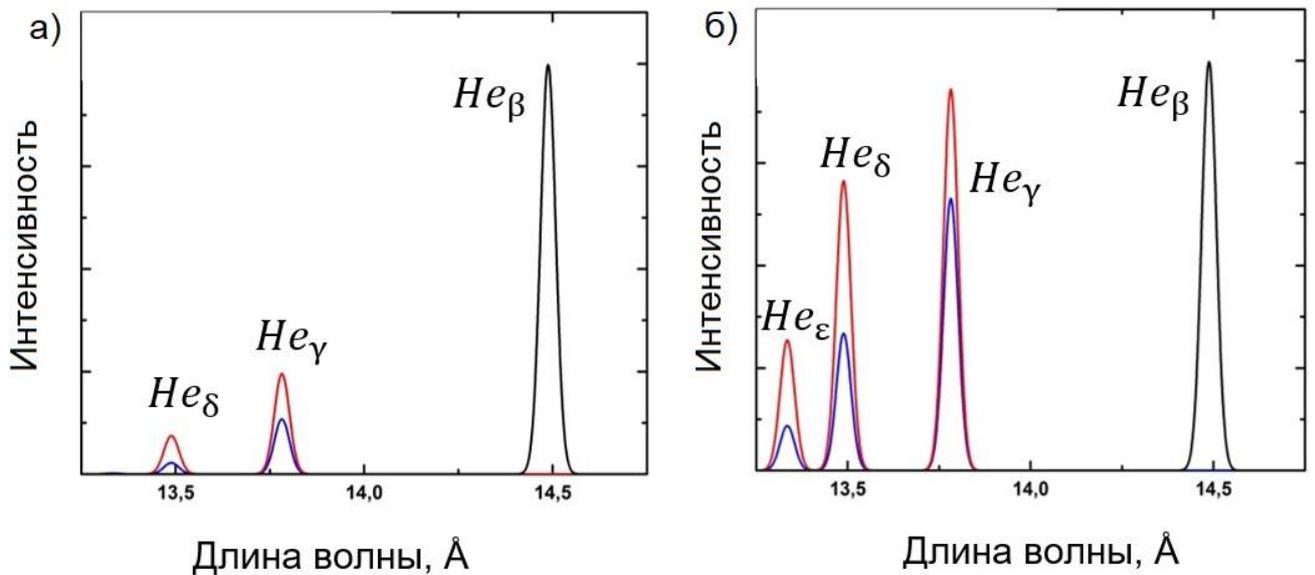


Рисунок 3.11 – Модельные спектры плазмы, состоящей из многозарядных ионов фтора, с а) ионизационной и б) рекомбинационной нестационарностью, рассчитанные для двух разных значений электронной плотности: 10^{18} см^{-3} (красная линия) и 10^{19} см^{-3} (синяя линия).

3.3.4 Профили электронной плотности и температуры, полученные при помощи рентгеноспектральной диагностики

Для определения относительных интенсивностей в каждом случае пики на спектре, соответствующие анализируемым спектральным линиям, аппроксимировались гауссовыми функциями при помощи стандартного метода

наименьших квадратов, реализованного в рамках пакета обработки научных данных OriginPro. В качестве интенсивности линий использовалось значение интегралов под аппроксимирующими кривыми. На рисунке 3.12 показаны профили электронной температуры и плотности в области около мишени (до 4,5 мм), полученные на основе экспериментальных значений относительных интенсивностей.

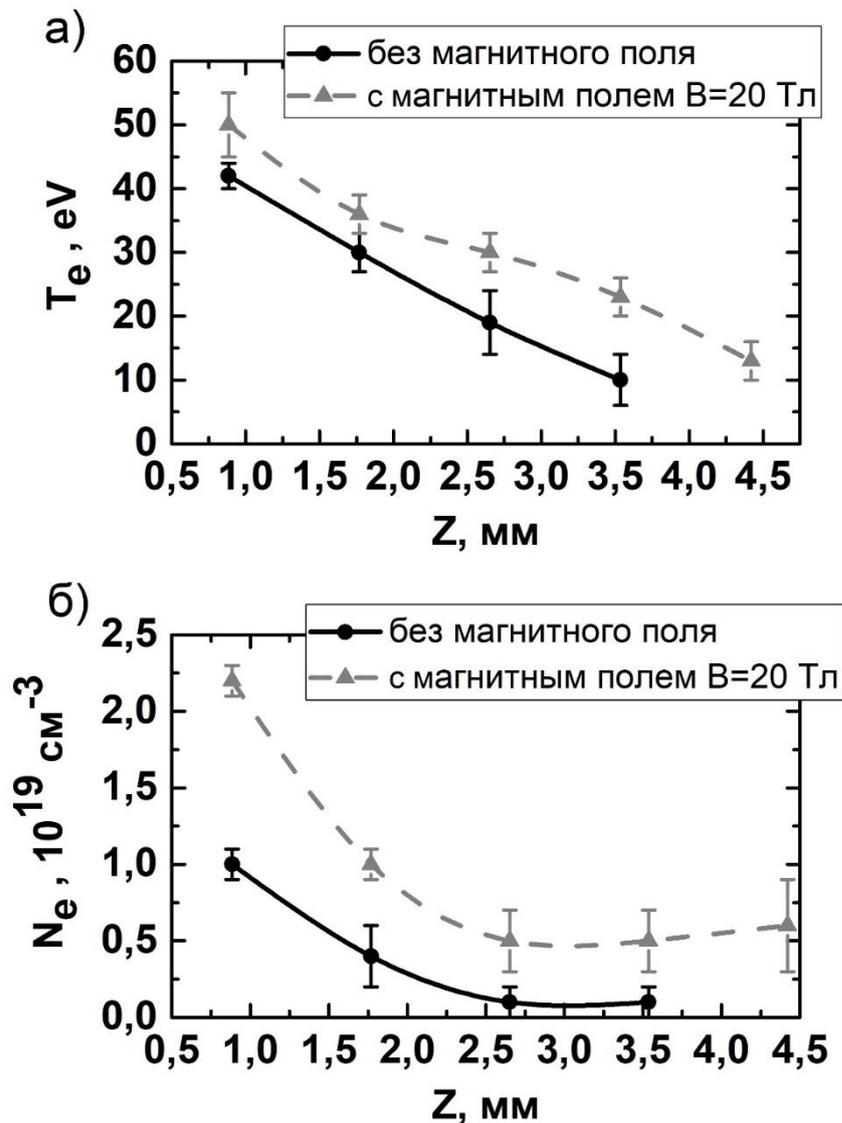


Рисунок 3.12 – Профили электронной а) температуры и б) плотности, полученные для случая свободного разлета плазмы (черная сплошная линия) и для разлета в однородном магнитном поле с индукцией 20 Тл (пунктирная кривая).

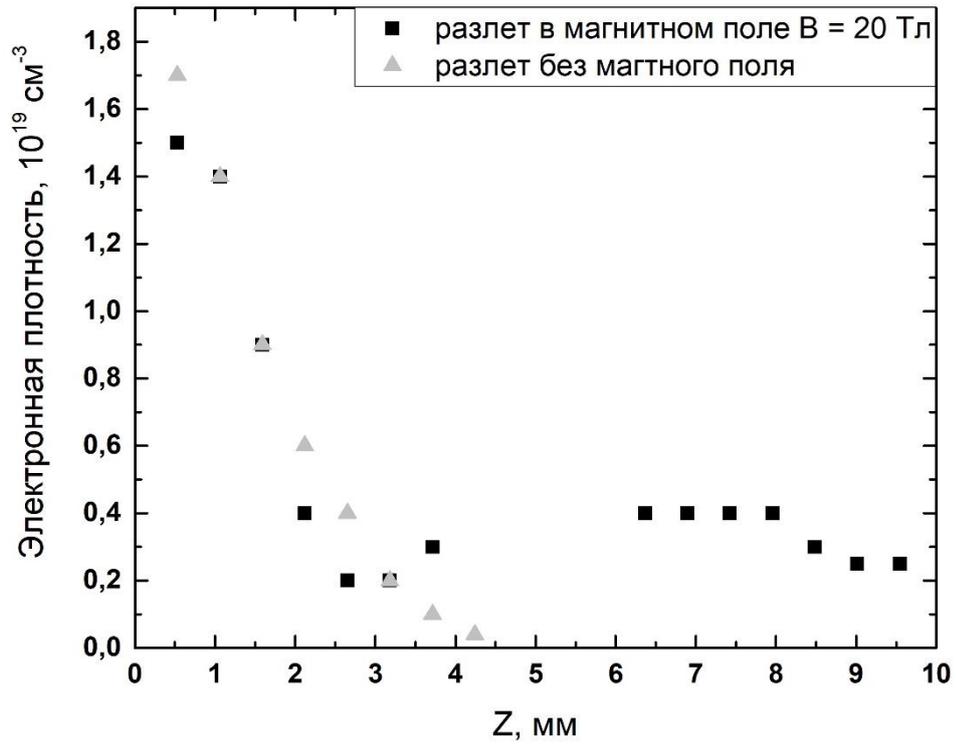
Из профиля N_e (рисунок 3.12(б)) следует, что, при свободном разлете плазмы, электронная плотность быстро спадает при удалении от мишени и уже на расстоянии 3.5 мм становится равной 10^{18} см^{-3} . Эти данные хорошо согласуются с данными интерферометрической диагностики (см. рисунок 3.8), что подтверждает адекватность использования предлагаемой рентгеноспектральной методики. Электронная температура при этом падает с 40 эВ до 10 эВ. На больших расстояниях от мишени светимость плазмы в интересующем спектрально диапазоне практически отсутствует. Однако, снижение светимости плазмы может быть интерпретировано, как дальнейшее уменьшение плотности и температуры.

При наложении внешнего магнитного поля светимость плазмы в рентгеновском диапазоне продолжается и после 4 мм. Малоинтенсивное излучение регистрируется на расстояниях вплоть до 14 мм. Однако, после удаления от мишени приблизительно на 10 мм интенсивность диагностических линий падает до уровня шумов, в связи с чем становится невозможным их использование для диагностики плазменных параметров. Электронная плотность и температура замагниченной плазмы выше соответствующих значений для свободного разлета на всем диапазоне расстояний (рисунки 3.12 и 3.13).

На расстояниях, на которых при свободном разлете светимость плазмы в рентгеновском диапазоне фактически прекращается, плотность замагниченной плазмы достигает значений на уровне $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а электронная температура ~ 10 эВ, после чего происходит незначительный рост обоих параметров с выходом на плато на уровне $4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для плотности и ~ 15 эВ для температуры (рисунок 3.13). Постоянство значений сохраняется вплоть до расстояний 8-9 мм.

Повышение электронной температуры и плотности на расстоянии 4 мм от мишени связано с формированием в этой области конической ударной волны. Как уже говорилось выше, на удалениях меньше 4 мм находится «полость» в электронной плотности плазмы. В непосредственной близости от мишени, сформированная лазерным импульсом, плазма имеет существенно отличную от нуля проекцию скорости на радиальную ось (ось R), то есть имеет место движение

а)



б)

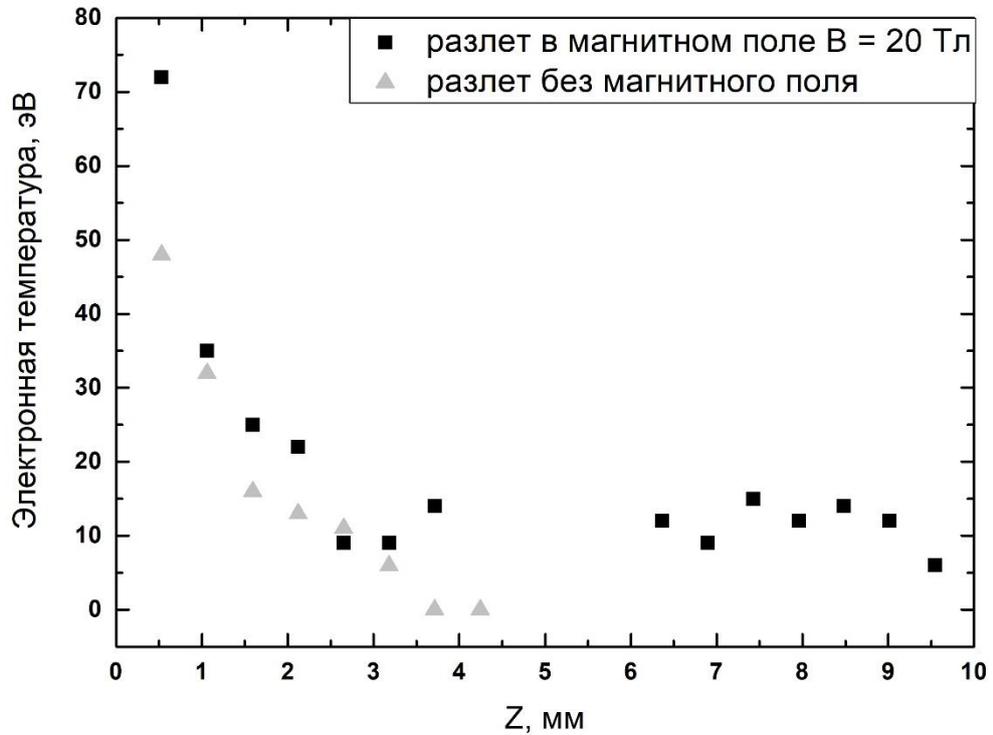


Рисунок 3.13 – Профили электронной а) плотности и б) температуры для свободного разлета (серые треугольники) и замагниченной плазмы (черные квадраты), полученные на больших расстояниях от мишени.

плазмы в направлении, перпендикулярном направлению силовых линий магнитного поля. Из-за разности динамического давления плазмы и магнитного давления в этой области образуется область повышенной электронной плотности, которая и формирует границы полости. Этот скачок плотности приводит к развороту направления радиальных плазменных потоков на противоположное. Обтекая область пониженного давления по контуру, аксиально симметричные потоки плазмы сталкиваются в непосредственной близости от центральной оси на расстоянии около 4-6 мм от мишени, формируя коническую ударную волну. Результатом становится формирование узкой плазменной струи, в виде которой плазма продолжает свое движение от мишени.

Область пониженной электронной плотности («полость») можно сравнить с соплом. Его границы образуют зоны повышенной электронной плотности, формирующиеся при разлете плазмы перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, а также при столкновении развернувшихся плазменных потоков на центральной оси.

3.4 Разлет плазмы в предварительно созданной плазменной среде

Для моделирования распространения астрофизических струй в межзвездной среде, в описанную выше установку были введены некоторые модификации (рисунок 3.14). В этих экспериментах исходное лазерное излучение разделялось на два пучка с разной энергией: прекурсор (3 Дж) и основной (17 Дж). Основной пучок направлялся на линию задержки, за счет которой он достигал мишени на 9 или 19 нс позднее прекурсора.

Перед попаданием на мишень из тефлона оба пучка фокусировались одной и той же оптической системой в пятно диаметром 700 микрон, что при длительности импульса 0.6 нс обеспечивало на мишени плотность потока энергии 10^{12} Вт/см² для малоэнергетичного импульса и 7×10^{12} Вт/см² для основного. Уменьшение

интенсивности лазерного излучения привело к тому, что светимость плазмы в рентгеновском диапазоне заканчивается на меньших расстояниях от мишени, чем в экспериментах, описанных в предыдущем пункте. Разлет плазмы во всех случаях происходил в однородном магнитном поле с индукцией 20 Тл, силовые линии которого были направлены к мишени перпендикулярно ее поверхности.

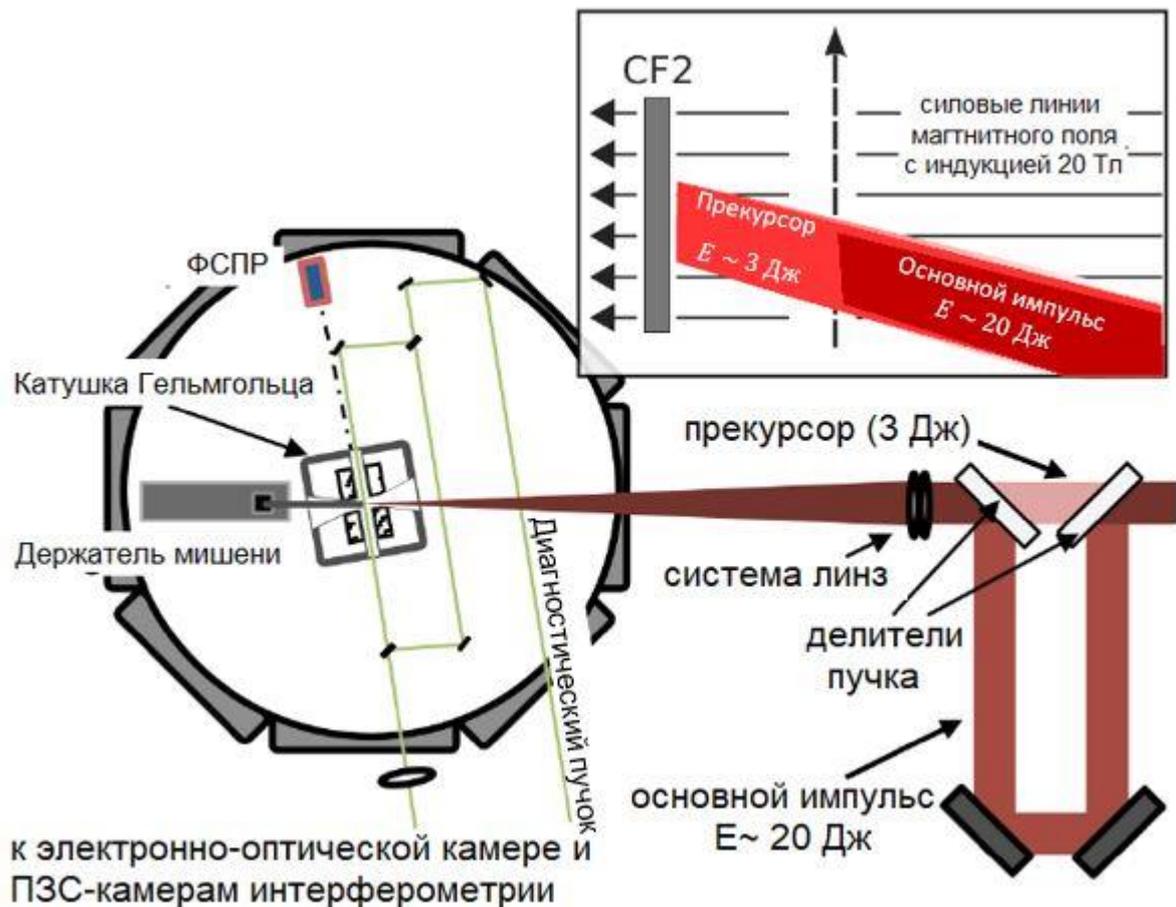


Рисунок 3.14 – Схема экспериментальной установки по моделированию процесса распространения плазменной струи в межзвездной среде. В качестве модели среды выступает плазма, создаваемая предварительным импульсом с малой энергией.

На рисунке 3.15 показаны интерферометрические карты электронной плотности, полученные в этих экспериментах:

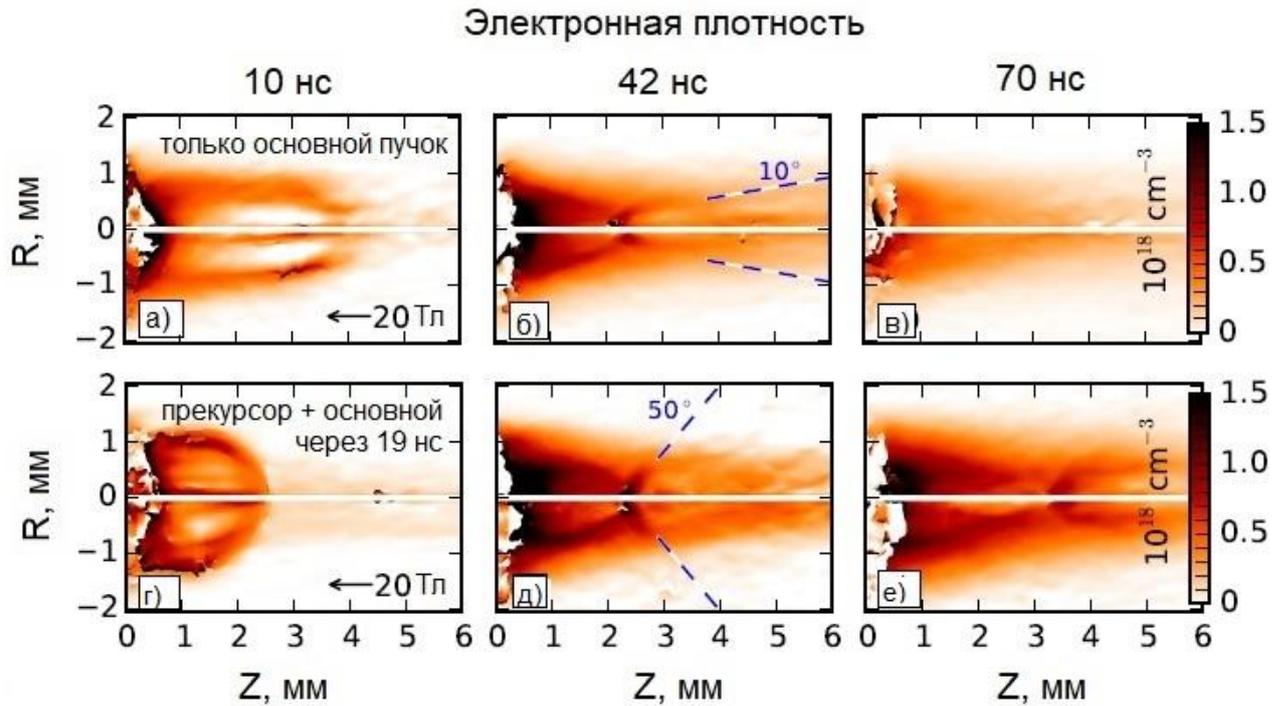


Рисунок 3.15 – Карты интерферометрической плотности, полученные в различные моменты времени при облучении тефлоновой мишени, для трех разных случаев. а)-в) разлет без прекурсора; г)-е) разлет в плазме, созданной прекурсором за 19 нс до прихода основного импульса. Отсчет времени ведется от момента окончания основного лазерного импульса.

Из рисунка видно, что при разлете, в предварительно созданной плазме, также наблюдается три основные фазы: образование «полости», формирование конической ударной волны и распространение плазмы в виде коллимированной струи. Однако, наблюдается также ряд особенностей, отличающих разлет в среде от разлета в вакууме.

Из сравнения карт, показанных на рисунках 3.15(а), 3.15(г) видно, что профиль разлета плазмы становится ближе к сферическому. Это объясняется тем, что при расширении в вакуум препятствовать разлету может только магнитное поле, которое оказывает влияние только на плазму, имеющую радиальную проекцию скорости. В этом случае направление движения плазмы, параллельное центральной оси, является в некотором смысле выделенным. В случае разлета в

среде взаимодействие основного потока с плазмой прекурсора приводит к снижению скоростей разлета в этом направлении, в связи с чем он становится более изотропным. Несмотря на эти отличия, положение зоны формирования конической ударной волны никаким образом не зависит от наличия плазменной среды (см. 3.15б, 3.15д). Однако, угол разлета плазмы из сформированного магнитного сопла существенно отличается от случая расширения в вакуум и для задержки в 19 нс составляет 50° . Это связано с изменением формы разлета на начальных этапах и увеличением угла, под которым происходит столкновение аксиально симметричных потоков плазмы, обтекающих «полость». В результате часть плазмы вновь начинает распространяться в направлении перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, и здесь начинается процесс формирования вторичной «полости», границы которой (в виде скачков плотности) хорошо заметны на рисунке 3.15е. Динамическое давление плазмы на этих расстояниях от мишени существенно меньше, чем на начальном этапе разлета, а потому на меньших расстояниях от оси сравнивается с магнитным, в связи с чем формирование структуры не завершается. Тем не менее, это взаимодействие приводит к тому, что плазма начинает двигаться вдоль центральной оси, формируя узкую струю, как и в случае разлета в вакууме.

Для определения электронной температуры плазмы также использовалась методика рентгеноспектральной диагностики, описанная во второй главе. Полученные профили электронной температуры приведены на рисунке 3.16. Из рисунка видно, что наличие предварительно созданной среды, приводит к увеличению на 5-15 эВ (в зависимости от расстояния до мишени) электронной температуры плазмы относительно значений, характерных для разлета в вакууме. Светимость плазмы в рентгеновском диапазоне продолжается на больших расстояниях: 6 мм для двойного импульса и 4.5 мм для одиночного. Кроме того, профили электронной температуры зависят от длительности задержки между основным импульсом и прекурсором. При меньшей задержке, соответствующей более высокой плотности остаточной плазмы в области мишени, электронные

температуры выше. При этом в непосредственной близости около мишени электронные температуры равны между собой и превышают значение, соответствующее разлету в вакууме. Повышение температуры связано с появлением головной ударной волны, формирование которой в такой постановке эксперимента, связано с взаимодействием плазмы основного импульса с плазмой прекурсора.

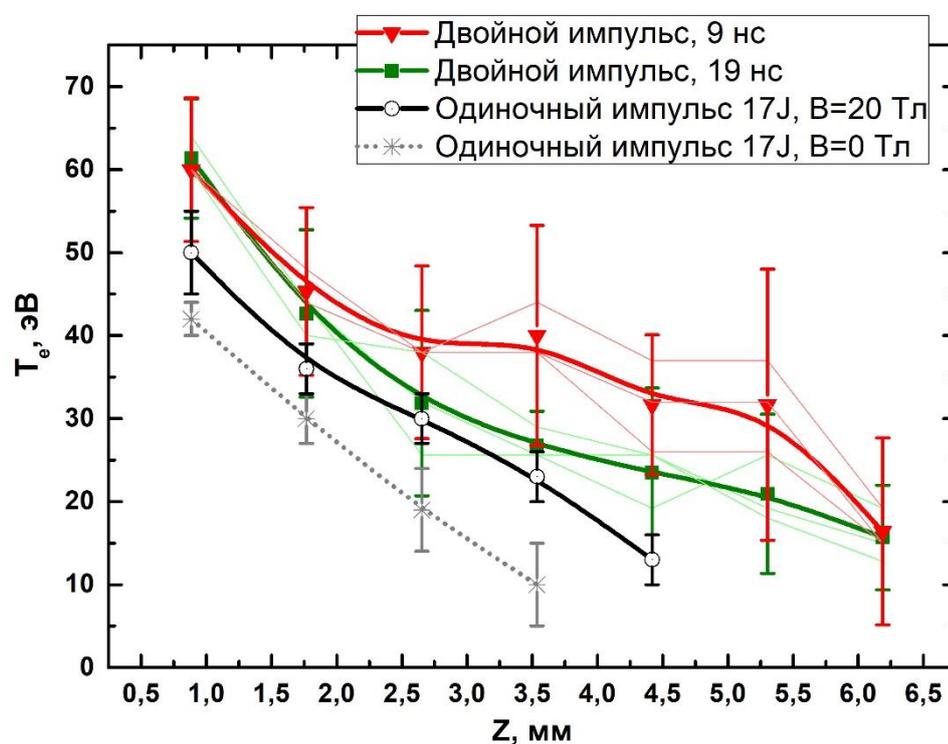


Рисунок 3.15 – Профили электронной температуры плазмы для свободного разлета (серая кривая, соединяющая звездочки), для разлета в вакууме во внешнем магнитном поле с индукцией 20 Тл (черная кривая, соединяющая кружки), разлет в плазменной среде, созданной прекурсором за 19 нс до прихода основного импульса (зеленые квадраты) и за 9 нс (красные треугольники) в магнитном поле с индукцией 20 Тл. Все приведенные кривые являются результатом усреднения по большой выборке экспериментов с одинаковыми параметрами. Значения для отдельных экспериментов, по которым, в том числе, усреднялись экспериментальные кривые показаны бледными ломаными линиями.

3.5 Заключение к главе 3

Таким образом, в данной главе продемонстрировано, что предлагаемая в главе 2 методика рентгеноспектральной диагностики может быть использована для диагностики параметров плазмы, получаемой в экспериментах по лабораторному моделированию процессов формирования наблюдаемых в астрофизике коллимированных плазменных струй. Показано, что при наложении внешнего магнитного поля электронная плотность плазмы, сформированной наносекундным лазерным импульсом с энергией 40 Дж, сфокусированным в пятно размером в несколько сотен микрон, остается на уровне 10^{18} см^{-3} на значительном расстоянии от мишени (до 10 мм), а электронная температура - на уровне 10-15 эВ. При свободном разлете электронная температура и плотности спадают до пренебрежимо малых значений уже на расстоянии 3-5 мм.

Также показано, распространение замагниченного плазменного потока в предварительно созданной плазменной среде характеризуется более высокими электронными температурами, чем в случае разлета плазмы в вакууме.

Глава 4. Диагностика высокотемпературной плазмы, образующейся при столкновении противонаправленных сверхзвуковых потоков низкотемпературной плазмы

Одним из способов генерации мощного вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения (ВУФ и МРИ) является преобразование кинетической энергии двух плазменных потоков, при их встречном столкновении, в энергию эмитируемых при этом фотонов высокой энергии. Плазменные потоки генерируются импульсными электродинамическими плазменными ускорителями, а изменение мощности и спектрального состава излучения осуществляется варьированием скорости плазменных потоков и химического состава плазмы. Возможность такого преобразования была впервые показана теоретически в работах [128,129], а эксперименты по встречному взаимодействию потоков азотной плазмы подтвердили результаты теоретического и численного анализа и продемонстрировали, что эффективность преобразования кинетической энергии потоков в энергию излучения резонансных линий гелие- и водородоподобных ионов азота превышает 20%, а полная энергия излучения в интервале энергии фотонов 50–500 эВ составляет ~60% . Позже в работах [130,131] было показано, что при торможении ускоренных потоков водородной плазмы на различных твердотельных мишенях также осуществляется эффективное преобразование кинетической энергии потока в энергию мягкого рентгеновского излучения. Например, было продемонстрировано, что при использовании мишеней из графита, в двух резонансных спектральных линиях гелие- и водородоподобных ионов углерода излучалось до 30% от кинетической энергии потока водородной плазмы, взаимодействовавшего с мишенью. А при использовании вольфрамовых мишеней в энергию излучения преобразовывалось уже до 80% от энергии потока. При этом максимум интенсивности свечения соответствовал энергии фотонов 140 эВ [131]. Эти исследования подтвердили перспективность данной схемы источника излучения и принципиальную возможность достижения высокого значения КПД преобразования кинетической энергии плазменных потоков в энергию ВУФ и

МРИ. При этом для достижения максимальной эффективности работы такого источника и оптимизации его работы необходимо проводить измерения полного спектра параметров высокотемпературной плазмы, генерируемой при столкновении потоков, в особенности, электронной температуры и плотности.

4.1 Экспериментальная установка и диагностический комплекс для изучения плазмы, образующейся при столкновении низкотемпературных плазменных потоков

4.1.1 Экспериментальная установка 2МК-200

Общий вид экспериментальной установки 2МК-200, сконструированной в ГНЦ РФ ТРИНИТИ (г. Москва г. Троицк), на которой проводились эксперименты, показан на рисунке 4.1., а более детальное описание приведено в работах [132–134].

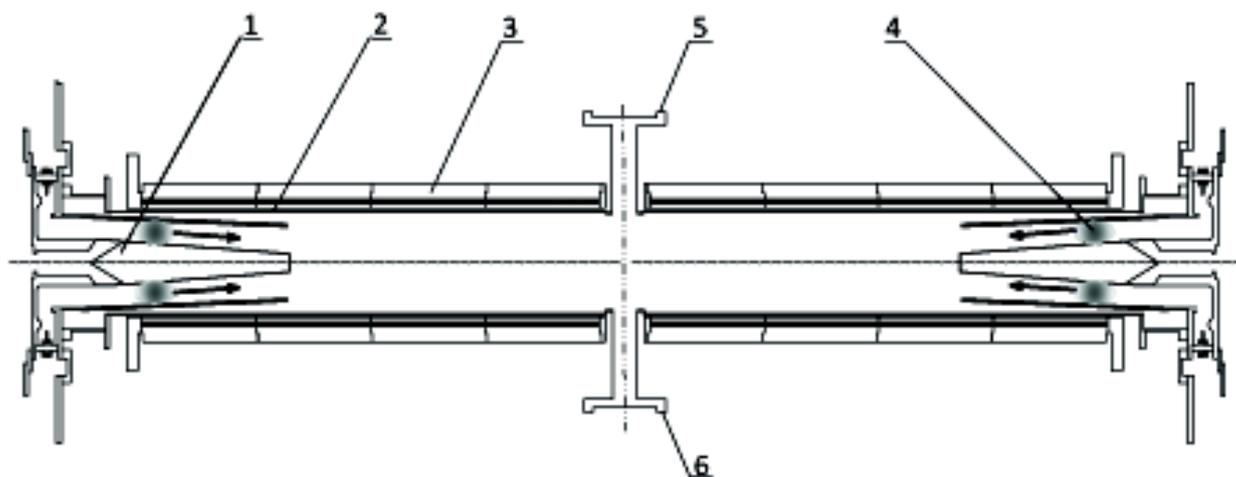


Рисунок 4.1 - Схема комплекса 2МК-200: 1 – импульсный плазменный ускоритель, 2 – цилиндрическая вакуумная камера, 3 – соленоиды, 4 – плазменный сгусток, 5 и 6 – диагностические окна для установки спектрографа с пропускающей решеткой и фотодиодов.

Она состоит из двух идентичных коаксиальных электродинамических импульсных плазменных ускорителей (ИПУ) и цилиндрической камеры, в которой с помощью многовитковых соленоидов может создаваться квазистационарное продольное магнитное поле. Камера взаимодействия и вакуумные камеры плазменных ускорителей объединены и представляют собой цилиндрическую трубу длиной 300 см и диаметром 20 см. Внутренний диаметр трубы не превышает диаметр плазменного потока, выходящего из ускорителя, что обеспечивает наличие магнитного зазора между плазменным образованием и стенкой камеры, и уменьшает потери энергии плазмы за счет теплопереноса в радиальном направлении. В центральном сечении труба имеет два прямоугольных патрубка, которые используются в диагностических целях.

Питание каждого ИПУ осуществляется от батареи, сформированной из 192 конденсаторов ИК50-3 (импульсные конденсатор с номинальным напряжением 50 кВ и емкость 3 мкФ), соединенных параллельно. Напряжение заряда конденсаторной батареи может достигать 35 кВ, что обеспечивает начальный энергозапас вплоть до ~400 кДж.

Квазистационарное продольное магнитное поле в цилиндрической камере создается системой из 10 соленоидов. При напряжении зарядки батарей равном 1 кВ, индукция магнитного поля на оси соленоида в центральной плоскости равна 6,7 кГс. Особенностью установки является то, что плазменные ускорители помещены внутрь цилиндрической камеры, то есть в межэлектродных зазорах ускорителей присутствует квазистационарное продольное магнитное поле. Поэтому на самом начальном этапе процесса ускорения формируется плазма с замороженным продольным магнитным полем, этот процесс стабилизируется, а наличие в плазменном потоке, на выходе из ускорителя, продольной составляющей магнитного поля существенно снижает энергетические потери из плазменного потока в поперечном направлении на стенку камеры взаимодействия. Наличие введенного продольного магнитного поля и перпендикулярного ему магнитного поля ускоряющего тока, напряженность которого зависит от радиуса, создает

условия для появления перекрещенности (так называемого «шира») магнитных силовых линий (такой же эффект имеет место, например, в токамаках).

4.1.2 Схема измерения спектральных характеристик мягкого рентгеновского излучения

Для измерения спектральных характеристик МРИ, а также независимых измерений электронной температуры плазмы, в зоне столкновения плазменных сгустков, использовался спектрограф на основе пропускающей решетки, позволяющий регистрировать излучение в спектральном диапазоне 1-30 нм. Решетка, изготовленная в Массачусетском технологическом институте (США), состояла из золотых проволочек прямоугольного сечения. Период решетки равен 200 нм, а толщина проволочек составляет 220 нм. Ширина рабочей области решетки (вдоль штрихов) равняется 10 мм, что позволяет с помощью дополнительной щели, помещенной перед решеткой, реализовать регистрацию светимости исследуемого объекта с пространственным разрешением (порядка 10 мм по объекту) в направлении, перпендикулярном ходу дисперсии, и вдоль оси симметрии плазменных потоков. Спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ спектрографов такого типа определяется числом проволочек в решетке, размером источника (в нашем случае он задавался размером коллимирующей щели) и размером апертуры решетки. В конкретных условиях наших экспериментов реализовывалось значение $\lambda/\Delta\lambda = 10$. В качестве регистраторов использовались два типа детекторов: специальная рентгеновская фотопленка Кодак 101 и прибор с зарядовой связью (ПЗС). При абсолютных измерениях плотности энергии МРИ спектры излучения регистрировались на пленку Кодак 101, а калибровочные данные для перевода почернения фотопленки в экспозицию заимствовались из работы [135]. Регистрация спектров с пространственным разрешением в диапазоне длин волн $1 \div 30$ нм производилась на ПЗС-матрицу ANDOR DO420A-BN-995 (1024×255

пикселей, при размере пикселя 26 мкм). Данные о спектральной чувствительности этой камеры в диапазоне длин волн 1-10 нм приведены в [136].

На рисунке 4.2 в качестве примера показан интегральный по времени спектр, полученный в одном из экспериментов по столкновению сгустков азотной плазмы

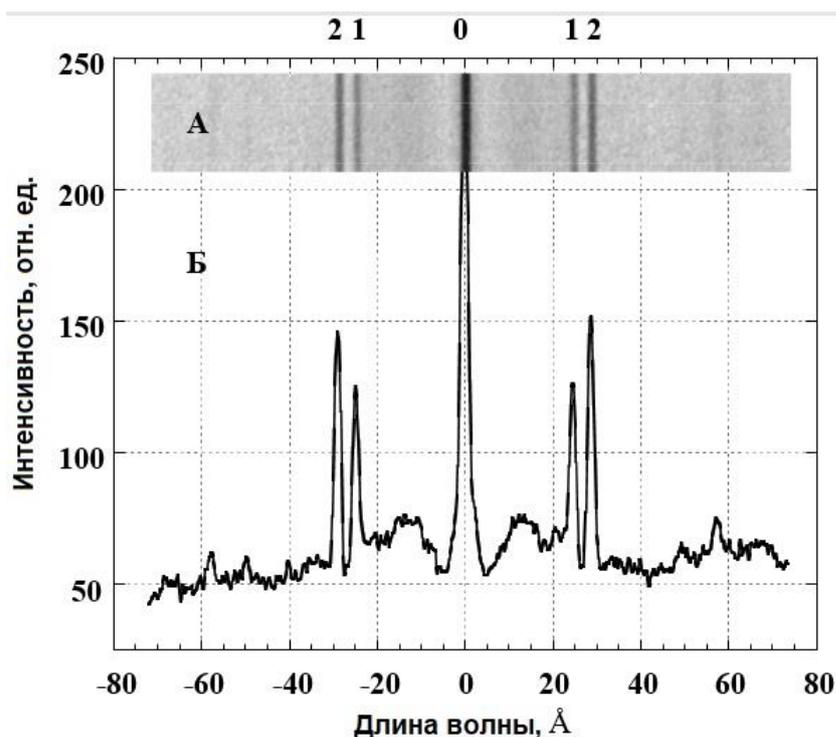


Рисунок 4.2 - Экспериментальный спектр (А), зарегистрированный на фотопленку при столкновении сгустков азотосодержащей плазмы, и результат фотометрирования (Б) этого спектра: **0** – нулевой порядок, **1** – линия $1s-2p$ водородоподобного иона NVII (24.8 \AA), **2** – линия $1s^2-1s2p$ гелиеподобного иона NVI (28.8 \AA).

Спектр содержит нулевой порядок (соответствует значению длины волны, равному 0) и ярко выраженные резонансные линии He- и H-подобных ионов азота (длины волн – 28.8 \AA и 24.8 \AA соответственно) в первом порядке дифракции. Слабо выраженные пики в районе $5,76 \text{ нм}$ и $4,96 \text{ нм}$ являются вторыми порядками

дифракции этих резонансных линий. От эксперимента к эксперименту вид зарегистрированных спектров слегка варьируется, однако полная интенсивность излучения, характеризующаяся амплитудой пика нулевого порядка, варьируется не более чем на 20%.

Для проведения абсолютных измерений интенсивности мягкого рентгеновского излучения плазмы с временным разрешением использовались закрытые различными фильтрами фотодиоды ФДУК-8УВСК разработки ФТИ им А.Ф.Иоффе. Наличие данных о спектральной чувствительности в широком диапазоне длин волн [137] позволяет проводить абсолютные измерения с точностью не хуже 10%. В экспериментах обычно использовались три фотодиода с фильтрами, различающимися материалом и толщиной. Это позволило для определения электронной температуры реализовать классический сорбционный метод («метод фильтров») [138] с временным разрешением.

Вблизи внутренней стенки камеры взаимодействия на расстояниях ± 8 см и ± 40 см от центрального сечения камеры располагались 4 магнитных зонда. При столкновении плазменных потоков и формировании плазменного столба они измеряли изменение значения индукции магнитного поля ΔB в зазоре между плазменным столбом и стенкой камеры взаимодействия, позволяя, таким образом, судить о динамике этого процесса, и, в конечном счете, давали возможность оценить энергосодержание образующейся плазмы.

4.2 Рентгеноспектральная методика определения параметров стационарной плазмы, генерируемой при столкновении сверхзвуковых плазменных потоков

Определение параметров плазмы проводилось путем сравнения экспериментального спектра с расчетным и подбором таких параметров расчета, которые позволяют достичь максимальной степени соответствия между ними.

Интенсивности спектральных линий, используемых для дальнейшего анализа, были рассчитаны на основе значений населенности возбужденных уровней, распад которых вызывает излучение этих линий. Сами населенности определялись путем решения системы кинетических уравнений вида (2.1) в рамках стационарной кинетической модели.

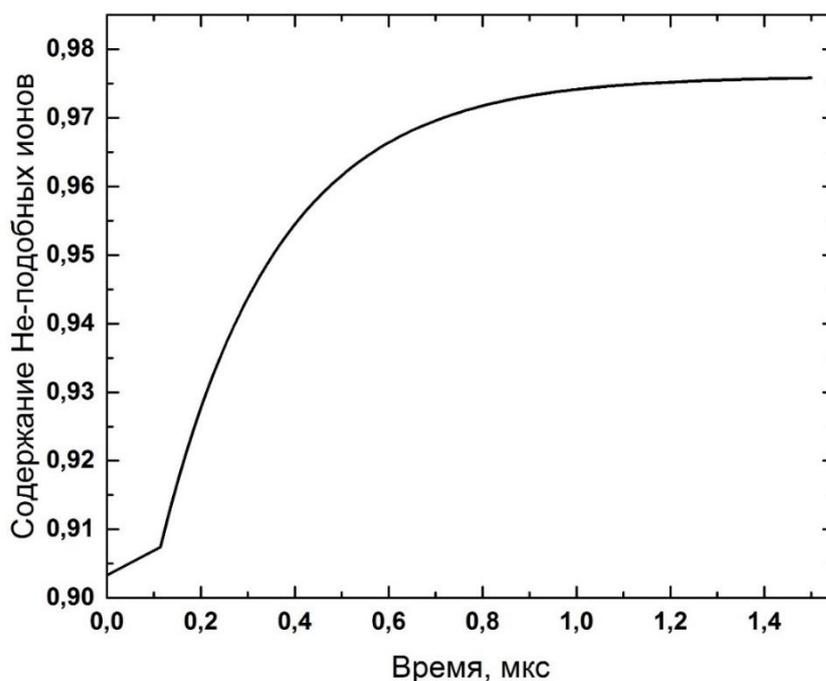


Рисунок 4.3 - Временная зависимость процентного содержания He-подобных ионов Ne в плазме с $T_e = 110$ эВ и $N_i = 10^{16}$ см⁻³. В качестве начального условия для распределения по степеням ионизации выбрано распределение, соответствующее электронной температуре $T_e = 10$ эВ в модели локального термодинамического равновесия.

Использование приближения стационарной кинетики вполне оправдано, так как при столкновении плазменных потоков температура плазмы резко возрастает, происходит дальнейшая ионизация и образуется плазма многозарядных ионов, а поскольку скорость разлета плазмы после окончания ее нагрева будет составлять порядка тепловой скорости ионов, что для температур ~ 100 эВ соответствует

$\sim 10^6$ см/с, то время жизни плазмы будет заведомо больше времени столкновительных ионизационно-рекомбинационных процессов. На рисунках 4.3-4.4 показаны расчетные временные зависимости процентного содержания He-подобных ионов неона (рисунок 4.3) и H-подобных ионов азота (рисунок 4.4) в образовавшейся многозарядной плазме, рассчитанные для характерных значений электронной температуры и плотности.

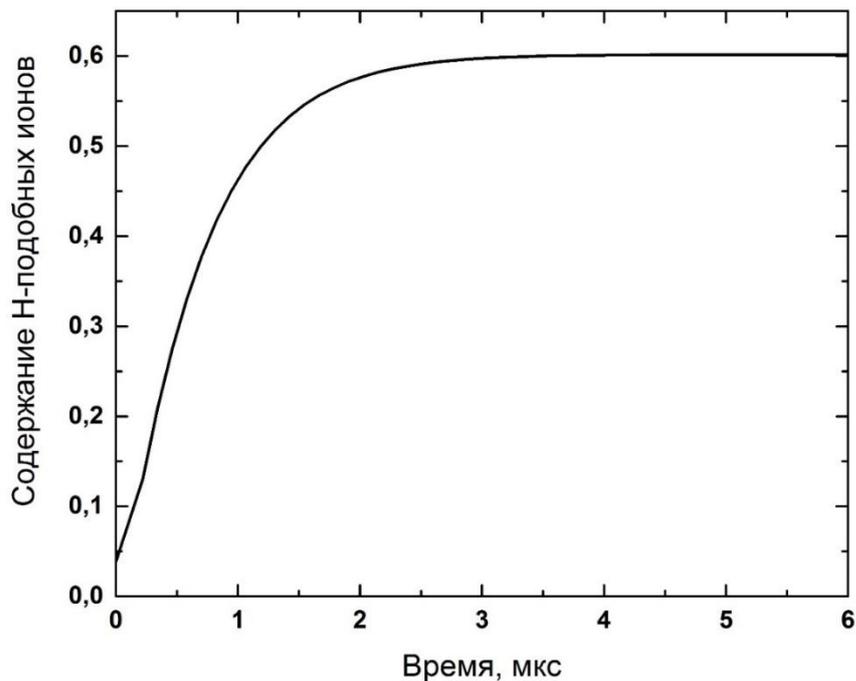


Рисунок 4.4 - Временная зависимость процентного содержания H-подобных ионов N в плазме с $T_e = 110$ эВ и $N_i = 10^{17}$ см⁻³. В качестве начального условия, для распределения по степеням ионизации, выбрано распределение, соответствующее электронной температуре $T_e = 30$ эВ в модели локального термодинамического равновесия.

Видно, что времен $\sim 1-2$ мкс достаточно для достижения стационарных значений. С другой стороны, экспериментальные измерения показывают, что время жизни высокотемпературной плазмы в районе столкновения потоков составляет 10-15 мкс (см. рисунок 4.5), то есть в несколько раз выше. Это позволяет

использовать модель стационарной кинетики для определения интенсивностей спектральных линий.

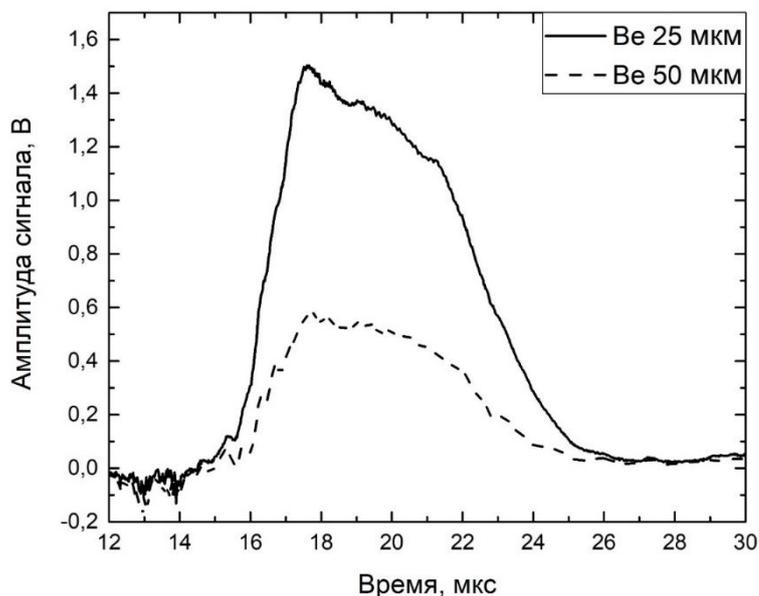


Рисунок 4.5 – Сигналы фотодиодов, покрытых двумя разными фильтрами: 25 мкм (сплошная черная линия) и 50 мкм (прерывистая черная линия).

Соответственно, для расчетов спектров излучения неона и азота в оптически тонкой плазме решались системы стационарных кинетических уравнений вида (2.5a). В кинетической матрице учитывались следующие элементарные атомные процессы: столкновительная ионизация, рекомбинация, возбуждение и девозбуждение, фоторекомбинация, радиационный распад, диэлектронная рекомбинация и автоионизация. Вероятности элементарных процессов и информация о структуре уровней ионов были взяты из встроенной в код кинетической программы PrismSPECT [139] базы данных. При расчетах учитывалось 11481 состояние ионов неона и 8180 состояний ионов азота всех возможных кратностей ионизации. Полученные зависимости спектральных характеристик использованные для диагностики, приведены ниже.

4.3 Определение электронной температуры в области столкновения плазменных потоков

Были проведены два типа экспериментов, различающиеся химическим составом плазменных потоков.

4.3.1 Плазма, состоящая из ионов неона и дейтерия

При проведении этих опытов сталкивались плазменные потоки, являвшиеся смесью ионов неона и дейтерия при нескольких напряжениях зарядки конденсаторных батарей, питающих ускорители. Характерный спектр, регистрируемый при этом показан на рисунке 4.6.

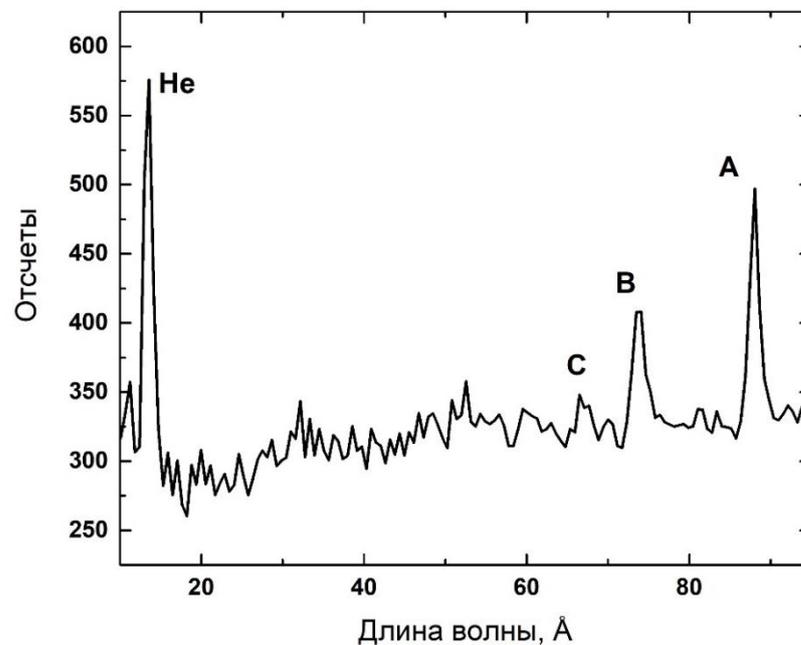


Рисунок 4.6 - Экспериментальный спектр плазмы, содержащей ионы неона. Расчетные данные представляют собой сумму линейчатого и непрерывного излучения. Обозначения линий: **A** – $3p-2s$, **B** – сумма $4s-2p$ и $4d-2p$, **C** – сумма $4p-2s$, $5s-2p$ и $5d-2p$ в ионах Ne VIII, **He** – $1s2p-1s^2$ в ионах Ne IX.

Наиболее удобным для измерения температуры при этом является отношение интенсивностей резонансной линии He-подобного Ne (переход $1s2p - 1s^2$ в Ne IX, $\lambda = 13.4 \text{ \AA}$) и линии $3p-2s$ Li-подобного Ne VIII (переход $1s^23p - 1s^22s$ в Ne VIII, $\lambda = 88.1 \text{ \AA}$) (см. рисунок 4.6). На рисунке 4.7 приведены результаты расчета зависимости этого отношения от электронной температуры при различных значениях ионной плотности плазмы.

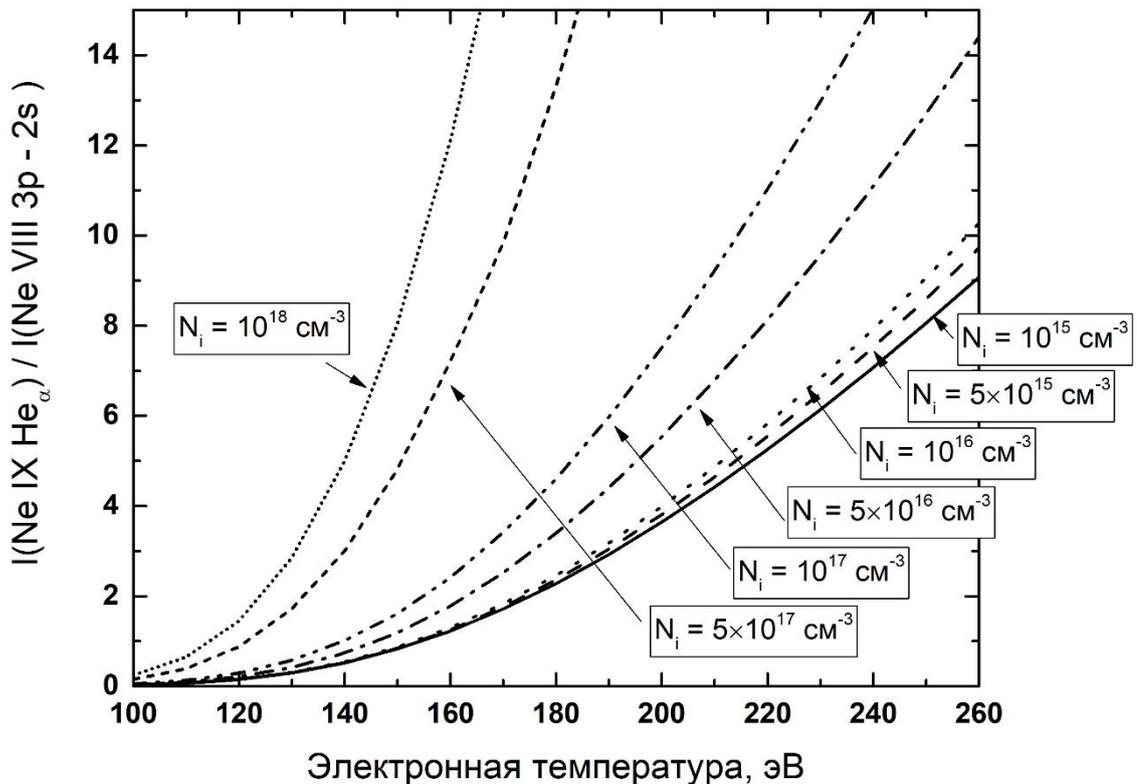


Рисунок 4.7 - Расчетные зависимости отношения интенсивностей резонансной линии He-подобного неона He_α (переход $1s2p - 1s^2$ в Ne IX, $\lambda = 13.4 \text{ \AA}$) и линии $3p-2s$ Li-подобного Ne VIII (переход $1s^23p - 1s^22s$ в Ne VIII, $\lambda = 88.1 \text{ \AA}$) от электронной температуры при различных значениях ионной плотности.

Сопоставление двух экспериментальных спектров, зарегистрированных при различных напряжениях конденсаторной батареи (20 и 22 кВ), демонстрируют рисунки 4.8 и 4.9. Концентрация неона в смеси с дейтерием в этих опытах составляла 25%. Расчетная ширина линий задавалась исходя из реального

невысокого спектрального разрешения (~ 10) спектрографа с пропускающей решеткой.

Сравнение экспериментальных и расчетных спектров показало некоторое увеличение электронной температуры плазмы при повышении зарядного напряжения с 20 кВ до 22 кВ: с 110 эВ до 160-170 эВ. Это согласуется с предыдущими оценками [133,134] для увеличения скорости плазмы с 2×10^7 см/с до 4×10^7 см/с при изменении напряжения на 2 кВ и соответствующему ему повышению электронной температуры, диагностика которой проводилась по рассеянию лазерного излучения.

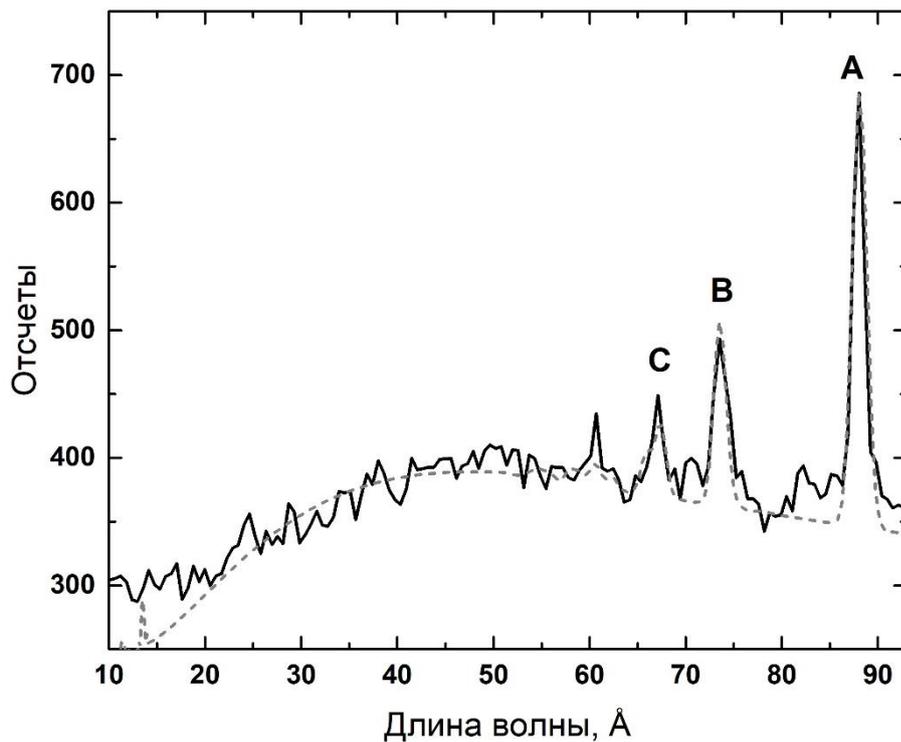


Рисунок 4.8 - Сравнение экспериментального (сплошная черная линия) спектра Ne, полученного при начальном напряжении батареи конденсаторов равном 20 кВ, и расчетного (пунктирная линия). Расчетный спектр является суммой непрерывной составляющей и линейчатого спектра Ne, полученного при электронной плотности $N_e = 10^{17}$ см⁻³ и электронной температуре 110 эВ. Обозначения линий А, В, С соответствуют рисунку 4.6.

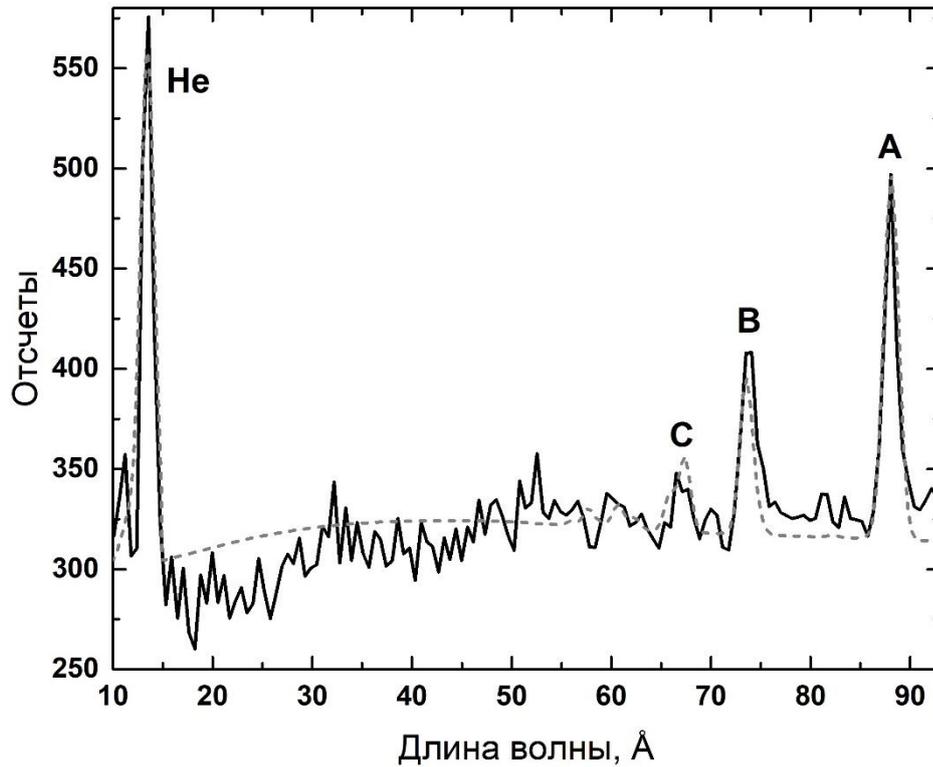


Рисунок 4.9 - Сравнение экспериментального (сплошная черная линия) спектра Ne, полученного при начальном напряжении батареи конденсаторов равном 22 кВ и расчетного (пунктирная линия). Расчетный спектр является суммой непрерывной составляющей и линейчатого спектра Ne, полученного при электронной плотности $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и электронной температурт 160 эВ. Обозначения линий **He**, **A**, **B**, **C** соответствуют рисунку 4.6.

4.3.2 Плазма, состоящая из ионов азота и дейтерия

В случае плазмы азота, удобным для измерения температуры является отношение интенсивностей резонансных линий He- и H-подобных ионов N VI, VII, а именно Ly_α (переход $2p - 1s$ в N VII, $\lambda = 24.8 \text{ \AA}$), Ly_β (переход $3p - 1s$ в N VII, $\lambda = 20.9 \text{ \AA}$) и He_α (переход $1s2p - 1s^2$ в N VI, $\lambda = 28.8 \text{ \AA}$) (см. рисунок 4.10). Расчетные кривые зависимостей отношений этих линий приведены на рисунке 4.11. Видно, что необходимые для диагностики спектральные линии располагаются на пьедестале непрерывного излучения, искажающем реальные интенсивности линий.

Для уточнения значений интенсивности диагностических линий для каждого экспериментального спектра непрерывная часть аппроксимировалась экспоненциальной функцией, после чего вычиталась из исходного спектра.

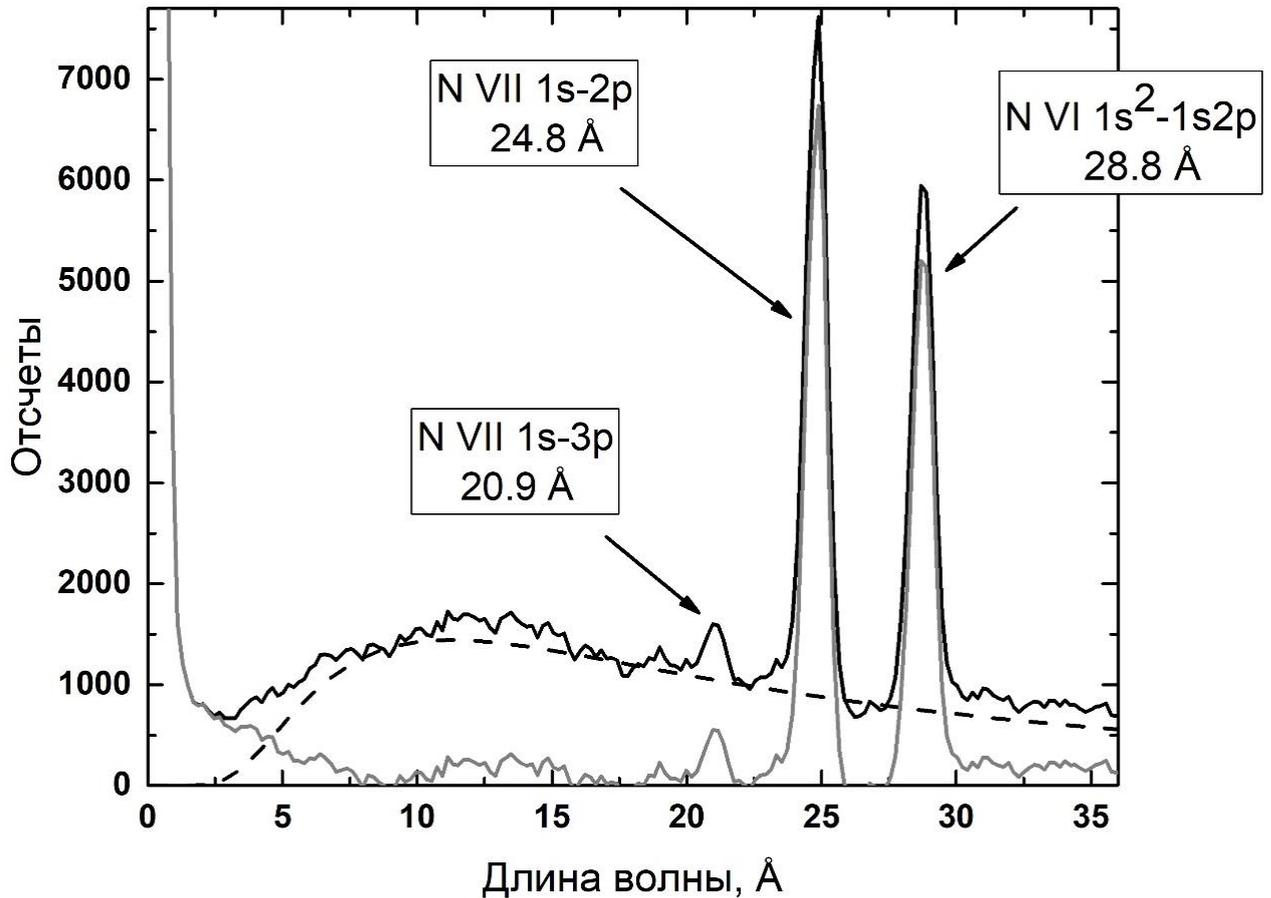


Рисунок 4.10 - Экспериментальный спектр плазмы, содержащей ионы азота (черная сплошная линия); Аппроксимация непрерывной части спектра (черная пунктирная линия) кривой; Результат вычитания (серая сплошная линия) непрерывной части из спектра.

На некоторых зарегистрированных спектрах отношение сигнал-шум для линии Ly_{β} ($\lambda = 20.9 \text{ \AA}$) было близко к 1, в связи с чем для диагностики могло быть использовано только отношение линий Ly_{α} и He_{α} , что приводило к существенной неоднозначности в выборе параметров плазмы, рассмотренной в пункте 4.4 данной главы.

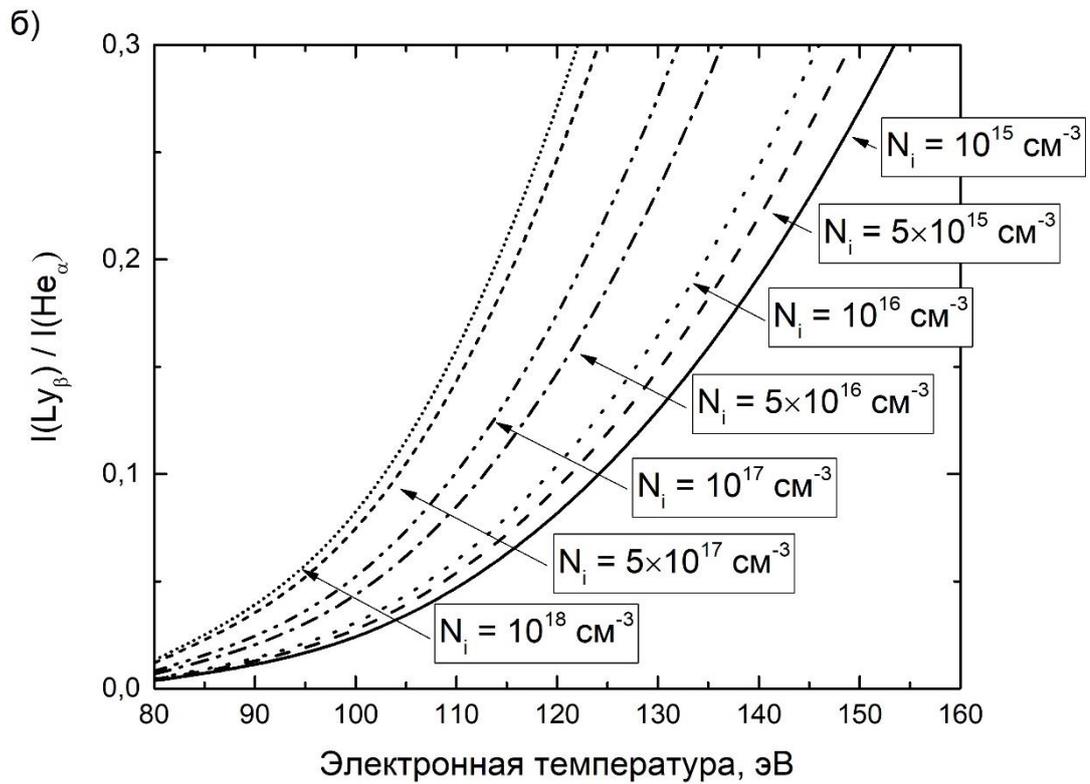
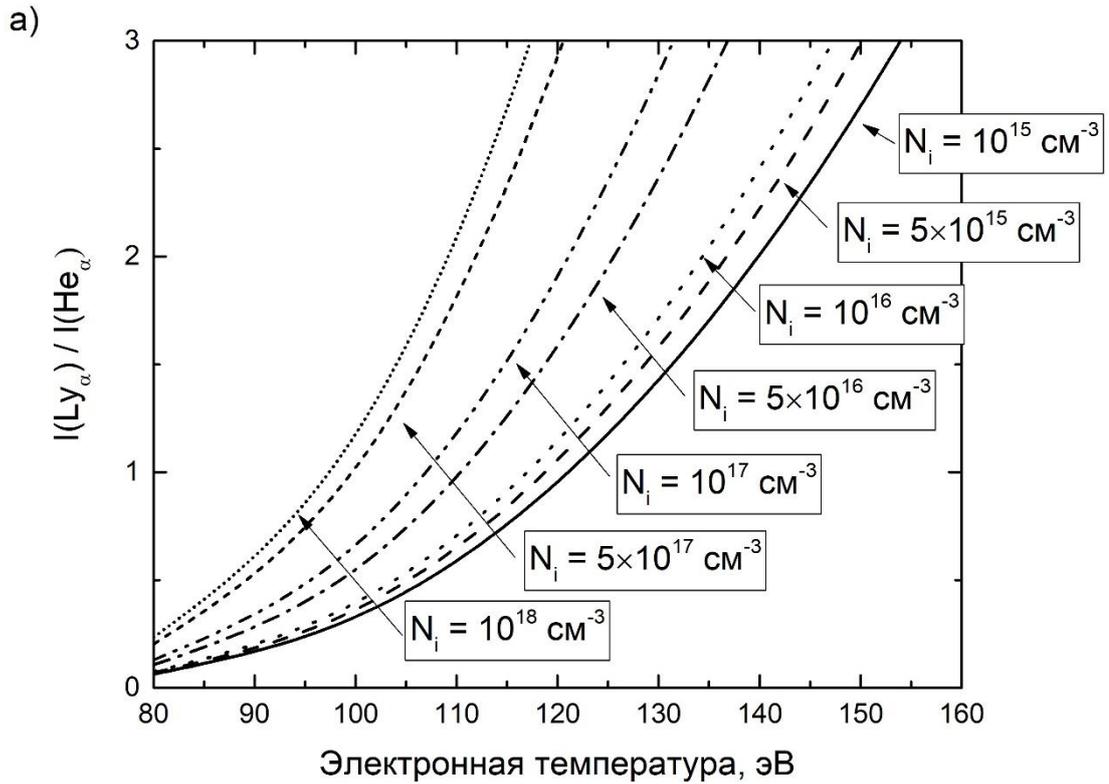


Рисунок 4.11 – расчетные зависимости отношения интенсивностей линий а) Ly_α (переход $2p - 1s$ в N VII, $\lambda = 24.8 \text{ \AA}$) и He_α (переход $1s2p - 1s^2$ в N VI, $\lambda = 28.8 \text{ \AA}$), б) Ly_β (переход $3p - 1s$ в N VII, $\lambda = 20.9 \text{ \AA}$) и He_α от электронной температуры при различных значениях ионной плотности.

Из рисунка 4.11 видно, что используемые для диагностики отношения интенсивностей сильно зависят от электронной температуры плазмы, что проявляется в существенном различии теоретических спектров, полученных для разных значений температуры (см. рисунок 4.12(а)). При сопоставлении расчетных и экспериментальных отношений интенсивностей резонансных линий H- и He-подобных ионов азота было получено, что в обсуждаемых опытах электронная температура плазмы составляет 100 - 120 эВ. Пример сопоставления расчетных и экспериментальных профилей резонансных линий ионов азота приведен на рисунке 4.12(б). В этом конкретном случае наилучшее совпадение расчетного и экспериментального спектров было реализовано при электронных температуре и плотности плазмы равных соответственно 120 эВ и $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

4.4 Границы применимости методики

Следует отметить, что как в случае неона, так и в случае азота каждое экспериментальное значение какого-то одного отношения линий соответствует целому набору теоретических пар значений электронной температуры и плотности, при которых расчетный спектр будет обладать теми же характеристиками, что и экспериментальный. Для устранения этой неоднозначности необходимо использовать несколько отношений различных пар линий. В случае плазмы, содержащей ионы неона неоднозначность можно устранить, используя отношение интенсивностей линий $3s - 2p$ (переход $1s^2 3s - 1s^2 2p$ в Ne VIII, $\lambda = 102.9 \text{ \AA}$) и $3p-2s$ (переход $1s^2 3p - 1s^2 2s$ в Ne VIII, $\lambda = 88.1 \text{ \AA}$) Li-подобного Ne VIII. Расчетные зависимости этого отношения от электронной плотности при различных значениях электронной температуры показаны на рисунке 4.13. Из рисунка 4.13 видно, что это отношение слабо зависит от электронной температуры и поэтому может быть использовано для определения электронной плотности плазмы.

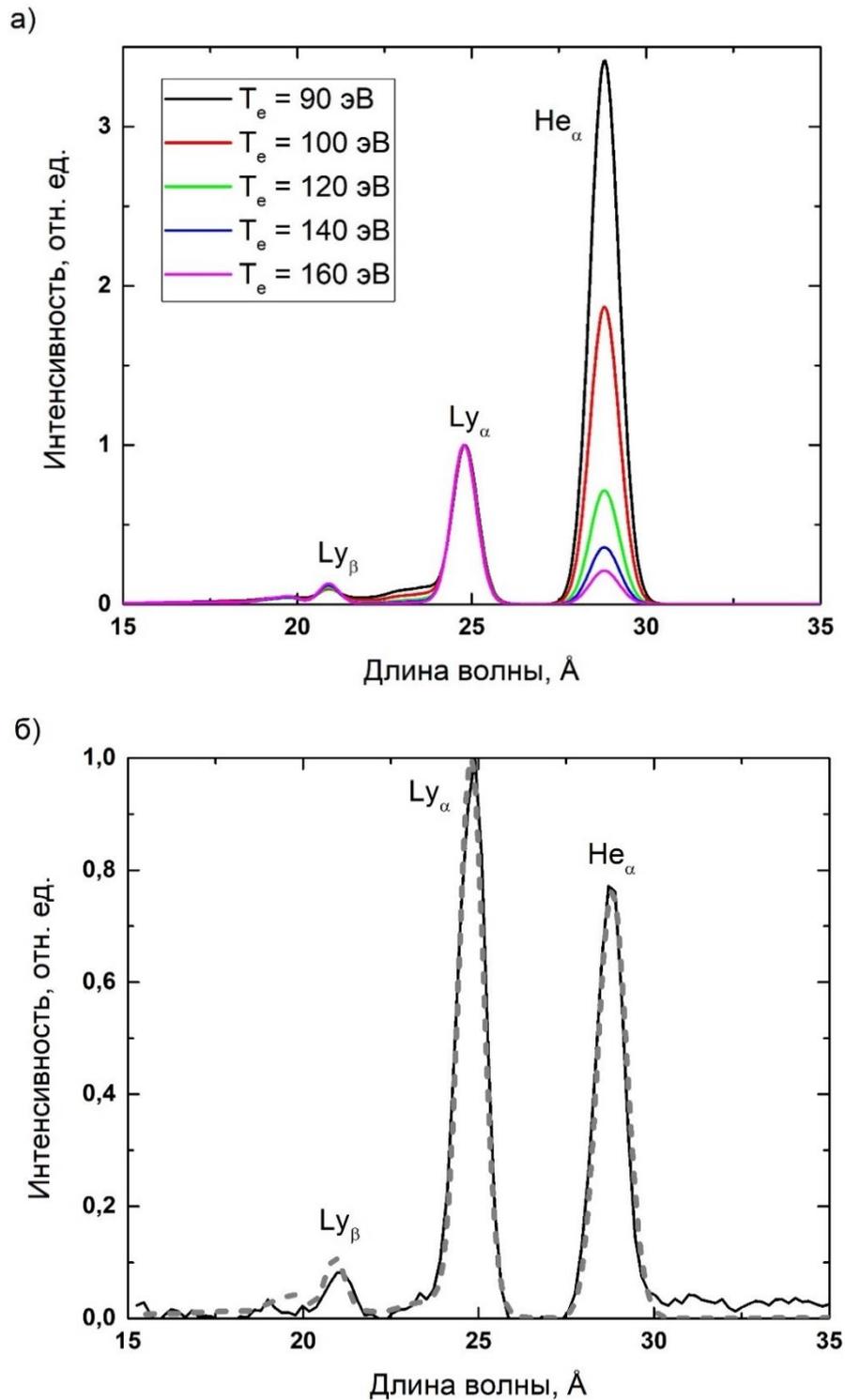


Рисунок 4.12 – а) Сравнение расчетных спектров, нормированных на интенсивность линии Ly $_{\alpha}$, азотосодержащей плазмы полученных при различных значениях электронной температуры при фиксированной значении электронной плотности $N_e = 6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$; б) сравнение экспериментального (сплошная черная линия) и расчетного (пунктирная линия) спектров азота, полученного при $N_e = 6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 120$ эВ.

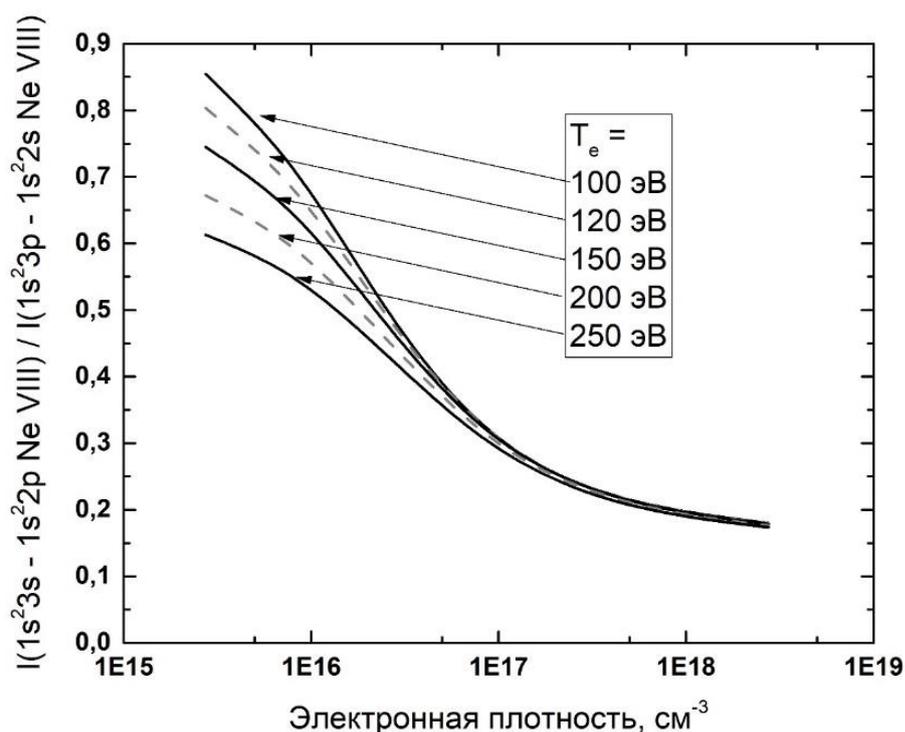


Рисунок 4.13 - расчетные зависимости отношения интенсивностей линий $3s - 2p$ (переход $1s^2 3s - 1s^2 2p$ в Ne VIII, $\lambda = 102.9 \text{ \AA}$) и $3p-2s$ (переход $1s^2 3p - 1s^2 2s$ в Ne VIII, $\lambda = 88.1 \text{ \AA}$) Li-подобного Ne от электронной плотности при различных значениях электронной температуры.

Для его использования в качестве диагностического необходимо обеспечить экспериментальную возможность эффективной регистрации спектров в диапазоне от 85 до 105 \AA . Однако, в данном диапазоне длин волн, существенным может оказаться поглощение рентгеновского излучения остаточным газом (неоном) [116], искажающее форму спектральных линий, необходимых для диагностики. В связи с этим для точного определения параметров плазмы необходимо обеспечить отсутствие неона на луче зрения спектрографа.

В случае плазмы, содержащей ионы азота, для обоих доступных для диагностики отношений интенсивностей спектральных линий проявляется существенная зависимость одновременно, как от электронной температуры, так и от плотности (рисунки 4.11 и 4.14). В связи с этим, в качестве результата, можно привести только интервалы значений, внутри которых содержатся искомые

величины характеристик плазмы. Для всей серии экспериментов с азотосодержащей плазмой электронная плотность лежит в диапазоне от 10^{15} до 10^{18} см^{-3} , а разброс температуры для всех случаев не превышает значения в 20 эВ, которое может быть использовано, как оценка для погрешности предлагаемой методики.

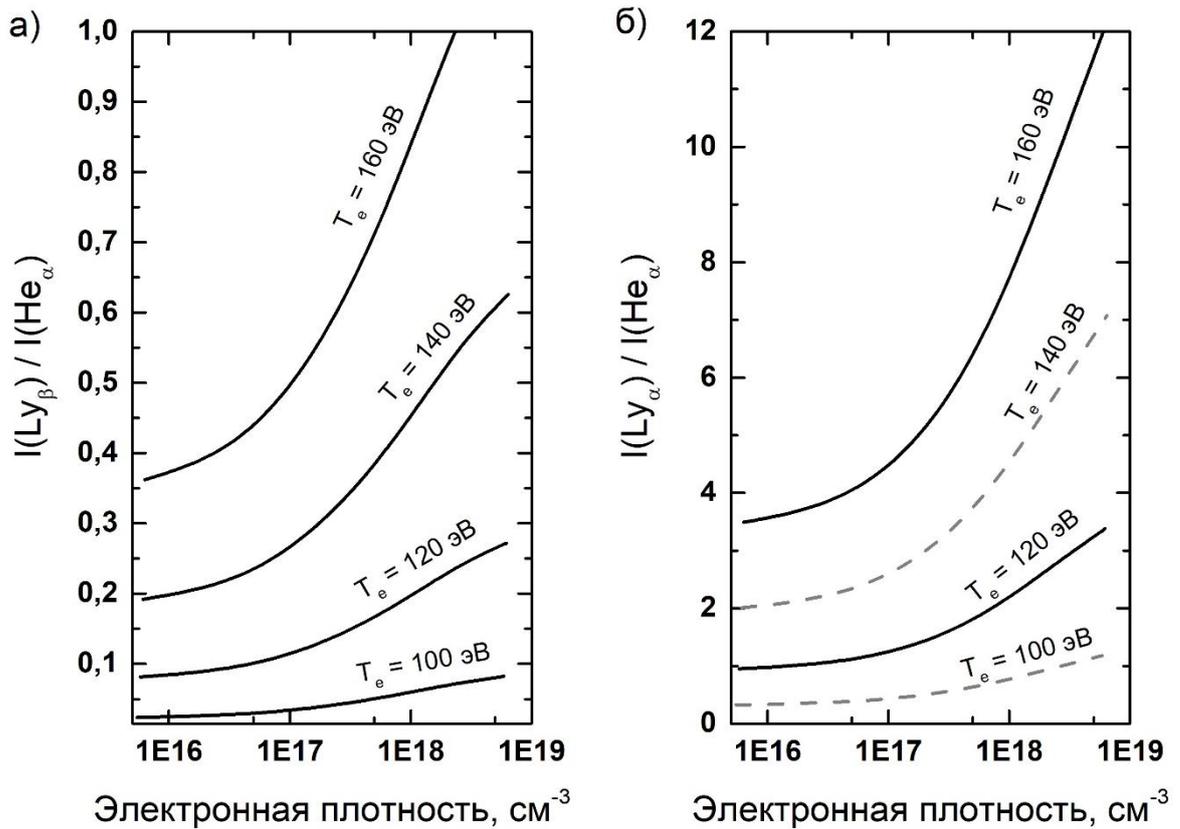


Рисунок 4.14 – расчетные зависимости отношения интенсивностей линий, а) Ly_{β} (переход $3p - 1s$ в N VII, $\lambda = 20.9 \text{ \AA}$) и He_{α} (переход $1s2p - 1s^2$ в N VI, $\lambda = 28.8 \text{ \AA}$) и б) Ly_{α} (переход $2p - 1s$ в N VII, $\lambda = 24.8 \text{ \AA}$) и He_{α} от электронной плотности при различных значениях электронной температуры.

Таким образом, в Главе IV при помощи методики рентгеноспектральной диагностики по относительным интенсивностям спектральных линий продемонстрировано, что при столкновении потоков низкотемпературной плазмы, содержащих ионы азота или неона, двигавшихся

навстречу друг другу со скоростью до 4×10^7 см/с в продольном магнитном поле, формируется плазма многозарядных ионов с электронной температурой 100-120 эВ для азотосодержащей плазмы и 160-170 эВ для неоносодержащей.

Заключение

В диссертации предложена и развита новая методика рентгеноспектральной диагностики плазмы с нестационарным ионизационным состоянием, позволяющая определять электронную температуру и плотность плазмы с нестационарностью рекомбинационного и ионизационного типа по относительным интенсивностям спектральных линий резонансной серии He-подобных многозарядных ($Z \sim 10$) ионов.

Использование предложенной методики при анализе рентгеновских спектров плазмы, полученных в лабораторно-астрофизических экспериментах по моделированию плазменных струй в Молодых Звездных Объектах путем облучения твердотельных мишеней мощными лазерными импульсами, позволило количественно описать влияние внешних факторов на параметры и характерные особенности разлета образующейся в результате такого взаимодействия плазмы. Показано, что при наложении внешнего магнитного поля электронная плотность плазмы, сформированной наносекундным лазерным импульсом, сфокусированным в пятно размером в несколько сотен микрон, остается на уровне 10^{18} см^{-3} на значительном расстоянии от мишени (до 10 мм), а электронная температура на уровне 10-15 эВ.

Продемонстрировано, что относительные интенсивности спектральных линий He- и H-подобных ионов азота N VI, VII и Li- и He-подобных ионов неона Ne могут использоваться для измерения температуры и плотности плазмы со стационарным ионизационным состоянием в широком диапазоне температур и плотностей. Показано, что при столкновении встречных потоков низкотемпературной плазмы, содержащих ионы азота или неона, со скоростями до $4 \times 10^7 \text{ см/с}$ в продольном магнитном поле, формируется плазма многозарядных ионов с электронной температурой 100-120 эВ для азотосодержащей плазмы и 160-170 эВ для неоносодержащей.

Литература

1. Podgornyi I.M., Sagdeev R.Z. Physics of interplanetary plasma and laboratory experiments // Uspekhi Fiz. Nauk– 1969 – Vol. 98, № 7. – P. 409–440.
2. Структура магнитных полей и ее изменения в районе солнечных вспышек / Гопасюк С.И., Огирь М.Б., Северный А.Б., Шапошникова Е.Ф. // Изд. КрАО– 1963 – Vol. 29. – P. 15–67.
3. Tsakadze J.S., Tsakadze S.J. Superfluidity in pulsars // Uspekhi Fiz. Nauk. – 1975 – Vol. 115, № 3. – P. 503.
4. Fortov V., Iakubov I., Khrapak A. Physics of Strongly Coupled Plasma. – Oxford University Press, 2006.
5. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 528р.
6. Nellis W.J. Dynamic compression of materials: metallization of fluid hydrogen at high pressures // Reports Prog. Phys.– 2006 – Vol. 69, № 5. – P. 1479–1580.
7. Fortov V.E. Intense shock waves and extreme states of matter // Uspekhi Fiz. Nauk. – 2007 – Vol. 177, № 4. – P. 347.
8. The upgrade to the OMEGA laser system / Boehly T.R., Craxton R.S., Hinterman T.H., Kelly J.H. et al. // Rev. Sci. Instrum.– 1995 – Vol. 66, № 1. – P. 508–510.
9. Miquel J.-L., Lion C., Vivini P. The Laser Mega-Joule : LMJ & PETAL status and Program Overview // J. Phys. Conf. Ser.– 2016 – Vol. 688. – P. 12067.
10. Edwards M.J. The Ignition Physics Campaign on NIF: Status and Progress // J. Phys. Conf. Ser.– 2016 – Vol. 688. – P. 12017.
11. Kane J., Arnett D., Remington B.A., Glendinning S.G. et al. Scaling supernova hydrodynamics to the laboratory // Phys. Plasmas– 1999 – Vol. 6, № 5. – P. 2065–2071.
12. Measurements of Energetic Proton Transport through Magnetized Plasma from Intense Laser Interactions with Solids / Clark E.L., Krushelnick K., Davies J.R., Zepf M. et al. // Phys. Rev. Lett.– 2000 – Vol. 84, № 4. – P. 670–673.
13. Forward Ion Acceleration in Thin Films Driven by a High-Intensity Laser / Maksimchuk A., Gu S., Flippo K., Umstadter D. et al. // Phys. Rev. Lett.– 2000 – Vol. 84, № 18. – P. 4108–4111.
14. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions / Mangles S.P.D., Murphy C.D., Najmudin Z., Thomas A.G.R. et al. // Nature– 2004 – Vol. 431, № 7008. – P. 535–538.
15. Simulation of photon acceleration upon irradiation of a mylar target by

- femtosecond laser pulses / Andreev S.N., Rukhadze A.A., Tarakanov V.P., Yakutov B.P. // *Quantum Electron.*– 2010 – Vol. 40, № 1. – P. 64–67.
16. Positron Production in Multiphoton Light-by-Light Scattering / Burke D.L., Field R.C., Horton-Smith G., Spencer J.E. et al. // *Phys. Rev. Lett.*– 1997 – Vol. 79, № 9. – P. 1626–1629.
 17. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime // *Appl. Phys. B Lasers Opt.*– 2002 – Vol. 74, № 4–5. – P. 355–361.
 18. Andreev S.N., Tarakanov V.P. Electron and proton acceleration in superstrong laser field: Simulations and models // *Plasma Phys. Reports.* – SP MAIK Nauka/Interperiodica. – 2009 – Vol. 35, № 12. – P. 1013–1020.
 19. Fast Neutron Emission from a High-Energy Ion Beam Produced by a High-Intensity Subpicosecond Laser Pulse / Disdier L., Garçonnet J.-P., Malka G., Miquel J.-L. // *Phys. Rev. Lett.*– 1999 – Vol. 82, № 7. – P. 1454–1457.
 20. Pukhov A. Strong field interaction of laser radiation // *Reports Prog. Phys.*– 2003 – Vol. 66, № 1. – P. 47–101.
 21. Kruer W.L. *Physics Of Laser Plasma Interactions.* – Redwood City, Calif.: Addison-Wesley, 1988. – 202p.
 22. Atzeni S., Meyer-ter-Vehn J. *The Physics of Inertial Fusion.* – Oxford University Press, 2004. – 480p.
 23. Засов А.В., Постнов К.А. *Общая астрофизика.* – Фрязино: Век-2, 2006. – 496p.
 24. Vacca J.R. *The World’s 20 Greatest Unsolved Problems.* – New Jersey: Prentice Hall PTR, 2004. – 704p.
 25. *Frontiers in High Energy Density Physics* / ed. D. Henderson. – Washington, D.C.: National Academies Press, 2003. – 176 p.
 26. Fabrika S. The Jets and and Supercritical Accretion Disk in SS433 // *Astrophys. Sp. Phys. Rev.*– 2004 – Vol. 12. – P. 1.
 27. *Jets and Outflows From Star to Cloud: Observations Confront Theory* / Frank A., Ray T.P., Cabrit S., Hartigan P. et al. – Tucson: Univ. of Arizona Press, 2014.
 28. Фортов В.Е. *Физика высоких плотностей энергии.* – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. – 712 с.
 29. HUBBLESITE [Electronic resource]. URL: <http://hubblesite.org/> (accessed: 04.07.2017)
 30. Herbig-Haro 24, HH 24 [Electronic resource]. / Padgett D., Megeath T., Reipurth B. URL: <http://hubblesite.org/image/3656/gallery> (accessed: 16.06.2017)

31. Drake R.P. High-Energy-Density Physics / ed. L. Davison, Y. Horie. – Springer Berlin Heidelberg, 2006. – 518 p.
32. Subarcsecond high-sensitivity measurements of the DG tau jet with e-MERLIN / Ainsworth R.E., Ray T.P., Scaife A.M.M., Greaves J.S. et al. // Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.– 2013 – Vol. 436, № 1. – P. 64–68.
33. Blandford R.D., Payne D.G. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets // Mon. Not. R. Astron. Soc.– 1982 – Vol. 199, № 4. – P. 883–903.
34. Stute M., Gracia J. Comparison of synthetic maps from truncated jet-formation models with YSO jet observations. II. The effect of varying inclinations– 2011 – Vol. 6. – P. 1–13.
35. Moll R., Spruit H.C., Obergaulinger M. Kink instabilities in jets from rotating magnetic fields // Astron. Astrophys.– 2008 – Vol. 492, № 3. – P. 621–630.
36. Spruit H.C., Foglizzo T., Stehle R. Collimation of magnetically driven jets from accretion discs // Mon. Not. R. Astron. Soc.– 1997 – Vol. 288. – P. 333–342.
37. Matt S., Winglee R., Böhm K.-H. Collimation of a central wind by a disc-associated magnetic field. // Mon. Not. R. Astron. Soc.– 2003 – Vol. 345, № 2. – P. 660–670.
38. A precessing, variable velocity jet model for DG Tauri / Raga A., Cabrit S., Dougados C., Lavalley C. // Astron. Astrophys.– 2001 – Vol. 367, № 3. – P. 959–966.
39. Magnetic Fields in Stellar Jets / Hartigan P., Frank A., Varniere P., Blackman E.G. // Astrophys. J.– 2007 – Vol. 661, № 2. – P. 910–918.
40. Alignment Between Flattened Protostellar Infall Envelopes and Ambient Magnetic Fields / Chapman N.L., Davidson J.A., Goldsmith P.F., Houde M. et al. // Astrophys. J.– 2013 – Vol. 770, № 2. – P. 151.
41. Laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic field / Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., Vinci T. et al. // Science– 2014 – Vol. 346, № 6207. – P. 325–328.
42. Astrophysics of magnetically collimated jets generated from laser-produced plasmas / Ciardi A., Vinci T., Fuchs J., Albertazzi B. et al. // Phys. Rev. Lett.– 2013 – Vol. 110, № 2. – P. 1–5.
43. Radiative Jet Experiments of Astrophysical Interest Using Intense Lasers / Farley D.R., Estabrook K.G., Glendinning S.G., Glenzer S.H. et al. // Phys. Rev. Lett.– 1999 – Vol. 83, № 10. – P. 1982–1985.
44. Supersonic-jet experiments using a high-energy laser / Loupiau B., Koenig M., Falize E., Bouquet S. et al. // Phys. Rev. Lett.– 2007 – Vol. 99, № 26. – P. 1–4.

45. Supersonic jet and shock interactions / Foster J.M., Wilde B.H., Rosen P.A., Perry T.S. et al. // *Phys. Plasmas*– 2002 – Vol. 9, № 5. – P. 2251–2263.
46. Experimental evidence of multimaterial jet formation with lasers / Nicolai P., Stenz C., Tikhonchuk V., Kasperczuk A. et al. // *Phys. Plasmas*– 2010 – Vol. 17, № 11. – P. 112903.
47. Experimental Demonstration of an Inertial Collimation Mechanism in Nested Outflows / Yurchak R., Ravasio A., Pelka A., Pikuz S. et al. // *Phys. Rev. Lett.*– 2014 – Vol. 112, № 15. – P. 155001.
48. Investigations of plasma jet interaction with ambient gases by multi-frame interferometric and X-ray pinhole camera systems / Kasperczuk A., Pisarczyk T., Nicolai P., Stenz C. et al. // *Laser Part. Beams*– 2009 – Vol. 27, № 1. – P. 115.
49. Production of cumulative jets by ablatively-driven implosion of hollow cones and wedges / Nikitin S.P., Grun J., Aglitskiy Y., Manka C. et al. // *Phys. Plasmas*American Institute of Physics, – 2008 – Vol. 15, № 5. – P. 50703.
50. Charge-exchange-driven X-ray emission from highly ionized plasma jets / Rosmej F.B., Lisitsa V.S., Schott R., Dalimier E. et al. // *Europhys. Lett.*EDP Sciences, – 2006 – Vol. 76, № 5. – P. 815–821.
51. The influence of target irradiation conditions on the parameters of laser-produced plasma jets / Kasperczuk A., Pisarczyk T., Borodziuk S., Ullschmied J. et al. // *Phys. Plasmas*American Institute of Physics, – 2007 – Vol. 14, № 3. – P. 32701.
52. Hartigan P. The visibility of the Mach disk and the bow shock of a stellar jet // *Astrophys. J.*– 1989 – Vol. 339. – P. 987.
53. Herbig-Haro objects as the heads of radiative jets / Blondin J.M., Konigl A., Fryxell B.A. // *Astrophys. J.*– 1989 – Vol. 337. – P. L37.
54. LABORATORY EXPERIMENTS, NUMERICAL SIMULATIONS, AND ASTRONOMICAL OBSERVATIONS OF DEFLECTED SUPERSONIC JETS: APPLICATION TO HH 110 / Hartigan P., Foster J.M., Wilde B.H., Coker R.F. et al. // *Astrophys. J.*– 2009 – Vol. 705, № 1. – P. 1073–1094.
55. Laser-driven plasma jets propagating in an ambient gas studied with optical and proton diagnostics / Gregory C.D., Loupiau B., Waugh J., Dono S. et al. // *Phys. Plasmas*American Institute of Physics, – 2010 – Vol. 17, № 5. – P. 52708.
56. Experimental results to study astrophysical plasma jets using Intense Lasers / Loupiau B., Gregory C.D., Falize E., Waugh J. et al. // *Astrophys. Space Sci.*Springer Netherlands, – 2009 – Vol. 322, № 1–4. – P. 25–29.
57. Proper Motions of the HH 111 Jet Observed with the Hubble Space Telescope / Hartigan P., Morse J. a, Reipurth B., Heathcote S. et al. // *Astrophys. J.*– 2001 – Vol. 559, № 2. – P. L157–L161.
58. Fast imaging of laser-blow-off plume: Lateral confinement in ambient

- environment / George S., Kumar A., Singh R.K., Nampoore V.P.N. // *Appl. Phys. Lett.*American Institute of Physics, – 2009 – Vol. 94, № 14. – P. 141501.
59. Laboratory modeling of supersonic radiative jets propagation in plasmas and their scaling to astrophysical conditions / Tikhonchuk V.T., Nicolai P., Ribeyre X., Stenz C. et al. // *Plasma Phys. Control. Fusion*IOP Publishing, – 2008 – Vol. 50, № 12. – P. 124056.
 60. Laboratory studies of multi-material radiative astrophysical jets propagation in plasmas / Nicolai P.H., Stenz C., Tikhonchuk V., Kasperczuk A. et al. // *J. Phys. Conf. Ser.*– 2010 – Vol. 244, № 4. – P. 42011.
 61. The scalability of the accretion column in magnetic cataclysmic variables: the POLAR project / Falize É., Loupiau B., Ravasio A., Gregory C.D. et al. // *Astrophys. Space Sci.*– 2011 – Vol. 336, № 1. – P. 81–85.
 62. Kelvin-Helmholtz Turbulence Associated with Collisionless Shocks in Laser Produced Plasmas / Kuramitsu Y., Sakawa Y., Dono S., Gregory C.D. et al. // *Phys. Rev. Lett.*– 2012 – Vol. 108, № 19. – P. 195004.
 63. How to Produce a Plasma Jet Using a Single and Low Energy Laser Beam / Nicolai P., Tikhonchuk V.T., Kasperczuk A., Pisarczyk T. et al. *High Energy Density Laboratory Astrophysics*Dordrecht: Springer Netherlands, – 2006 – P. 87–91.
 64. Dynamics of a dense laboratory plasma jet investigated using soft x-ray laser interferometry / Grava J., Purvis M.A., Filevich J., Marconi M.C. et al. // *Phys. Rev. E*– 2008 – Vol. 78, № 1. – P. 16403.
 65. Waugh J.N. *Modelling Of Protostellar Jets Using Intense Lasers: PhD Thesis.* – University of York, 2010
 66. Plasma Production by a High-Power Q-Switched Laser / Sucov E.W., Pack J.L., Phelps A. V., Engelhardt A.G. // *Phys. Fluids*– 1967 – Vol. 10, № 9. – P. 2035.
 67. Experimental Investigation of the Production and Containment of a Laser-Produced Plasma / Bruneteau J., Fabre E., Lamain H., Vasseur P. // *Phys. Fluids*– 1970 – Vol. 13, № 7. – P. 1795.
 68. Electron–ion hybrid instability in laser-produced plasma expansions across magnetic fields / Peyser T.A., Manka C.K., Ripin B.H., Ganguli G. // *Phys. Fluids B Plasma Phys.*– 1992 – Vol. 4, № 8. – P. 2448–2458.
 69. Mostovych A.N., Ripin B.H., Stamper J.A. Laser produced plasma jets: Collimation and instability in strong transverse magnetic fields // *Phys. Rev. Lett.*– 1989 – Vol. 62, № 24. – P. 2837–2840.
 70. Plechaty C., Presura R., Esaulov A.A. Focusing of an Explosive Plasma Expansion in a Transverse Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.*– 2013 – Vol. 111, № 18. – P. 185002.

71. Sub-Alfvénic plasma expansion / Ripin B.H., Huba J.D., McLean E.A., Manka C.K. et al. // *Phys. Fluids B Plasma Phys.*– 1993 – Vol. 5, № 10. – P. 3491–3506.
72. Role of the Hall flute instability in the interaction of laser and space plasmas with a magnetic field / Zakharov Y.P., Antonov V.M., Boyarintsev E.L., Melekhov A. V. et al. // *Plasma Phys. Reports*– 2006 – Vol. 32, № 3. – P. 183–204.
73. Seeding magnetic fields for laser-driven flux compression in high-energy-density plasmas / Gotchev O. V., Knauer J.P., Chang P.Y., Jang N.W. et al. // *Rev. Sci. Instrum.*– 2009 – Vol. 80, № 4. – P. 43504.
74. Laser-Driven Magnetic-Flux Compression in High-Energy-Density Plasmas / Gotchev O. V., Chang P.Y., Knauer J.P., Meyerhofer D.D. et al. // *Phys. Rev. Lett.*– 2009 – Vol. 103, № 21. – P. 215004.
75. Fusion Yield Enhancement in Magnetized Laser-Driven Implosions / Chang P.Y., Fiksel G., Hohenberger M., Knauer J.P. et al. // *Phys. Rev. Lett.*– 2011 – Vol. 107, № 3. – P. 35006.
76. Kilotesla Magnetic Field due to a Capacitor-Coil Target Driven by High Power Laser / Fujioka S., Zhang Z., Ishihara K., Shigemori K. et al. // *Sci. Rep.*– 2013 – Vol. 3, № 1. – P. 1170.
77. Connor J.W., Taylor J.B. Scaling laws for plasma confinement // *Nucl. Fusion*– 1977 – Vol. 17, № 5. – P. 1047–1055.
78. Similarity Criteria for the Laboratory Simulation of Supernova Hydrodynamics / Ryutov D., Drake R.P., Kane J., Liang E. et al. // *Astrophys. J.*– 1999 – Vol. 518, № 2. – P. 821–832.
79. Criteria for scaled laboratory simulations of astrophysical MHD phenomena / Ryutov D.D., Drake R.P., Remington B.A. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*– 2000 – Vol. 127, № 2. – P. 465.
80. Radiation hydrodynamics scaling laws in high energy density physics and laboratory astrophysics / Falize E., Bouquet S., Michaut C., Falize É. et al. // *J. Phys. Conf. Ser.*– 2008 – Vol. 112, № 4. – P. 42016.
81. Falize É. Similitude et autosimilarité en physique des hautes densité d'énergie. Application à l'astrophysique de laboratoire: PhD Thesis. – CEA/DIF/DPTA, 2008 – 321p.
82. Ibragimov N.H. Elementary Lie Group Analysis and Ordinary Differential Equations. – JOHN WILEY & SONS, 1999. – 366p.
83. Blondin J.M., Fryxell B.A., Konigl A. The structure and evolution of radiatively cooling jets // *Astrophys. J.*– 1990 – Vol. 360. – P. 370.
84. de Gouveia Dal Pino E.M. Astrophysical jets and outflows // *Adv. Sp. Res.*– 2005 – Vol. 35, № 5. – P. 908–924.

85. Diagnostics of high-temperature plasmas by the X-ray spectra of heavy elements / Andreev S.N., Shevelko A.P., Tolstikhina I.Y., Vainstein L.A. et al. // EPJ Web Conf. / ed. E.A. Vinogradov et al. EDP Sciences, – 2017 – Vol. 132. – P. 2022.
86. Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы. Итоги науки и техники. Радиотехника. Т.27. / Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А., Скобелев И.Ю. et al. 1980. – 264р.
87. Presnyakov L.P. X-ray spectroscopy of high-temperature plasma // Uspekhi Fiz. Nauk– 1976 – Vol. 119, № 5. – P. 49.
88. Гудзенко П.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. – М.: АТОМИЗДАТ, 1978. – 256р.
89. Биберман Л., Воробьев В., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: НАУКА, 1982. – 378р.
90. Скобелев И.Ю., Хахалин С.Я., Фаенов А.Я. Характеристики релаксационных процессов в плазме многозарядных ионов. Препринт №32. – М.: ИОФ РАН, 1985.
91. Bates D.R., Kingston a. E., McWhirter R.W.P. Recombination between Electrons and Atomic Ions. II. Optically Thick Plasmas // Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.– 1962 – Vol. 270, № 1341. – P. 155–167.
92. McWhirter R.W.P., Hearn a G. A Calculation of the Instantaneous Population Densities of the Excited Levels of Hydrogen-like Ions in a Plasma // Proc. Phys. Soc.– 1963 – Vol. 82, № 5. – P. 641–654.
93. Vorob'ev V.S. Excited-state Distribution of Atoms in the Absence of Equilibrium // ЖЭТФ– 1967 – Vol. 24, № 1. – P. 218–224.
94. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. – М.: НАУКА, 1979. – 318р.
95. Kato T. Ionization and excitation of ions by electro impact. Review of empirical formulae. – Nagoya, Japan: Insititute of plasma physics, Nagoya University, 1977. – 23р.
96. Weise W.L., Smith M.W., Glennon B.M. Atomic Transition Probabilities, Vol. 1: Hydrogen Through Neon - A Critical Data Compilations. – Washington, DC: GPO, 1966. – 155р.
97. Spectr-W3 database on spectroscopic propeties of atims and ions [Electronic resource]. URL: <http://spectr-w3.snz.ru/splines.phtml>
98. Shevelko V.P., Urnov A.M., Vinogradov A. V Inelastic transitions between close atomic levels induced by electrons and protons // J. Phys. B At. Mol. Phys.– 1976 – Vol. 9, № 16. – P. 2859–2867.
99. Inelastic transitions between close atomic levels induced by electrons and protons

- / Shevelko V.P., Urnov A.M., Vinogradov A.V. // *J. Phys. B At. Mol. Phys.*– 1976 – Vol. 9. – P. 2859.
100. Lotz W. Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*– 1967 – Vol. 14, № 1952. – P. 207.
 101. Собельман И.. Введение в теорию атомных спектров. – М.: НАУКА, 1977. – 319р.
 102. Никитин А.А., Рудзикас З.Б. Основы теории спектров атомов и ионов. – М.: НАУКА, 1983. – 320р.
 103. Vainshtein L.A., Safronova U.I. Wavelengths and transition probabilities of satellites to resonance lines of H- and He-like ions // *At. Data Nucl. Data Tables*– 1978 – Vol. 21, № 1. – P. 49–68.
 104. Вайнштейн Л.А., Сафронова У.И., Урнов А.М. Диэлектронные сателлиты резонансных линий многозарядных ионов // *Труды ФИАН*– 1980 – Vol. 199. – P. 13–43.
 105. Expansion dynamics of laser produced plasma / Doggett B., Lunney J.G. // *J. Appl. Phys.*– 2011 – Vol. 109, № 9. – P. 93304.
 106. Gas dynamics of laser plasma in the course of heating / Basov N.G., Boiko V.A., Gribkov V.A., Zakharov S.M. et al.– 1972 – Vol. 34, № 1. – P. 81–84.
 107. Recent progress on LULI high power laser facilities / Zou J.P., Blanc C.L., Audebert P., Janicot S. et al. // *J. Phys. Conf. Ser.*– 2008 – Vol. 112, № 3. – P. 32021.
 108. Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression / Kato Y., Mima K., Miyanaga N., Arinaga S. et al. // *Phys. Rev. Lett.*– 1984 – Vol. 53, № 11. – P. 1057–1060.
 109. Béard J., Debray F. The French High Magnetic Field Facility // *J. Low Temp. Phys.*– 2013 – Vol. 170, № 5–6. – P. 541–552.
 110. Production of large volume, strongly magnetized laser-produced plasmas by use of pulsed external magnetic fields / Albertazzi B., Béard J., Ciardi A., Vinci T. et al. // *Rev. Sci. Instrum.*– 2013 – Vol. 84, № 4.
 111. Special coils development at the national high magnetic field laboratory in Toulouse / Béard J., Billette J., Frings P., Suleiman M. et al. // *J. Low Temp. Phys.*– 2013 – Vol. 170, № 5–6. – P. 442–446.
 112. www.andor.com [Electronic resource]. URL: <http://www.andor.com/scientific-cameras>
 113. Neutrino [Electronic resource]. / Vinci T., Flacco A.– 2014 URL: <https://github.com/aflux/neutrino>

114. Bockasten K. Transformation of Observed Radiances into Radial Distribution of the Emission of a Plasma // *J. Opt. Soc. Am.*– 1961 – Vol. 51, № 9. – P. 943.
115. Calibrating image plate sensitivity in the 700 to 5000 eV spectral energy range / Haugh M.J., Lee J., Romano E., Schneider M. *Proc. SPIE 8850, Target Diagnostics Physics and Engineering for Inertial Confinement Fusion II*, (September 26, 2013)– 2013 – Vol. 8850. – P. 885007.
116. X-Ray Interactions With Matter [Electronic resource]. URL: http://henke.lbl.gov/optical_constants/ (accessed: 13.06.2017)
117. Kneip S. Laser plasma accelerator and wiggler: PhD Thesis. – Imperial College London, 2010 – 278p.
118. Reflectivity and imaging capabilities of spherically bent crystals studied by ray-tracing simulations / Lavrinenko Y.S., Morozov I. V, Pikuz S.A., Skobelev I.Y. // *J. Phys. Conf. Ser.*– 2015 – Vol. 653, № 1. – P. 12027.
119. Analysis of laser-plasma coupling and hydrodynamic phenomena in long-pulse, long-scale-length plasmas / Rosen M.D., Price R.H., Campbell E.M., Phillion D.W. et al. // *Phys. Rev. A*– 1987 – Vol. 36, № 1. – P. 247–260.
120. Puell H. Heating of Laser Produced Plasmas Generated at Plane Solid Targets I. Theory // *Zeitschrift für Naturforsch. A*– 1970 – Vol. 25, № 12. – P. 1807–1815.
121. Pert G.J. Two-dimensional hydrodynamic models of laser-produced plasmas // *J. Plasma Phys.*– 1989 – Vol. 41, № 2. – P. 263.
122. Drake R.P., Gregori G. Design Considerations for Unmagnetized Collisionless-Shock Measurements in Homologous Flows // *Astrophys. J.*– 2012 – Vol. 749, № 2. – P. 171.
123. Collisional current drive in two interpenetrating plasma jets / Ryutov D.D., Kugland N.L., Park H.-S., Pollaine S.M. et al. // *Phys. Plasmas*– 2011 – Vol. 18, № 10. – P. 104504.
124. Intra-jet shocks in two counter-streaming, weakly collisional plasma jets / Ryutov D.D., Kugland N.L., Park H.-S., Plechaty C. et al. // *Phys. Plasmas*– 2012 – Vol. 19, № 7. – P. 74501.
125. Magnetic field advection in two interpenetrating plasma streams / Ryutov D.D., Kugland N.L., Levy M.C., Plechaty C. et al. // *Phys. Plasmas*– 2013 – Vol. 20, № 3. – P. 32703.
126. Скобелев И.Ю., Хахалин С.Я. Диэлектронные сателлиты резонансной линии H-подобных ионов в плотной плазме с нестационарным ионизационным состоянием // *Оптика и спектроскопия*– 1985 – Vol. 59, № 1. – P. 22.
127. Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я. Рентгеноспектральные методы диагностики плазмы с нестационарным ионизационным состоянием // *Труды ИОФАН “Взаимодействие лазерного излучения сверхвысокой интенсивности с*

- плазмой”– 1995 – Vol. 50. – P. 112–133.
128. Степанов А.Е., Сиднев В.. Об условиях преобразования кинетической энергии сверхзвукового плазменного потока в мягкое рентгеновское излучение // Физика плазмы– 1989 – Vol. 15, № 8. – P. 1000–1007.
 129. Hartman C.W., Hammer J.H. New Type of Collective Accelerator // Phys. Rev. Lett.– 1982 – Vol. 48, № 14. – P. 929–932.
 130. Absolute VUV spectroscopy of an eroding graphite target using a calibrated CCD camera / Arkhipov N., Bakhtin V., Kurkin S., Safronov V. et al. // J. Nucl. Mater.– 1999 – Vol. 266–269. – P. 751–753.
 131. VUV radiation during plasma/surface interaction under plasma stream power density of 20 – 40 MW/cm² / Arkhipov N., Bakhtin V., Kurkin S., Vasenin S. et al. // Probl. At. Sci. Technol. Ser. “Plasma Physics”– 2000 № 6. – P. 97–99.
 132. Plasma physics and controlled nuclear fusion research / Gervides V.A., Vasiljev V.M., Zhitlukhin A., Lotockiy A.P. et al. Proceedings of the Fifth International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research Vienna: International Atomic Energy Agency, – 1975 – P. 559.
 133. - / Sidnev V. V., Skvortsov Y. V., Solovjeva V.G., Umrichin N.M. // Fiz. Plazmy– 1984 – Vol. 10. – P. 392.
 134. Research on pulsed and steady-state plasma guns and their applications in the Troitsk branch of Kurchatov Institute of Atomic Energy / Skvortsov Y. V. // Phys. Fluids B Plasma Phys.– 1992 – Vol. 4, № 3. – P. 750–756.
 135. Schwanda W., Eidmann K. Calibration of Kodak 101 x-ray film // Appl. Opt.– 1992 – Vol. 31, № 4. – P. 554.
 136. Calibrated Soft X-ray Spectrometer [Electronic resource]. URL: <http://www.andor.com/learning-academy/calibrated-soft-x-ray-spectrometer-characterization-of-the-spectral-emission>
 137. Фотодиод ФДУК-8ВУСК [Electronic resource]. / “ТЕХНОСКАН” URL: http://www.technoexan.ru/pdf/silicon_detector/fduk8uvsk.pdf (accessed: 13.06.2017)
 138. Continuum Radiation in the X Ray and Visible Regions from a Magnetically Compressed Plasma (Scylla) / Jahoda F.C., Little E.M., Quinn W.E., Sawyer G.A. et al. // Phys. Rev.– 1960 – Vol. 119, № 3. – P. 843–856.
 139. h / Macfarlane J.J., Golovkin I.E., Woodruff P.R., Welch D.R. et al. Inertial Fusion Sciences and Applications 2003 (IFSA 2003): State of the Art 2003 / ed. B.A. Hammel et al. La Grange Park, IL: American Nuclear Society, – 2004 – P. 457.