

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

На правах рукописи

Кавыршин Дмитрий Игоревич

**Получение и исследование сильноионизованной
квазистационарной плазмы гелия атмосферного давления**

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: д.ф.-м.н. Чиннов Валерий Федорович

Москва – 2017

Оглавление

| | |
|--|----|
| 1. ВВЕДЕНИЕ..... | 4 |
| 1.1. Актуальность темы исследования | 4 |
| 1.2. Особенности исследуемого объекта и известные подходы к его изучению . | 4 |
| 1.3. Цели и задачи исследования | 10 |
| 1.4. Научная новизна полученных результатов | 11 |
| 1.5. Практическая значимость полученных результатов | 12 |
| 1.6. Методы исследования..... | 12 |
| 1.7. Научные положения, выносимые на защиту..... | 13 |
| 1.8. Достоверность и апробация результатов..... | 14 |
| 1.9. Личный вклад автора | 17 |
| 1.10. Объем и структура работы. | 17 |
| 2. СТОЛКНОВИТЕЛЬНО - ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ОПИСАНИЯ СОСТОЯНИЯ ПЛАЗМЫ..... | 18 |
| 2.1. Формулировка модели | 18 |
| 2.2. Возбуждение атома гелия HeI..... | 23 |
| 2.3. Ионизация атома гелия HeI..... | 25 |
| 2.4. Возбуждение иона гелия HeII | 28 |
| 2.5. Вторая ионизация атома гелия HeI (образование иона гелия HeIII) | 29 |
| 2.6. Диффузия | 30 |
| 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД..... | 39 |
| 3.1. Экспериментальная задача..... | 39 |
| 3.2. Расчёт системы охлаждения..... | 45 |
| 3.3. Нагрев плазмы протеканием электрического тока | 47 |
| 3.4. Система импульсного подогрева..... | 53 |

| | |
|---|-----|
| 3.5. Системы диагностики | 62 |
| 3.6. Калибровка оптических средств измерения | 64 |
| 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ | 78 |
| 4.1. Регистрируемые в ходе эксперимента спектральные данные | 78 |
| 4.2. Алгоритм обработки собранных спектральных данных | 87 |
| 4.3. Определение концентрации электронов n_e | 93 |
| 4.4. Определение газовой температуры плазмы | 99 |
| 4.5. Определение переносных свойств плазмы гелия | 103 |
| 4.6. Заселенности возбужденных уровней и электронная температура | 109 |
| 4.6.1. <i>Распределение атомов HeI по возбужденным состояниям</i> | 109 |
| 4.6.2. <i>Определение температуры электронов T_e в неравновесной гелиевой плазме атмосферного давления</i> | 115 |
| 5. ВЫВОДЫ | 133 |
| 6. БЛАГОДАРНОСТИ | 136 |
| 7. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ | 137 |

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Актуальность темы исследования

Объектом исследования в данной работе является сильноточный разряд атмосферного давления в гелии. Газовый разряд в гелии обладает широким набором необычных свойств, резко отличающих его от большинства плазменных объектов, в которых неравновесность проявляется не столь ярко, и делающих гелиевую плазму крайне сложным для исследования объектом ввиду необходимости больших энерговкладов для ее получения и неприменимости равновесных приближений для ее описания. В связи с этим не существует общепринятой единой методики описания неравновесной плазмы гелия и определения ее параметров, в частности температуры электронов T_e , из анализа гелиевого спектра. По этой причине регистрируемые экспериментальные данные требуют особого рассмотрения и разработки специфических подходов для их обработки и моделирования процессов, протекающих в гелиевом разряде.

1.2. Особенности исследуемого объекта и известные подходы к его изучению

Практическое применение газового разряда и изучение его основных форм начались ещё в XIX веке, однако понимание газового разряда, как самоподдерживающегося явления, обеспечивающего протекание электрического тока через ионизированный газ под действием внешнего электрического поля, относится уже к началу XX века [1, 2]. Основы этих представлений были изложены в книгах Таунсенда [3, 4, 5]. Современное понимание многих механизмов газового разряда такое же, как и десятилетия назад. Более того, многие константы, необходимые для описания протекающих в газовом разряде процессов, были получены довольно давно, но при этом продолжают использоваться в практических расчетах. Исследования, включающие различные

схемы получения и режимы горения газового разряда, нашли отражение в монографиях по газовому разряду, например [6 ÷ 11]. В этих работах раскрывается физика процессов и явлений, происходящих в газовых разрядах разного типа, и наряду с результатами фундаментальных исследований анализируются прикладные возможности газоразрядных установок. Понимание физики газового разряда повлекло за собой более глубокое исследование газоразрядной плазмы, что в свою очередь породило новые применения. Опыт развития техники газового разряда показал, что число газоразрядных режимов и конструкций неисчерпаемо. В связи с этим и в настоящее время создаются все новые типы или режимы горения уже известных форм газового разряда, находящие применение как в новых практических приложениях, так и для целей исследования свойств ионизированного вещества. Действительно, разряды, характеризующиеся разнообразными формами области горения разряда и электродов, различными составами и давлениями газа, способами зажигания и поддержания встречаются практически повсеместно – от природных явлений до современных технологических процессов, таких, например, как получение наноструктур. Использование плазменных технологий открывает возможности нанесения новых типов покрытий, существенно повышает эффективность термических и плавильных агрегатов, используется при получении новых химических соединений, позволяет резать материалы любых типов, получать ультрадисперсные порошки, перерабатывать токсичные и радиоактивные отходы. Плазменные технологии находят применение и в медицине, где потоки плазмы, генерируемые миниатюрными плазмотронами, используются для обработки ран. Весьма актуальными, поэтому, являются задачи определения параметров генерируемых плазм, от которых зависит эффективность реализации производственных процессов. И хотя большинство методов спектральной диагностики было разработано и отлажено уже довольно давно [7 ÷ 10], используемые в них константы процессов в большинстве своем до сих пор известны с погрешностью, составляющей в среднем 20%. Важнейшими из этих

констант являются вероятности переходов между возбужденными состояниями атомов и ионов, а также константы штарковского уширения спектральных линий.

Существенное количество экспериментальных работ посвящено уточнению значений этих параметров для различных составов плазмообразующего газа и режимов горения разряда. Для исследуемой в данной работе плазмы гелия за последние несколько десятилетий был опубликован целый ряд работ [12 ÷ 26]. Объектом исследования в этих работах являются вероятности переходов и константы штарковского уширения спектральных линий атомарного и ионизованного гелия. В работе [17] описывается методика определения концентрации электронов в плотной ($1.3 \div 3.5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$) плазме гелия в интервале температур, аналогичном реализуемому в данной работе (25000 ÷ 40000 К). В качестве источника плазмы в данной работе используется разрядная трубка со стабилизацией дуги собственным магнитным полем за счет z-пинч эффекта. В качестве источника питания использовалась батарея конденсаторов. Эмиссионные спектры получаемой плазмы регистрировались с использованием монохроматора с ПЗС - линейкой на выходе, итоговое спектральное разрешение системы составляло 0.013 нм. В результате авторам удалось с высокой точностью зарегистрировать контуры спектральных линий атомарного гелия и иона HeII. Для обработки полученных данных предлагаются развитые методики анализа уширения и сдвига зарегистрированных спектральных линий, что позволило авторам вычислить концентрацию электронов n_e . Однако при этом для определения электронной температуры T_e использовалась методика сравнения интенсивности двух линий – одной атомарной HeI 587.6 нм и одной ионной HeII 486.6 нм, что в условиях неравновесности, которая как будет показано далее, всегда имеет место для гелиевой плазмы, и без анализа всей совокупности спектральных линий является довольно грубым приближением.

Аналогичный характер имеет работа [26]. Авторы детально исследуют профиль линии HeI 587.6 нм. В работе проводится измерение ширины данной

линии и ее сдвига при значениях концентрации электронов $n_e = 0.5 \div 2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температуры плазмы $T = 4 \div 5.5 \text{ эВ}$ в предположении изотермичности плазмы. Параметры плазмы были определены независимо на основе метода Томсоновского рассеяния. С этой целью в состав экспериментальной установки входил рубиновый лазер с длиной волны 694.3 нм, световая ловушка и фотодиод. Для регистрации излучения самой плазмы использовались монохроматор, фотоумножитель и оптический анализатор с временным разрешением 35 нс. Итоговая ширина аппаратной функции была оценена авторами в 0.15 нм. Измеренные значения уширений и сдвигов анализируемой линии сопоставлялись с теоретическими оценками. Среди результатов, выносимых в выводы авторами работы, особо обращает на себя внимание вывод об отсутствии асимметрии линий и поглощения в системе. По оценкам авторов концентрация атомов гелия $n_{\text{HeI}} \approx 0.05n_e$. Диаметр разряда в данной работе составлял 1 см. При этом при всех экспериментальных параметрах разряда плазма оказывалась оптически тонкой ($\tau < 0.1$). Также авторы отмечают снижение точности определения концентрации электронов n_e по штарковскому уширению при электронной плотности $n_e > 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Оригинальный метод определения n_e в аналогичном разряде предлагается авторами [15]. В этой работе подробно рассматривается линия HeI 447.1 нм, а именно, соотношения параметров разрешенной и запрещенной ее компонент (рис. 1). В данной статье авторы экспериментально получают концентрацию электронов n_e как функцию расстояния между максимумами исследуемой линии HeI 447.1 нм, а также как функцию отношения интенсивностей разрешенной и запрещенной ее компонент. Полученные зависимости оказались отличными от расчетных значений по методикам Грима [8]. Для обеих методик особенность располагалась в районе $n_e = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В случае анализа расстояния между пиками это был излом, после которого увеличение расстояния между пиками

начинало замедляться по мере роста n_e , а в случае отношении интенсивностей наблюдался его резкий скачок.

Большое число исследований гелиевой плазмы было направлено на сопоставление экспериментальных данных и результатов теоретического описания уширения и сдвига спектральных линий HeI при значительной концентрации электронов $n_e > 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [14, 16, 17], требующего учета статистического уширения ионами и неадиабатичности [8, 10, 27]. Сравнительно простая модель ЛТР [9, 15] оказывается неприменимой и для диагностики стационарной плазмы гелия со значительной степенью ионизации [28].

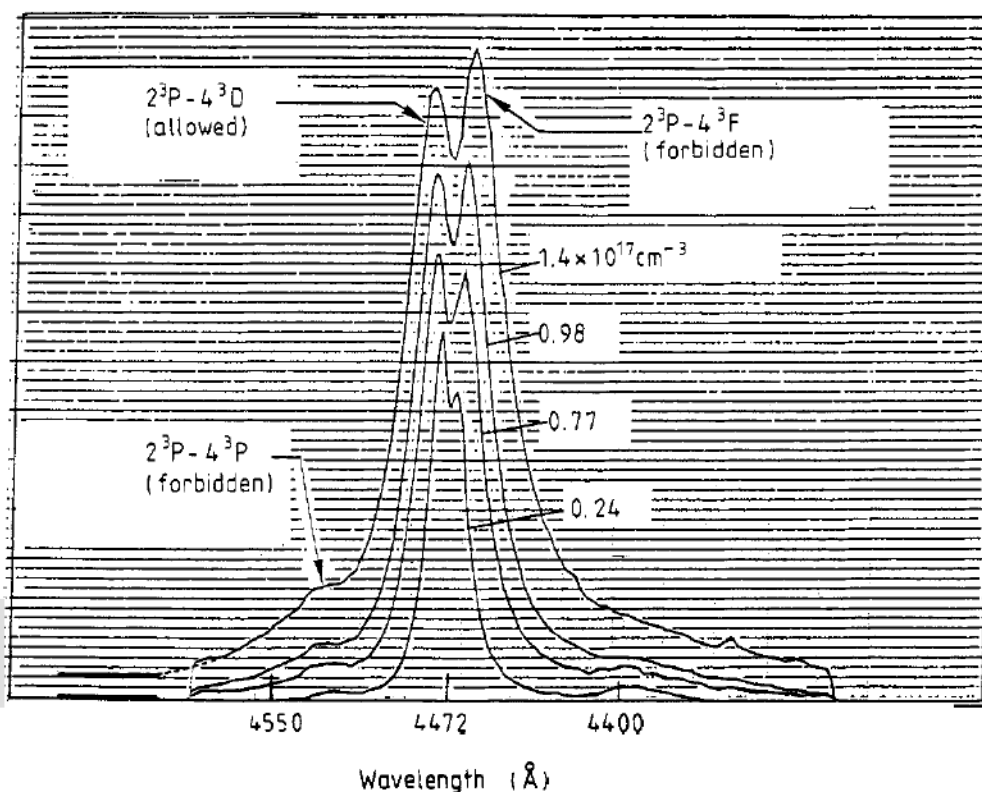


Рис. 1. Экспериментальный профиль линии HeI 447, приводимый в [15]

Нельзя также не упомянуть уже ставших классическими критических компиляций данных по атомным константам, выпускаемых Национальным Бюро Стандартов Национального Института Стандартов и Технологий США (NBS NIST) [29].

Несмотря на то, что был накоплен большой объём данных о газовом разряде, многие из них сильно разнятся между собой, порой даже на порядки. По этой причине мы не можем в полной мере доверять имеющимся в нашем распоряжении табличным значениям и должны внимательно сопоставлять их друг с другом и при необходимости перепроверять.

Помимо неопределенностей в значениях атомарных констант, существует и более существенный фактор, усложняющий обработку экспериментальных данных, а именно то, что плазма гелия атмосферного давления является неравновесной (не подчиняющейся закону Больцмана и уравнениям Саха с электронной температурой T_e) [30]. Причинами отклонения гелиевой плазмы от состояния равновесия являются самые высокие пороги возбуждения и ионизации атома HeI и иона HeII, а также высокие значения коэффициентов теплопроводности λ и диффузии D_a плазмы гелия. Анализу причин отклонения сильноионизованной плазмы гелия от состояния ЛТР и особенностей заселения возбужденных состояний HeI посвящены работы [31 ÷ 33]. На основе простой кинетической модели в [31] объяснена причина большого расхождения (с ожидаемой температурой электронов T_e) величины измеряемой методом относительных интенсивностей линий HeI температуры «возбуждения» в ряде экспериментальных работ [34, 35]: $T_{exc} \sim (0.3 - 0.4) \text{ эВ} \ll T_e \sim 2 \text{ эВ}$.

Следует отметить, что в 5 главе переведенной на английский язык монографии [11] задача о неравновесном заселении возбужденных состояний низкотемпературной плазмы рассмотрена достаточно детально (модифицированное диффузионное приближение – МДП), и в качестве его приложения предложен метод определения температуры и концентрации электронов плазмы по измеренным населенностям группы возбужденных состояний (раздел 5.10.1 [11]).

Неравновесная заселенность возбужденных состояний в плазме гелия вызывает сложности при изучении ее параметров спектроскопическими

методами, и универсального метода разрешения этой проблемы пока не существует. Однако имеется ряд современных работ, предлагающих оригинальные подходы к решению данной задачи. Так, в работах [31 ÷ 33] авторы заостряют внимание на том факте, что в лабораторных условиях невозможно получить равновесную гелиевую плазму в силу конечности геометрических размеров плазмотронов. В стационарном состоянии в таких плазмах теряющиеся из-за диффузии ионы должны непрерывно восполняться, вследствие чего число актов ионизации в объёме должно превосходить число актов рекомбинации. Следовательно, в такой системе равновесные распределения частиц по энергиям возбуждения реализовываться не будут: возбуждённые состояния будут перезаселены относительно распределения, получаемого в Саха - больцмановском приближении. Авторы [31] объясняют этот факт активным ходом ступенчатой ионизации, за счёт чего поддерживается баланс ионов в плазме.

1.3. Цели и задачи исследования

Целью данной работы является получение и исследование сильноионизованной квазистационарной плазмы гелия атмосферного давления. В рамках данного исследования будут решены следующие задачи:

- 1) Создание диагностического комплекса, включающего в себя генератор сильно ионизованной стационарной и квазистационарной плазмы гелия, и средства электрических и оптических измерений;
- 2) Получение комплекса экспериментальных данных, и прежде всего спектроскопических данных, об абсолютных интенсивностях излучения спектральных линий разной кратности ионизации и непрерывного излучения плазмы;
- 3) Разработка и обоснование методик определения на основе собранных данных основных параметров плазмы: концентрации электронов n_e , температуры электронов T_e , температуры тяжелых частиц T_g ;

- 4) Анализ термодинамического состояния исследуемой электродуговой плазмы и установление характеристик равновесности.

1.4. Научная новизна полученных результатов

Создана установка для получения сильноионизованной (со степенью ионизации более 50%) стационарной плазмы гелия атмосферного давления с температурой электронов T_e до 35000 К, и ее импульсного квазистационарного подогрева до 43000 К.

Получены количественные данные о заселенностях возбужденных состояний HeI в более широком, чем в прежних исследованиях, диапазоне энергий возбуждения 20.9 ÷ 24.2 эВ, экспериментальное распределение которых не описывается законом Больцмана с электронной температурой.

Установлены характер и механизмы неравновесности такой плазмы и обоснованы методики определения ее основных параметров. Для метода определения температуры электронов T_e по отношению интенсивностей атомарных и ионных спектральных линий даны рекомендации по выбору таких пар линий HeI и HeII, отношение интенсивностей которых наименее чувствительно к неравновесности заселения их излучающих уровней.

Выполнено независимое измерение одного из важнейших параметров неравновесной плазмы – температуры тяжелых частиц, с использованием смешанного контура редко исследуемой инфракрасной линии HeI 1083 нм.

Благодаря абсолютной калибровке интенсивностей излучения и высокому спектральному разрешению были проверены и уточнены литературные данные о константах Штарк-эффекта и вероятностях спонтанных переходов большой группы линий HeI, используемых при анализе заселенностей возбужденных состояний и независимом определении концентрации электронов n_e в плазме.

1.5. Практическая значимость полученных результатов

Полученные количественные данные по неравновесной заселенности большого числа (более 20) возбужденных состояний HeI в диапазоне энергий $20.9 \div 24.2$ эВ (при потенциале ионизации $I = 24.59$ эВ) послужат дальнейшему развитию теоретических моделей описания кинетики заселения-расселения возбужденных состояний атомов сильноионизованной гелиевой плазмы.

Разработанные методики определения параметров гелиевой плазмы и константы Штарк-эффекта линий HeI найдут применение в задачах диагностики неравновесной плазмы гелия.

1.6. Методы исследования

В качестве основного метода исследования гелиевой дуги в данном исследовании выступала эмиссионная спектроскопия. При анализе регистрируемых спектров основное внимание уделялось контурам и интенсивностям спектральных линий. Были выполнены калибровки, позволяющие на основе данных об интенсивностях линий определить абсолютные значения заселенности соответствующих им излучающих состояний атомов и ионов гелия. Контурные спектральных линий анализировались с целью определения концентрации электронов n_e и температуры тяжелых частиц (атомов и ионов) T_g . Для получения вспомогательных данных о характере горения гелиевой дуги (ее пространственном положении, энерговкладе и пр.) использовались электрические измерения и скоростная видеосъемка.

1.7. Научные положения, выносимые на защиту

1) Экспериментальный стенд для получения и исследования сильноионизованной (со степенью ионизации более 50%) стационарной плазмы гелия атмосферного давления с температурой электронов до 35000 К и до 43000 К при импульсном квазистационарном подогреве, и полученные на нем экспериментальные данные о контурах и интенсивностях излучения спектральных линий атомов и ионов гелия с высоким пространственным и спектральным разрешением;

2) Процедуры автоматизированной обработки эмиссионных спектров для определения на основе экспериментальных данных радиальных распределений концентрации и температуры электронов в столбе дуги и температуры тяжелых частиц на оси разряда;

3) Экспериментальное распределение абсолютных заселенностей атомов гелия по возбужденным состояниям в более широком, чем в прежних исследованиях, диапазоне энергий возбуждения $20.9 \div 24.2$ эВ. Заселенности высоковозбужденных состояний HeI с энергией связи, много меньшей реализованной в эксперименте температуры электронов, существенно ниже своих равновесных значений, при этом наблюдаемая крутизна спада заселенностей возрастает по мере приближения к порогу ионизации;

4) Экспериментальные данные о динамике изменений температуры и концентрации электронов при импульсном подогреве плазмы стационарной дуги и определение с их помощью величины отрыва электронной температуры от газовой;

5) Установление характера и механизмов неравновесности исследованной сильно ионизованной пространственно неоднородной плазмы гелия. Обнаруженная в исследуемых дугах аномальная, неравновесная заселенность высоковозбужденных состояний HeI обусловлена ионизацией этих состояний

электронным ударом и доминирующей, по отношению к обратному процессу трехчастичной электрон-ионной рекомбинации, ролью механизма потерь заряженных частиц в результате амбиполярной диффузии;

б) Наблюдаемая в стационарном и квазистационарном разрядах неравновесность ионизационного типа вызвана высокой пространственной неоднородностью среды, которая обуславливает интенсивный поток амбиполярной диффузии, соответствующий потоку ступенчатой ионизации в горячей зоне дуги.

1.8. Достоверность и апробация результатов

Экспериментальные данные получены при помощи современных измерительных средств, обеспечивающих высокое пространственно-временное и спектральное разрешение. Достоверность результатов анализа обеспечивается путём использования всей совокупности развитых в плазменной диагностике независимых спектроскопических методик и модельных описаний, а также критического анализа границ их применимости.

Результаты исследований были изложены в рецензируемых научных журналах:

1. Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Саргсян М.А., Кавыршин Д.И. «Неравновесность сильноионизованной гелиевой плазмы атмосферного давления» ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 2013, том 51, № 2, с. 163–169.
2. D I Kavyrshin, V F Chinnov and A G Ageev “Model for describing non-equilibrium helium plasma energy level population”, Journal of Physics: Conference Series 653 (2015) 012115 IOP Publishing, doi:10.1088/1742-6596/653/1/012115

3. O V Korshunov, V F Chinnov, D I Kavyrshin and A G Ageev Spectral measurements of electron temperature in nonequilibrium highly ionized He plasma // Journal of Physics: Conference Series 774 (2016) 012199 doi:10.1088/1742-6596/774/1/012199
4. V F Chinnov, D I Kavyrshin, A G Ageev, O V Korshunov, M A Sargsyan and A V Efimov Study of spatial distributions of highly ionized nonequilibrium helium plasma at atmospheric pressures // Journal of Physics: Conference Series 774 (2016) 012200 doi:10.1088/1742-6596/774/1/012200
5. А.В. Лазукин, Д.И. Кавыршин, С.А. Кривов, С.Д. Федорович Влияние частоты питающего напряжения и материала диэлектрического барьера на спектральный состав излучения плазмы поверхностного разряда // Вестник МЭИ. 2016. №6. С. 24 -30
6. О. В. Коршунов, В. Ф. Чиннов, Д. И. Кавыршин “Кинетическая модель окисления Al в гетерогенной алюмо-водяной плазме. Отрицательные ионы” ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР УДК: 533.92, 2017, том 55, № 2, с. 189–196 <http://mi.mathnet.ru/tvt9885>

Также результаты работы были доложены на следующих конференциях:

1. International conference on phenomena in ionized gases XXXI ICPIG Isakaev E.H., Kavyrshin D.I., Sargsyan M.A., Chinnov V.F., Alieva H.O. «Production and study of highly-ionized atmospheric pressure helium plasma» // Труды Международной конференции ICPIG XXXI Испания. Гранада, Июль 2013. PS2-039. http://www.icpig2013.net/papers/402_1.pdf
2. Э.Х. Исакаев, В.Ф. Чиннов, М.А. Саргсян, Д.И. Кавыршин «Создание и исследование квазистационарной сильноионизованной плазмы с помощью высоковольтного импульса» XLI Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, февраль 2014. Сборник тезисов докладов, ЗАО НТЦ «Плазмаиофан», стр. 183

3. Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Кавыршин Д.И., Саргсян М.А., Агеев А.Г. «Автоматизированный анализ спектров излучения сильноионизованной плазмы гелия», XLII Международная (Звенигородская) Конференция по Физике Плазмы и Управляемому Термоядерному Синтезу, февраль 2015 г.
4. Kavyrshin D.I., Chinnov V.F., Ageev A.G., «Model for describing non-equilibrium helium plasma energy level population», XXX International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, March 1-6, 2015, Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia.
5. Ageev A.G., Goryachev S.V., Kavyrshin D.I., Sargsyan M.A., Chinnov V.F. «Spectral investigation of atmospheric pressure helium arc plasma parameters», International conference on phenomena in ionized gases XXXII ICPIG, Iasi, Romania 26-31 July 2015
6. A. Ageev, D. Kavyrshin, O. Korshunov, M. Sargsyan, V. Chinnov «Study of Radial Distribution of Helium Arc Plasma Parameters at Atmospheric Pressure», VIII International Conference Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk, Belarus, September 14 – 18, 2015
7. Korshunov O.V., Chinnov V.F., Kavyrshin D.I., Ageev A.G. «Spectral measurements of electron temperature of highly ionized He plasma in nonequilibrium conditions», XXXI International Conference on Equations of State for Matter, Elbrus, Russia, Сборник тезисов, стр. 375, March 1-6 2016
8. Chinnov V.F., Kavyrshin D.I., Ageev A.G., Korshunov O.V., Sargsyan M.A. «Study of spatial distributions of highly ionized nonequilibrium helium plasma at atmospheric pressures», XXXI International Conference on Equations of State for Matter, Elbrus, Russia, Сборник тезисов, стр. 376, March 1-6 2016
9. A. G Ageev, D. I Kavyrshin, O. V Korshunov, M. A Sargsyan, V. F Chinnov, «On nonequilibrium in highly ionized He discharge plasma», 15th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, Moscow, Russia, April 19-21, 2016

1.9. Личный вклад автора

Все представленные в работе результаты были получены автором лично или при его определяющем участии. Автор принимал активное участие в постановке целей и задач научного исследования, в составлении программы экспериментов и их проведении. Автором разработан и реализован экспериментальный стенд для получения и исследования сильноионизованной плазмы гелия атмосферного давления. Проведены экспериментальные исследования и анализ полученных результатов, на основе которых были сформулированы выводы и положения, вошедшие в диссертацию.

1.10. Объем и структура работы.

Диссертация состоит из введения, трех глав и выводов. Полный объем диссертации 143 страницы текста с 63 рисунками и 6 таблицами. Список литературы содержит 83 наименования.

2. СТОЛКНОВИТЕЛЬНО - ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ОПИСАНИЯ СОСТОЯНИЯ ПЛАЗМЫ

2.1. Формулировка модели

Ответить на вопрос о том, какой будет динамика заселения-расселения возбужденных состояний в плазме, можно посредством решения системы уравнений баланса частиц и энергии с использованием столкновительно - излучательной модели [36] исследуемой плазмы. Обоснованность применения именно столкновительно - излучательной модели для описания гелиевой плазмы следует из работы [37]. В ней авторы собрали фактически имеющиеся современные наработки по данной тематике и на их основе развили модель, описанную в [38]. В результате авторы получили инструмент, позволяющий определять электронную температуру T_e и концентрацию электронов n_e для случая стационарной плазмы и низких степеней ее ионизации.

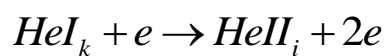
В большинстве из вышеперечисленных экспериментальных работ сильноионизованное состояние плазмы гелия (с температурой $20 \div 50$ кК) было получено в условиях импульсного ($\tau_{\text{имп}} = 10^{-4} \div 10^{-6}$ с) возбуждения [9, 12, 14, 15, 16, 36], при котором состояние локального термодинамического равновесия (ЛТР) не устанавливается. В этом случае спектральное определение основных параметров плазмы (прежде всего температуры T_e и концентрации n_e электронов) по ее излучательным характеристикам не может базироваться на модели ЛТР и требует анализа ее ударно-радиационной кинетики [11].

Одной из главных задач при анализе плазменного образования является определение его состава. При допущении, что рабочий газ является чистым, плазма гелия будет содержать следующие составляющие:

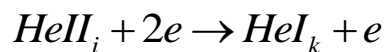
- Свободные электроны, их концентрация будет обозначаться n_e
- Атомы гелия в k -ом возбужденном состоянии, их концентрация будет обозначаться HeI_k
- Ионы гелия первой кратности ионизации в m -ом возбужденном состоянии, их концентрация будет обозначаться $HeII_m$
- Ионы гелия второй кратности ионизации (α -частицы), их концентрация будет обозначаться $HeIII$

Процессами, участвующими в формировании состава плазмы, являются:

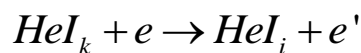
- Ударная ионизация атома HeI из k -ого возбужденного состояния с образованием иона $HeII$ в i -ом возбужденном состоянии:



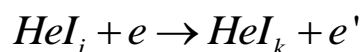
- Трехчастичная рекомбинация иона $HeII$ в i -ом возбужденном состоянии с образованием атома HeI в k -ом возбужденном состоянии:



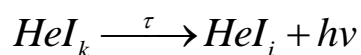
- Ударное возбуждение электронами атома HeI из k -ого в i -ое возбужденное состояние:



- Ударное тушение электронами i -ого возбужденного состояния с переходом в k -ое:

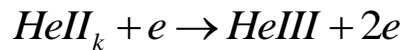


- Излучательный переход атома HeI с вышележащего уровня k на более низкий уровень i :

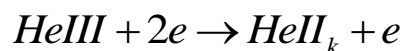


Обратный процесс не рассматривается, так как плазма принимается оптически тонкой и процессами поглощения в ее толще пренебрегается.

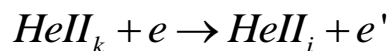
- Ударная ионизация иона HeII из k-ого возбужденного состояния с образованием иона HeIII (α -частицы):



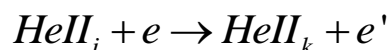
- Трехчастичная рекомбинация иона HeIII с образованием иона HeII в k-ом возбужденном состоянии:



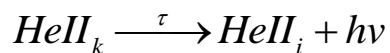
- Ударное электронное возбуждение иона HeII из k-ого в i-ое возбужденное состояние:



- Ударное электронное тушение иона HeII i-ого возбужденного состояния с переходом в k-ое:



- Излучательный переход иона HeII с вышележащего уровня k на более низкий уровень i:



Обратный процесс не рассматривается, так как плазма принимается оптически тонкой и процессами поглощения в ее толще пренебрегается.

- Диффузионные потери.

Состав плазмы гелия включает в себя атомы и ионы первой кратности в различных возбужденных состояниях, ионы второй кратности ионизации и электроны. В основе вычислительного метода для исследования столь сложного неравновесного объекта необходимо использовать модели, позволяющие легко учитывать или исключать из рассмотрения влияние отдельных факторов. Наиболее подходящей для этих целей оказалась столкновительно - излучательная модель [36].

Система уравнений баланса для детального описания процессов в высоковозбуждённой плазме гелия и вычисления концентраций ее составляющих может быть записана следующим образом [39]:

$$\left\{ \begin{aligned}
 & \frac{dHeI_k}{dt} = \sum_{m=1}^N \left[HeI_m \cdot n_e \cdot kI_{Emk} - HeI_k \cdot n_e \cdot kI_{Qkm} \right] + \\
 & + \sum_{m=1}^M \left[HeII_m \cdot n_e^2 \cdot kI_{Rmk} - HeI_k \cdot n_e \cdot kI_{Ikm} \right] - \sum_{m=1}^N HeI_k A_{km} - HeI_k D_k \\
 & \frac{dHeII_i}{dt} = \sum_{m=1}^N \left[HeI_m \cdot n_e \cdot kI_{Imi} - HeII_i \cdot n_e^2 \cdot kI_{Rmi} \right] + \\
 & + \sum_{m=1}^M \left[HeII_m \cdot n_e \cdot kII_{Emi} - HeII_i \cdot n_e \cdot kII_{Qim} \right] + \\
 & + (n_e^2 \cdot HeIII \cdot kII_{Ri} - n_e \cdot HeII_i \cdot kII_{Ii}) - \sum_{m=1}^M HeII_i A_{im} - HeII_i D_{+i} \\
 & \frac{dHeIII}{dt} = \sum_{m=1}^M (n_e \cdot HeII_m \cdot kII_{Im} - n_e^2 \cdot HeIII \cdot kII_{Rm}) - HeIII D_{++} \\
 & \frac{dn_e}{dt} = \sum_{m=1}^N (HeI_m \cdot n_e \cdot kI_{Imi} - \sum_{i=1}^M HeII_i \cdot n_e^2 \cdot kI_{Rmi}) + \\
 & + \sum_{m=1}^M (n_e \cdot HeII_m \cdot kII_{Im} - n_e^2 \cdot HeIII \cdot kII_{Rm}) - HeIII D_{++} - \sum_{m=1}^M HeII_m D_{+m} \\
 & n_e = \sum_{m=1}^M HeII_m + 2HeIII \\
 & n = \sum_{m=1}^N HeI_m + \sum_{m=1}^M HeII_m + HeIII + n_e
 \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где N – число возбуждённых состояний атома, M – иона, kI_{mk} – константа скорости возбуждения атома HeI электронным ударом из m -состояния в k -ое возбуждённое состояние, kI_{km} – константа скорости тушения атома HeI электронным ударом из k -ого в m -ое возбуждённое состояние, kI_{Rmk} – константа скорости трехчастичной рекомбинации иона HeII в m -ом возбужденном состоянии на уровень k , kI_{Ikm} – константа скорости ударной ионизации атома в k -ом возбужденном состоянии на уровень m , kII_{mi} – константа скорости

возбуждения иона HeII электронным ударом из m-состояния в i-ое возбуждённое состояние, kII_{im} – константа скорости тушения иона HeII электронным ударом из i-ого в m-ое возбуждённое состояние, $kIII_{Rmi}$ – константа скорости трехчастичной рекомбинации иона HeII в m-ом возбужденном состоянии на уровень i, kII_{im} – константа скорости ударной ионизации атома в i-ом возбужденном состоянии на уровень m, $kIII_{Ri}$ – константа скорости трехчастичной рекомбинации иона HeIII в на уровень i однократного иона, kII_{ii} – константа скорости ударной ионизации иона HeII в i-ом возбужденном состоянии, HeI_k – заселённость k-ого возбуждённого состояния атома HeI, $HeII_k$ – заселённость k-ого возбуждённого состояния иона HeII, $HeIII$ – концентрация ионов HeIII, n_e – концентрация электронов, A_{km} – вероятность излучательного перехода с уровня k на уровень m, D_k – коэффициент диффузии атомов в k-ом возбужденном состоянии, D_{+i} – коэффициент диффузии ионов HeII в i – ом возбужденном состоянии, D_{++} – коэффициент диффузии ионов HeIII.

Полученная система оказывается переопределенной. Для ее решения была использована итерационная схема, основанная на физическом смысле самой системы: принималось некоторое начальное приближение, а далее вычисляемые концентрации пересчитывались в соответствии со скоростями их изменения (левой частью уравнений баланса), до тех пор, пока эти скорости ни оказывались равны нулю. При этом условие сохранения общего числа частиц также возможно обеспечить в рамках данной вычислительной процедуры, нормируя на каждой итерации число частиц на их первоначальное значение. Описанный подход позволяет обеспечить высокую точность и единственность решения системы уравнений (1).

В рамках сформулированной модели плазма считается оптически тонкой.

Данная модель позволяет рассчитать состав неравновесной плазмы, в которой отсутствует распределение Больцмана по возбужденным состояниям и формула Саха оказывается неприменимой.

Еще одним преимуществом такого подхода является то, что каждый процесс в системе возможно описать отдельно, подставляя конкретные данные о его сечении. Однако для определения констант скоростей процессов, необходимых для решения уравнений баланса, необходимо задаться функцией распределения электронов по энергиям. Ведь по определению константа скорости реакции задается в виде

$$k = n \langle v \sigma \rangle, \quad (2)$$

где n - концентрация реагирующих частиц, v - скорость их относительного движения, а σ - сечение данного процесса. В рамках данной работы будет использоваться функция распределения Максвелла электронов по энергиям

$$f(E) = 2 \sqrt{\frac{E}{\pi T^3}} \cdot \text{Exp} \left[-\frac{E}{T} \right] dE, \quad \int_0^{\infty} f(E) dE = 1, \quad (3).$$

где T - температура, выраженная в энергетических единицах. Данная функция распределения нормирована на единицу, то есть фактически определяет вероятность нахождения электрона в некотором интервале энергий.

Допущение максвелловского распределения оправдано тем, что в исследуемой плазме довольно высокая концентрация электронов ($n_e \sim 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), что приводит к преобладанию столкновительных процессов, стремящихся привести электронную подсистему к равновесному распределению по скоростям.

2.2. Возбуждение атома гелия HeI

Само сечение σ прямого процесса ударного возбуждения уровня из основного состояния может быть взято из работы [40], где оно приведено, как

функция энергии налетающего электрона для 18 экспериментально наблюдаемых нами уровней энергии. Однако для рассмотрения вероятностей всей совокупности переходов между возбужденными уровнями придется воспользоваться модельными приближениями. Для расчета констант скорости возбуждения оптически разрешенных переходов в атомах гелия HeI применимы полуэмпирические формулы Дравина [11]:

$$kI_{mk} = 8\pi a_0^2 \left(\frac{Ry}{E_k - E_m} \right)^2 f_{mk} \sqrt{\frac{2T_e}{\pi m_e}} \beta [\psi_1(\beta) + 0.1e^{-\beta}]$$

$$\psi_1(\beta) = \int_{\beta}^{\infty} \left(1 - \frac{\beta}{t} \right) e^{-t} \ln \left(\frac{1.25t}{\beta} \right) dt \quad \beta = \frac{E_k - E_m}{T_e}, \quad (4)$$

где a_0 – боровский радиус, Ry – постоянная Ридберга, f_{mk} – сила осциллятора для поглощения при оптическом переходе $m \rightarrow k$, ее численные значения можно получить из базы данных NIST [29].

Данная модель использует приближение Бете-Борна для решения квантовомеханической задачи о неупругом взаимодействии свободного электрона с атомом. Единственным ограничением применимости данной модели (помимо того, что рассматриваются только оптически разрешенные переходы) является то, что модель справедлива для описания процессов в неплотной плазме, для которой выполняется критерий

$$n_e < \left(\frac{3}{4\pi} \right) \left[\frac{T_e}{e^2} \right]^3. \quad (5)$$

В нашем случае этот критерий должен выполняться, так как ожидаемая концентрация электронов $n_e \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ 1/см}^3$ много меньше следующей из критерия концентрации $5 \cdot 10^{21} \text{ 1/см}^3$. Погрешность вычисления по данным формулам для столь легкого атома как гелий не должна превысить 50%. Для расчета константы скорости запрещенных переходов воспользуемся формулой Томсона, о которой

будет подробнее рассказано в следующем разделе, заменив потенциал ионизации энергией верхнего уровня рассматриваемого перехода.

Константу тушения σ_{quekHeI} можно получить, используя принцип детального баланса для случая термостата [41]:

$$g_1 \langle v\sigma_{\text{exkHeI}} \rangle = g_k \langle v\sigma_{\text{quekHeI}} \rangle \text{Exp} \left[-\frac{E_k - E_1}{T_e} \right]$$

$$\langle v\sigma_{\text{quekHeI}} \rangle = \frac{\langle v\sigma_{\text{exkHeI}} \rangle g_1}{\text{Exp} \left[-\frac{E_k - E_1}{T_e} \right] g_k} \quad (6)$$

где g_k и E_k – статвес и энергия k -ого уровня соответственно. Отметим, что в данной работе энергия уровня отсчитывается от основного состояния атома.

2.3. Ионизация атома гелия HeI

Для расчета сечений ионизации атома HeI с уровня k будет использовано приближение, развитое Томсоном, в рамках которого во время столкновения налетающего и связанного электронов можно пренебречь их взаимодействием с атомным остатком, причем связанный электрон неподвижен до столкновения, а рассеяние электронов под действием кулоновского взаимодействия между ними происходит по классическим законам. Данное приближение может быть использовано, так как электроны даже в системах с малой электронной температурой могут обладать энергией более чем достаточной, чтобы вызывать процессы ступенчатых переходов между состояниями. Ионизация атома происходит при передаче от налетающего электрона к связанному энергии, превышающей потенциал ионизации атома, так что сечение обмена энергией имеет вид [41]

$$d\sigma = 2\pi\rho d\rho = \frac{\pi q^4 d\Delta E}{E\Delta E}. \quad (7)$$

Экстраполируя выражение (7) на область энергий $\Delta E \sim E$, найдем сечение ионизации:

$$\sigma_{ea} = \int_{\Delta E \geq I} d\sigma = \frac{\pi q^4}{E} \left(\frac{1}{I} - \frac{1}{E} \right). \quad (8)$$

Если в процессе ионизации участвует несколько валентных электронов, в формуле Томсона по ним проводится суммирование. Усреднение полученной из формулы (8) константы скорости прямой ионизации атома электронным ударом по максвелловской функции распределения электронов (интегрирование идёт по всем энергиям выше порога реакции) для константы скорости прямой ионизации из k -ого возбуждённого состояния в плазме дает:

$$K_{ion.k} = \frac{2\sqrt{\pi}q^4}{(I - E_k) \cdot T_e} \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}} \exp\left(-\frac{I - E_k}{T_e}\right), \quad T_e \ll I. \quad (9)$$

где T_e – температура электронов, а m_e – их масса, q – элементарный заряд, E_k – энергия k -ого возбуждённого состояния, I – потенциал ионизации.

Константа скорости рекомбинации может быть найдена исходя из принципа детального равновесия [41]. При этом необходимо учесть статистический вес континуума:

$$g_k K_{ion.k} = g_{ion} K_{rec.k} \frac{(2\pi m_e T_e)^{3/2}}{h^3} \text{Exp}\left[-\frac{I - E_k}{T}\right] \quad (10)$$

Следовательно, выражение для константы скорости рекомбинации в k -ое возбуждённое состояние будет выглядеть следующим образом:

$$K_{rec.k} = \frac{2g_k \sqrt{\pi}q^4}{g_{ion} (I - E_k) \cdot T_e} \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}} \frac{h^3}{(2\pi m_e T_e)^{3/2}}. \quad (11)$$

Отметим недостатки данной модели.

Во-первых, столкновение носит квантовый характер. Однако, поскольку сечения упругого рассеяния частиц при кулоновском взаимодействии одинаковы в классическом и квантовом случаях, этот недостаток не имеет принципиального значения. Во-вторых, результат зависит от начальной скорости связанного электрона [42, 43]. В-третьих, при больших энергиях столкновения сечение неупругого перехода атома содержит в качестве множителя фактор $\ln(E/I)$ [44], который определяется большими прицельными параметрами столкновения [45], где вероятность ионизации относительно мала или равна нулю в классическом случае. Классическая теория не дает логарифмической зависимости даже для ионизации высоковозбужденных атомов, где, казалось бы, классическое приближение применимо. Это принципиальное различие было устранено работами Кингстона [46], который показал, что, несмотря на различие предельных формул, числовые значения сечений ионизации близки для квантового и классического случаев в области применимости обеих предельных случаев. Тем самым, отдавая отчет в грубости модели Томсона, можно использовать ее для качественного анализа процессов ионизации атома электронным ударом в силу простоты и наглядности.

Для контроля корректности используемых аппроксимаций сечения имеет смысл сравнивать его с надежными данными. Для этого обратимся к работе [47]. На рис. 2 представлена приведенная в данной статье зависимость сечения ионизации атома гелия HeI из основного состояния единичным электронным ударом. Аналитическое сечение имеет на 20% более высокий и смещенный в область низких энергий максимум и быстрее спадает с ростом энергии. При этом в интересующем нас диапазоне температур ≤ 5 эВ отличие вычисляемых с использованием экспериментального и аналитического сечений констант скорости ионизации является максимальным, но не превышает 100%, и может считаться допустимой погрешностью для целей отладки расчетной методики.

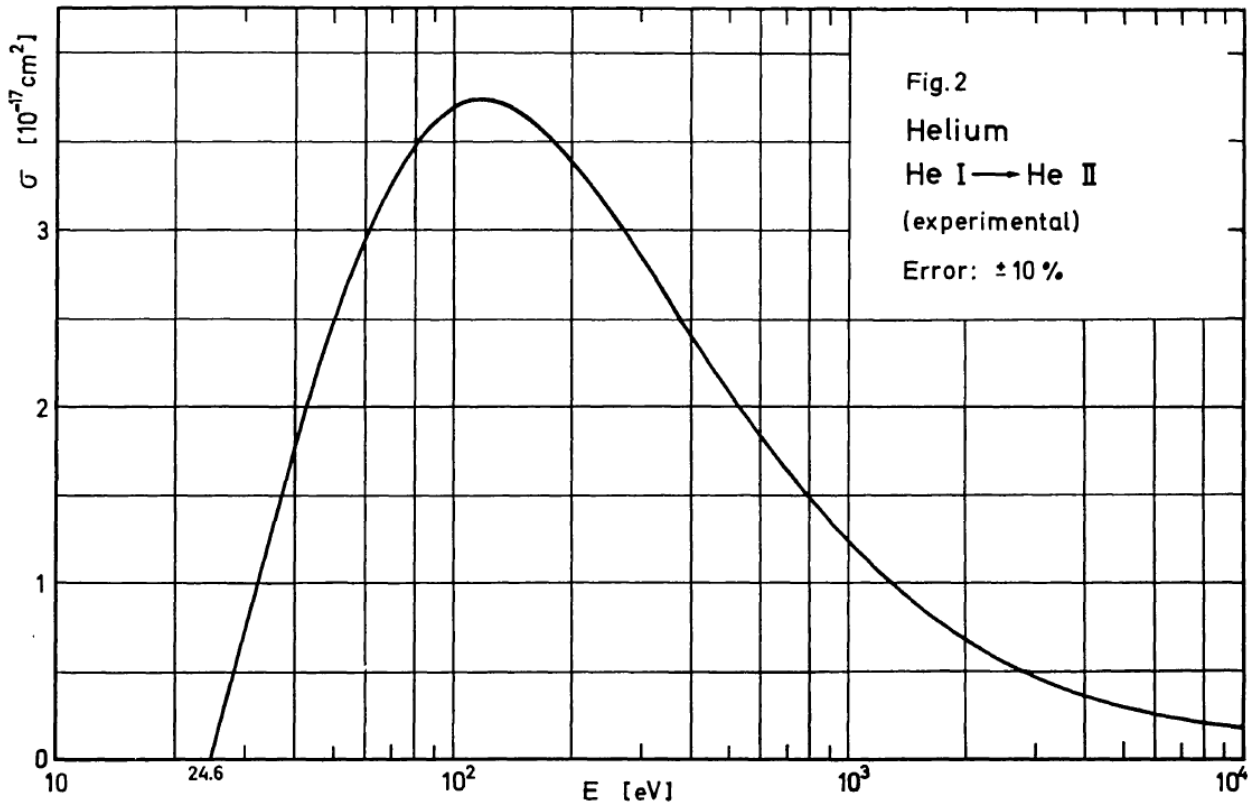


Рис. 2. Сечение ионизации HeI \rightarrow HeII из основного состояния

2.4. Возбуждение иона гелия HeII

Для оценки констант скорости возбуждения ионов гелия HeII электронным ударом из m состояния в вышележащее состояние i воспользуемся формулой, представленной в [48]:

$$kII_{mi} = 8.69 \times 10^{-8} f_{mi} Z^{-3} \frac{u_1^{3/2}}{u_{mi}} \psi_2(u_{mi}) \frac{cm^3}{c}, \quad (12)$$

где:

$$u_{mi} = |E_m - E_i| / T_e$$

$$\psi_2(u_{mi}) = \frac{0.302}{u_{mi}} \int_{u_{mi}}^{3.85u_{mi}} u e^{-u} du + \int_{3.85u_{mi}}^{\infty} \left[\left(1 - \frac{u_{mi}}{u} \right) e^{-u} \ln \left(1.25 \frac{u}{u_{mi}} \right) \right] du$$

$$u_1 = \frac{Z^2 E_1^H}{T_e}; E_1^H = 13.58 \text{ эВ}$$

f_{mi} - сила осциллятора для процесса $m \rightarrow i$.

Снова воспользовавшись принципом детального равновесия получим константу скорости ударного тушения i -ого возбужденного состояния в состояние m :

$$kII_{im} = \frac{g_m}{g_i} kII_{mi} \exp(u_{mi}) \quad (13)$$

2.5. Вторая ионизация атома гелия HeI (образование иона гелия HeII)

Аналитические выражения для сечений ударной ионизации с уровня i иона HeII (при допущении максвелловского распределения электронов по скоростям) приведены в работе [48]:

$$K_{ioniHeI} = 8\pi a_0^2 \left(\frac{E_1^H}{E_i} \right)^2 f_i \xi_i \left(\frac{2kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} u_i \Psi_i(u_i, \beta_i), \quad (14)$$

где:

$$u_i = E_i / kT_e, \quad \beta_i = 1 + \frac{Z-1}{Z+2},$$

$$\Psi_1(x, \beta) = \int_{u=x}^{\infty} \left[\left(1 - \frac{x}{u} \right) e^{-u} \ln \left(1.25 \beta \frac{u}{x} \right) \right] du$$

В данном выражении $E_i = Z^2 E_1^H / i^2$, $f_1 = 0.665$, $f_2 = 0.71$, $f_3 = 0.81$, $f_4 = 0.94$, $f_{i \geq 5} = 1$, для гелия заряд ядра $Z = 2$. Число эквивалентных электронов на уровне $\xi_i = 1$. $E_1^H = 13.58$ эВ.

Опять же из принципа детального равновесия получаем константу трехчастичной рекомбинации на уровень i :

$$K_{reciHeI} = \frac{g_i}{2g_{2+}} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT_e)^{3/2}} K_{ioniHeI} \text{Exp}(u_i) \quad (15)$$

Статистический вес иона HeIII принимается равным 1.

Для проверки корректности используемых аппроксимаций сечения обратимся снова к работе [47]. На рис. 3 представлена приведенная в данной статье зависимость сечения ионизации иона гелия HeII из его основного состояния единичным электронным ударом. Также в [47] указано, что при энергиях налетающего электрона выше 1 кэВ сечение может быть экстраполировано приведенной на рисунке 3 формулой.

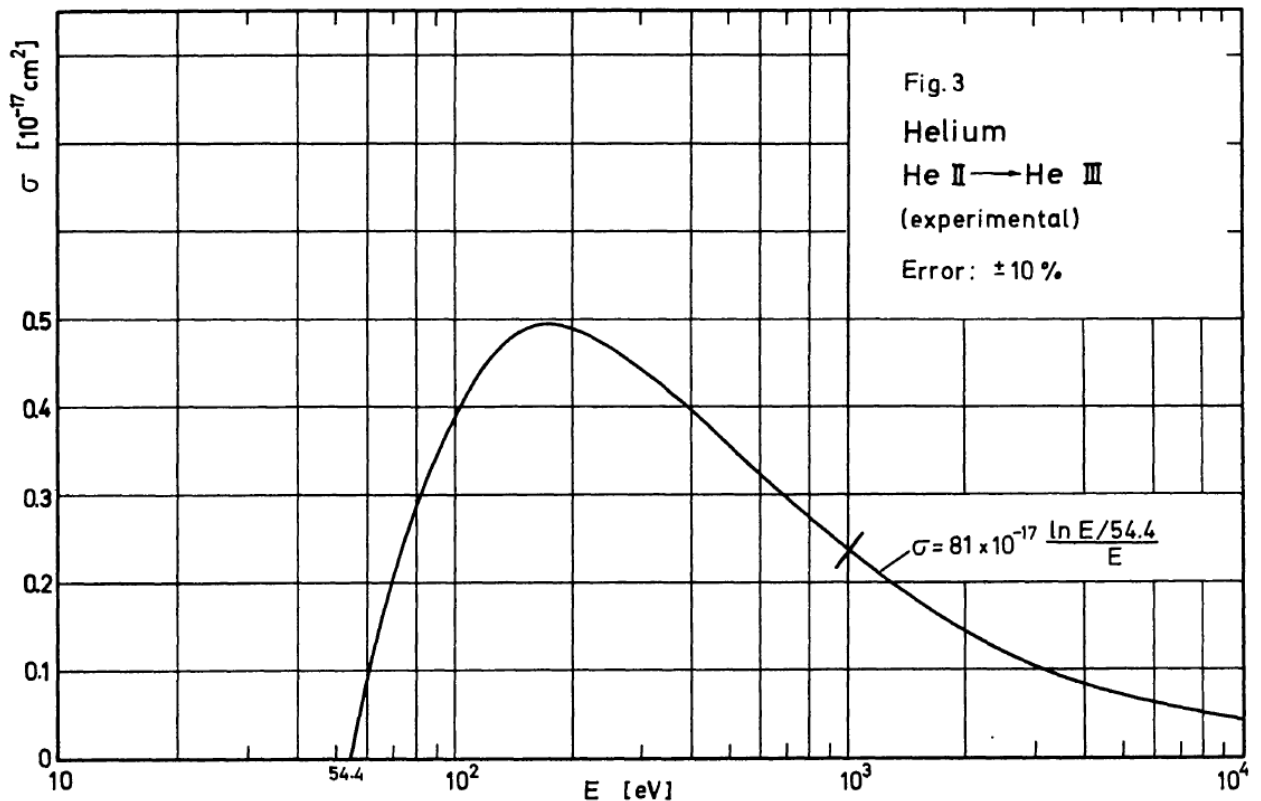


Рис. 3. Сечение ионизации HeII \rightarrow HeIII из основного состояния

2.6. Диффузия

Характерный размер проводящего канала $r = 0.12$ см. Примем этот размер за характерную длину сильного изменения плотности заряженных частиц. Это необходимо для определения типа диффузии в разряде – будет ли она амбиполярной или независимой. Значение характерной длины градиента плотности необходимо сравнить с дебаевским радиусом плазмы.

В наших условиях характерная температура может быть принята $T_{\text{хар}} = 2.6$ эВ, а плотность электронов $n_e = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Тогда дебаевский радиус составит:

$$d = \sqrt{\frac{kT_{\text{хар}}}{4\pi e^2 n_e}} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ см} \quad (16)$$

Очевидно, что полученное значение дебаевского радиуса много меньше характерного размера токового канала, следовательно, диффузия в этом случае будет амбиполярной.

Коэффициент амбиполярной диффузии в случае неизотермичной плазмы определяется по формуле [49]:

$$D_a = D_+ \left(1 + \frac{T_e}{T_g} \right) \quad (17)$$

По определению, коэффициент диффузии определяется соотношением

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda} \quad (18)$$

где \bar{v} – средняя скорость теплового движения диффундирующей фракции, $\bar{\lambda}$ – средняя длина свободного пробега. Основной вопрос при определении коэффициента диффузии оказывается связанным с нахождением этой длины.

Даже в случае одного плазмообразующего газа в различных режимах горения разряда процессы, определяющие рассеяние диффундирующих ионов, могут меняться. По определению, длина свободного пробега находится из соотношения:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2} \sigma_{\text{тр}} n_{\text{sk}}} \quad (19)$$

где $\sigma_{\text{тр}}$ – транспортное сечение рассеяния диффундирующей частицы на рассеивающих центрах концентрацией n_{sk} . При диффузии ионов в собственном газе основным процессом, отвечающим за их торможение является резонансная

перезарядка на атомах. Сечение перезарядки может быть определено с точностью до 50% по формуле [7]:

$$\sigma_{rech} = \frac{\pi \hbar^2}{2 \cdot 2mI} \ln^2 \left(\frac{100}{\bar{v}} \sqrt{\frac{2I}{m}} \right) \quad (20)$$

При силе тока дуги $I = 200$ А определенная из доплеровского уширения спектральной линии HeI 1083 нм температура тяжелых частиц составляет $T_a \approx 20\,000$ К. Тогда сечение перезарядки $\sigma_{rech} = 25 \cdot 10^{-16}$ см².

Вторым по величине сечением взаимодействия ионов с атомами является сечение поляризации:

$$\sigma_{pol} = 2\pi \sqrt{\frac{\alpha q^2}{\varepsilon'}} \quad (21)$$

где α – дипольная поляризуемость, ε' – кинетическая энергия, определяемая по формуле

$$\varepsilon' = \frac{m' v^2}{2} \quad (22)$$

где m' – приведенная масса.

Дипольная поляризуемость может быть определена по формуле Кирквуда [49]

$$\alpha = \frac{4}{9a_0 N_e} \left(\sum_{i=1}^{N_e} \langle r_i^2 \rangle \right)^2 \quad (23)$$

где N_e – число электронов в атоме, a_0 – боровский радиус (0.529 А) и $\langle r_i^2 \rangle$ – среднее расстояние i -ого электрона от ядра. Значение $\langle r_i^2 \rangle$ достаточно просто вычисляется при помощи слэтеровских экранировочных постоянных

$$\langle r_i^2 \rangle = (2n_i^* + 1)(2n_i^* + 2) \left[\frac{n_i^*}{2(Z - S_i)} \right]^2 a_0^2, \quad (24)$$

где n_i^* – эффективное главное квантовое число орбитали, содержащей i -й электрон, Z – заряд ядра, S_i – часть заряда i -ого электрона, экранированная от заряда ядра остальными электронами. Для тех же условий имеем: $\sigma_{pol} = 51 \cdot 10^{-17}$ см². Имеются и другие приближенные способы нахождения поляризуемости (Лондона, Кирквуда-Мюллера) [50].

В [7] приводятся следующие данные о поляризуемости:

Табл. 1

| | |
|----------------------------|--------------------|
| He (1^1S) | $1.39 \cdot a_0^3$ |
| He (2^1S) [*] | $800 \cdot a_0^3$ |
| He (2^3S) [*] | $316 \cdot a_0^3$ |

В случае же высоких степеней ионизации преобладают взаимодействия заряженных частиц друг с другом, и рассеяние происходит за счет кулоновского взаимодействия. Формальная формула для транспортного сечения в таких условиях может быть записана в следующем виде:

$$\sigma_{Coul} = \pi \frac{e^4}{\varepsilon^{i2}} \int_0^{\pi} \frac{\sin \chi}{4 \sin^2 \left(\frac{\chi}{2} \right)} d\chi \quad (25)$$

Так как нас интересуют только акты рассеяния на большие углы, осложняющие покидание частицей плазменного объема, интегрирование будем производить не от 0, а от $\pi/2$. Тогда величина сечения рассеяния ионов HeI на них же составит $\sigma_{Coul} = 14 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$.

И тогда совокупная длина свободного пробега для ионов HeII будет равна

$$\begin{aligned} \bar{\lambda} &= \frac{1}{\sqrt{2} \left((\sigma_{rech} + \sigma_{pol}) n_{HeI} + \sigma_{Coul} n_{HeII} + 4\sigma_{Coul} n_{HeIII} \right)} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2} \left((25 + 5.1) \cdot 0.4 + 140 \cdot 8 + 0 \right)} = 6.2 \cdot 10^{-4} \text{ см} \end{aligned} \quad (26)$$

а для ионов HeIII

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2} \left(2\sigma_{pol} n_{HeI} + 4\sigma_{Coul} n_{HeII} + 16\sigma_{Coul} n_{HeIII} \right)} \quad (27)$$

И коэффициент амбиполярной диффузии D_a составит:

$$D_a = \frac{1}{3} \bar{v}_i \bar{\lambda}_i \left(1 + \frac{T_e}{T_g} \right) = \frac{1.1 \cdot 10^6 \cdot 6.2 \cdot 10^{-4}}{3} \left(1 + \frac{2.6}{1.7} \right) = 5.8 \cdot 10^2 \frac{\text{см}^2}{\text{с}} \quad (28)$$

Запишем уравнение диффузии (второй закон Фика). В данном виде он описывает скорость ухода частиц сорта i за счет диффузии через элементарную площадку dS .

$$\frac{dN_i}{dt} \approx -D_i \frac{dn_i}{dx} dS \quad (29)$$

Расположим площадку dS на границе плазмы. Тогда для перехода от штук к концентрациям разделим обе части на $r/2 \cdot dS$

Принимая характерную градиентную длину равной радиусу токового канала разряда r , можно записать выражение для скорости потери заряженных частиц за счет диффузии:

$$\Delta_{diff} \approx -5.8 D_a \frac{n_i}{r^2} = -5.8 \cdot 5.8 \cdot 10^2 \frac{8 \cdot 10^{16}}{0.1^2} = -2.7 \cdot 10^{22} \frac{1}{\text{см}^3 \text{с}} \quad (31)$$

Аналогичным образом происходит и диффузия атомов, при этом в случае низких степеней ионизации потеря возбужденных атомов может оказаться существенным фактором потери внутренней энергии системы. Это связано с тем, что сечение взаимодействия атом-атом крайне мало и пропорционально квадрату радиусу атома. Радиус атома в свою очередь оказывается пропорционален квадрату главного квантового числа.

$$r_{aH} \approx \frac{4\pi\hbar^2 \varepsilon_0}{m_e e^2} n^2 \text{ для атома водорода. В общем случае } r_a \sim C_a n^2 \quad (32)$$

Для гелия примем $C_a = 31 \cdot 10^{-10}$ см (радиус атома гелия в основном состоянии согласно [51]). Тогда сечение взаимодействия атом-атом может быть оценено, как

$$\sigma_{ak} \approx \frac{\pi \left[C_a \left(\frac{\sum_{m=1}^M (HeI_m n_m^2)}{\sum_{m=1}^M HeI_m} + n_k^2 \right) \right]^2}{2} \quad (31)$$

где n_k и n_m – главные квантовые числа взаимодействующих атомов. Коэффициент $1/2$ взят в связи с тем, что нас интересуют только отклонения на большие углы.

Тогда длина свободного пробега атома в k -ом возбужденном состоянии может быть оценена по формуле:

$$\bar{\lambda}_k = \frac{1}{\sqrt{2} \left(\sigma_{ak} \sum_k n_{Helk} + (\sigma_{nep} + \sigma_{pol}) n_{HeII} + 2\sigma_{pol} n_{HeIII} \right)} \quad (32)$$

При этом скорость рекомбинации, оцененная по данным о коэффициенте ударно - радиационной рекомбинации для гелиевой плазмы [20] оказывается равной:

$$\Delta_{rec} \approx -K_{rec} n_i n_e^2 = -8 \cdot 10^{-14} (8 \cdot 10^{16})^2 = -5.1 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{см}^3 \text{с}} \quad (33)$$

Видно, что скорость потери зарядов за счет диффузии существенно превышает скорость рекомбинации, благодаря чему можно ввести приближенное рассмотрение нашей плазменной системы, в рамках которого уход зарядов на стенку плазматрона является преобладающим, и обратный поток из континуума в пространстве возбужденных состояний отсутствует. В этом случае процессы ионизации компенсируются потерями заряженных частиц за счет амбиполярной диффузии, и скорость ионизации может быть оценена, как $\Delta_{ion} \approx \Delta_{diff}$.

В случае амбиполярной диффузии возникающее поле поляризации, возникающее в результате разделения зарядов, вызванного тепловым движением наиболее подвижных заряженных частиц – электронов, может быть оценено по формуле [7]:

$$E_x = \frac{-kT_e}{q} \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial x} \approx \frac{-kT_e}{qR} \quad (34)$$

где $R = 2.4$ мм – радиус канала плазматрона. Это расстояние соответствует максимальной разнице электронной плотности, достигающей своего максимального значения на оси плазматрона и минимума на его стенке, где происходит нейтрализация зарядов. Подставляя в выражение (34) значение $T_e = 2.6$ эВ получаем величину $E_x \approx 10$ В/см.

Таким образом радиальная составляющая электрического поля, наличие которой обусловлено амбиполярной диффузией заряженных частиц, не превышает “греющее” продольное поле ($E_z \approx 20$ В/см).

Следует отметить, что радиальный вынос массы компенсируется в данной проточно - дуговой плазме продольным потоком нейтральных частиц. В результате замыкается простая цепочка процессов: поступление атомов извне \rightarrow их возбуждение \rightarrow ионизация возбужденных атомов \rightarrow амбиполярная диффузия ионов и электронов. Эта цепочка определяет баланс трех основных компонент плазмы: ионов (электронов), нормальных и возбужденных атомов. Скорости всех четырех процессов практически одинаковы.

Результаты решения системы уравнений (1), описанной в пункте 2.1 для температур электронов 2, 3, и 4 эВ и атмосферном давлении, представлены на рисунках 4, 5, 6. Учет потерь заряженных частиц за счет амбиполярной диффузии в данной модели привел к пятикратному завышению концентрации атомов, но вид зависимости $\ln[n_k/g_k](E)$ остался равновесным. При этом концентрация электронов n_e , рассчитанная из уравнений баланса для температуры электронов $T_e=2$ эВ оказалась почти вдвое меньше равновесной, полученной из решения системы уравнений Саха ($n_e^{\text{Саха}} = 1.15 \cdot 10^{17}$ см⁻³). Однако с ростом температуры и, как следствие, скорости ионизации расчетное значение n_e стремится к равновесному и близкому к нему экспериментально определенному значению (см. пункт 4.3).

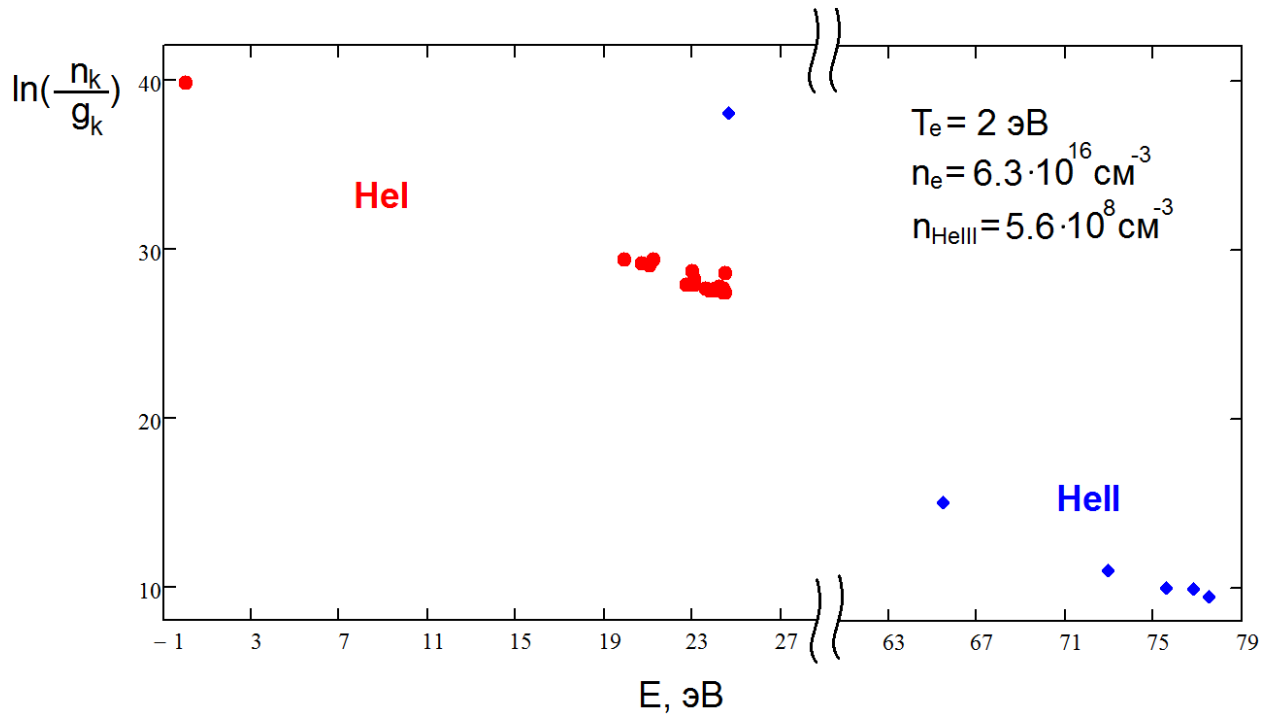


Рис. 4. Результаты моделирования состава плазмы Не атмосферного давления при температуре электронов $T_e = 2 \text{ эВ}$

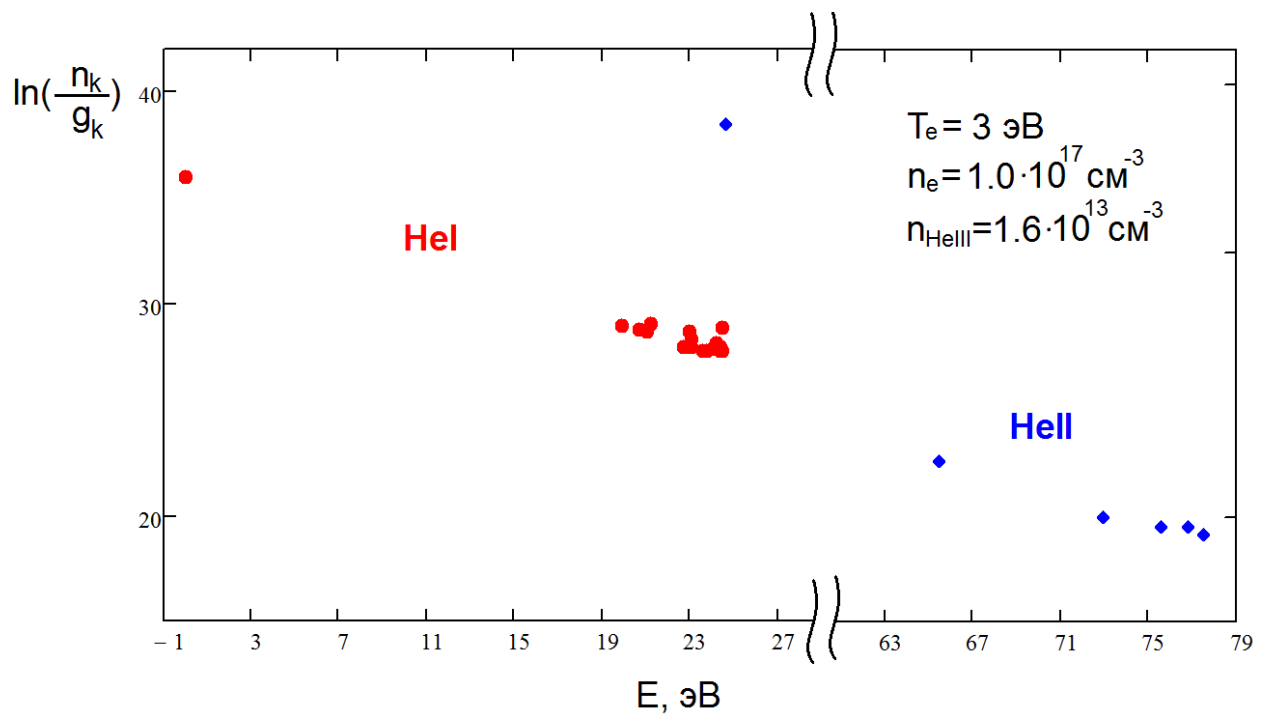


Рис. 5. Результаты моделирования состава плазмы Не атмосферного давления при температуре электронов $T_e = 3 \text{ эВ}$

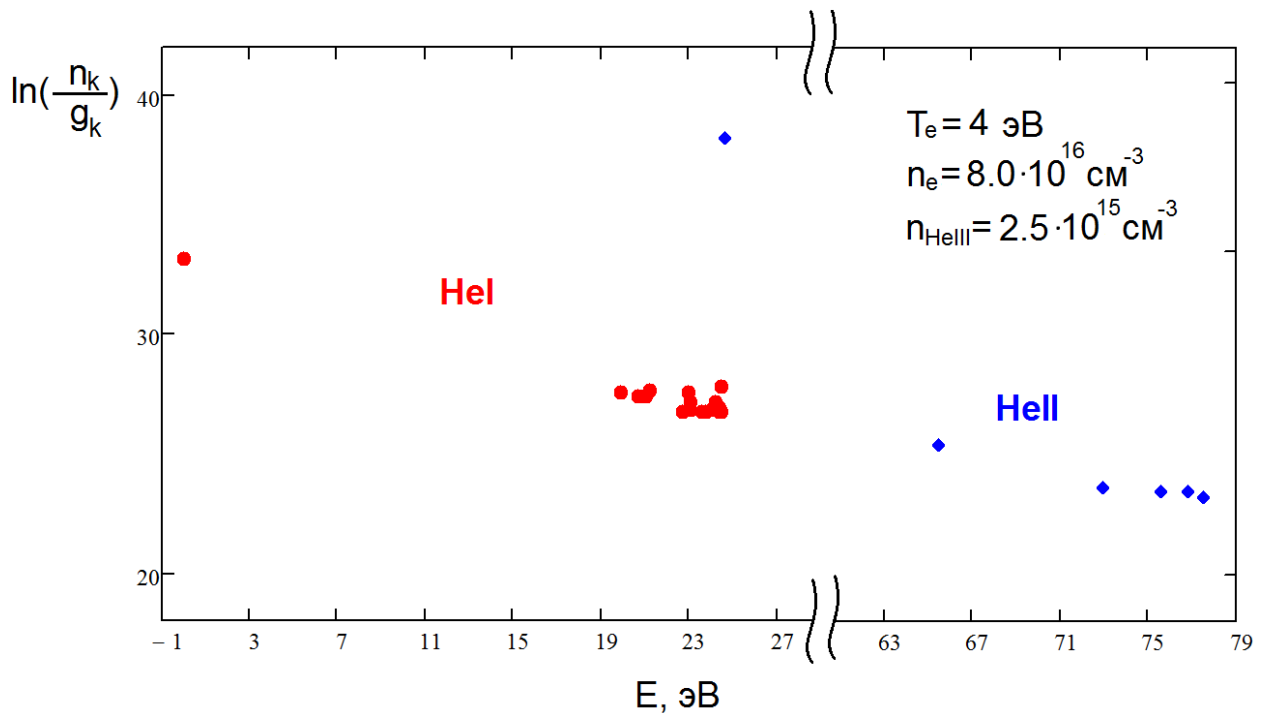


Рис. 6. Результаты моделирования состава плазмы He атмосферного давления при температуре электронов $T_e = 4 \text{ эВ}$

Наблюдаемые на рисунках 3 ÷ 6 колебания значений заселенностей возбужденных состояний связаны с отсутствием в данных [29] некоторых компонент мультиплетов и вероятностей спонтанных переходов, что приводит к завышению заселенностей соответствующих им энергетических состояний. Стоит отметить, что, решение системы уравнений (1) казалось не очень чувствительным к используемым приближенным значениям сечений (см. пункты 2.2 ÷ 2.6) и неполным данным о конфигурациях энергетических уровней и вероятностях переходов. Это проявляется в том, что определенная из расчетных распределений методами равновесной плазмы температура электронов T_e с точностью до процента соответствует температуре, заданной во входных данных системы (1). Возможно, используемая в расчетах константа скорости амбиполярной диффузии оказалась слишком мала для того, чтобы повлиять на форму распределений атомов и ионов по возбужденным состояниям.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

3.1. Экспериментальная задача

Как было отмечено ранее, задачей данной работы является изучение высокоионизованной плазмы гелия, создаваемой при помощи дугового плазмотрона. Конкретные задачи таковы:

- Экспериментально реализовать стационарные состояния сильноионизованной плазмы гелия атмосферного давления с концентрацией электронов $n_e \cong 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
- Исследовать излучательные свойства такой плазмы, выявить ключевые особенности неравновесного возбуждения и ионизации пространственно неоднородной плазмы гелия с $T_e \approx 2 \div 3 \text{ эВ}$;
- Сформировать комплекс методов для спектрального определения температуры электронов T_e , температуры тяжелых частиц T_a и концентрации электронов n_e в гелиевой плазме в отсутствие ЛТР;
- В результате анализа контуров линий провести верификацию, и при необходимости уточнить значения констант штарковского уширения ряда спектральных линий HeI.

Специально для данной задачи был разработан и произведен диагностический дуговой плазмотрон. Генераторы плазмы такого типа известны и применяются довольно давно, и технологические решения, необходимые для достижения оптимальных режимов работы, хорошо отработаны [52, 53]. Подобного рода устройства широко применялись и в исследованиях в области физики газоразрядной плазмы, и при изучении гидродинамики при высоких температурах рабочего тела [54 ÷ 69]. Наиболее подходящей для целей эксперимента оказалась конструкция с комбинированным катодом, представляющим из себя водоохлаждаемый медный цилиндр со вставкой из

вольфрама, самоустанавливающейся длиной дуги и закруткой газа, необходимой как для стабилизации разряда, так и для уменьшения тепловой нагрузки на анод. Канал плазмотрона сделан расширяющимся, так как, согласно [66], это должно было положительно сказаться на работе и характеристиках генератора плазмы, благодаря тому, что позволяет увеличить скорость холодного газа на начальном участке разрядного промежутка без нарушения ламинарного режима его течения. Также расширяющийся канал позволяет избежать возникновения неустойчивостей, которые могли бы иметь место из-за искривления линий электрического поля [65] благодаря распределению электрического тока по поверхности анода и, соответственно, магнитного поля тока, способствующего повышению устойчивости положительного столба в разрядном промежутке. При этом длина дуги сокращается, тепловые потоки на стенки начинают распределяться более равномерно, что также приводит к значительному уменьшению локальной плотности тока и удельного теплового потока на анод и способствует уменьшению его эрозии.

В результате проведенной серии одномерных расчетов течений при постоянном числе Маха авторы [56] рекомендуют использовать профиль канала с углом $\alpha = 6^\circ$ между стенкой анода и осью разрядного канала.

С целью определения положения и характера горения дуги в канале плазмотрона были проведены эксперименты по генерации плазмы гелия атмосферного давления с регистрацией ее излучения при помощи скоростной камеры. На рисунке 7 представлен кадр видеосъемки плазменного шнура через имеющиеся в плазмотроне смотровые окна (а) и временные зависимости положения наиболее яркой точки для каждого из них (б). Видно, что дуга практически не меняет своего положения с течением времени, заметны некоторые пульсации, связанные с вращением дуги, наиболее ярко проявляющиеся для области, отдаленной от точек “привязки” дуги.

В результате анализа видео были выявлены два основных факта:

- Дуга является стабилизированной;
- Дуга прижимается к верхней части канала плазмотрона по мере удаления от катода.

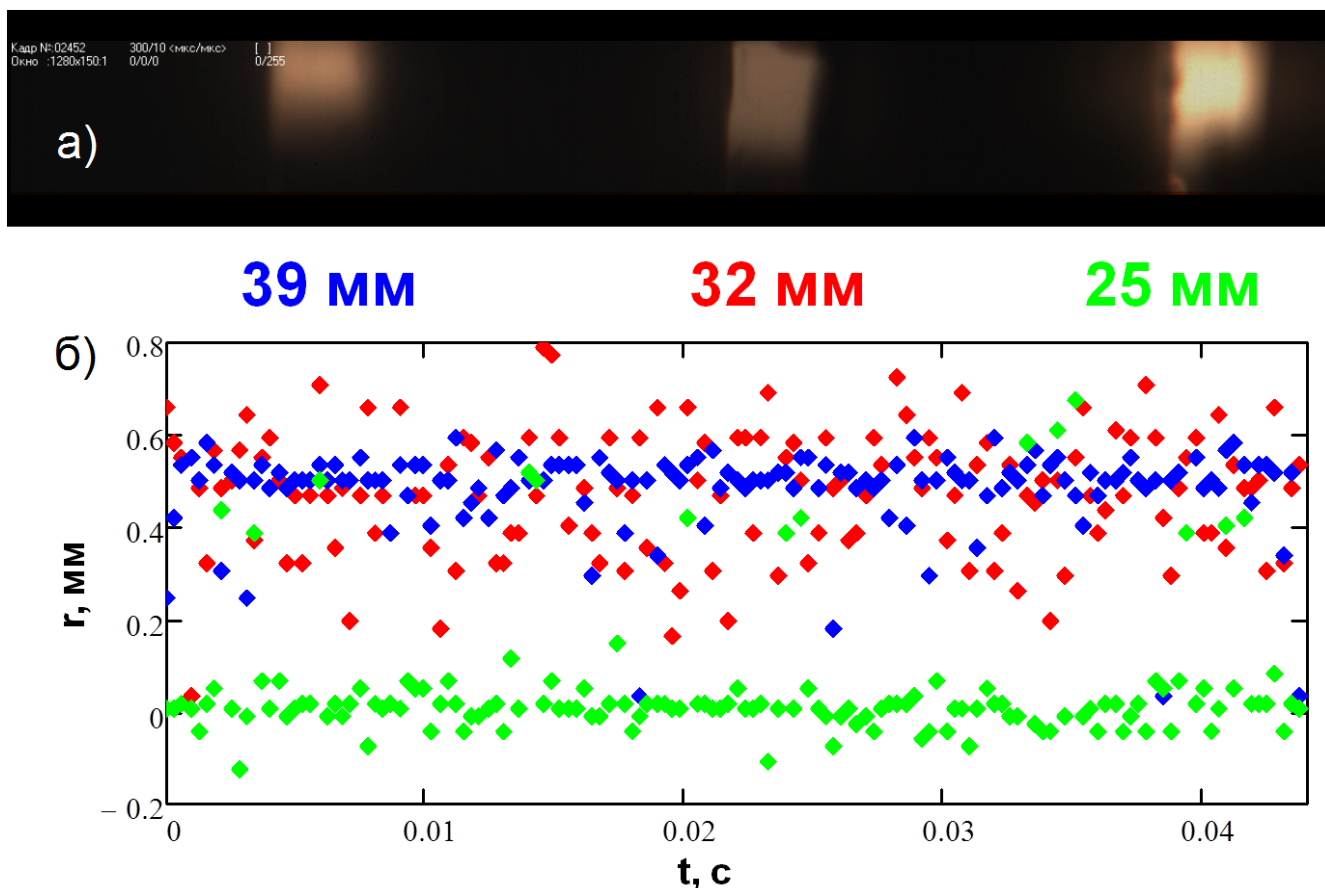


Рис. 7. Результаты видеосъемки горения дуги в канале плазмотрона: а) отдельно взятый кадр; б) положение наиболее яркой точки с шагом по времени $3.1 \cdot 10^{-4}$ с

Особым требованием при проектировании плазмотрона было наличие секционированного анода в целях обеспечения возможности исследования излучательных свойств генерируемой плазмы на различных расстояниях от катода. Первостепенной задачей при этом было создание такого дизайна, при котором наличие смотровых щелей сочеталось бы с как можно более узкими электрически изолированными друг от друга секциями с индивидуальным охлаждением. Для достижения этих целей были разработаны кольца оригинальной конструкции, представленные на рисунке 8. Кольца выполняются

из меди. На одной стороне кольца выбран паз, использующийся для наблюдений за плазменным объектом. С другой стороны кольца имеется выпирающая часть, призванная экранировать уплотнительную шайбу от прямого излучения плазмы, которое могло бы её сжечь. Шайба служит для электроизоляции колец друг от друга и обеспечения герметичности разрядной камеры. Для охлаждения секций плазмотрона в них высверливаются два π -образных канала: сверления под углом 45° друг к другу соединяются попарно сверлениями, проходящими с двух сторон от канала плазмотрона, выходы которых запаиваются. Для сопряжения секций друг с другом системы охлаждения в шахматном порядке повёрнуты на 10° относительно сошлифованных поверхностей, перпендикулярных смотровым щелям. Эти гладкие поверхности служат для крепления к ним на винтах смотрового окна, общего для всех смотровых щелей. Предварительно поверхности и пространство между ними в районе крепления окошка промазывается герметиком.

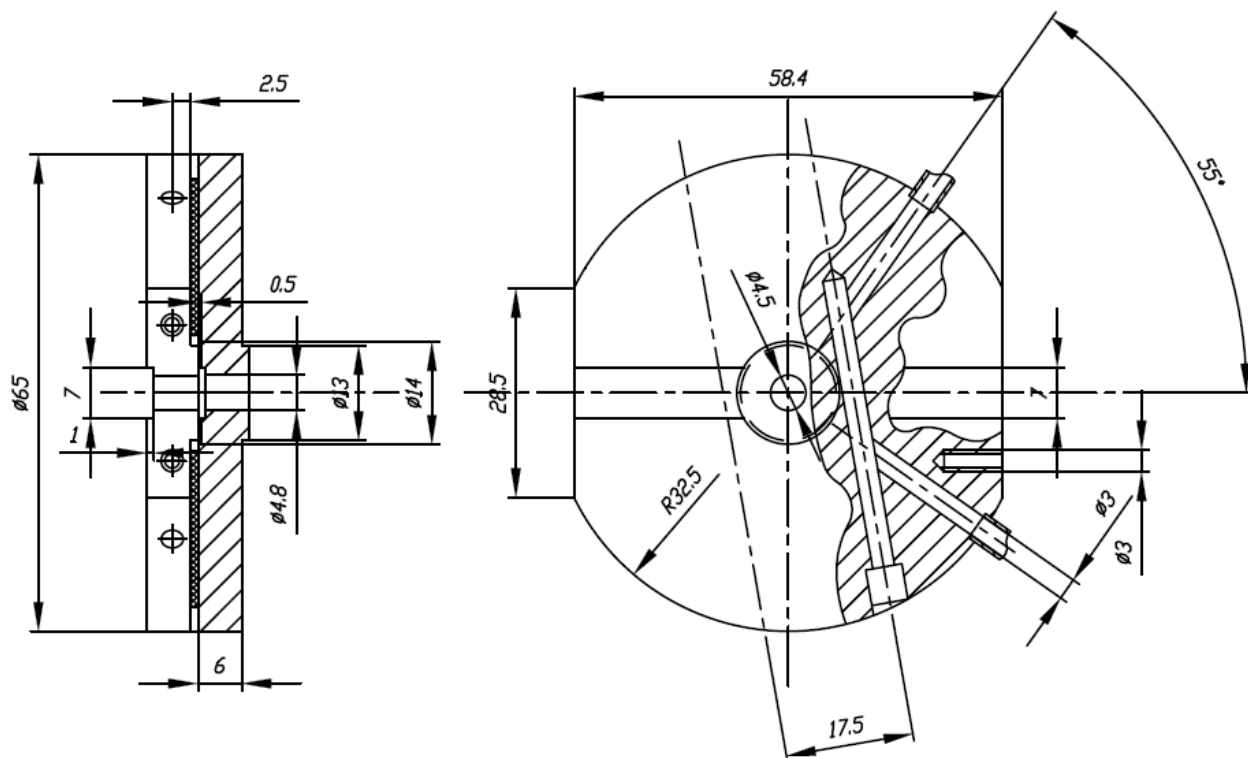


Рис. 8. Кольца плазмотрона с секционированным анодом

Сопло нового плазмотрона тоже имеет свои особенности (рис. 9). Прежде всего, оно имеет индивидуальную систему охлаждения, подобную системам охлаждения колец, но со сверлениями большего диаметра. Также в нём предусмотрено двухуровневое сверление, позволяющее производить наблюдение за прикатодной областью. Выход этого канала для наблюдений закрывается тем же окошком, что и смотровые щели. Вся зона горения дуги в сборке показана на рисунке 10. Закрученный поток газа проходит через сопло, которое, расширяясь под углом 12° , переходит в цилиндрический участок канала плазмотрона, состоящий из 3 секций шириной 7 мм каждая. Далее канал плазмотрона расширяется под углом 12° на протяжении ещё 3 секций, после которых идёт выходной фланец, позволяющий закрепить плазмотрон на системе выхлопа. Эта система представляет собой длинную прямую трубу в водяной рубашке, предназначенную для охлаждения газа, выходящего из плазмотрона. В торце же этой трубы располагается ещё одно смотровое окошко.

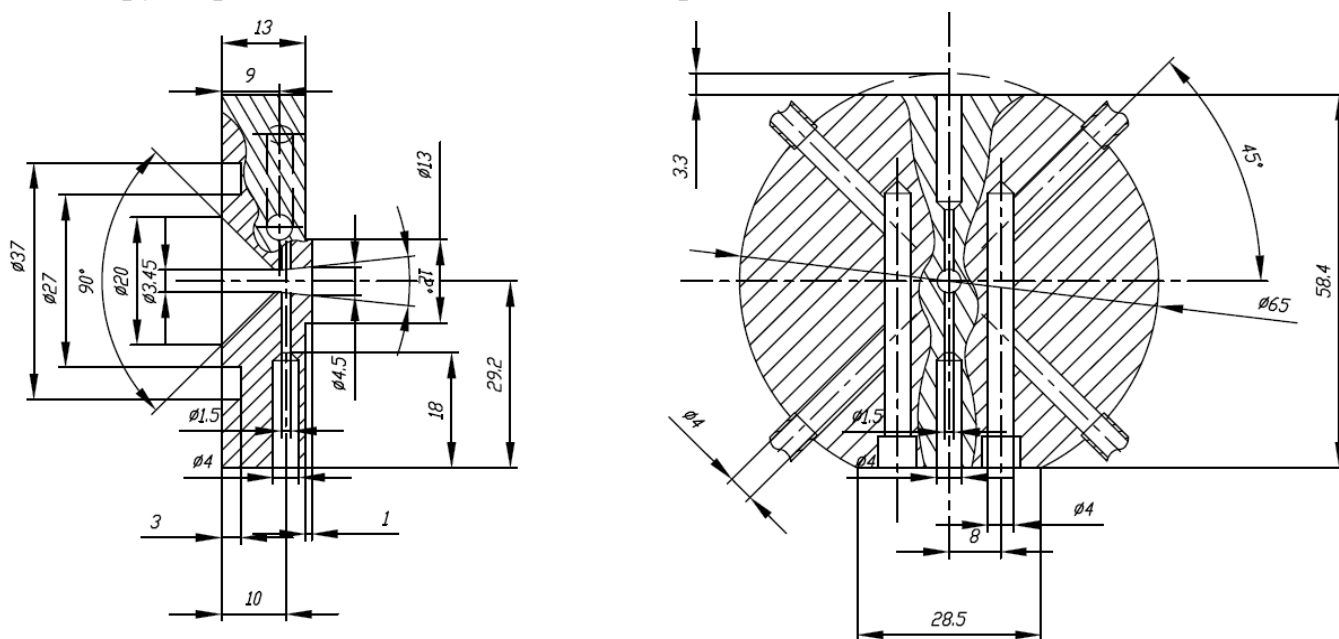


Рис. 9. Сопло

Стоит отметить, что создание стационарно горячей дуги в гелии осуществляется в два этапа: на первом этапе производится пробой аргона, как газа с заметно меньшим потенциалом ионизации, чем у гелия (15.75 эВ против 24.59 эВ), а затем в уже горящую дугу постепенно начинает подмешиваться гелий

до тех пор, пока аргон не будет полностью замещён. В эксперименте используется гелий газообразный (сжатый) очищенный марки А ТУ 0271-135-31323949-2005, объемная доля примесей в котором составляет не более 0.005%. При этом расход гелия меняется в пределах от 0.02 г/с до 0.05 г/с, обеспечивая среднemasсовую скорость течения газа в канале плазмотрона ~ 100 м/с.

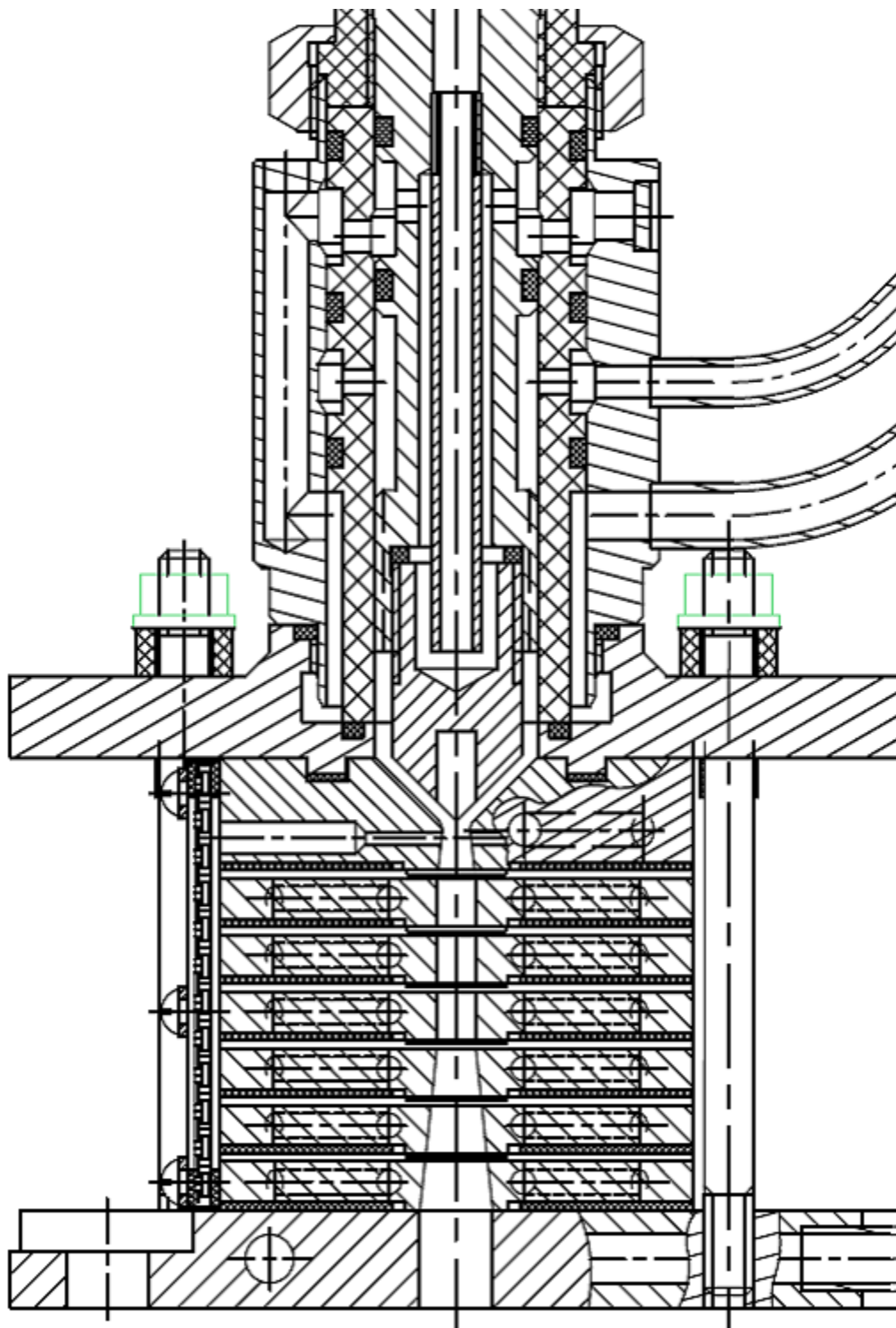


Рис. 10. Вид канала плазмотрона в сборке

3.2. Расчёт системы охлаждения

При конструировании данного плазмотрона предъявлялись крайне жёсткие требования к его геометрии. Потому в разработанном плазмотроне будет применяться наиболее эффективная система охлаждения, которая может быть “вписана” в его геометрию. Эта система включает в себя индивидуальное водяное охлаждение всех элементов системы: катодного узла и самого катода, сопла, фланцев и колец, из которых набирается канал дуги. Это позволяет, помимо эффективного съёма теплоты, определять тепловые потоки на каждый из элементов разрядной камеры в отдельности. И хотя медь и гелий имеют довольно высокую теплопроводность, а расходы охлаждающей воды и гелия довольно высоки, плазмотрон планируется эксплуатировать в режимах с довольно большими токами дуги (до 500 А в стационарном режиме), потому не лишним было оценить работоспособность системы охлаждения перед тем, как исполнять плазмотрон в металле.

Расчет охлаждения катода начинается с оценки теплового потока на него от пятна дуги при максимальной рабочей силе тока $I = 500$ А. Для надёжности примем, что вся выделяемая в дуге мощность приходится на исследуемую секцию плазмотрона. Напряжённость электрического поля в прикатодной области будет составлять примерно $E \approx 30$ В/см, средняя же напряжённость будет $\langle E \rangle \approx 20$ В/см, в этом случае объёмная плотность энергосвечения в дуге составит:

$$jE = \sigma E^2 \approx 3 \cdot 10^3 \cdot 30^2 = 9 \cdot 10^4 \text{ Вт} / \text{см}^3. \quad (35)$$

Тогда плотность теплового потока на стенку плазмотрона:

$$q_w = jEh \approx 9 \cdot 10^4 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^3} \cdot 0.8 \text{ см} \approx 7 \cdot 10^4 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}. \quad (36)$$

Далее определим температуру насыщения охлаждающей воды $t_{вн}$ при давлении в системе охлаждения $p = 5 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$.

$$t_{вн} = 100 \cdot \sqrt[4]{10^{-5} \cdot p} = 100 \cdot \sqrt[4]{10^{-5} \cdot 5 \cdot 10^5} = 149 \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (37)$$

Для дальнейших оценок нам необходимо принять температуру охлаждаемой стенки электрода равной температуре кипения воды $t_{вн}$ при давлении $p = 5 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, $t_{вн} = 149^\circ\text{C}$, и определяем по формуле максимально допустимый перепад температуры на стенке медного электрода:

$$\Delta t = t_{нм} - t_{вн} = 1083 - 149 = 934^\circ\text{C}, \quad (38)$$

где $t_{нм}$ - температура плавления меди (1083°C).

После этого рассчитываем максимально допустимую толщину стенки электрода, при которой достигается этот перепад:

$$\delta = C \cdot 0,5 \cdot d \cdot \left(\exp \left[\frac{2 \cdot \lambda \cdot \Delta t}{q \cdot d} \right] - 1 \right) = 0,6 \cdot 0,5 \cdot 0,0045 \left(\exp \left[\frac{2 \cdot 4 \cdot 10^2 \cdot 934}{7 \cdot 10^8 \cdot 0,0045} \right] - 1 \right) = 0,004 \text{ м}, \quad (39)$$

где $\lambda = 4 \cdot 10^2 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ – теплопроводность воды, а C – коэффициент, учитывающий то, что обтекание охлаждающей водой в нашем случае является некруговым, а имеет разрывы.

Из данного простого расчета видно, что толщина стенки должна быть достаточно малой, чтобы система охлаждения могла сохранить медные электроды от плавления. При этом она совпала с толщиной, рекомендованной конструкторским отделом ($4 \div 5 \text{ мм}$), позволяющей теплу равномерно “растекаться” внутри кольца и компенсировать тем самым отсутствие радиальной симметрии системы охлаждения. Также толщина стенки 4 мм вполне обеспечивает прочность плазмотрона и самой стенки даже при значительно больших давлениях охлаждающей воды, чем те, при которых проводился расчёт.

3.3. Нагрев плазмы протеканием электрического тока

Начать рассмотрение задачи нагрева гелиевой плазмы до температур, обеспечивающих высокие степени ионизации, следует с обсуждения исходных приближений. Прежде всего, будем считать плазму лоренцевой. Это означает, что мощность импульсного источника будет передаваться электронам, как наиболее подвижным частицам. При этом стоит отметить, что скорость распространения электрического поля в плазме несравнимо выше скорости потока газа, вследствие чего течение газа не оказывает прямого влияния на установление электронной температуры. Температура электронов устанавливается мгновенно и “отслеживает” профиль импульса.

Далее подводимая к дуге мощность передаётся посредством соударений от электронов тяжёлым частицам. А те, в свою очередь, выносят энергию из плазменного объёма за счёт движения потока, а также нагревая стенку плазмотрона посредством теплопроводности и излучения (далее эти тепловые потоки снимаются охлаждающей водой).

В конечном итоге задачей этого предварительного анализа является оценка энергозатрат, необходимого для получения дуги с необходимой электронной температурой ~ 4 эВ, при которой ожидается реализация состояния плазмы с $[He] \ll [He^+] \approx [He^{++}] < n_e$. Прежде всего, для такого расчёта необходимо знать переносные свойства гелия. Для этого будут использованы табличные данные [70] для температур менее 3 эВ и аппроксимационные формулы [71] для более высоких температур. Полученные в результате зависимости тепло- и электропроводности гелия от температуры представлены на рисунках 11 и 12.

Значения тока дуги и падения напряжения на элементах плазмотрона по ходу эксперимента автоматически регистрировались и приведены на рисунке 13. Из рисунка видно, что электрические характеристики дуги ведут себя довольно стабильно, причем значения падения напряжения остаются постоянными для всех

токов дуги. Напряженность продольного электрического поля, оцениваемая по величине падения напряжения на дуге ($U_{КА} \approx 58.9$ В) и на регулируемом промежутке катод – сопло ($U_{КС} \approx 15.3$ В) при учете ее длины $l_D \approx 30$ мм и геометрии расширяющегося канала, составляет $E_z \approx (20 \pm 5)$ В/см.

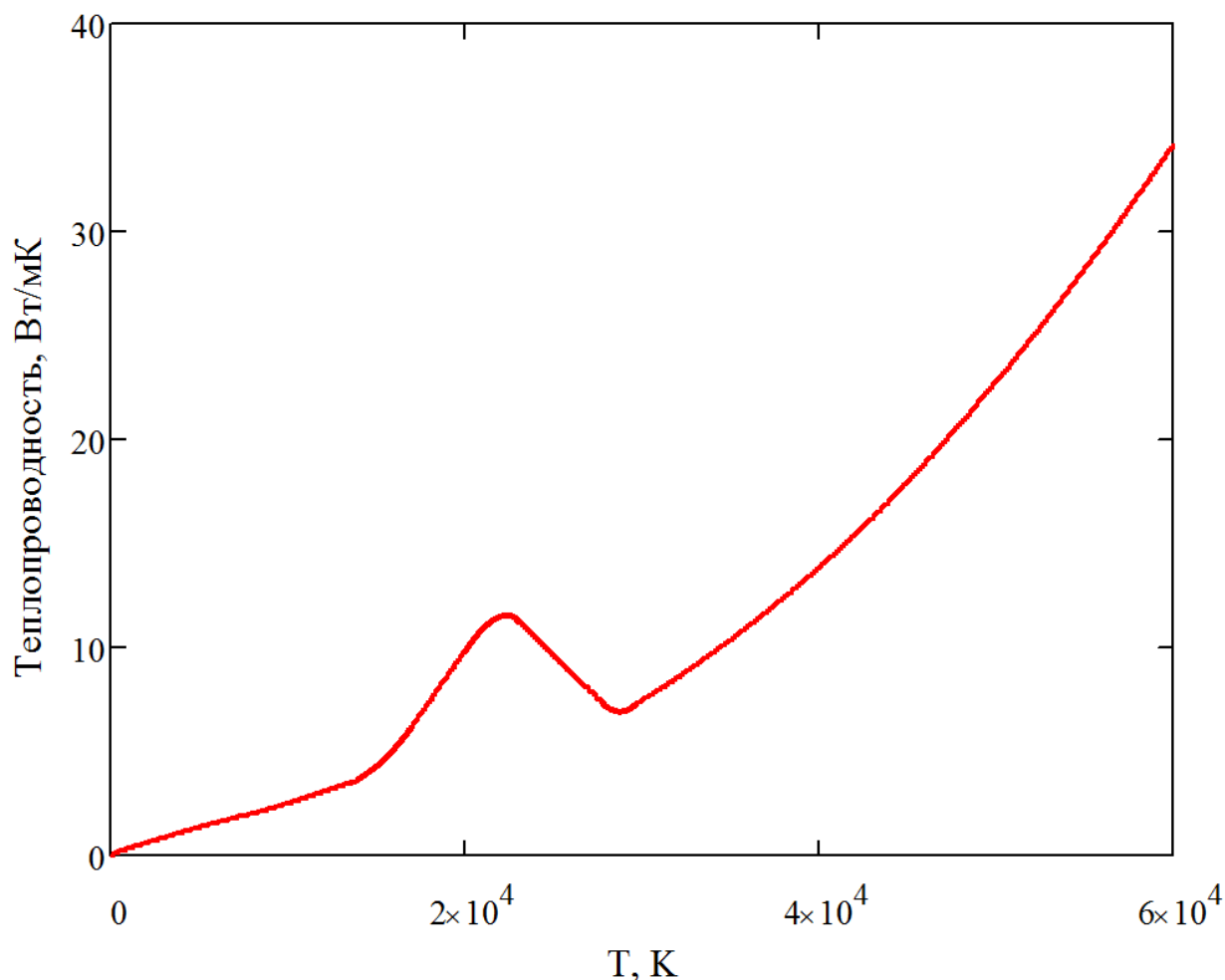


Рис. 11. Зависимость коэффициента теплопроводности гелия от температуры

Оптический радиус дуги, регистрируемый спектроскопически вертикальной ПЗС - линейкой системы МАОС-2, составляет (0.20 ± 0.03) см. В плазме с током 400 А ожидаемая концентрация электронов в осевой области $n_e(0) \sim 1 \cdot 10^{17}$ см³, плотность тока составляет $j = I_D / \pi r_0^2 \approx 3 \cdot 10^3$ А/см², а удельный энерговклад $\varepsilon = jE = 0.6 \cdot 10^5$ Вт/см³. Проводимость плазмы в приосевой зоне составляет $\sigma(0) \approx j/E \approx 150$ 1/Ом·см $\approx \sigma^{СП}$, что примерно соответствует температуре $T \approx 2.4$ эВ [41] ($\sigma^{СП}$ – «спитцеровская» проводимость полностью ионизованной плазмы согласно [71]). Температуру на границе дуги можно принять равной

температуре стенки, которая заметно меньше температуры на оси, поэтому можно положить $T_w = 0$. Тогда разрядный ток можно выразить, как

$$i = E \int_0^R \sigma \cdot 2\pi r dr \quad (40)$$

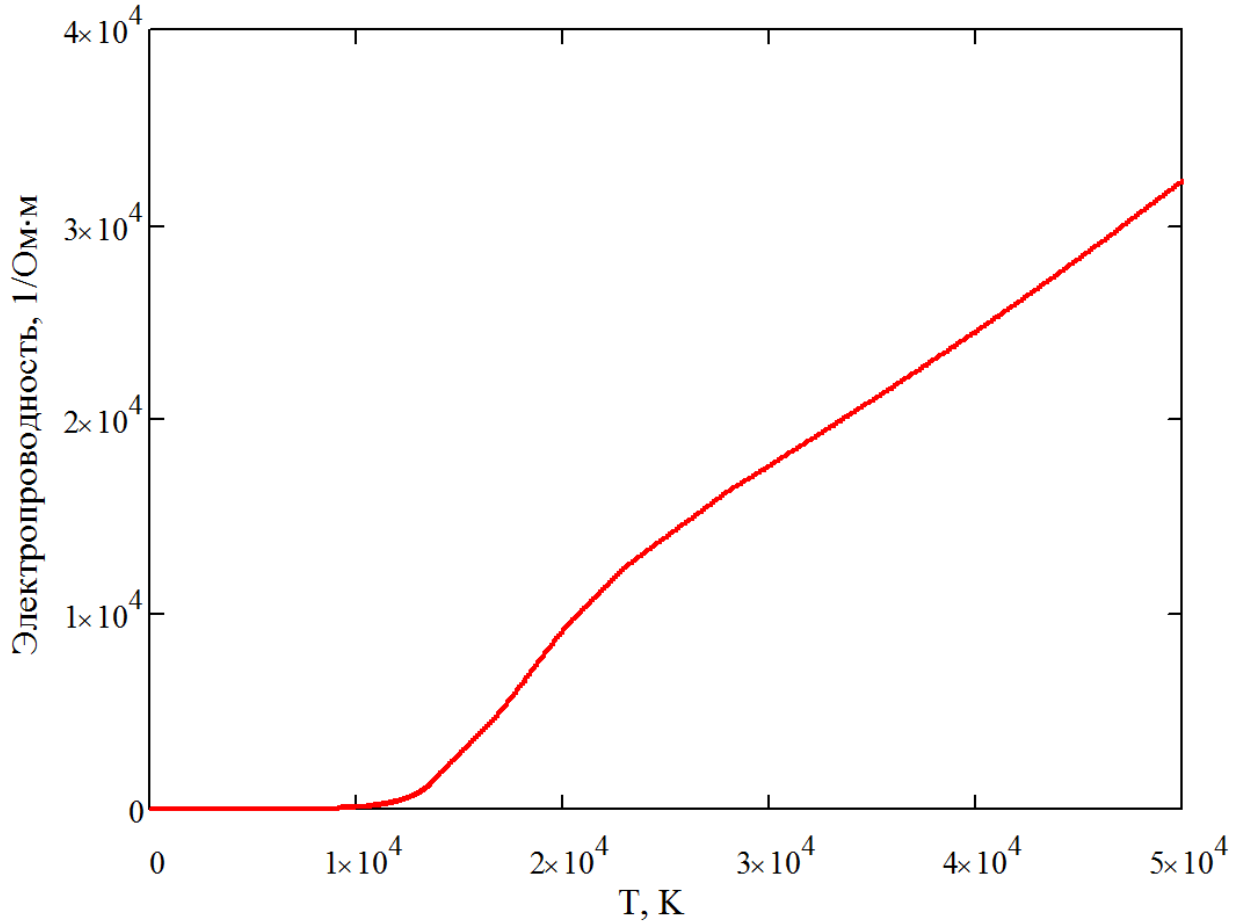


Рис. 12. Зависимость электропроводности гелия от температуры

Запишем уравнение локального баланса энергии для приосевой области исследуемой плазмы гелия:

$$jE = \sigma E^2 = W_{\text{ion}} + W_{\text{el}} + W_{\text{rad}} \quad (41)$$

Здесь $W_{\text{ion}} = n_e \cdot n_A \cdot S_i E_i^{\text{He}}$ – затраты энергии на ионизацию, $n_A \approx P / kT_g$ – концентрация нейтрального гелия в основном состоянии, где P – давление, k – постоянная Больцмана, T_g – температура тяжелых частиц. S_i , согласно [32]

$$S_i^{\text{He}} \approx 3.15 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_e, \text{эВ}} \cdot \exp(-19.38/T_e, \text{эВ}). \quad (42)$$

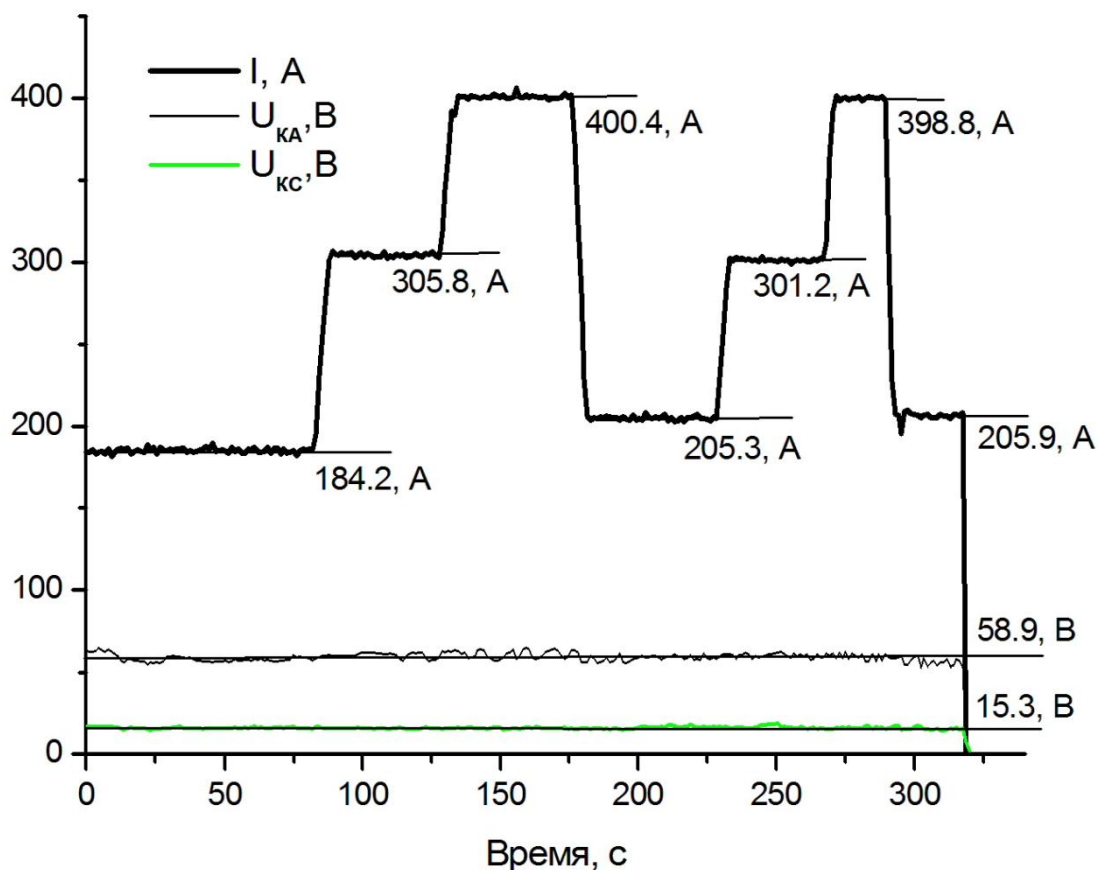


Рис. 13. Напряжение и сила тока в ходе эксперимента

При ожидаемой температуре электронов $T_e = 2.4$ эВ согласно (42) $S_i^{\text{He}} \sim 1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$, и $W_{\text{ion}} \sim 1 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^3 > jE$, – это указывает на завышение оценки затрат энергии на ионизацию согласно (42). Проанализируем уравнение баланса энергии электронного газа. Упругие потери составят

$$W_{el} = \frac{3}{2} k n_e \bar{v}_e \left[\sigma_{ei} n^+ + 4\sigma_{ei} n^{++} + \sigma_{ea} n \right] \frac{2m}{M} (T_e - T_a). \quad (43)$$

Потери энергии на излучение плазмы гелия с исследуемыми параметрами оказываются значительно менее упругих потерь.

Суммарная мощность излучения континуума невелика [7]:

$$W^{ff,fb} = 1.42 \cdot 10^{-34} n_e n_i Z^2 \sqrt{T_e [K]} (1 + E_g/kT_e [K]) \approx 2000 \text{ Вт/см}^3 \quad (44)$$

где $Z=2$ – заряд ядра гелия, $E_g = 4.77$ эВ – энергия связи первого возбужденного состояния гелия, k – постоянная Больцмана.

Вследствие того, что «жесткое» излучение ВУФ (вакуумного ультрафиолетового) диапазона, обусловленное энергетическими переходами, соответствующими главной серии атома гелия ($np^1P_0^0 \rightarrow 1s^2^1S_0$, интервал длин волн $50.6 \div 58.4$ нм), заперто ввиду высокой концентрации поглощающих атомов n_A и малой ширины спектральных линий этого диапазона ($\tau_0 = k_0R \geq 50$), в результате выхода реабсорбированного излучения потери мощности примерно такие же:

$$\sum A_{k1} \theta_{k1} n_k h\nu_{k1} \approx 2200 \text{ Вт/см}^3 \quad (45)$$

Здесь A_{kl} – вероятности переходов, θ_{kl} – вероятность вылета фотона без поглощения [11]. Потери энергии за счет оптически тонкого излучения УВИ (ультрафиолетового, видимого и инфракрасного) диапазона составляют около 1.5 кВт/см^3 . Следовательно, вкладываемая в разряд электрическая мощность (по порядку величины $\sigma E^2 \sim 1 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^3$, $I \cdot E \sim 1 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}$) отводится в водоохлаждаемые стенки плазмотрона преимущественно теплопроводностью, и приближенное уравнение баланса энергии в цилиндрическом канале может быть записано так [7]:

$$\int_{T_w}^{T_0} \sigma(T) \lambda(T) dT = \frac{IE\sigma_0}{4\pi} \quad (46)$$

Сравнивая интеграл слева (для его определения используем данные о $\sigma(T)$ и $\lambda(T)$, приводимые в [41] и представленные на рис. 11 и 12) и известное из вышеприведенных оценок произведение справа, получаем верхний предел интегрирования $T_0 \approx 22000\text{К}$ для тока дуги $I = 200 \text{ А}$, $T_0 \approx 24000\text{К}$ для тока дуги $I = 300 \text{ А}$ и $T_0 \approx 26000\text{К}$ для тока дуги $I = 400 \text{ А}$.

Далее воспользуемся каналовой моделью [7], в рамках которой для простоты цилиндрический столб дуги разделён на две зоны – зону проводимости, в которой горит дуга, и зону “холодного” газа, приписав им некие, единые для

всей зоны усреднённые значения температуры. В рамках этой модели легко оценить зависимость температуры электронов проводящего столба от энерговклада в предположении, что им передаётся электрическая мощность источника, а теряют энергию они за счёт упругих соударений с тяжёлыми частицами. Охлаждение канала дуги осуществляется теплопроводностью.

Из-за резкой зависимости теплопроводности плазмы от температуры для достижения более высоких температур приходится непропорционально увеличивать мощность. Согласно [7] этот факт может быть наглядно продемонстрирован с помощью формулы, показывающей явную зависимость температуры проводящего канала от вкладываемой в дугу мощности:

$$T_K = \sqrt{\frac{I}{8\pi\lambda_K k} W}, \quad (47)$$

где I – эффективный потенциал ионизации, а λ_K – теплопроводность токового канала, а W – вкладываемая мощность.

Из формулы (47) видно, что температура растёт даже медленнее, чем $W^{1/2}$, так как теплопроводность гелия за исключением интервала $T = 23 \div 29$ кК повышается с ростом T (см. рис. 11). На рисунке 14 приведена рассчитанная в рамках каналовой модели зависимость температуры токового канала от подводимой мощности. Исходя из хода полученной кривой, можно сделать вывод о том, что для того, чтобы разогреть плазму до более высоких температур, потребуется существенно увеличить силу тока дуги.

Обеспечить стационарное протекание тока ~ 1 кА на имеющейся установке невозможно хотя бы в силу недостаточности системы охлаждения для эффективной утилизации столь интенсивного теплового потока. В связи с вышесказанным для достижения более высоких температур и степеней ионизации ($n_e > n_a$) было решено наложить на стационарно горящую дугу импульс,

обеспечивающий квазистационарное (длительность импульса много больше времени ионизации) возрастание T_e от 2 до 3 ÷ 4 эВ.

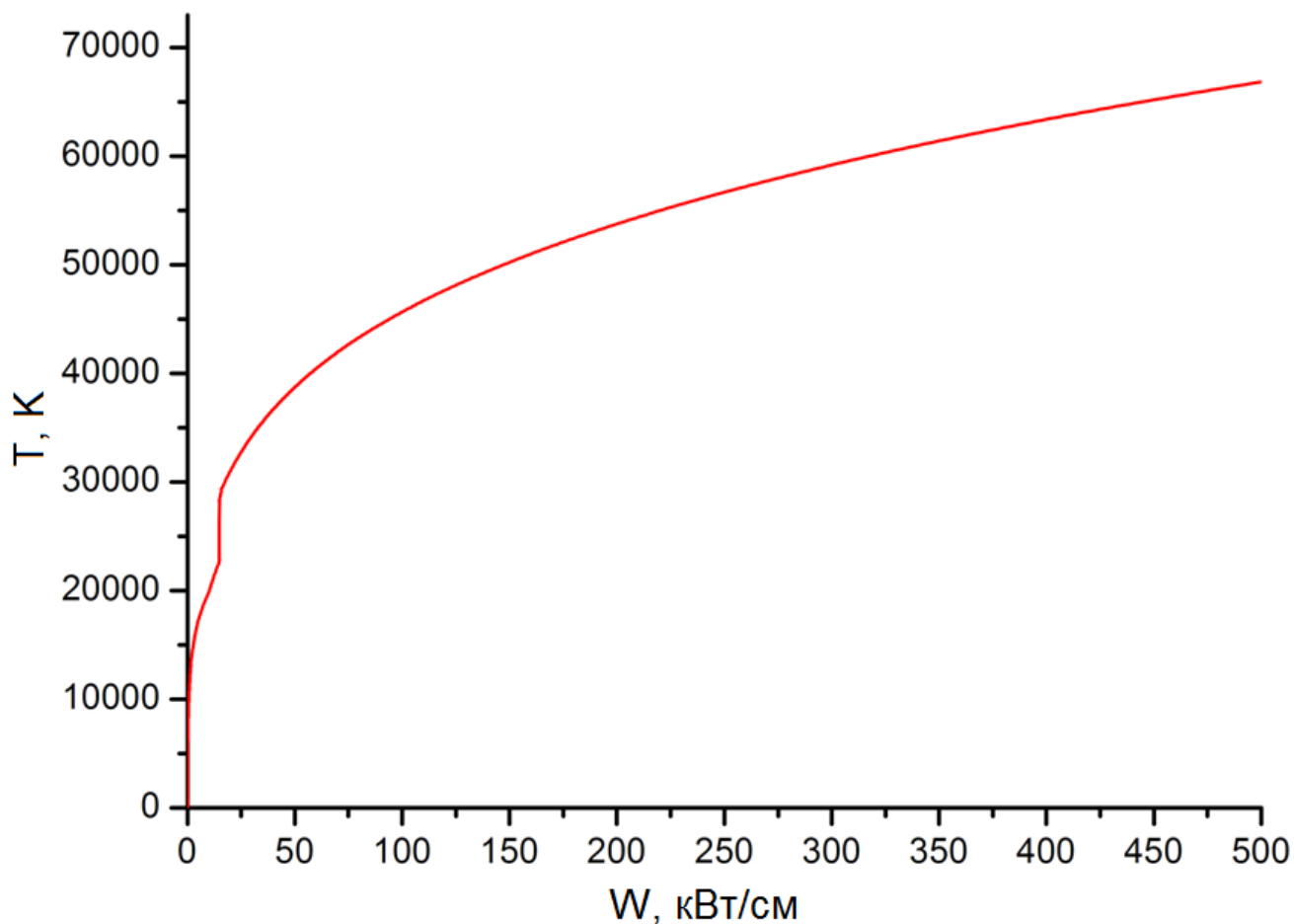


Рис. 14. Зависимость температуры проводящего канала от подводимой мощности

3.4. Система импульсного подогрева

Проблема разогрева газа импульсом тока при разряде емкости заключается в том, что лишь небольшая часть запасенной в конденсаторах энергии расходуется на нагрев дуговой плазмы [72]. При этом приблизительно 1/6 часть вводимой энергии расходуется на образование ударной волны [73]. При исследовании импульсных разрядов с образованием ударных волн было установлено, что с ростом энергии, запасенной в конденсаторе, КПД электрического контура уменьшается: значение КПД с 4.5% при $E_s = 0.5$ Дж падает до 1% при $E_s = 400$ Дж [74]. Подобный эффект связан с тем, что активное

сопротивление внешней цепи все сильнее превышает сопротивление разрядного промежутка, которое резко падает при росте тока в нем.

Следовательно, значительная часть мощности конденсаторов может быть выделена в дуге лишь в случаях, когда благодаря конечной скорости нарастания проводимости очень короткий импульс проходит ещё при большом сопротивлении канала, что в свою очередь накладывает ограничение на емкость конденсаторов и индуктивность цепи, и, как следствие, на возможную подводенную мощность. В работе [72] отмечается, что напряжение на разрядном промежутке для одной и той же силы тока в случае миллисекундного импульса на порядок выше, чем в случае стационарного горения: при токе 1000 А потенциал в столбе ~ 1 В/см в случае стационарной дуги против ~ 100 В/см для миллисекундного импульса. Также в данной работе обращается внимание на важный для нашей работы момент: катодное падение напряжения можно принять константой, а анодное пренебрежимо малым в случае большой площади привязки. Тогда все остальное падение сопротивления придется на столб дуги. При этом при увеличении длины разрядного канала его сопротивление растет. Основными выводами из работы [72] можно считать то, что двумя основными инструментами влияния на эффективность токового нагрева плазмы являются варьирование поля в разрядном промежутке и длины разрядного промежутка.

Похожий результат был получен в работе [75], где подчеркивается, что уменьшение длительности импульса приводит к более резкой зависимости коэффициента ионизации плазмы от тока, но по другой причине: с ростом времени импульса усиливается эрозия катода, что приводит к снижению электронной температуры. Также в работе обращено внимание на то, что при существенных значениях силы тока начинает играть существенную роль собственное магнитное поле дуги.

Поэтому важнейшей технической задачей проекта явилось нахождение оптимальных условий наложения импульса, обеспечивающих необходимый

«подогрев» электронной компоненты и избежание электро- и газодинамического «срыва» разряда. Варьирование параметров импульсного питания, геометрии плазмотрона, режима течения газа и др. позволило добиться устойчивого поведения дуги при наложении на нее импульса тока с амплитудой до 2 кА.

Для генерации импульса был использован источник импульсного питания ГОС-301, представляющий собой батарею из 20 соединенных параллельно конденсаторов ёмкостью 100 $\mu\text{Ф}$ каждый. Источник обеспечивал возможность выдавать импульсы до 5 кВ длительностью 1 \div 2 мс. Схема питания плазмотрона представлена на рисунке 15 [76]. Импульсный источник и источник постоянного тока I_{const} , поддерживающий горение стационарной дуги, одновременно соединены с плазмотроном. При замыкании ключа происходит разрядка конденсаторов, приводящая к импульсному возрастанию силы тока дуги. Во избежание протекания обратного тока через источник стационарного питания I_{const} в схеме предусмотрен защитный диод, этой же цели служит R1 – балластное сопротивление в 5 Ом, принимающее на себя весь ток импульса в случае обрыва дуги. L1 – дроссель с индуктивностью 19 мГн, служащий для сглаживания пульсаций тока от стационарного источника питания. L2 с индуктивностью 0.1 мГн увеличивает протяженность импульса тока при разрядке батареи конденсаторов, R2 имитирует совокупное сопротивление источника импульсного питания и составляет 0.2 Ом.

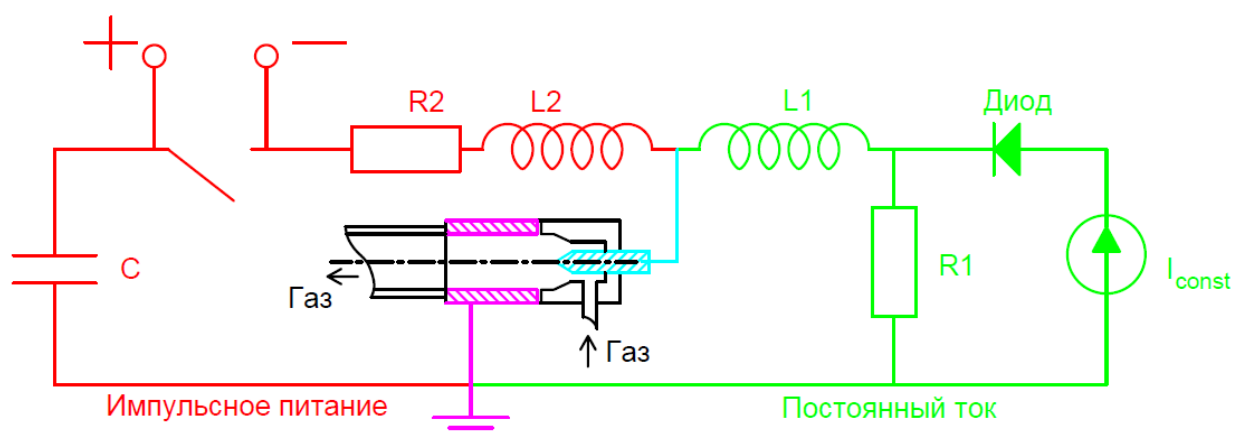


Рис. 15. Схема питания плазмотрона

Для того чтобы нагрев плазмы мог считаться квазистационарным, время подогревающего импульса должно превышать характерные времена установления стационарных состояний при электронном нагреве, ступенчатом возбуждении и ионизации плазмы. Все процессы будем считать детально обратными, и, соответственно, для их анализа достаточно определить времена прямых процессов. Далее приведены оценки этих времен.

Благодаря высокой подвижности электронов электронная температура T_e практически “отслеживает” происходящие изменения силы тока дуги: электронная подсистема находится в тепловом квазиравновесии с подводимым к дуге потоком энергии. Однако времена установления равновесия в атомной и ионной подсистемах на несколько порядков превосходят время установления T_e .

Передача энергии тяжелым частицам и, соответственно, установление температуры T_a происходит за счет упругих кулоновских столкновений электронов с ионами. При этом время установления температуры тяжелой компоненты больше в $M/2m$ раз времени установления T_e , где M – масса атома газа, а m – масса электрона.

$$\tau_{T_a} = \frac{M_{He}}{2m} \frac{1}{v_{ei}} = \frac{1}{n_e \langle Q_{ei+} v_e \rangle + n_e \langle Q_{ei++} v_e \rangle} \frac{M_{He}}{2m} \sim 1 \cdot 10^{-7} \text{ с.} \quad (48)$$

Далее оценим характерное время установления энергетического спектра связанных электронов в атомах гелия. Для высоковозбужденных состояний (слабо связанных с ядром) это время может быть оценено из соотношения [11]:

$$\tau_{rel}^{high} (HeI) = \frac{3\sqrt{m}T_e^{3/2}}{4\pi\sqrt{2\pi}q^4\Lambda n_e} \sim 1 \cdot 10^{-11} \text{ с,} \quad (49)$$

где Λ – кулоновский логарифм. Время релаксации низко лежащих уровней энергии τ_{rel}^{low} можно оценить, используя систему уравнений баланса населенностей этих уровней $n_k(t)$. Ввиду небольшого их числа система допускает точное аналитическое решение, например, методом преобразования Лапласа.

Очевидно, что τ_{rel}^{low} будет превышать наибольшее из времен k -го уровня $\tau_k^{-1} = z_{k,k-1} + A_{ki}^* + z_{k,k+1}$, где $z_{k,k-1}$, $z_{k,k+1}$ и A_{ki}^* – эффективные вероятности столкновительных и радиационных переходов [11]. Применительно к исследуемой плазме гелия можно получить оценку $\tau_{rel}^{low} \sim 10^{-9}$ с. Видно, что время релаксации заселенности возбужденных состояний существенно меньше времени установления температуры тяжелых частиц, следовательно, процесс можно считать мгновенным, а распределение связанных электронов по возбужденным состояниям всегда установившимся.

Чтобы оценить время ионизации, воспользуемся соотношением

$$\tau_i^+ = \frac{1}{2\beta_i^+ n_a}, \quad (50)$$

где β_i^+ – константа скорости процесса ионизации [11]. Аппроксимационная формула для нее приводится в [32]:

$$\beta_i^+ = 3.15 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_e} \text{Exp} \left[-\frac{19.38}{T_e} \right] \quad (51)$$

Тогда для интересующих нас условий (атмосферное давление, $T_e \sim 4$ эВ) время ионизации составит $\sim 10^{-4}$ с. Зависимости характерных времен основных процессов от температуры электронов приведены на рисунке 16, где τ_{T_e} – время установления электронной температуры, τ_a – время установления температуры тяжелых частиц, τ_i^+ – время первой ионизации и τ_i^{++} – время второй ионизации.

При этом для адекватного определения того, какой процесс является определяющим для системы, необходимо сопоставить полученные температурные зависимости времен релаксации с кривыми равновесного состава плазмы гелия, представленными на рисунке 17.

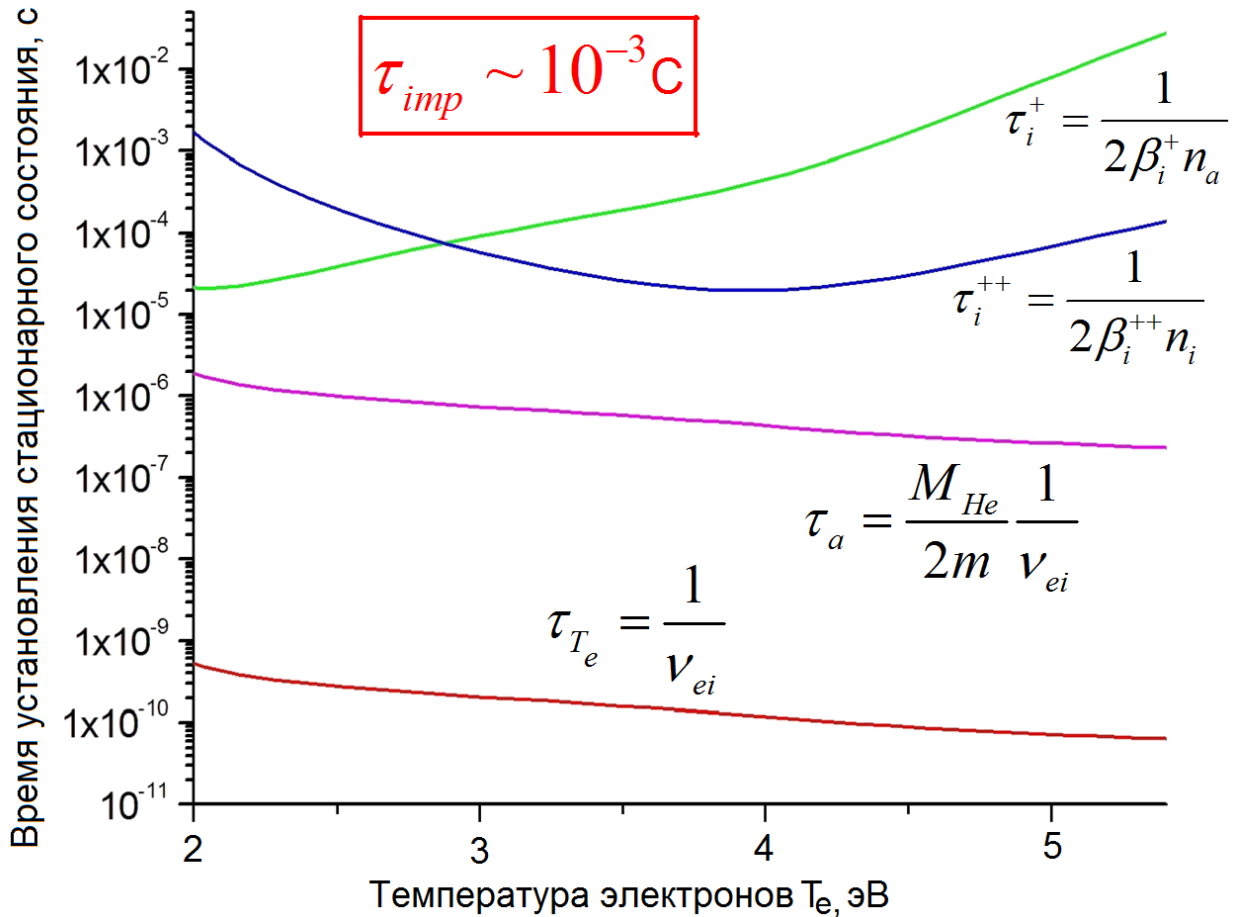


Рис. 16. Характерные времена установления равновесия в плазме для различных подсистем: — электронной, — атомарной (время установления температуры тяжелых частиц), — для однократных ионов (время ионизации) и — двукратных ионов

Наибольшими среди этих времен являются времена первой и второй ионизации. В интересующем нас диапазоне $3 \div 4$ эВ концентрация HeIII возрастает, но все еще остается на $1 \div 2$ порядка меньше концентрации HeII, в то время как концентрация атомов резко падает. Концентрация ионов первой степени здесь остается примерно постоянной. На рис. 16 видно, что время ионизации в интересующем нас интервале температур становится наибольшим среди всех остальных времен и составляет порядка одной миллисекунды, а с ростом температуры продолжает возрастать. Однако учитывая, что концентрация атомов падает еще круче, а концентрация ионов HeII здесь достигает своего максимума и практически сравнивается с концентрацией электронов, можно

сделать вывод о том, что для плазмы определяющим будет постепенно становиться процесс не первой, а второй ионизации, и далее именно его время будет являться временем достижения квазистационарности. Таким образом, из приведенных выше оценок и рис. 17 следует, что для выполнения задачи эксперимента будет достаточно обеспечить длительность электрического импульса около 1 мс с энергией $1 \div 2$ кДж. Импульс накладывается на стационарно горящую гелиевую дугу.

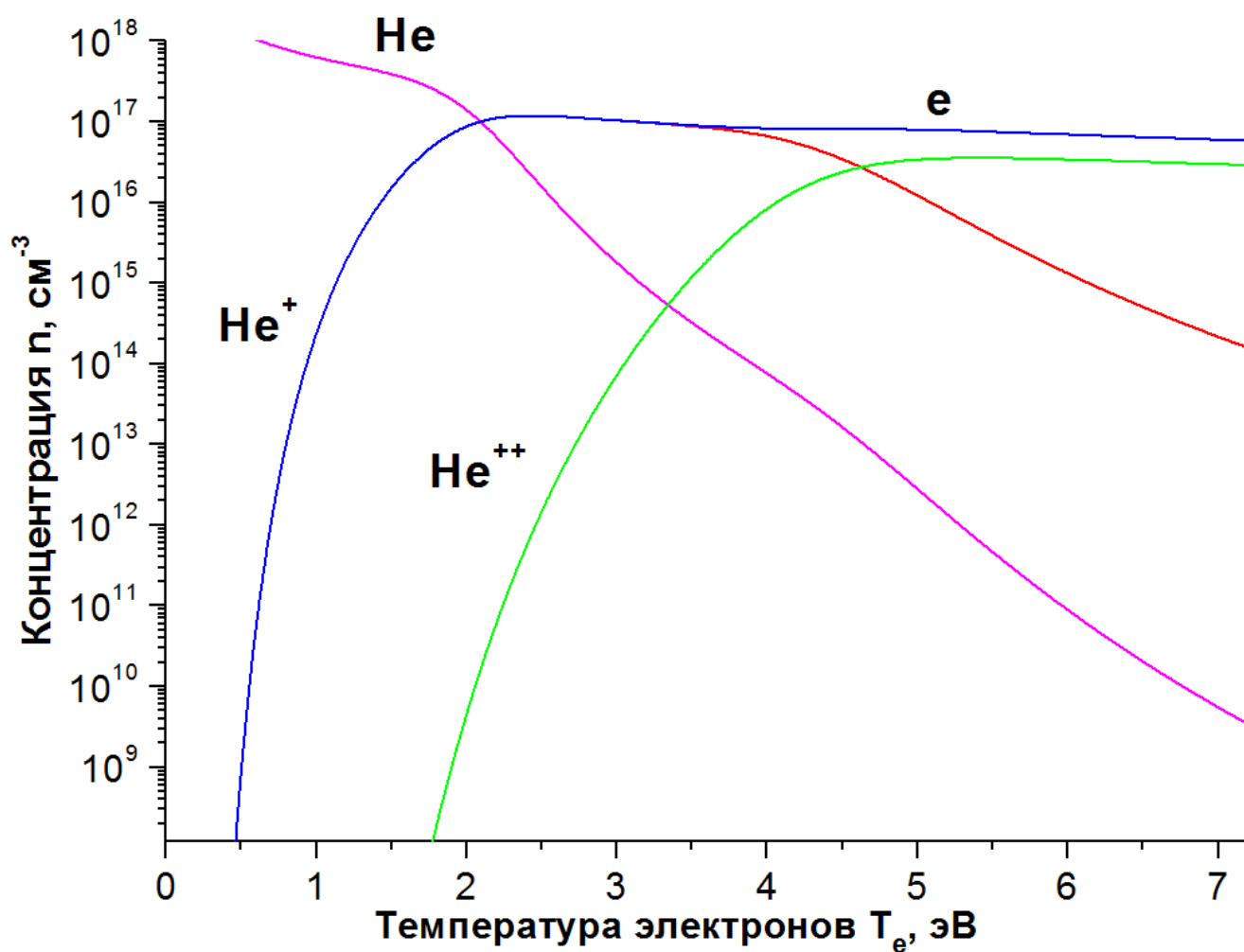


Рис. 17. Равновесный состав гелиевой плазмы

При наложении на работающую дугу импульса возникали проблемы, связанные с возникновением двойной дуги, как показано на рисунке 18. При этом напряжение на дуге резко падало, а сама дуга не выдувалась через сопло в расширяющийся канал плазмотрона, и после прохождения импульса разряд не возвращался в первоначальное стационарное состояние (срывался и гас). Данная

проблема была решена путем напыления изоляционного слоя оксида алюминия на катод и сопло.

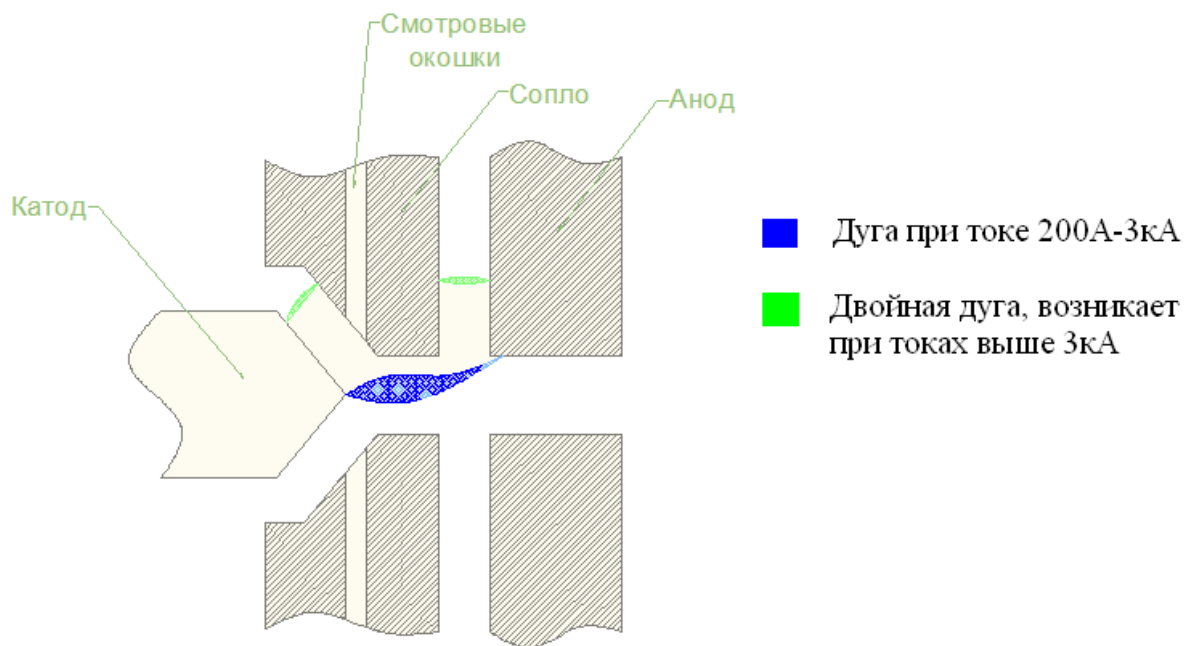


Рис. 18. Схема горения дуги в плазмотроне.

Измерения тока и напряжения производились осциллографом TPS-2014B фирмы Tektronix. Для измерения тока использовались: пояс Роговского с интегрирующей схемой, пояс Роговского с программным интегрированием и замеры напряжения с шунта с известным и не зависящим от температуры сопротивлением. Для измерения напряжения были изготовлены делители напряжения. На рисунке 19 представлены величины и формы импульсов при амплитуде напряжений 1 кВ и 1.5 кВ, регистрируемые осциллографом. Осциллограмма тока дуги при наложении импульса в 2 кВ представлена крупным планом на рисунке 20. В результате удалось получить практически колоколообразную форму импульса с шириной, превышающей 1 мс, что в принципе и являлось задачей при создании схемы питания.

При этом в ходе эксперимента возможно эффективно контролировать только ток источника. Он полностью определяет режим горения дуги и все её свойства, а зная зависимости коэффициентов теплопроводности и

электропроводности от температуры, а также зависимость температуры от мощности, возможно оценить в рамках каналовой модели все основные характеристики разряда, как функцию тока дуги [7].

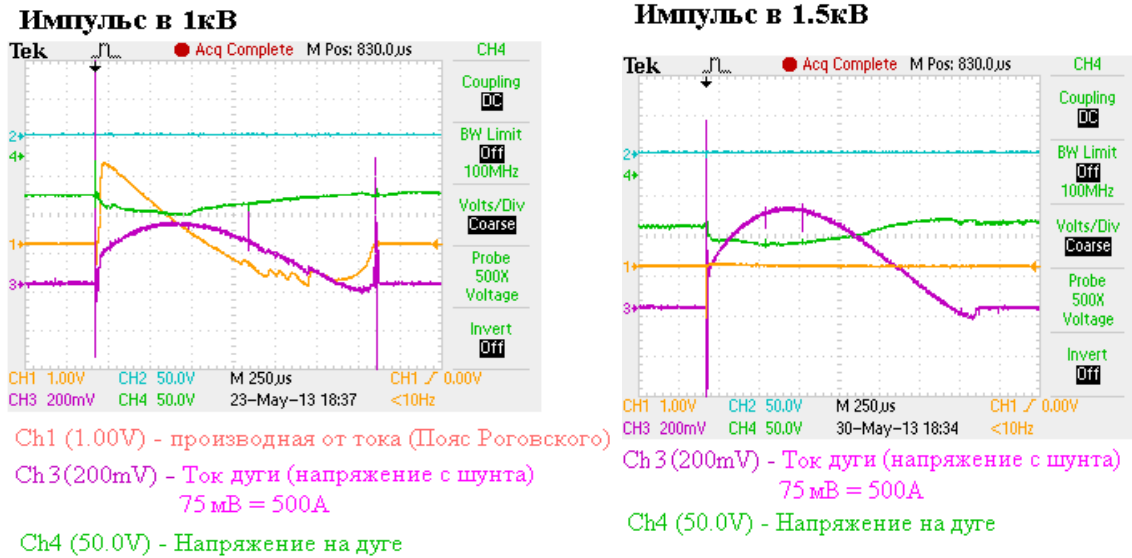


Рис. 19. Форма импульсов тока и напряжения при 1 и 1,5кВ

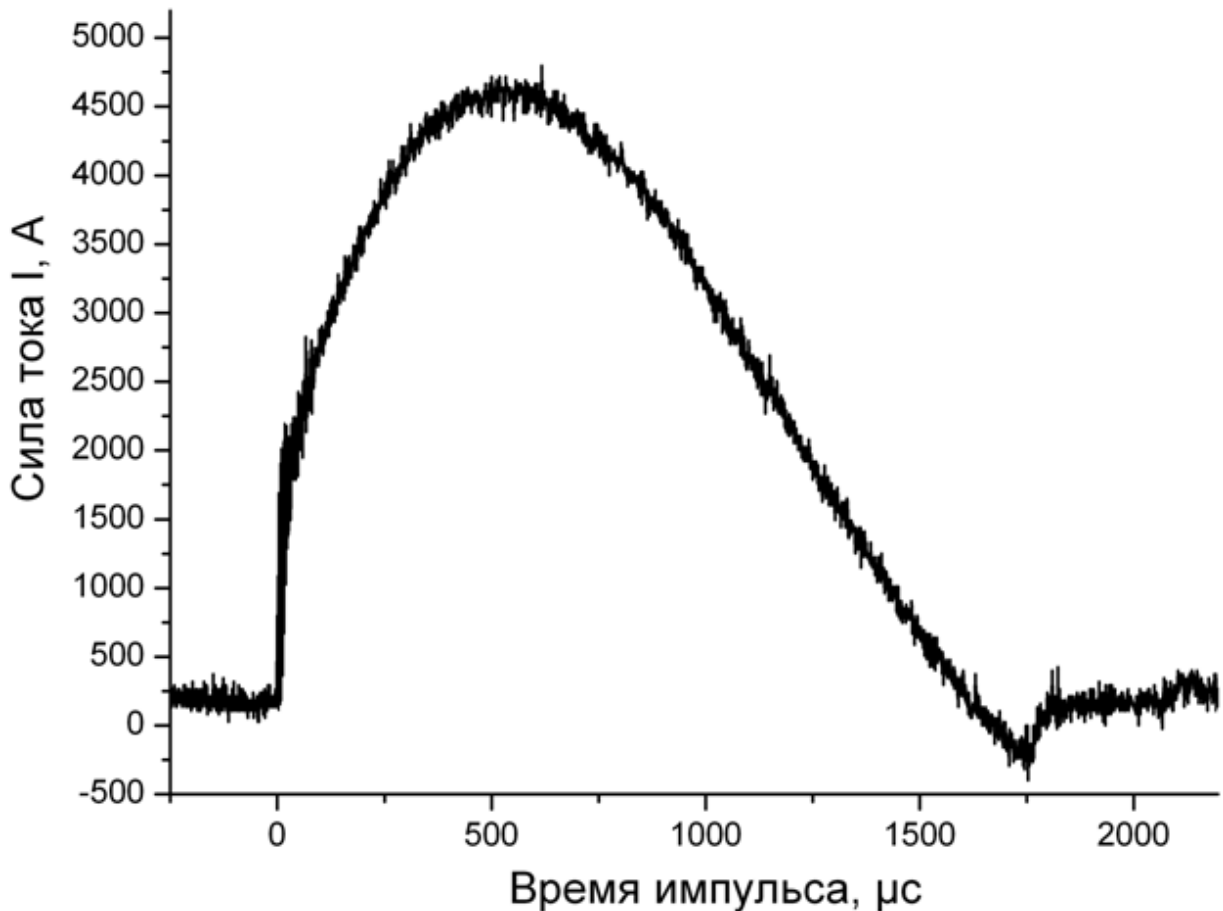


Рис. 20. Осциллограмма силы тока дуги в течение импульса

3.5. Системы диагностики

Наблюдение гелиевой плазмы осуществлялось через симметрично расположенные по обеим сторонам плазмотрона смотровые окна из кварцевого стекла. Регистрация оптических данных о разряде производилась при помощи двух работающих совместно устройств регистрации: спектрографа ДФС-452 с возможностью установки на выходе ПЗС-камеры Andor или более быстродействующей камеры Andor iStar, а также трехканального оптоволоконного спектрометра AvaSpec. Входная щель спектрографа ДФС-452 выбиралась узкой и составляла, как правило, $20 \div 25$ мкм, при размере пикселя матрицы 25 мкм. В итоге аппаратная функция системы ДФС – Andor составила $\delta_{\text{апп}} \approx 0.3 \text{ \AA}$, что позволяет разрешить контуры гелиевых линий, характерные ширины которых в исследуемом режиме составляют порядка 1 \AA и более. Также использование ПЗС-матрицы позволяет получать пространственное распределение излучения дуги по ее радиусу. Спектрометр AvaSpec имеет существенно худшее разрешение, однако, благодаря тому, что регистрирует спектры одновременно в диапазоне $200 \div 1000$ нм, позволяет нам соотнести интенсивности отдельных линий, зарегистрированных на матрицу Andor. Принципиальная схема эксперимента представлена на рисунке 21. Плазма гелия 5 горит в плазмотроне, имеющем два смотровых оконца 6, расположенных напротив друг друга. По одному направлению наблюдений световой поток из плазмотрона проходит через линзу 4, в результате чего в плоскости наблюдений проецируется увеличенное втрое и перевёрнутое изображение наблюдаемого плазменного объекта. Полученное изображение можно сканировать при помощи коллиматора 3, установленного на штативе, позволяющем осуществлять перемещения в пространстве с точностью 0.5 мм. Далее свет по оптоволокну 2 передаётся в спектрометр AvaSpec 1, соединённый с персональной ЭВМ. Установленное на ЭВМ специализированное программное обеспечение, предоставляемое в комплекте со спектрографом, позволяет в реальном времени

просматривать обзорный спектр исследуемой плазмы и сохранять его в электронном виде. Идущий по второму оптическому плечу световой поток проходит через фокусирующую линзу 7, проходит через делитель 8, а далее попадает в спектрограф ДФС-452. Делитель 8 позволяет не разбирая оптической схемы снимать эталонные источники (вольфрамовую, дейтериевую и галогенную лампы 9 для калибровки спектрометра 10).

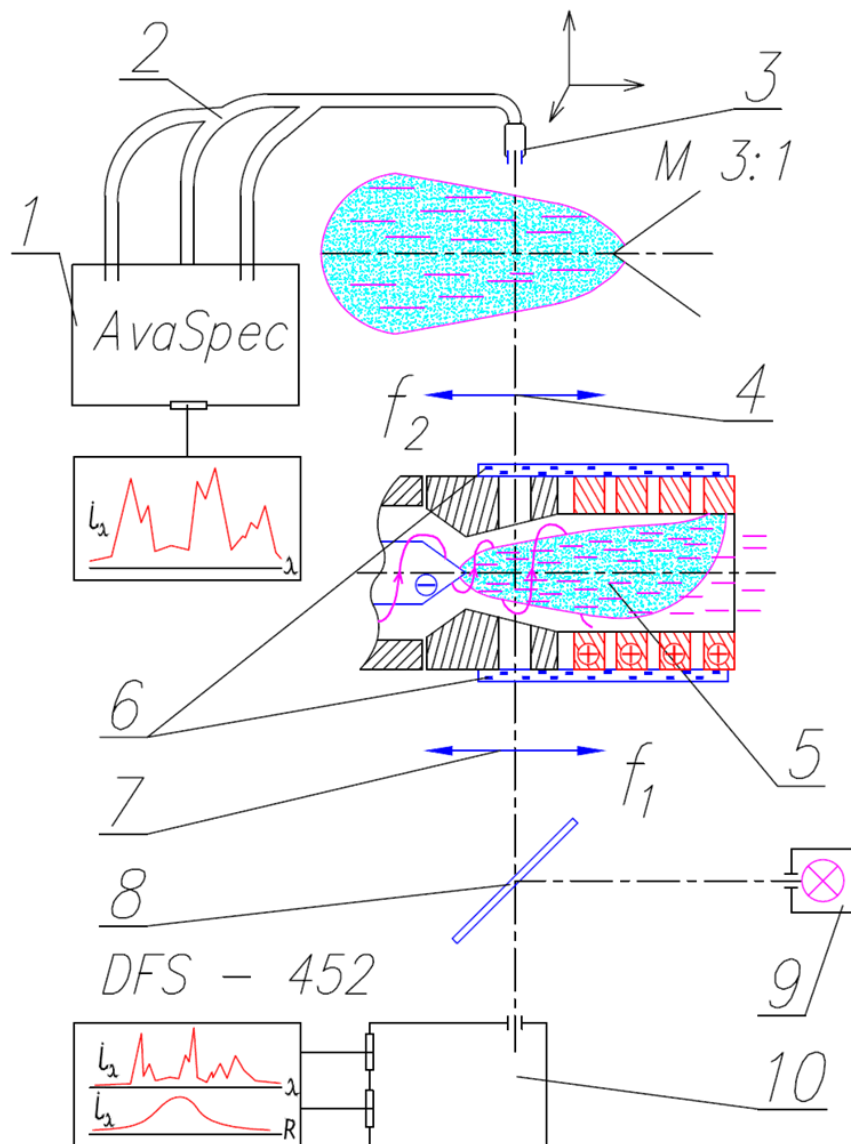


Рис. 21. Схема эксперимента

3.6. Калибровка оптических средств измерения

Задачами при обработке полученных спектральных данных являлись:

- Отождествление зарегистрированных спектральных линий
- Определение их интенсивности
- Анализ их контура и механизмов уширения

Для решения последней задачи необходимо, чтобы разрешающая способность спектрометра позволяла точно определить контур линии, без ощутимого влияния аппаратной функции самой системы измерений, вследствие чего она будет решаться при помощи спектрометра ДФС-452. Чтобы получить представление об уширении естественного контура линий спектрометром AvaSpec, с его помощью было зарегистрировано излучение танталовой лампы с полым катодом и определена ширина на полувысоте наиболее узких из зарегистрированных спектральных линий (рис. 22 а, б, в)

В итоге полученные полуширины линий (аппаратные функции) для трех каналов спектрометра (усредненные по совокупности наблюдаемых узких линий) составили (табл. 2):

Табл. 2

| Аппаратная функция линейки 600-1000 нм | Аппаратная функция линейки 220-380 нм | Аппаратная функция линейки 400-620 нм |
|--|---------------------------------------|---------------------------------------|
| 0.30нм | 0.15нм | 0.20нм |

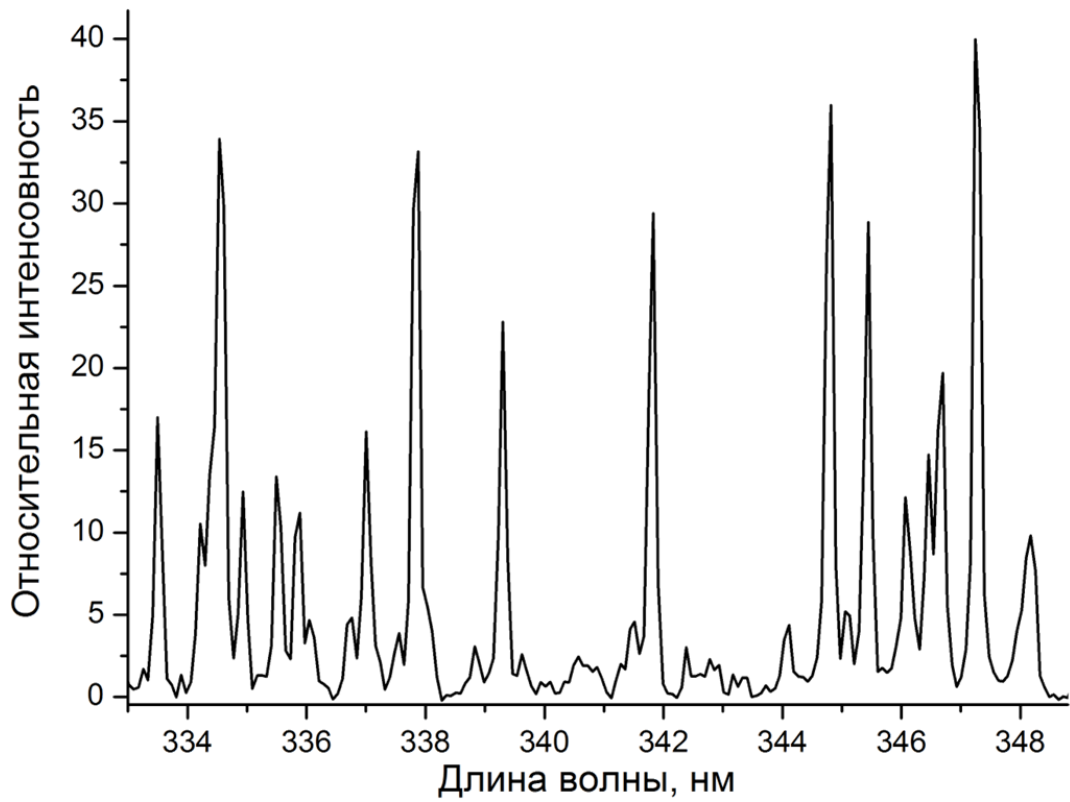


Рис. 22 а. Сигнал танталовой лампы с канала 200÷450 нм

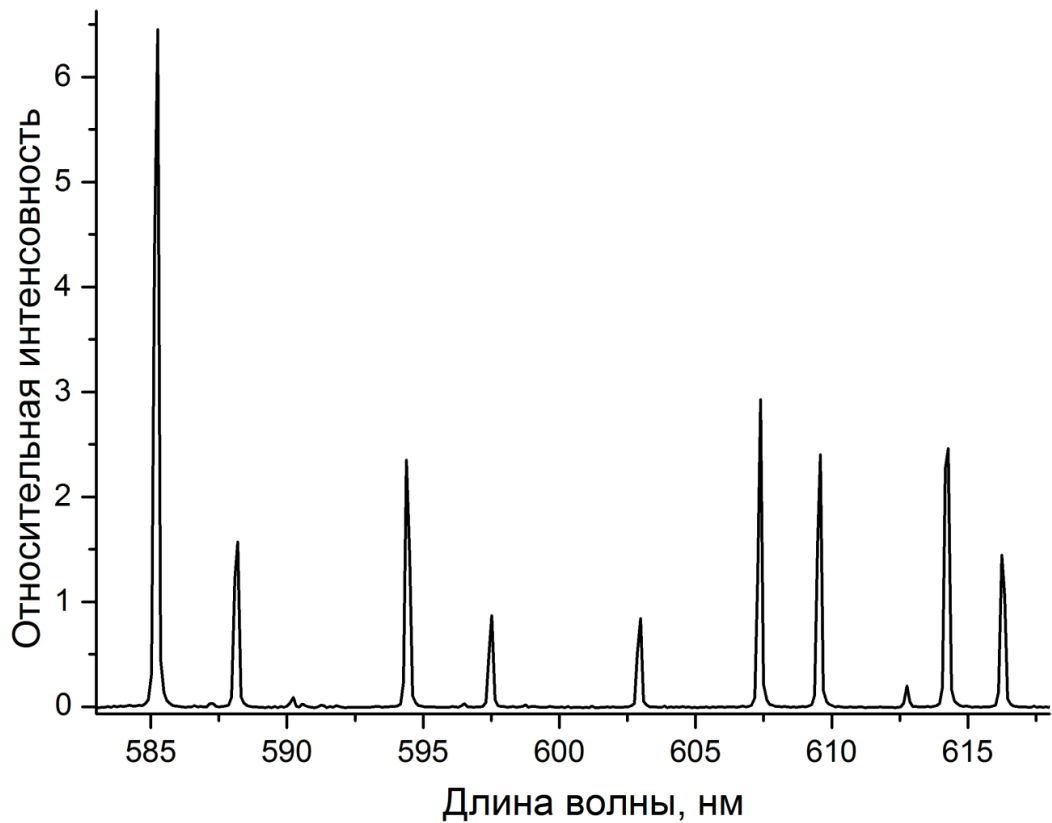


Рис. 22 б. Сигнал танталовой лампы с канала 400 ÷ 650 нм

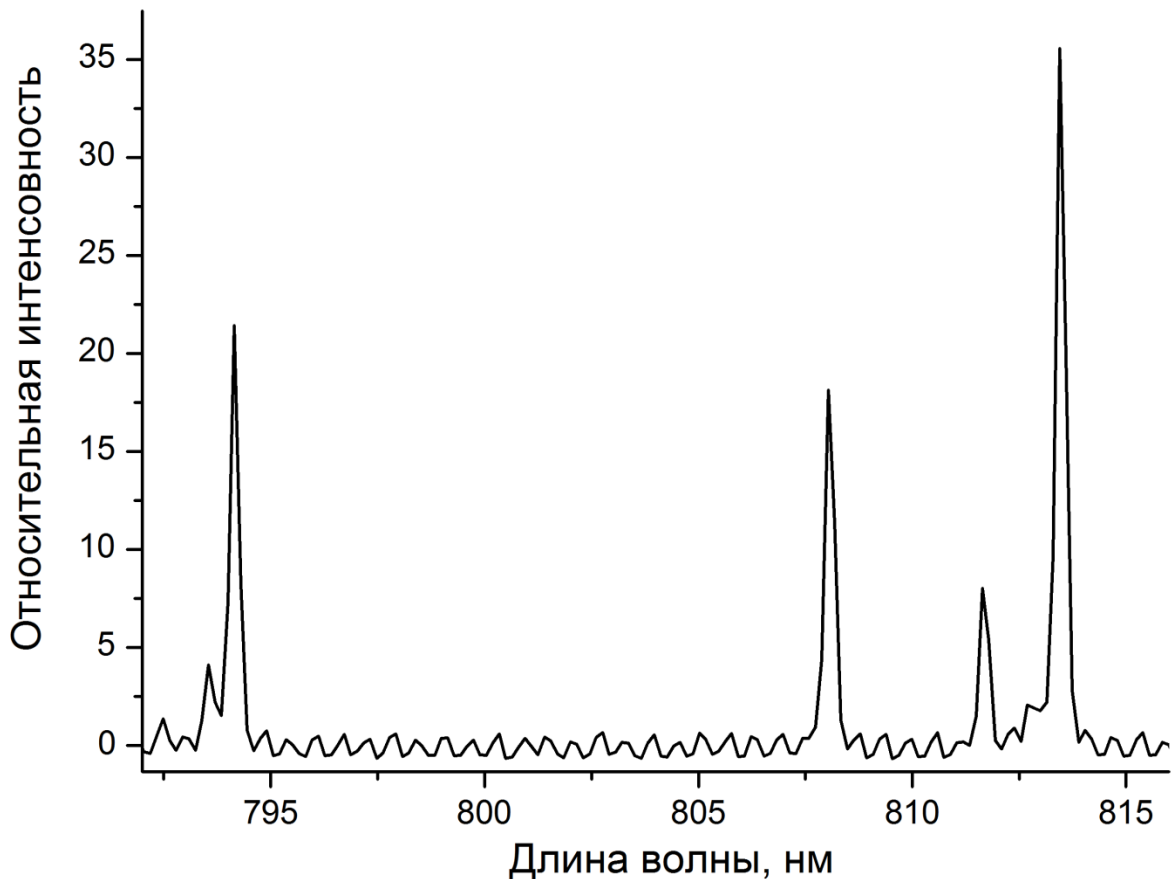


Рис. 22 в. Сигнал танталовой лампы с канала $600 \div 1000$ нм

При этом характерные ширины составляющих линии HeI 1083 нм, представляющий наибольший интерес с точки зрения разделения контура с целью определения температуры тяжелых частиц из доплеровского уширения, составляют:

Табл. 3

| | | |
|----------------------------|----------------------------|----------------------------|
| $\delta\lambda_V=0.181$ нм | $\delta\lambda_L=0.159$ нм | $\delta\lambda_G=0.061$ нм |
|----------------------------|----------------------------|----------------------------|

Где $\delta\lambda_V$ – физическая ширина линии, $\delta\lambda_L$ – ширина лоренцевой составляющей линии, $\delta\lambda_G$ – ширина гауссовой составляющей линии. Видно, что при помощи спектрометра ДФС-452 возможно разрешить даже минимальную из этих ширин, чего спектрометр AvaSpec не позволяет.

Первым этапом при анализе данных, получаемых со спектрометров, должна быть их абсолютная калибровка. С этой целью необходимо провести сравнение снимаемого с эталонных ламп сигнала с данными об излучательной способности этих ламп.

В нашем случае были использованы три лампы: вольфрамовая и дейтериевая эталонные лампы, а также вольфрамовая лампа накаливания небольшого размера (около 3 мм в диаметре). Последняя служила для учета влияния апертуры и пропускания смотрового окна плазмотрона в используемой в эксперименте оптической схеме. Для того чтобы калибровка спектрометров была наиболее точной, при съемке эталонных ламп необходимо наиболее близко воспроизвести используемую в эксперименте оптическую схему. Чтобы соблюсти это условия, мы устанавливали эталонные лампы на место плазмотрона. Но при этом конструктивные элементы плазмотрона, такие, как смотровые отверстия и окна, оказывались исключены из системы. Чтобы учесть их вклад в ослабление излучения плазмы, небольшая лампа помещалась в канал плазмотрона и производилась регистрация ее свечения. После этого была проведена регистрация ее спектра без плазмотрона. Примеры спектров, зарегистрированных на трехканальный спектрометр AvaSpec, приведены на рис. 23. Верхняя кривая соответствует измерительной схеме без плазмотрона, нижняя – с плазмотроном. Три участка кривых соответствуют трем каналам спектрометра.

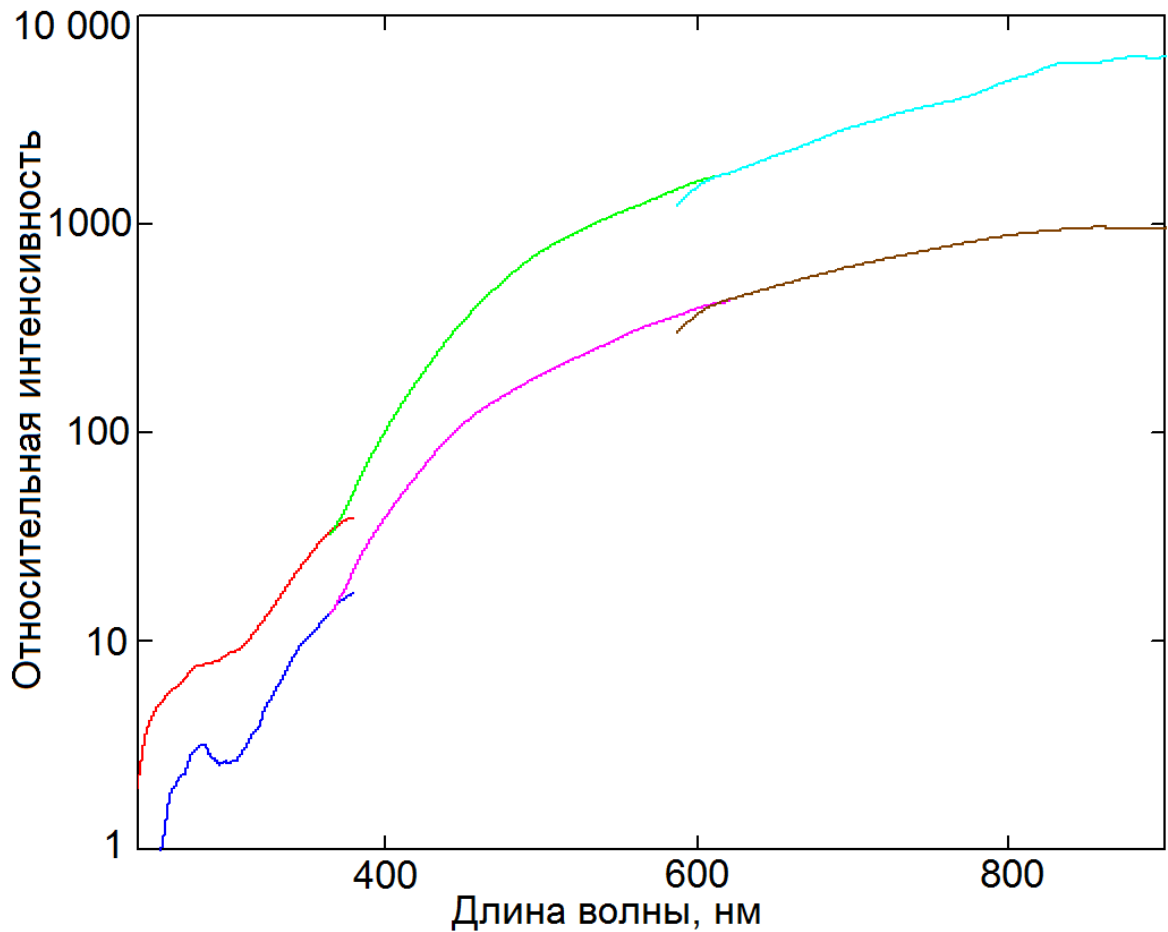


Рис. 23. Излучение компактной лампы внутри и вне плазмотрона

Отношение этих сигналов, которое и является коэффициентом ослабления, за которое ответственен плазмотрон, представлено на рисунке 24. В интересующем нас интервале длин волн $300 \div 400$ нм коэффициент ослабления излучения плазмы плазмотроном изменяется от 0.41 до 0.11. Нестабильное поведение этой кривой в коротковолновой области связано с резким падением светимости исследуемой лампы в этой части спектра.

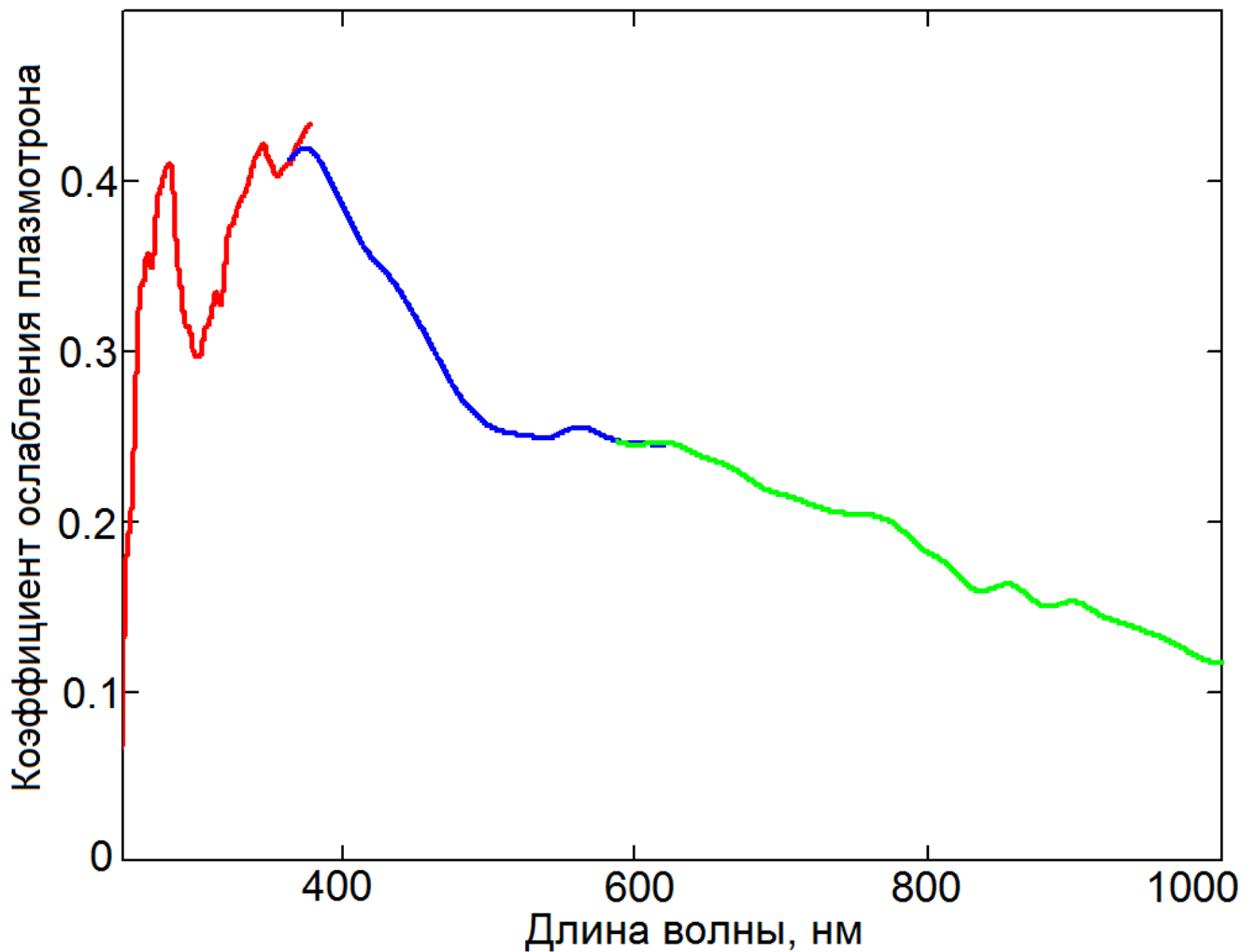


Рис. 24. Коэффициент ослабления плазмотроном

Далее необходимо было решить задачу преобразования электрического сигнала, снимаемого с ПЗС - линеек приборов, в информацию об абсолютной интенсивности излучения, испускаемого исследуемым плазменным объектом на всех длинах волн в интересующем нас диапазоне. Для этой цели используется кривая обратной спектральной чувствительности прибора, на значения которой следует домножать получаемые в ходе эксперимента данные. Такая кривая присутствовала в документации к прибору, но адекватность её вызывала сомнения, а кроме того она была получена при использовании отличной от нашей оптической схемы. Так как в данной работе мы стремимся обеспечить высокую точность определения параметров плазмы, были выполнены собственные

калибровки прибора и получена кривая обратной спектральной чувствительности, уже гарантированно описывающая нашу конкретную диагностическую систему.

С этой целью были зарегистрированы спектры излучения дейтериевой и ленточной вольфрамовой лампы. Необходимость использования сразу двух эталонных источников была вызвана тем, что получаемый с линеек сигнал должен быть отличен от нуля во всём интересующем нас спектральном диапазоне. По излучению дейтериевой лампы была произведена калибровка в коротковолновом диапазоне, по вольфрамовой – абсолютная калибровка в средне- и длинноволновом диапазоне. Для вольфрамовой лампы была известна её яркостная температура на пирометрической длине волны при протекании через неё номинального тока (в нашем случае 2400 К). А так как спектр свечения вольфрамовой лампы близок к спектру черного тела, кривую спектральной светимости для нее можно рассчитать по формуле Планка, поправленной на изменяющуюся с длиной волны степень черноты вольфрама:

$$E_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \frac{\varepsilon_{\lambda}}{\varepsilon_{\lambda_{\text{Пир}}}}, \quad (52)$$

где λ – длина волны, ε_{λ} – излучательная способность на этой длине волны, $\varepsilon_{\lambda_{\text{Пир}}}$ – излучательная способность на пирометрической длине волны $\lambda_{\text{Пир}} = 650$ нм.

Кривая спектральной светимости эталонной дейтериевой лампы прилагалась производителем. Дополнительным способом контроля правильности полученной кривой обратной спектральной чувствительности являлся тот факт, что кривые, получаемые от обеих ламп, должны совпадать на тех участках спектра, где они одновременно определимы с хорошей точностью. Зависимости сигнала со спектрометра AvaSpec от длины волны при исследовании образцовых ламп приведены на рис. 25. Зеленая кривая соответствует излучению дейтериевой лампы, остальные три – ленточной вольфрамовой лампе.

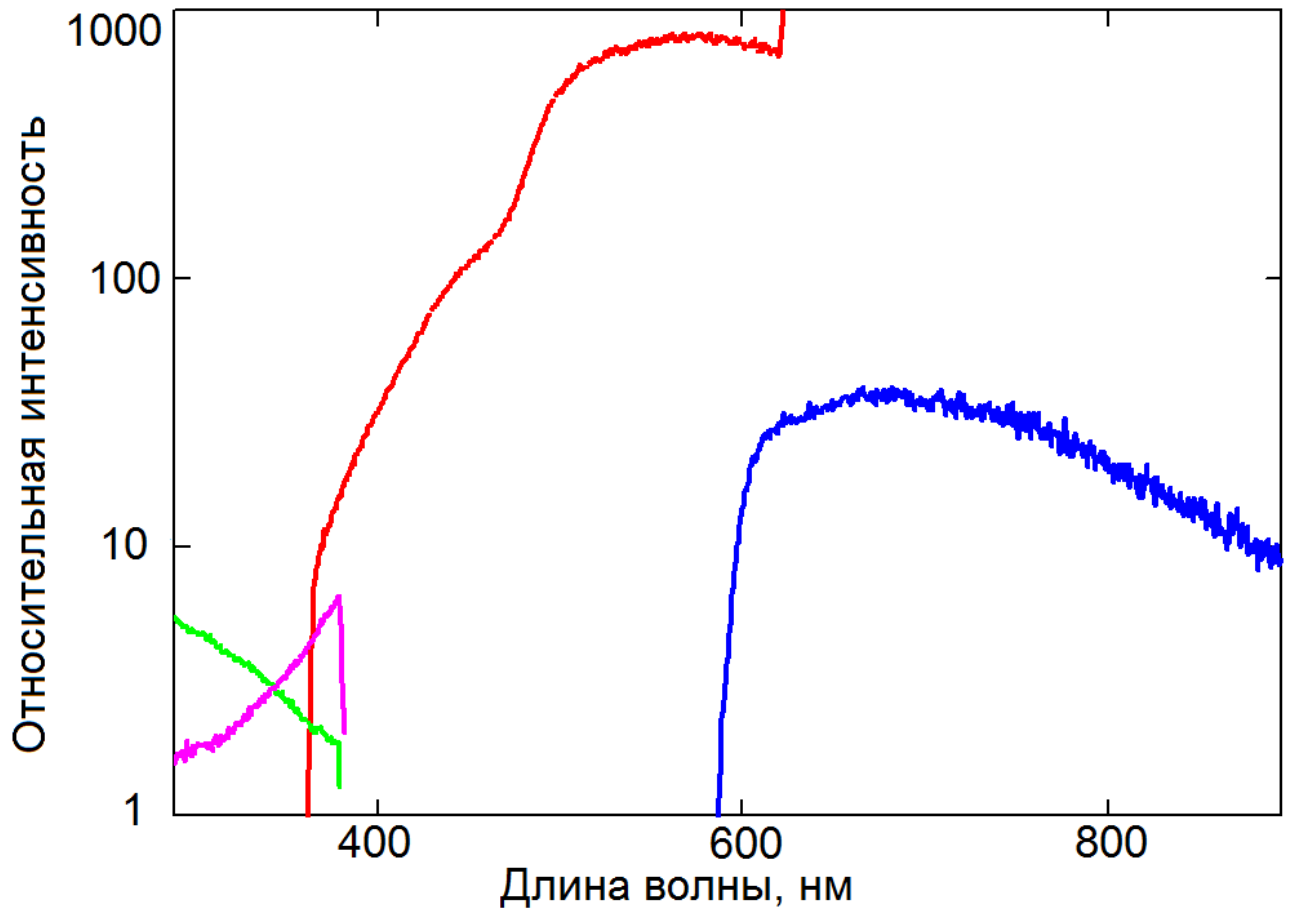


Рис. 25. Получаемый со спектрометра AvaSpec сигнал от вольфрамовой и дейтериевой ламп

Для получения кривой спектральной чувствительности спектрометра необходимо отнести величину снимаемого сигнала к спектральной плотности энергии излучения эталонной лампы. Ход кривых чувствительности, полученных из анализа сигналов вольфрамовой и дейтериевых ламп для коротковолнового канала спектрометра AvaSpec, совпал в интервале длин волн $362 \div 378$ нм, в котором излучение обеих ламп существенно превышает уровень шума спектрометра (рис. 26).

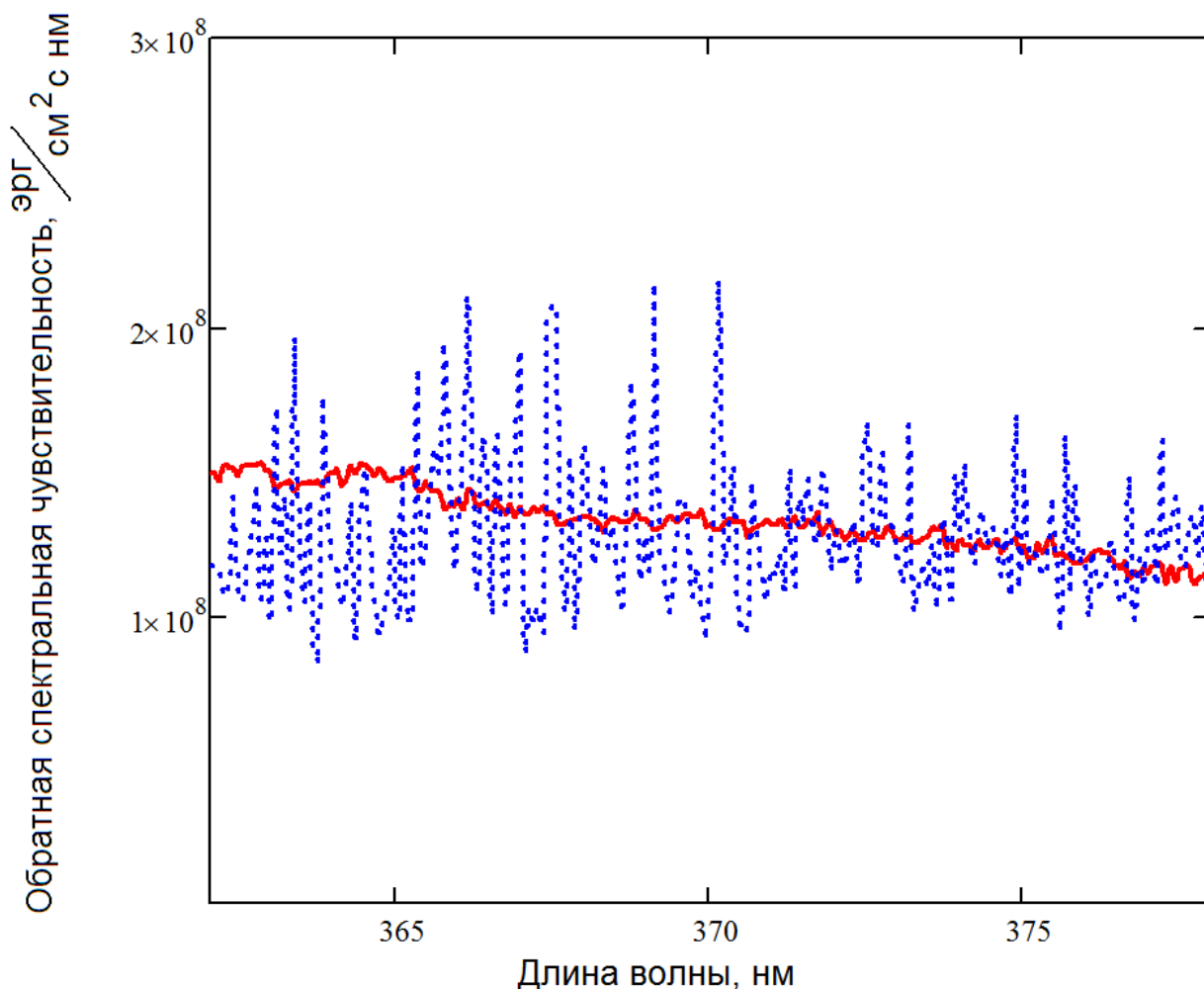


Рис. 26. Совпадение кривых чувствительности, полученных по дейтериевой — и вольфрамовой — лампам

При этом сигнал от вольфрамовой лампы оказывается намного сильнее зашумлен, так как светимость вольфрамовой ленты в данном интервале длин волн уже мала, и регистрировать спектр приходилось при существенно больших экспозициях, чем в случае дейтериевой лампы. По этой причине для дальнейшей калибровки на данном участке спектра использовался ход кривой, полученной по дейтериевой лампе. Абсолютная же калибровка была выполнена по интенсивности излучения вольфрамовой лампы, так как она намного ярче дейтериевой в остальном диапазоне длин волн, что минимизирует влияние внешних факторов, а спектр её близок к спектру абсолютно чёрного тела. Обратная спектральная чувствительность спектрометра определяется отношением интенсивности излучения эталонных источников к снимаемому с прибора

сигналу. Полученные в итоге совмещения всех проанализированных сигналов с матриц и сопоставления их с эталонами кривые обратной спектральной чувствительности спектрометра AvaSpec и матриц, используемых на спектрографе Andor (получены аналогичным образом), представлены на рисунках 27 (а, б, в), 25, 26.

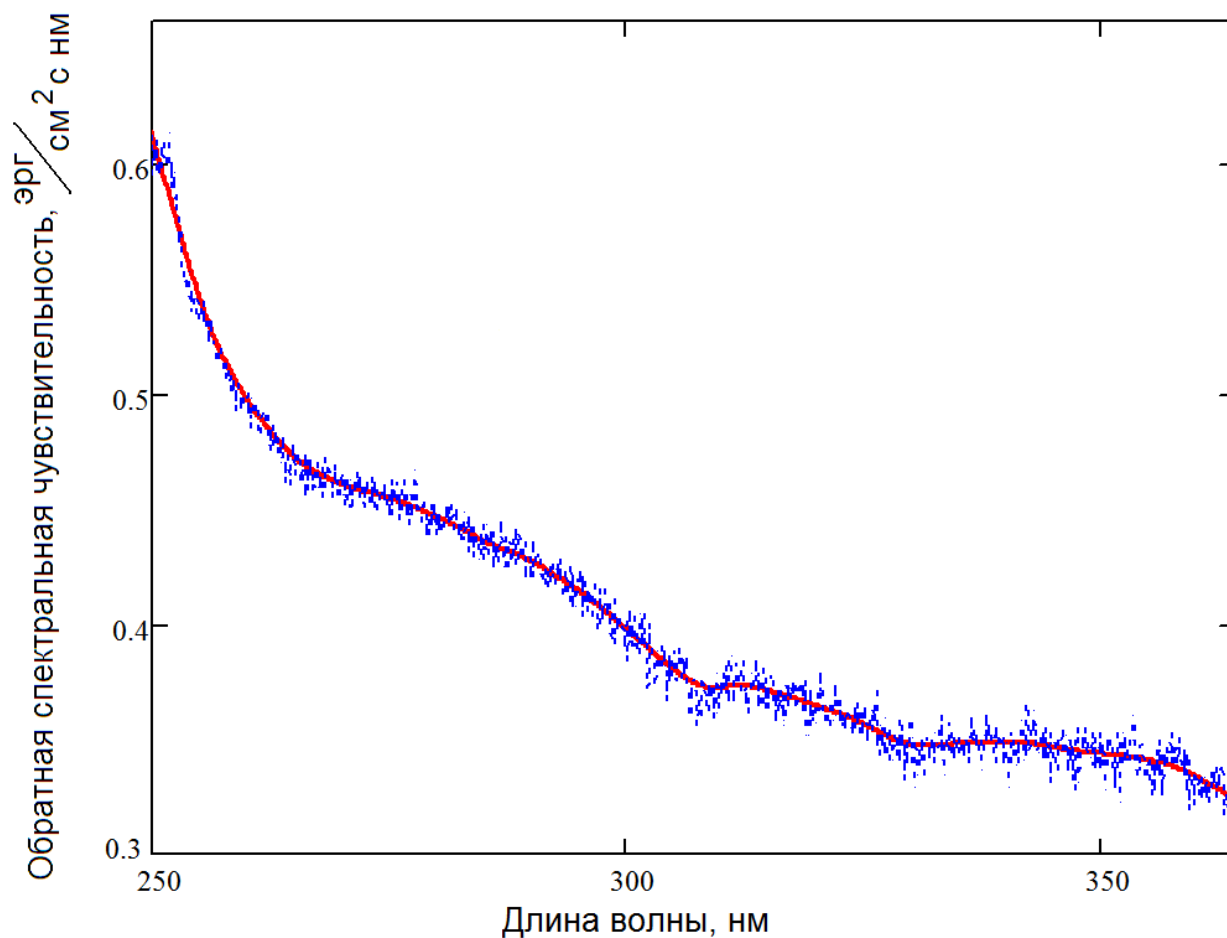


Рис. 27 а. Кривая обратной спектральной чувствительности канала 250-400нм спектрометра AvaSpec

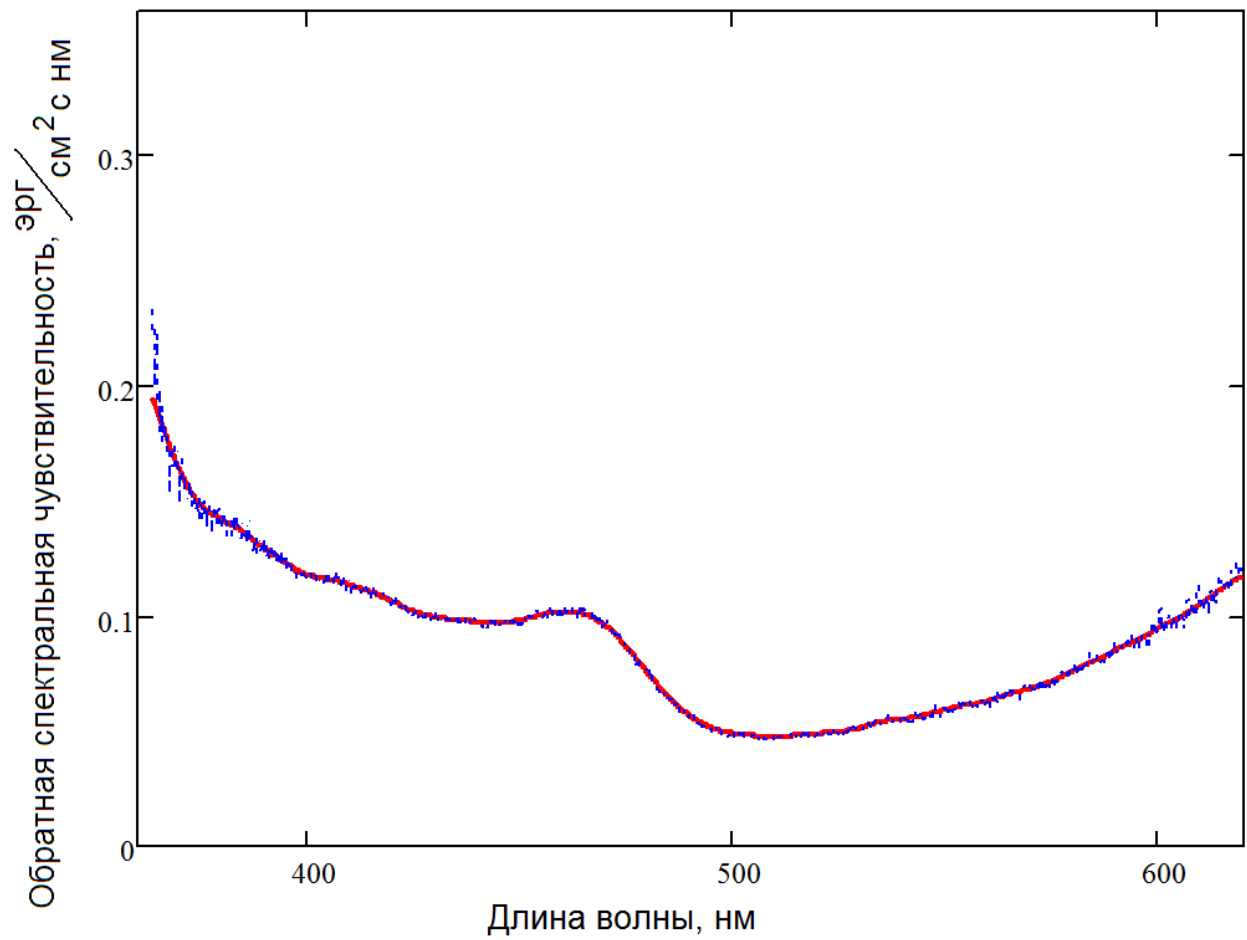


Рис. 27 б. Кривая обратной спектральной чувствительности канала 400-600нм спектрометра AvaSpec

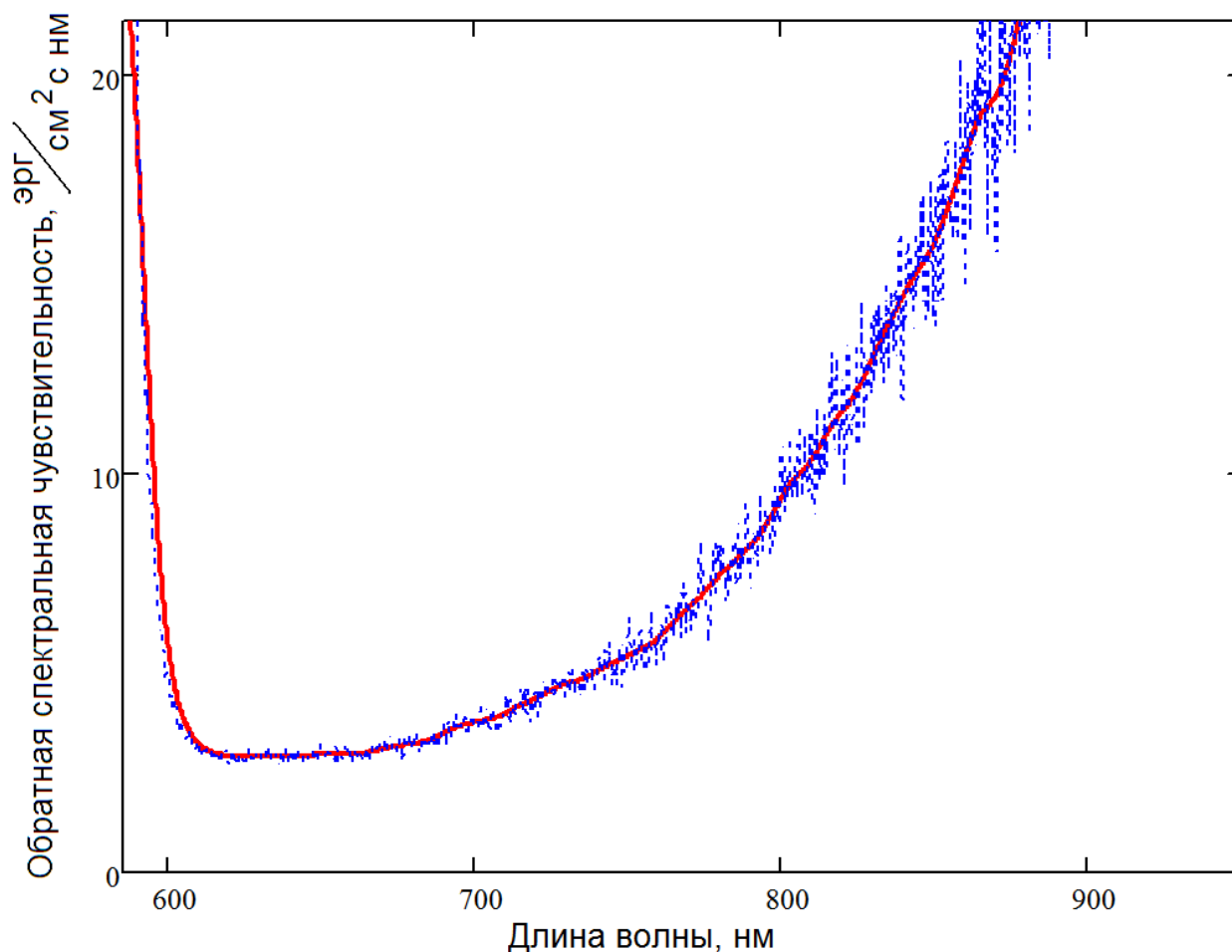


Рис. 27 в. Кривая обратной спектральной чувствительности канала 600-1000 нм спектрометра AvaSpec

Кривая рис. 28 составлена из отдельных фрагментов. Это связано с тем, что в нашем эксперименте спектрограф ДФС проецирует на матрицу спектральные интервалы протяженностью около 40 нм. Соответственно для каждого из этих интервалов кривая обратной спектральной чувствительности была получена отдельно. Совокупность этих кривых для всех рассмотренных спектральных диапазонов и приведена на рисунке 28.

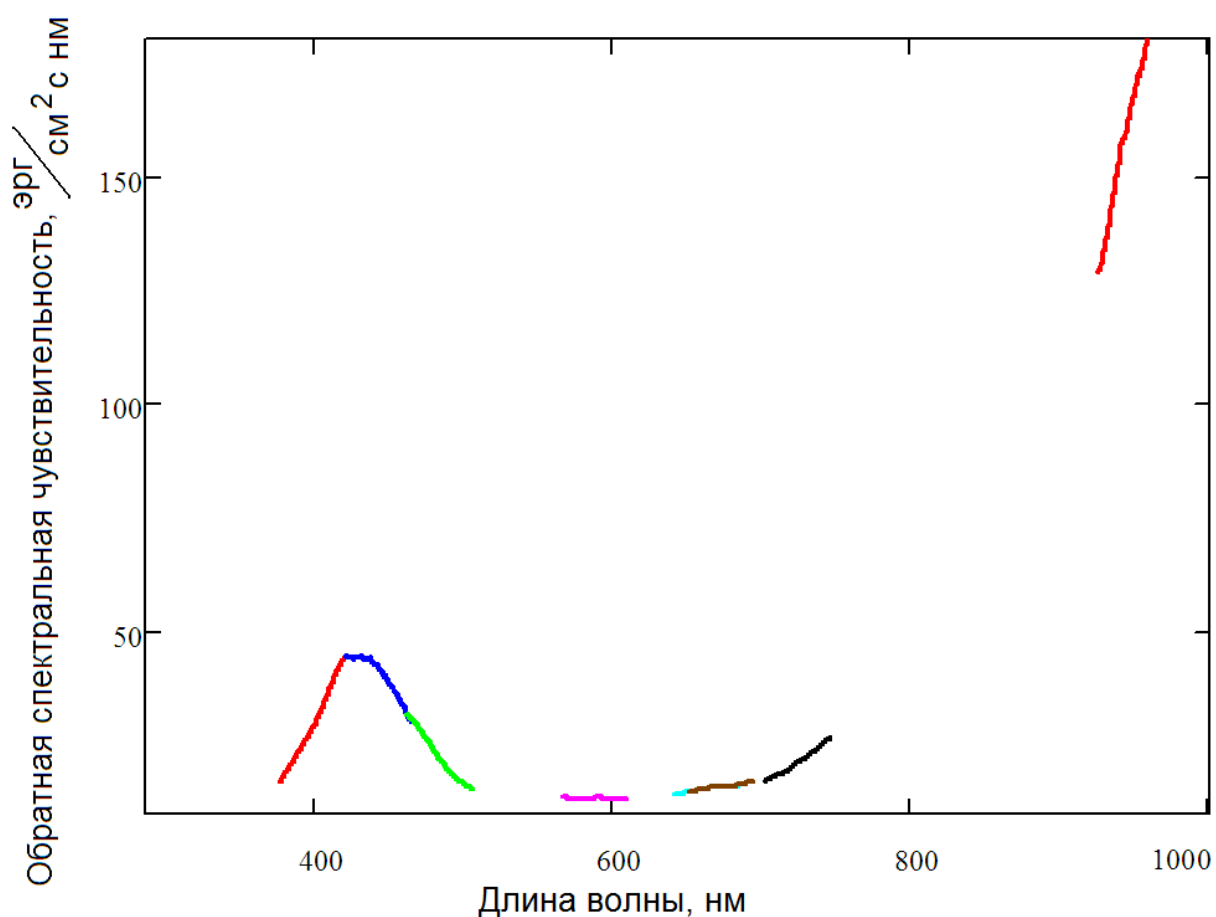


Рис. 28. Участки кривой обратной спектральной чувствительности матрицы Andor на участках спектра, проецированных на нее спектрографом ДФС

Так как в экспериментах по наложению импульса не было времени на перенастройку спектрографа ДФС, регистрировался только один, наиболее информативный спектральный диапазон, содержащий одновременно линии HeI и HeII. В качестве такого диапазона обычно выбирался интервал $440 \div 480$ нм либо $640 \div 680$ нм. Кривая обратной спектральной чувствительности скоростной матрицы Andor iStar для диапазона $640 \div 680$ нм приведена на рис. 29.

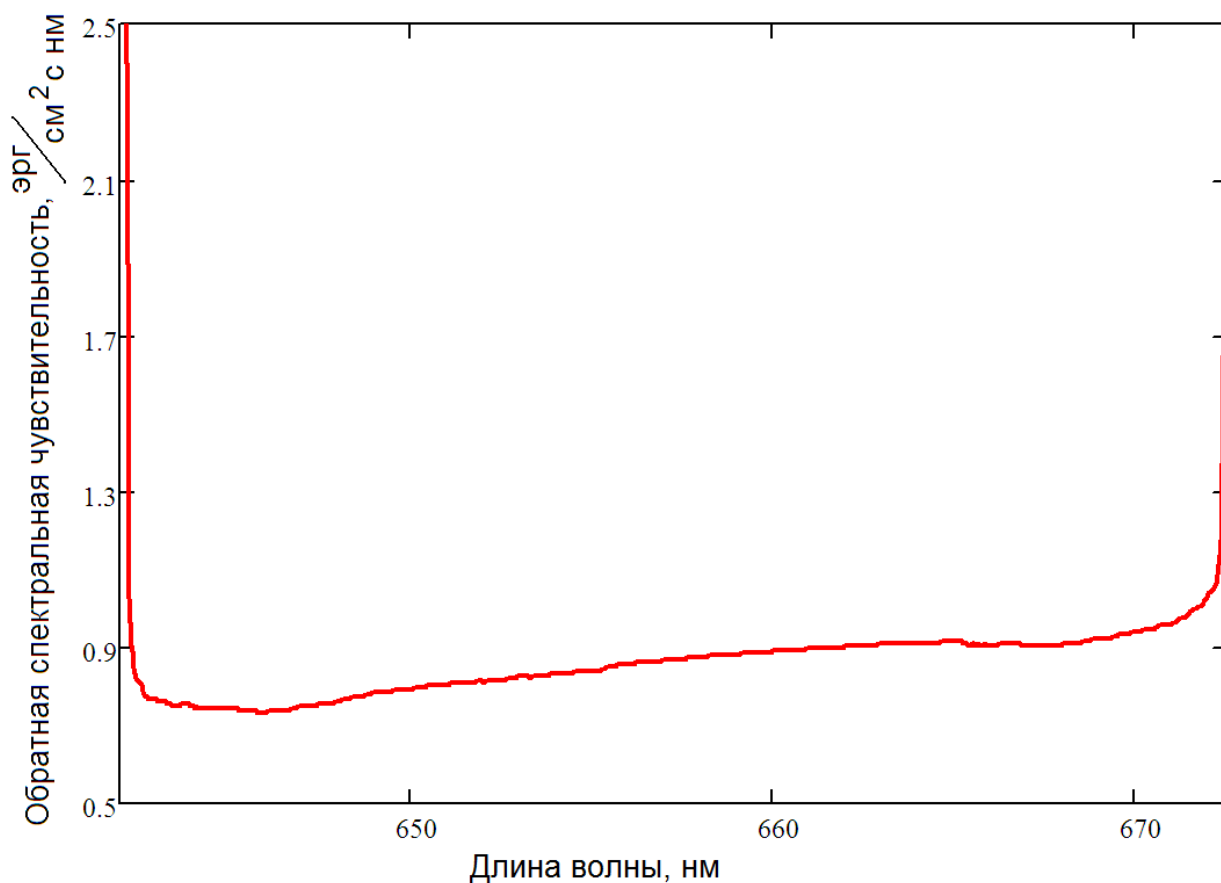


Рис. 29. Участок кривой обратной спектральной чувствительности скоростной матрицы Andor iStar на участке спектра, проецированном на нее спектрографом ДФС в импульсном эксперименте

Выполненные калибровочные процедуры позволяют перейти от относительных измерений к абсолютным интенсивностям спектральных линий и концентрациям излучающих атомов и ионов гелия.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Регистрируемые в ходе эксперимента спектральные данные

Основной интерес при регистрации спектра представляют атомарные HeI и ионные HeII спектральные линии гелия. Общее число исследованных контуров спектральных линий HeI – около 20, HeII – 3. На рисунке 30 на диаграмме Гротриана приведены переходы, соответствующие зарегистрированным переходам в HeI.

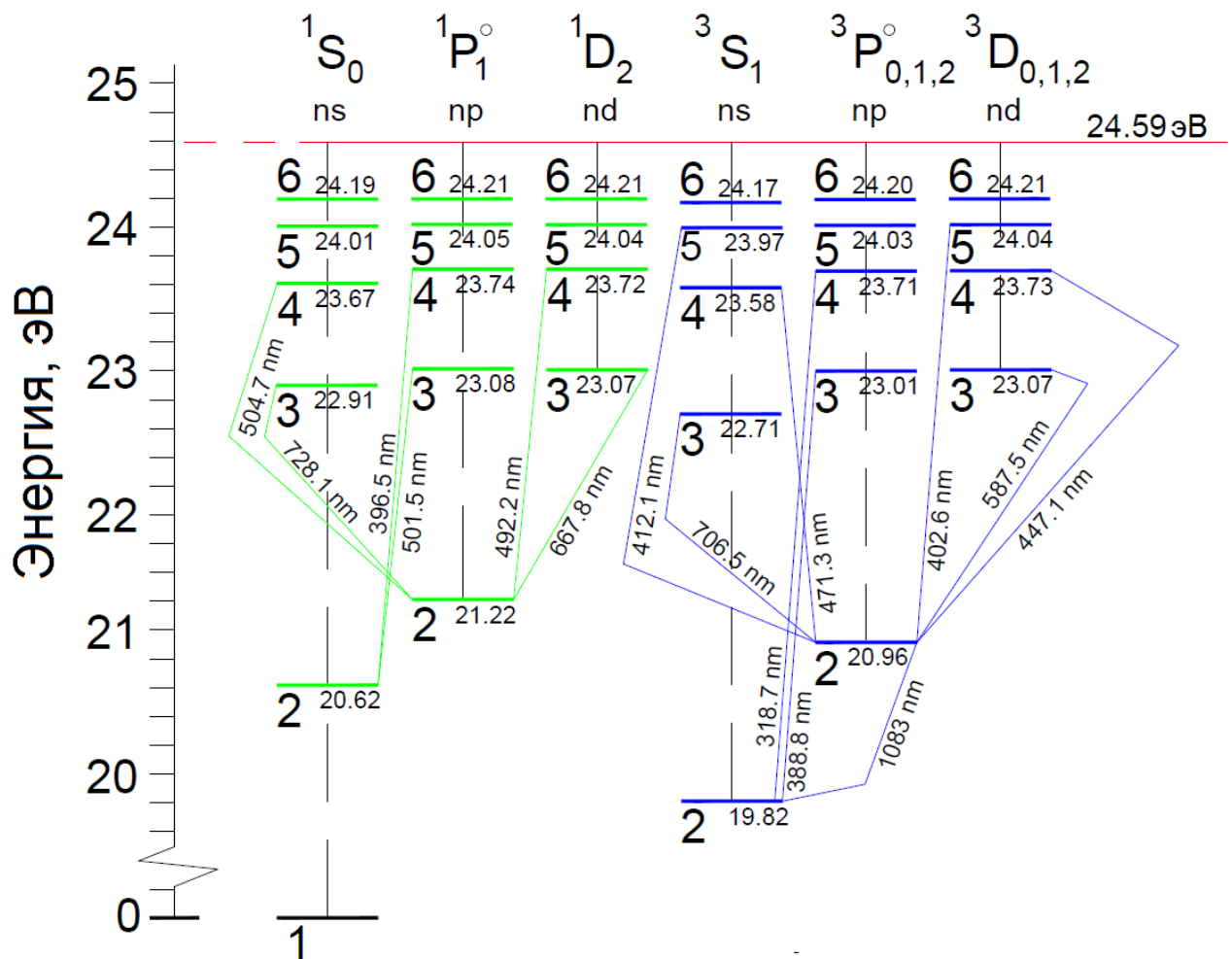


Рис. 30. Диаграмма Гротриана для HeI

На рис. 31 приведена схема энергетических уровней иона HeII, переходы, соответствующие зарегистрированным в работе линиям, отмечены толстыми линиями.

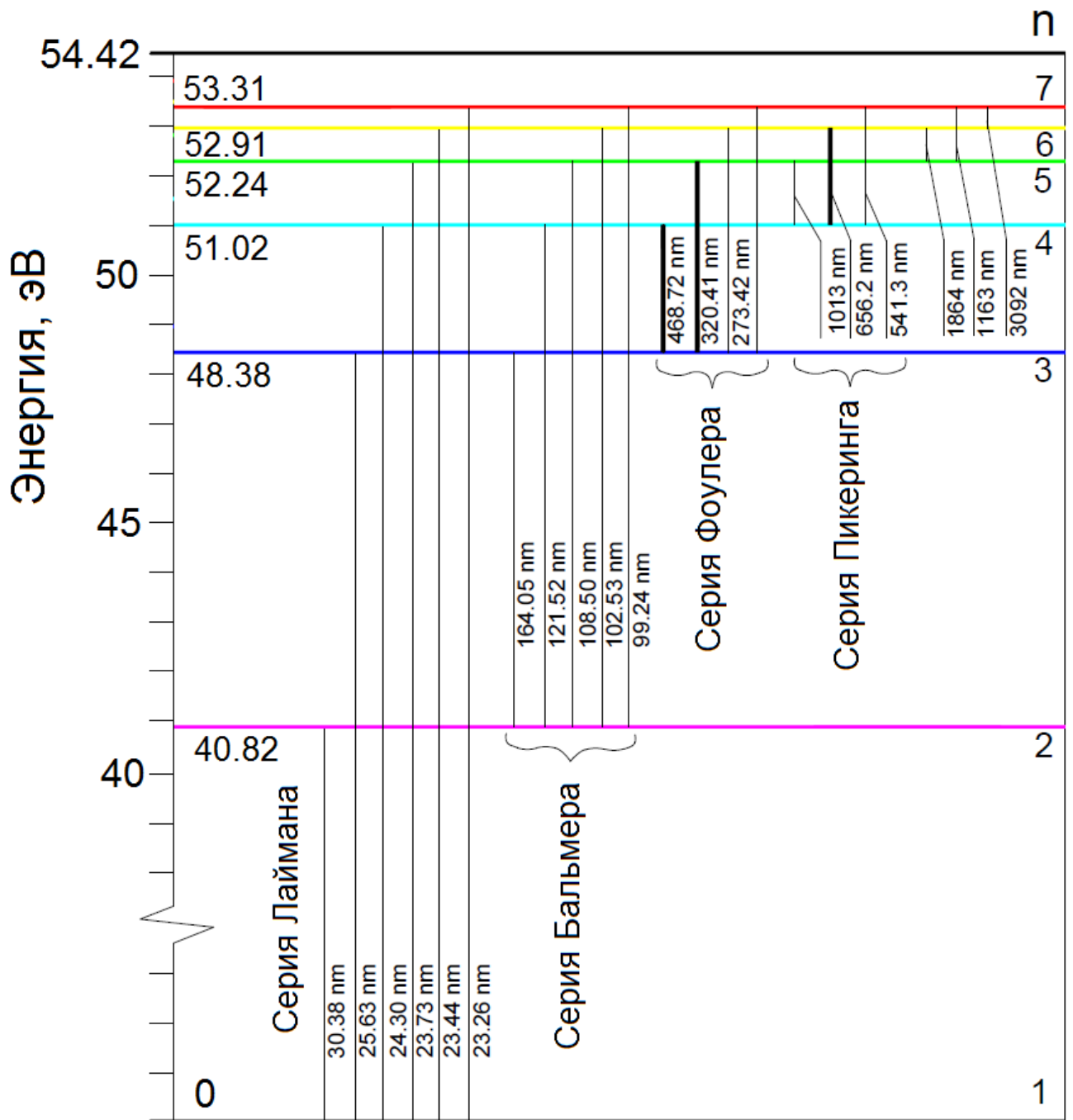


Рис. 31. Схема энергетических уровней HeII

Излучательные характеристики исследуемой плазмы характеризуются высокой стабильностью и воспроизводимостью, – ширина и интенсивность анализируемых спектральных линий при повторных регистрациях изменялись не более чем на 5%.

Общая картина спектральных распределений интенсивностей излучения плазмы при различных токах дуги, полученная с помощью спектрометра AvaSpec, представлена на рисунке 32. На рис. 33 а) и б) показаны участки спектров, полученные на ДФС-452 с высоким спектральным разрешением и содержащие как атомные, так и ионные линии гелия.

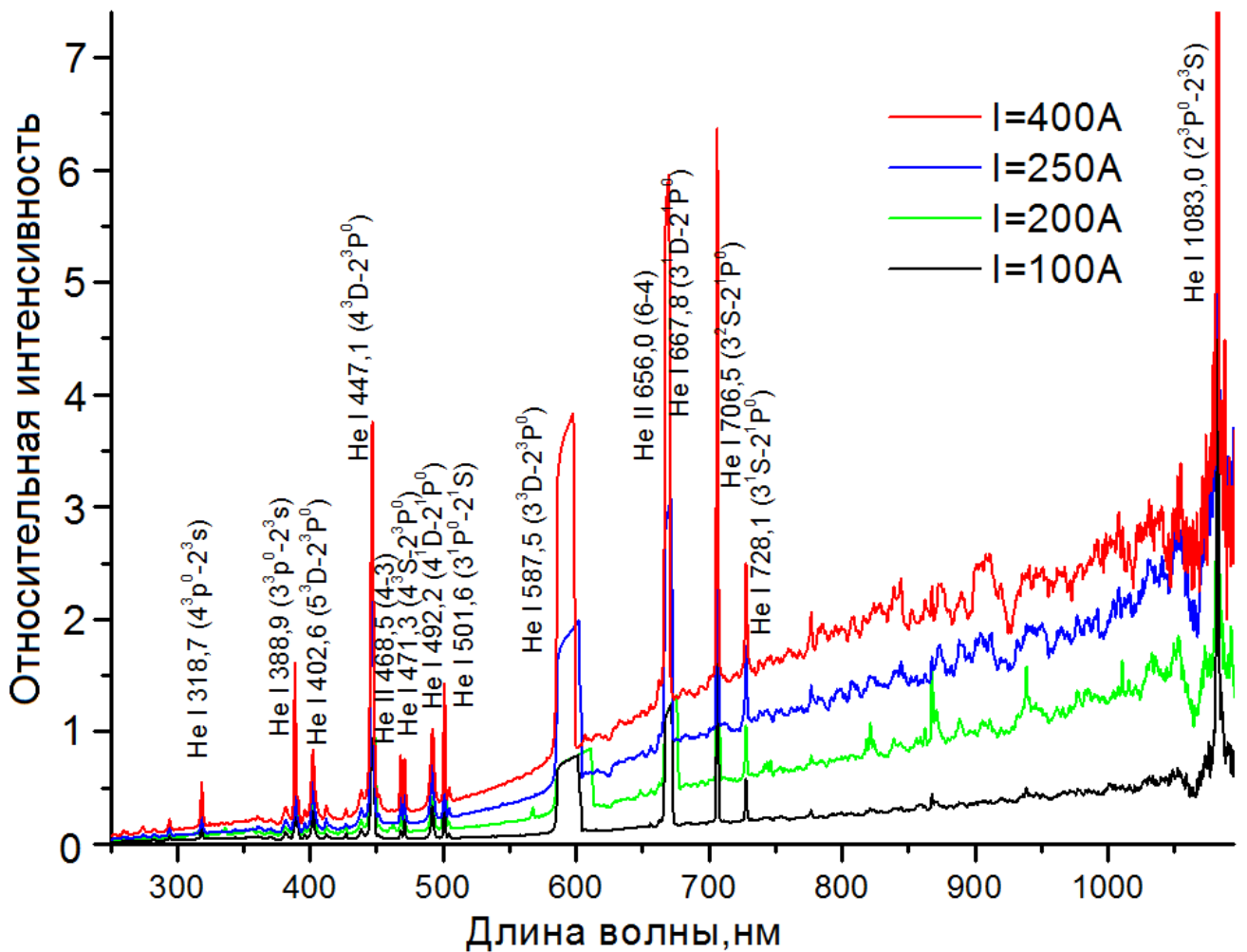


Рис. 32. Обзорный спектр излучения плазмы. AvaSpec - ULS3648TEC

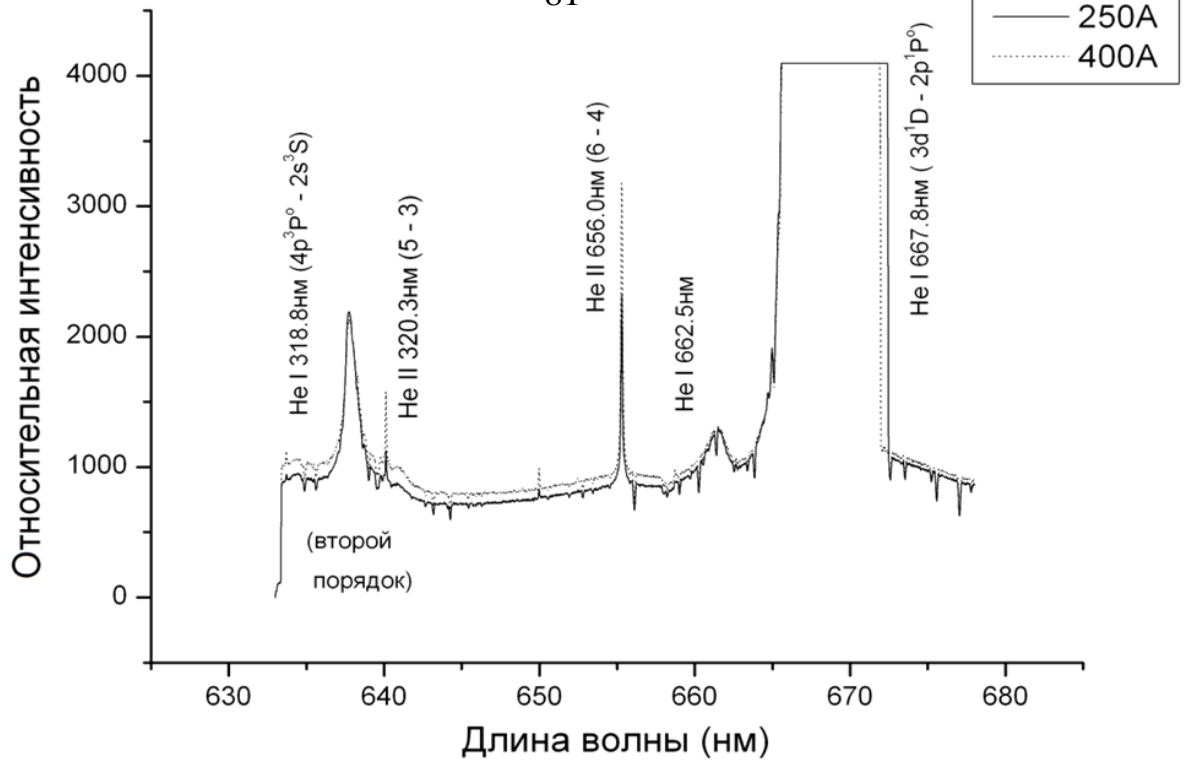


Рис. 33 а. Контуры линий HeI и HeII

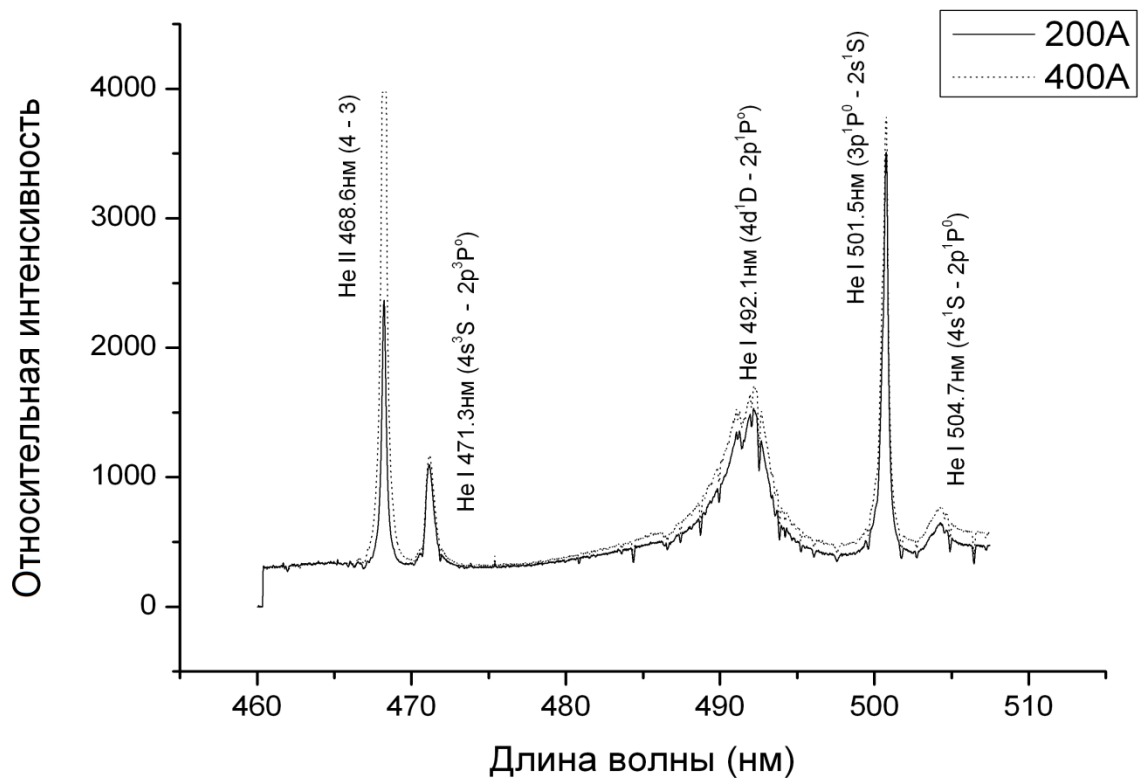


Рис. 33 б. Контуры линий HeI и HeII

Рисунок 33 а) содержит в том числе и спектральные линии, формируемые вторым порядком дифракции спектрографа (на рисунке располагаются на

удвоенной длине волны соответствующего перехода). Данный эффект возможно подавить при помощи фильтров, однако в нашем случае он является положительным, потому допускался намеренно. Таким образом, нам удалось на одном кадре одновременно зарегистрировать линии, соответствующие переходам с энергиями излучающих уровней, различающимися на несколько эВ.

Также в ходе экспериментов было произведена регистрация излучательных характеристик плазмы на различном удалении от катода через предусмотренные конструкцией плазмотрона смотровые окна. Полученные спектры приведены на рис. 34.

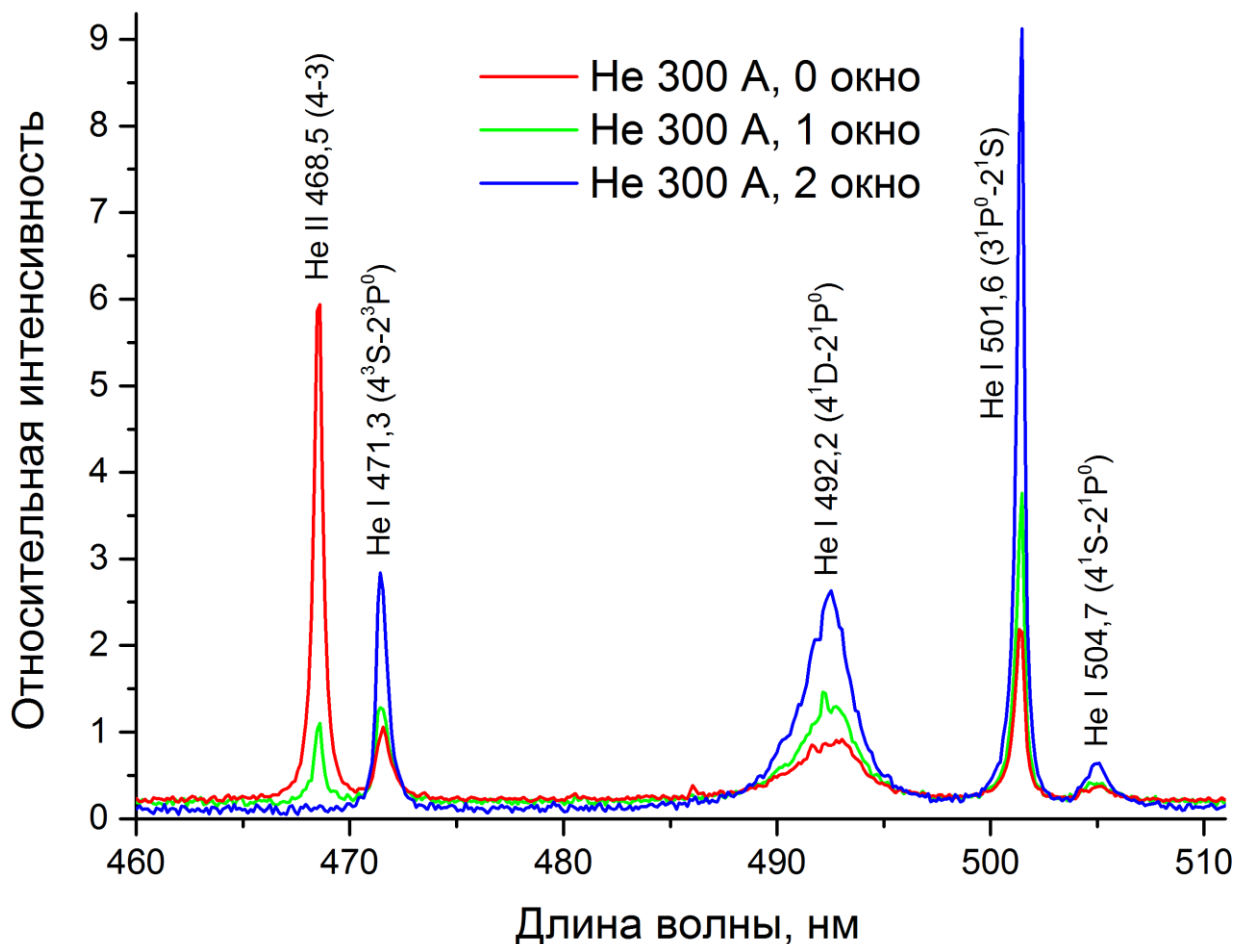


Рис. 34. Излучение гелиевой плазмы на различном удалении от катода

Окно 0 соответствует прикатодной области, далее перемещение идет с шагом 7 мм. Съемка производилась на спектрометр AvaSpec, но для наглядности из обзорного спектра выделен небольшой участок. Обращает на себя внимание резкое падение интенсивности ионной линии и рост атомарных линий при

удалении от катода, сопровождающиеся также небольшим снижением континуума. В прикатодной области интенсивность ионной линии HeII 468.5 нм существенно превышает интенсивность соседней атомарной линии HeI 471.3 нм, на уровне окна 1 их интенсивности примерно сравниваются, а в окне 2 ионная линия полностью исчезает. Этот факт красноречиво говорит о падении температуры электронов вдоль оси дуги. Наличие в спектре столь близко расположенных, хорошо разрешимых и резко меняющихся по интенсивности друг относительно друга линий может дать эффективный инструмент оценки температуры электронов T_e плазмы. Продолжим рассмотрение данного участка спектра.

На рисунках 35 и 36 представлен участок спектра плазмы гелия 440 ÷ 475 нм, зарегистрированный на матрицу Andor с пространственным разрешением по радиусу дуги и на спектрометр AvaSpec соответственно. Видно, что двукратное увеличение силы тока (с 200 до 400 А) приводит к росту интенсивности линий HeI и континуума всего на 20 ÷ 30% и резкому, четырехкратному увеличению интенсивности ионной линии HeII 468.6 нм.

При исследовании комбинированного разряда с импульсно подогреваемой плазмой для детального изучения временных изменений излучательных характеристик гелиевой плазмы спектральный анализ выполнен с использованием аппаратуры высокого пространственного (30 ÷ 50 мкм) и временного (5 ÷ 50 мкс) разрешения с использованием спектрометра ДФС-452 и быстродействующей ПЗС-камеры Andor iStar на выходе. Примеры 2D-спектров плазмы гелия в разные моменты наложения импульса представлены на рисунке 37.

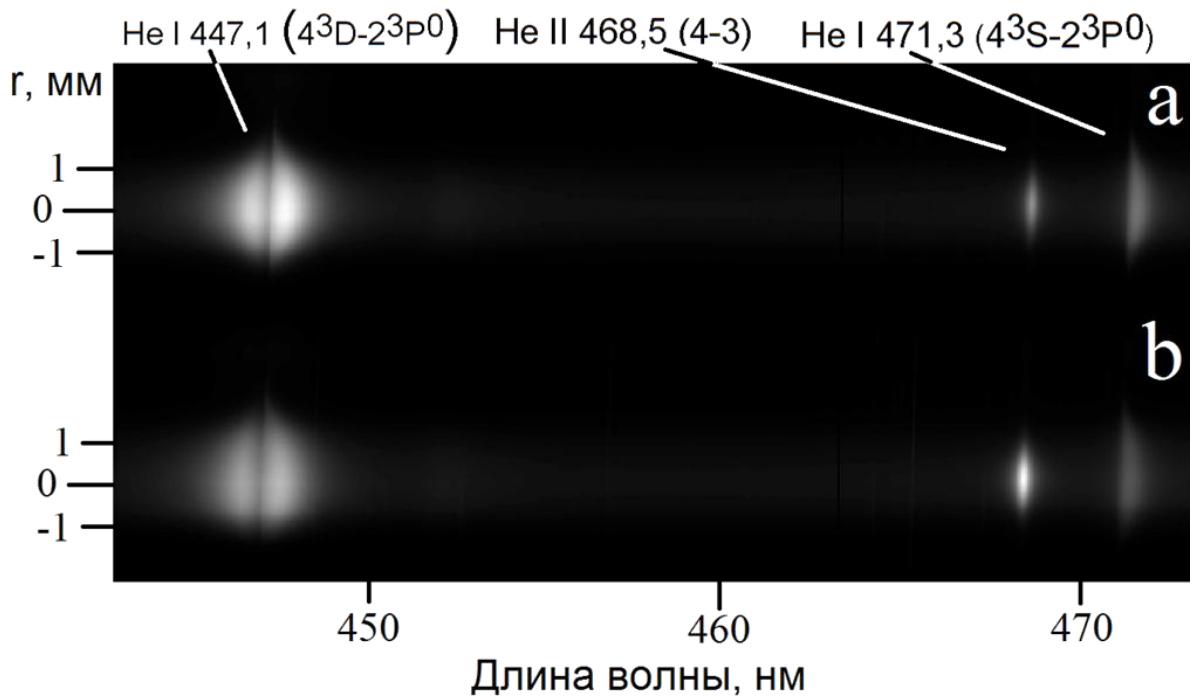


Рис. 35. Пример участка спектров, снятых камерой Andor, расстояние от катода 1 мм. Спектр а соответствует силе тока 200А, спектр б - 400 А.

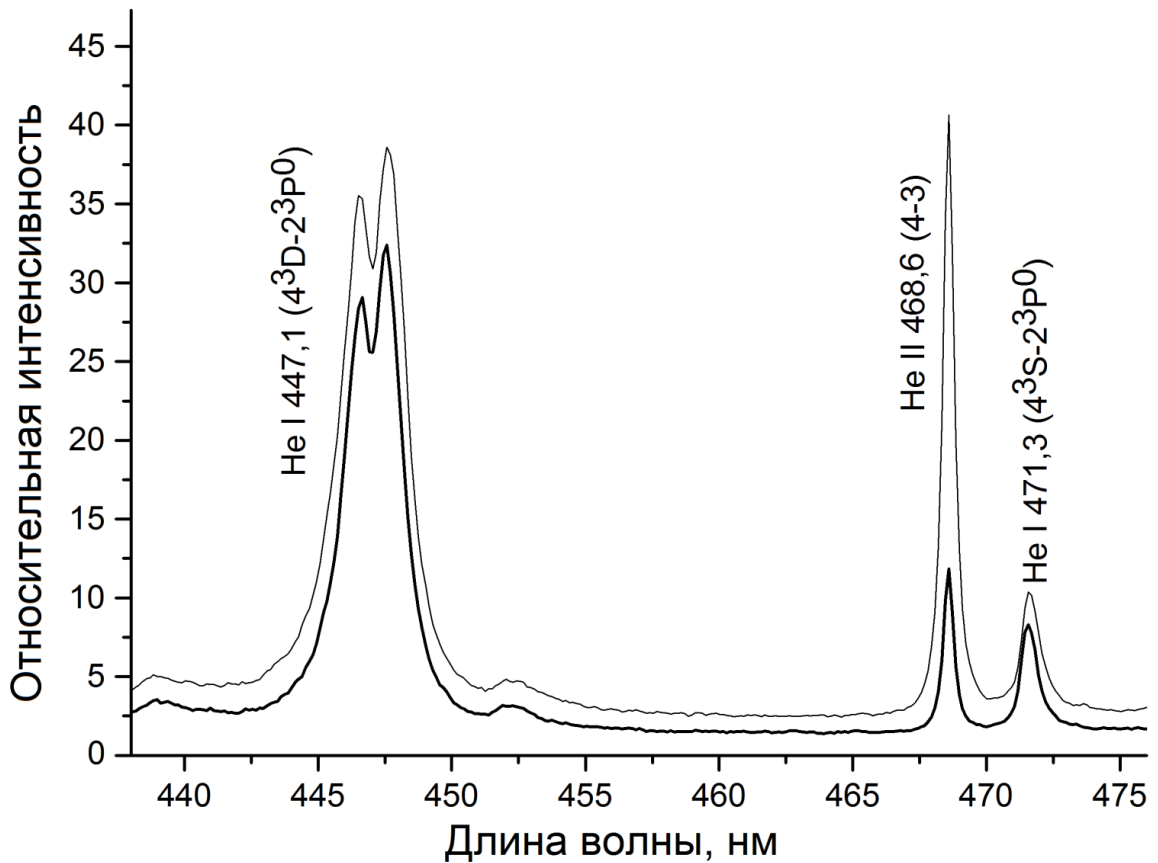


Рис. 36. Пример участка спектров, зарегистрированных спектрометром AvaSpec по линии наблюдения, пересекающей под прямым углом ось разряда, расстояние от катода 1 мм. Толстая линия соответствует силе тока 200 А, а тонкая - силе тока 400 А.

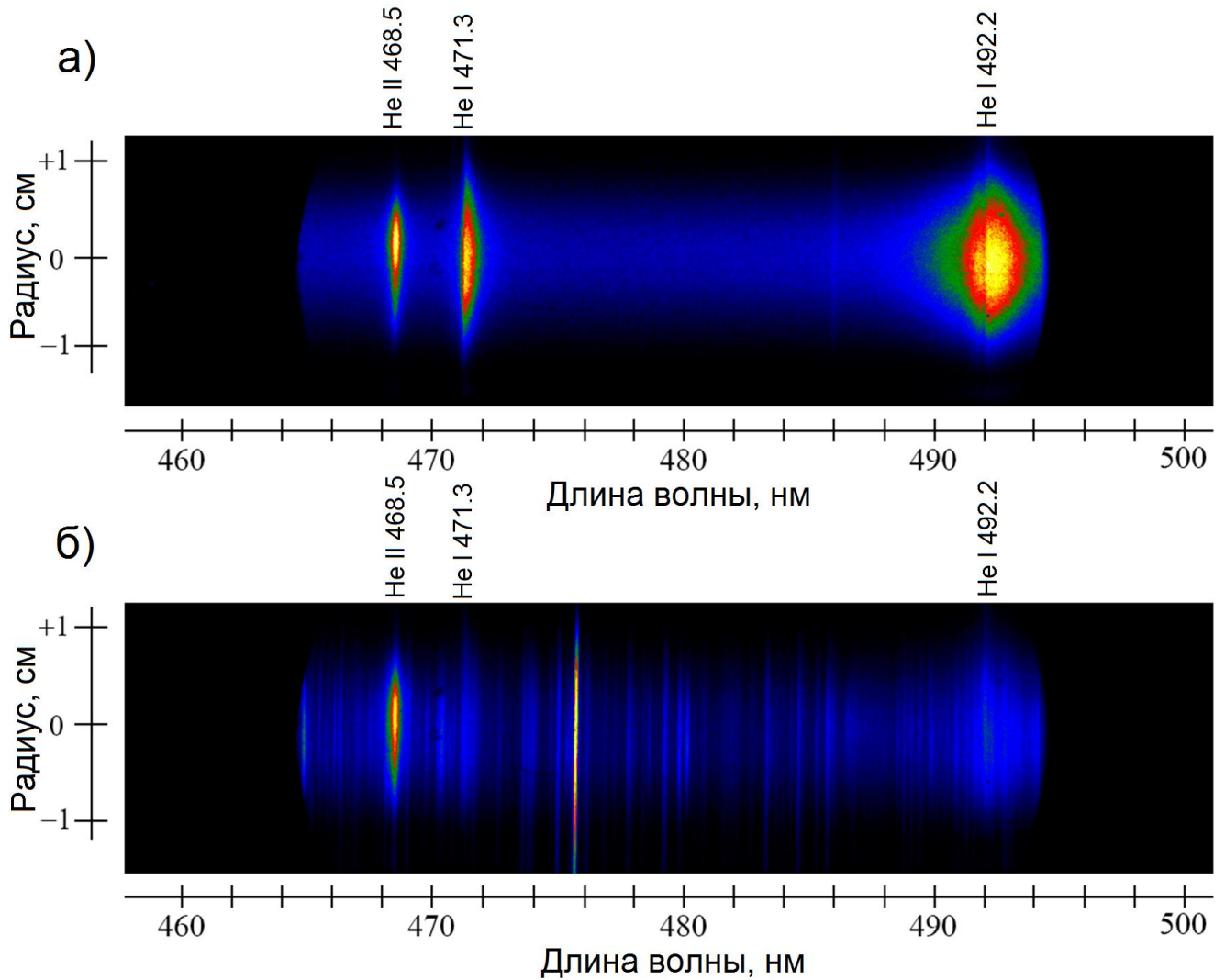


Рис. 37. Спектр излучения плазмы гелия при импульсном подогреве: **а** – $\tau = 0$ нс;
б – $\tau = 400$ нс.

На рисунке 38 приведен набор последовательных кадров, зарегистрированных скоростной камерой Phantom с частотой $1/32$ мкс и экспозицией 1 мкс через смотровое отверстие в сопле плазмотрона (окно 0). На кадрах виден кончик катода, с которого во время наложения импульса тока вырывается и уносится потоком плазмы его материал (медь и вольфрам).

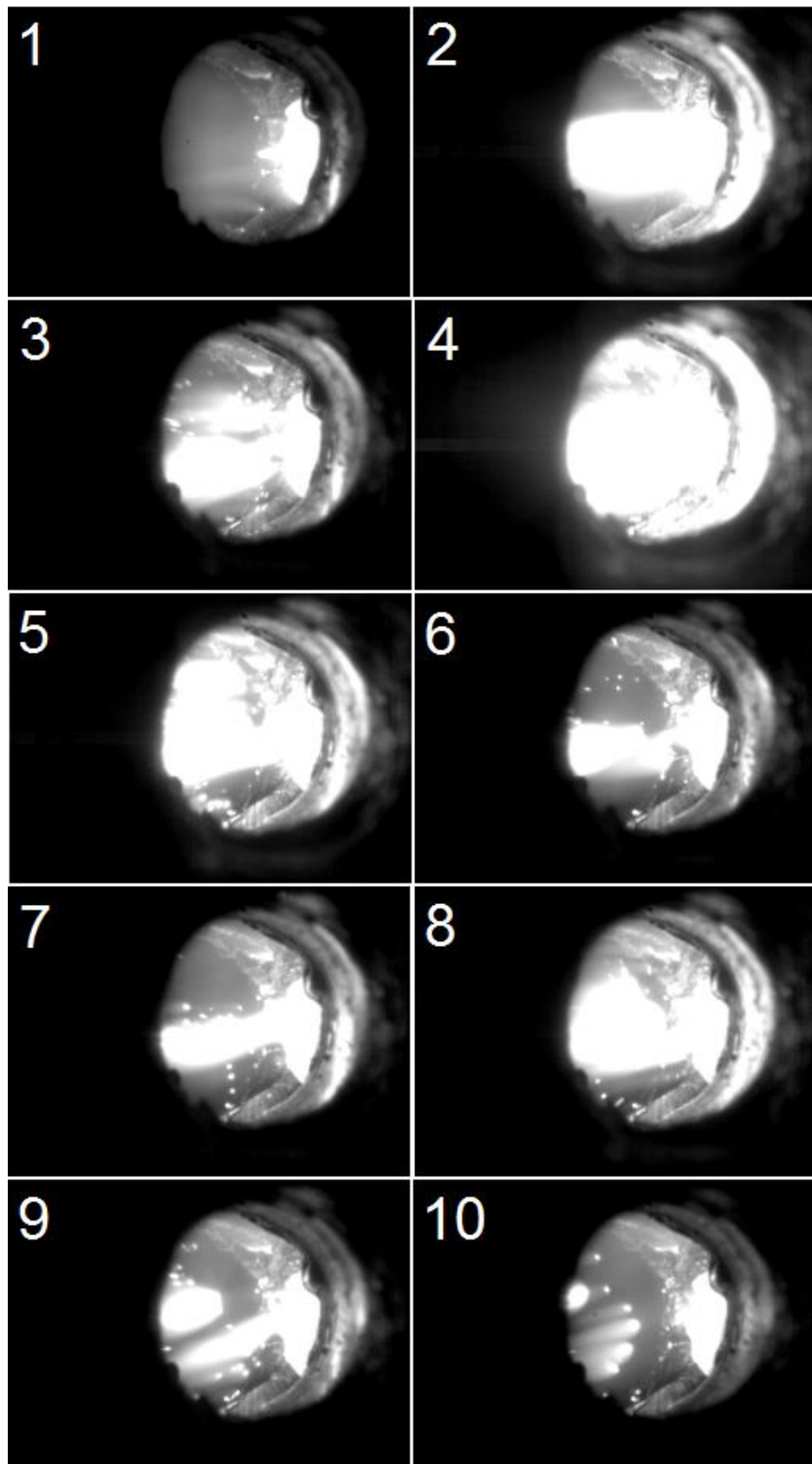


Рис. 38. Кадры видеосъемки разряда во время наложения импульса.

Наличием в плазме примеси металлов, атомы и ионы которых легко возбуждаются (энергии ионизации меньше 8 эВ) и объясняется наличие на рисунке 37 б) большого количества дополнительных линий, отсутствующих в стационарно горящей дуге. В случае же, если момент “вылета” материала из катода точно совпадает с моментом регистрации спектра, линии металла полностью “забивают” линии трудно ионизируемого гелия в спектре (рис. 39).

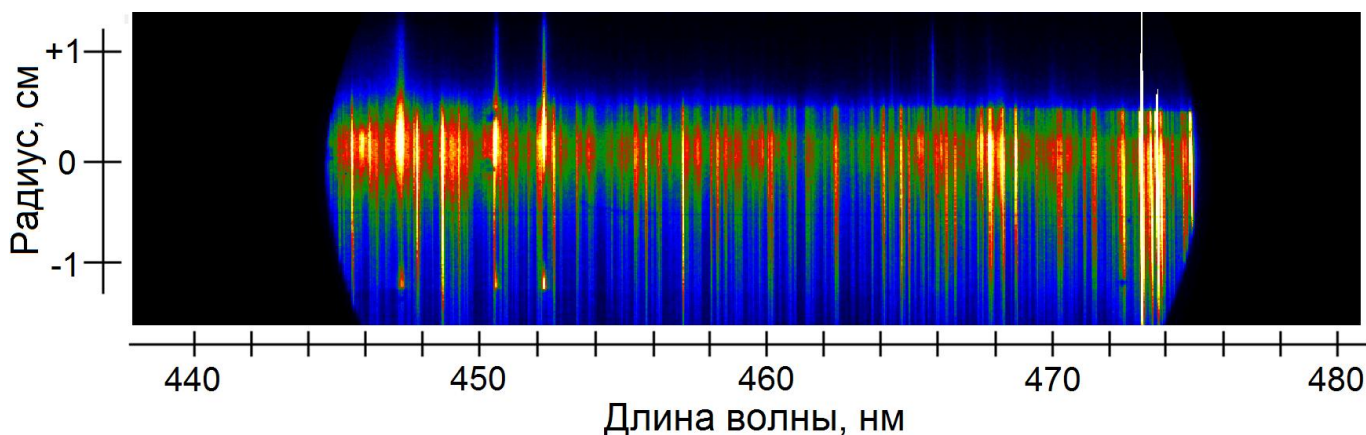


Рис. 39. Яркие металлические линии в спектре импульсной плазмы.

4.2. Алгоритм обработки собранных спектральных данных

Для обработки экспериментально полученных спектральных данных использовалась специально разработанная программа автоматизированной обработки спектров. Для отождествления экспериментально зарегистрированных линий используется база данных спектральных линий NIST [29]. Процедура обработки требует от оператора лишь ввода исходного спектра и таблицы спектральных линий, а также коррекции выходных данных (контроля наличия ошибок в обработке), все же операции выполняются автоматически. Такой подход позволяет оперативно обрабатывать большие массивы экспериментальных данных.

При обработке экспериментального спектра определяются положения центров присутствующих на нем пиков, далее для каждой выявленной линии обработка включает в себя следующие этапы:

- 1) Определяется спектральный интервал, которому принадлежит рассматриваемая линия;
- 2) В базе данных спектральных линий [29] выполняется поиск табличной линии, с наибольшей степенью вероятности соответствующей данной экспериментальной линии;
- 3) Производится обратное преобразование Абеля зарегистрированного «хордового» контура спектральной линии для получения истинного контура линии, как функции радиуса разряда;
- 4) Контур линии аппроксимируется функцией Фойгта [77]. Полуширина и другие параметры линии определяются как параметры функции, при которых она лучше всего описывает рассматриваемую линию. При разделении ее на гауссовскую и лоренцевскую [78] составляющие становится возможным определение соответствующих параметров плазмы из полуширин полученных компонент (гауссовская составляющая в нашем случае формируется за счет аппаратной функции и доплеровского уширения, а лоренцевская - за счет Штарк-эффекта);
- 5) Интенсивность линии определяется как интеграл найденной аппроксимирующей функции;
- 6) Интенсивность континуума вблизи линии принимается равной интенсивности аппроксимирующей функции на большом удалении от центра линии.

Рассмотрим некоторые этапы данного алгоритма подробнее.

Матричные данные, полученные спектрографом ДФС-452 с камерой Andor, позволяют определить пространственные распределения излучательных характеристик плазмы. При этом матрица регистрирует не истинные, а хордовые

(интегральные по линии обзора) интенсивности, и требовалось применить к получаемым распределениям обратное абелевское преобразование с целью получения радиальных распределений параметров плазмы. Обработка единичного спектра, охватывающего интервал длин волн около 40 нм и содержащего несколько спектральных линий HeI и HeII (см. рис. 35 , 37), выполнялась в следующей последовательности:

- Данные с камеры поступают в ASCII-файлах в табличном формате, номера строк и столбцов соответствуют радиусу (расстоянию хорды наблюдения разряда от оси) и длине волны, значения элементов таблицы – яркости пикселей.
- По задаваемым масштабным параметрам производится переход от номеров пикселей к радиусу и длинам волн наблюдаемой спектральной линии.
- Выбранная линия с заданной длиной волны выделяется на изображении и разделяется на «срезы» (вертикальные столбцы пикселей) по радиусу с фиксированной длиной волны каждого столбца.
- Набор точек на одном «срезе» обрабатывается путем обратного абелевского преобразования, обеспечивающего переход от хордовых интенсивностей «среза» к радиальным. Для случая оптически тонкой плазмы, который имеет место для всех наблюдаемых нами линий, формула для вычисления истинных значений имеет вид:

$$i_{ист}(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dI_{хорд}(x)}{dx} \frac{dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}, \quad (53)$$

где $i_{ист}$ – истинное радиальное распределение интенсивности линии, $I_{хорд}$ – зарегистрированное матрицей Andor хордовое распределение, R – верхний предел интегрирования по радиусу, соответствует точке, в которой крыло линии переходит в континуум, r – текущая радиальная координата.

Обычно обрабатываются только половины линий, лежащие на положительной полуоси радиуса. Это допускается исходя из, как правило, наблюдаемой симметричности интенсивности относительно радиуса.

Полученные «срезы» объединяются в таблицу, в которой номера строк соответствуют расстоянию от оси разряда, номера столбцов – длинам волн, значения – интенсивностям. Из этой таблицы уже можно получать «срезы» по длине волны для каждого радиуса. Эти срезы представляют собой локальные контуры спектральной линии и несут информацию о радиальных распределениях параметров разряда: температуре электронов, концентрации электронов и концентрации частиц в возбуждённых состояниях. На рисунке 40 представлены примеры контуров атомарной HeI и ионной HeII линий, для которых было проведено обратное преобразование Абеля, в сравнении с исходными контурами, зарегистрированными матрицей Andor при токе дуги 400 А. Провал, наблюдающийся для атомарной линии на малых радиусах, говорит о том, что на оси дуги достигается такая температура электронов T_e , при которой концентрация атомов в возбужденном состоянии начинает спадать за счет их ионизации. На рисунках 41 и 42 представлены радиальные зависимости относительных интенсивностей ($I_{ki}(r) = \int I_\lambda d\lambda$) спектральных линий HeI 471.3 нм и HeII 468.5 нм при силе тока дуги 200 и 400 А. Видно, что при приближении к границе дуги интенсивность линий падает на порядок, при этом распределения для атомарной линии HeI 471.3 нм (рис. 41) имеют точку пересечения, что говорит о том, что при увеличении силы тока с 200 до 400 А концентрация атомов в возбужденных состояниях в осевой области начинает, как ранее отмечалось, спадать из-за ускорившегося процесса ионизации, что также косвенно подтверждается наблюдающимся резким скачком интенсивности ионной линии (рис. 42), а периферийная область плазмы оказывается более нагретой (см. рис. 36). Для интенсивности ионной линии спада в центральной области разряда не наблюдается. При этом она спадает с увеличением радиальной координаты заметно резче, чем в случае атомарной линии: интенсивность ионной линии уменьшается на порядок уже на $r = 1$ мм, тогда как для атомарной линии подобный спад наблюдается только на $r = 1.5$ мм.

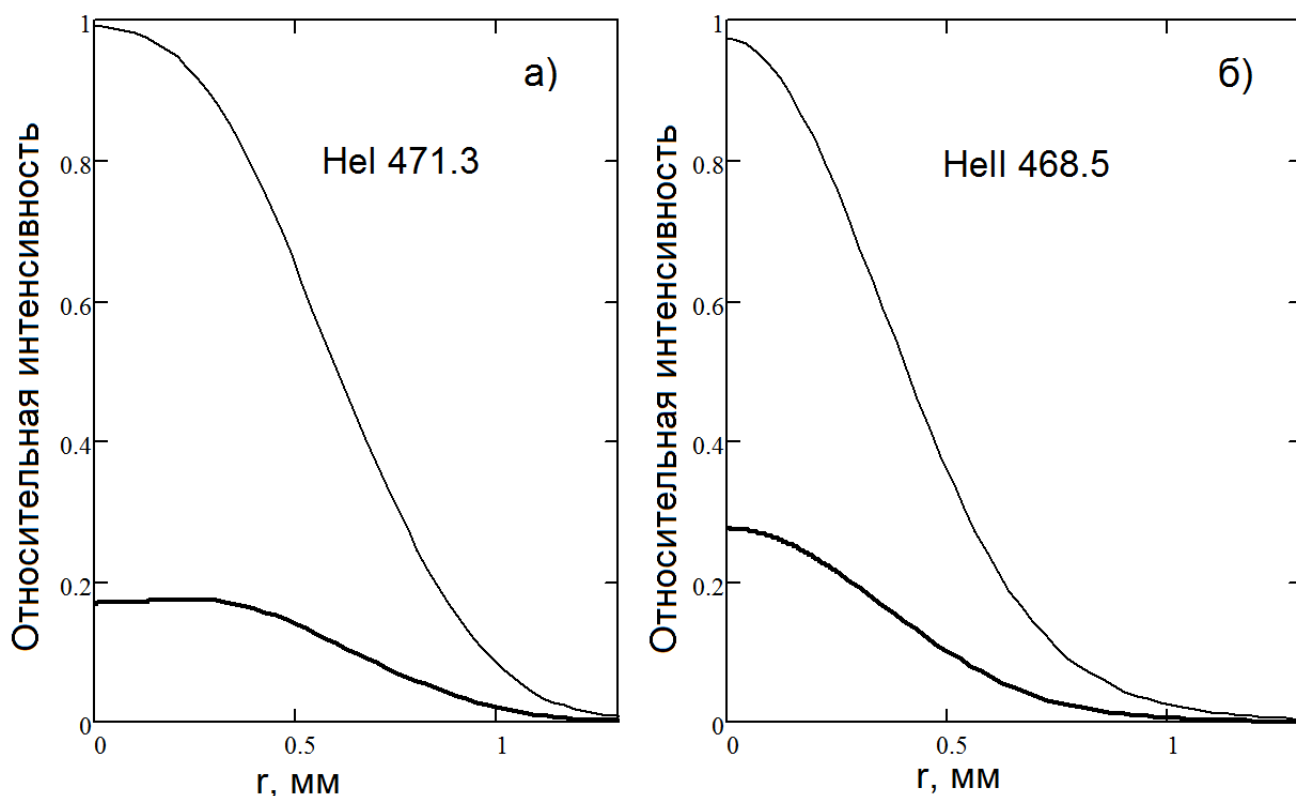


Рис. 40. Результаты обратного преобразования Абеля для контуров атомарной линии HeI 471.3 а) и ионной HeII 468.5 в максимумах интенсивности

Программная обработка контуров спектральных линий показала, что подавляющее их большинство действительно описывается фойгтовской функцией [10]:

$$I_f(\lambda) = I_0 \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\delta\lambda_G'} - y\right)^2 + \frac{\delta\lambda_L}{2\delta\lambda_G'}} dy, \quad (54)$$

и при условии $\delta\lambda_{\text{апп}} (\approx 0,3 \text{ \AA}) \ll \delta\lambda_{1/2} (2 \div 30 \text{ \AA})$ штарковская (лоренцева) составляющая ширины этих линий $\delta\lambda_{\text{St}}$ практически равна измеренной физической ширине линий: $\delta\lambda_{\text{St}} = \delta\lambda_{1/2}^{\text{эксп}}$. Гауссовская составляющая ширины этих линий $\delta\lambda_G$ при ожидаемой температуре плазмы $T \approx 20000 \text{ K}$, будет включать в себя, помимо аппаратной, доплеровскую ширину $\Delta\lambda_D$:

$$\Delta\lambda_G = \sqrt{\delta\lambda_{\text{Апп}}^2 + \delta\lambda_{\text{Допл}}^2}, \quad \Delta\lambda_D \approx 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \cdot \sqrt{T/A}. \quad (55)$$

Здесь $\Delta\lambda_D$ – доплеровская ширина спектральной линии с длиной волны λ_0 элемента с атомной массой A и температурой излучающих частиц T [K]. Для

гелиевой плазмы ($A = 4$) с температурой $T \approx 20\,000$ К доплеровская ширина для линий в области $400 \div 1000$ нм значительна: $\delta\lambda_d \approx 5 \cdot 10^{-5} \lambda_0 = 0.2 \div 0.5 \text{ \AA}$ и соизмерима с аппаратной функцией нашей измерительной системы.

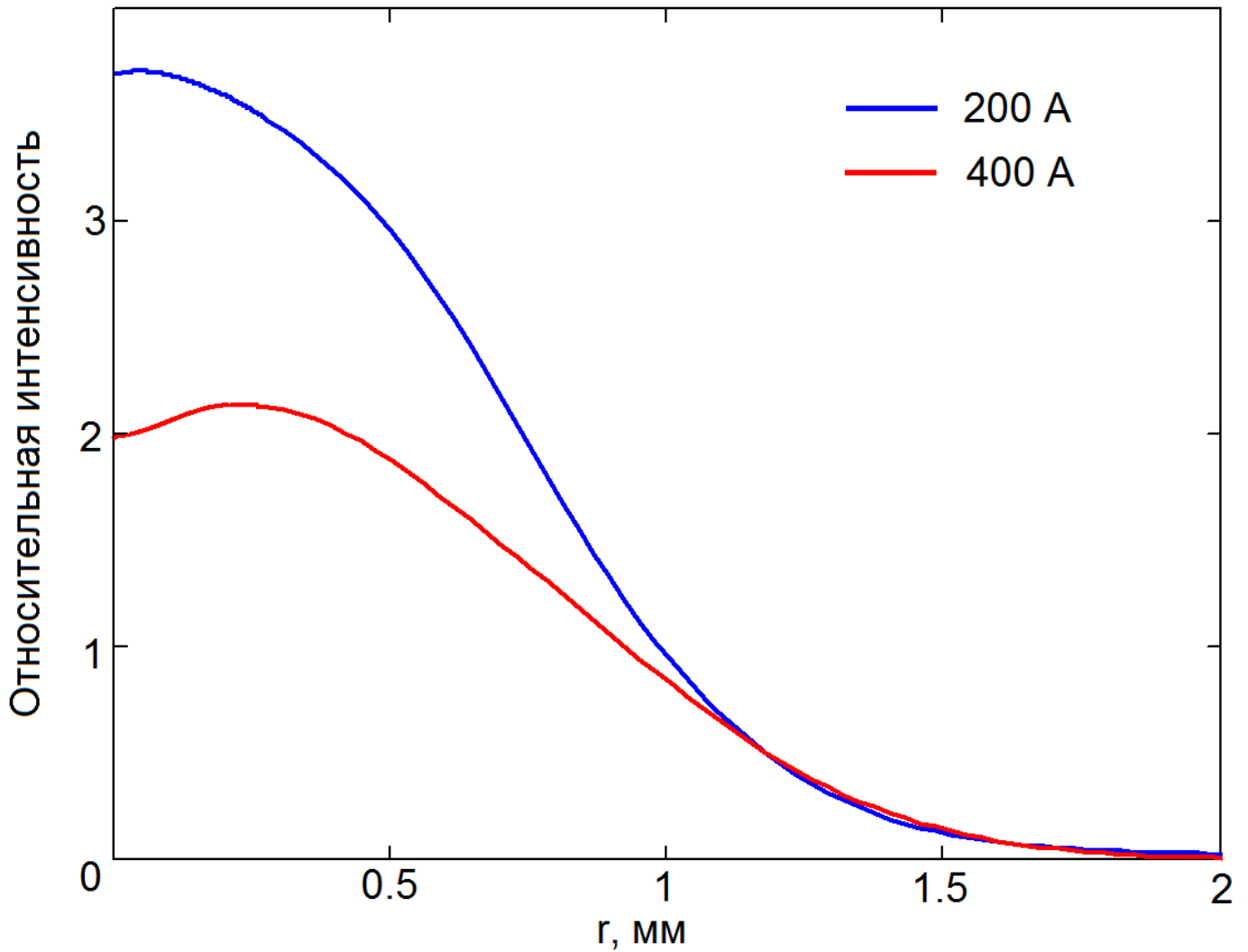


Рис. 41. Радиальное распределение интенсивности линии HeI 471.3 нм

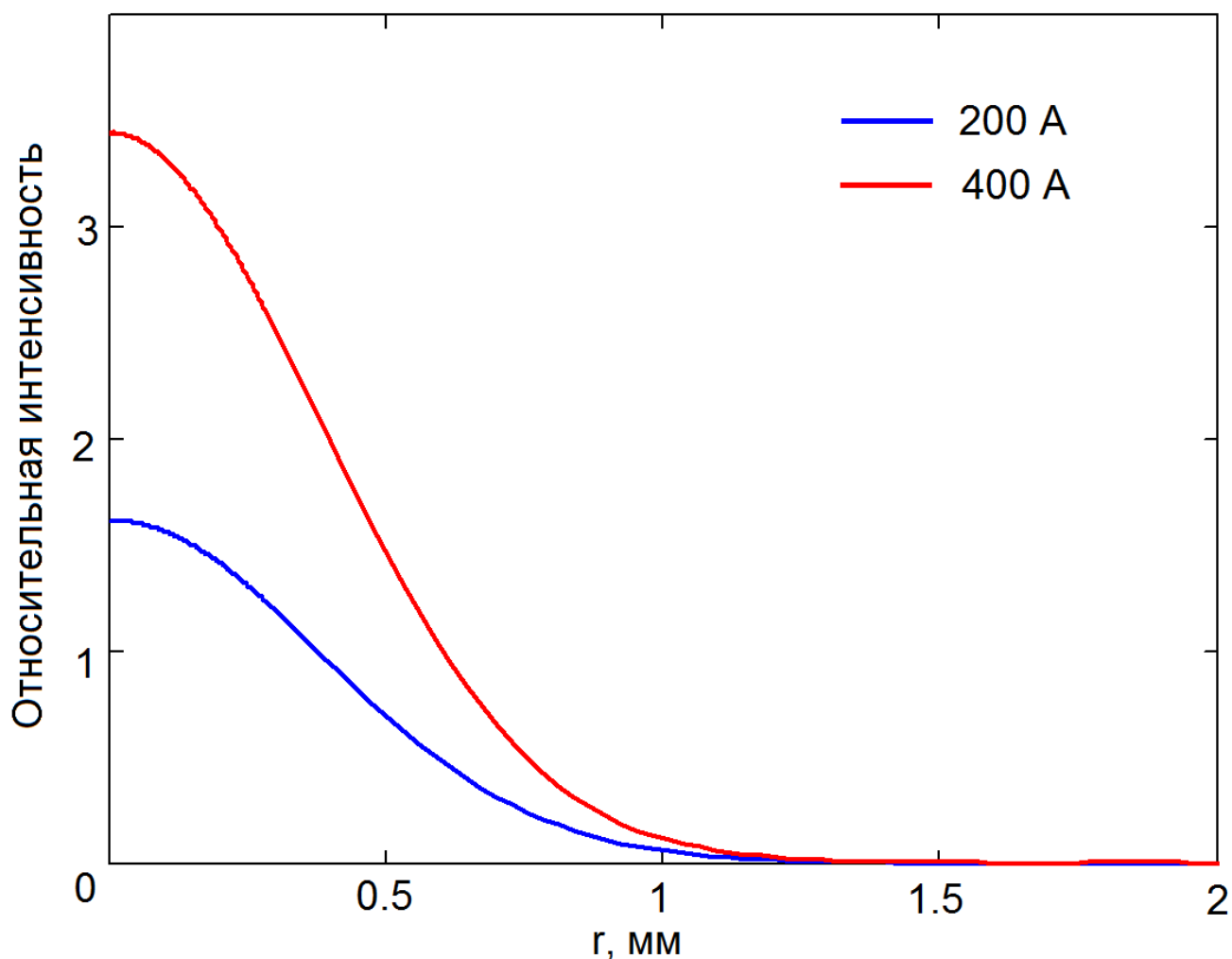


Рис. 42. Радиальное распределение интенсивности линии HeI 468.5 нм

4.3. Определение концентрации электронов n_e

Ширина спектральных линий He с увеличением тока в диапазоне от 200 А до 400 А возрастает. Измерение концентрации электронов n_e было выполнено с использованием полуширины спектральных линий гелия, в уширении которых в нашем режиме основную роль играет Штарк - эффект. Теоретический анализ [8, 10] и тщательный экспериментальный анализ [16] показывают, что в случае атомов гелия HeI в исследуемой плазме имеет место квадратичный Штарк - эффект, константы уширения при котором хорошо изучены (линии 318.7, 388.8, 402.6, 471.3, 492.2, 501.5, 667.8, 706.5, 728.1 нм) [21, 79]. Оценить штарковскую полуширину линий HeI можно по формуле

$$\delta\lambda_{St} = \alpha_{st} \cdot n_e \quad (56)$$

Для ионов гелия наблюдается линейный Штарк - эффект

$$\delta\lambda_{st} = \alpha_{st} \cdot n_e^{2/3} \quad (57)$$

Выражая из формул (56, 57) n_e и подставляя экспериментально определенные лоренцевы (штарковские) составляющие полуширины зарегистрированных фойгтовских контуров спектральных линий, можно получить картину распределения концентрации электронов по радиусу дуги. На рис. 43 приводится пример таких распределений для тока дуги 200 и 400 А, полученных из анализа полуширин локальных контуров атомарных линий HeI. Расчет выполнен по каждой из хорошо разрешенных линий, и полученные результаты усреднены. Отметим, что расхождения распределений отдельных линий составляли не более 20%. Из рис. 43 видно, что концентрация электронов оказывается не слишком чувствительна к увеличению силы тока, что косвенно свидетельствует о том, что температура электронов в эксперименте достигала 2 эВ уже при силе тока 200 А (см. рис. 17). При приближении к границе дуги концентрация электронов падает на порядок.

На рисунке 44 представлена временная зависимость концентрации электронов n_e при наложении на стационарную дугу подогревающего импульса. Обращает на себя внимание тот факт, что экспериментально определяемая n_e возрастает на 50% в сравнении со стационарным режимом горения дуги (рис. 43), в то время как согласно рис. 17 при изобарическом увеличении температуры электронов выше 2 эВ n_e должна падать. Этот факт свидетельствует о как минимум пятидесятипроцентном росте давления в плазмотроне при наложении подогревающего импульса.

Полученные распределения хорошо соотносятся с полученными по методике из [15] оценками. На рис. 45 представлен набор экспериментально зарегистрированных контуров линии HeI 447.1 нм на различных радиусах при силе тока дуги 200 А. Шаг по радиусу между толстыми синими линиями

составляет 0.2 мм. Концентрация электронов n_e , оцененная из соотношения запрещенной $2^3P - 4^3F$ и разрешенной $2^3P - 4^3D$ компонент спектральной линии на оси дуги составляет $n_e(0) \approx 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а на периферии разряда ($\sim 1 \text{ мм}$) $n_e(1 \text{ мм}) \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При большем удалении от центра дуги запрещенная компонента линии HeI 447 перестает быть разрешима.

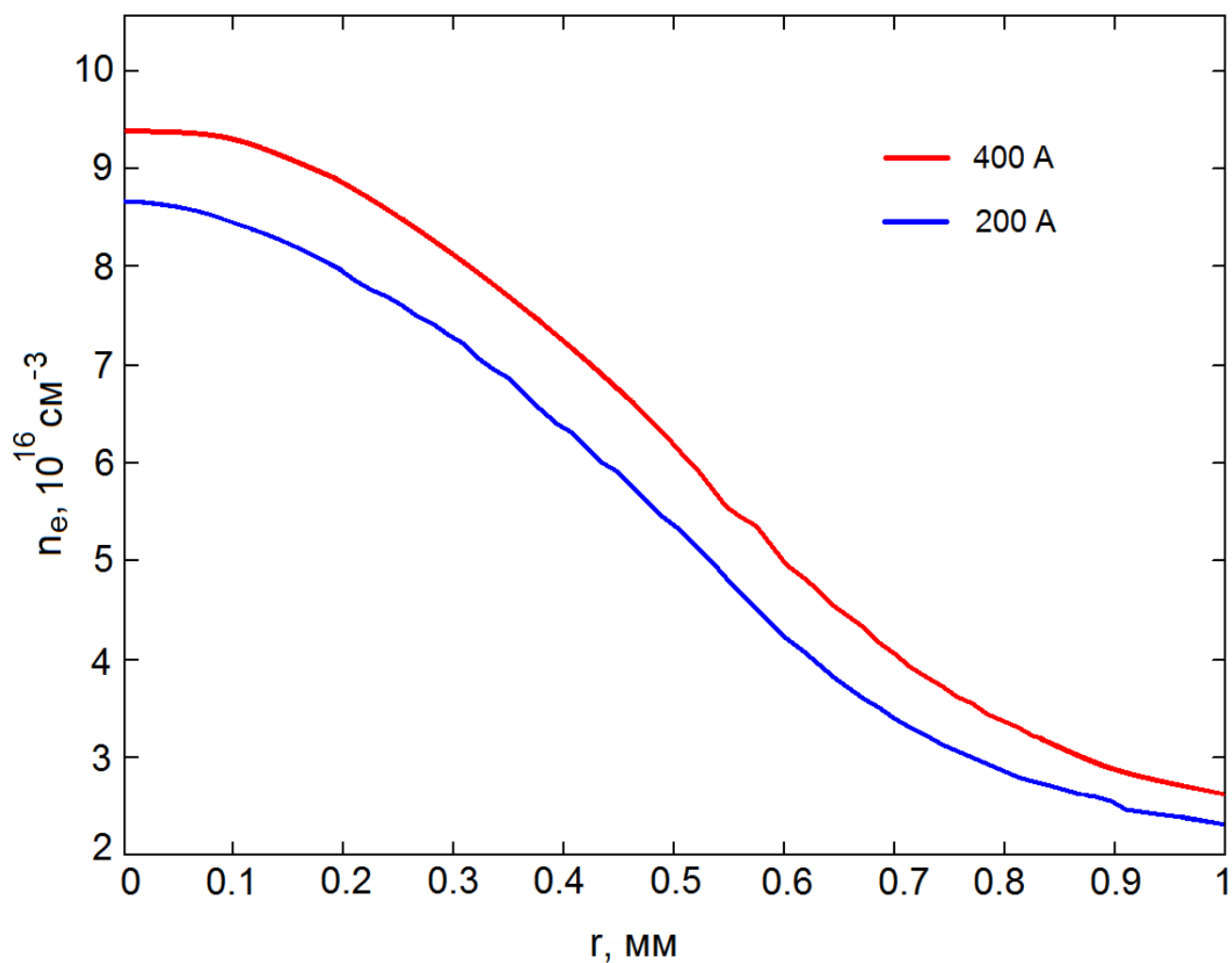


Рис. 43. Радиальное распределение концентрации электронов n_e .

Использование данных [16, 21 ÷ 23, 79] о константах Штарк - эффекта $\alpha_{St} [\text{Å} \cdot \text{см}^3]$ и зависимостей $\delta\lambda_{1/2}^{\text{эксп}}(I)$ позволяет не только определить значения $n_e(I)$ в приосевой области дуги, но и осуществить выбор предпочтительных литературных источников, содержащих данные о $\alpha_{St}(T)$.

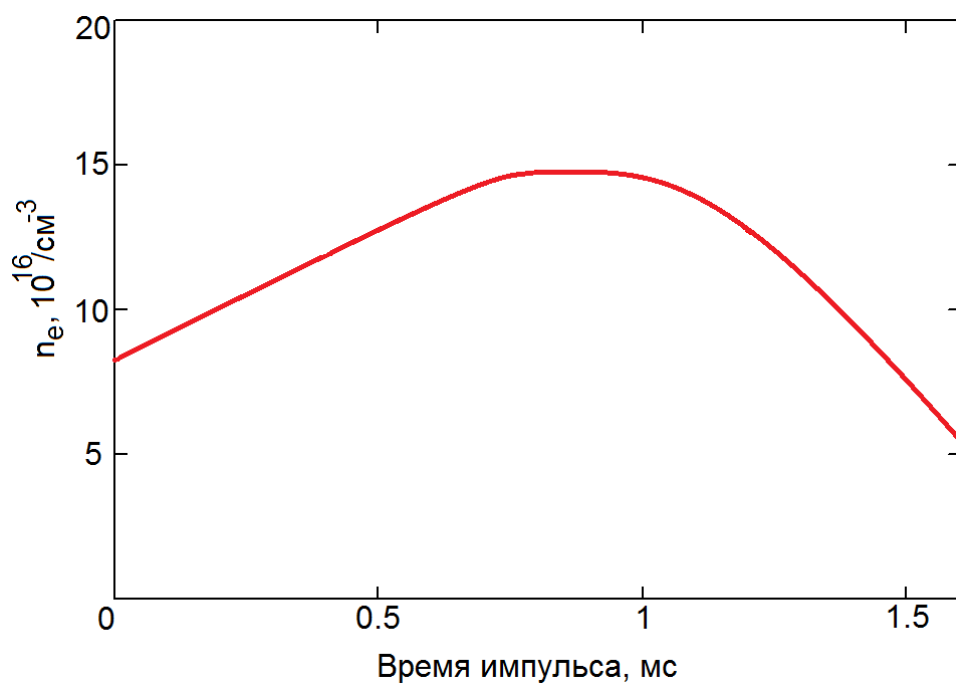


Рис. 44. Изменение концентрации электронов n_e при импульсном подогреве

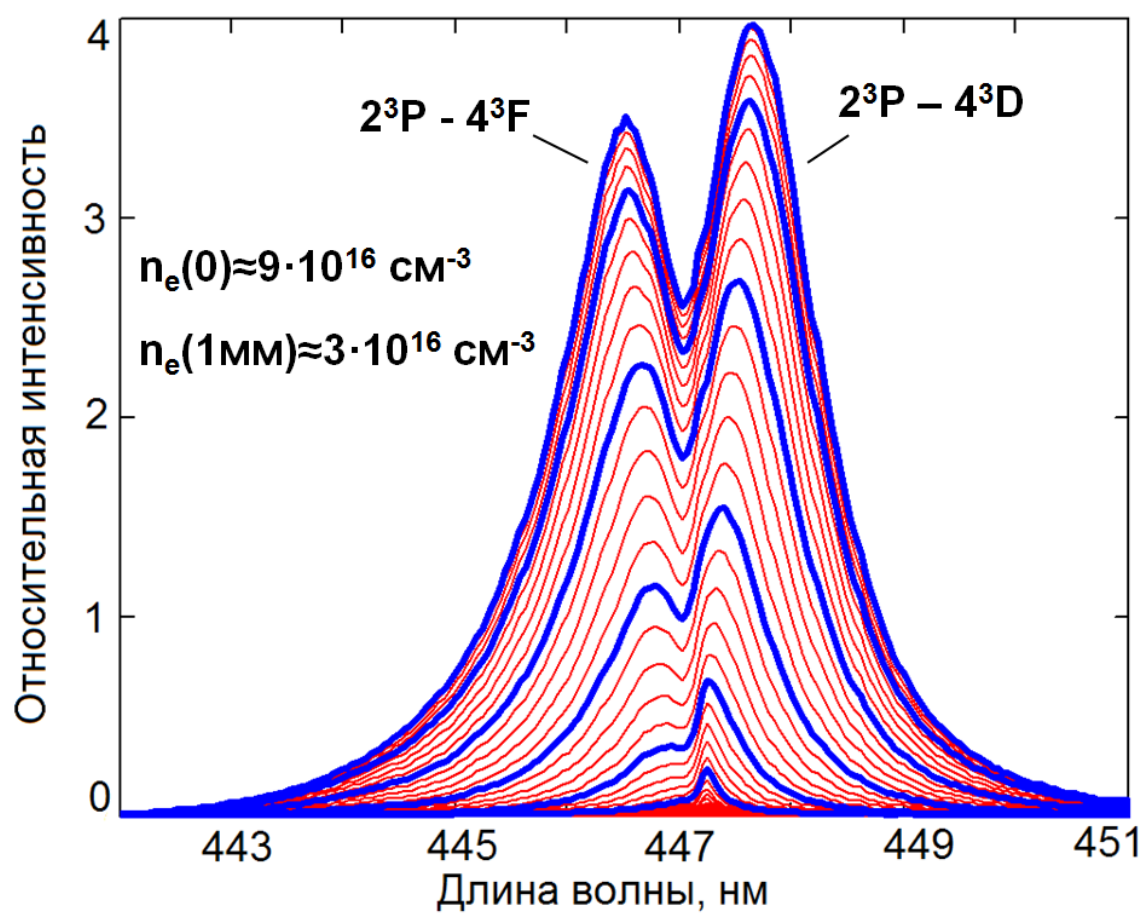


Рис. 45. Контуры линии HeI 447.1 при 200 А на различных радиусах (шаг по радиусу 0.2 мм).

На основе детального сопоставления этих данных с экспериментальными контурами линий HeI можно выделить ряд надежных констант α_{St} (совпадающих в различных источниках и дающих близкие значения концентраций электронов n_e) и воспользоваться ими в расчетах. Используя же полученные значения n_e , возможно решить обратную задачу и уточнить литературные данные по константам Штарк-эффекта α_{St} . Литературные данные о штарковском уширении изученных в работе линий HeI и их уточнённые значения приведены в табл. 4.

Не менее важным для диагностики сильно ионизованной плазмы гелия является знание констант штарковского уширения линий HeII. Единичные данные о расчетных значениях α_{St} для линии HeII 468.5 нм содержатся в монографии [8]. При токе дуги 300 ÷ 400 А измеренный контур линии HeII 468.5 нм хорошо описывается формулой Фойгта [10], определяющим параметром которой является отношение $\delta\lambda_L/\delta\lambda_G$. Отметим, что наличие в плазме существенной доли ионизованного гелия приводит к уширению той части контуров ионных линий, которая расположена далеко за пределами их полуширин. В нашем случае (решётка 1200 шт/мм) $\delta\lambda_{\text{анн}} = 0.25 \text{ \AA}$, $\delta\lambda_{\text{допл}} = 0.23 \text{ \AA}$ и $\delta\lambda_G = 0.34 \text{ \AA}$. Поскольку измеренная полуширина линии $\delta\lambda_{1/2}^{\text{эксн}} = (3.5 \pm 0.2) \text{ \AA} \gg \delta\lambda_G$, и контур линии имеет лоренцев вид:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{\varepsilon_0}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \delta\lambda_L^2}, \quad \delta\lambda_L \approx \delta\lambda_{1/2}^{\text{эксн}} \approx \delta\lambda_{St} \quad (58)$$

Согласно [8, 10], линия HeII 468.5 нм уширена линейным эффектом Штарка, при котором полуширина линии

$$\delta\lambda_{St} = \alpha_{St} \cdot n_e^{2/3}. \quad (59)$$

Следовательно, из соотношения (59) можно восстановить его константу:

$$\alpha_{St}^{468.6} = \frac{\delta\lambda_{St}}{(n_e)^{2/3}} \approx \frac{3,5 \text{ \AA}}{(7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3})^{2/3}} = 2,2 \times 10^{-11} \text{ \AA см}^2 \quad (60)$$

| λ_o (нм) | Конфигурация | Термы | E_k (эВ) | g_k | A_{k-i} (10^7) s^{-1} | α_{St} [Konjevic](10^{-16}) | α_{St} [Griem](10^{-16}) | α_{St} (10^{-16}) |
|------------------|---------------|---------------|------------|-------|-------------------------------|--|-------------------------------------|------------------------------|
| 318,7 | $1s2s - 1s4p$ | $^3S - ^3P^o$ | 23,7 | 9 | 0,505 | 0,778 | 0,688 | 0,60 |
| 388,8 | $1s2s - 1s3p$ | $^3S - ^3P^o$ | 23 | 9 | 0,948 | 0,242 | 0,234 | 0,21 |
| 396,5 | $1s2s - 1s4p$ | $^1S - ^1P^o$ | 23,74 | 3 | 0,695 | 2,306 | | 1,51 |
| 402,6 | $1s2p - 1s5d$ | $^3P^o - ^3D$ | 24,04 | 15 | 1,17 | | 5,92 | 2,49 |
| 447,1 | $1s2p - 1s4d$ | $^3P^o - ^3D$ | 23,73 | 15 | 2,51 | | 2,18 | 2,82 |
| 471,3 | $1s2p - 1s4s$ | $^3P^o - ^3S$ | 23,58 | 3 | 1,06 | 0,956 | 0,874 | 0,88 |
| 492,2 | $1s2p - 1s4d$ | $^1P^o - ^1D$ | 23,72 | 5 | 2,02 | | 3,26 | 4,13 |
| 501,5 | $1s2s - 1s3p$ | $^1S - ^1P^o$ | 23,08 | 3 | 1,34 | 0,854 | 0,668 | 0,63 |
| 504,7 | $1s2p - 1s4s$ | $^1P^o - ^1S$ | 23,67 | 1 | 0,677 | 1,674 | 1,512 | 1,66 |
| 587,6 | $1s2p - 1s3d$ | $^3P^o - ^3D$ | 23,07 | 15 | 7,06 | 0,392 | 0,352 | 0,29 |
| 667,8 | $1s2p - 1s3d$ | $^1P^o - ^1D$ | 23,07 | 5 | 6,38 | 0,982 | 0,698 | 0,67 |
| 706,5 | $1s2p - 1s3s$ | $^3P^o - ^3S$ | 22,71 | 3 | 2,78 | 0,47 | 0,47 | 0,50 |
| 728,1 | $1s2p - 1s3s$ | $^1P^o - ^1S$ | 22,91 | 1 | 1,81 | 0,878 | 0,806 | 0,90 |
| 1083 | $1s2s - 1s2p$ | $^3S - ^3P^o$ | 20,96 | 9 | 1,02 | | 0,151 | 0,27 |

Табл. 4. Литературные и полученные в ходе эксперимента константы штарковского уширения спектральных линий HeI

4.4. Определение газовой температуры плазмы

Особого внимания заслуживает самая длинноволновая из зарегистрированных в ходе эксперимента спектральных линий – HeI 1083 нм (переход 2^3P-2^3S). Контуры линии с разрешением около 0.015 нм были исследованы в диапазоне токов $100 \div 400$ А при использовании дифракционной решётки 600 штрихов на миллиметр и двух раскрытий щели спектрографа $\Delta' = 10$ мкм и $\Delta'' = 30$ мкм, которым соответствовали аппаратные функции системы регистрации $\delta'_{\text{апп}} = 0.025$ нм и $\delta''_{\text{апп}} = 0.06$ нм соответственно. Анализ данного триплета позволил нам: а) расширить диапазон энергий возбуждения состояний HeI, – состояние 2^3P имеет самую низкую энергию возбуждения $E^* = 20.96$ эВ из всех наблюдаемых линий HeI; б) выявить доплеровскую составляющую контура линии, ввиду ее значительности: $\delta\lambda_{\text{Д}}^{1083} \approx 0.035 \cdot \sqrt{T_g, \text{эВ}}$ (нм) и соизмеримости с ожидаемой штарковской составляющей. Анализ доплеровского уширения спектральных линий, т. е. их размытия, связанного с зависимостью наблюдаемой частоты излучения от скорости движения излучателя, является одним из методов определения газовой температуры (температуры тяжёлых частиц). При анализе контура линии HeI 1083 нм необходимо оценить параметр $\delta\lambda_L/\delta\lambda_G$ и тем самым по величине $\delta\lambda_{1/2}^{1083}$ найти

$$\delta\lambda_G = \sqrt{\delta\lambda_{\text{апп}}^2 + \delta\lambda_{\text{опт}}^2} \quad \text{и} \quad \delta\lambda_L \cong \delta\lambda_{\text{St}}^{1083}. \quad (61)$$

Для этого из зарегистрированных контуров “широкой” линии HeI, для которой известны константы квадратичного Штарк – эффекта, необходимо выделить лоренцеву составляющую. Причём в нашем случае $\delta\lambda_L > \delta\lambda_G$. Принимается, что $\delta\lambda_L = \delta\lambda_{\text{St}} = \alpha_{\text{St}} \cdot n_e(I)$. Константы Штарк – эффекта берутся из таблиц [79], при этом для их определения принимается температура электронов $T_e = 22\,000$ К. Стоит отметить, что взятая приближенно электронная температура не окажет существенного влияния на точность конечного результата, так как зависимость константы Штарк – эффекта от электронной температуры довольно

слаба (см. рис. 47). Также оказывается необходимым определить плотность электронов n_e , причём это необходимо сделать довольно точно, так как от неё ширина штарковской линии зависит линейно. Анализ контуров выполнялся в предположении описания его функцией Фойгта $H(a,u)$ [10], где $a = \frac{\delta_{St}}{2\Delta_G}$ – отношение лоренцевой (в нашем случае – штарковской) полуширины линии $\delta_{St}/2$ к гауссовской $\Delta_G = 0.6\delta_G$ (Δ_G – координата $\nu_0 - \nu$ гауссовского контура, при которой интенсивность в «е» раз ниже максимальной, δ_G – гауссова полуширина). Гауссова полуширина включает аппаратную и доплеровскую составляющие:

$$\delta_G = \sqrt{\delta_{ann}^2 + \delta_D^2} = \sqrt{\delta_{ann}^2 + 0.0012T_g (\text{эВ})} \quad (62).$$

Мультиплетная структура линии HeI 1083 нм, состоящая из показанных на рисунке 46 трех компонент с соотношением интенсивностей 1:3:5, позволяет, вследствие близости двух основных составляющих, выполнять анализ правого крыла контура как единого, исключая процедуру разделения на компоненты. Наличие контуров, зарегистрированных при двух различных аппаратных функциях, повышает точность разделения фойгтовских контуров на лоренцеву и гауссову составляющие. Особенностью этой задачи в нашем случае является то, что и лоренцева ширина (пропорциональная, вследствие квадратичного Штарк-эффекта, концентрации n_e) и доплеровская ширина (входящая в состав гауссовой компоненты) не зависят от величины Δ_{ann} , но являются функциями тока дуги, который мы варьируем в диапазоне $100 \div 400$ А.

В результате комплексной обработки контуров линии HeI 1083нм удастся установить зависимость штарковской ширины $\delta\lambda_{St}$ и доплеровской ширины $\delta\lambda_D$ от тока дуги. Погрешность их установления оценивается в 15 и 20% соответственно. Анализ доплеровской составляющей ширины этой линии указывает на то, что при изменении силы тока дуги от 200 до 400 А температура тяжелых частиц T_g возрастает приблизительно от 20 000 до 25 000 К, т.е. намного значительней, чем температура ионизации.

Не претендуя на установление зависимости константы штарковского уширения от температуры (тока дуги), (хотя тенденцию ее роста с током дуги мы наблюдаем), можно, опираясь на измеренные выше по многочисленным линиям HeI значения концентрации электронов, рекомендовать значение этой константы при среднем значении измеренной «газовой» температуры $T_g \approx 20000$ К: $\alpha_{St}^{1083} = 0.27 \text{ \AA}/(10^{16} \text{ см}^{-3})$.

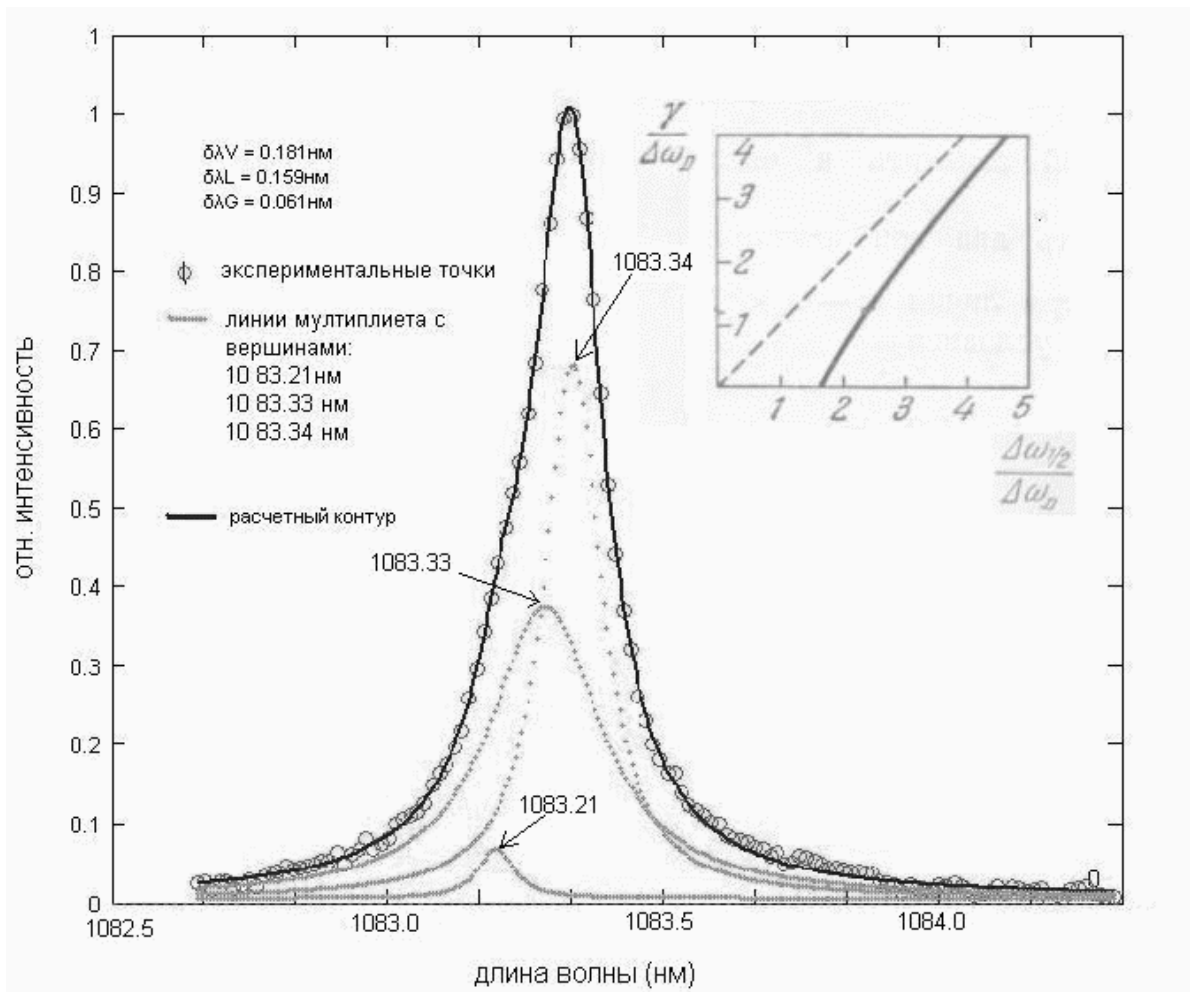


Рис. 46. Фойгтовский контур линии HeI 1083 нм и ее мультиплетная структура

Численное решение задачи о разделении контуров линии HeI 1083 нм с учетом температурных зависимостей лоренцевой (штарковской) и гауссовой (доплеровской) компонент проиллюстрировано на рисунке 47.

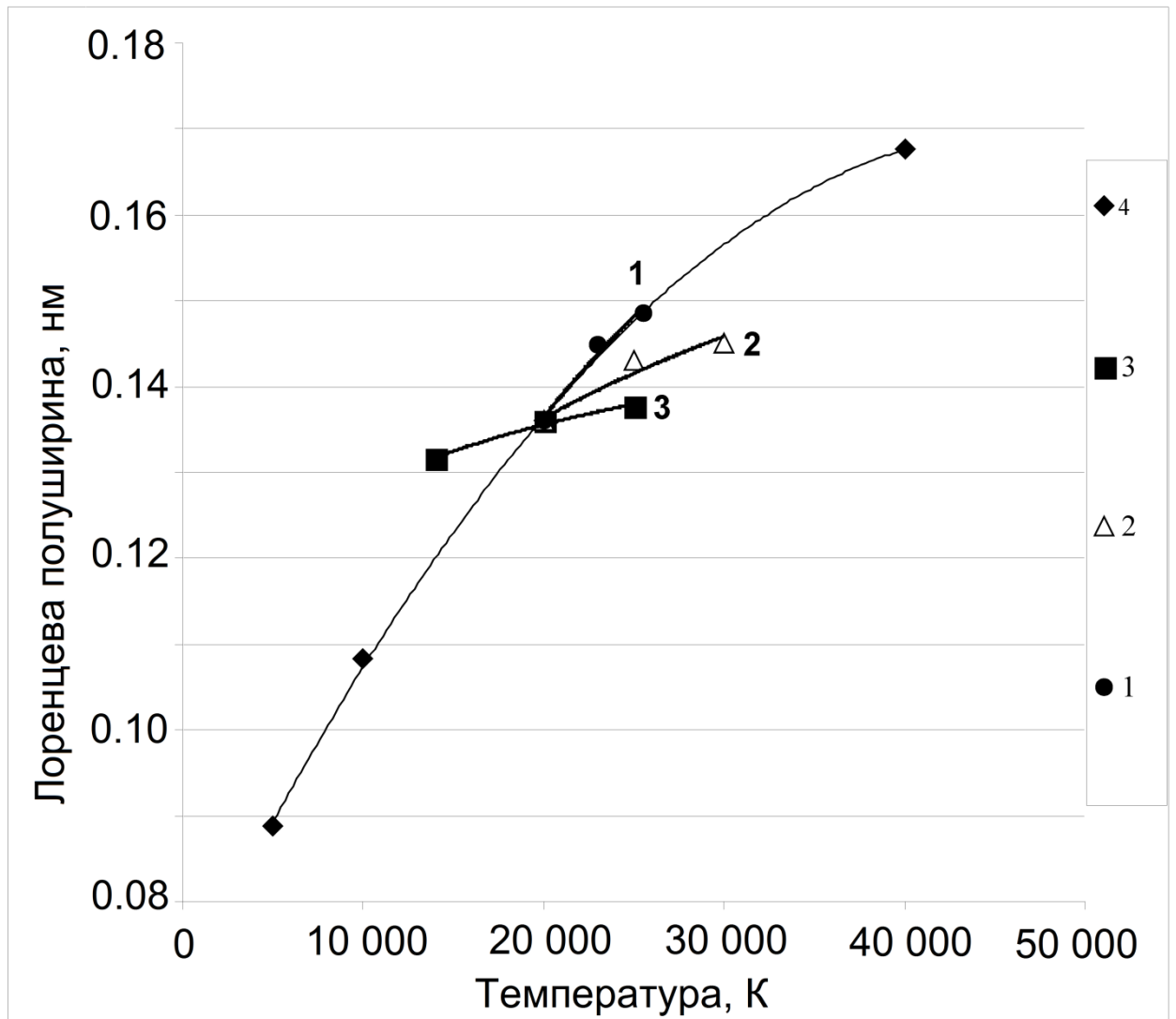


Рис. 47. Определение температуры плазмы из анализа фойгтовских контуров линии HeI 1083 нм; 1 – экспериментальные значения при 20÷25.5 кК, 2 – 20÷30 кК, 3 – 15÷25 кК, 4 – данные [79].

С использованием результатов Грима [79], содержащих температурную зависимость константы Штарк-эффекта, была построена опорная линия изменения лоренцевой (штарковской) полуширины с температурой, которая включает в себя и измеренный рост с током дуги (температурой плазмы) концентрации электронов (тонкая линия на рис. 47). По экспериментальным значениям фойгтовских полуширин методом последовательных приближений были найдены такие значения лоренцевых и гауссовых полуширин (и температур, однозначно зависящих от тока дуги, в предположении $T_e \approx T_g = T$), которые обеспечивают совпадение искомым значений лоренцевой составляющей с ходом

опорной линии. Наилучшее согласие с ее ходом обеспечили следующие значения: $T = 20000$ К для тока 200 А, $T = 23000$ К для тока 300 А и $T = 25500$ К для тока 400А (выделенный участок 1 на рис. 47). Для иллюстрации высокой чувствительности использованного метода выявления температурной зависимости штарковской полуширины от выбора диапазона температур на рис. 47 показаны отрезок 2, который отображает названную зависимость при выборе интервала температур $20000 \div 30000$ К, и отрезок 3, соответствующий выбору интервала $15000 \div 25000$ К.

4.5. Определение переносных свойств плазмы гелия

В ходе экспериментов были зарегистрированы величины, которые могут быть использованы для определения тепло- и электропроводности плазмы. А именно:

- Сила тока дуги
- Падение напряжения на дуге
- Радиальные распределения интенсивности излучения спектральных линий и континуума

Имея в своем распоряжении радиальные распределения излучения плазмы (рис. 48) и определенное из уширения спектральной линии HeI 1083 нм значение температуры на оси дуги, составившее $T_0 \approx 24000$ К, становится возможным определить радиальное распределение температуры в плазме (рис. 49). Для этого можно воспользоваться соотношением для линии $I_{\text{line}} \sim \exp[-E_k/T_e]$ и $I_{\text{cont}} \sim n_e^2/\sqrt{T}$ для континуума. Далее полученные таким образом зависимости были усреднены и получена итоговая (показана зеленым цветом на рисунке 49) кривая, которая и использовалось в последующих расчетах.

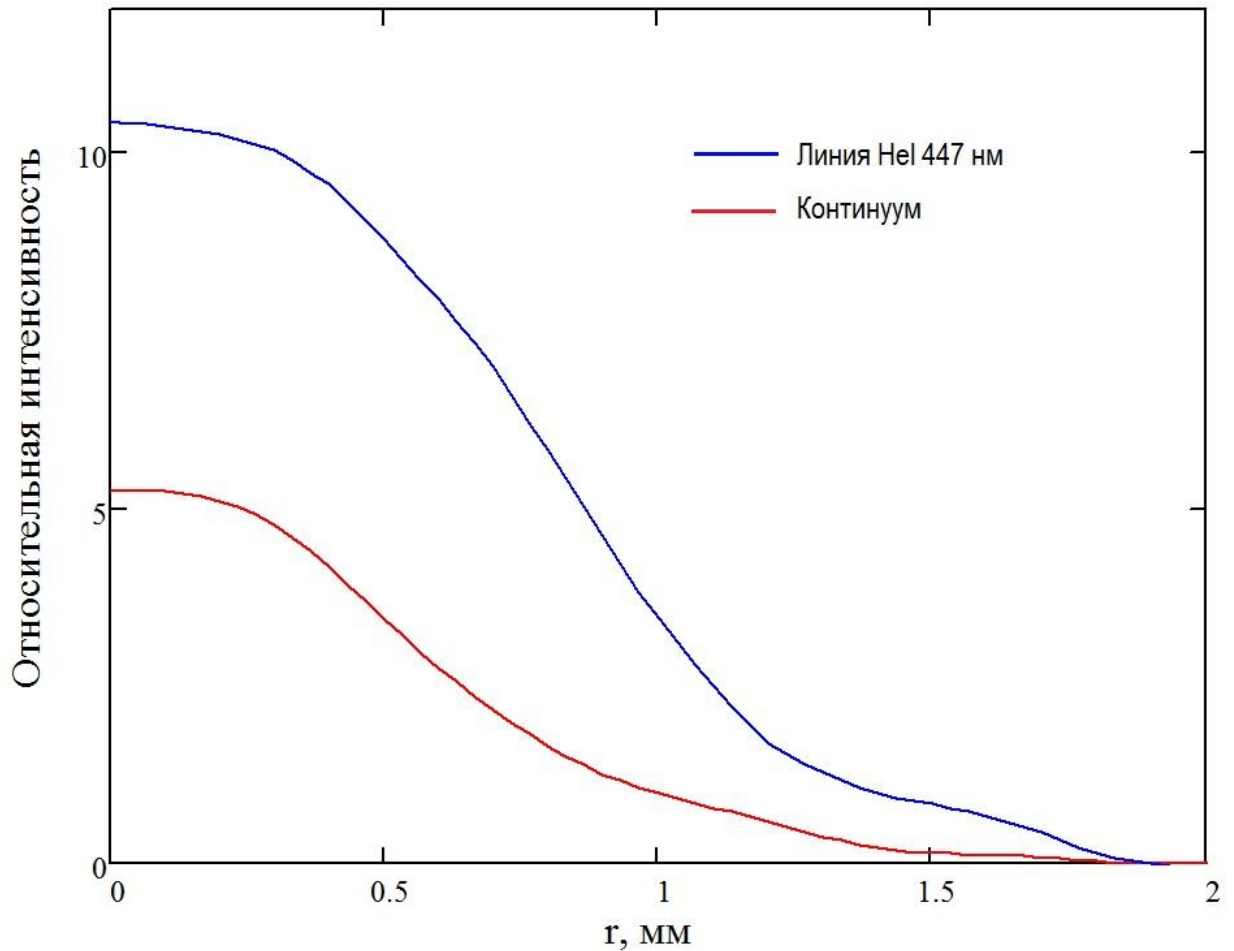


Рис. 48. Радиальное распределение интенсивностей линии HeI 447 нм и континуума

В [68] предлагается методика определения теплопроводности в зоне горения дуги по форме зависимости температуры дуги от радиуса:

$$\lambda = \frac{\sigma E^2}{2T_0''} \quad (63)$$

где T_0'' – вторая производная зависимости температуры плазмы от радиуса на оси дуги, и может быть рассчитана, как угол наклона прямой, описывающей зависимость температуры от радиуса в координатах температура-квадрат радиуса (рис. 50), σ – коэффициент электропроводности в приосевой зоне, E – напряженность электрического поля. В нашем случае величина E может быть оценена $E \approx 20$ В/см при силе тока дуги $I = 300$ А.

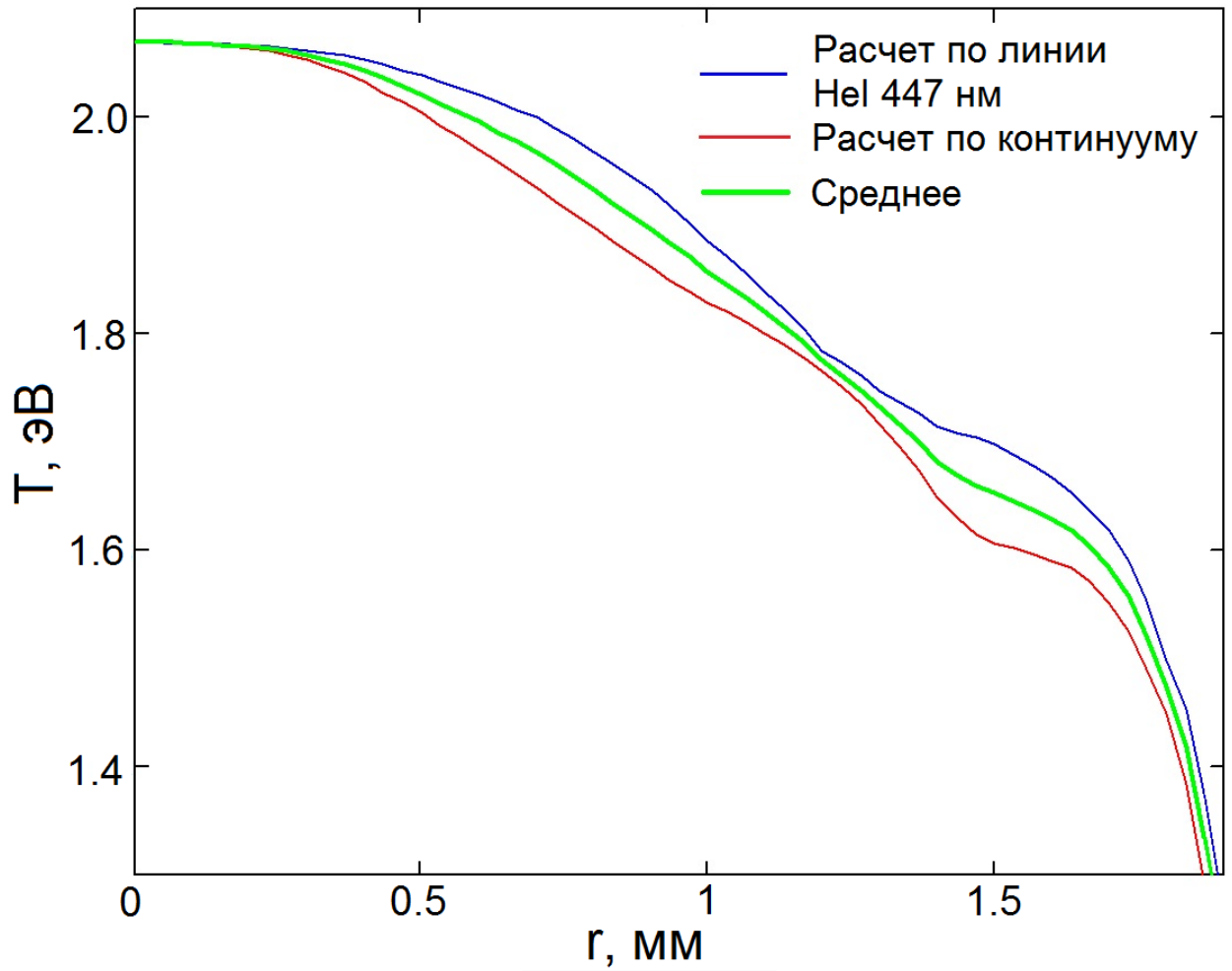


Рис. 49. Радиальное распределение температуры

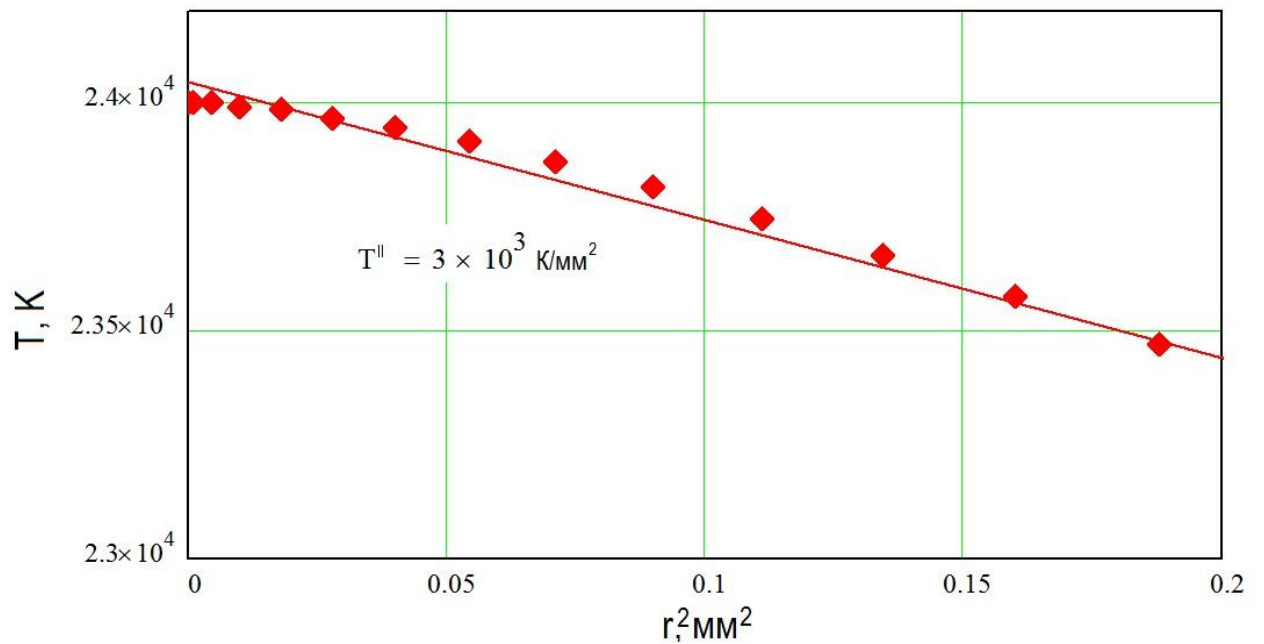


Рис. 50. Вторая производная зависимости температуры плазмы от радиуса на оси дуги

Формула (63) может быть переписана в таком виде, чтобы исключить коэффициент электропроводности, вносящий дополнительную неопределенность:

$$\lambda = \frac{IE}{2\pi r_0^2 T_0''} \quad (64)$$

где r_0 – радиус токового канала, и может быть определен из соотношения:

$$\frac{T(0) - T(r_0)}{T_0'' r_0^2} = \ln\left(\frac{R}{r_0}\right) \quad (65)$$

и оказывается равен $r_0 \approx 1.15$ мм. R здесь – радиус канала плазмотрона $R = 2.4$ мм.

В итоге коэффициент теплопроводности плазмы в зоне проводимости оказывается равным $\lambda = 11.2$ Вт/мК – это значение находится в хорошем соответствии с расчетом λ по формуле Спитцера [71] для сильно ионизованной плазмы при температуре 25000К. Для определения радиальной зависимости коэффициента теплопроводности необходимо использовать уравнение Эленбааса – Геллера [7]

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda(T) \frac{dT}{dr} \right) = \sigma(T) E^2 \quad (66)$$

Как видно, для решения этого уравнения необходимо определять локальные значения производной градиента температуры по радиусу для всех значений r . Однако определить эту величину с достаточной точностью оказывается возможным только в приосевой зоне методом, описанным выше. Как следствие, построить достоверную зависимость λ от T по имеющимся в нашем распоряжении экспериментальным данным оказывается невозможным. При этом аналогичная задача для коэффициента электропроводности σ оказывается вполне решаемой. Для этих целей может быть использована формула:

$$\sigma = \frac{n_e \cdot K}{\sqrt{T} (n_e \sigma_{e-i} + n_a \sigma_{e-a})} = \sigma' K \quad (67)$$

где n_e – концентрация электронов, n_a – атомов (их зависимости от радиуса дуги представлены на рис. 51), σ_{e-i} и σ_{e-a} – сечения столкновений электрон – ион и

электрон – атом соответственно, а нормировочная константа K определяется из соотношения:

$$K = \frac{2\pi I}{E} \int_0^R \sigma' r dr \quad (68)$$

Полученная зависимость коэффициента электропроводности σ от радиуса дуги представлена на рисунке 52. На рис. 53 также приведена температурная зависимость σ , полученная на основе экспериментальных данных в сравнении с кривой, построенной по данным из [70].

В итоге для температур, характерных для приосевой области горения дуги, экспериментально полученные величины тепло- и электропроводности оказались в полном соответствии с заимствованными из [70, 71] значениями, использованными в предварительных оценках (см. пункт 3.3).

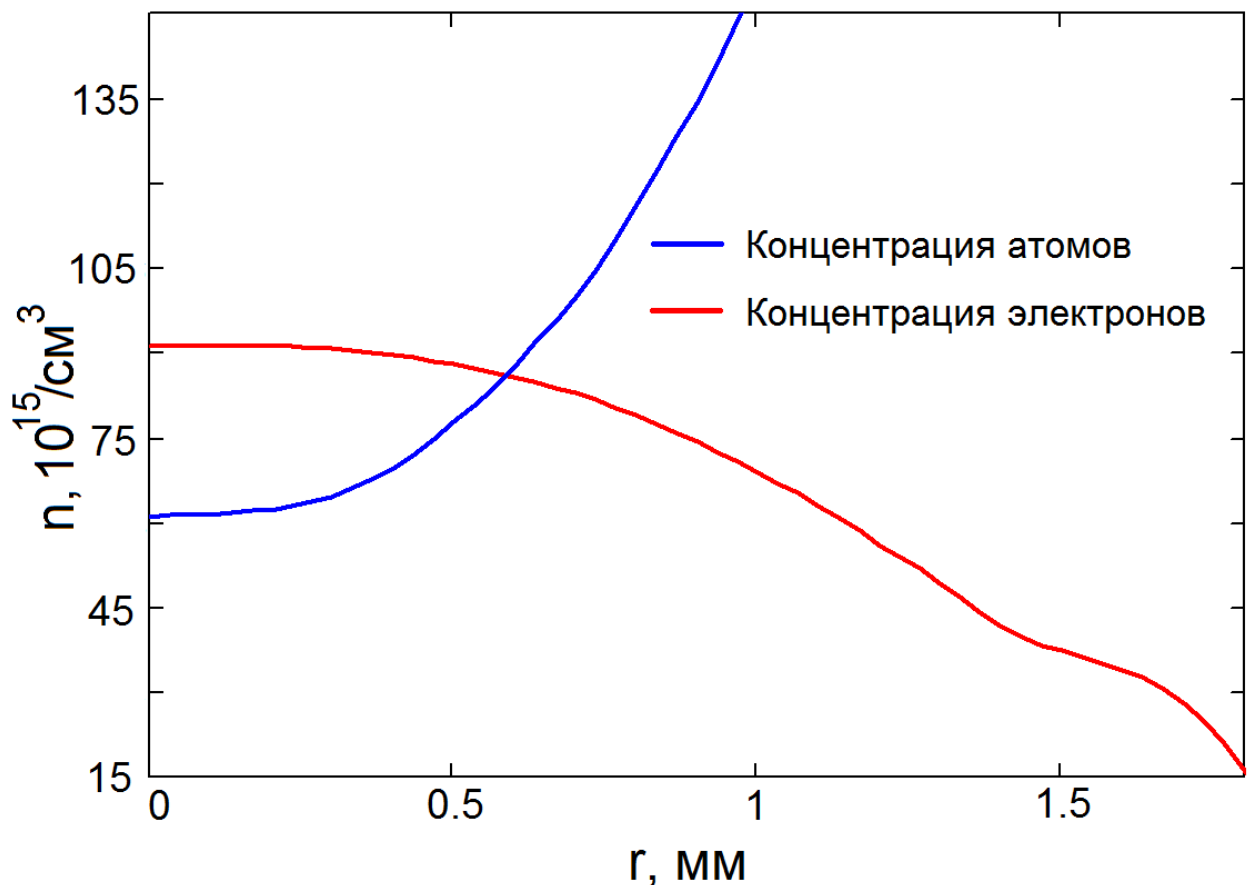


Рис. 51. Радиальные зависимости концентраций атомов и электронов в дуге

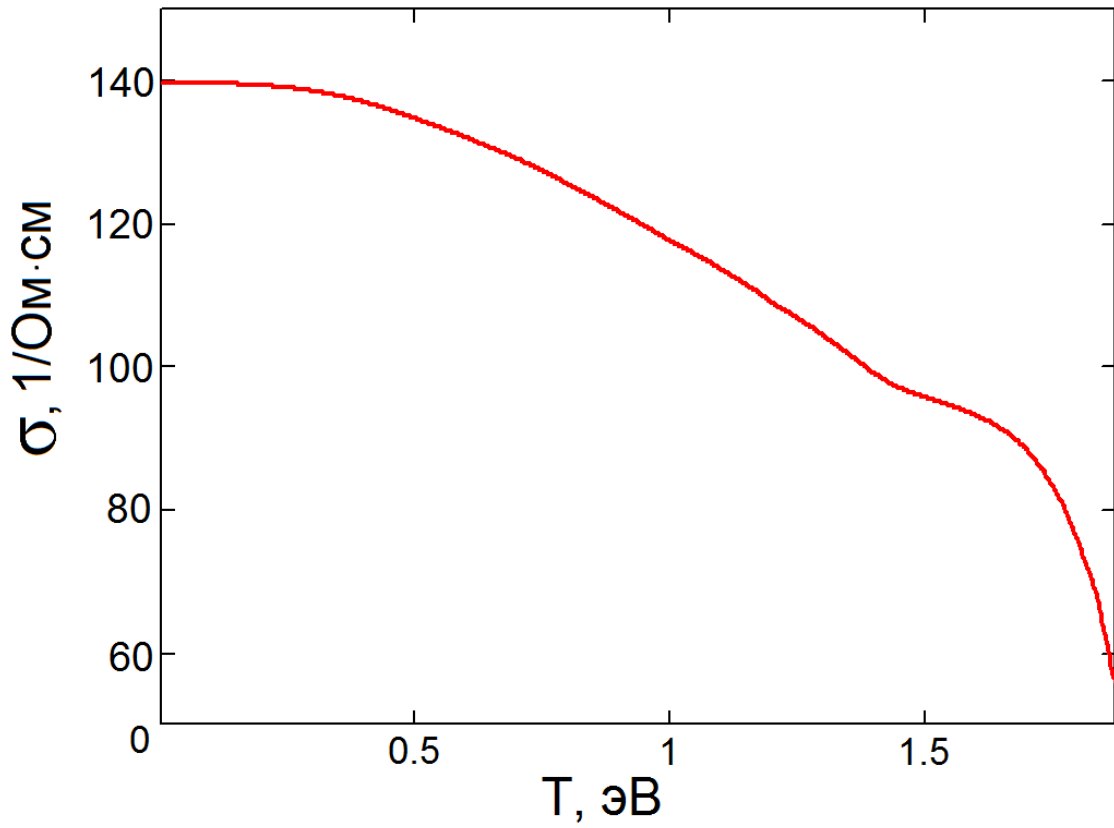


Рис. 52. Зависимость коэффициента электропроводности σ от радиуса дуги

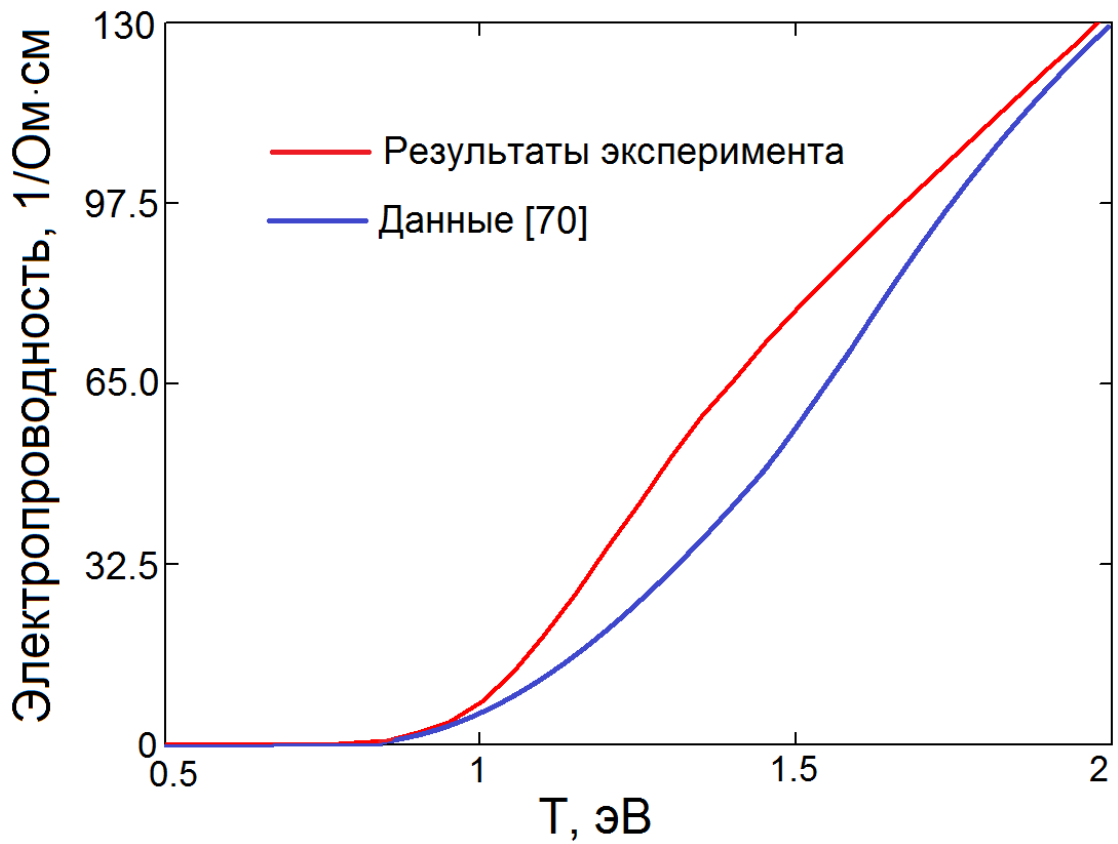


Рис. 53. Зависимость коэффициента электропроводности σ от температуры

4.6. Заселенности возбужденных уровней и электронная температура

4.6.1. Распределение атомов HeI по возбужденным состояниям

Зарегистрированные с использованием абсолютных калибровок спектрометра AvaSpec интенсивности линий HeI с известными вероятностями спонтанных переходов [29] позволяют установить зависимости концентраций возбужденных атомов n_k от энергии возбуждения по формуле

$$\frac{n_k}{g_k} = \frac{\int i_\lambda d\lambda}{h\nu_{ki} g_k A_{ki}}, \quad (69)$$

где i_λ – значение интенсивности излучения на длине волны λ , A_{ki} – вероятность перехода, соответствующего исследуемой спектральной линии, g_k – статистический вес уровня, с которого происходит переход. Полученные распределения для силы тока дуги 200 и 400 А представлены на рисунке 54. Погрешность вычисления n_k определяется погрешностью определения абсолютных значений интенсивности i_λ , которая в свою очередь складывается из погрешности измерения и погрешности, связанной с учетом спектральной чувствительности прибора и с процедурой абсолютной калибровки интенсивности (см. пункт 3.6). Погрешность измерения интенсивности связана с ошибкой вычитания континуума и составляет не более 2%. Определяющей будет ошибка пересчета относительных интенсивностей, зарегистрированных прибором, в абсолютные. Сложность данной процедуры связана с различием в геометрии объекта исследования и эталона. Для калибровки применялась вольфрамовая ленточная лампа, то есть измерялся световой поток с единицы площади, плазма же является трехмерным объектом. Следовательно, полученные при сравнении с эталоном значения интенсивностей необходимо отнести к глубине светящего слоя, определение которой и вносит основную погрешность, которая может быть оценена сверху в 25%.

Рядом с точками указаны длины волн исследованных спектральных линий, с помощью которых данные заселенности были определены. Анализ относительных населенностей возбужденных состояний HeI в диапазоне изменения энергий возбуждения E^* от 20.96 (2^3P^0) до 24.2 эВ (6^1D_2) (диапазон энергий связи $\Delta E = 3.65 \div 0.4$ эВ) показывает, что для приосевой области исследуемой плазмы характерна неравновесность ионизационного типа [11], что также подтверждается тем фактом, что определенная ранее экспериментально концентрация электронов n_e на 20% ниже равновесной (см. рис. 17). На рисунке 54 обозначен диапазон заселенностей $\frac{n_e^2}{2} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k T_e} \right)$, соответствующий состоянию свободных электронов в интервале ожидаемых температур $2.7 \div 3.3$ эВ; измеренные заселенности высоковозбужденных состояний атомов гелия оказываются относительно него существенно ниже. Этот факт может быть объяснен согласно представлениям о разрушении связанных состояний атома в плазменных микрополях [80]. В данной работе приводится зависимость вероятности реализации возбужденных состояний атома от отношения критического значения микрополя F_C , создаваемого ближайшим к атому ионом, к величине поля остова F_0 , которое может быть записано следующим образом:

$$\frac{F_C}{F_0} = \frac{\Delta E^2}{16q^3} \sqrt{\left[\left(\frac{4\pi n_e}{3} \right)^{\frac{2}{3}} q \right]} = \frac{\Delta E^2}{16q^4} \left(\frac{3}{4\pi n_e} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (70)$$

Значение этого отношения для наиболее высоковозбужденных из зарегистрированных состояний атома HeI с энергией связи около 0.4 эВ оказывается равным 0.9, что согласно [80] соответствует вероятности их реализации ≈ 0.1 . Эти возбужденные уровни оказываются слабосвязанными и уже фактически “растворенными” в континууме. Близким к единице вероятностям реализации возбужденных состояний атома соответствуют значения отношения (70) от 8 и выше. Для нашей плазмы это условие соответствует энергиям связи уровня, превышающим 1.2 эВ. Приведенная на рисунке 54 желтая кривая

иллюстрирует зависимость вероятности реализации возбужденного уровня от энергии связи, соответствующую приближению Хольцмарка для нашей плазмы. Видно, что участок резкого спада заселенностей возбужденных состояний совпадает с областью резкого снижения вероятности реализации уровня. Отклонение высоковозбужденных уровней от концентрации, соответствующей состоянию равновесия с электронным континуумом, оказывается сопоставимо с величиной снижения вероятности реализации этих состояний.

Интересно также отметить, что в зарегистрированных спектрах не наблюдается спектральных линий возбужденных уровней атома гелия HeI с главным квантовым числом $n \geq 7$, что соответствует пределу Инглиса – Теллера для нашей плазмы. В спектре обнаруживаются “следы” лишь одной линии с $n = 7$ HeI 370.6 нм, соответствующей переходу с уровня 7^3D .

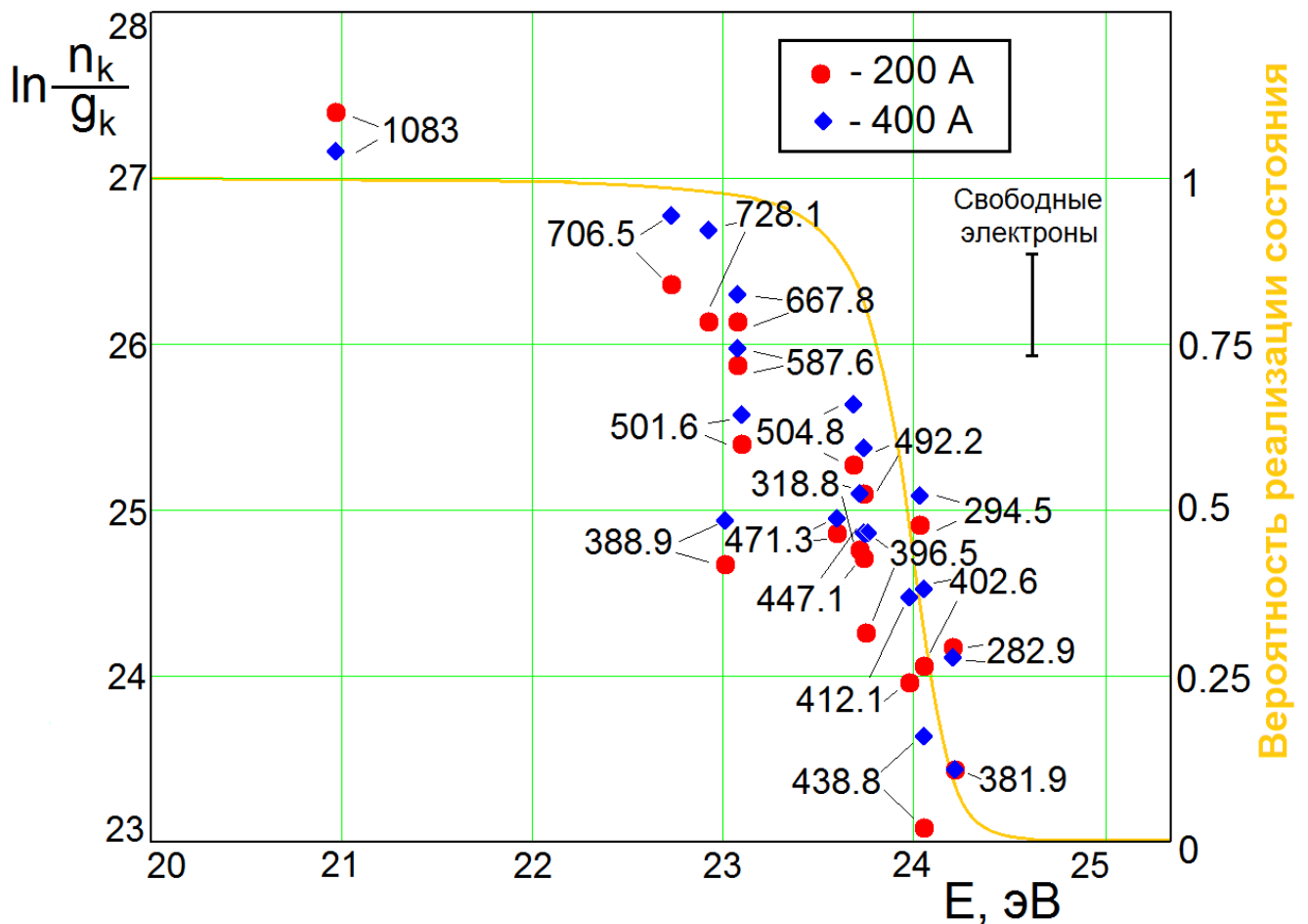


Рис. 54. Распределение атомов гелия по возбужденным состояниям при силе тока дуги 200 и 400 А и вероятность реализации возбужденного состояния

Полученное в итоге распределение не описывается законом Больцмана с единой электронной температурой. При попытке определить электронную температуру, как угол наклона прямой, в наилучшей степени аппроксимирующую экспериментально полученную зависимость $\ln(n_k/g_k)$ (температуру распределения), ее значения оказываются нереалистично низкими: $T_3 = 6 \div 8$ КК, что более чем в 2 раза меньше, чем температура тяжелых частиц, определенная по доплеровскому уширению, что в рассматриваемых условиях, очевидно, невозможно. В рассмотренной литературе нет единого мнения о причинах отклонения плазмы от состояния равновесия.

В качестве возможных факторов, способствующих деформации распределения атомов по возбужденным состояниям, предлагаются:

- 1) Наличие отрыва электронной температуры от температуры тяжелых частиц [9];
- 2) Высокие значения переносных коэффициентов в гелии, что приводит к потере заряженных частиц из столба дуги и, как следствие, возникновению неравновесности ионизационного типа (преобладания ионизации над рекомбинацией) [31];
- 3) Очень большой энергетический зазор между основным и первым возбужденным состоянием в гелии (19.82 эВ) [32].

Первый фактор не убедителен, поскольку неравновесность наблюдается и в случае изотермической плазмы, и при высоких степенях ионизации, когда кинетика заселения полностью определяется столкновениями с электронами (температурой электронной подсистемы) [30, 31].

Второй фактор по нашим оценкам является наиболее существенным. Косвенным подтверждением наличия мощного потока амбиполярной диффузии является наблюдаемое на спектрограммах радиальное смещение максимума светимости континуума и линий ионов HeII относительно атомарных линий (см. рис. 37 б). Данное наблюдение говорит в пользу того, что скорость “сноса”

заряженных частиц возникающим в разряде радиальным электрическим полем является как минимум сопоставимой со скоростью ионизации. Как следствие, нарушается детальный баланс прямых и обратных процессов в разряде, наличие которого является необходимым условием справедливости Саха-Больцмановских соотношений.

Третий фактор также играет заметную роль. В случае гелия блок возбужденных состояний отстоит от основного состояния почти на 20 эВ, а порог ионизации всего на 4.6 эВ выше самого нижнего из этих состояний (24.59 эВ); при этом расстояния между уровнями $n \geq 4$ составляют десятые и сотые доли эВ. Для возбуждения атомов HeI необходима высокая температура электронов, при которой происходит быстрая ионизация атомов и медленная рекомбинация ионов. Такой плазме свойственна ионизационная неравновесность.

Рассмотренные особенности гелия позволяют понять природу неравновесности его плазмы и ответить на главный вопрос о том, что же приводит к этому явлению. Причиной неравновесности гелиевой плазмы является ее высокая пространственная (в поперечном направлении к оси дуги) неоднородность: радиус светящего канала плазмы вблизи катода не превышает 1.5 мм. Высокие значения коэффициентов переноса гелиевой плазмы при таких масштабах обеспечивают быструю амбиполярную диффузию заряженных частиц на стенки сопла (его диаметр вблизи катода менее 5 мм). Ионизационный поток в такой неоднородной плазме не уравнивается обратным рекомбинационным потоком, а выносится в радиальном направлении. Подтверждением такого характера процессов ионизации-рекомбинации является экспериментально наблюдаемый (рис. 37 б) радиальный сдвиг максимума излучения ионной компоненты относительно атомной вследствие несимметричного расположения плазменного канала в сопле: амбиполярная диффузия «выбирает» короткий путь, сдвигая ионы туда, где плазменная струя приближается к стенке сопла. Как итог, для определения электронной температуры T_e неоднородной сильноионизованной гелиевой плазмы на основе спектроскопических данных необходима разработка

специализированных методик расчета в силу неприменимости равновесных соотношений Больцмана и Саха.

На рисунке 55 представлены рассчитанные в рамках этих приближений кривые равновесного состава плазмы гелия при давлении 1 атм. (тонкие линии) и 1.6 атм. (толстые линии), соответствующего режиму импульсного нагрева (см. рис. 44). Точками показаны экспериментально определенные значения концентраций в стационарном режиме горения дуги (соответствуют меньшей температуре) и в импульсе. Обращает на себя внимание то, что измеренные концентрации электронов и возбужденных ионов оказываются близки к своим равновесным значениям, а концентрации возбужденных атомов на порядок ниже равновесных.

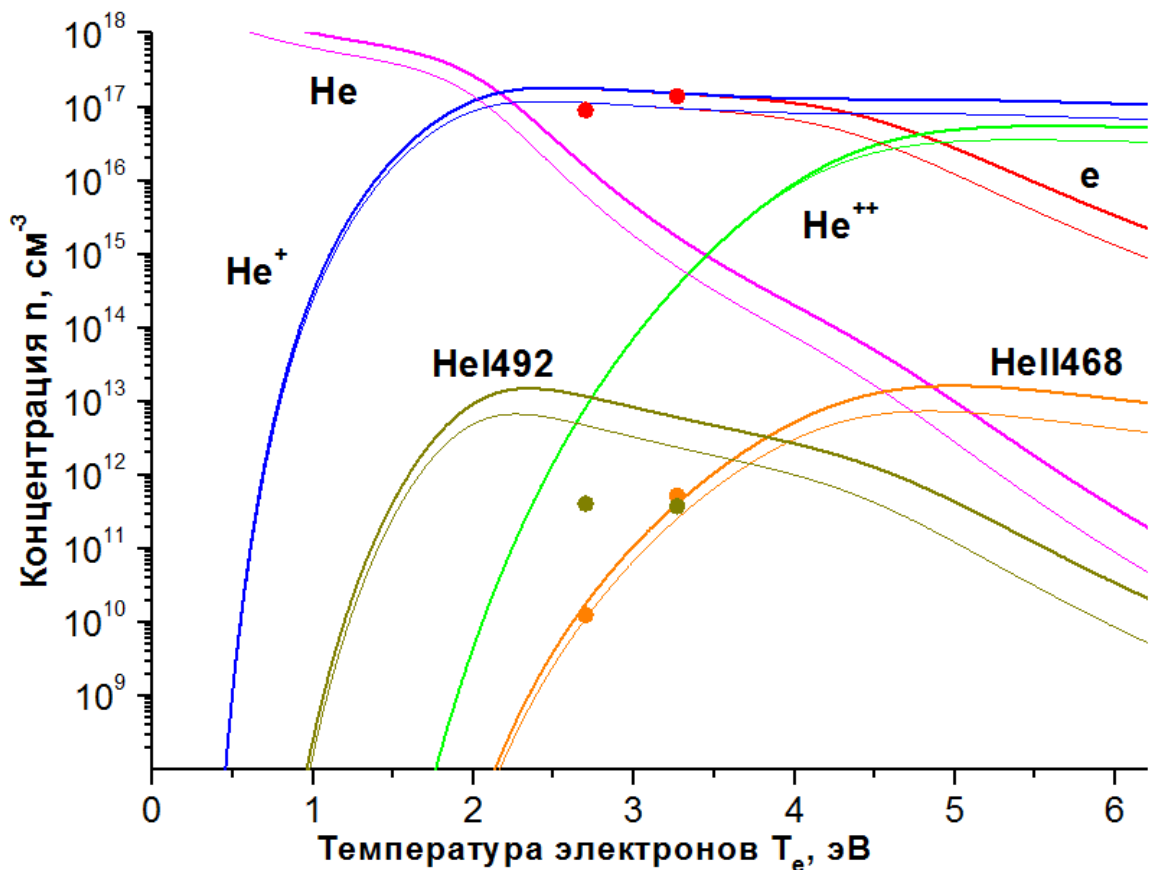


Рис. 55. Равновесный состав гелиевой плазмы и экспериментально измеренные концентрации электронов и возбужденных частиц

4.6.2. Определение температуры электронов T_e в неравновесной гелиевой плазме атмосферного давления

Явление неравновесности плазмы гелия атмосферного давления в интервале температур $1 \div 5$ эВ неоднократно рассматривалось в литературе [11, 30 ÷ 33, 37, 38]. В [11] отмечается, что высоколежащие состояния $n > 5$ стремятся к равновесию с континуумом, а более низкие перезаселены. В случае гелия отклонение от состояния равновесия является существенным даже в условиях, при которых, скажем, для аргоновой плазмы подобные явления существенным образом не проявляются [31 ÷ 33, 81]. На рисунке 56 приведены экспериментальные данные по заселенностям возбужденных состояний в плазме аргона и азота по данным [81].

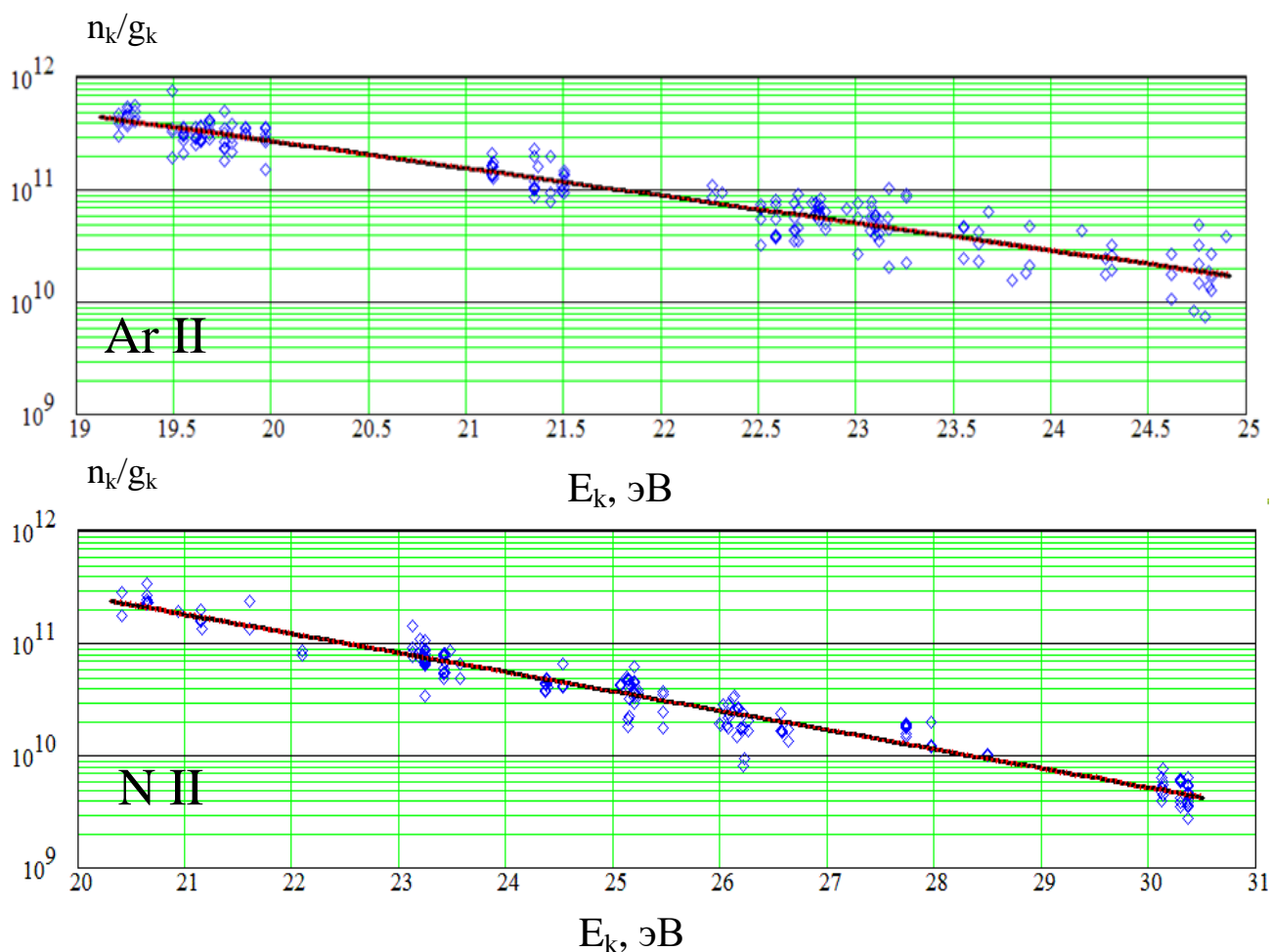


Рис. 56. Заселенности возбужденных состояний ионов аргона и азота в прикатодной области плазмы с разрядным током 250 А по данным [81]

Рисунок 56 демонстрирует тот факт, что возбужденные состояния однократных ионов аргона и азота распределены равномерно в широком диапазоне энергий возбуждения в условиях, идентичных рассматриваемым в данной работе.

Авторы вышеуказанных работ предлагают собственные методики анализа неравновесных систем на основе простых аналитических оценок. С этой целью вводится параметр неравновесности, представляющий из себя отношение реальной заселённости уровня к заселённости, вычисленной в приближении Саха $b_p = n_p / n_p^S$. Чем значительнее этот параметр превышает единицу, тем больше ионизация с этого уровня превышает трёхчастичную рекомбинацию на него. При этом, так как ионизация носит ступенчатый характер, для поддержания потока ионизации нижележащие уровни должны быть более перенаселены, чем вышележащие, вследствие чего $b_1 > b_2 > b_3 > \dots > b_{\max} > 1$. Из-за уменьшения перенаселённости верхних уровней наклон физического распределения оказывается круче, чем распределение Больцмана, это означает, что вычисленная по углу наклона больцмановской экспоненты температура будет ниже, чем реальная температура электронов в плазме. Далее, принимая допущения о том, что

- 1) Излучательными процессами в системе можно пренебречь;
- 2) Вероятность возбуждения больше, чем девозбуждения;
- 3) Атомы водородоподобны,

авторы развивают методику расчёта верхней части функции распределения атомов по возбуждённым состояниям. В случае водородоподобия атома скорости возбуждения, ионизации и тушения равны друг другу, и параметр неравновесности может быть записан, как

$$b_p = 1 + \beta I_p^3, \quad (71)$$

где I_p – энергия ионизации (энергетический зазор между данным возбужденным

состоянием и порогом ионизации), β – описывающий неравновесность коэффициент.

Далее, поправляя формулу Саха на параметр неравновесности, авторы получили “реальную” функцию распределения атомов по возбуждённым состояниям:

$$\eta_p = (1 + \beta I_p^3) \eta_p^s \propto (1 + \beta I_p^3) \exp\left(\frac{I_p}{kT_e}\right) \quad (72)$$

Благодаря этому выражению становится возможным из формы распределения определить температуру возбуждения T_{exe} по методу, аналогичному методу Больцмановской экспоненты:

$$\frac{1}{kT_{exe}} = \frac{\partial}{\partial I} \ln \eta = \frac{1}{kT_e} + \frac{3\beta I_p^2}{1 + \beta I_p^3} \quad (73)$$

Для случая гелиевой плазмы это выражение может быть упрощено, так как для гелия параметр $\beta \gg 1$, и тогда получим

$$\frac{1}{kT_{exe}} = \frac{\partial}{\partial I} \ln \eta = \frac{1}{kT_e} + \frac{3}{I_p^3} \quad (74)$$

При этом существует ряд трудностей, связанных с применением данной методики: для исследования плазмы гелия возможно использовать ограниченное число состояний, информация о которых может быть получена из эксперимента. Заселённость этих состояний является неравновесной в связи с большими диффузионными потерями заряженных частиц, благодаря чему температура возбуждения этих состояний становится меньше электронной температуры. А так как диапазон энергий ионизации этих состояний близок к величине довольно значительной электронной температуры (необходимой для поддержания гелиевой плазмы), температура возбуждения оказывается зависящей только от энергии возбуждения уровня, а не от электронной температуры, так как заселённости

возбуждённых уровней полностью определяются потоком ступенчатой ионизации. Кроме того, определить само характерное значение эффективной энергии ионизации исследуемого набора уровней зачастую оказывается не так просто.

Хотя подобный подход кажется привлекательным благодаря своей простоте, он является слишком приближенным и не подходящим для количественного анализа спектроскопических экспериментальных данных. В качестве методики описания подобных неравновесных распределений в [11] предлагаются такие методики, как модифицированное диффузионное приближение и решение системы кинетических уравнений баланса для населенностей возбужденных состояний. Необходимость использования особых методов в случае гелиевой плазмы также подчеркивается в работе [37], в которой применена более подробная столкновительно - излучательная модель, позволяющая детально описать структуру возбужденных уровней и переходов между ними с учетом всего многообразия процессов поуровневой кинетики. Данная задача решалась и ранее [38], но на качественно более низком уровне, так как выполнение сложных расчетов, учитывающих многочисленные процессы в плазме (см. пункт 2.1) для вычислительных мощностей прошлого являлось непосильной задачей, и исследователям приходилось прибегать ко многим модельным упрощениям и полному исключению из рассмотрения ионов HeII и HeIII. Однако сейчас подобные подходы являются наиболее перспективными и многообещающими. Обоснованность применения именно столкновительно - излучательной модели для описания гелиевой плазмы убедительно доказана в работе [37]. В ней авторы собрали большой набор современных наработок по данной тематике и предложили модель, позволяющую определять электронную температуру T_e и концентрацию электронов n_e для случая низких степеней ионизации и стационарной плазмы. Однако, как и в [38], в [37] для определения концентраций заряженных частиц используется уравнение Саха, принципиально

неприменимое в условиях неравновесности, что является общим слабым местом всех рассмотренных работ.

Удобным для практического использования и одновременно надежным способом решения задачи определения температуры электронов T_e неравновесной сильноионизованной плазмы гелия представляется использование отношения интенсивностей спектральных линий разной кратности ионизации. Имея в своем распоряжении экспериментально измеренные значения концентрации электронов n_e в плазме и интенсивности линий иона HeII и атома HeI, мы обладаем возможностью использовать для выявления температуры электронов T_e соотношение [9], полученное с использованием закона Больцмана и уравнения Саха:

$$\frac{I_{ki}^{II}}{I_{jn}^I} = \frac{2}{\Psi} \frac{A_{ki}^{II} g_k^{II} \lambda_{jn}^I}{A_{jn}^I g_j^I \lambda_{ki}^{II}} \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \frac{1}{n_e} \exp\left(-\frac{E_k^{II} - E_j^I + E_I^+}{k T_e} \right). \quad (75)$$

Здесь I_{ki}^{II} , I_{jn}^I – измеренные интенсивности спектральных линий иона и атома, A_{ki} – вероятности излучательного перехода, соответствующего данной спектральной линии, g_k – статистический вес состояния, из которого осуществляется переход, λ_{ki} – длина волны, соответствующая центру спектральной линии, m – масса электрона, k – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка, E_k^I , E_k^{II} – энергии возбуждения соответствующего состояния иона и атома, E_I^+ – потенциал ионизации атома гелия. Также в уравнение (75) должен быть включен параметр Ψ , учитывающий неравновесность.

Преимущество этого метода относительно использования линий одной кратности ионизации состоит в уменьшении влияния неравновесности распределения заселенностей возбужденных состояний на итоговый результат за счет того, что в уравнение включается определенная с высокой точностью концентрация электронов n_e и множитель $(2\pi m k T_e / h^2)^{3/2}$, на несколько порядков превышающие определяемое экспериментально отношение интенсивностей

спектральных линий. А так как решение уравнения (75) будет иметь вид суммы логарифмов входящих в него сомножителей, уменьшится влияние погрешности определения интенсивностей спектральных линий и параметра Ψ на величину найденного значения T_e . Был проведен численный эксперимент, в рамках которого параметр Ψ был проварьирован в пределах от 0.1 до 10 для экспериментально измеренных значений концентрации электронов n_e и интенсивностей атомарной и ионной спектральных линий I_{ki}'' , I_{jn}' в результате чего изменение вычисляемого значения температуры электронов T_e не превысило 10%.

Еще одним возможным методом определения электронной температуры T_e может служить анализ отношения интенсивности континуума к интенсивности атомных и ионных спектральных линий. В области сильной ионизации ($T_e > 1.5$ эВ и $n_e > 10^{16}$ см⁻³) непрерывное излучение плазмы гелия в наблюдаемой области спектра включает в себя фоторекомбинацию на возбужденные уровни HeI и HeII, а также тормозное излучение электронов в поле ионов He⁺ и He⁺⁺. Согласно [82], интенсивность непрерывного излучения плазмы пропорциональна соотношению:

$$\varepsilon_\lambda^{\text{fb,ff}} \sim \{n_e([\text{He}^+] + 4[\text{He}^{++}])\}/(T_e)^{1/2} \quad (76)$$

Так, с использованием данных рис. 17, возможно установить примерный вид зависимости $[\varepsilon_\lambda^{\text{fb,ff}}/n_A^*](T_e)$: это круто возрастающая функция в области температур 2.5 ÷ 4.5 эВ, отражающая возрастающую с температурой роль двукратно заряженных ионов в интенсивности континуума.

На рисунке 57 представлены температурные зависимости логарифмов отношений интенсивностей ионной и атомарной линий, ионной линии и континуума, а также логарифм отношения интенсивности атомарной линии и континуума. Отношение интенсивностей атомарной линии и континуума в интересующем нас интервале температур 1 ÷ 5 эВ меняется довольно слабо, что уменьшает точность определения температуры электронов T_e по этому

отношению. Аналогичная картина наблюдается для случая ионной линии и континуума: при возрастании электронной температуры от 3 до 5 эВ значение этого отношения фактически выходит на константу. По этой причине наилучшим и наиболее точным методом определения температуры электронов является именно анализ ионных и атомных линий, отношение интенсивностей которых монотонно и круто возрастает во всем диапазоне обсуждаемых температур 1 ÷ 5 эВ (см. рис. 57).

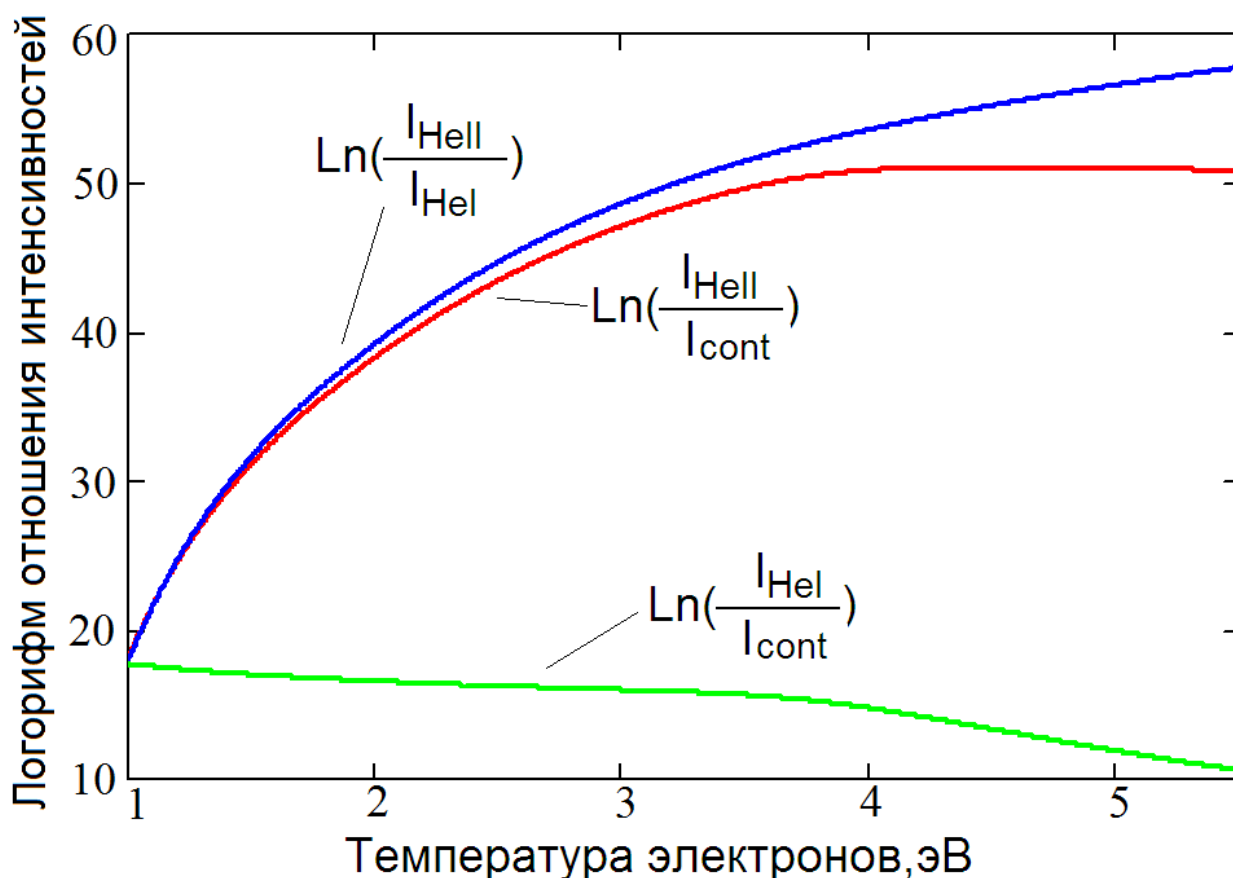


Рис. 57. Логарифмы отношений интенсивностей ионной линии и атомарной линии (синяя линия), ионной линии и континуума (красная линия), атомарной линии и континуума (зеленая линия)

Радиальные распределения температуры электронов T_e , рассчитанные по формуле (75) с использованием данных о спектральных линиях HeI 471.3 нм и HeII 468.5 нм при силе тока дуги 200 и 400 А, представлены на рисунке 58. Вертикальной чертой показана граница, после которой динамический диапазон камеры не обеспечивает достаточной точности определения интенсивностей

спектральных линий, особенно более круто спадающей с ростом радиуса интенсивности ионной линии.

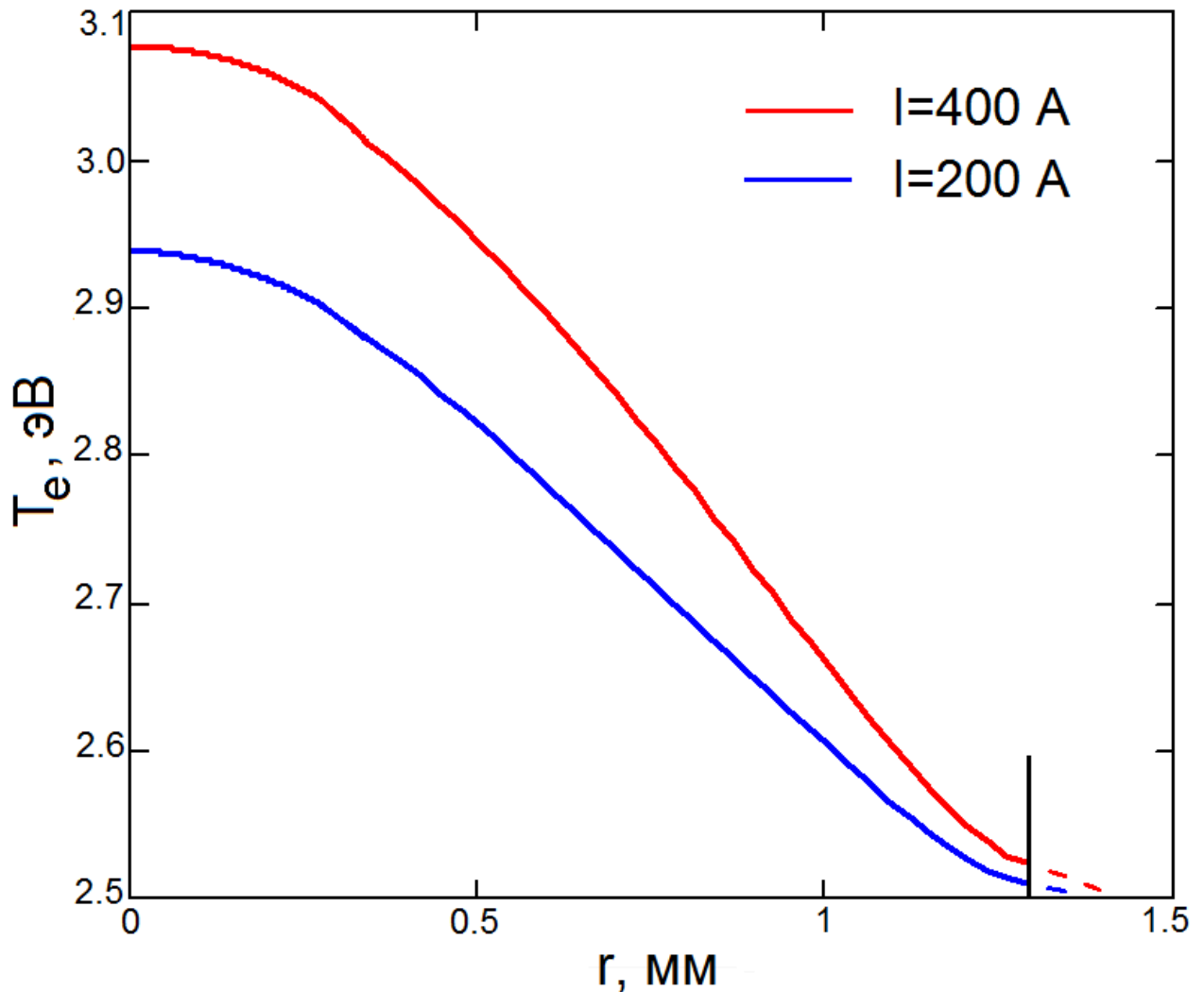


Рис. 58. Радиальное распределение T_e , рассчитанное по формуле (75) с использованием линий HeI 471.3 нм и HeII 468.5 нм при силе тока дуги 200 и 400 А

Метод отношения интенсивностей ионной и атомной линий позволяет также проанализировать рост температуры электронов при импульсном подогреве плазмы стационарной дуги. Выполнив процедуру обратного абелевского преобразования для близко расположенных в спектре линий HeI и HeII, отобразим на рисунке 59 изменение спектральных интенсивностей линий HeII 468.5 нм и HeI 471.3 нм при наложении на стационарную дугу с $I = 200$ А импульса длительностью 1.5 мс с амплитудой 2800 А.

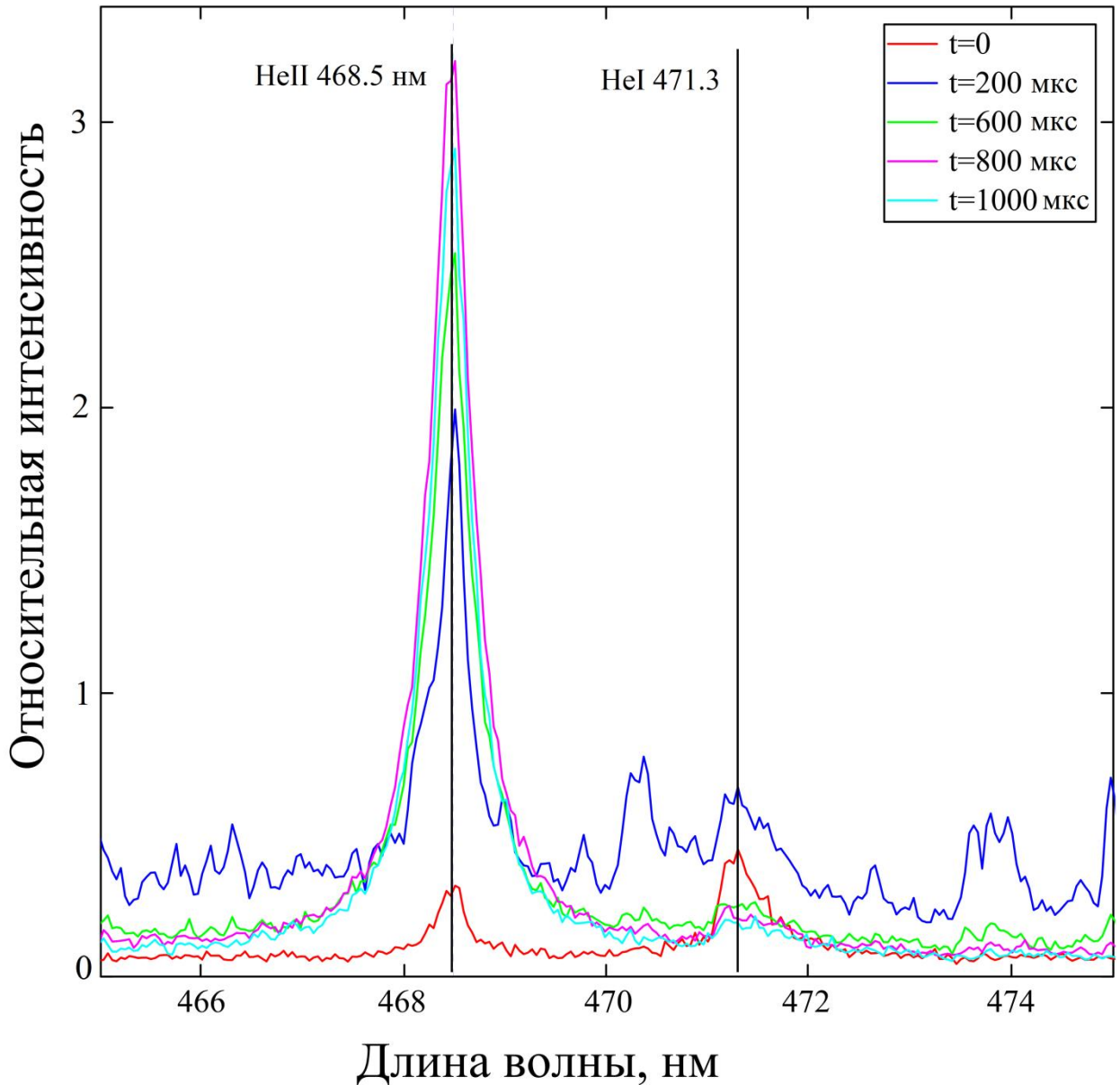


Рис. 59. Соотношение интенсивностей HeI и HeII при импульсном подогреве

Видно, что в импульсе интенсивность ионной линии резко возрастает, а интенсивность атомарной линии HeI 471.3 нм спадает почти до уровня шума. Проследим за отношением интенсивностей спектральных линий HeII 468.5 нм и HeI 492.2 нм в течение импульса (см. рисунок 60): электронная температура возрастает от 2.9 эВ в начале импульса до $T_e^{\max} \approx 3.7$ эВ в максимуме подогрева, при $\tau = 800$ нс.

На рисунке 60 помимо электронной температуры T_e плазмы гелия в период импульсного подогрева также представлены временные зависимости полученных экспериментально значений силы импульсного тока и относительных интенсивностей атомарной и ионной линий [76]. Из рисунков 44 и 60 видно, что максимум концентрации электронов в импульсе и связанной с ней интенсивности ионной линии HeII 468.5 нм отстает от максимума температуры электронов примерно на 100 мкс. Это различие является следствием запаздывания в установлении концентрации электронов, как функции изменяющейся температуры, которое может быть объяснено исходя из того, что в нашем случае характерное время развития ионизации определяется временем амбиполярной диффузии $\tau_i = 1/k_i \approx \tau_{D=i^2/6D_a} \approx 100$ мкс. Интенсивность атомарной линии HeI 492.2 нм остается на протяжении импульса практически неизменной (в пределах $10 \div 15\%$).

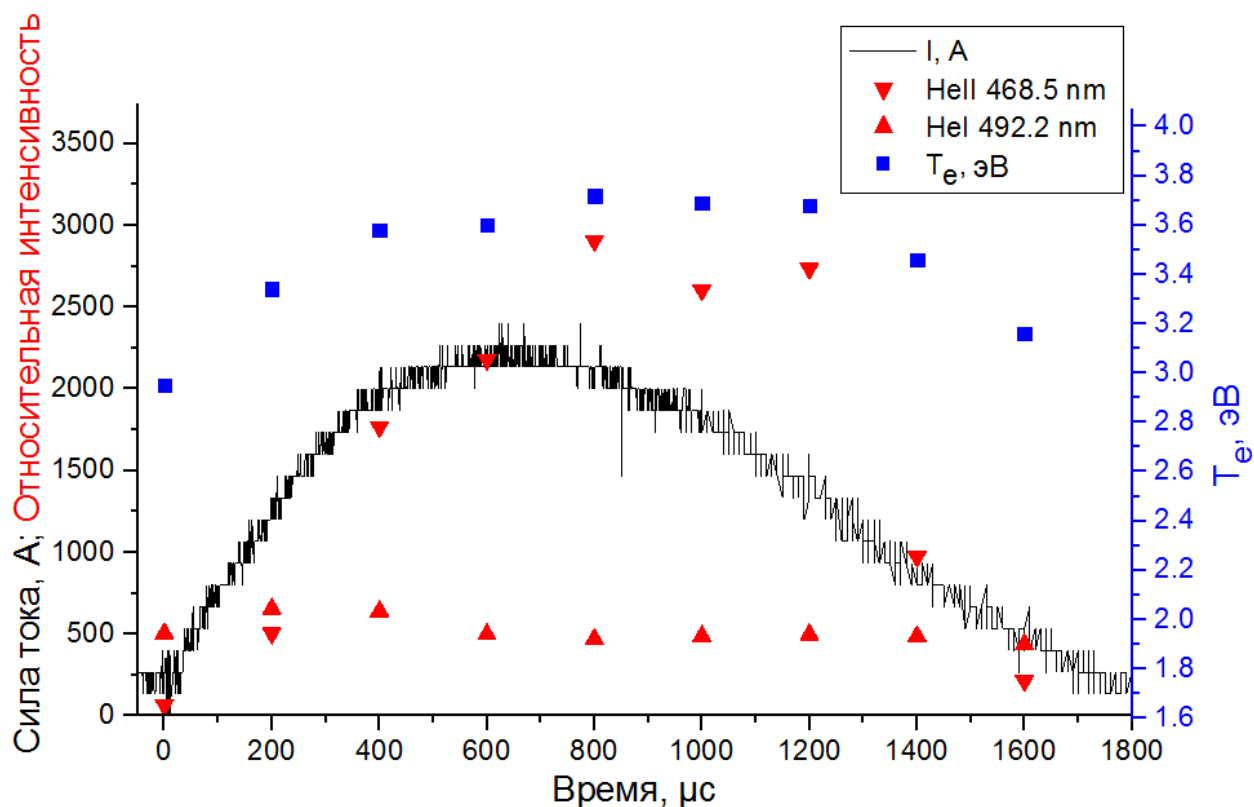


Рис. 60. Изменения характеристик разряда и плазмы при импульсном подогреве плазмы стационарной дуги с током 200 А

Скорость изменения концентрации электронов может быть выражена следующим образом для участков роста и спада концентрации электронов n_e :

$$\begin{aligned} \left[\frac{dn_e}{d\tau} \right]_1 &= \beta_u n_a n_{e1} - \alpha_p n_{e1}^3 - D_a n_{e1} \\ \left[\frac{dn_e}{d\tau} \right]_2 &= \beta_u n_a n_{e2} - \alpha_p n_{e2}^3 - D_a n_{e2} \end{aligned}, \quad (77)$$

где β_u – коэффициент ионизации, α_p – коэффициент тройной рекомбинации, n_a – концентрация атомов, n_{e1} и n_{e2} – концентрации электронов в различные моменты времени. Решение системы уравнений (77) для точек с одной и той же температурой электронов T_e дает возможность определить значения β_u и α_p при данной температуре, к сожалению имеющиеся экспериментальные данные не позволяют сделать это с приемлемой точностью.

При этом временные зависимости T_e и n_e при импульсном подогреве (рис. 44 и 60) позволяют оценить “отрыв” температуры электронов от температуры тяжелых частиц. Решая уравнение баланса энергии электронов

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{3}{2} n_e k T_e \right) = E j(T) - \frac{2}{3} \frac{n_e \bar{v}_i \bar{\lambda}_i I}{r^2} \left(1 + \frac{T_e}{T_g} \right) - \frac{2m_e}{M} v_{ei} n_e \frac{3}{2} k (T_e - T_g) \quad (78)$$

относительно T_g , можно определить, что разность $T_e - T_g$ на участке роста n_e не превышает 0.5 эВ, то есть 15% от экспериментально измеренной температуры электронов T_e . В уравнении (78) второй член правой части учитывает диффузионные потери, а последний – упругие потери энергии электронов в столкновениях с ионами. Важно отметить, что величины слагаемых правой части оказываются на два порядка больше стоящей в левой части уравнения (78) производной, что является подтверждением квазистационарности процесса нагрева.

Попытки более значительного подогрева электронов плазмы путем увеличения токового импульса до 4 ÷ 5 кА приводили к усиленной термоэлектронной эмиссии с катода, сопровождаемой резким повышением

испарения материала катода (вольфрама) и его охлаждаемого держателя из меди. Поступление в дугу значительного количества легко ионизируемых паров металлов приводило к падению электронной температуры в наблюдаемом участке плазмы вблизи катода.

На рисунке 61 представлен набор полученных при расчете по формуле (75) значений температур, определенных по методу относительных интенсивностей набора экспериментально зарегистрированных атомарных линий (см. рис. 54) и ионной линии HeII 468.5 нм при токе дуги 200 А. По оси абсцисс отложены разности между энергиями ионизации (расстояниями от данного возбужденного уровня до границы ионизации) рассматриваемого атома HeI и иона HeII. Просматривается явная зависимость, объяснить которую можно, проанализировав рисунок 62. Энергия ионизации верхнего уровня (энергия связи), соответствующего переходу HeII 468.5 нм, составляет 3.4 эВ. Для всех зарегистрированных в эксперименте атомарных спектральных линий, кроме линии HeI 1083 нм, эта энергия существенно меньше (0.4 ÷ 1.7 эВ). Следовательно, с увеличением энергии возбуждения используемого в расчете атомарного энергетического уровня его населенность будет резко падать, и вместе с этим, согласно (75), начнет увеличиваться вычисляемое значение температуры электронов T_e . При этом даже в случае использования в расчете высоковозбужденных состояний с энергией связи всего лишь около 0.4 эВ различие в получаемых температурах с результатом, полученным при использовании спектральной линии HeI 1083 нм, соответствующей состоянию с существенно большей энергией связи 3.62 эВ, близкой к энергии связи рассматриваемого возбужденного состояния иона, составляет всего лишь 10-15%.

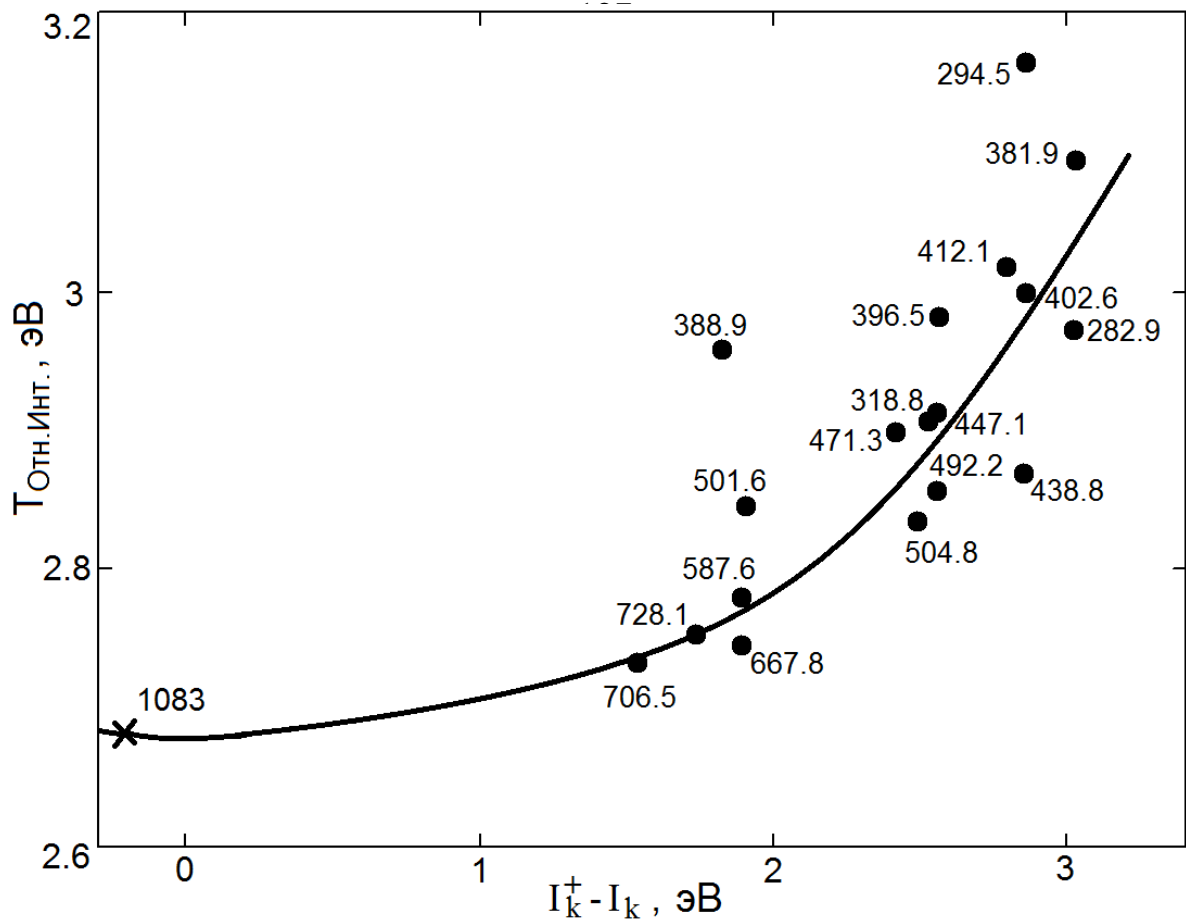


Рис. 61. Температуры, полученные по методу относительных интенсивностей атомарной и ионной линий

В рамках модифицированного диффузионного приближения (МДП) [11] совокупность дискретных энергетических уровней высоколежащих связанных состояний подменяется непрерывным распределением, которое описывается собственно диффузионным приближением, применимым в области малых энергетических зазоров между уровнями: $E_{il} < T_e$. Для рассматриваемого случая $T_e > 2$ эВ область применимости диффузионного приближения охватывает все возбужденные уровни атома и возбужденные ионные уровни, начиная с третьего (см. рис. 30, 31). При этом в работе [83] отмечается, что в области энергий ионизации $\epsilon < T_e$, где существенными становятся процессы прямой ионизации, населенности возбужденных состояний оказываются меньше оцененных в рамках диффузионного приближения (наблюдаемая на рисунке 54 область резкого спада концентраций атомов в возбужденных состояниях с ростом энергии возбуждения).

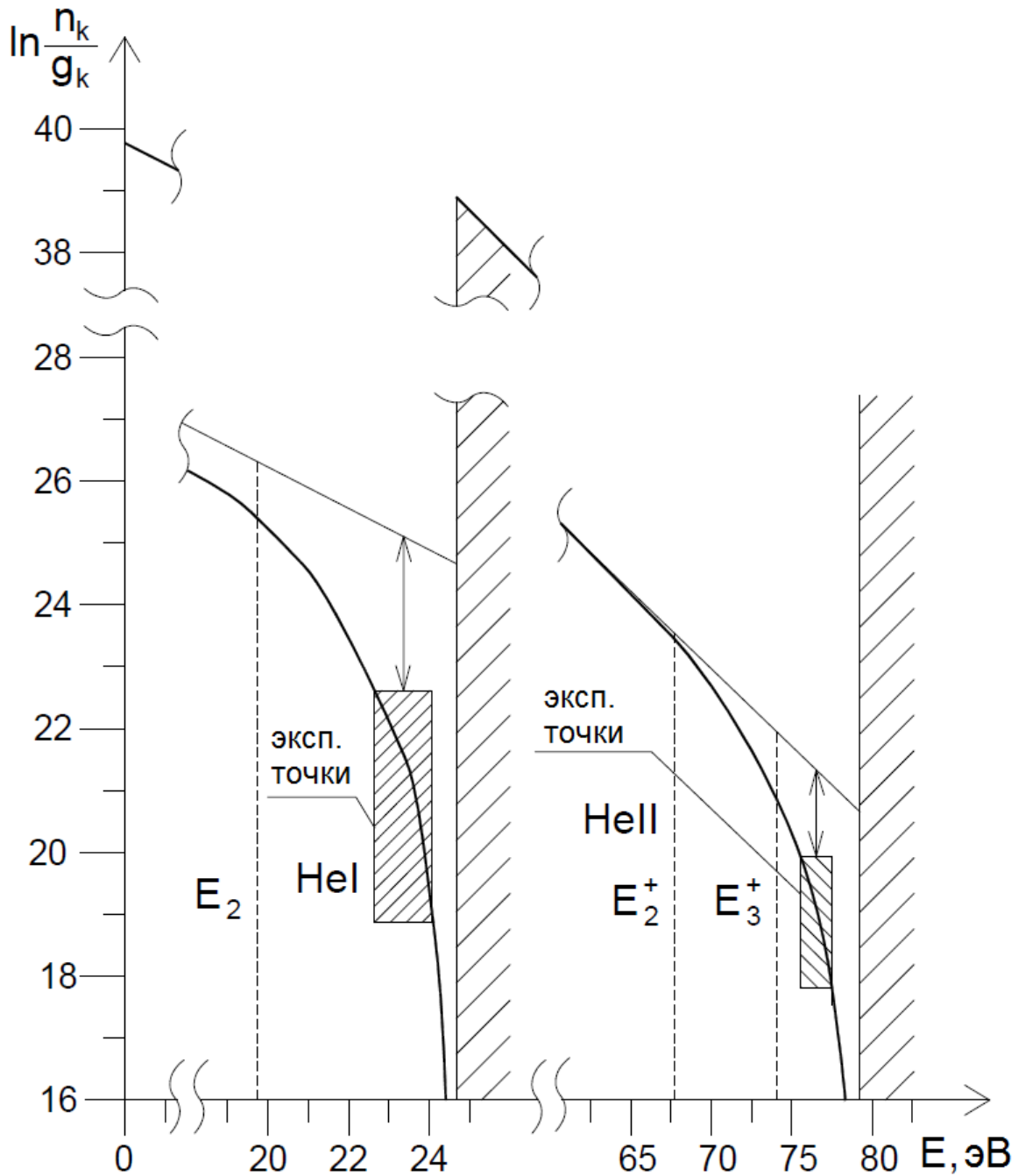


Рис. 62. Качественная картина неравновесных заселенностей уровней энергии HeI и HeII. Наклонные прямые линии – равновесные распределения, толстые кривые – примерный ход неравновесных распределений, рассчитанный с использованием МДП [11]. E_2 , E_2^+ , E_3^+ – положения нижних возбужденных состояний атома и иона. Заштрихованы области, в которых располагаются экспериментально регистрируемые излучающие уровни атомов и ионов. Длины вертикальных отрезков со стрелками характеризуют общую недонаселенность обозначенных “блоков” уровней.

Математическим следствием этой модели является фактор ионизационной неравновесности – χ -функция, отражающая обеднение потока диффузии по возбужденным состояниям, как функции энергии ионизации уровня [11]:

$$\chi(x) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^{1.5}} dt, \quad (79)$$

где $x = \varepsilon/T_e$, ε – энергия ионизации уровня. В соответствии с этим выражением, $\chi \approx 1$ при $x > 5$ (см. рис. 63). При $x < 5$ функция $\chi(x) < 1$ и спадает с ускорением по мере уменьшения x .

Поскольку в пренебрежении тройной рекомбинацией (что справедливо в нашем случае интенсивных диффузионных потерь заряженных частиц, см. пункт 2.6) заселенности уровней пропорциональны χ , то это означает, что уровни k с энергией ионизации $I_k < 5T_e$ ионизационно недозаселены и тем сильнее, чем меньше I_k (см. рис. 62). Опираясь на эту оценку, мы вправе ожидать, что подставляя в формулу (75) данные об уровнях атома и иона такие, что их энергии ионизации $I_k < I_k^+$, мы будем иметь систематическое завышение вычисляемой температуры, что и наблюдается на рисунке 61.

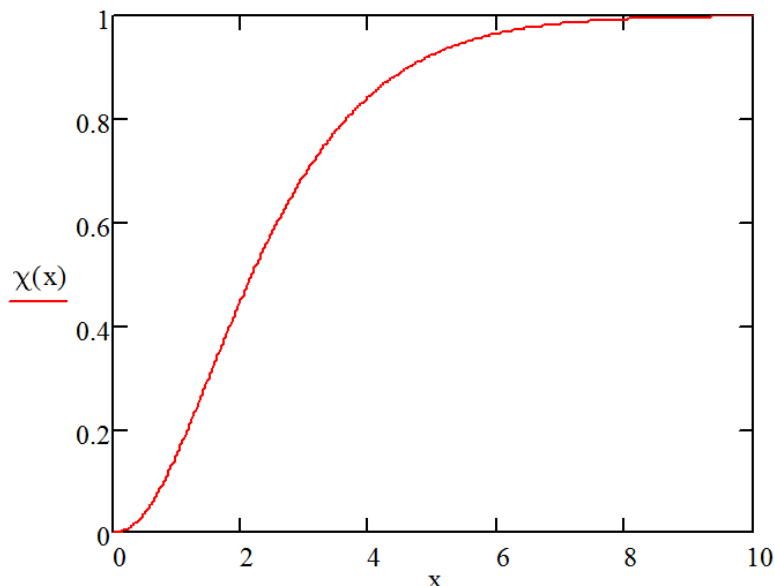


Рис. 63. χ - функция

Таким образом, наиболее очевидным способом уменьшения ошибки при вычислении T_e представляется использование спектральных линий атомных и ионных уровней с близкими энергиями ионизации (энергиями связи). Тогда с точки зрения МДП логарифмы их заселенностей будут находиться на одном расстоянии по оси ординат от равновесной прямой (вертикальные отрезки со стрелками на рис. 62), поскольку для равных энергий ионизации факторы χ также будут совпадать. Пары линий атома и иона с близкими энергиями ионизации излучающих уровней, наиболее подходящие для определения температуры электронов T_e в гелиевой плазме, представлены в таблице 5. Положение с точностью оценки T_e улучшается также благодаря тому, что входящая в (75) концентрация электронов определяется достаточно точно и в области $T_e > 2$ эВ слабо изменяется с ростом температуры.

В итоге можно сделать вывод, что использование в спектральной диагностике неравновесной разрядной плазмы гелия экспериментальных отношений интенсивности ионных и атомных линий и Саха-Больцмановских соотношений при выполнении ряда условий не приведет к существенной ошибке определения температуры электронов T_e . Предлагаемый метод спектрального измерения T_e может быть распространен на любые, в том числе, пространственно-неоднородные среды, содержащие в спектрах излучения и атомные, и ионные линии. Условием применимости приведенных выше выражений является отсутствие иных источников образования возбужденных атомов и ионов, кроме неупругого взаимодействия со свободными электронами плазмы, имеющими равновесное (максвелловское) распределение по энергиям с температурой T_e .

Однако использование данного метода в нашем случае оказалось сопряженным с рядом сложностей, связанных с несовершенством имеющихся в нашем распоряжении спектрографов. В силу их низкой чувствительности из представленных в таблице 5 трех ионных линий удастся надежно зарегистрировать только линию HeII 468.5 нм благодаря ее высокой вероятности перехода и низкой энергии возбуждения. При этом ее “пара”, линия HeI 1083 нм,

лежит вне пределов спектрального диапазона спектрометра AvaSpec, так что обе линии не могут быть зарегистрированы одновременно на один ПЗС - регистратор, что, конечно, создает возможность ошибки.

Табл. 5. Пары линий HeI и HeII для определения T_e

| № Пары линий | Длина волны λ_0 , нм | $A_{kj}, 10^7 \text{ c}^{-1}$ [29] | g_k | E_j, E_i^+ , эВ | I_j, I_i , эВ | Энергетический зазор E_{kl} , эВ |
|--------------|------------------------------|------------------------------------|-------|-------------------|-----------------|------------------------------------|
| 1 | HeI 1083.3 | 1.02 | 9 | 20.96 | 3.62 | 54.64 |
| | HeII 468.5 | 14.38 | 32 | 51.02 | 3.4 | |
| 2 | HeI 706.5 | 2.78 | 4 | 22.72 | 1.87 | 54.11 |
| | HeII 320.3 | 5.50 | 50 | 52.24 | 2.18 | |
| 3 | HeI 667.8 | 6.38 | 5 | 23.07 | 1.52 | 54.43 |
| | HeII 656.4 | 1.78 | 72 | 52.91 | 1.51 | |

Согласно результатам рис. 61, при силе тока дуги 200 А температура электронов находится в интервале $T_e = 2.9 \pm 0.3$ эВ. Оценим величину неравновесности экспериментально определенных заселенностей излучающих энергетических уровней атомов (рис. 54), сопоставив их концентрации с рассчитанными исходя из данных о равновесном составе гелиевой плазмы (рис. 17). Рассмотрим уровни, соответствующие спектральным линиям HeI 471 нм (энергия уровня 23.59 эВ), HeI 492 нм (23.72 эВ) и HeI 382 нм (24.21 эВ). Полученные значения недонаселенностей представлены в таблице 6. Видно, что при приближении к порогу ионизации недонаселенность энергетических уровней резко возрастает, и концентрации атомов в высоковозбужденных состояниях, соответствующих экспериментально наблюдаемым линиям, составляют примерно 10% от их равновесных значений. При этом, исходя из того, что концентрация электронов n_e оказывается на 20% меньше равновесной, согласно оценкам по уравнению состояния идеального газа основное состояние атома HeI должно быть

перезаселено в $30 \div 60$ раз. Полученное при решении системы (1) превышение концентрации атомов HeI в основном состоянии относительно равновесного значения оказалось на порядок меньше, что косвенно подтверждает предположение о недостаточности вычисленного в пункте 2.6 члена, учитывающего амбиполярную диффузию.

Табл. 6. Значения недонаселенности возбужденных уровней HeI

| Энергия уровня, эВ | n_k/n_k^0 |
|--------------------|------------------|
| 23.07 (3^1D) | $0.16 \div 0.40$ |
| 23.72 (4^1D) | $0.08 \div 0.17$ |
| 24.21 (5^3D) | $0.02 \div 0.03$ |

Для наших экспериментальных данных (см. рис. 54): энергия ионизации возбужденных уровней атомов HeI $I_k = 0.38 \div 1.87$ эВ, что при $T_e \approx 3$ эВ соответствует малым значениям $x_k \sim 0.1 \div 0.7$ и еще более малым значениям $\chi(x_k) = 10^{-3} \div 10^{-1}$. Это участок резкого спада заселенности вблизи порога ионизации.

Как итог, рассчитанные в допущении применимости Саха-Больцмановских равновесных соотношений температуры заселения возбужденных атомов и ионов оказываются систематически занижены относительно истинной температуры электронов T_e .

5. ВЫВОДЫ

Важнейшими результатами проведенной работы являются следующие:

Был разработан и создан диагностический плазмотрон, позволяющий генерировать и исследовать стационарную плазму гелия атмосферного давления со стабилизированными и воспроизводимыми параметрами в диапазоне силы тока дуги $100 \div 400$ А.

Разработана и применена система импульсного «подогрева» стационарного разряда, позволяющая поднимать силу тока дуги до 4.5 кА без повреждения конструкций плазмотрона. При этом длительность импульса составляла около 1000 мкс и превышала характерное время самого медленного плазменного процесса – процесса ступенчатой ионизации атомов гелия, что позволяло считать нагрев квазистационарным.

Создана диагностическая система, обеспечивающая регистрацию распределения интенсивности излучения плазмы как по длинам волн, так и по радиусу разряда. Диагностический комплекс включал в себя средства электрических измерений и предусматривал возможность скоростной видеосъемки плазменного объекта.

Было экспериментально исследовано состояние гелиевой плазмы атмосферного давления при ее стационарном и квазистационарном нагреве в электрическом поле с напряженностью около 20 В/см и с удельным энергокладом $50 \div 500$ кВт/см³. Исследованы излучательные свойства такой плазмы в диапазоне длин волн $200 \div 1100$ нм и на основе полученных спектральных данных определены температура электронов, коэффициенты тепло- и электропроводности и построены их радиальные распределения. Из анализа уширений спектральных линий была определена температура тяжелых частиц и концентрация электронов (при возрастании силы тока дуги с 200 до 400 А

температура тяжелых частиц возрастает от 20 000 до 25 000 К, а концентрация электронов увеличивается от $8.6 \cdot 10^{16}$ до $9.3 \cdot 10^{16}$ см⁻³). При этом был проведен критический анализ литературных данных о константах Штарк-эффекта, некоторые из которых были уточнены. Были измерены абсолютные значения концентраций возбужденных состояний атомов гелия HeI в диапазоне энергий возбуждения 20.96 ÷ 24.20 эВ. Проанализирована экспериментально полученная картина заселенностей возбужденных уровней атома гелия и установлен факт наличия в гелиевой плазме атмосферного давления неравновесности ионизационного типа, выразившейся в возрастающей с ростом энергии возбуждения E_k крутизне спада заселенности высоковозбужденных состояний HeI. При этом высоколежащие возбужденные состояния HeI оказываются недонаселены, основное состояние – существенно перезаселено, а концентрация электронов в плазме n_e лишь незначительно, на 15 ÷ 20%, ниже ее равновесных значений.

На основе спектральных измерений определены температура и концентрация электронов плазмы, коэффициенты тепло- и электропроводности и построены их радиальные распределения.

Количественно выявленные значения неравновесных заселенностей входят в противоречие с большинством модельных описаний состояния плазмы гелия атмосферного давления. Особенности неравновесного состояния исследованной сильно ионизованной пространственно неоднородной плазмы гелия обусловлены одновременным действием высокоэффективной прямой ионизации слабо связанных возбужденных состояний атома гелия (тепловая энергия электронов значительно превышает их энергию связи) и диффузионного механизма гибели зарядов. Наличие мощного потока амбиполярной диффузии приводит к тому, что процессы ионизации и рекомбинации перестают быть детально обратны (помимо рекомбинации важным процессом потерь заряженных частиц становится их амбиполярная диффузия на стенку канала), что приводит к нарушению ионизационного равновесия в системе.

Перегретая электродуговая плазма гелия атмосферного давления с большой поперечной неоднородностью является уникальным объектом для спектральных исследований, сочетая в себе высокую концентрацию электронов, свойственную равновесной сильноионизованной плазме, и большую ионизационную недонаселенность возбужденных частиц, свойственную неравновесной слабоионизованной плазме. Если в первой вопрос измерения температуры электронов по интенсивностям излучения спектральных линий решается легко, то во второй он требует нестандартных решений. Сочетание двух противоположных свойств обуславливает особенности спектральной диагностики T_e в рассматриваемой плазме. Экспериментальное измерение T_e при высоких степенях ионизации гелия оказывается возможным благодаря появлению ионных линий излучения в доступной для регистрации области спектра. Соотношение между интенсивностями атомных и ионных линий служит основой спектрального метода измерения T_e , не уступающего по точности методам диагностики равновесной плазмы. Даны рекомендации по выбору пар возбужденных состояний иона и атома, позволяющих свести к минимуму влияние неравновесности на результаты определения T_e . В стационарном режиме горения температура электронов, определенная по этому методу, составила $2.9 \div 3.1$ эВ. При импульсном подогреве электронов стационарного дугового разряда рост T_e составил около 0.7 эВ, что подчеркивает сложность получения двукратно ионизованной гелиевой плазмы в условиях квазистационарности.

Ввиду установленных экспериментально отклонений плазмы от состояния ЛТР (равновесия) была разработана методика расчета состава электродуговой плазмы гелия на основе столкновительно - излучательной модели с учетом потерь частиц из системы за счет амбиполярной диффузии, включением в рассмотрение возбужденных состояний не только атомов HeI, но и однократных ионов HeII и отказом от использования неприменимых в данном случае Саха-Больцмановских соотношений.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение хотелось бы выразить благодарность моему научному руководителю В. Ф. Чиннову, благодаря поддержке и наставлениям которого выполнение данной работы стало возможным, М. А. Саргсяну и С. А. Терешкину за неоценимую помощь в подготовке и проведении экспериментов, О. В. Коршунову и А. А. Белевцеву за консультирование по вопросам кинетики неравновесной плазмы, а также А. Г. Агееву за помощь в оптимизации вычислительных процедур большой сложности.

7. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thomson J. J. Conduction of electricity through gases. Cambridge: Univ. Press, 1903.
2. Townsend J. S. Hurst H. E. Philos. Mag. -8, 738, 1904.
3. Townsend J. S. Electricity in gases. Oxford: Clarendon Press, 1915.
4. Townsend J. S. Motion of electrons in gases. Oxford: Clarendon Press, 1925.
5. Townsend J. S. Electrons in gases. London: Clarendon Press, 1925.
6. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. М: Атомиздат, 1968.
7. Ю. П. Райзер. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издательский Дом “Интеллект” – 736 с. 2009 ISBN: 978-5-91559-019-8
8. Грим Г. Спектроскопия плазмы. -М.: Атомиздат, 1969. -452 с.
9. Методы исследования плазмы. Под ред. В. Лохте-Хольтгрёвена, -М.: Мир, 1971. -552 с
- 10.Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. -М.: -Физматгиз, 1963. –640с.
- 11.Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М: Наука, 1982.
- 12.Botticher W., Roder O., Wobig K.H. //Zs. Phys. 1963. v.175, p.480.
- 13.Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Гл.6, М: Мир, 1967.
- 14.Vitel Y., Bezzari M.El., Dyachkov L.G., Kurilenkov Yu.K. Emission from weakly nonideal plasmas produced in flash lamps. //Phys. Rev. E. 1998, v.58 N.6, p.7855.
- 15.Suemitsu H., Kazunori I. et al. Behaviour of allowed and forbidden components of the He 4472Å line in Z-pinch plasmas.// J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1990. V.23, p.1129.
- 16.Kelleher D.E. Stark Broadening of Visible Neutral helium Lines in a Plasma.// JQSRT, V.25, 1981, p. 191.

- 17.Heading D. J., Marangos J. P., Burgess D. D. Helium spectral lineshapes in a dense, cool, z-pinch plasma.// 1992 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 25 4745.
- 18.Tanabe K., Haraguchi H., Fuwa K. Some spatial characteristics of an atmospheric pressure helium microwave-induced plasma.// Spectrochimica Acta, Vol 38B, Nos. 1/2. pp. 49-60, 1983.
- 19.Sturgeon R. E., Willie S. N., Luong V. T. Characteristic temperatures in a FAPES source.// Spectrochimica Acta, Vol 46B, No. 6/7. pp. 1021-1031, 1991.
- 20.Drawin H.W., Emard F. Collisional-radiative volume recombination and ionization coefficients for quasi-stationary helium plasmas // Z. Phys., 1971, v.243, p.326. doi:10.1007/BF01395918
- 21.Konjevic N. and Wiese W. Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms // J. Phys. Chem. Ref. Data. –1990. -v.19. - No.6. -pp. 1307-1385.
- 22.Konjevic N. and Roberts J.R., A Critical Review of the Stark Widths and Shifts of Spectral lines from Non-Hydrogenic Atoms// J. Phys. Chem. Ref. Data. –1976. - v.5. -No.2. –pp. 209-257.
- 23.Konjevic N. and Wiese W.L., Experimental Stark Widths and Shifts for Non-Hydrogenic Spectral Lines of Ionized Atoms.// J. Phys. Chem. Ref. Data. –1976. - v.5. -No.2. –pp. 259-308.
- 24.Wiese W. L., Smith M. W., Glennon B.M. Atomic Transition Probabilities. - 1966. -v.I. -NSRDS-NBS 4. -USA.
- 25.Wiese W. L., Smith M. W., Miles B.M. Atomic Transition Probabilities. –1969. v.II. -NSRDS-NBS 22. -USA.
- 26.S. Buscher, S. Glenzer, Th. Wrubel, And H.-J. Kunze Profiles of The HeI 2^3P-3^3D Line at High Densities// J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol. 54. No. 1/2, pp. 73-80, 1995
- 27.Буреева Л.А., Лисица В.С. Возмущенный атом. М., ИздАТ, 1997, 464 с.
- 28.Jonkers J., Mullen J.A.M. The Excitation Temperature in Helium Plasmas. // JQSRT, V.61, 1999, p. 703.

- 29.** Kramida, A., Ralchenko, Yu., Reader, J., and NIST ASD Team (2013). NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.1), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2014, June 9]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- 30.** Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Саргсян М.А., Кавыршин Д.И. «Неравновесность сильноионизованной гелиевой плазмы атмосферного давления» ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 2013, том 51, № 2, с. 163–169.
- 31.** Jonkers J., Mullen J.A.M. The Excitation Temperature in Helium Plasmas. // JQSRT, V.61, No. 5, 1999, pp. 703-709.
- 32.** Jonkers J., Marco van de Sandle, Sola A., Gamero A., Joost van der Mullen. On the differences between ionizing helium and argon plasmas at atmospheric pressure. // Plasma Sources Sci. Technol. 12 (2003) 30-38.
- 33.** Jonkers J., Vos H.P.C., J.A.M. van der Mullen* J.A.M., E.A.H. Timmermans E.A.H. On the atomic state densities of plasmas produced by the "torche a injection axiale".// Spectrochimica Acta Part B 51 (1996) 457-465.
- 34.** Tanabe K., Haraguchi H., Fuwa K. Some spatial characteristics of an atmospheric pressure helium microwave-induced plasma.// Spectrochimica Acta, Vol 38B, Nos. 1/2. pp. 49-60, 1983.
- 35.** Sturgeon R. E., Willie S. N., Luong V. T. Characteristic temperatures in a FAPES source.// Spectrochimica Acta, Vol. 46B, No. 6/7. pp. 1021-1031, 1991.
- 36.** Thomson J. J. 11 Phil. Mag. -23, 449 (1912).
- 37.** M. Goto, Collisional-radiative model for neutral helium in plasma revisited// Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. V.76, 2003, pp. 331–344.
- 38.** Fujimoto T. // A collisional-radiative model for helium and its application to a discharge plasma. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer V. 21, 1979, pp. 439-455.

- 39.**D I Kavyrshin, V F Chinnov and A G Ageev “Model for describing non-equilibrium helium plasma energy level population”, Journal of Physics: Conference Series 653 (2015) 012115 IOP Publishing, doi:10.1088/1742-6596/653/1/012115
- 40.**Robert M. ST. John, Frank L. Miller, and Chiin C. Lin// Absolute Electron Excitation Cross Sections of Helium, Phys. Rev., volume 134, number 4A, A888, (1964)
- 41.**Гуревич Л. Э. Основы физической кинетики / Л. Э. Гуревич. — Л.: ГИТТЛ, 1940.
- 42.**Thomas L. // Proc. Cambr. Phil. Soc. -28, 713 (1927).
- 43.**Webster D., Hansen W., DuveneckF. // Phys. Rev. -43, 833 (1933).
- 44.**Webster D., Hansen W., DuveneckF. // Phys. Rev. -43, 833 (1933).
- 45.**Seaton M. // Atomic and Molecular Processes. —New York Acad. Press, 1962.
- 46.**Kingston A. E. // Phys. Rev. -135A, 1537 (1964); Proc. Phys. Soc. -87, 193 (1966); J. Phys.-IB, 559 (1968).
- 47.**Wolfgang Lotz// Electron impact excitation rate coefficients for atoms and ions. - Institut für Plasmaphysik, Garching bei München, Germany, 1966.
- 48.**H. W. Drawin and F. Emard// Collisional-Radiative Volume Recombination and Ionization Coefficients for He^+ - He^{2+} - e Plasmas// Z. Physik 253, 100-112 (1972)
- 49.**Мак-Даниэль И, Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах / Пер. с англ. Под ред. Б. М. Смирнова М.: Мир 1976 -422 с.
- 50.**Б. М. Смирнов Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме/ Атомиздат М: 1968.
- 51.**E. Clementi, D.L.Raimondi, and W.P. Reinhardt, J. Chem. Phys. 1963, 38, 2686.
- 52.**Исакаев Э.Х., Григорьянц Р.Р., Спектор Н.О., Тюфтяев А.С. Влияние раскрытия канала выходного электрода на характеристики плазмотрона // ТВТ. 1994. Т. 32. № 4. С. 627.

- 53.**Исакаев Э.Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф. Исследование генератора низкотемпературной плазмы с расширяющимся каналом выходного электрода и некоторые его применения // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1. С. 105.
- 54.**Финкельнбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: Иностран. лит., 1961. 370 с.
- 55.**Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975. 298 с.
- 56.**Жуков М.Ф., Аньшаков А.С., Засыпкин И.М. и др. Электродуговые генераторы с межэлектродными вставками. Новосибирск: Наука, 1981. 201 с.
- 57.**Глебов И.А., Рутберг Ф.Г. Мощные генераторы плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 153 с.
- 58.**Курочкин Ю.В., Пустогаров А.В. Исследование плазмотронов с подачей рабочего тела через пористую межэлектродную вставку // Экспериментальные исследования плазмотронов / Под ред. Жукова М.Ф. Новосибирск: Наука, 1977. С. 82.
- 59.**Коротеев А.С., Миронов В.М., Свирчук Ю.С. Плазмотроны: конструкции, характеристики, расчет. М.: Машиностроение, 1993. 295 с.
- 60.**Brillhac J.E., Pateyron B., Delluc B.G. et al. Study of the Dynamic and Static Behavior of DC Vortex Plasma Torches. Part I: Button Type Cathode // Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1995. V. 15. № 2. P. 231.
- 61.**Жеенбаев Ж.Ж., Энгельшт В.С. Двухструйный плазмотрон. Фрунзе: Илим, 1983. 202 с.
- 62.**Дзюба В.Л., Даутов Г.Ю., Абдуллин И.Ш. Электродуговые и высокочастотные плазмотроны в химикометаллургических процессах. Киев: Выща школа, 1971. 170 с.
- 63.**Дресвин С.В., Донской А.В., Гольдфарб В.М., Клубникин В.С. Физика и техника низкотемпературной плазмы / Под общ. ред. Дресвина С.В. М.:Атомиздат, 1972. 352 с.

64. Жидович А.И., Кравченко С.К., Ясько О.И. Обобщение вольтамперных характеристик электрической дуги, обдуваемой различными газами. М.: Энергия, 1969. С. 218.
65. Артёмов В.И., Левитан Ю.С., Синкевич О.А. Неустойчивость и турбулентность в низкотемпературной плазме. М.: Издательство МЭИ, 1993. 413 с.
66. Исакаев Э.Х. Разработка генератора низкотемпературной плазмы с расширяющимся каналом выходного электрода и некоторые его применения. Дис. докт. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2002. 80 с.
67. Gregor J., Jakubova I. Senk J. Investigation of Radial Energy in Ar Arc Heater Channel // High Temperature. Material Processes. 2007. V. 11. № 3. P. 421.
68. Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Низовский В.Л. Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте. Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2008.
69. Kruger C.H. Nonequilibrium in Contined Arc Plasmas // Phys. Fluids. 1970. V. 23. № 7. P. 1737.
70. Низкотемпературная плазма. Под ред. Энгельшта В.С., Урюкова Б.А. Т.1. Теория столба электрической дуги. Новосибирск.: Наука, 1990. 376 с.
71. Л. СПИТЦЕР ФИЗИКА ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА Перевод со второго переработанного американского издания Р. З. МУРАТОВА и М. В. САМОХИНА Под редакцией М. Л. ЛЕВИНА ИЗДАТЕЛЬСТВО, МИР-Москва 1965 УДК 533.9+538.4
72. Корытенко К. В., Довбня А. Н., Волколупов Ю. Я., Косой А. И., Шкирида С. М., Чертищев И. А. Управление импульсной дугой с целью эффективного разогрева газа. // Журнал технической физики, том 78, вып. 4, стр. 26-34, 2008 г.
73. Nettleton M.A. // Electrical Rev. 1976. N 7. P. 116-119.
74. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н. // ЖТФ, том 26, вып. 8, стр. 1744-1759, 1956 г.
75. Кринберг И. А. // Письма в ЖТФ том 27, вып. 2, стр. 9-16, 2001 г.

- 76.** V F Chinnov, D I Kavyrshin, A G Ageev, O V Korshunov, M A Sargsyan and A V Efimov Study of spatial distributions of highly ionized nonequilibrium helium plasma at atmospheric pressures // *Journal of Physics: Conference Series* 774 (2016) 012200 doi:10.1088/1742-6596/774/1/012200
- 77.** Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.–Л.: Физматгиз, 1963г. 640 с.
- 78.** Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М., Наука, 1979г.
- 79.** Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М., Мир, 1977.
- 80.** Дьячков Л.Г. К расчету вероятности разрушения связанных состояний атома в плазменных микрополях. // *ТВТ*, 1997, т. 35, № 5, с. 823–826.
- 81.** А.А. Белевцев, Э.Х. Исакаев, А.В. Маркин, В.Ф. Чиннов. Спектроскопический анализ пространственных распределений параметров плазмы в высокоэнтальпийных потоках аргона и азота. // *ТВТ.2002*. Т. 40, №1, с.26.
- 82.** Биберман Л.М., Норман Г.Э. Непрерывные спектры атомных газов и плазмы.// *УФН*. 1967. Т.91, №2, с.193-246.
- 83.** Г.В. Голубков, В.В. Егоров, Н.М. Кузнецов. О роли прямых переходов в континуум при термической ионизации атомов электронами. // *Физика плазмы*, 1979, Т.5, Вып. 3, С.579.