

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

*На правах рукописи*

Ефимов Александр Валерьевич

**РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ КОМПЛЕКСНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО  
АНАЛИЗА МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ  
ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ**

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

РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ КОМПЛЕКСНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ.....	1
Введение .....	4
Актуальность .....	4
Постановка задачи .....	5
Цели.....	7
Научная новизна работы .....	8
Научные положения, выносимые на защиту.....	9
Научная и практическая значимость.....	10
Степень достоверности.....	10
Личный вклад автора .....	10
Публикации .....	11
Апробация работы .....	12
Структура и объем работы .....	12
Благодарности .....	13
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ .....	15
1.1. Спектроскопические исследования эрозионной плазменной струи.....	15
1.1.1. Эталонный источник света И.В. Подмошенского .....	15
1.1.2. Энергоёмкие плазменные образования.....	21
1.1.3. Плазменное образование типа «Факел» .....	26
1.1.4. Плазменный волновод .....	33
1.1.5. Эрозионный разряд в тефлоновом капилляре. Выключатели высоковольтных цепей.....	37
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА, СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ И СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ.....	41
2.1. Описание экспериментальной установки .....	41
2.1.1. Капиллярный разрядник.....	41
2.1.2. Параметры электропитания .....	42
2.2. Оптические средства измерения параметров плазмы .....	45
2.2.3. Общая схема оптических измерений .....	45
2.2.4. Пространственные спектральные измерения.....	47
2.2.5. Регистрация спектров .....	50
2.2.6. Дополнительное оборудование .....	54
2.2.7. Калибровка .....	58
2.3. Спектры излучения эрозионной плазменной струи .....	61
ГЛАВА 3. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ.....	66
3.1.1. Модели плазменного состояния .....	66
3.2. Локализация спектральных характеристик плазмы .....	72

3.2.2. Плазменная томография .....	72
3.2.3. Алгоритм обратного преобразования Радона (Абеля) .....	74
3.3. Методика определения концентрации и температуры электронов и атомов .....	79
3.3.4. Теоретические основы и автоматизация расчёта концентрации электронов .....	79
3.3.5. Теоретические основы и автоматизация расчёта температуры электронов .....	85
3.3.6. Погрешность метода и достоверность результата при определении температуры электронов .....	95
3.4. Диагностика «холодных» зон плазменной струи .....	101
3.4.7. Молекулярная составляющая в спектре излучения плазменной струи .....	101
3.4.8. Моделирование молекулярного спектра двухатомных молекул .....	102
3.5. Анализ состава плазменной струи .....	109
3.5.9. Система уравнений и расчёт равновесного состава плазмы эрозийного разряда .....	109
3.5.10. «Нормальная» температура .....	114
<b>ГЛАВА 4. РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДОВ СПЕКТРАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА .....</b>	<b>116</b>
4.1. Дозвуковой режим истечения плазменной струи .....	116
4.1.1. Продольное распределение параметров .....	116
4.1.2. Поперечное распределение параметров .....	120
4.2. Сверхзвуковой режим истечения плазменной струи .....	123
4.2.3. Продольное распределение параметров .....	123
4.2.4. Поперечное распределение параметров .....	129
4.3. Температура на периферии плазменной струи и в период послесвечения .....	132
4.4. Обсуждение результатов измерений .....	134
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>138</b>
<b>Список литературы .....</b>	<b>139</b>

## Введение

### Актуальность

Физика низкотемпературной плазмы является одним из интенсивно развивающихся направлений современной физики [1,2,3]. С низкотемпературной плазмой связано большое число явлений и процессов в природе, науке и технике, а ее применение охватывает многие области человеческой деятельности, такие как: производство элементов микроэлектроники, напыление покрытий на оптических приборах и элементах, производство наноматериалов, порошковая металлургия и т.д. [4,5,6,7]. В значительной степени интерес к изучению низкотемпературной плазмы стимулируется совершенствованием, развитием, созданием и внедрением новых плазменных технологий. К таким технологиям относится магнитоплазменная аэродинамика (МПА) [8]. Главная цель развития МПА состоит в применении магнитоплазменных способов управления потоком для решения задач аэрокосмических приложений. МПА предлагает нетрадиционные способы управления обтеканием тел через изменение физико-химических свойств среды, окружающей аппарат. Многие аэрокосмические задачи могут быть решены методами МПА: генерация управляющих сил и моментов на аэродинамических поверхностях [9,10]; управление ударно-волновой структурой течения в тракте высокоскоростных двигателей; снижение тепловых нагрузок на поверхность аппарата и отдельные элементы конструкции; снижение или увеличение волнового сопротивления и сопротивления трения; генерация, подавление и управление отрывными зонами и зонами ламинарно-турбулентного перехода; подавление неустойчивых режимов обтекания [11,12]. Большой класс задач МПА составляют вопросы стимулированного горения топлива в высокоскоростных потоках, в т.ч.: плазменная активация топлива и окислителя, инициация плазмо-химических реакций горения, стабилизация фронта пламени, плазмо-химическая конверсия топлива [13,14,15,16,17,18].

В решении задач МПА важную роль играют методы диагностики плазмы, среди которых наиболее информативными, разнообразными, технически обеспеченными и широко распространенными являются спектроскопические методы. Поскольку в современных экспериментальных исследованиях предъявляются всё более высокие требования к количеству и качеству получаемой информации, возникает необходимость совершенствования традиционных спектроскопических методов и внедрения новых высокопроизводительных технологий регистрации и обработки данных. Необходимость в развитии спектроскопических методов особенно остро проявляется в задачах диагностики движущейся пространственно неоднородной и нестационарной плазмы импульсных

разрядов. Особенностью импульсных разрядов является возможность достижения высоких удельных энергетических параметров плазмы при относительно небольших энергозатратах. Кроме того, нестационарность процессов плазмообразования, свойственная импульсным разрядам, является одним из эффективных каналов управления свойствами плазмы и может использоваться для получения неравновесной плазмы, представляющей интерес для многих практических приложений [19,20]. Однако состояние плазмы в таких разрядах может кардинально изменяться в пределах разрядной области. Дополнительные сложности диагностики связаны с быстротечностью процессов и, как правило, малыми масштабами пространственных областей, представляющих интерес для диагностики. При этом особое значение приобретает интерпретация получаемых результатов, требующая определённых представлений о состоянии плазмы и особенностях протекающих в ней процессов, вследствие чего необходим выбор адекватных моделей, обосновывающих применение тех или иных диагностических методов с учетом специфики условий эксперимента. Рассмотренные факторы свидетельствуют об актуальности совершенствования и развития спектральных методов диагностики в плазменных экспериментах.

### **Постановка задачи**

Объектом исследований настоящей работы является многокомпонентная плазма импульсного капиллярного разряда с аблирующей стенкой [21,22]. Такая плазма существенно неоднородна в пространстве, и ее параметры изменяются во времени, что делает данный тип разряда привлекательным для апробации развиваемых спектральных методов диагностики.

Капиллярный разряд представляет интерес для многих практических приложений. Он рассматривается как высокоинтенсивный источник излучения в УФ и оптическом диапазоне [23,24], источник неидеальной плазмы [25,26] и проч. Капиллярный разряд изучается в связи с проблемами создания двигателей КЛА [27,28], сильноточных прерывателей электрических цепей [29,30,31]. В последнее время интерес к капиллярному разряду проявляется в связи с проблемой транспортировки лазерного импульса высокой мощности ( $\sim 5 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>), где разряд в капилляре рассматривается в качестве лазерного волновода [32,33,34,35,36].

В приложениях МПА импульсный разряд в капилляре с аблирующей стенкой представляет интерес как источник высокоскоростных плазменных струй, используемых для управления параметрами набегающего потока, снижения аэродинамического сопротивления

ЛА [37,38,39], организации поджига и стимулированного горения топливо-воздушных смесей в высокоскоростных потоках [40,41], в качестве плазменных антенн [42], плазменных абсорберов электромагнитного излучения СВЧ диапазона [43] и др. Плазма на участке струи характеризуется сильной неоднородностью, а ее свойства существенным образом зависят от газодинамических характеристик течения. Газодинамическая картина течения плазменных струй, в свою очередь, в сильной степени чувствительна к параметрам разряда, свойствам материала стенки капилляра и геометрии разрядника. Впервые на это обстоятельство обратили внимание авторы работы [44], обнаружившие режимы разряда, при которых происходит формирование коллимированных узконаправленных струй плазмы, способных распространяться в атмосфере воздуха на большие расстояния. Такие струи характеризуются необычными для газоструйных течений свойствами, в частности: большой протяженностью ламинарного участка, отсутствием расходимости, резкими границами, способностью проникновения и распространения в высокоскоростных газовых потоках и др., - что послужило стимулом для их изучения.

Несмотря на достаточно большое, в целом, количество работ, посвященных изучению свойств таких струй, объем экспериментальных данных, полученных на основе методов спектральной диагностики, весьма ограничен. Наиболее детальные спектроскопические исследования плазменных струй, инжестируемых в атмосферу воздуха при нормальных условиях, были проведены в начале 1990-х годов группами исследователей НИИРП, НИИТП [44,45] МГУ [46,47,48,49] и МИФИ [50]. В результате исследований идентифицированы основные излучающие компоненты, получены сведения о стадиях и динамике развития струи, выявлены масштабы её структурной неоднородности, получены профили электронной концентрации и температуры плазмы в продольном и поперечном сечениях. В то же время, было отмечено несоответствие измеренных значений концентрации электронов  $n_e > 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и температуры  $T \sim 0.4-0.6 \text{ эВ}$ . Полученное несоответствие могло быть следствием неполноты данных о состоянии плазмы и пространственной принадлежности спектральных компонентов, интенсивность излучения которых зависит от температуры, парциального давления компонентов и может изменяться немонотонно в радиальном и осевом направлениях. Кроме того, трудности получения надежных экспериментальных данных об основных параметрах плазмы капиллярного разряда (концентрации и температуры электронов, температуры тяжелой компоненты) во многом обусловлены ограниченными возможностями существовавших на тот момент времени регистрирующей аппаратуры и средств обработки результатов эксперимента.

Развиваемые в настоящей работе методы спектральной диагностики основаны на использовании современной высокопроизводительной регистрирующей аппаратуры,

обеспечивающей высокое пространственное (25-30 мкм) и временное разрешение (10-50 мкс) в оптическом диапазоне длин волн ( $\Delta\lambda = 200\div 800$  нм,  $\delta\lambda = 0.1$  нм). Выбор наиболее надежных методов определения основных параметров плазмы (электронной концентрации, характеристических температур) производится на основе критического анализа термодинамического состояния плазмы, установления пространственной принадлежности спектральных компонентов, сопоставления альтернативных методов определения того или иного параметра, и использования, в случае необходимости, упрощенной модели расчета ее компонентного состава. Для обработки результатов измерений разработаны специализированные программные комплексы автоматизированной обработки спектров с использованием средств малоракурсной томографии, обеспечивающие возможность детализации структуры и получения профилей основных параметров эрозивной плазмы.

### Цели

Целью работы является развитие комплекса спектральных и визуальных методов диагностики нестационарной пространственно-неоднородной плазмы сложного компонентного состава и его реализация в экспериментальных исследованиях свойств и параметров импульсного капиллярного разряда.

В основные задачи входит:

- Разработка и организация системы синхронизированных визуальных наблюдений и спектральных измерений параметров неоднородного и нестационарного плазменного объекта с характерными размерами радиуса и длины 1.5 x 50 мм, существующего в течение разрядного импульса длительностью 1÷20 мс;
- Создание программного комплекса для автоматизированной обработки экспериментальных данных с целью получения пространственно-временных распределений концентрации и температуры электронов и температуры тяжёлых частиц плазмы исследуемого разряда;
- Получение комплексных данных о пространственно-временных изменениях основных излучательных свойств эрозивной струи и её плазменных параметров в диапазоне удельных энергокладов 2.5÷35 МВт/см<sup>3</sup>, который охватывает как дозвуковой, так и сверхзвуковой режимы истечения струи;
- Анализ, на основе выполненных измерений, параметров состояния (температуры, давления, степени ионизации) гетерогенной плазмы в

формируемой разрядом дозвуковой и сверхзвуковой эрозионной струе, с использованием упрощенной модели расчёта её компонентного состава.

### Научная новизна работы

- Благодаря реализации совместной и синхронизированной работы высокоскоростных камер и быстродействующего спектроскопического оборудования исследована пространственно-временная эволюция эрозионных разрядов и получены новые представления о многослойной структуре и динамике развития плазменной эрозионной струи;
- Создан универсальный программный комплекс, средствами автоматизированной обработки спектров устанавливающий пространственные распределения концентрации  $n_e$  и температуры  $T_e$  электронов плазмы эрозионного разряда. В результате впервые получены надёжные и непротиворечивые данные о продольном и радиальном распределениях  $n_e$  и  $T_e$  в дозвуковом ( $2.5 \div 5$  МВт/см<sup>3</sup>) и сверхзвуковом ( $10 \div 35$  МВт/см<sup>3</sup>) режимах истечения. Выполнено сравнение полученных распределений  $n_e$  и  $T_e$  с результатами экспериментальной оценки колебательной  $T_v$  и вращательной  $T_r$  температур молекул  $C_2$  и  $CN$  плазменной струи;
- Использование развитых методов одноракурсной томографии [51] (для анализа радиальных распределений основных излучателей плазмы) и результатов расчёта равновесного состава смеси  $H:C:O:Cu$  позволило выявить картину радиального распределения основных параметров (температуры и давления) сверхзвуковой эрозионной струи в области диска Маха, где особенно велика роль неизобаричности сверхзвукового течения;
- Выполнено моделирование спектра излучения молекулы  $AlO$  (переход  $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ ), позволившее оценить колебательную  $T_v$  и вращательную  $T_r$  температуры молекул в плазме на периферии струи и в дуге вблизи катода (внешний электрод), а также в релаксационной плазме в период после окончания подвода энергии. Результаты определения  $T_v$ ,  $T_r$  в период послесвечения проанализированы совместно с данными о температуре частиц  $T$ , полученными при помощи метода спектральной пирометрии.



### Научные положения, выносимые на защиту

- Методы и результаты получения пространственно-временных профилей излучательных характеристик основных плазменных компонент в протяженных нестационарных плазменных струях, формируемых разрядом в  $C_5H_8O_2$  капилляре с характерными размерами  $1 \times 5$  мм в диапазонах удельного энерговклада  $2.5 \div 35$  МВт/см<sup>3</sup> и длительности разрядного импульса  $1 \div 20$  мс;
- Программный комплекс, включающий в себя процедуры идентификации спектральных линий, локализации экспериментальных данных с использованием средств компьютерной томографии, определения концентрации и температуры электронов  $n_e$  и  $T_e$  на основе совокупных данных о наблюдаемых спектральных компонентах, оценки  $T_v$ ,  $T_r$  на основе моделирования спектра излучения двухатомной молекулы AlO (переход  $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ );
- Пространственные распределения  $n_e$ ,  $T_e$  плазмы приосевой области струи, формируемой разрядом в  $C_5H_8O_2$  капилляре в диапазоне удельных энерговкладов  $2.5 \div 5$  МВт/см<sup>3</sup>, соответствующих дозвуковому режиму истечения, находятся в качественном и количественном согласии с результатами, полученными для стационарной водородной дуги атмосферного давления при близких значениях разрядного тока и размерах канала разряда [52];
- Пространственные распределения  $n_e$ ,  $T_e$  плазмы приосевой области струи, формируемой разрядом в  $C_5H_8O_2$  капилляре в диапазоне удельных энерговкладов  $10 \div 35$  МВт/см<sup>3</sup>, находятся в качественном согласии с результатами, полученными для стационарных сверхзвуковых плазменных струй [53]
- Экспериментальная оценка значений колебательной и вращательной температур  $T_v$ ,  $T_r$  двухатомных молекул ( $C_2$ , CN и AlO) плазменной оболочки струи в диапазоне удельных энерговкладов  $2.5 \div 35$  МВт/см<sup>3</sup> и их сравнение с измеренными локальными значениями  $n_e$ ,  $T_e$ , указывающее на значительную неизотермичность плазмы. Экспериментальная оценка значений  $T_v$ ,  $T_r$  релаксационной плазмы в период после окончания разрядного импульса, составивших 3000К;
- Метод совместного использования «нормальных» температур (основных излучателей) и модельной оценки состава многокомпонентной плазменной среды и получение с его помощью радиальных распределений давления и температуры плазмы в области вблизи диска Маха, характеризующейся сильной неизобаричностью и пространственной неоднородностью.

## **Научная и практическая значимость**

Критически отобраны и экспериментально реализованы методы комплексной диагностики пространственно неоднородной неизобарической плазмы сложного состава. Получены самосогласованные данные о пространственно-временных распределениях основных параметров эрозионного разряда, позволяющие развивать теоретические модели его описания.

Развитые в работе методы комплексного спектрального анализа нестационарных плазменных объектов с использованием средств автоматизации и малоракурсной томографии, а также программные комплексы и методики обработки экспериментальных результатов находят применение в работах, проводимых по плану НИР ОИВТ РАН, а также по ряду проектов и договоров.

## **Степень достоверности**

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

## **Личный вклад автора**

Автор принимал участие в постановке, подготовке, проведении экспериментальных исследований, анализе и обсуждении полученных результатов. При этом основной вклад автора в проводимых исследованиях заключается в метрологическом сопровождении плазменных экспериментов и решении комплекса вопросов, связанных с выбором, обоснованием и реализацией методов спектральной диагностики и обработкой экспериментальных результатов. Представление изложенных в диссертации и выносимых на защиту результатов, полученных в совместных исследованиях, согласовано с соавторами.

## Публикации

По материалам диссертации опубликовано 9 работ. Работы 1 – 5 нижеследующего списка опубликованы в журналах из Перечня рецензируемых научных изданий ВАК при Министерстве образования и науки РФ. Работы 6 – 9 опубликованы в материалах конференций.

- 1) А.С. Пашина, А.В. Ефимов, В.Ф. Чиннов. Оптические исследования многокомпонентной плазмы капиллярного разряда. Дозвуковой режим истечения// ТВТ, 2016, том 54, № 4, с. 513–528.
- 2) А.С. Пашина, А.В. Ефимов, В.Ф. Чиннов. Оптические исследования многокомпонентной плазмы капиллярного разряда. II. Сверхзвуковой режим истечения// ТВТ, 2017, том 55, № 4.
- 3) А.С. Пашина, А.В. Ефимов, В.Ф. Чиннов, А.Г. Агеев. Особенности радиального распределения параметров плазмы начального участка сверхзвуковой струи, формируемой импульсным капиллярным разрядом// Прикладная физика, 2016, № 2, с. 29-35.
- 4) Битюрин В.А., Григоренко А.В., Ефимов А.В., Климов А.И., Коршунов О.В., Кутузов Д.С., Чиннов В.Ф. Спектральный и кинетический анализ газоразрядной гетерогенной плазмы в потоке смеси AL, H<sub>2</sub>O, AR //ТВТ, 2014 ,52 ,1 ,с. 3-13.
- 5) Т.Ш. Белялетдинов, С.В. Горячев, А.В. Ефимов, Э.Х. Исакаев, В.Ф. Чиннов. Спектральное определение локальных значений концентрации и температуры электронов в сильно-ионизованной азотной плазме с использованием ПЗС – матриц//Оптика и спектроскопия, 2010, том 109, № 5, с. 721–727.
- 6) Pashchina A.S., Klimov A.I.,Efimov A.V.. Influence of Nano-Scale Clusters on Gas Dynamics Parameters of Plasma Jet Created by Capillary Type Discharge (AIAA 2014-0517). 52nd Aerospace Sciences Meeting, 2014, p.1-11.
- 7) A.G. Ageev, V.A. Bityurin, V.F. Chinnov, A.V. Efimov and A.S. Pashchina. Features of spatial distribution of the parameters on the initial section of a supersonic plasma jet, created by pulsed discharge in a capillary with ablative wall// Journal of Physics: Conference Series, Volume 774, Number 1.
- 8) Pashchina A.S., Chinnov V.F., Andriyanova Y.N., Efimov A.V. The Space-Time Spectroscopy of the Pulsed High Enthalpy Plasma Jet// Physics of Extreme States of Matter. Moscow, 2014, P. 176-178.

- 9) Chinnov V., Efimov A., Goryachev S., Pashchina A. The Space-Time Spectroscopy of Pulse Heterogeneous Plasma Jet// 31st ICPIG, Granada, Spain, July 14-19, 2013, 6, 4 p.

### **Апробация работы**

Результаты работы докладывались и обсуждались на 11 международных конференциях:

1. 15th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, Moscow, ИИТ RAS, April 19-21, 2016;
2. XLIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 8 – 12 февраля 2016;
3. 14th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, April 21-23, 2015 / ed. Bityurin V. Moscow, Russia: ИИТ RAS, 2015;
4. XLII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 2015;
5. 13th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, April 8-10, 2014;
6. 52nd Aerosp. Sci. Meet. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014;
7. XXIX International Conference on Equations of State for Matter. Russia, Elbrus, Kabardino-Balkaria, 2014;
8. XLI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 10 – 14 февраля 2014;
9. 12th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. Moscow, ИИТ RAS, March 24-26, 2013;
10. 31st ICPIG, July 14-19, 2013, Granada, Spain.;
11. The 11th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, 2012.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант №16-38-00927 мол\_а «Спектроскопические исследования плазмы капиллярного разряда».

### **Структура и объем работы**

Диссертационная работа состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы и приложения. Объем диссертации составляет 144 страниц, включая 82 рисунка.

## Благодарности

Развиваемые в диссертации методы и средства спектральной диагностики разрабатывались для их использования в плазменных экспериментах, проводимых Отделением магнитоплазменной аэродинамики в рамках плановых работ Объединенного института высоких температур РАН. Их внедрение было бы невозможно без участия специалистов Отдела физики и химии гетерогенных плазменных потоков, обеспечивших организацию, постановку и проведение исследований, реализацию методов на конкретных установках и внесших определяющий вклад в проведение анализа и интерпретацию экспериментальных результатов.

Автор выражает особую благодарность своему научному руководителю д.ф.-м.н. В.Ф.Чиннову за помощь в освоении методов оптической спектроскопии и сложной методологии спектрального анализа, ценные советы при структурировании работы, формулировке основных положений диссертации и продвижение научной работы соискателя.

Автор признателен к.ф.-м.н. А.С.Пашине, являющемуся инициатором и руководителем работы по изучению физики многокомпонентной плазмы эрозионного разряда, результаты которой являются составной частью его докторской диссертации. В рамках проводимых им исследований и под его непосредственным руководством были получены экспериментальные данные по структуре и динамике эрозионной плазмы, послужившие толчком для выбора спектральных методик, разработки и реализации программных комплексов автоматизированной обработки спектров. Его роль заключалась не только в постановке задач исследований, организации, подготовке и проведении экспериментов, анализе и интерпретации результатов, но и в активном участии в работах по обработке спектральных данных и апробации комплексов автоматизированной обработки спектров, что стимулировало работу над совершенствованием программных алгоритмов в плане расширения функциональности, повышения точности и достоверности получаемых результатов.

Автор признателен д.ф.-м.н. А.И.Климову, инициатору и руководителю работ по исследованию гетерогенных плазменных потоков. Участие в руководимой им работе по созданию алюмоводородного плазмохимического реактора послужило хорошей основой и стимулом для разработки методики по моделированию спектра излучения молекулы AlO и созданию соответствующего программного комплекса. Многолетнее сотрудничество с А.И.Климовым и участие в проводимых им экспериментальных исследованиях

способствовало приобретению практического опыта и расширению знаний в области спектральных методов диагностики плазмы.

Организация, постановка и проведение эксперимента всегда требует слаженных усилий коллектива исполнителей. Автор благодарит своих коллег Горячева С.В., Агеева А.Г., Сидоренко М.К., Кутузова Д.С., Григоренко А.В., Казанского П.Н., принимавших участие и обеспечивших высокий технический уровень проводимых исследований.

## ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

### 1.1. Спектроскопические исследования эрозионной плазменной струи

#### 1.1.1. Эталонный источник света И.В. Подмошенского

Капиллярный разряд с давних пор привлекал исследователей как интенсивный источник сплошного спектра. По этой причине первоначально в большинстве работ изучалось влияние параметров разрядной цепи и конструкций капилляра на яркость его излучения. Вопросы, касающиеся характеристик получаемой плазмы (температуры, давления, химического состава), а также общие закономерности капиллярного разряда оставались невыясненными. Некоторые ответы на эти вопросы были получены в работах И.В. Подмошенского.

Изначально исследование группы И.В. Подмошенского также было направлено на создание стандарта импульсного излучателя высокой яркости [54]. Однако в процессе испытаний и калибровки выяснилось, что капиллярный разряд обладает рядом особенностей и преимуществ. Так, в [55] утверждается, что на сравнительно длительный промежуток времени в капилляре удаётся получить квазистационарную однородную плазму (см. Рис. 1.1.1.1), отличную от той, что возникает в дуговых и искровых разрядах. Стремление выяснить особенности плазмы капиллярного разряда приводит И.В. Подмошенского к его тщательному и всестороннему изучению, в том числе методами спектроскопии.

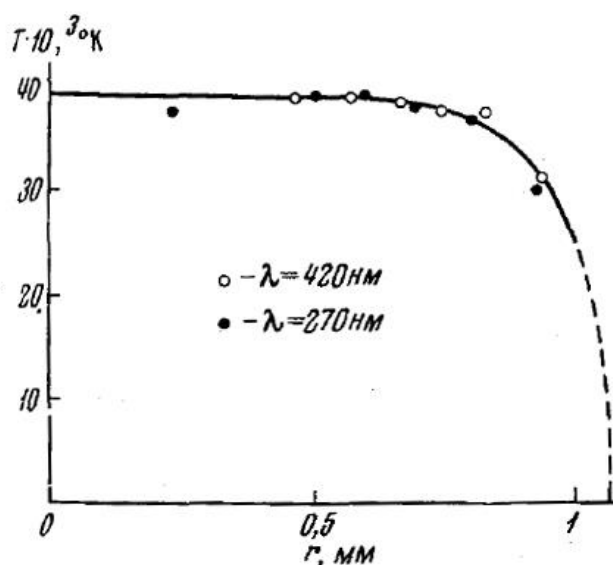
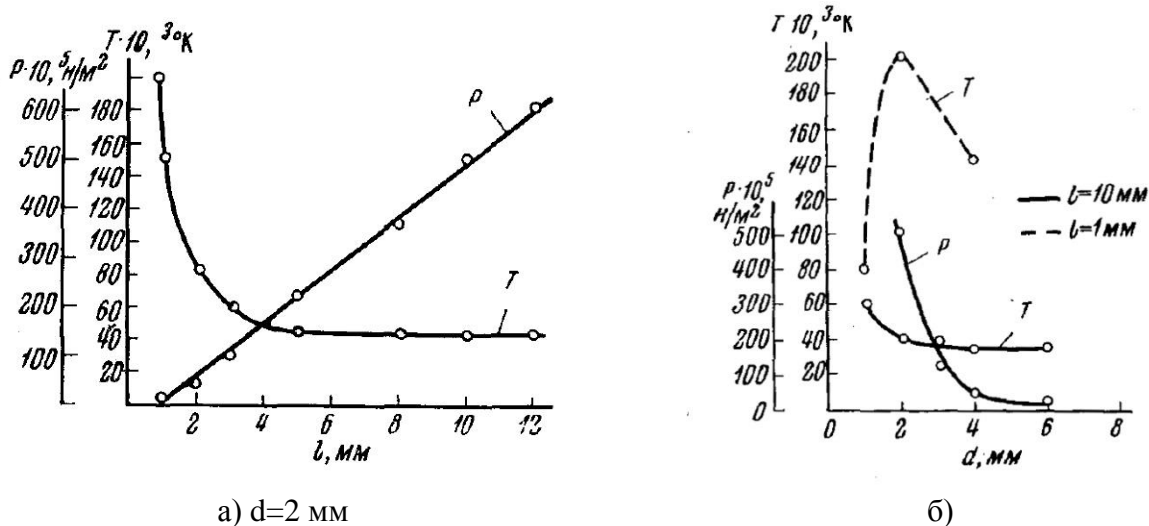


Рис. 1.1.1.1. Распределение температуры по радиусу канала капилляра.  $I = 9000$  А,  $d = 2$  мм,  $l = 10$  мм. Н.Н. Огурцова, И.В. Подмошенский, В.М. Шеленина [55]

Исследование свойств капиллярного разряда фактически началось с оценки влияния геометрии капилляра на плазму [55]. Выяснено, что наиболее высокие значения температуры и давления реализуются в капиллярах длиной 1÷5 мм (см. Рис. 1.1.1.2). При этом влияние длины капилляра на свойства разряда вне указанного диапазона минимально. При длинах свыше 5 мм устанавливается некоторая минимальная температура, характерная для заданных диаметра капилляра и тока разряда.



**Рис. 1.1.1.2.** Зависимость температуры и давления плазмы внутри капилляра от длины (а) и диаметра (б) капилляра.  $I = 9000$  А. Н.Н. Огурцова, И.В. Подмошенский, В.М. Шеленина [55]

Изучение влияния геометрии и материала канала продолжено в [56]. Показано, что при длинах канала  $l \leq 2$  мм для полиэтиленового ( $C_2H_4$ ) капилляра и  $l \leq 1$  мм для капилляра из оргстекла ( $C_2H_5O_8$ ) в спектре излучения канала наблюдаются линии и непрерывная составляющая. При длинах  $l \geq 3$  мм для полиэтилена и  $l \geq 1.5$  мм для оргстекла в пределах всей длительности импульса канал излучает только непрерывный спектр, яркость которого на порядок превосходит яркость непрерывного излучения спектров предыдущего случая. При длинах  $2 \leq l \leq 3$  мм (полиэтилен) и  $1 \leq l \leq 1.5$  мм (оргстекло) в канале происходит самопроизвольный неконтролируемый переход из режима с минимальной для данных условий температурой и лучистым теплообменом в режим с максимальной температурой, обеспечивающий отвод тепла за счёт электронной теплопроводности. В [57] отмечено, что использование формальдегида  $(CH_2O)_n$ , вместо текстолита не приводило к значительным изменениям параметров плазмы.

Под воздействием высокой температуры и активной эрозии материала внутри капиллярного канала формировалась область повышенного давления, приводящая к



выбрасыванию плазменной струи в окружающую среду через открытые торцы капилляра. При помощи скоростного фотографирования струи было установлено [58,59], что на расстоянии 25 мм от среза капилляра в струе образуются скачки уплотнения, характерные для сверхзвукового типа истечения. Наблюдалась также полусферическая область, примыкающая к торцу капилляра, с характерным размером порядка диаметра капилляра. В данной зоне происходил перепад давления от величины, соответствующей давлению в критическом сечении капилляра ( $p \approx 250$  атм) до атмосферного. В зонах струи с повышенным давлением наблюдался интенсивный непрерывный спектр. Очевидно, что в этих зонах можно было ожидать поглощения непрерывного излучения канала. Влияние поглощения в плазменных струях на характеристики излучения разряда исследовалось в работе [57], в результате которой выполнена оценка степени однородности температуры и оптических характеристик плазмы вдоль оси капилляра.

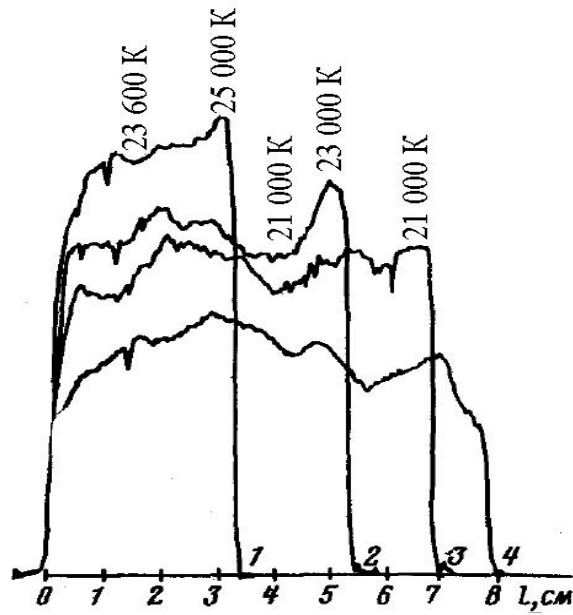
Осциллограммы световых импульсов при измерении поглощения в струе показали уменьшение амплитуды сигнала с увеличением давления окружающего газа и появление провала в осциллограмме в средней части импульса. В меньшей степени провал наблюдался в гелии, сильнее в азоте, в наибольшей степени провал наблюдался в аргоне. Поглощение также росло с увеличением длины волны излучения.

Поглощение не зависело от спектральных характеристик газа, а зависело только от атомного и молекулярного веса газа и его плотности. В приторцевой зоне наблюдалось сильное непрерывное поглощение, искажающее световой импульс. Выяснено, что в начальный момент разряда толщина переднего скачка уплотнения мала и поглощение в нём незначительно, несмотря на большую величину давления. По мере увелечения оптической толщины скачка поглощение в нём возрастало настолько, что могло полностью экранировать излучение из канала капиллярного разряда. При дальнейшем развитии плазменной струи оптическая толщина переднего скачка уменьшалась за счет спада давления, роль которого оказалась более эффективной, чем замедляющееся возрастание геометрической толщины поглощающего слоя.

В работе [57] отмечается, что спектр в плазменной струе, истекающей из капиллярного канала, преимущественно линейчатый. Для измерения параметров плазмы струи ось изображения струи совмещалась со щелью монохроматора. Значение температуры, полученной методом измерения интенсивности излучения насыщенной линии  $H_{\alpha}$ , составило в приторцевой зоне  $T=31500$ К. Значение совпало с измерением температуры по наиболее сильным линиям ионов  $C_{II}$  и  $C_{III}$  методом самопросвечивания. Расчет концентрации электронов по формуле Саха в предположении равновесной ионизации и давлении  $p = 100$  атм привел к результату  $n_e = 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

В работе [60] продолжено исследование развития формируемой плазменной струи. Определены временной ход развития струи, её структура и основные газодинамические параметры, позволяющие установить распределения давления и температуры плазмы в струе и количественно описать поглощенное в ней излучение канала капилляра.

Истечение плазмы происходило в режиме недорасширения, и на расстоянии 2 см от среза капилляра образовывался скачок уплотнения. Давление в струе оценено по эмпирическому соотношению, согласно которому положение первого скачка уплотнения зависит только от диаметра сопла  $D$  и отношения давлений в критическом сечении сопла  $P_{cr}$  и в окружающем газе  $P_{\infty}$ :  $\frac{P_{cr}}{P_{\infty}} = 2.4 \left(\frac{X}{D}\right)^2$ . Оценка показала, что давление в струе в процессе её развития превышает исходное давление окружающего газа (до 3 атм) и лишь к концу импульса приближается к атмосферному. Температура плазмы и скорость звука в ней изменялись от  $T = 31\,500\text{ К}$  и  $v_{кр} = 9.4 \cdot 10^5\text{ см/сек}$  в приторцевой зоне до  $T = 21\,000\text{ К}$  и  $v = 7.5 \cdot 10^5\text{ см/сек}$  в основном участке струи. Струя являлась сильно неоднородным образованием, представляющим собой осесимметричный поток горячей плазмы, окружённый кольцевым более низкотемпературным слоем плазмы, которая вследствие турбулентности смешивалась с окружающей средой. В спектре излучения и поглощения наблюдалась сильно уширенная линия  $H_{\alpha}$ . Вследствие сильной реабсорбции определение концентрации электронов по контуру  $H_{\alpha}$  приводило к завышенной величине  $n_e$ , но качественно показывало, что плотность плазмы в переднем скачке уплотнения многократно превышала плотность плазмы в основном участке струи. Пространственно-временное распределение температуры струи определялось по абсолютной интенсивности в максимуме  $H_{\alpha}$ , путем скоростной фоторегистрации через интерференционный светофильтр (максимум пропускания  $\lambda = 656.3\text{ нм}$  и полуширина  $\Delta\lambda = 2.5\text{ нм}$ ). В качестве опорной точки использовался максимум излучения в переднем скачке уплотнения через 60 мкс после начала разряда, соответствующий излучению абсолютно чёрного тела. Результаты фотометрирования приведены на рисунке *Рис. 1.1.1.3*



**Рис. 1.1.1.3.** Микрофотограммы покадровой съёмки струи на СФР установке через интерференционный светофильтр  $\lambda_a=656.3$  нм, характеризующие распределение температуры плазмы вдоль оси струи.  $\tau=30$  (1), 60 (2), 90 (3) и 120 мксек (4). С.Н. Белов, Н.Н. Огурцова, И.В. Подмошенский [60]

Возрастание температуры в скачке уплотнения обусловлено переходом кинетической энергии движения плазмы в её внутреннюю энергию при торможении на переднем фронте. При дальнейшем развитии струи температура её уменьшается, и распределение температуры становится более однородным.

### **Заключение.**

Работы И.В. Подмошенского несомненно представляют интерес и для технических приложений, для которых основой является созданный импульсный стандарт на высокие яркости, и для физики эрозионной плазмы, для которой были выполнены основные оценки параметров.

В работах использовался капилляр с испаряемой внутренней стенкой. Характерный размер капилляра: диаметр – 2 мм, длина – 10 мм. Длительность П-образного импульса тока разряда – 180 мкс, сила тока  $I = 9000$  А. Материал электродов - углерод. В этих условиях температура  $T = 40\ 000$  К, давление  $P = 500$  атм и химический состав плазмы в канале в пределах импульса поддерживались постоянными. По диаметру капилляра и мощности импульса экспериментальная установка И.В. Подмошенского превышает параметры установки, используемой в представляемой работе, что затрудняет прямое сравнение параметров плазмы. Тем не менее, основные особенности капиллярного разряда, установленные в работах И.В. Подмошенского, нами также наблюдаются.

В своих исследованиях И.В. Подмошенский показал принципиальное различие между плазмой капилляра и плазмой струи, вытекающей из капилляра. Плазма внутри капилляра однородна и квазистационарна, в свою очередь плазменная струя, напротив, неоднородна и нестационарна.

Экспериментально выявлена зависимость температуры и давления плазмы внутри капилляра и характера истечения сформированной плазменной струи от геометрии капилляра. Показано, что существует оптимум линейного размера канала для получения наиболее высоких значений давления и температуры плазмы при сохранении устойчивости режима излучения.

Показано, что на устойчивость режима излучения плазмы канала может оказывать влияние материал капилляра.

Выявлены основные особенности плазменной струи: сверхзвуковая скорость распространения, образование ударно-волновой структуры и скачка уплотнения на переднем фронте; повышенное по сравнению с давлением окружающей атмосферы давление в струе; развитие турбулентности. Обнаружена структурная неоднородность струи, проявляющаяся в наличии осесимметричного потока горячей плазмы, окруженного низкотемпературным кольцевым слоем.

Выявлена зависимость между поглощением излучения в струе и газодинамическими свойствами струи.

Вместе с тем, несмотря на полученные поперечные температурные распределения плазмы капилляра, при выявленной в то же время температурной неоднородности

плазменной струи радиальные распределения её температуры не представлены. Несмотря на полученные распределения давления, отсутствуют прямые измерения концентраций плазменных компонент, в частности, концентрации электронов. Таким образом, измерения параметров плазмы в струе не являются комплексно завершенными.

### 1.1.2. Энергоёмкие плазменные образования

Недостаточно полное представление о плазме в формируемой струе в некоторой степени было восполнено данными двух независимых исследовательских групп МГУ [46,47,48] и МИФИ [50].

В МГУ выполнили исследование излучения, динамики и структуры плазменной струи, генерируемой эрозионным разрядом в капилляре, в качестве продолжения работ по изучению долговременных автономных плазменных образований в воздухе [46].

Общие условия генерации плазменной струи следующие. Разряд организовывался в капиллярном канале между угольным и медным электродами. Диаметр и длина канала составляли соответственно  $d = 1$  мм и  $l = 3$  мм. Материалом внутренних стенок канала, являвшегося источником эрозионного материала, в котором формировалась плазменная струя, служило оргстекло ( $C_2H_5O_8$ ). Используемые режимы плазматрона с фиксируемыми значениями накапливаемой для импульса энергией  $E$ , которым соответствовала длительность импульса  $\tau$ , перечислены ниже (Табл. 1.1.2.1). Максимальное значение силы тока в этих режимах достигало  $I=150$ А.

**Табл. 1.1.2.1.** Режимы плазматрона с запасенной энергией  $E$  и длительностью импульса  $\tau$

	№1	№2	№3
$E$ , Дж	50	100	200
$\tau$ , мс	6	11	12

Исследование характера течения плазмы проводилось главным образом при помощи теневых измерений с использованием прибора ИАБ-451, по результатам которого отмечается, что на начальной стадии инъекции течение соответствует ламинарному типу, а заметная турбулизация «шубы», окружающей плазменное образование, возникает в конце импульса энерговклада (Рис. 1.1.2.2).



а) - начало

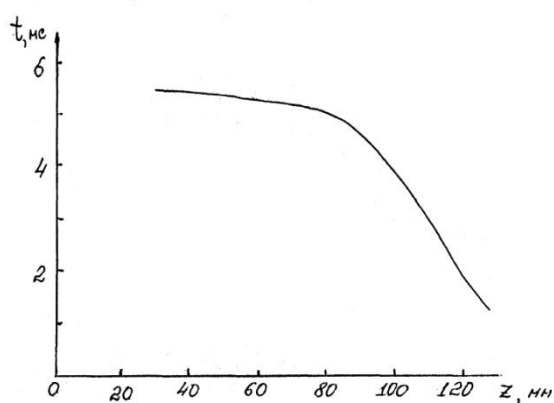


б) - окончание

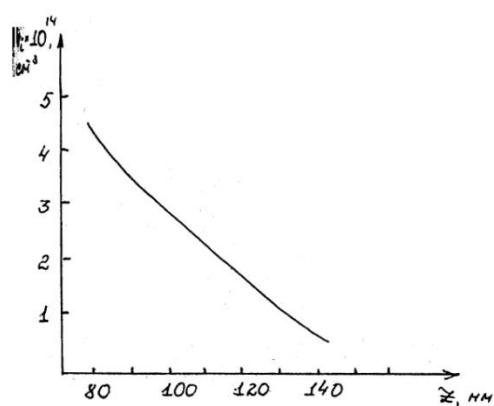
Рис. 1.1.2.2. Фрагменты покадровой тенеграммы процесса. МГУ [46]

Параметры плазмы измерялись методами оптической спектроскопии, зондовым методом и СВЧ методом. Использование зонда и СВЧ вызвано тем, что по мере увеличения расстояния от сопла и времени от момента истечения струи определение параметров плазмы методами спектроскопии становилось проблематичным в связи с низким уровнем концентрации заряженных и излучающих частиц.

В методе СВЧ применялась интерферометрия на длине волны  $\lambda = 8$  мм. По результатам интерферометрии получено представление о времени жизни плазменного образования Рис. 1.1.2.3 (а). Зондовый метод диагностики опирался на ионную часть вольт-амперной характеристики, с помощью метода получены параметры плазмы в наиболее отдалённых от капилляра участках струи Рис. 1.1.2.3 (б).



а)



б)

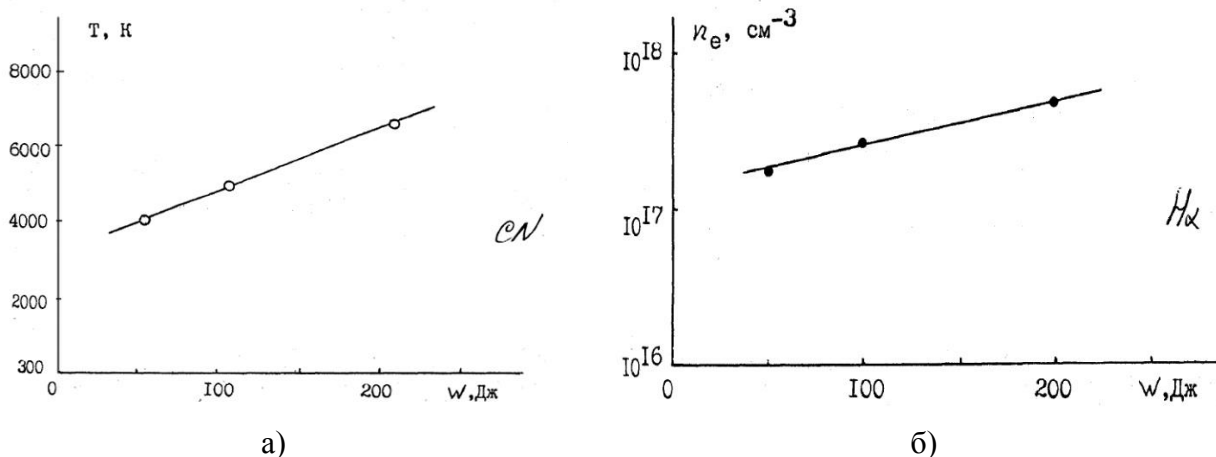
Рис. 1.1.2.3. Время существования концентрации электронов, превышающей критическую  $n_{кр} = 1.6 \cdot 10^{13}$ , в зависимости от расстояния от сопла плазматрона (а) и максимальное значение концентрации электронов вдоль оси струи (б). МГУ [46]

Близкая к капилляру горячая область струи исследовались спектральными методами. Измерения проводились в диапазоне длин волн  $\Delta\lambda=200\div 700\text{нм}$  при помощи спектрографа СТЭ-1. Изображение струи фокусировалось на щель спектрографа как продольно, так и поперечно относительно направления истечения. При поперечной ориентации изображение регистрировалось в масштабе 1:1, при продольной ориентации – с уменьшением 1:22. Спектральные данные регистрировались за один выстрел, позволяя получить зависимости параметров плазмы от продольной или поперечной координаты.

Отождествление спектральных компонент проводилось с помощью сравнения с эталонным спектром железа, в результате которого в спектре обнаружены молекулярные полосы CN, C<sub>2</sub>, слабый континуум, фиксируемый в области, близкой к срезу сопла плазматрона, линии водорода H<sub>α</sub>, H<sub>β</sub>, H<sub>γ</sub>, меди, натрия, углерода, кремния, кальция, алюминия, хрома и слабые линии некоторых других элементов (Mg, Ni, Mn, Ti, Fe). При отождествлении обнаружено, что линии легкоионизируемых элементов (Na) фиксируются в центральных и периферийных областях, линии водорода излучают из областей, примыкающих к соплу.

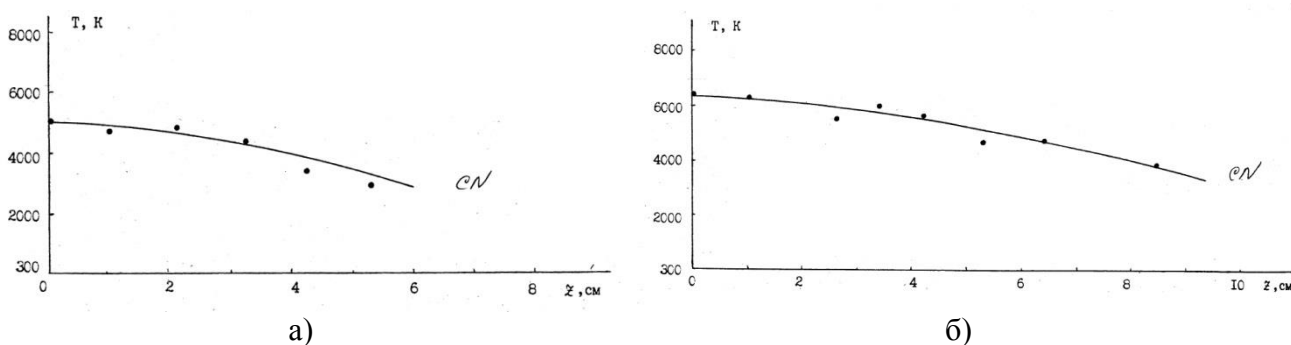
Отмечается, что линии водорода испытывали сильное уширение, величина которого зависела от пространственной координаты струи. Максимальное уширение линий фиксировалось на оси разряда. Уширение резко убывало с увеличением продольной координаты  $z$  по направлению истечения струи. Зафиксировано также уширение линий углерода, меди, кальция.

Концентрация электронов  $n_e$  измерялась по штарковскому уширению линии водорода H<sub>α</sub>. Температура измерялась либо по полосам CN ( $\lambda=388,3\text{нм}$ ) либо по относительным интенсивностям линий Cu I с длинами волн 510.5 нм, 515.3 нм и 521.8 нм. Температура, измеренная по полосам CN, принимается за температуру плазмы. На *Рис. 1.1.2.4* приводятся полученные зависимости параметров плазмы от запасаемой в накопителе энергии  $W$ .

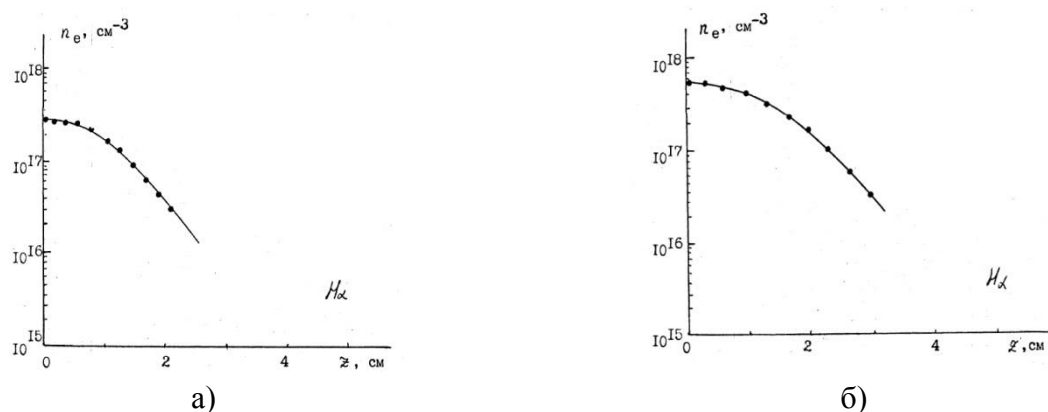


**Рис. 1.1.2.4.** Зависимость температуры (а) и концентрации (б) плазмы на срезе сопла плазматрона от запасаемой энергии в накопителе. МГУ [46]

На Рис. 1.1.2.5 и Рис. 1.1.2.6 представлены продольные зависимости параметров плазмы при запасённой в накопителе энергии  $W = 100$  Дж и  $W = 200$  Дж.



**Рис. 1.1.2.5.** Зависимость температуры плазмы от продольной координаты  $z$  при  $W = 100$  Дж (а) и  $W = 200$  Дж (б). МГУ [46]



**Рис. 1.1.2.6.** Зависимость концентрации электронов от продольной координаты  $z$  при  $W = 100$  Дж (а) и  $W = 200$  Дж (б). МГУ [46]

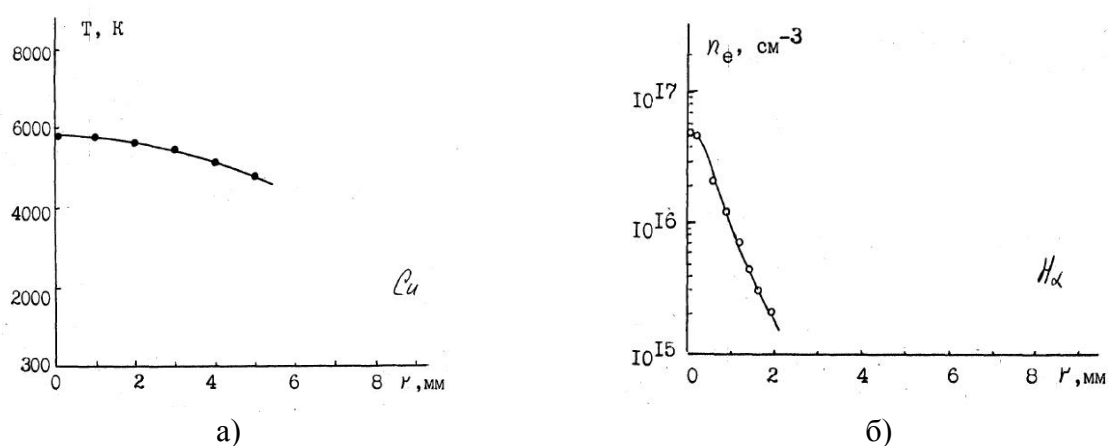
Из рисунков видно, что температура плазмы  $T$  по мере роста продольной координаты  $z$  медленно спадает. В частности, наблюдается падение температуры от величины  $T = 5000$  К (при  $z=0$  см) до величины  $T = 3000$  К (при  $z=6$  см) в случае запасённой в накопителе энергии  $W = 100$  Дж, и от величины  $T = 6500$  К (при  $z=0$  см) до величины



$T = 5500$  К (при  $z=6$  см) в случае  $W = 200$  Дж. Продольные зависимости температуры, измеренные по другим компонентам плазмы, не приводятся, однако, указывается, что температура распределения атомов хрома оказалась равна 510 К, температура распределения атомов меди – 490-900 К, атомов кремния – 1150 К.

Концентрация электронов  $n_e$  по мере роста продольной координаты  $z$  убывает значительно быстрее температуры ( $n_e = 5 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  при  $z = 0$  см и  $n_e = 3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  при  $z = 3$  см в случае  $W = 200$  Дж), и на расстоянии  $z > 4$  см оценка  $n_e$  по полуширине  $H_\alpha$  становится невозможной.

Приводятся также радиальные зависимости параметров плазмы на расстоянии  $z = 2.5$  см от капилляра (Рис. 1.1.2.7). Температура в этом случае измерялась по линиям атомов Cu.



**Рис. 1.1.2.7.** Радиальные распределения температуры (а) и концентрации электронов (б) на расстоянии  $z = 2.5$  см и  $W = 200$  Дж. МГУ [46]

Представленные на Рис. 1.1.2.7 зависимость  $T(r)$ , полученная методом относительных интенсивностей линий  $Cu_I$  (без указания на использование процедуры обратного абелевского преобразования), и  $n_e(r)$ , определяемая по полуширине линии  $H_\alpha$ , слабо увязаны друг с другом, если считать течение плазмы изобарическим.

### **Заключение**

В работах [46,47,48] тип и размеры капиллярного плазматрона – параметры, существенно влияющие на плазму – аналогичны тем, что используются в представляемой диссертационной работе. Параметры электропитания (ёмкость  $C=3200$  мкФ, напряжение на накопителе  $U=800$ В, энерговклад  $W=50-200$  Дж, время импульса  $\tau=6-12$  мс) приблизительно соответствуют рассматриваемому нами в дальнейшем дозвуковому режиму истечения.

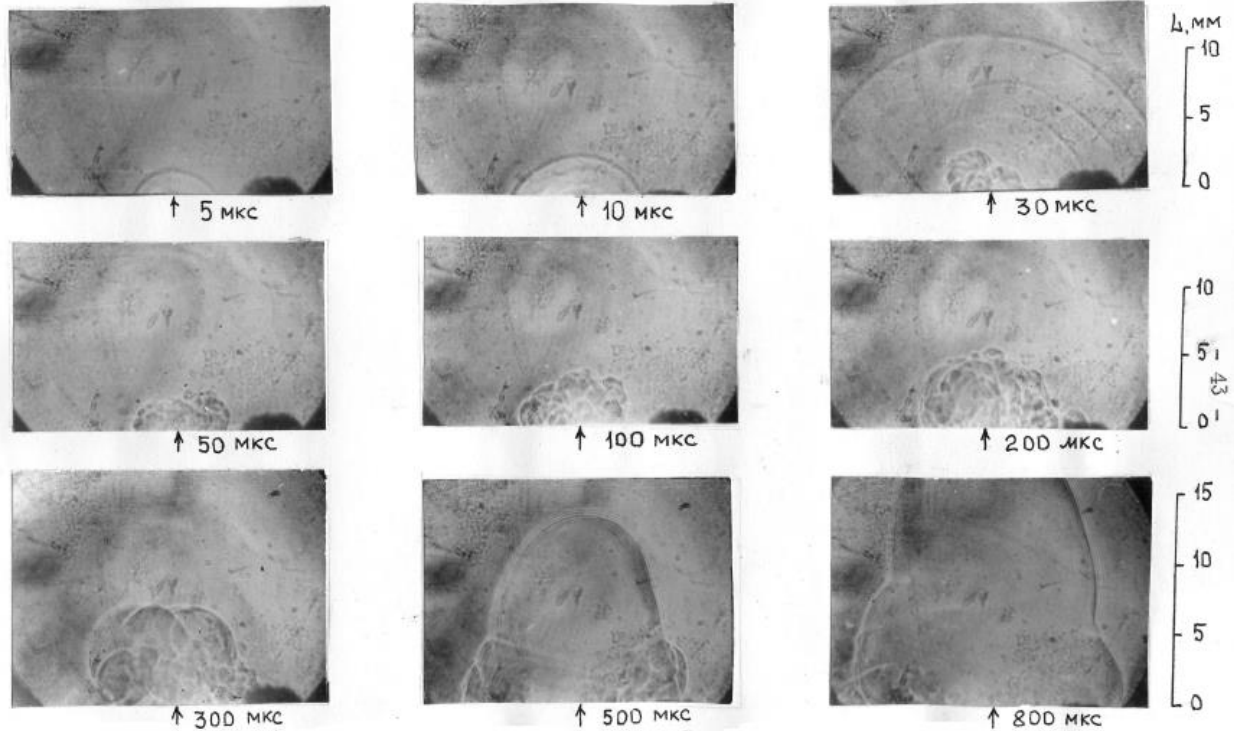
В исследовании выполнена количественная оценка параметров плазмы. В частности, получены пространственные распределения температуры плазмы и концентрации электронов, как на основном участке струи, так и на её дальней периферии. Выявлено некоторое несоответствие в получаемых параметрах: невысоким значениям температуры плазмы ( $T = 6000$  К) соответствуют высокие значения концентрации электронов ( $10^{17}$  см<sup>-3</sup>), при этом низкими ( $T < 1000$  К) получаются и температуры распределения атомов хрома и кремния. Следует также отметить, что пространственные распределения температуры плазмы, измеряемые авторами по полосам CN и линиям Cu, получаются достаточно однородными. Однако представленные данные о пространственных распределениях не охватывают многих наблюдаемых излучающих компонент. Поэтому дальнейшее изучение названного объекта является оправданным.

### **1.1.3. Плазменное образование типа «Факел»**

В МИФИ [50] исследовали возможность получения плазменных образований с высоким энергетическим вкладом в условиях, аналогичных тем, что рассматривались ранее в исследованиях группы МГУ. В качестве материала капилляра также использовалось оргстекло ( $C_5H_8O_3$ ). Схожими были и размеры капиллярного канала: диаметр – 1 мм, длина – 4 мм. Разряд инициировался между катодом, выполненным из углерода либо из углерода с медной присадкой, и анодом из углерода или железа. Максимальное значение тока разряда составляло 100-150 А при запасённой энергии в накопителе 200 Дж, что приблизительно соответствовало режиму №3 в исследованиях группы МГУ (см. Табл. 1.1.2.1).

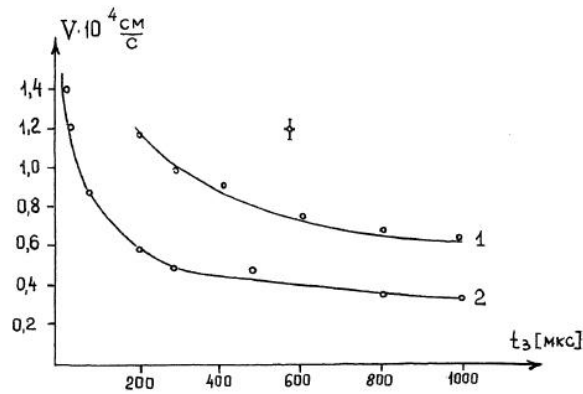
При изучении физических свойств исследуемого объекта, т.н. «факела», основное внимание было уделено спектроскопии и лазерной диагностике, включающей в себя теневые измерения и интерферометрию. Теневые измерения позволили выделить 4 характерные стадии развития факела. При  $t < 10-50$  мкс (начальная стадия) создаются условия формирования струи. В анодной зоне наблюдается истечение плазмы из отверстия в диэлектрике, образование плазменного сгустка и сферической ударной волны. Истечение плазмы из капилляра в этот момент похоже на процесс расширения искрового канала при

пробое воздушного промежутка. При  $t = 50-3000$  мкс (стадия роста) формируется направленное движение плазменной струи факела с начальной скоростью порядка  $10^4$  см/с (Рис. 1.1.3.1), которое завершается постепенным уменьшением скорости продвижения головки факела по мере увеличения его длины (Рис. 1.1.3.2).



**Рис. 1.1.3.1.** Теневые фотографии начальной стадии формирования факела. МИФИ [50]

При  $t=3-8$  мс (стадия устойчивого состояния) в приэлектродной области плазменный факел находится в квазистационарном равновесии с окружающим его газом. Продолжительность этой стадии совпадает по длительности со временем существования тока разряда. В заключительной стадии ( $t > 8$  мс) однородность плазмообразования нарушается. Хорошо наблюдаются области турбулентного возмущения. Шнур разваливается на отдельные области и при  $t > 12-15$  мс приэлектродная область оптически полностью счищается.



**Рис. 1.1.3.2.** Зависимость скорости распространения лазерного факела от времени. 1)  $d=1$  мм, 2)  $d=2$  мм. МИФИ [50]

Лазерная интерферометрия показала, что в центре факела должно существовать плотное образование с электронной концентрацией  $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и размером менее 1 мм. Анализ временной зависимости показателя преломления свидетельствовал о том, что максимальная скорость его нарастания происходит в течение первой миллисекунды существования разряда, а затем, по-видимому из-за релаксационных процессов, этот рост на некоторое время замедляется или прекращается вообще. Максимальная величина концентрации электронов достигается, как правило, через 5-7 мс после начала разряда, тогда как полная длительность разряда составляет  $\sim 8.5$  мс.

Фотографические наблюдения показали, что поперечный размер плазменной струи не превышал нескольких миллиметров, полный размер светящейся плазмы 2-3 см. Для регистрации спектра излучения разряда использовался спектрограф СТЭ-1 с размером входной щели  $10 \text{ мкм} \times 1.5 \text{ см}$ , позволяющий получить разрешение  $0.01 \text{ нм}$  в диапазоне длин волн 220-900 нм. Разрядный факел фотографировался с торца и сбоку. В обоих случаях точка фокусировки оптической системы выбиралась в центре струи на расстоянии 2 см от плоскости выходного отверстия капилляра. Изображение фокусировалось на входную щель спектрографа в масштабе 1:1.

На всех спектрах, зарегистрированных на фотоплёнку, наблюдалась яркая центральная область непрерывного излучения (кern), имеющая поперечный размер от 0,5 мм до 3 мм в зависимости от качества выстрела (Рис. 1.1.3.3). Наблюдались сильно уширенные линии  $H_{\alpha, \beta, \gamma}$  серии Бальмера. Размер области свечения водородных спектральных линий незначительно превышал размер области kern. Уширение линий  $H_{\alpha, \beta, \gamma}$  свидетельствовало о наличии в центре плазменной струи электронной плотности вплоть до  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

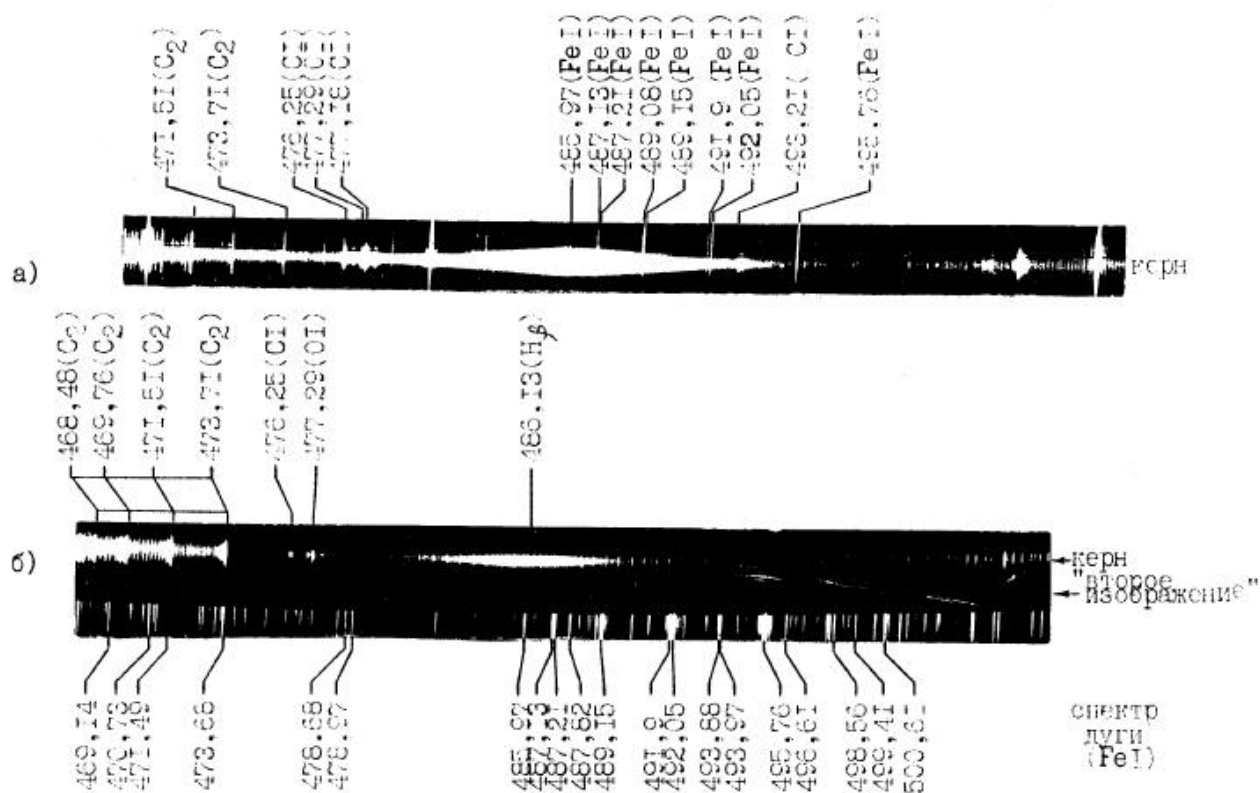


Рис. 1.1.3.3. Спектр факела с широким (а) и узким (б) керном (область Н<sub>β</sub>). МИФИ [50]

Список основных наблюдаемых линий приведен ниже:

**Табл. 1.1.3.1. Наиболее яркие линии в спектре факела (без Fe I), нм. МИФИ [50]**

С I	С II	O I	O II	Н I	Cu I	Na I	CN		C <sub>2</sub>	
247.86	251.21	477.25	441.49	434.05	510.55	588.99	388.34	421.6	436.52	509.77
426.9	251.17	477.29	441.7	486.13	515.32	589.59	387.14	450.22	437.14	512.93
437.14	250.91			656.28	521.82		386.19	451.48	438.25	516.52
476.25	283.67				529.38		385.47	460.61	468.48	550.19
477.18	283.76						418.1		469.76	554.07
493.21	426.7						419.72		471.52	558.55
505.22	426.73								473.71	563.55

Примечание: Na – содержащие элементы специально не добавлялись.

У разрядов с хорошо сформированным керном были видны достаточно яркие линии ионов углерода и кислорода, исходя из наличия которых делается оценка температуры электронов  $T_e$  не ниже 1.3 эВ. В том случае, когда поперечный размер керна превышал 1 мм, интенсивность ионных линий углерода и кислорода существенно падала, а температура электронов  $T_e$  при этом, по-видимому, была ниже 1 эВ.

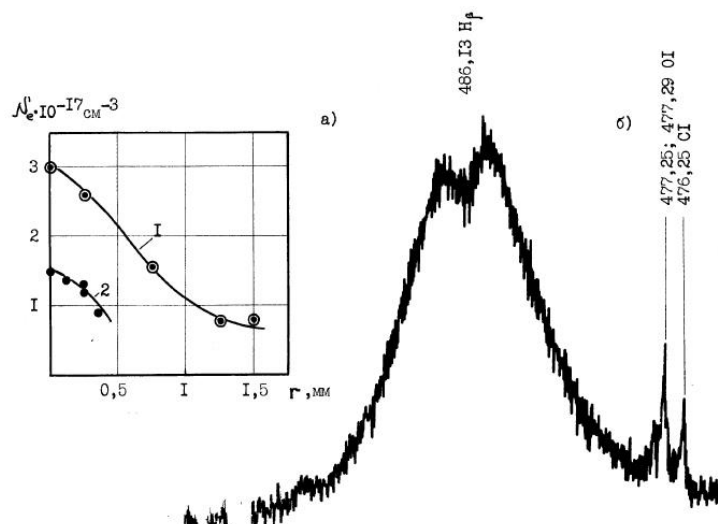
Характер изменения интенсивности спектральных линий в радиальном направлении различен даже для линий, принадлежащих одному элементу, что свидетельствовало, по мнению авторов, о сильно неоднородной структуре разряда. На примере углерода

показывается, что удаётся идентифицировать яркие линии  $C_{I} 505.22$  нм,  $C_{I} 493.21$  нм,  $C_{I} 247.86$  нм, при этом первые две линии преобладают в приосевой области разряда, тогда как линия 247.86 нм имеет заметно больший световой диаметр.

Авторы уверенно идентифицировали канты молекул CN и  $C_2$  для нескольких электронно-колебательных состояний, причем излучение данных молекул настолько яркое, что, по-видимому, могло происходить «затенение» полос других возможных молекул. Излучение полос CN отвечало поперечному размеру 1.5 см и более, а спектр излучения радикала  $C_2$  по радиусу был несколько уже.

Анализ спектральных изображений факела говорил о наличии слоистой структуры, состоящей из  $3^x - 4^x$  основных составляющих. Внешняя структура состояла из относительно холодного внешнего слоя с большим содержанием молекул ( $>1.5$  см), далее внутрь следовала область, содержащая атомарные элементы ( $\approx 1$  см) и, наконец, на оси струи располагалась узкая горячая зона с преимущественно ионными линиями, не превышающая по ширине 0,5-3 мм. Дополнительно наблюдались некоторые менее выраженные переходные структуры. Делается предположение, что существенную роль в механизме формирования структурной иерархии играют углерод и водород. Молекулы CN имеют «внешнее» происхождение и возникают вне области капилляра.

Оценка плотности электронов производилась по наблюдаемому уширению линии  $H_{\beta}$  водорода (Рис. 1.1.3.4). Проверочное измерение плотности электронов по уширению линий  $H_{\gamma}$  и  $H_{\alpha}$ , показало согласование с результатом, полученным по уширению линии  $H_{\beta}$ , в пределах 20-30%. Процедуру перехода от интегрально-хордовых зависимостей к локально-радиальным зависимостям авторы посчитали нецелесообразной с учетом погрешности в оценке концентрации электронов.



**Рис. 1.1.3.4.** Электронная плотность как функция радиуса канала разряда, восстановленная по профилю линии  $H_\beta$  (а). 1 – для фото Рис. 1.1.3.3(а), 2 – для фото Рис. 1.1.3.3(б).

Пример микрофотограммы профиля линии  $H_\beta$  (б) . МИФИ [50]

Оценка температуры электронов  $T_e$  для выстрелов с «холодным» (широким) керном проводилась на основе сопоставления почернения фотоплёнки, вызванного излучением стандартного лазера и известной интенсивностью и излучением исследуемого факела, пропущенного через соответствующий узкополосный фильтр. Предполагая, что фильтр пропускает лишь излучение непрерывного спектра, делая модельные допущения о геометрии факела и используя среднее значение плотности плазмы, авторы получили среднюю величину  $T_e$  в интервале 0,6-0,8 эВ. Дополнительную оценку температуры авторы выполнили, сопоставив полные интенсивности излучения факела в линиях  $H_\gamma$  и  $H_\beta$ . Воспользовавшись формулой:

$$T_e = \frac{\Delta E_{\beta\gamma}}{\ln \frac{(\lambda^3/f)_\beta I_\beta'}{(\lambda^3/f)_\gamma I_\gamma}} \quad (1.1.3.1)$$

где  $\Delta E_{\beta\gamma} \approx 0,3$  эВ - разность энергий возбуждения,  $\lambda$ -длина волны переходов (486.13 нм и 434.05 нм),  $f$  – силы осцилляторов линий (0,12 и 0,045), авторы получили величину  $T_e \approx 0.5 \div 0.6$  эВ. Отметим, что при  $T_e = 0.6-0.8$  эВ не следует рассчитывать на бoльцмановское распределение атомов водорода по состояниям возбуждения [61].

Для «горячего» (узкого) керна оценка температуры электронов проводилась путём сравнения интенсивностей двух близких по длинам волн линий иона углерода, в результате которой получилась температура  $T_e \approx 1.1$  эВ при точности 30-50%.

В серии опытов по регистрации спектров излучения в капилляре, наблюдаемых через торец разрядного изолятора, были выявлены следующие особенности. Исчезли полосы

молекулы CN, на красном крыле линии  $H_\alpha$  появилась система линий иона углерода с энергией возбуждения вплоть до 24 эВ, на коротковолновом крыле линии  $H_\gamma$  появилась серия линий иона кислорода с энергией возбуждения вплоть до 36 эВ, в прикатодной части изображения линии меди сильно уширены. Результат определения температуры электронов  $T_e$  по паре ионных линий углерода составляет  $T_e \approx 2 \div 2.5$  эВ, результат по двум парам ионных линий кислорода составляет  $T_e \approx 3 \div 3.6$  эВ. Плотность электронов в капилляре авторами оценивается в  $(1.5 \div 2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

### **Заключение**

Важно отметить, что рассматриваемое исследование МИФИ выполнено при условиях и параметрах, являющихся общими для исследования группы МГУ и представляемой здесь работы, а именно, по значениям силы тока, запасённой энергии, длительности импульса, величине питающего напряжения, размерам и типу капилляра рабочий режим соответствует режиму №3 группы МГУ и дозвуковому режиму представляемой работы.

Особенностью проведенного исследования является полученное представление о газодинамических процессах плазменной струи капиллярного разряда. Выяснено, что жизненный цикл струи состоит из нескольких характерных стадий в виде образования плазменного сгустка, формирования направленного движения и распространения, установления состояния квазистационарного равновесия и процесса разрушения. Получены данные об изменении скорости распространения плазменного факела.

Другой особенностью является выявленная фотографически, лазерной интерферометрией и анализом спектроскопических данных структурная неоднородность плазменной струи, состоящей из определенной иерархии  $3^x - 4^x$  основных уровней. Внешний уровень представляет собой относительно холодный слой с большим содержанием молекул. Далее внутрь находится область, содержащая атомарные элементы, и, наконец, на оси струи располагается узкая горячая зона с ионными линиями, не превышающая по ширине 0.5-3 мм. Сделано предположение о ключевой роли углерода и водорода в механизме формирования структурной иерархии.

Экспериментально показано, что молекулы CN имеют «внешнее» происхождение, возникая вне области капилляра либо в верхней части капилляра, и отвечают за внешний относительно холодный слой плазмы. Указывается, что реакция образования и горения циана может играть существенную роль в энергобалансе факела.

Выявлено, что узкая центральная зона, т.н. kern, в зависимости от качества капилляра может существенно различаться по размерам, температуре и плотности, формируя горячий и холодный тип эрозионного разряда. В случае наличия «горячего» керна с



температурой  $T_e \approx 1.1$  эВ, окруженного более холодным слоем с температурой  $T_e \sim 0.5-0.8$  эВ и внешним молекулярным слоем получается радиальная температурная неоднородность. В случае «холодного» керна оценки температуры совпадают с результатами группы исследователей из МГУ, рассматриваемыми ранее.

Предпринята оценка температуры в капилляре, получен результат  $T > 2 \div 3$  эВ, что в разы превышает температуру «горячего» керна, показывая существенное различие плазмы внутри капилляра и в струе.

Продемонстрированы результаты поперечного распределения плотности для случаев «горячего» и «холодного» керна. Полученные также с помощью лазерной интерферометрии оценки эволюции плотности электронов в струе согласуются со спектроскопическими данными.

Между тем при заявленной структурной неоднородности и нестационарности газодинамических параметров струи количественное измерение параметров плазмы неполное в связи с тем, что параметры измерены выборочно, без явной привязки к времени и пространству.

Представленное поперечное распределение плотности электронов, строго говоря, не является радиальным, поскольку восстановление радиального распределения интенсивности из интегральных по лучу наблюдения зарегистрированных значений не выполнялось. Стоит обратить также внимание на полученную не очень высокую плотность электронов в капилляре  $(1.5 \div 2) \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, характерную скорее для плазмы струи в работе группы МГУ.

В случае холодного керна проводится измерение температуры по отношению двух водородных линий с малым различием энергий возбуждения. В альтернативном способе измерения температуры с помощью сопоставления почернения фотоплёнки, вызванного излучением стандартного лазера с длиной волны 0.33 мкм и известной интенсивностью, и излучением исследуемого факела важным моментом, существенно влияющим на результат, является знание природы наблюдаемого непрерывного спектра и его оптической толщины.

#### **1.1.4. Плазменный волновод**

Современные исследования эрозионных разрядов направлены главным образом на изучение плазмы внутри капиллярных каналов. При этом появляются сравнительно новые направления, среди которых следует выделить попытки использования плазменного канала для увеличения дистанции распространения лазерного суб-пикосекундного импульса [32,33], который в свою очередь может являться высокоэнергетическим ускорителем частиц [34,35].

Достаточно подробно эффект транспортировки лазерного импульса рассматривается группой Н. Terauchi, N. Bobrova, P. Sasorov и др. в [36]. В газонаполненной полости с аблирующей внутренней стенкой создается полностью ионизированная плазма с параболическим профилем распределения концентрации электронов, имеющим минимум на оси канала, т.е. принимается, что профиль распределения концентрации подчиняется формуле:

$$n_e(r) = n_e(0) + \Delta n_e (r/r_{ch})^2, \quad (1.1.4.2)$$

где  $r_{ch}$  – радиус плазменного канала,  $n_e(r)$  – концентрация электронов на расстоянии  $r$  от оси. Считается, что в подобной плазме лазерный импульс транспортируется с постоянным диаметром пятна:

$$\omega_M = [r_{ch}^2 / (\pi r_e \Delta n_e)]^{1/4}, \quad (1.1.4.3)$$

где  $r_e$  – классический радиус электрона.

В проведенных экспериментах на входное отверстие капилляра фокусировали лазерное пятно диаметром  $d_1 = 30$  мкм. Длина волны лазера  $\lambda = 800$  нм, длительность импульса-  $\tau = 130$  фс, интенсивность -  $5 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. В результате исследований выяснено, что без использования плазменного канала излучение лазера на длине капилляра рассеивалось, и коэффициент передачи не превышал 1%, в то же время при наличии плазменного канала на выходе капилляра наблюдалось лазерное пятно диаметром  $d_2 = 36$  мкм, при этом коэффициент передачи повышался до 50%.

Поскольку эффект чувствителен к сформированным параметрам плазмы возникает необходимость эти параметры контролировать. В работе [62] от 1999 года D. Kaganovich, P. Sasorov, S. Cohen и Zigler A. продемонстрировали возможность управления конфигурацией профиля плотности длинных плазменных каналов в двухэтапном капиллярном разряде. Капилляр конической формы изготовлялся из стекла (SiO<sub>2</sub>) или полиэтилена (CH<sub>2</sub>). При общей длине канала  $l = 20$  мм диаметр с одной стороны капилляра  $d_1 = 0.3$  мм, с другой  $d_2 = 0.5$  мм. Переменная по сечению форма использовалась для увеличения дистанции распространения лазерного суб-пикосекундного импульса за счет снижения плотности плазмы монотонным увеличением диаметра канала. Основным источником плазмы являлась абляция материала стенок, при этом ресурс капилляра превышал сотню выстрелов.

Ток разряда варьировался в зависимости от приложенного напряжения и геометрии капилляра. При накопителе емкостью 50 нФ, заряженной до 8 кВ, для указанного капилляра максимальная амплитуда тока была на уровне 1 кА. Продолжительность импульса тока составляла 600 нс.

Измерение электронной плотности производилось при помощи интерферометра Маха — Цендера. Система измерений включала в себя 8 нс инфракрасный ( $\lambda = 1.06$  мкм)

лазерный импульс и CCD камеру (Рис. 1.1.4.2). Пространственное разрешение системы составляло 10 мкм, временное разрешение системы ограничивалось длительностью лазерного импульса. Полученная плотность плазменного канала варьировалась в диапазоне  $10^{17}$ - $10^{20}$  см<sup>-3</sup>.

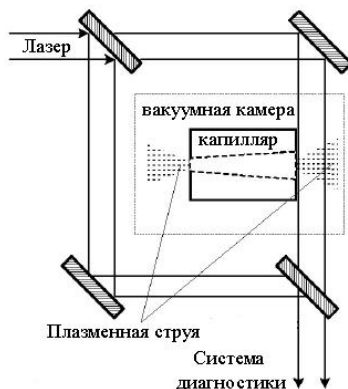


Рис. 1.1.4.2. Схема регистрации данных. D. Kaganovich и др. [62]

Результаты измерения профиля электронной концентрации на участке плазмы в области широкой грани капилляра представлены на Рис. 1.1.4.3. Для построения радиальных зависимостей использовано обратное преобразование Абея.

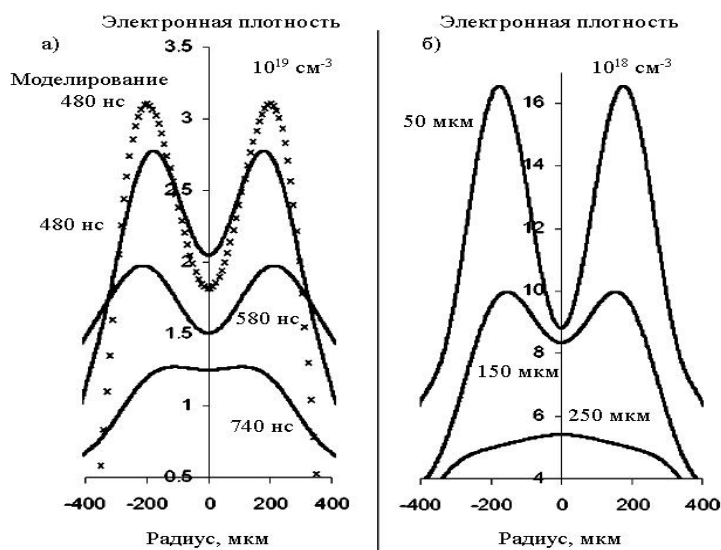


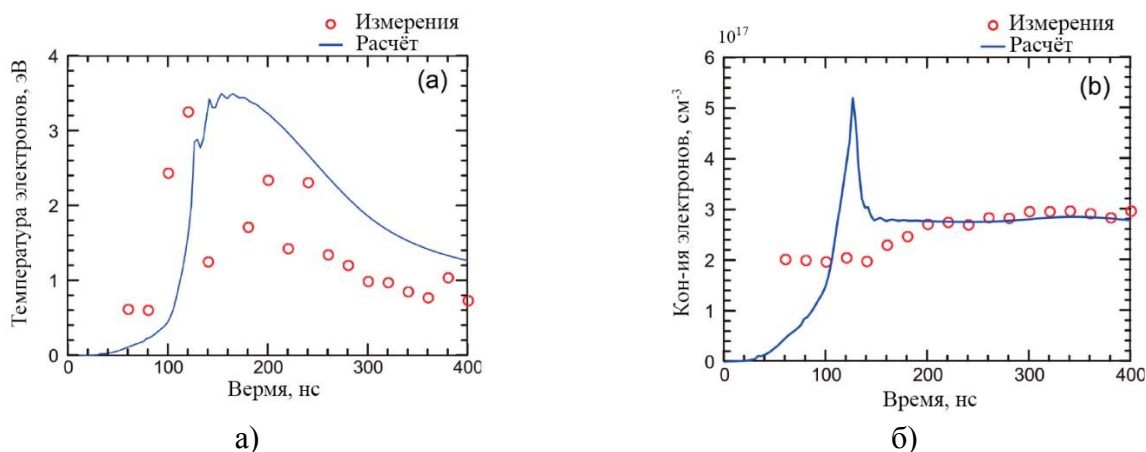
Рис. 1.1.4.3. Распределения электронной плотности плазмы во времени (а) на расстоянии 50 мкм от среза широкой части (0.5 мм) капилляра и в пространстве (б) через 600 нс после инициализации разряда. Точками показано расчётное распределение в модели D. Kaganovich и др. [62]

Продольное изменение параметров плазмы таково, что в момент времени 500 нс концентрация электронов на оси со стороны отверстия 0.3 мм превышает концентрацию со стороны отверстия 0.5 мм в два раза.

В работе [36] [Н. Terauchi, N. Bobrova, P. Sasorov и др.] капиллярный канал был выполнен в бруске из жаростойкого боросиликатного стекла (Pyrex) прямоугольного сечения со следующими размерами: длина – 1.5 см, диаметр – 500 мкм. Капилляр заполнялся водородом.

Полное время разрядного импульса составляло 400 нс, полуширина импульса на полувысоте амплитуды составляло  $\tau = 150$  нс. При напряжении разряда  $U = 30$  кВ максимальная амплитуда тока была уровне  $I = 200$  А.

Для измерения радиального профиля распределения концентрации электронов использовался 532 нм лазерный импульс длительностью 8 нс и интерферометр Маха — Цендера. Пространственное разрешение метода — 10 мкм. Измерение температуры проводилось по линиям водорода  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ . Результаты представлены на *Рис. 1.1.4.4*.



**Рис. 1.1.4.4.** Распределение температуры и концентрации электронов во времени Н. Terauchi, N. Bobrova, P. Sasorov и др. [36]

Значение концентрации электронов  $n_e$  на оси канала составило приблизительно  $3 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$ . Профиль концентрации имеет минимум на оси и слабо возрастает к периферии. В момент наибольшего энерговклада температурный максимум на оси находился на уровне 5.2 эВ, при этом усредненная по пространству температура составляла 3.3 эВ.

### Заключение

При использовании плазменного канала в качестве оптического волновода для транспортировки лазерного импульса высокой интенсивности критически важным оказывается распределение плазменной плотности, влияющей на эффективность транспортировки. Посредством изменения конфигурации капиллярного канала и путём определённой организации разрядного импульса можно задавать необходимое для транспортировки лазерного луча параболическое распределение электронной плотности.

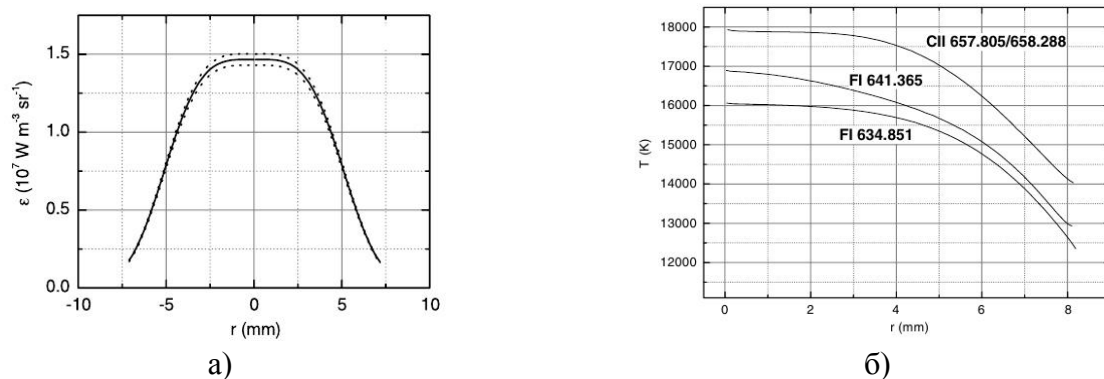
### 1.1.5. Эрозионный разряд в тефлоновом капилляре. Выключатели высоковольтных цепей

В исследованиях [63,64,65] изучаются электрические дуги, аналогичные тем, которые возникают в выключателях высоковольтных цепей. В связи со сложностью конструкции реальных выключателей в работе [65] используется модель, представляющая собой фторопластовое (PTFE) сопло. Исследования организованы следующим образом. Внутри сопла длиной 12 мм и радиусом 10 мм при помощи взрыва медной проволоки инициируется плазменный канал, в котором поджигается импульсный дуговой разряд. Возникшая между медными электродами дуга стабилизируется внутренней стенкой сопла, которая испытывает абляцию материала. Длительность импульса составляет 8 мс, амплитуда тока в пике импульса - 22.5 кА, напряжение в центре сопла – 1 кВ. Давление на поверхности внутренней стенки и в центре сопла приблизительно одинаковое и достигает в пике значений 20-25 бар.

Для оптических измерений используется спектрограф SpectraPro-500i, Acton. Схема измерений следующая. Изображение дуги фокусируется в увеличенном масштабе 3:1 на входной щели спектрографа шириной 20 мкм. Спектры регистрируются при помощи CCD камеры (PiMax, Roper Scientific) с экспозицией кадра 10 мкс. В пределах длительности кадра плазма является квазистационарной. Пространственное разрешение регистрируемых спектров составляет 0.088 мм на пиксель. Спектральное разрешение подбирается исходя из поставленной задачи при помощи сменных дифракционных решёток. Для калибровки спектральной интенсивности в абсолютные значения используется вольфрамовая ленточная лампа Wi17/G, Osram.

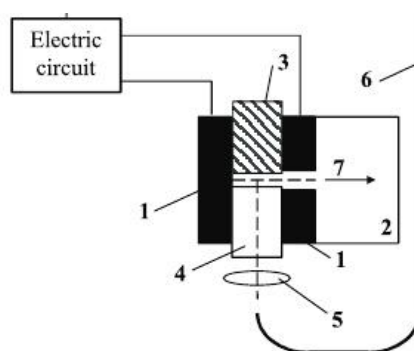
Температура электронов измеряется по линиям фтора  $F_{I}$  634.851 нм,  $F_{I}$  641.365 нм и дуплета ионов углерода  $C_{II}$  657.805/658.288 нм. Линия сначала калибруется, затем интенсивность линии преобразуется в радиальную зависимость при помощи обратного Абелевского преобразования, и далее вновь собранный профиль линии используется совместно с теоретической моделью, опирающейся на независимо измеренное парциальное давление и выполнение условия ЛТР.

Пример радиального распределения интенсивности и температуры приведён на *Рис. 1.1.5.1*. Из рисунка видно, что температура в максимуме достигает 18 000 К. Расхождение в получаемых температурных зависимостях объясняется неодинаковой оптической толщиной используемых линий.



**Рис. 1.1.5.1.** Радиальные распределения интенсивности линии (а), получаемые при помощи обратного Абелевского преобразования, и температуры (б), измеренной по линиям  $F_{I} 634.85 \text{ нм}$ ,  $F_{I} 641.37 \text{ нм}$ ,  $C_{II} 657.805/658.288 \text{ нм}$  при силе тока  $15.7 \text{ кА}$  и давлении  $11.4 \text{ бар}$ . R. Kozakov<sup>1</sup>, M. Kettlitz<sup>1</sup>, K.-D. Weltmann и др. [65]

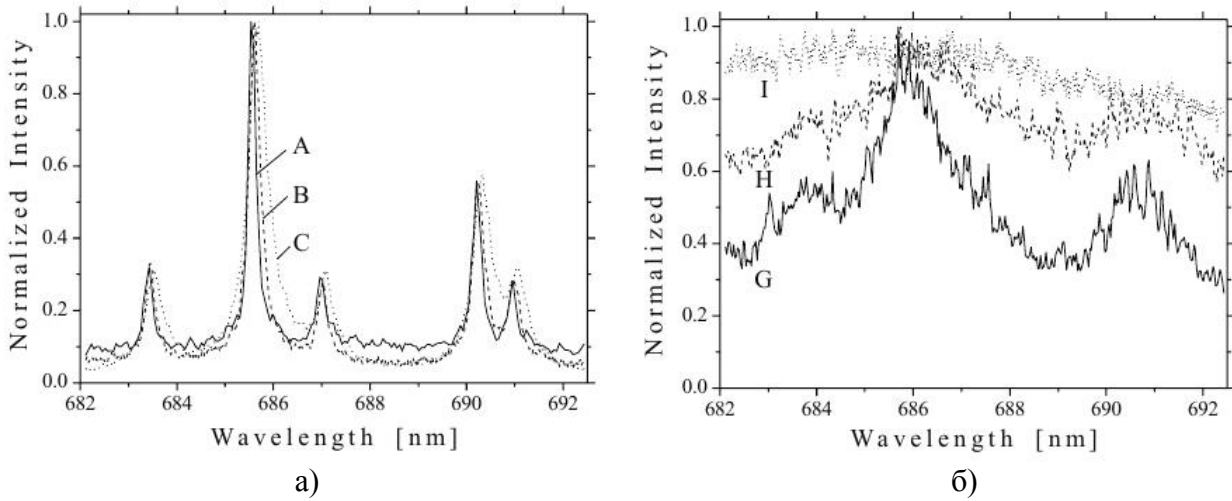
В работе [66] рассматриваются границы применимости метода определения электронной концентрации плазмы капиллярного разряда, использующего Штарковское уширение спектральных линий. Схема экспериментальной установки представлена на *Рис. 1.1.5.2*. Капилляр выполнен из тефлона- $(CF_2)_n$ . Размеры капиллярного канала -  $0.2 \times 4 \times 6 \text{ мм}^3$ . Разрядная камера вакуумируется до давления  $10^{-2}$  торр.



**Рис. 1.1.5.2.** Принципиальная схема капиллярного разрядника. 1 – стальные электроды, 2 – разрядная камера, 3 – тефлоновая- $(CF_2)_n$  стенка капилляра, 4 – кварцевая стенка капилляра, 5 – линзы, 6 – оптоволокно, 7 – плазменный поток. S.Kukhlevsky, J. Kaiser, O. Samek и др. [66]

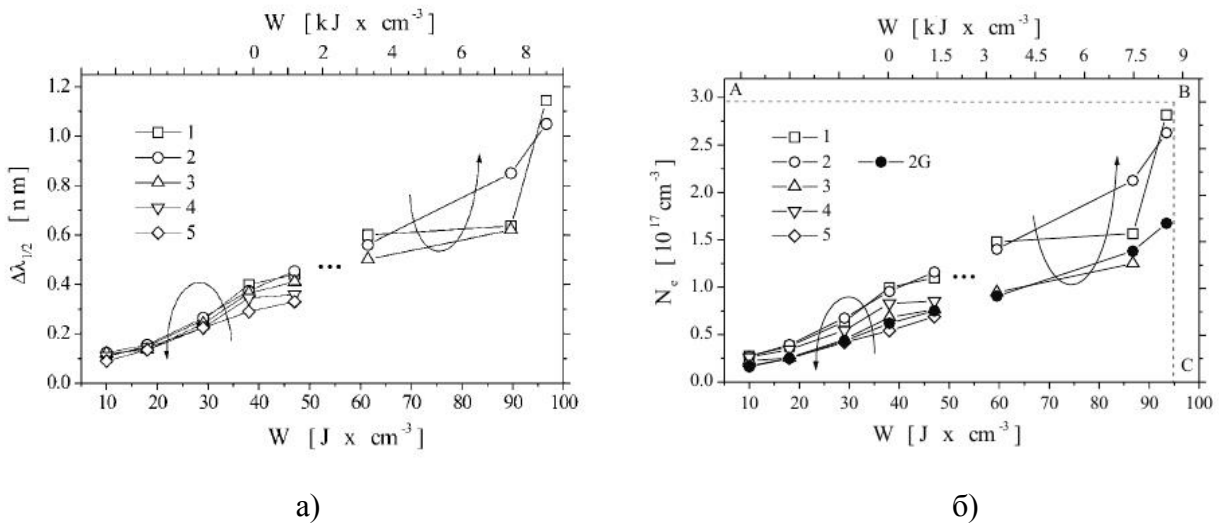
Разряд организуется между стальными электродами. Время длительности разрядного импульса составляет  $35 \text{ мкс}$ . Напряжение разряда варьируется в диапазоне  $1.5 \div 15 \text{ кВ}$ . Наблюдение за плазмой капиллярного канала производится через встроенное в капилляр кварцевое окно при помощи оптоволоконна и полихроматора Черни-Тёрнера. Спектральное разрешение прибора –  $0.03 \text{ нм}$ . Доступный для наблюдения спектральный диапазон составляет  $300 - 800 \text{ нм}$ . Данные регистрируются с временным разрешением  $40 \text{ нс} \div 10 \text{ мс}$ .

В работе изучается уширение оптически тонких линий фтора  $F_I$  (683.43 нм, 685.60 нм, 687.02 нм, 690.25 нм, 690.98 нм) в зависимости от энерговклада ( $0.01 \div 12.5$  кДж·см<sup>-3</sup>). Результаты наблюдений представлены на *Рис. 1.1.5.3*.



**Рис. 1.1.5.3.** Уширение спектральных линий фтора при энерговкладах А – 10 Дж·см<sup>-3</sup>, В – 20 Дж·см<sup>-3</sup>, С – 30 Дж·см<sup>-3</sup> (а) и при энерговкладах G – 7.5 кДж·см<sup>-3</sup>, H – 10 кДж·см<sup>-3</sup>, I – 12.5 кДж·см<sup>-3</sup> (б). S.Kukhlevsky, J. Kaiser, O. Samek и др. [66]

Указывается, что оптическая толщина наблюдаемых линий фтора не превышает 0.01 единиц. Профиль наблюдаемых линий имеет фойгтовский тип и представляет собой свёртку лоренцевского профиля, который вызван штарковским уширением, и гауссовского профиля, который вызван доплеровским уширением и инструментальным уширением. Деконволюция профиля выполнена по алгоритму Savitzky–Golay. Результаты выделения штарковской составляющей уширения линий и расчёта по ним электронной концентрации представлены на *Рис. 1.1.5.4*.



**Рис. 1.1.5.4.** Уширения спектральных линий фтора  $F_I$  (а) и соответствующие им концентрации электронов (б) в зависимости от энерговклада. 1 - 683.43 нм; 2 - 685.60 нм; 3 - 687.02 нм; 4 - 690.25 нм; 5 - 690.98 нм. S.Kukhlevsky, J. Kaiser, O. Samek и др. [66]

Из рисунка видно, что электронная концентрация возрастает от  $2 \cdot 10^{16}$  до  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  по мере увеличения энерговклада  $W$  от  $0.01 \text{ кДж} \cdot \text{см}^{-3}$  до  $9 \text{ кДж} \cdot \text{см}^{-3}$ . Пунктирной линией ABC обозначен экспериментальный расчётный предел, выше которого определение полуширины линии затруднено из-за сильного непрерывного излучения.

Оценка температуры выполнена методом «больцмановской экспоненты» по линиям фтора F I. В пике разрядного импульса результат оценки варьируется в диапазоне  $0.9 \div 1.5 \text{ эВ}$ .

### **Заключение**

Представлены результаты спектроскопического исследования плазмы капиллярного разряда в схожих по конструкции и принципу действия плазматронах. В обоих рассматриваемых случаях оценивалась оптическая толщина наблюдаемых спектральных компонент, однако эффекты самопоглощения в линиях не выявлены. В работе [65] представлены результаты радиальных температурных измерений. Также проанализированы возможные варианты спектроскопических методов диагностики, и оптимальным в условиях исследуемого объекта признаётся использование методов эмиссионной спектроскопии совместно с томографическими методами диагностики. В работе [66] выполнено измерение электронной плотности в зависимости от энерговклада. В результате установлен верхний предел применимости метода оценки концентрации электронов, основанного на штарковском уширении линии, выше которого рекомендуется использовать альтернативные методики, например, интерферометрию.



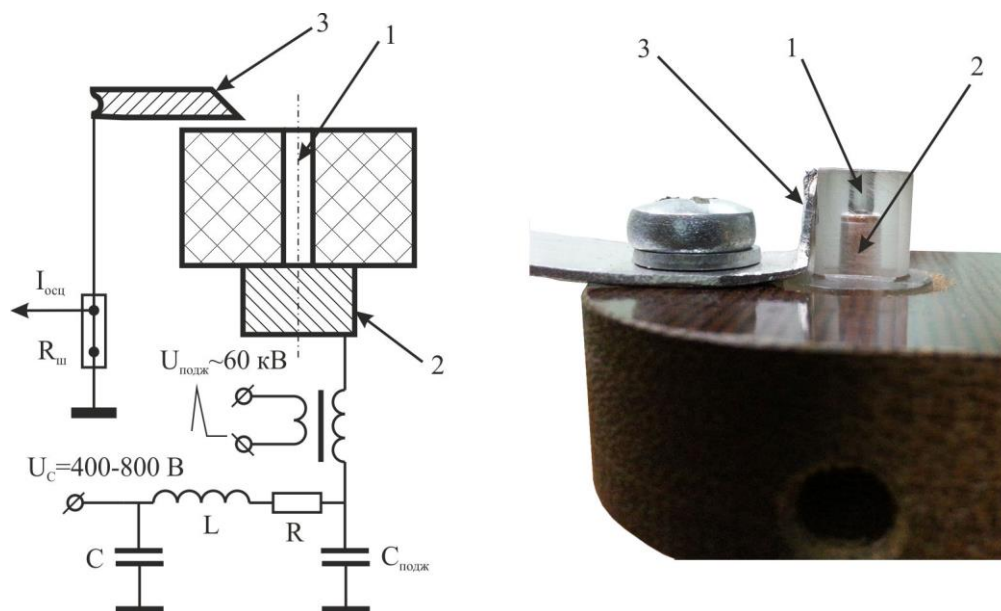
## ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА, СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ И СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

### 2.1. Описание экспериментальной установки

#### 2.1.1. Капиллярный разрядник

Типичная схема и общий вид капиллярного разрядника представлены на *Рис. 2.1.1.1*. Различные варианты его исполнения отличаются между собой аблирующим материалом, материалом электродов, конструкцией плазмформирующей области и наличием или отсутствием системы измерения давления и барокамеры. Следует отметить, что устройство разработано в рамках плановой НИРовской работы ОИВТ РАН (руководитель темы внс А.С. Пащина [67]).

В настоящей работе используется капилляр, изготовленный из углеродсодержащего полимера – полиметилметакрилата (ПММА), химический состав которого определяется формулой  $C_5H_8O_2$ . Теплофизические параметры ПММА приведены в работах [68,69]. Начальный диаметр капиллярного канала составляет  $d=1$  мм, глубина капиллярного канала –  $l=4$  мм. Наружная плоская стенка отшлифовывается для возможности наблюдения за формируемой внутри капилляра плазмой.



**Рис. 2.1.1.1.** Принципиальная конструктивная и электрическая схемы эрозионного разрядника: 1 – капилляр; 2 – внутренний электрод; 3 – наружный электрод.

Разряд зажигается между двумя электродами, один из которых (как правило, анод) плотно установлен на входе капилляра, а второй (как правило, катод) размещается в

плоскости среза капилляра примерно на расстоянии 3-5 мм от его оси. Зажигание разряда сопровождается абляцией стенки капилляра, вещество которой служит в качестве рабочего тела и определяет химический состав образующейся плазмы. Выделение энергии и, как следствие, повышение давления внутри капилляра, приводит к вытеснению плазмы и формированию плазменной струи, истекающей из капилляра в атмосферу воздуха. Выбор материала электродов разрядника в каждом конкретном случае осуществлялся исходя из решаемой в эксперименте задачи. Как правило, вещество электрода использовалось в качестве малой примеси, вводимой в основной состав плазмы с целью диагностики выбранной пространственной области. В качестве материала внутреннего электрода использовались: медь, алюминий, графит. В качестве материала наружного электрода во всех экспериментах служил алюминий.

Ресурс работы капилляра составляет 5-7 выстрелов, после чего образец подлежит замене. Ограничение вызвано активным разрушением внутренней стенки канала, приводящее к постепенному увеличению его диаметра и, как следствие, изменению газодинамических свойств формируемой плазменной струи.

### 2.1.2. Параметры электропитания

Разрядный импульс формируется источником на основе стандартной схемы емкостного накопителя (*Рис. 2.1.1.1*). Параметры разрядного импульса (энергия, амплитуда тока, длительность импульса, крутизна фронта нарастания тока) устанавливаются соответствующим выбором значений элементов разрядного контура – накопительной емкости  $C$ , времязадающей индуктивности  $L$ , сопротивления  $R$ .

Режим истечения плазмы из капилляра – дозвуковой или сверхзвуковой – определяется отношением давлений внутри капилляра и в окружающем пространстве и зависит от текущего значения мощности разрядного импульса. Величина последней устанавливалась выбором времязадающей индуктивности, последовательно включенной в цепь разрядника. Значения индуктивности составляют:  $L_{дз} = 17$  мГн - для дозвукового режима и  $L_{сз} = 210$  мкГн – для сверхзвукового режима истечения. Энергия импульса  $Q$  определялась величиной накопительной емкости  $C$  и зарядного напряжения  $U$ .

На первоначальном этапе исследования использовалась накопительная емкость  $C = 2000$  мкФ и зарядное напряжение  $U = 600$  В. В этом случае энергия импульса поддерживалась на уровне  $Q = 360$  Дж во всех режимах истечения, а длительность разрядного импульса составляла  $\tau_{дз} = 19$  мс дозвукового и  $\tau_{сз} = 2$  мс – для сверхзвукового режима истечения. В дальнейшем использовалась накопительная емкость  $C = 470$  мкФ, а

зарядное напряжение варьировалось в диапазоне  $\Delta U = 400 \div 800$  В. В этом случае энергия импульса изменялась в диапазоне  $\Delta Q = 50 \div 150$  Дж, а длительность разрядного импульса составляла  $\tau_{дз} = 9$  мс для дозвукового и  $\tau_{сз} = 1$  мс для сверхзвукового режима истечения.

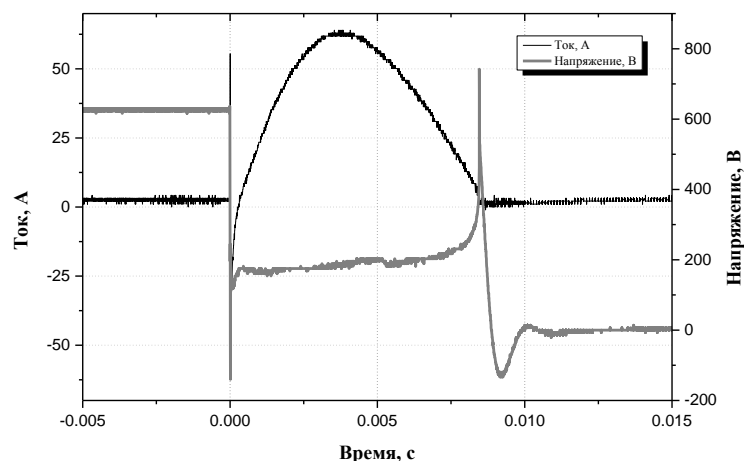
Сводная таблица параметров источника приведена ниже:

Накопительная емкость С, мкФ	Зарядное напряжение U, В	Значение индуктивности L, Гн	Длительность разрядного импульса $\tau$ , мс	Энергия импульса Q, Дж
2000	400÷800	17мГн	19	<360>
		210мкГн	2	<360>
470	400÷800	17мГн	9	50÷150
		210мкГн	1	<80>

С учетом объема капилляра, характерное значение удельной мощности эрозионного разряда составляет  $q \sim 3$  МВт/см<sup>3</sup> для дозвукового и  $q \sim 30$  МВт/см<sup>3</sup> для сверхзвукового режима истечения. Указанные оценки соответствуют максимальным значениям удельной мощности, так как не учитывают выделение энергии вне области капиллярного канала. Рабочий диапазон параметров разряда представлен ниже (см. Табл. 2.1.2.2).

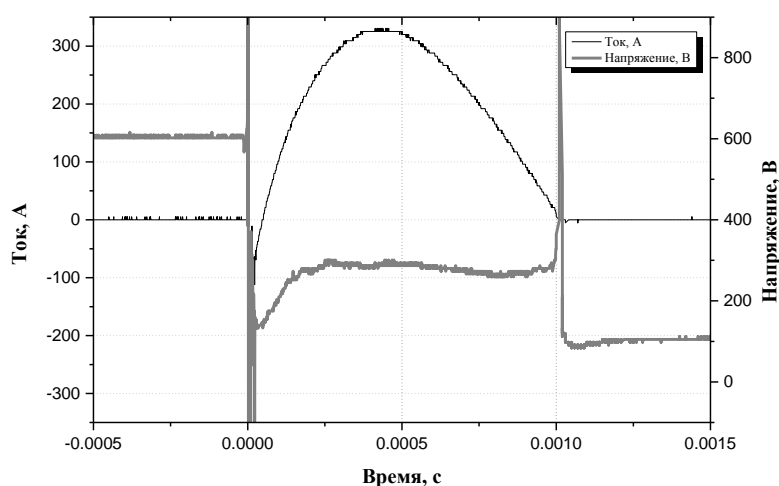
Режим истечения струи	Амплитуда разрядного тока $I_p$ , А	Падение напряжения на разрядном промежутке $U_p$ , В	Энергия импульса Q, Дж	Длительность разрядного импульса $\tau_{имп}$ , мс	Мощность в максимуме разрядного тока P, кВт	Удельная мощность в мак-ме q, МВт/см <sup>3</sup>
Дозвук	50÷120	150÷200	50÷150	9÷17	5÷15	2.4÷4.7
Сверхзвук	400	200-250	80	1÷2	100	32

Основная часть исследований дозвукового режима плазменной струи проведена при следующих параметрах разрядного импульса: энергия импульса  $Q \sim 50 \div 150$  Дж, амплитуда разрядного тока  $I_p \sim 50 \div 120$  А, падение напряжения на разрядном промежутке  $U_p \sim 150 \div 200$  В, длительность разрядного импульса  $\tau_{имп} \sim 9$  мс, мощность в максимуме разрядного тока  $P \sim 5 \div 15$  кВт. Осциллограмма изменения параметров разряда в дозвуковом режиме истечения приведена на Рис. 2.1.2.2.



**Рис. 2.1.2.2.** Осциллограммы тока и напряжения разряда в дозвуковом режиме истечения

Основная часть исследований сверхзвукового режима плазменной струи проведена при следующих параметрах разрядного импульса: энергия импульса  $Q \sim 80$  Дж, амплитуда разрядного тока  $I_p \sim 400$  А, падение напряжения на разрядном промежутке  $U_p \sim 200-250$  В, длительность разрядного импульса  $t_{и} \sim 1$  мс, мощность в максимуме разрядного тока  $P \sim 100$  кВт. Выбор указанных параметров обусловлен их близостью к верхней границе диапазона мощности разрядного импульса (для заданных размеров капилляра), превышение которой приводит к заметному развитию турбулентности на основном участке струи и последующему изменению ее газодинамической структуры. Осциллограмма изменения параметров разряда в сверхзвуковом режиме истечения приведена на *Рис. 2.1.2.3*.



**Рис. 2.1.2.3.** Осциллограммы тока и напряжения разряда в сверхзвуковом режиме истечения

## 2.2. Оптические средства измерения параметров плазмы

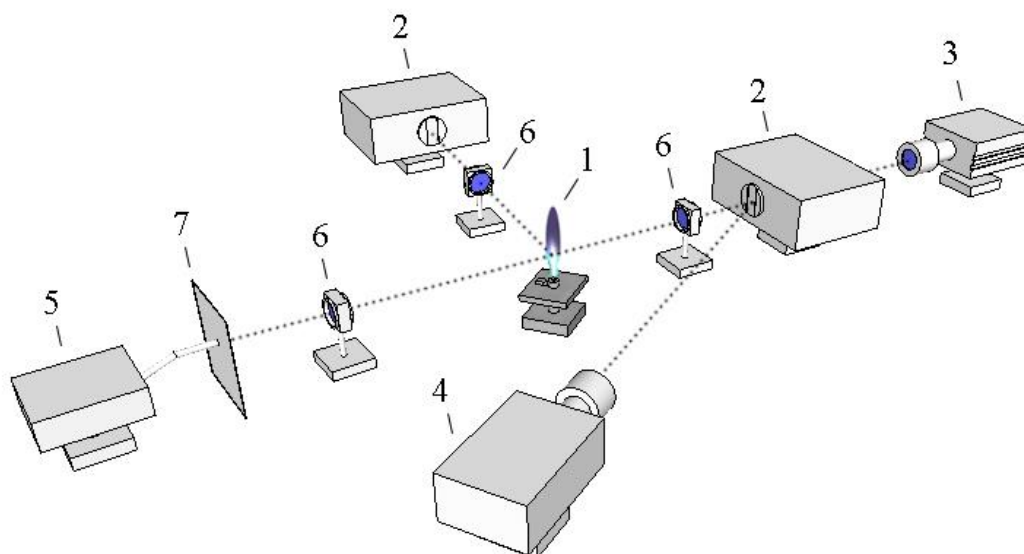
### 2.2.3. Общая схема оптических измерений

Объект диагностики представляет собой короткоживущее и быстроменяющееся плазменное пространственно-неоднородное образование с многокомпонентным составом. Уже по этим причинам оптические измерения можно считать нетривиальной задачей. Дополнительная сложность в диагностике плазменной струи возникает из-за сильной неизобаричности сверхзвукового течения, характеризующегося формированием ударно-волновой структуры на начальном участке струи.

Для диагностики таких сложных нестационарных объектов требуется использование измерительных средств с достаточным пространственным, временным и спектральным разрешением. В работе основным таким прибором являлся спектрограф Oriol MS-257. Регистрация спектральных данных, получаемых при помощи данного спектрографа, обеспечивалась высокоскоростными камерами.

Максимальный спектральный диапазон, регистрируемый спектрографом Oriol MS-257, в зависимости от используемой дифракционной решётки и регистрирующей камеры на выходе составлял 50-100 нм. В ряде случаев спектральный диапазон не превышал 30 нм. В связи с этим в помощь MS-257 прежде всего для целей анализа структуры плазменной струи и состава излучающих компонент в широком частотном диапазоне использовались высокоскоростная камера Motion Xtra N3 с набором интерференционных фильтров и оптоволоконный спектрограф AvaSpec 2048. Все зарегистрированные данные сопоставлялись с изображениями струи, снятыми при помощи скоростной видеосъёмки.

Высокая энергоёмкость импульса ограничивает работу источника питания режимом накопительного одиночного разряда длительностью менее 20 мс. Короткий временной интервал протекания разряда предписывает использование системы автоматизированного сбора данных, синхронизированного с разрядным импульсом. Такая система была собрана. Схематично одновременная видеорегистрация и запись пространственно-временных спектров излучения струи представлены на *Рис. 2.2.3.1.*



**Рис. 2.2.3.1.** Система оптических измерений параметров эрозионной плазменной струи. 1 – исследуемый объект, 2 – спектрограф Oriel MS-257, 3 – камера Andor/Andor iStar DH720/VS Fast, 4 – камера MotionPro, 5 – спектрограф AvaSpec 2048, 6 – кварцевая линза, 7 – экран с масштабной сеткой

В системе автоматизированного сбора данных одновременная покадровая регистрация включает в себя:

а) видеосъемку камерой Motion Pro (частота кадров до  $2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ ) входной щели ( $\delta=20 \text{ мкм}$ ) спектрометра MS-257, на которую проектируется резкое изображение плазменного факела в масштабе 1:3 (в альтернативном варианте камера Motion Pro регистрирует изображение струи);

б) регистрацию спектра излучения ядра струи с помощью многоканального оптоволоконного спектрометра AvaSpec-UL2048 в диапазоне длин волн  $250 \div 800 \text{ нм}$  (длительность экспозиции – 2 мс)

в) видеосъемку камерой Video Sprint (частота кадров до  $10^4 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $1248 \times 1024$  пикселя, пиксель  $8 \times 8 \text{ мкм}$ ) пространственно-разрешенного спектра излучения плазмы, изображение которого формируется в выходной фокальной плоскости спектрометра MS-257,

г) однокадровую регистрацию камерой Andor/Andor iStar DH720, размещенной в выходной фокальной плоскости спектрометра MS-257, пространственно-разрешенного ( $30\text{-}50 \text{ мкм}$ ) спектра излучения плазмы, позволяющего получить изображение с короткой экспозицией кадра ( $10\text{-}50 \text{ мкс}$ ) в выбранный момент времени.

Синхронизация работы спектрометра и видеокамер относительно начала разрядного импульса осуществлялась с помощью генератора импульсов Г5-56.

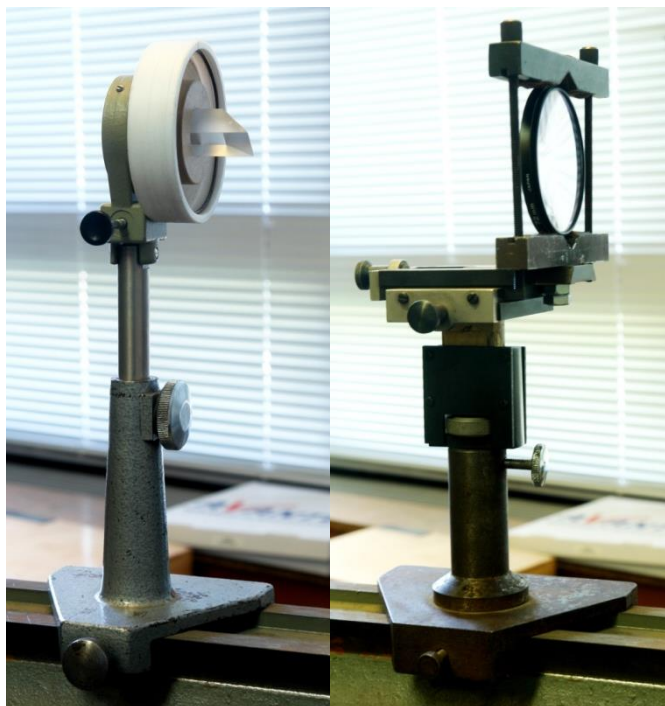
#### 2.2.4. Пространственные спектральные измерения

Oriel MS-257 Monochromator and Imaging Spectrograph (см. *Рис. 2.2.4.1*) - универсальное спектроскопическое устройство. В работе этот прибор используется в режиме спектрографа, в котором позволяет наблюдать пространственно-разрешенный спектр излучения в относительно широком диапазоне длин волн ( $\Delta\lambda$  до 80 нм).



**Рис. 2.2.4.1.** Общий вид спектрометра MS-257 с фокусирующим конденсором и призмой Дове.

Спектрограф MS-257 установлен на отдельной перемещаемой и вращаемой в пространстве платформе, с возможностью тонкой регулировки положения и отслеживанием изменения ее координаты. Внешняя оптическая система состояла из оптических линз ( $f=75\text{мм}$ ,  $f=110\text{мм}$ ,  $f=300\text{мм}$ ), призмы Дове (используется опционально для поворота изображения на  $90^\circ$ ) и набора интерференционных фильтров. Фокусирующая линза, интерференционные фильтры и спектрометр монтировались на оптических стойках к единому рельсу, задающему общую оптическую ось системы. При этом стойка с фокусирующей линзой имеет три степени свободы изменения своего положения в пространстве (по высоте, перпендикулярно и продольно оптической оси) с возможностью тонкой регулировки и отслеживанием изменения координаты (см. *Рис. 2.2.4.2*).



**Рис. 2.2.4.2.** Общий вид стоек с линзой  $F=300\text{мм}$  и призмой Дове.

Вся система смонтирована на регулируемом оптическом столе, обладающем четырьмя степенями свободы (перемещение вдоль и поперек оптической оси, изменение высота стола и вращение стола вокруг своей оси), что позволяет при необходимости относительно быстро модифицировать оптическую схему.

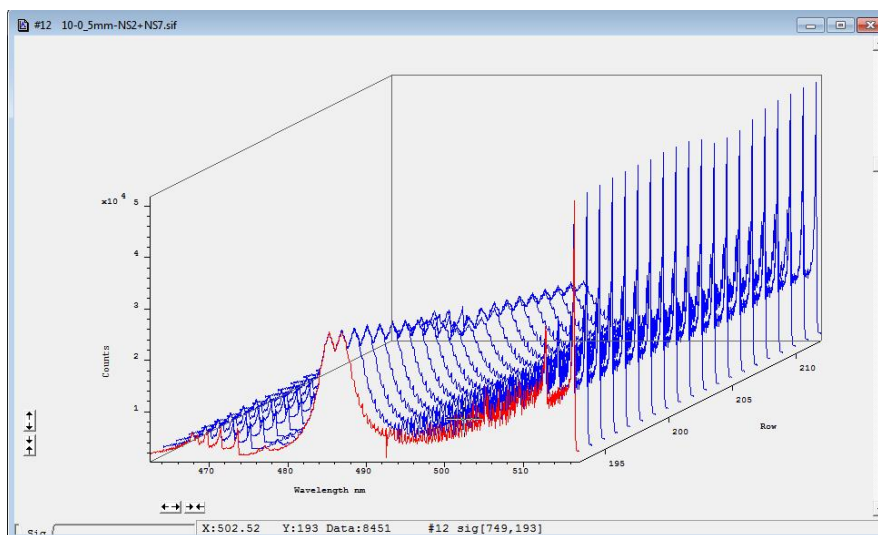
Юстировка проводилась с использованием стандартного лазера на диодах с длиной волны 630 нм, который устанавливался на место исследуемого объекта на отдельной перемещаемой и вращаемой платформе, с возможностью тонкой регулировки положения. В процессе учитывалось отсутствие жесткой фиксации спектрографа относительно оптической оси, вследствие чего его угол и положение подбирались таким образом, чтобы обеспечить максимальную симметрию дифракционного изображения лазерного луча на выходе из спектрографа при широко открытой входной щели.

В спектрографе устанавливалась управляемая турель, представляющая собой вращающийся барабан 4-х предустановленных дифракционных решеток (см *Табл. 2.2.4.1*). В комбинации с регулируемой входной щелью турель позволяет исследовать спектральный участок, подбирая необходимый спектральный диапазон и разрешение. По умолчанию время регистрации регулируется встроенным электромеханическим затвором. Параметры работы устанавливаются через последовательный COM порт. Синхронизирующие TTL сигналы и технический контроль работы устройства осуществляются через единый пульт управления.



Модель решётки	Плотность линий, штук/мм	Blaze, нм	Дисперсия, нм/мм	Спектр. интервал на 1 дюйм, нм	Рабочий диапазон, нм
77740	2400	250	1.6	41	200-700
77753	1800	500	2.1	53	300-1500
77752	1200	750	3.1	79	450-1400
77744	600	400	6.5	165	250-1300

Во время эксперимента резкое изображение выбранного участка плазменной струи проецировалось на входную щель спектрографа. Путём поворота оси капилляра или при помощи призмы Дове производилась продольная или поперечная регистрация параметров относительно направления распространения струи. В том случае, когда данные регистрировались продольно, осуществлялось максимально возможное совмещение оси симметрии изображения струи с входной щелью спектрографа. Получаемое на выходе изображение представляло собой совокупность интенсивностей многочисленных излучающих компонентов плазмы, каждая из которых несёт информацию о некоторой пространственной области вдоль линии наблюдения. Это множество записывалось в единую цифровую матрицу данных, которую в дальнейшем можно визуализировать в виде традиционной фотографии или набора графиков. Пример зарегистрированной цифровой матрицы спектров (в дальнейшем пространственно-разрешённый спектр) в виде графиков зависимости интенсивности от длины волны представлен на *Рис. 2.2.4.3*.



**Рис. 2.2.4.3.** Пространственно-разрешённый (2D) спектр в диапазоне 460-520 нм в дозвуковом режиме истечения струи

Таким образом, изменяя ориентацию проекции изображения излучающего объекта относительно входной щели прибора, можно получить кадр, характеризующий изменение интенсивности спектральных компонент в пространстве:

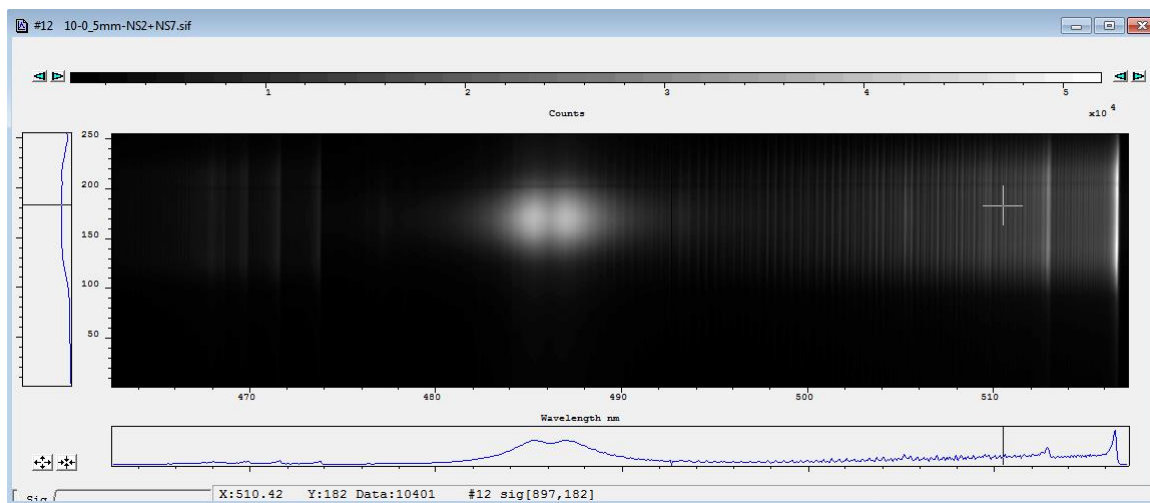
а) по высоте объекта (на входной щели спектрографа проецируется вертикальное увеличенное изображение излучающего объекта);

б) по радиусу плазменного образования на выбранной высоте (на входной щели спектрографа проецируется горизонтальное увеличенное изображение излучающего объекта);

### 2.2.5. Регистрация спектров

В качестве записывающего спектр устройства в зависимости от задачи поочередно использовались различные видеокамеры. В стандартном для MS-257 варианте комплектации присутствовала камера Andor. Светочувствительная матрица данной камеры состоит из 1024x256 элементов (пикселей), каждый размером - 26x26 мкм. Минимальная экспозиция кадра в системе спектрограф-камера определялась скоростью электромеханического затвора спектрографа и составляла 17 мс. Минимальный временной интервал между кадрами, необходимый для записи данных на носитель информации и подготовки системы к регистрации следующего кадра, составлял величину порядка секунды.

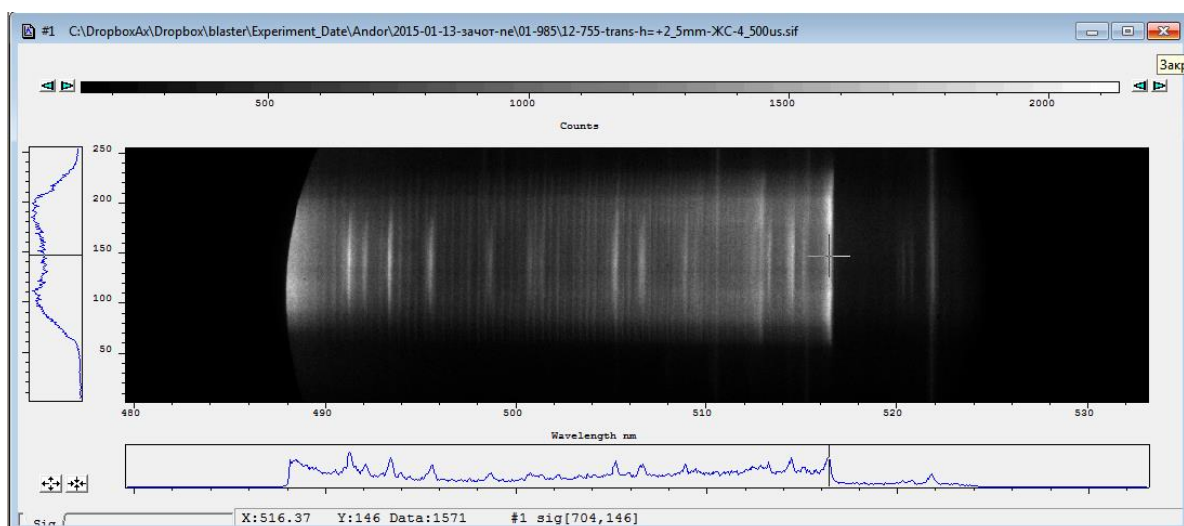
Камера Andor демонстрировала лучшее соотношение сигнал/шум среди всех используемых для регистрации спектров камер. Главный же недостаток камеры заключался в том, что получаемая минимальная экспозиция кадра фактически равна длительности импульса в наиболее продолжительном режиме истечения струи – дозвуковом (до 20 мс). В сверхзвуковом режиме (1-2 мс) за время минимальной экспозиции в одном кадре интегрально накапливалась информация начального дозвукового периода истечения, основного сверхзвукового, завершающего дозвукового, а также релаксационного периода послесвечения. Поэтому, использование данной камеры является целесообразным лишь для диагностики дозвуковой струи. Пример подобного использования в виде зарегистрированного спектра в области водородной линии  $H_{\beta}$  представлен на *Рис. 2.2.5.1*.



**Рис. 2.2.5.1.** Излучаемый спектр в диапазоне 460-520 нм в дозвуковом режиме истечения струи. Ориентация – поперечная. Экспозиция кадра – 17 мс. Зарегистрировано камерой Andor

В условиях быстропротекающего разряда экспозиция кадра становится определяющей характеристикой. Для того, чтобы получить спектральные данные с экспозицией кадра, отвечающей условиям квазистационарности газодинамических процессов в струе, использовалась камера Andor iStar DH720. Светочувствительная матрица камеры, как и в предыдущем случае, также состоит из 1024x256 элементов размером 26x26 мкм. При этом камера оснащена фотокатодом, выполняющим роль электронного затвора и увеличивающим её светочувствительность. Технически минимальная экспозиция кадра у данной камеры - 1 нс. В условиях максимально возможного количества света в сверхзвуковом режиме истечения струи кадр в системе MS257-Andor iStar DH720 регистрировался с экспозицией от 10 мкс. Пример записанного спектра представлен на *Рис. 2.2.5.2.*

У данной камеры, к сожалению, также отсутствует возможность регистрации последовательности кадров в течение одного импульса из-за длительного минимального интервала между кадрами. При этом существенными недостатками применения камеры iStar являлись потеря разрешающей способности вследствие наличия фотокатода, снижение качества соотношения сигнал/шум, а также ограничение регистрируемого спектрального интервала из-за несоответствия фотокатода и светочувствительной матрицы. В частности, при использовании решётки 1800 штр/мм и фотокатода камеры iStar зарегистрированный спектральный интервал составляет лишь 30 нм (в случае обычной камеры Andor - 50 нм).



**Рис. 2.2.5.2.** Излучаемый спектр в диапазоне 490-520 нм в сверхзвуковом режиме истечения струи. Ориентация – поперечная. Высота  $h=2.5$  мм. Время 500 мкс. Экспозиция кадра – 20 мкс. Зарегистрировано камерой Andor iStar r DH720

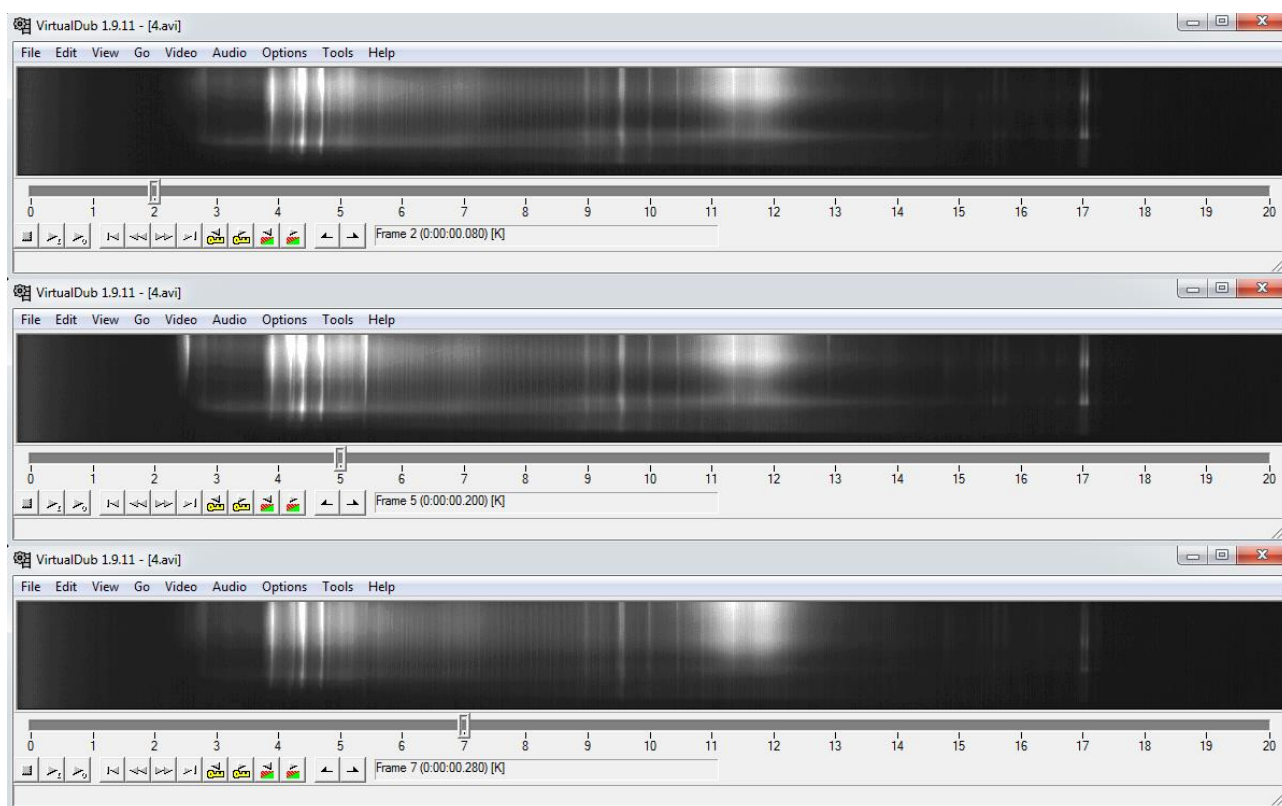
При работе с камерами типа Andor для анализа временного развития параметров необходимо использовать серию последовательных выстрелов. Активное разрушение внутренней стенки капилляра в течение разрядного импульса ограничивает возможности набора информации за счёт серии в связи с тем, что капилляр через 5-8 выстрелов приходится заменять на новый. Высокая чувствительность параметров плазмы к диаметру капилляра [55] значительно осложняет статистический анализ результатов, ввиду необходимости контроля текущего размера. Таким образом, возникает необходимость использования регистрирующей аппаратуры, обеспечивающей возможность высокоскоростной регистрации серии пространственно-разрешенных спектров в течение одного импульса. В качестве такого устройства выбрана камера VideoSprint VS-FAST, в пользу которой сыграли высокая чувствительность и чёрно-белый тип матрицы, при которой отсутствует искажающий цветовой светофильтр. Размер светочувствительной матрицы данной камеры составляет 15.3x12.3 мм. Размер элементарного светочувствительного элемента (пикселя) - 12x12 мкм. Минимальная экспозиция кадра данной камеры – 2 мкс. Время записи на максимальной частоте - 8.04 сек.

Скоростные характеристики камеры VS-FAST зависят от разрешения кадра (см. Табл. 2.2.5.1), которое выбирается на основе баланса между желаемым пространственным охватом зарегистрированного 2D спектра и необходимой минимальной экспозицией кадра. Имеется возможность прореживания и объединения строк матрицы. Присутствует аппаратное и цифровое усиление картинки.

Максимальное разрешение (НхV)	1280x1024	1280x1000	1280x500	1280x250	1280x25	1280x10	1280x2
Частота кадров (Гц)	488	500	1000	2000	20000	50000	250 000

Поскольку VS FAST не подходит к штатным креплениям спектрографа MS-257, то для того, чтобы правильно сфокусировать изображение спектра на матрице, необходимо иметь возможность тонкого пространственного перемещения камеры во время юстировки всей системы. Вследствие чего камера устанавливалась на стойку с платформой, аналогичную по устройству той, на которую установлен спектрометр MS-257. В результате камера имела четыре степени свободы передвижения: перемещение вдоль и перпендикулярно оптической оси, регулировка по высоте и вращение вокруг вертикальной оси. Фокусировка изображения на матрице осуществлялась с помощью юстировочного лазера 630 нм. Принималось, что фокусировка на остальных участках спектра, которые устанавливаются вращением в спектрографе турели с дифракционными решётками, меняется незначительно.

Пример нескольких кадров, записанных в течение одного импульса в сверхзвуковом режиме истечения, представлен на *Рис. 2.2.5.3.*



**Рис. 2.2.5.3.** Серия кадров, зарегистрированных в системе MS-257-VS FAST. Сверхзвук.

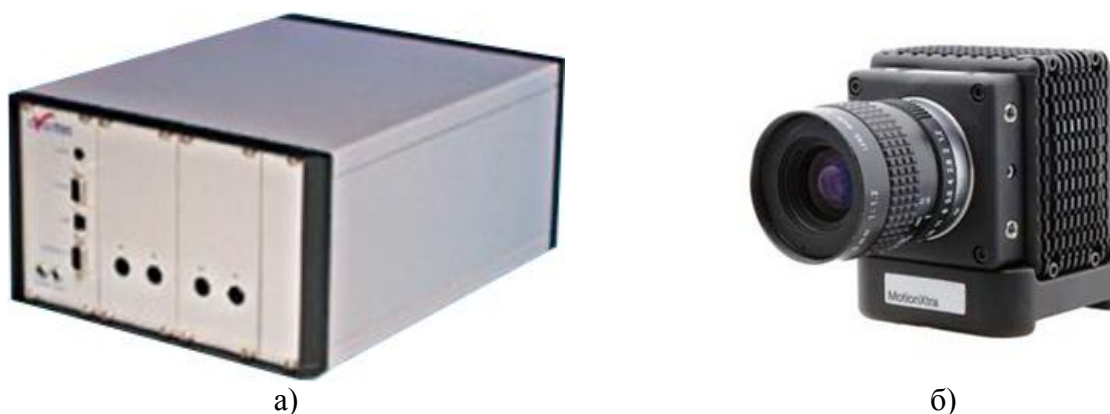
Продольная ориентация струи. Частота съёмки 5 кГц. Экспозиция 200 мкс. Разрешение 1280x150. Участок спектра 525÷470 нм. Моменты времени 400, 1000 и 1400 мкс

Проблемы спектральных измерений с помощью MS-257-VS FAST связаны с наихудшим получаемым спектральным разрешением и соотношением сигнал/шум среди всех используемых вариантов регистрации. Необходимость ограничения количества строк матрицы и использования их прореживания в пользу увеличения частоты кадров, приводило к тому, что получаемая картинка имела слабое пространственное разрешение и охватывала меньшую среди всех вариантов камер область наблюдения. Наиболее существенным изъяном такого варианта организации спектральных наблюдений был малый диапазон градаций регистрируемого сигнала, составляющий 0-256 единиц, вследствие чего спектр приобретал характерную «ступенчатость», которая негативно сказывалась на точности результатов обработки. Для сравнения, использование камер типа Andor позволяло регистрировать сигнал в диапазоне градаций 0-65536 условных единиц.

В заключении приходится отметить, что ни один из описываемых вариантов регистрации спектров с желаемым пространственным и временным разрешением самостоятельно и полностью не отвечал предъявляемым требованиям, поэтому при имеющемся оборудовании необходимо было использовать все перечисленные варианты регистрации и на основе получаемой информации сопоставлять и анализировать результат.

### **2.2.6. Дополнительное оборудование**

Общей особенностью рассмотренных выше спектроскопических систем на основе спектрографа MS-257 является весьма ограниченный по протяжённости наблюдаемый спектральный диапазон, который в определенных условиях составлял всего 30 нм. В то же время предыдущие исследования [50] продемонстрировали богатое разнообразие излучающих спектральных компонент во всём УВИ диапазоне длин волн (*Табл. 1.1.3.1*). В связи с тем, что регистрация каких-либо данных осложняется невысоким рабочим ресурсом капиллярного разрядника, то использование одного лишь MS-257 представляется не эффективным решением. Возникает необходимость в дополнительном оборудовании, позволяющем регистрировать данные в максимально широком спектральном диапазоне. В работе таким оборудованием стал малогабаритный оптоволоконный многоканальный спектрограф AvaSpec-2048-4 (*Рис. 2.2.6.1 (а)*).



**Рис. 2.2.6.1.** Общий вид спектрографа AvaSpec-2048-4 (а) и камеры Motion Xtra N3 (б).

Устройство обладает четырьмя условно независимыми каналами регистрации данных. Каждый канал подключен к гибкому световоду, при помощи которого организуется наблюдение за объектом. Регистрируемые данные в сумме охватывают широкую оптическую область излучения ( $\Delta\lambda=250\div 800\text{нм}$ ) Первый канал позволяет регистрировать максимально широкий спектральный диапазон  $250\div 800\text{ нм}$ , но при этом обладает самым низким спектральным разрешением –  $0.8\text{ нм}$ . Вторым, третьим и четвертым каналами регистрируются спектральные диапазоны  $\lambda=270\div 380\text{ нм}$ ,  $\lambda=380\div 525\text{ нм}$  и  $\lambda=525\div 640\text{ нм}$ , обладая спектральным разрешением приблизительно  $0.2\text{ нм}$ . Минимальное время экспозиции составляет  $2\text{ мс}$ . Ниже приведены технические характеристики, сведенные в таблицу (см. Табл. 2.2.6.1).

**Табл. 2.2.6.1.** Технические характеристики спектрографа AvaSpec-2048-4.

Волновой диапазон на канал	$250\div 800\text{ нм}$ , $270\div 380$ , $380\div 525$ , $525\div 645$
Оптическое разрешение на канал	$0.8$ , $0.2$ , $0.2$ , $0.2\text{ нм}$
Детектор	CCD линейная матрица, 2048 элемента
Сигнал / Шум	200:1
Интеграционный период	2 msec - 60 seconds
Скорость получения данных с сохранением в памяти спектрометра	17 мсек / измерение

Пример спектра в фирменной программной среде AvaSoft представлен на Рис. 2.2.6.2, в котором показаны данные каналов №2, №3 и №4 в сверхзвуковом режиме истечения струи на расстоянии  $3.5\text{ мм}$  от выходного отверстия капилляра. Важно, что десятки спектральных компонентов, пригодных для анализа состояния плазмы,

зарегистрированы одновременно. При этом каналы откалиброваны таким образом, что в случае необходимости данные без проблем «сшиваются» между собой, позволяя использовать их как единое целое. Если спектрального диапазона указанных трёх каналов не достаточно, то используется основной канал.

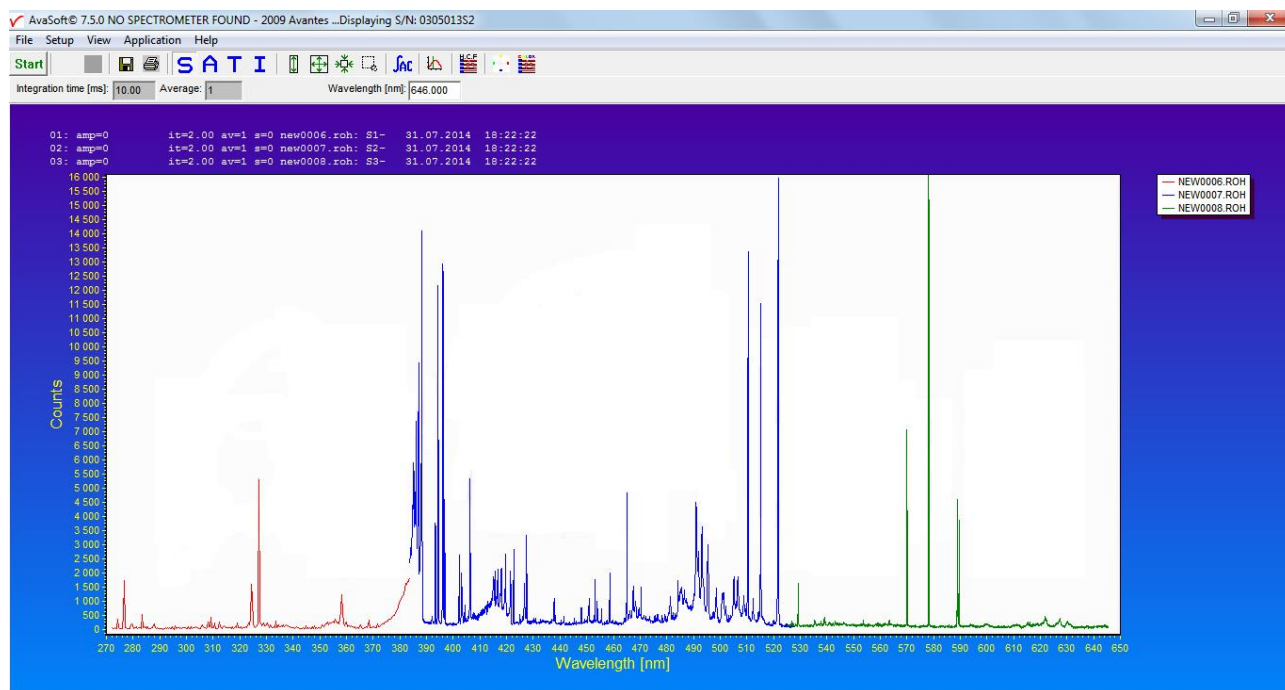


Рис. 2.2.6.2. Спектры зарегистрированные AvaSpec-2048-4. Сверхзвук. Время 0-2 мс.  $h = 3.5$

мм

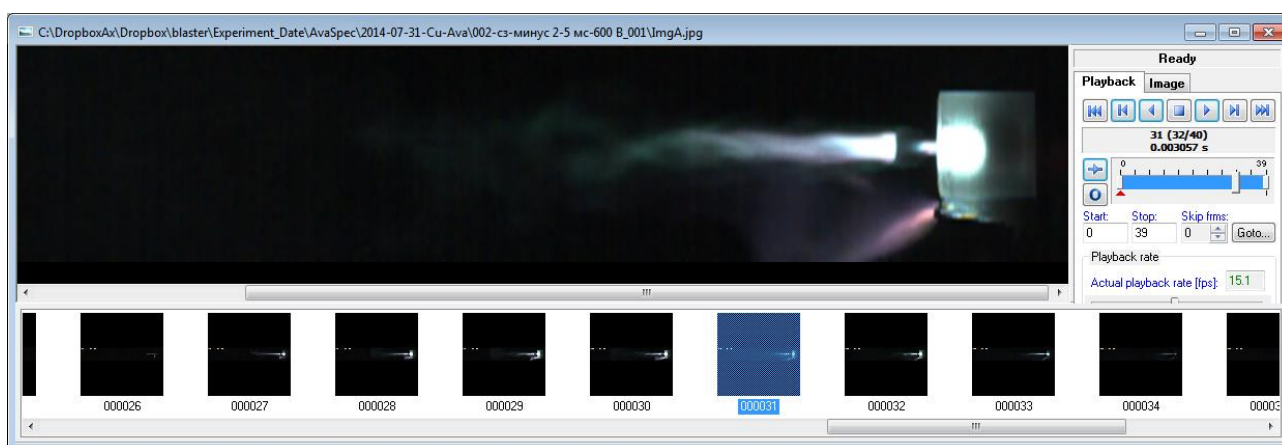
Благодаря наличию гибкого световода главная особенность спектрографа заключается в возможности эксплуатации без использования сложной системы линз. Несмотря на это в исследовании применялась оригинальная оптическая схема, целью которой являлось световое обособление и координатная фиксация исследуемой области струи.

Система сбора спектроскопических данных организована следующим образом. Световод спектрографа вмонтирован в экран, с нанесенной на него координатной разметкой (см. Рис. 2.2.3.1). Экран крепится на регулируемой платформе, позволяющей перемещать световод в необходимую точку пространства. Во время эксперимента на экран с помощью кварцевой линзы фокусируется увеличенное изображение плазменной струи так, что на приёмную поверхность световода попадает излучение только от интересующей локальной области объекта. Посредством нанесённой на экран разметки отслеживается координата исследуемой области. Контроль положения и фокусировки осуществляется с помощью скоростной камеры Motion Xtra N3 (см. Рис. 2.2.6.1 (б)), снимающей получаемое на экране изображение. Работа спектрографа и камеры синхронизирована.



Скоростная камера Motion Xtra N3 применялась также и для решения других задач. Подобно рассмотренному выше случаю камера снимала изображение струи, возникающее на входной щели спектрографа MS-257, для проверки качества фокусировки, контроля текущего положения струи и привязки пространственно-разрешенного спектра, зарегистрированного в определенный момент времени, к соответствующей исследуемой области.

Для соотнесения зарегистрированных спектров и стадий развития плазменной струи производилась видеорегистрация ее собственного изображения. Один из таких кадров представлен на *Рис. 2.2.6.3*. На снимке отчетливо видна часть капиллярного разрядника с излучающей внутри плазмой. Из капилляра истекает плазменная струя зеленоватого оттенка с признаками турбулентности и наличием области разрежения, характерной для сверхзвукового режима истечения, вблизи границы капилляра. На кадре хорошо видно, что внутренний и внешний электроды замыкаются в электрическую цепь через плазменную струю и перемычку побочного факела фиолетового оттенка.



**Рис. 2.2.6.3.** Визуализация течения струи камерой Motion Xtra N3

Нетрудно заметить, что плазменная струя и факел наружного электрода имеют различную природу и состав. При этом их перемычка не имеет жёсткой фиксации и произвольно перемещается по плазменной струе, вследствие чего контроль текущей конфигурации плазменного образования и области регистрации данных обязателен для анализа результатов.

Задачи скоростного видеонаблюдения также включали в себя изучение излучающей структуры плазменной струи. Для этих целей камера использовалась совместно с интерференционными фильтрами. При съёмке объекта в ультрафиолетовом диапазоне длин волн применялся кварцевый объектив.

Характеристики камеры приводятся ниже (см. Табл. 2.2.6.1). Синхронизация камеры с разрядом осуществляется при помощи задающего генератора импульсов.

			<b>Табл. 2.2.6.1.</b> Основные характеристики камеры Motion Xtra N3
Максимальный FPS при максимальном разрешении			2550 fps @ 1280x1024
Минимальное время экспозиции			1 мкс
Тип сенсора			CMOS-Polaris II
Цветовая схема			GBRG
Размер сенсора			13.9мм x 13.9мм
Размер пикселя			10.85мкм x 10.85мкм
Динамический диапазон			60 дБ
Глубина цвета (color)			30-бит

Спектрограф AvaSpec-2048-4 и камера Motion Xtra N3 являются неотъемлемой частью согласованной оптической системы исследования. Получаемая с их использованием информация позволяет расширить представление о протекающих в плазме процессах и систематизировать результаты измерений пространственно-временного распределения параметров.

Таким образом, созданный спектральный измерительный комплекс с пространственным разрешением 25 мкм, спектральным разрешением 0.2 нм и временным разрешением до 10 мкс удовлетворяет требованиям диагностики пространственно-неоднородных мелкомасштабных нестационарных плазменных объектов.

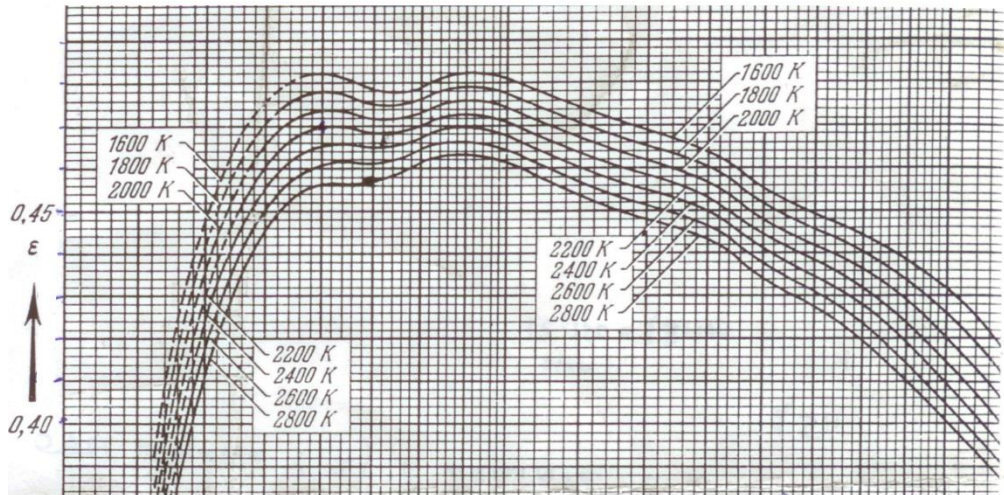
### 2.2.7. Калибровка

Калибровка по длинам волн осуществлялась при помощи газоразрядной лампы с полым катодом ЛТ-2, излучающей линии  $\text{Cu I}$  преимущественно в диапазоне 200÷600 нм и линии  $\text{Ne I}$  в диапазоне свыше 600 нм. Получаемый от лампы спектр анализировался с использованием базы данных NIST, по результатам чего устанавливалась связь между номером светочувствительного элемента регистрирующей матрицы и длиной волны. Экспериментально выяснено, что для AvaSpec-2048-4 в диапазоне 250÷800 нм и для MS-257 в диапазоне 300÷600 нм взаимосвязь между номером пикселя и длиной волны линейная. Таким образом, достаточно двух отождествлённых линий. Для повышения точности калибровки выбирается пара линий, максимально отстоящих друг от друга. Там где

линейность существенно нарушалась, калибровка производилась в узком спектральном интервале или при помощи использования степенного полинома.

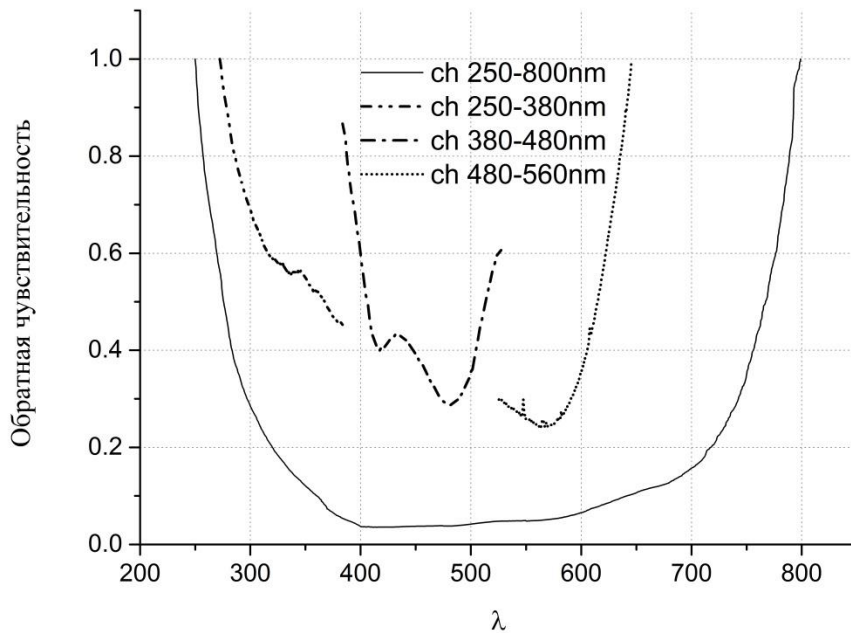
Известно, что регистрируемый контур спектральных линий является сверткой физической и инструментальной составляющих. Особенностью излучения лампы ЛТ-2 является малая величина физической ширины линий  $Cu\ I$  ( $<0.004$  нм), которая на два порядка меньше ожидаемого аппаратного уширения, вследствие чего измерение контура этих линий позволяет экспериментально оценить аппаратную функцию системы. Так как аппаратное уширение определяется шириной входной щели и обратной линейной дисперсией прибора, а в спектрографе AvaSpec-2048-4 эти величины фиксированы, то для этого прибора достаточно единожды измерить аппаратное уширение на всех 4х каналах. В спектрографе MS-257 инструментальная функция является переменной величиной, которая зависит от условий регистрации. Обратная линейная дисперсия меняется вместе с выбором дифракционной решётки (Табл. 2.2.4.1). Входная щель регулируется набором сменных насадок (имеется 25 мкм, 50 мкм и 70 мкм). Также приходится учитывать выбранную камеру. В результате аппаратное уширение MS-257 измеряется отдельно для каждого случая.

В большинстве методов количественной спектроскопии неотъемлемым условием является знание характеристики спектральной чувствительности прибора. Для получения этой характеристики также использовались эталонные лампы. Ленточная вольфрамовая лампа накаливания ТРШ 2850-3000 с установленной яркостной температурой  $T_j = 2490$  К применялась для спектрального диапазона  $\Delta\lambda = 400\div 800$  нм, дейтериевая лампа ДДС 30 с известной зависимостью спектральной плотности излучения от длины волны применялась для спектрального диапазона  $\Delta\lambda = 250\div 400$  нм. Цель калибровочной процедуры состояла в том, чтобы получить поправочную спектральную зависимость, отражающую обратную квантовую эффективность оптической системы. Общий принцип основывается на попиксельном сравнении спектра лампы, зарегистрированного спектрографом, с её эталонным спектром. В том случае, когда используется лампа накаливания, за эталонный спектр принимается произведение коэффициента излучения (см. Рис. 2.2.7.1) и выражения (3.1.1.4).



**Рис. 2.2.7.1.** Коэффициент излучения эталонной ленточной лампы накаливания

Результат расчёта кривых обратной спектральной чувствительности для каналов спектрографа AvaSpec-2048-4 приведён ниже (см. Рис. 2.2.7.2).



**Рис. 2.2.7.2.** Коэффициент спектральной чувствительности для AvaSpec-2048-4

В оптической системе спектрографа MS-257 спектральная чувствительность является переменной величиной, которую необходимо рассчитывать для каждой конфигурации отдельно. В некоторых используемых спектральных методиках, касающихся в

том числе и MS-257, оказывается оправданным упрощение, связанное с использованием квантовой эффективности регистрирующей камеры, содержащейся в паспорте (Рис. 2.2.7.3).

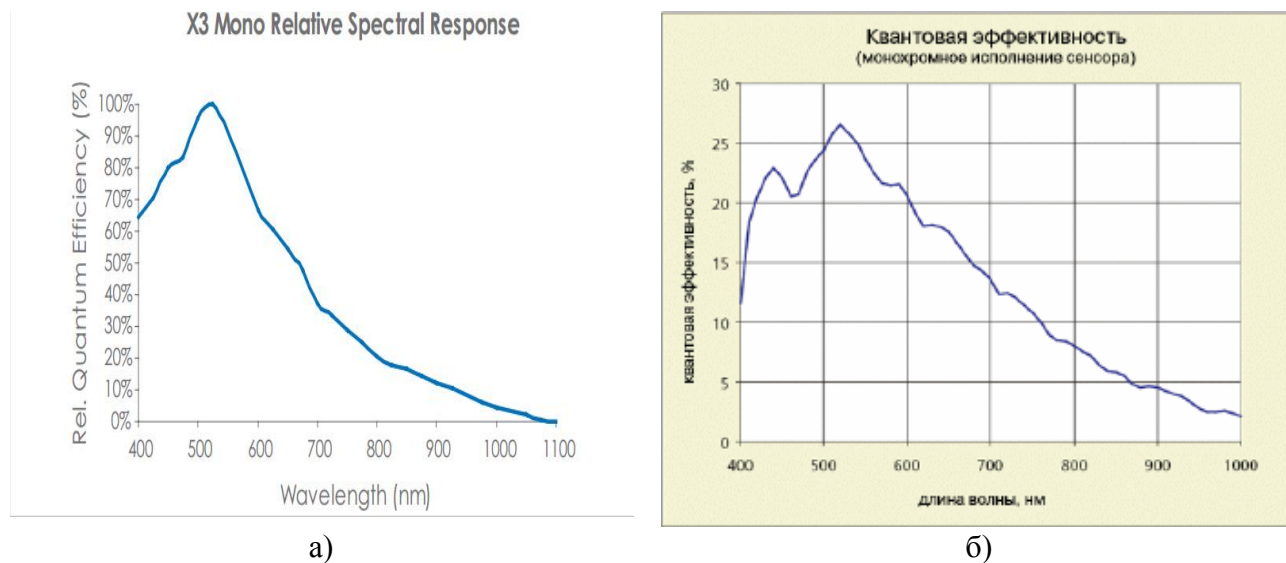


Рис. 2.2.7.3. Спектральная чувствительность камеры Motion Xtra N3 и камеры VS Fast

Подчеркнём, что в связи со сложностью исследуемого объекта, которое вызвано короткой длительностью существования, нестационарностью характеристик и неоднородной структурой, корректный учёт инструментальной погрешности во время сбора информации и при последующей её обработке может оказывать существенное влияние на получаемый результат. Данные, вызывающие сомнения, к примеру, возможно связанные с перетеканием заряда по столбцам и строкам светочувствительной матрицы, вынесены за рамки диссертационной работы.

### 2.3. Спектры излучения эрозионной плазменной струи

Плазменный состав эрозионного разряда формируется в результате взаимодействия продуктов абляции стенки капилляра с вытесняемыми атомами и молекулами атмосферы буферного газа. При этом количественно состав внутри капилляра и на начальном участке практически повторяет объемное соотношение компонент используемого полимера ( $C_5H_8O_2$ ), более половины которого ( $\sim 53\%$ ) составляет водород. Данное обстоятельство связано с тем, что масса испаряемого за один разрядный импульс вещества  $\Delta m \approx 0.4-0.5$  мг примерно в 100 раз превышает начальную массу воздуха внутри капилляра (при атмосферном давлении  $\sim 4$  мкг).

Различный по происхождению субстрат, из которого формируется состав эрозионной плазмы, обладает собственным характерным спектром излучения. Продукты абляции излучают хорошо разрешаемые линии бальмеровской серии водорода  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , атомарные и ионные линии углерода, кислорода и систему полос Свана (переход  $d^3P_g - a^3P_u$ , секвенции  $\Delta v=0$ ,  $\Delta v=\pm 1$ ) радикала  $C_2$ . Продукты эрозии электродов разрядника, воздух и их плазмохимическое взаимодействие с производными от  $C_5H_8O_2$  излучают атомарные и ионные линии меди (материал внутреннего электрода), алюминия (материал наружного электрода), кислорода, кальция, натрия, марганца, а также фиолетовую систему полос радикала CN (переход  $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ , секвенции  $\Delta v=0$ ,  $\Delta v=\pm 1$ ). Примечательно, что отсутствие в спектре полос радикалов CN и OH косвенно свидетельствует о значительной диссоциации составляющих полимера.

Спектр излучения плазменной струи вариативен в зависимости от вкладываемой мощности. В дозвуковом режиме, в котором энерговклад составляет  $2.5 \div 5 \text{ МВт/см}^3$ , в спектре присутствуют преимущественно линии излучения возбужденных атомов и молекулярные полосы (Рис. 2.3.7.1).

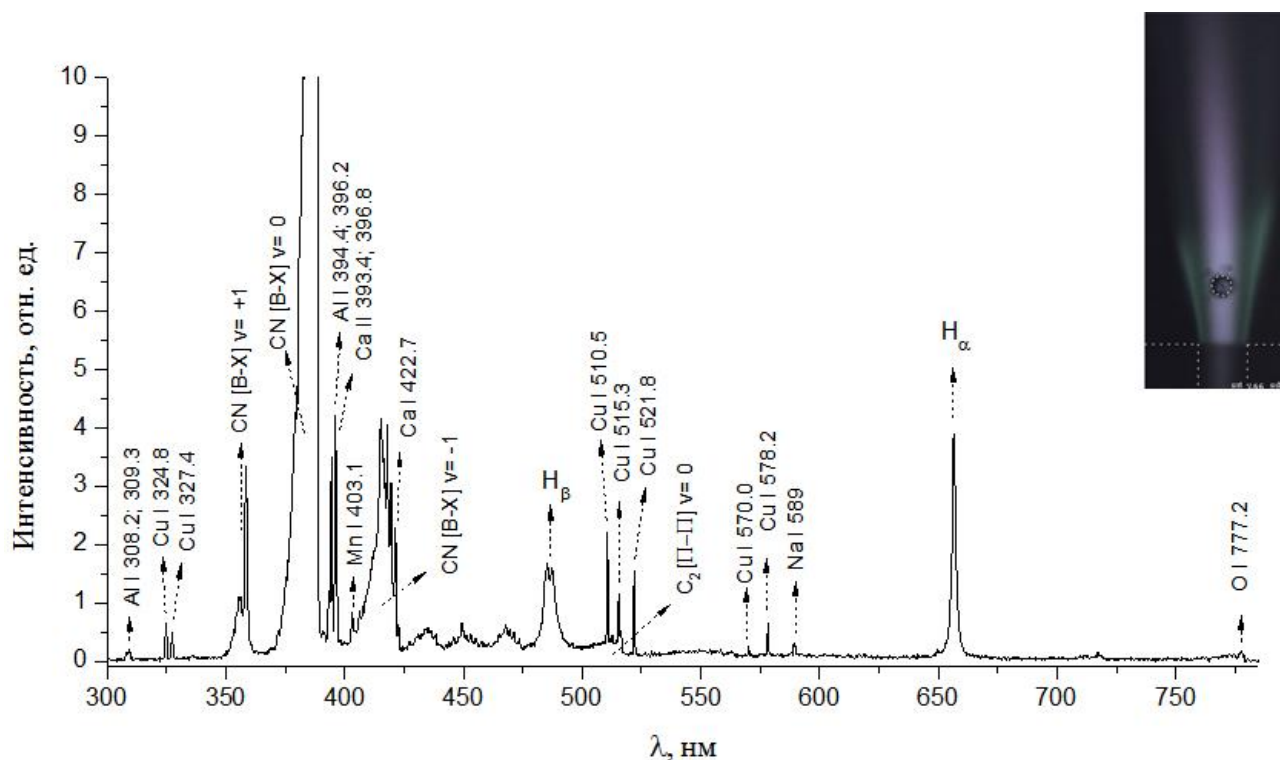
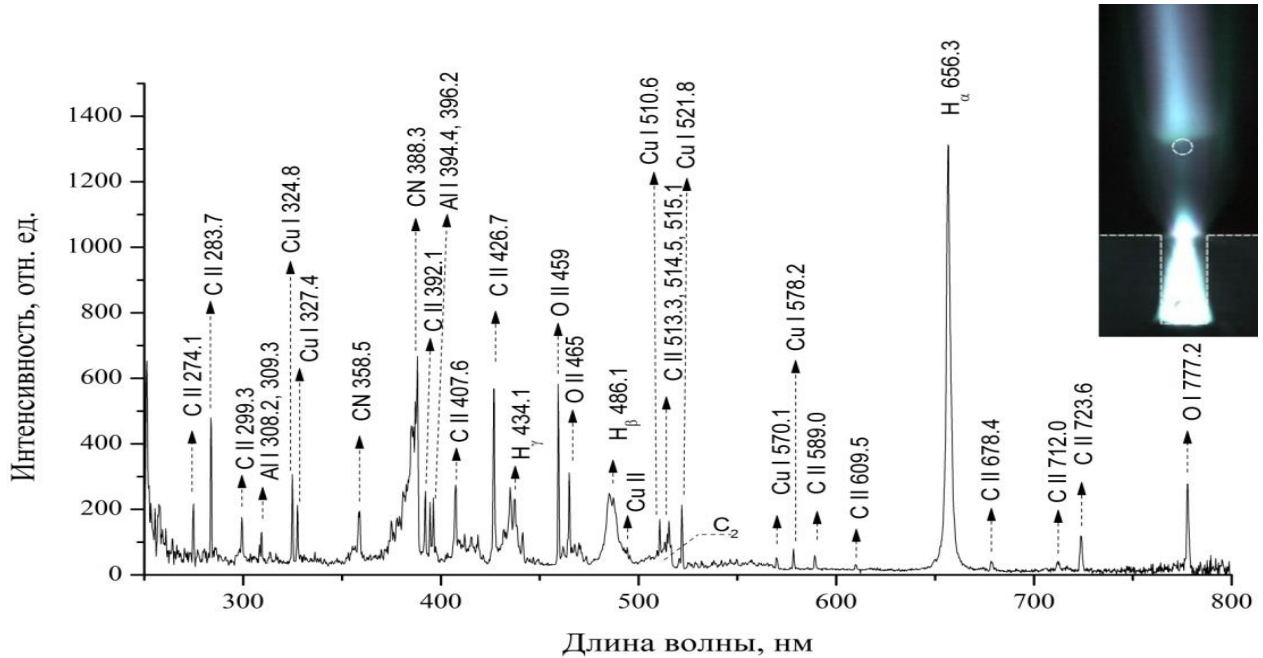


Рис. 2.3.7.1. Спектр излучения на начальном участке струи ( $h=3.5 \text{ мм}$  от среза капилляра).

Avaspec-UL2048. Режим истечения струи - дозвук.

Коренным отличием спектров сверхзвуковой струи ( $32 \text{ МВт/см}^3$ ) является наличие в нем спектральных линий однократно ионизованных атомов меди  $Cu II$ , углерода  $C II$ , изредка

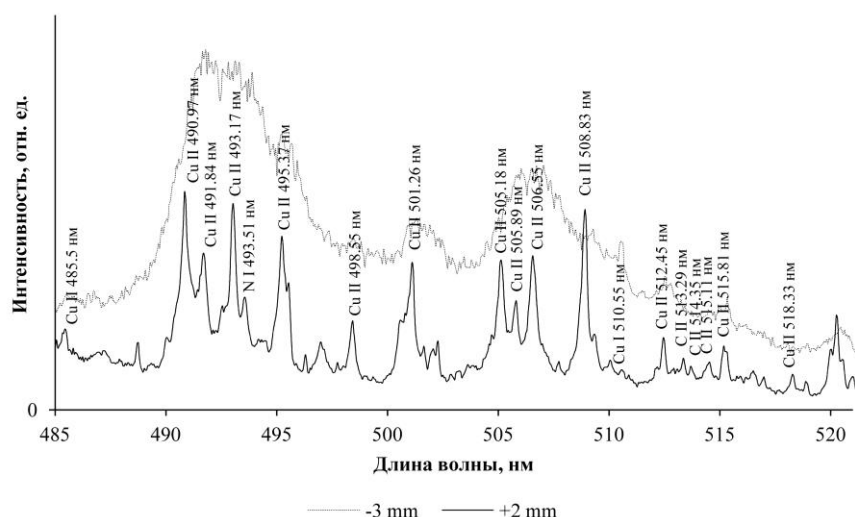
азота N II, кислорода O II, что продемонстрировано на *Рис. 2.3.7.2*. Присутствие линий с энергией возбуждения около 20 эВ и выше, которые наблюдаются вплоть до расстояний 15-30 мм от среза капилляра, свидетельствует о высокой температуре электронов  $T_e$  – не менее 2 эВ.



**Рис. 2.3.7.2.** Спектр излучения на начальном участке струи ( $h=3.0$  мм от среза капилляра).  
Avaspec-UL2048. Режим истечения струи - Свехзвук

Заметим, что приведённый обзорный спектр сверхзвукового режима истечения содержит и компоненты, характерные для дозвукового режима. Связано это с большим временем экспозиции спектрометра (2 мс), вдвое превышающим длительность разрядного импульса при сверхзвуковом режиме. Поэтому спектры Avaspec-UL2048 представляют собой суперпозицию излучения плазменной струи на всех этапах ее развития, включая дозвуковой режим, который реализуется на начальной и завершающей стадиях разрядного импульса.

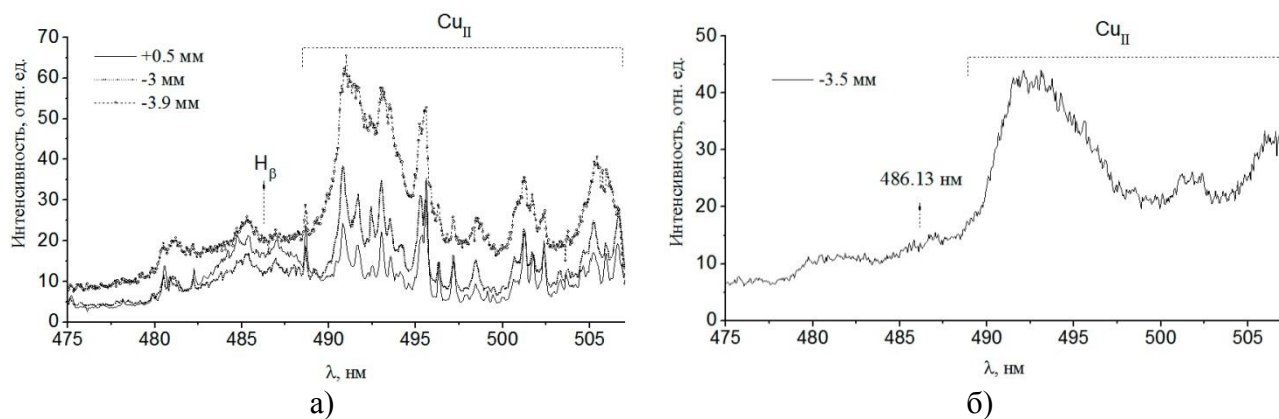
Следующая отличительная особенность спектров сверхзвукового режима обнаруживается в непрерывном излучении. В низкоэнергетическом дозвуковом режиме основная доля в спектре принадлежит линиям и молекулярным полосам, интенсивность непрерывного излучения существенно ниже как внутри капилляра, так и на участке плазменной струи. В сверхзвуковом режиме доля непрерывного излучения существенно выше, при этом интенсивность и относительный вклад континуума увеличиваются по мере приближения к границе капилляра, достигая максимума внутри него (см. *Рис. 2.3.7.3*).



**Рис. 2.3.7.3.** Детальные спектры излучения плазмы внутри капилляра ( $z=-3$  мм) и на начальном участке струи ( $z=+2$  мм). В скобках указаны расстояния от среза капилляра.

MS-257. Длительность экспозиции камеры спектрографа 5 мкс.

Помимо роста доли непрерывного излучения, внутри капилляра наблюдается также слияние сильно уширенных ионных линий  $\text{Cu II}$  с континуумом (см. *Рис. 2.3.7.4*), в то же время линии бальмеровской серии отсутствуют (за исключением едва различимой  $\text{H}_\alpha$ , в примере её нет). Данное обстоятельство свидетельствует в пользу высокой электронной плотности (согласно формуле Инглиса-Теллера, «растворение» линии  $\text{H}_\beta$  соответствует  $n_e \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) внутри капиллярного канала на пике вкладываемой мощности этого режима (500 мкс).



**Рис. 2.3.7.4.** Спектры излучения в диапазоне 475÷505 нм внутри капилляра при продольной регистрации на разных высотах (а) и при поперечной регистрации в центре (б).

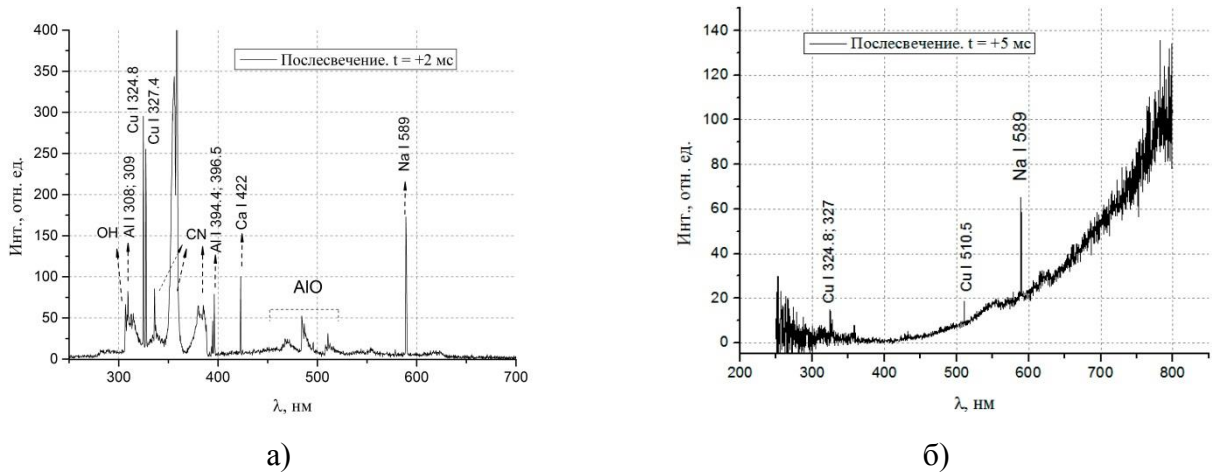
Сверхзвуковой режим истечения струи. Момент времени - 500 мкс. Координаты регистрации указаны относительно среза капилляра. Экспозиция кадра – 40 мкс.

Качественно схожим в обоих режимах оказывается спектральное излучение периферийной зоны в период подвода энергии. В зоне  $r = 0.8 \div 3$  мм начального участка



излучают молекулы  $C_2$  и  $CN$ . Ионы здесь не наблюдаются. В области, примыкающей к внешнему алюминиевому электроду ( $r = 1.5 \div 3$  мм), регистрируется полоса молекулы  $AlO$ .

Одинаково в обоих режимах проявляет себя и излучение в период релаксации плазмы. Во всём объёме струи в течение не менее 2-х мс основным излучателем в диапазоне 430÷580 нм становится молекула  $AlO$  (Рис. 2.3.7.5 (а)). Водородные линии и молекулярная полоса  $C_2$  в спектре отсутствуют. Заселение колебательных уровней молекулы  $CN$  неравновесное, что можно заметить по соотношению интенсивности полос  $\Delta v = +1$  и  $\Delta v = 0$ . Далее по времени (+ 3÷5 мс) в регистрируемом спектре преобладает непрерывное излучение планковского типа (Рис. 2.3.7.5 (б)), за которое, по-видимому, ответственны нагретые микроили нанофрагменты материала капилляра и электрода. Молекулярные полосы  $CN$  и  $AlO$  исчезают, однако, еще наблюдаются спектральные линии с невысокими энергиями возбуждения  $Na I$  588.99, 589.59 нм ( $E = 2.1$  эВ) и  $Cu I$  324.75, 327.40, 510.55 нм ( $E = 3.8$  эВ).



**Рис. 2.3.7.5.** Спектры послесвечения на расстоянии 0.5-1 см от среза капилляра. Дозвуковой режим. Регистрация выполнена в момент времени  $t_{\text{имп}} + 2$  мс (а) и  $t_{\text{имп}} + 5$  мс (б) [учтена характеристика спектральной чувствительности прибора]. Экспозиция кадра – 2 мс.

## ГЛАВА 3. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ

### 3.1.1. Модели плазменного состояния

Результатом спектроскопических измерений является информация об излучающих и поглощающих свойствах объекта. Поскольку конечной целью исследования являются не измеряемые напрямую параметры (плотность и температура), возникает необходимость использования физической модели, которая устанавливала бы взаимосвязь между получаемой информацией и интересующими параметрами плазмы. Канонической моделью состояния плазмы считается термодинамическое равновесие (ТР). Основные математические соотношения, выполняемые в состоянии ТР, следующие [70]:

1. Поле излучения, так же как и излучение абсолютно чёрного тела, зависит только от температуры и частоты. Интенсивность излучения описывается формулой Планка:

$$I_{\lambda} = B_{\lambda}(T) = \frac{2hc_0^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1} \quad (3.1.1.4)$$

2. Закон Кирхгофа устанавливает связь между коэффициентом испускания элементом объёма света  $\varepsilon_{\lambda}$  и полным коэффициентом поглощения  $\chi'(\lambda)$ , учитывающим рассеяние, истинное поглощение и индуцированное испускание.

$$\varepsilon_{\lambda} = B_{\lambda}(T)\chi'(\lambda) \quad (3.1.1.5)$$

3. Доля частиц  $\Delta n$  в единичном объеме из  $n$  частиц массой  $m$ , у которых абсолютные скорости лежат в интервале между  $v$  и  $\Delta v$ , определяется по формуле  $\Delta n = nF(v)\Delta v$ , где  $F(v)$  - распределение по скоростям Максвелла:

$$F(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) v^2 \quad (3.1.1.6)$$

4. Доля частиц  $n_i$  в возбуждённом состоянии на  $i$ -м квантовом уровне с энергией  $E_i$  и статистическим весом  $g_i$  описывается формулой Больцмана:

$$\frac{n_i}{n} = \frac{g_i}{U(T)} \exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right) \quad (3.1.1.7)$$

, где  $U(T)$ -статистическая сумма,  $n$  – полное число частиц данного сорта.

5. Отношение числа частиц на разных ступенях ионизации описывается формулой Саха:

$$n_e \frac{n_z}{n_{z-1}} = 2 \frac{U_z(T)}{U_{z-1}(T)} \frac{(2\pi m_0 kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{I_{z-1} - \Delta I_{z-1}}{kT}\right) \quad (3.1.1.8)$$

, где снижение энергии ионизации  $\Delta I_{z-1}$  для плазмы из однократно ионизированных частиц согласно Унзольду [71] (возмущение иона ближайшим ионом),  $\Delta I_{z-1} = 6,9 \cdot 10^{-7} n_e^{1/3}$  эВ.

6. Связь между плотностью, давлением и температурой описывается уравнением состояния:

$$p = kT \left( n_e + \sum_{s,z} n_{s,z-1} \right) \quad (3.1.1.9)$$

В лабораторных условиях полное ТР встречается редко, что вызвано, прежде всего, отсутствием замкнутости в наблюдаемой системе. В исследуемом разряде наиболее вероятной зоной, в которой плазма может быть близка к состоянию ТР, является канал капиллярного разряда, стенки которого обеспечивают определённую степень изоляции. В то же время в свободно истекающей плазменной струе препятствий для ухода тепла, вещества и излучения не существует. К тому же в связи со структурной неоднородностью струи, ее термодинамическое состояние может существенно изменяться по объёму. Необходимо учитывать также скоротечность протекания разряда, в течение которого струя, тем не менее, успевает пройти стадии формирования, развития и релаксации, и то, что в этом процессе условия в струе могут меняться. Выполнение ТР в плазменной струе исключено [61].

### ЛТР

Несмотря на отсутствие в струе полного ТР, остаётся возможность использования основных его выражений в случае выполнения приближения, называемого локальным термодинамическим равновесием (ЛТР). Исторически эта модель использовалась для описания локальных областей, например в недрах звёзд, для которых к состоянию вещества можно применить понятие термодинамического равновесия. Сегодня понятие ЛТР характеризует состояние, в котором плазма находится в равновесии с полем излучения, интенсивность которого мала по сравнению с излучением чёрного тела  $B_\lambda(T)$ .

В модели ЛТР температура  $T$  является общей для формулы распределения по скоростям (3.1.1.6), формулы распределения по энергиям возбуждения (3.1.1.7) и формулы распределения по степени ионизации (3.1.1.8) и определяется температурой свободных электронов. При этом не требуется, чтобы излучение плазмы соответствовало формуле Планка (3.1.1.4) с температурой, равной температуре предыдущих распределений.

Необходимым условием для существования ЛТР в плазме является преобладание столкновений: вероятность столкновительного электронного перехода должна быть значительно больше вероятности спонтанного испускания. Грим [72], Мак-Уиртер [73] и Вильсон [74] независимо вывели простой критерий существования ЛТР в оптически тонкой плазме с преобладающей ролью электронных столкновений:

$$n_e \geq 10^{14} T_e^{\frac{1}{2}} (E_k - E_i)^3, \text{ см}^{-3} \quad (3.1.1.10)$$

Здесь  $T_e$  и  $E_k - E_i$  выражены в эВ. Наибольший энергетический зазор  $E_k - E_i$  обычно совпадает с разностью между основным и первым возбуждённым уровнем  $E_2 - E_1$ . Грим в [75] (формула 6.60) рассмотрел условие равновесия по уровням и получил выражение для значения плотности электронов, необходимой для достижения полного ЛТР:

$$n_e \geq 9 \cdot 10^{17} \left( \frac{E_2}{I} \right)^3 \left( \frac{kT}{I} \right)^{1/2}, \text{ см}^{-3} \quad (3.1.1.11)$$

, где  $E_2$  – энергия первого возбуждённого уровня,  $I$  – энергия ионизации.

### **ЧЛТР**

В спектре атомов оптические переходы на низколежащие уровни происходят чаще, чем на высокие [70]. Низкий уровень быстрее более высокого уровня опустошается за счёт излучения. При этом сечение столкновения со свободными электронами возрастает по мере роста атомного уровня. При последовательном исключении из рассмотрения низколежащих уровней уменьшается частота столкновений, необходимая для преобладания столкновительных процессов над излучательными. Состояние, в котором условие ЛТР выполняется для ограниченной группы атомных уровней, принято называть частичным локальным термодинамическим равновесием. Мак-Уиртер и Хёрн [76] показали, что в большом интервале плотностей электронов ниже критической плотности, достаточной для существования ЛТР, имеет место детальное равновесие для всех столкновительных процессов, в которых не участвуют атомы в основном состоянии. При дальнейшем уменьшении плотности электронов применимость модели частичного ЛТР ограничивается всё более высокими уровнями и заселённости  $n_2, n_3, \dots$  нижних уровней возрастают. Согласно Гриму [75] (формула 6.55) плотность электронов, необходимая для частичного ЛТР, даётся формулой:

$$n_e \geq 7 \cdot 10^{18} \left( \frac{z^6}{n^{17/2}} \right)^3 \left( \frac{kT}{I} \right)^{1/2}, \text{ см}^{-3} \quad (3.1.1.12)$$

, где  $n$  – главное квантовое число низшего уровня, включённого в частичное ЛТР.

### **СОСТОЯНИЕ ПЛАЗМЫ В ПРИОСЕВОЙ ОБЛАСТИ РАЗРЯДА**

Неоднородность нагрева, свободный выход излучения и отсутствие внешней теплоизоляционной границы приводят к отклонению плазмы от состояния ЛТР и, как следствие, к неодинаковому распределению температуры и плотности плазменных

компонент. Относительный отрыв температуры электронов от температуры тяжёлых частиц составляет [70]:

$$\frac{\Delta T}{T_e} = \frac{T_e - T_g}{T_e} = \frac{(\lambda e E)^2}{\left(\frac{3}{2} k T\right)^2} \frac{m}{4 m_e} \quad (3.1.1.13)$$

Здесь  $\lambda e E$  – энергия, полученная электроном от электрического поля на длине среднего свободного пробега  $\lambda$ ,  $(3/2)kT$  – тепловая энергия электрона. Согласно результатам зондовых измерений, максимальное значение напряженности электрического поля ( $E \sim 200$  В/см) достигается в нашем разряде на участке внутри капилляра. В условиях сильноионизованной плазмы длина свободного пробега электронов определяется преимущественно столкновениями электронов с ионами, сечение которого по порядку величины равно  $\sigma_{ei} \sim 4\pi(e^2/12\pi\epsilon_0 k_B T)^2 \Lambda = 1.2 \cdot 10^{-13} T_e^{-2} \sim 7.7 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$ , где ( $\Lambda = \ln(1.55 \cdot 10^{10} T_e^{3/2} n_e^{1/2}) \sim 4.05$  – кулоновский логарифм,  $T_e = 1.25$  эВ) [61]. Таким образом, в керне струи, состоящем преимущественно из водорода, длина свободного пробега электрона  $\lambda = 1/(n_e \sigma_{ei}) = 8.1 \cdot 10^{-5}$  см, и отрыв температуры  $\frac{\Delta T}{T_e} = 2.5\%$ . На периферии струи отрыв составляет десятки процентов.

Несмотря на незначительную разницу температур в керне струи закон Больцмана для распределения атомов Н по возбужденным состояниям не выполняется. Основной причиной его нарушения является амбиполярная диффузия пары ( $e\text{-H}^+$ ), характерное время которой согласно [52]:

$$\Delta \tau_a \approx \frac{R^2}{5.8 D_a} \approx 10^{-5} \text{ с} \quad (3.1.1.14)$$

, где  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии ( $D_a \approx 2D_i \approx (2/3)v_i l_i \approx 100 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $v_i$  – скорость,  $l_i$  – длина свободного пробега  $\text{H}^+$ ),  $R$  – радиус струи.

Сравнение  $\tau_a$  со временем ступенчатой ионизации возбужденных атомов для  $k = 2$  (первое возбужденное состояние Н) дает значение  $\frac{n_e}{\tau_D Z_{k,k+1} n_k} \approx 1$  (здесь  $Z_{k,k+1}$  – эффективность одноквантовых процессов электронного возбуждения-девозбуждения атомов в  $k$ -состоянии), тогда как для выполнения закона Больцмана отношение должно быть много меньше единицы. Однако ионизационное равновесие, описываемое формулой Саха с электронной температурой, в ядре исследуемого разряда выполняется, поскольку скорость ионизации превышает скорость амбиполярной диффузии:  $\beta n_1 \tau_a \approx 100 \gg 1$ , здесь  $\beta$  – константа скорости ионизации ( $10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ , гл. 6 [61]),  $n_1 \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$  – концентрация атомов водорода. Влиянием выхода излучения на населенности возбужденных состояний атомов Н можно пренебречь, поскольку основные линии серии Лаймана водорода характеризуются значительной

оптической толщиной  $\tau = k_0 R \approx 50$ , приводящей к «запиранию» ВУФ-излучения  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$  и выполнению условия преобладания столкновительных неупругих процессов над радиационными [61].

Из приведенного выше анализа можно заключить, что температура электронов, которую не удастся определить спектроскопически методом относительных интенсивностей линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  ввиду невыполнимости закона Больцмана, может быть оценена по формуле Саха из равновесного состава плазмы водорода атмосферного давления с концентрацией электронов, измеренной по ширине линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ . К сожалению, наличие в исследуемой плазме многочисленных примесей (материал электродов  $Cu_I$  и  $Al_I$ ) и продуктов абляции стенки капилляра может затруднить измерение  $T_e$  по отношению интенсивностей линий  $H_\beta$ ,  $H_\alpha$  и континуума.

### КВАЗИСТАЦИОНАРНОСТЬ

В зафиксированном в пространстве элементарном объеме плазменной струи происходит перемещение вещества со скоростью, определяемой текущим значением мощности электрического разряда. Осевое движение плазмы при энерговкладе  $2.4 \div 4.7$  МВт/см<sup>3</sup>, обеспечивающим дозвуковой режим истечения, происходит со скоростью  $50 \div 100$  м/с. Характерный масштаб временного изменения  $\tau_L$  в объеме с линейным размером радиуса струи  $L \approx R$  в дозвуковом режиме:

$$\tau_{Lдз} = L/V_{дз} \geq 10^{-5} \text{ с} \quad (3.1.1.15)$$

Движение фронта струи при энерговкладе  $32$  МВт/см<sup>3</sup>, задающее сверхзвуковое истечение, происходит со скоростью  $300$ - $500$  м/с. Анализ скорости плазмы внутри струи в этом режиме, выполненный при помощи щелевой фоторазвёртки неоднородностей, приводит к грубой оценке  $v \sim 1 \div 10$  км/с для центра струи и  $v \sim 400 \div 1200$  м/с для периферии. Таким образом, характерный масштаб временного изменения  $\tau_L$  в сверхзвуковом режиме:

$$\tau_{Lсз} = L/V_{сз} = 10^{-7} \div 10^{-5} \text{ с} \quad (3.1.1.16)$$

В обоих случаях время  $\tau_L$  оказывается значительно меньше длительности разрядного импульса  $\tau_{имп}$ , которое для дозвукового и сверхзвукового режима составляет соответственно  $\tau_{импдз} = 10^{-2}$  с и  $\tau_{импсз} = 10^{-3}$  с.

Скорость элементарных процессов, направленных на установление квазиравновесия в системе, должна быть достаточно высокой для того, чтобы на определённом промежутке времени плазма считалась квазистационарной. Верхним пределом для этого промежутка будет являться характерный масштаб временного изменения  $\tau_L$ . Условием для ограничения

снизу станет требование, заключающееся в том, чтобы рассматриваемый временной диапазон значительно превышал характерные времена релаксации плазмы  $\tau_{\text{рел}}$  в дискретном и непрерывном спектрах.

Электроны и тяжёлые частицы неодинаково восприимчивы к механизмам нагрева и отвода тепла, а на распределение энергии между ними затрачивается определённое время. Время установления равновесия между электронами с массой  $m_e$  и тяжёлыми частицами с массой  $m$  в центре струи по Гриму [75]:

$$\tau_{ei} \approx \left[ 7.5 \cdot 10^{-7} \left( \frac{I_H}{T} \right)^{\frac{3}{2}} n_e \right]^{-1} \frac{nm}{n_+ m_e} = 4.7 \cdot 10^{-8} \text{ с} \quad (3.1.1.17)$$

Здесь  $I_H$  – энергия ионизации водорода 13.6 эВ,  $n_+$  – плотность ионов  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $n$  – полная плотность частиц одного сорта  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_e$  – плотность электронов  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ ,  $m = 1.6 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ ,  $T = 1 \text{ эВ}$ . Для тяжёлой компоненты периферии струи (С, О) дозвукового режима, равно как и для сверхзвукового режима ( $T = 2 \div 3 \text{ эВ}$  на оси) значение  $\tau_{\text{кин}}$  не превышает  $10^{-7} \text{ с}$ .

Аналогичные оценки можно получить из следующих соображений. Время установления равновесия в электронном газе с параметрами  $n_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 1 \text{ эВ}$  составляет  $\tau_{ee} \approx 1/v_{ee} \approx 10^{-12} \text{ с}$ , где  $v_{ee} = n_e \langle v_e \sigma_{ee} \rangle \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Соответствующее время для ионной подсистемы  $\tau_{ii} \sim (m_i/m_e)^{1/2} \tau_{ee} \leq 10^{-10} \text{ с}$ . Время энергообмена между электронами и ионами  $\tau_{ei} \approx (m_i/2m_e) \tau_{ee} \leq 10^{-8} \text{ с}$ . Несколько медленнее происходит термализация атомов  $\tau_{ea} \approx (m_a/2m_e) v_{ea}^{-1} \approx 10^{-7} \text{ с}$ .

Наряду с термализацией происходит распределение энергии по внутренним состояниям частиц. Время, необходимое для термического заселения верхнего уровня  $E_2$  резонансной линии и тем самым для установления ЛТР вплоть до основного состояния  $E_1$ , определяется выражением [75]:

$$\tau_1 \approx 1.1 \cdot 10^7 \frac{z^3}{f_{1,2} n_e} \frac{n_z}{n_z - n_{z-1}} \left( \frac{E_{z-1,2}}{z^2 I_H} \right) \left( \frac{kT}{z^2 I_H} \right)^{1/2} \exp \left( \frac{E_{z-1,2}}{kT} \right) \quad (3.1.1.18)$$

Число  $z$  характеризует степень ионизации. Для водорода при  $n_e = 10^{17}$ ,  $kT = 1 \text{ эВ}$ ,  $f = 0.416$  получается  $\tau_1 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$ .

В итоге имеем следующую иерархию времен:

$$\tau_{ee} \ll \tau_{ii} \ll \tau_{ei} < \tau_{ea} \approx \tau_{\text{рел}} < \tau_L \ll \tau_{\text{имп}} \quad (3.1.1.19)$$

Таким образом, исследуемая плазма импульсного эрозионного разряда в системе движущихся с плазмой координат, при времени экспозиции кадра  $10 \div 100 \text{ мкс}$  квазистационарна. При этом и характерные пространственные масштабы рассмотренных

релаксационных процессов оказываются порядка или меньше  $R$ :  $l_{ce} = v_e \tau_{ce} \sim 10^{-4}$  см,  $l_{ea} \approx l_{rel} = v_a \tau_{ea} \approx 10^{-1}$  см.

Локальность параметров плазмы, измеряемых по ее излучательным характеристикам, обеспечивается высокой устойчивостью ударно-волновой структуры в области центрального скачка уплотнения и использованием высокоскоростной камеры с коротким временем экспозиции..

## 3.2. Локализация спектральных характеристик плазмы

### 3.2.2. Плазменная томография

Излучение плазменной струи, накапливаемое регистрирующим прибором в течение кадра, происходит из областей, существенно отличающихся между собой параметрами, поэтому полученная информация не отражает состояние объекта ни в целом, ни локально. Иногда её можно связать с наиболее интенсивно излучающей областью, но чаще всего результаты приходится трактовать как усредненные по пространству общие оценки. Для того чтобы получить количественные характеристики локальных участков плазмы и выполнить структурный анализ, требуются локальные коэффициенты эмиссии излучающих плазменных компонент, которые можно получить из измеряемых интегральных значений при помощи компьютерной томографии плазмы.

Преображенский Н.Г. и Пикалов В.В. в своих работах [77,78] анализируют влияние томографии на результаты диагностики реальных газовых и плазменных объектов, рассматривая все основные методы: эмиссионные, интерференционные, а также системы дефлектометрии: шпирен, теневые и спекл-методы, и приводят алгоритмы решения многомерных задач плазменной томографии в пределах физического уровня строгости.

Отмечается, что наибольших успехов томография добилась в медицине, но в сравнении с медицинской томографией плазменная томография имеет ряд ограничивающих особенностей:

- малое число ракурсов наблюдения;
- угловые ограничения в регистрации проекций;
- возможное рассогласование проекций;
- наличие искажающих сигнал аппаратных функций в системах детектирования;
- наличие шумов с различной статистикой в измерительных каналах;



- появление в некоторых случаях непрозрачных включений внутри плазменных объектов;
- возможное отклонения лучевых траекторий от прямолинейных вследствие рефракции.

Перечисленные трудности препятствуют строгому применению имеющегося математического аппарата на реальных объектах исследования, вследствие чего используются допущения и упрощения. Главное упрощение обычно касается геометрии объекта. Проводится оно из-за упомянутого выше ограничения, связанного с небольшим количеством ракурсов наблюдения, которых оказывается недостаточно для построения полной картины. В принципе плазменная томография возможна и при наблюдении за объектом с одного ракурса. Такая томография используется в объектах, у которых известны изолинии (или поверхности) локальных коэффициентов эмиссии. Самый известный пример подобного рода – случай осевой (или цилиндрической) симметрии. В цилиндрической симметрии изолинии представляют собой концентрические окружности, а единственная проекция  $f(p)$  связана с искомым решением  $g(r)$  интегральным уравнением Абеля:

$$f(p) = 2 \int_p^R \frac{g(r)rdr}{\sqrt{r^2 - p^2}}, \quad (3.2.2.20)$$

, методы решения которого интенсивно развиваются более ста лет [79]. Известны и другие модельные одноракурсные системы, в числе которых система смещенных окружностей для модели интерпретации экспериментов на токамаках ТЗ и TEXTOR [80,81], система смещенных эллипсов [82,83] для диагностики плазмы на стеллараторе Л-2 [84,85] и система треугольных изолиний для диагностики торсатрона Ураган-3 [86]. Наиболее общий случай одноракурсной томографии описан в [87,88].

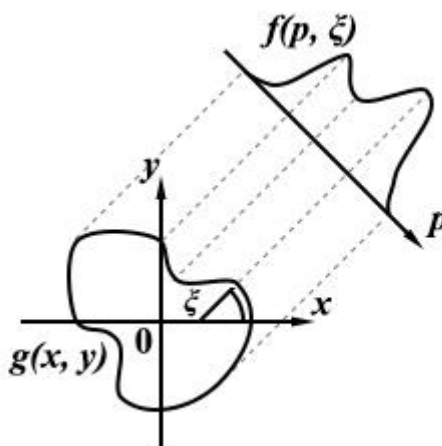
На сегодняшний день основное развитие одноракурсной томографии в случае цилиндрической симметрии сводится к эволюции численных алгоритмов. Обзор выполнен Кузнецовым Э.И. и Щегловым Д.А. в работе [89]. Совершенствование в скорости и точности расчётов происходит по двум основным направлениям. В первом занимаются методами минимизации влияния посторонних шумов и помех. Во втором подбирают наиболее эффективное численное решение метода. Классическим примером численного расчёта является метод Пирса [90].

В работе применялся комбинированный подход, использующий стандартные алгоритмы обобщённого многоракурсного случая и одноракурсное приближение цилиндрической симметрии для плазменной струи. Такое сочетание вызвано тем, что наблюдения проводились при помощи одного прибора. При этом в случае использования

многокурсовой системы не потребуются изменения в обрабатываемом программном комплексе.

### 3.2.3. Алгоритм обратного преобразования Радона (Абеля)

Как уже было упомянуто ранее, в плазменной томографии проекции излучения объёмного излучателя связаны с локальными коэффициентами эмиссии математическим преобразованием, опирающимся на данные о геометрии объекта. В случае цилиндрической симметрии таким математическим преобразованием является преобразование Абеля. Представим произвольный двумерный излучающий объект, за которым проводится наблюдение. Пусть функция  $g(x,y)$ , в которой  $x$  и  $y$  - координаты, задаёт локальные коэффициенты эмиссии этого объекта, а функция  $f(p, \xi)$ , в которой  $\xi$  – угол наблюдения, а  $p$  – координата, ортогональная к лучу наблюдения, описывает наблюдаемую проекцию изображения. На рисунке *Рис. 3.2.3.1* схематично изображено описываемое наблюдение.



**Рис. 3.2.3.1.** Двумерный излучатель и его проекция

Если исследуемый объект прозрачен (т.е. коэффициент поглощения  $\chi=0$ ), то излучение подчиняется классическому преобразованию Радона [91]:

$$f(p, \xi) = R\{g(x, y)\} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) dl \quad (3.2.3.21)$$

Таким образом, зарегистрировав в эксперименте множество проекций изображения  $f_i(p_i, \xi_i)$  для набора углов  $\{\xi_i\}$ ,  $\xi = (0, 180^\circ)$  и координат  $\{p_i\}$ , можно получить оценку искомого распределения  $g(x, y)$ , выполнив обратное преобразование Радона  $R_a^{-1}$ :

$$g = R_a^{-1}(f + \eta) \quad (3.2.3.22)$$

, где  $\eta$  – шумовая составляющая регистрируемых данных.

Сама формула обратного преобразования Радона имеет следующий вид [78]:

$$g(x, y) = -\frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(p, \xi) dp d\xi}{(p - p_0)^2}, \quad (3.2.3.23)$$

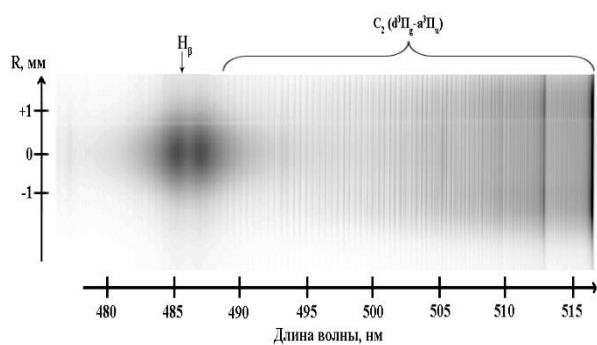
где  $p_0 = -x \sin \xi + y \cos \xi$ .

На основе соотношений (3.2.3.22) и (3.2.3.23) разработан собственный программный комплекс, использующий стандартную MATLAB библиотеку. Комплекс ориентирован на работу со спектральным излучением, поэтому исходными для расчёта данными служат регистрируемые пространственно-разрешённые спектры. Поскольку параметры исследуемой плазменной струи сильно чувствительны к разрушению капиллярного канала, а также из-за вносимых в струю возмущений замыкающим факелом, поочерёдное «от выстрела к выстрелу» накопление данных о проекциях спектрального излучения на разных углах наблюдения  $\xi$  одним спектрографом MS-257 представляется не рациональной задачей. Данное обстоятельство побудило использование приближения одноракурсной томографии.

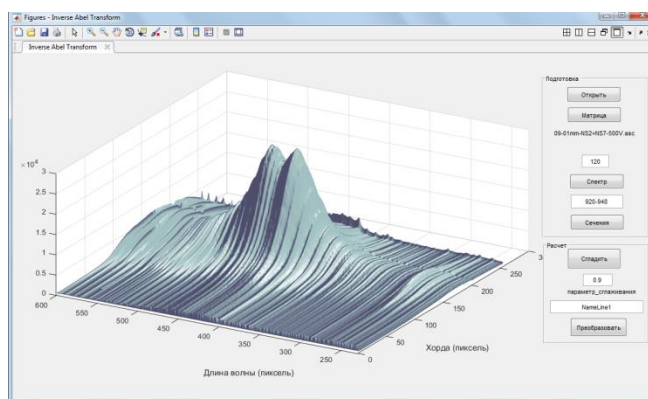
В случае цилиндрической симметрии объекта все проекции его изображения  $f_i(p_i, \xi_i)$  получаются одинаковыми независимо от угла  $\xi_i$ . Следовательно, при наличии общего решения, для приближения цилиндрической симметрии достаточно использовать единственную зарегистрированную проекцию  $f(p, \xi)$  в качестве шаблона для массива данных по всем углам  $\xi = (0, 180^\circ)$ .

Исследуемую в работе плазменную эрозионную струю в упрощённом представлении можно отнести к объектам с цилиндрической симметрией, т.к. форма факела задаётся главным образом формой канала. Допущение об осевой симметрии имеет разную степень достоверности в различные моменты времени и на разных участках струи. Среди факторов, нарушающих симметрию, наибольшее влияние оказывает расположение внешнего электрода и «бегающая» по струе дуга, замыкающая электрическую цепь, состоящую из внутреннего электрода, плазменной струи и внешнего электрода. Отметим, что в каждом проводимом преобразовании сперва выполнялась оценка возможности использования упрощённого приближения.

Рассмотрим последовательность действий, выполняемых для получения локальных коэффициентов эмиссии спектральных компонент. Воспользуемся примером регистрируемого при помощи спектрографа MS-257 пространственно-разрешённого спектра и его 3D визуализации, приведенным на *Рис. 3.2.3.2*.



а) Пространственно-разрешенный спектр при поперечно-ориентированной регистрации



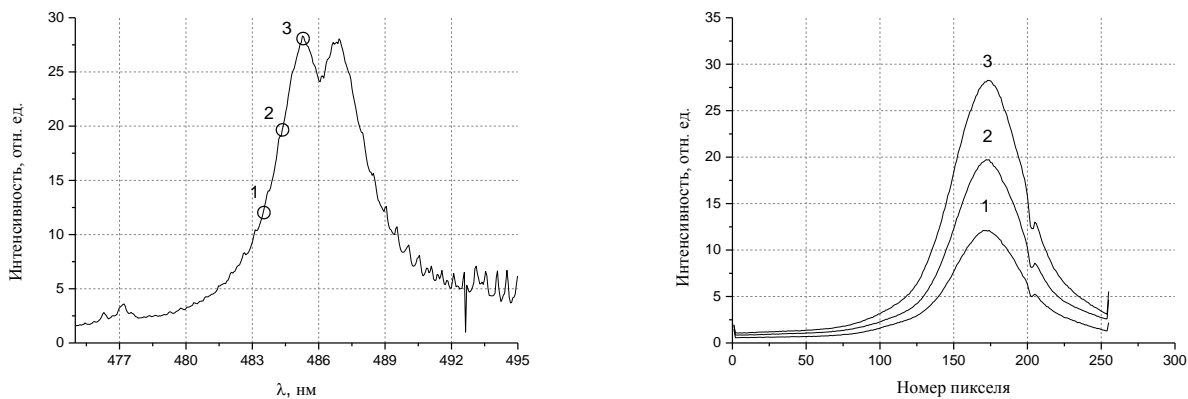
б) 3D визуализация  $H_{\beta}$

Рис. 3.2.3.2. Зарегистрированный спектр и 3D визуализация

Поясним, что пространственно-разрешенный спектр (ПРС) является здесь совокупностью спектров, отвечающих за определённую координату струи и объединённых при этом в общую матрицу численных значений. ПРС - это спектральное изображение струи, записанное на цифровую камеру (см. §2.2.4). Матрица данных может быть визуализирована как в виде фотографии (Рис. 3.2.3.2 [а]), в которой интенсивность отражена цветом, так и в виде объёмного графика (Рис. 3.2.3.2 [б]), в котором за интенсивность отвечает вертикальная координата.

Алгоритм использования программы сводится к последовательному выполнению следующих действий. На первом этапе в спектре выбираются интересующие участки. На Рис. 3.2.3.3 (а) выбраны спектральные длины волн 483.5 (№1), 484.34 (№2) и 465.3 (№3) нм, принадлежащие крылу водородной линии  $H_{\beta}$  приблизительно на оси струи, а на Рис. 3.2.3.3 (б) показаны  $f(r)$  (т.е. нормальные к лучу наблюдения) распределения интенсивности спектрального излучения на выбранных длинах волн. Пиксели на Рис. 3.2.3.3 (б), отложенные на оси абсцисс, отражают поперечную координату  $r$  проекции изображения струи, масштаб которой определяется оптической системой, обеспечивающей резкое изображение объекта на входной щели спектрографа.

Программа позволяет работать с произвольным количеством данных поочерёдно или одновременно. Из соображений удобства в примере данные обрабатываются одновременно.



а)  $H_{\beta}$  на оси струи и выбранные координаты длин волн её крыла      б)  $f(p)$  распределения интенсивности  $H_{\beta}$  на длинах волн: 483.5 (№1), 484.34 (№2) и 465.3 (№3) нм

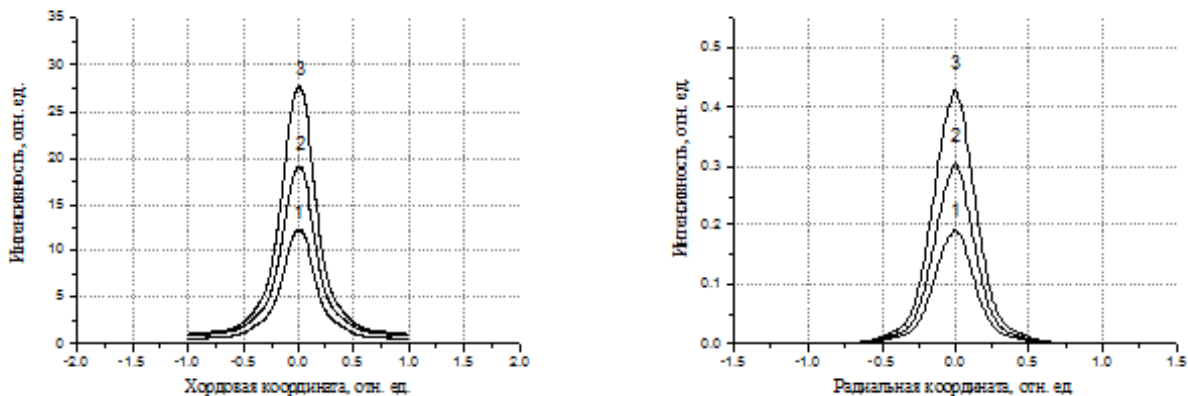
**Рис. 3.2.3.3.** Спектральная линия  $H_{\beta}$  и её пространственное распределение интенсивности

На втором этапе необходимо добиться симметрии пространственного распределения интенсивности. Симметрия обеспечивается выбором «рабочей» части графика и её зеркальным отражением с последующим сглаживанием результата *Рис. 3.2.3.4 (а)*. Данная процедура уместна в случае сравнительно невысокой асимметричности контура распределения интенсивности, вызывающей необходимость нивелировать, к примеру, особенности регистрации изображения камерой. В случае явной асимметрии такой подход, разумеется, неверен.

Задача обратного преобразования Радона является некорректной из-за неустойчивости решения к изначальным данным, которая проявляется кратным возрастанием «шумовой» высокочастотной составляющей. (Н.Г. Преображенский [92]). Поэтому особую важность приобретают стабилизирующие методы, нивелирующие значение  $\eta$  в соотношении (3.2.3.22). Самым простым и распространённым таким методом является процедура предварительного «сглаживания». К сожалению, в случае избыточного сглаживания «шумовой» составляющей данных могут «потеряться» реально-существующие малые изменения или вовсе чрезмерно измениться изначальный функциональный ход, а в случае недостаточного сглаживания результат, как правило, далёк от физически приемлемого. Ситуация осложняется тем, что одни и те же параметры функции сглаживания могут быть одновременно допустимыми и не допустимыми для  $f(p)$  распределений на различных длинах волн. В программе данная процедура критично зависит от субъективного взгляда пользователя на достоверность результата и является наиболее вероятным источником погрешности. Основным критерием корректности выбора сглаживающей

функции является требование нулевой производной на оси плазменной струи и на её границах.

На финальном этапе выполняется процедура обратного преобразования Радона №(3.2.3.23) в упрощённом варианте. В качестве всех проекций по углу  $180^\circ$  используется симметричное и сглаженное  $f'(p)$  распределение интенсивности. Погрешность получаемых  $g(x,y)$  распределений возрастает по мере перемещения координаты от оси к периферии. Результат  $g(x,y) \rightarrow g(r)$  показан на Рис. 3.2.3.4 (б).



а) Симметризованные  $f'(p)$  распределения интенсивности водородной линии  $H\beta$  на длинах волн 483.5 (№1), 484.34 (№2) и 465.3 (№3) нм

б) Радиальные  $g(r)$  распределения коэффициентов эмиссии водородной линии  $H\beta$  на длинах волн 483.5 (№1), 484.34 (№2) и 465.3 (№3) нм

**Рис. 3.2.3.4.** Финальный этап процедуры преобразования

После обработки по указанному алгоритму хордовых распределений интенсивностей на всех длинах волн выбранного спектрального участка (в данном примере на участке  $H\beta$ ) собирается новая матрица значений пространственно-разрешенного спектра, представляющая собой локальные (по радиусу) контуры исследуемой спектральной линии Рис. 3.2.3.4 (б).

### 3.3. Методика определения концентрации и температуры электронов и атомов

#### 3.3.4. Теоретические основы и автоматизация расчёта концентрации электронов

Согласно классической теории, уширение излучаемых плазмой спектральных линий вследствие эффектов давления описывается общим законом [70]:

$$\Delta\omega = C_n / r^n, \quad (3.3.4.24)$$

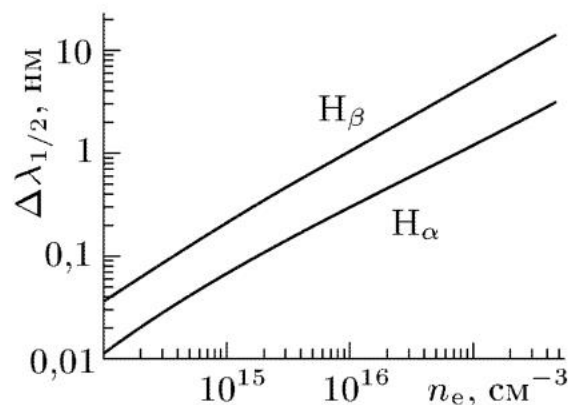
где  $C$  – постоянная,  $r$  – определяется давлением, а показатель степени  $n$  отвечает за тип взаимодействия. При  $n=2$  и  $n=4$  уширение, описываемое в №(3.3.4.24), принято считать соответственно линейным и квадратичным Штарк-эффектом. Нетрудно заметить, что наиболее сильно уширение проявляется в линейном Штарк-эффекте, поэтому самыми уширенными получаются линии водорода и линии водородоподобных атомов.

Контуры водородных линий, в особенности линии  $H_\beta$ , рассчитывались рядом авторов для различных электронных давлений и температур [93]. В теоретических работах контур линии описывается с помощью  $S(\alpha)$  функции [94]. Если профиль нормировать условием  $\int_{-\infty}^{\infty} S(\alpha) d\alpha = 1$  (где  $\alpha = 2.61 \cdot \Delta\lambda \cdot n_e^{2/3}$ ,  $\Delta\lambda$  – расстояние от центра не возмущенной линии), то зная  $S(\alpha)$ , нетрудно определить плотность электронов [70]. Суть такого метода определения плотности заключается в сопоставлении экспериментально зарегистрированного профиля с семейством теоретических, рассчитанных с вариацией основных параметров. Так как теория для водородных линий разработана с высокой степенью точности, а измерение их профиля не составляет большого труда, то определение плотности электронов  $n_e$  данным методом широко распространено в работах с водородосодержащей плазмой.

Представляется разумным использование профиля водородных линий серии Бальмера с целью определения плотности электронов  $n_e$  и в рассматриваемом эрозионном плазменном разряде. Ведь из большого числа спектральных линий атомов и ионов, наблюдаемых в спектрах излучения эрозионных плазменных струй, только контуры линий бальмеровской серии  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  являются спектрально разрешенными благодаря большим константам уширения при линейном Штарк-эффекте. Однако в работе возникают трудности технического характера, связанные с тем, что при накоплении экспериментального материала растёт естественная необходимость в увеличении доли машинного счета в общем анализе данных. Так, к примеру, только в одном кадре камеры Andor iStar, представленном

на *Рис. 3.2.3.2*, общее количество спектров в матрице составляет 256 единиц. С учетом нестационарности исследуемого объекта для анализа временного развития необходимо обрабатывать серию кадров, которая также умножается на количество рассматриваемых характерных областей струи, позволяющих проследить изменения в неоднородном плазменном объекте, и всё это лишь в одном исследуемом режиме источника. Также количество данных для обработки растёт с накоплением статистики. Избегая сложных алгоритмов по автоматическому сопоставлению экспериментальных и теоретических зависимостей, более рациональным решением является использование в анализе не контура, а полуширины контура линии. Небольшая потеря в точности, в таком случае, оправдывается сокращением трудозатрат и большим количеством получаемых в итоге данных.

Наглядный и быстрый способ определения концентрации электронов по полуширине профиля водородных линий представлен в монографии [95] и отображен на *Рис. 3.3.4.2*. На рисунке построена зависимость  $\Delta\lambda=f(n_e)$ , рассчитанная для температуры  $T=20\,000\text{ К}$ . Автор также приводит математическую зависимость ([95], №7.16)  $\Delta\lambda=f(n_e)$  для линии  $H_\beta$ .



**Рис. 3.3.4.2.** Зависимость ширины на полувысоте линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  от плотности электронов.

Температура заряженных частиц  $2 \cdot 10^4\text{ К}$ . Очкин В.Н. [95]

Еще большей производительности можно добиться, используя математическое выражение зависимости концентрации электронов  $n_e$  от лоренцевской полуширины  $\Delta\lambda_L$  профиля линии, которая приведена в справочнике Касабова Г. и Елисеева В. [96]. Для водородной линии  $H_\beta$ :

$$n_e = 10^{13} (\Delta\lambda_L)^{3/2} [C_0(T) + C_1(T) \cdot \ln \Delta\lambda_L], \text{ см}^{-3}, \quad (3.3.4.25)$$

В справочнике авторы приводят значения используемых коэффициентов для нескольких характерных условий. В работе использовались константы  $C_0 = 36.56$  и  $C_1 = -1.45$ .



Необходимо, однако, отметить, что расчёт концентрации  $n_e$  по аналогичному выражению для линии  $H_\alpha$  приводит к регулярному завышению (до 30%) в сравнении с  $H_\beta$ . При этом характер изменения электронной концентрации, а также распределение интенсивности излучения линий  $H_\beta$  и  $H_\alpha$  вдоль оси струи совпадают. Отчасти систематическое превышение электронной концентрации, рассчитанной по ширине линии  $H_\alpha$ , можно объяснить слабой реабсорбцией излучения этой линии. Показатель поглощения в центре линии [94]:

$$k_0 = \frac{\pi e^2 f_{ik} n^{\text{погл}}}{m_e c \gamma_{1/2}} \quad (3.3.4.26)$$

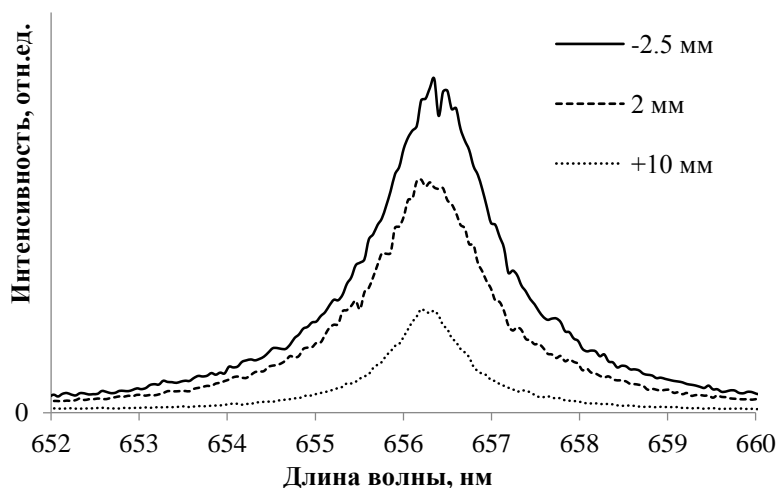
Здесь  $f_{ik}$  – сила осциллятора рассматриваемого перехода  $3 \rightarrow 2$  в поглощении ( $f_{23}=0,64$ );  $\gamma_{1/2} = \frac{c}{\lambda_0^2} \delta\lambda_{1/2}$  – полуширина линии [ $\text{с}^{-1}$ ], выраженная через измеренную спектральную ширину  $\delta\lambda_{1/2} = C_2 n_e^{2/3}$ ;  $C_2$  – константа линейного Штарк-эффекта;  $n^{\text{погл}}$  – концентрация атомов на поглощающем уровне. Концентрация  $n^{\text{погл}}$  оценивается по закону Больцмана из равновесного состава плазмы водорода атмосферного давления, варьируя электронную температуру в ожидаемом диапазоне ее изменения от 1.5 эВ до 1 эВ в струе с координатой  $z$ . Результат такой оценки для различных значений координаты  $z$  представлен в Табл. 3.3.4.2.

**Табл. 3.3.4.2.** Оценка реабсорбции линии  $H_\alpha$  на различных расстояниях от среза капилляра.

Z, mm	$n_e^{\text{изм}}, \text{см}^{-3}$	$T_e^{\text{Саха}}, \text{эВ}$	$\gamma_{1/2}, \text{с}^{-1}$	$n^{\text{погл}}, \text{см}^{-3}$	$n_a^c, \text{см}^{-3}$	$k_0, \text{см}^{-1}$	$\tau=k_0 R$
-2	$1.8 \cdot 10^{17}$	1.5	$1.1 \cdot 10^{12}$	$2.0 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{16}$	2.5	0.25
+2	$1.4 \cdot 10^{17}$	1.2	$10^{12}$	$1.2 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{17}$	2	0.2
+10	$6 \cdot 10^{16}$	1.0	$5.5 \cdot 10^{11}$	$5.0 \cdot 10^{14}$	$2.4 \cdot 10^{18}$	13	1.3

Заметим, что для линии  $H_\beta$  реабсорбция несущественна: согласно (3.3.4.26), показатель поглощения в ее центре на порядок меньше, чем в центре  $H_\alpha$ , вследствие впятеро меньшей  $f_{ik}$  и вдвое большей  $\delta\lambda_{1/2}$ , в сравнении с этими характеристиками линии  $H_\alpha$ .

На Рис. 3.3.4.3 приведены контуры линии  $H_\alpha$ , зарегистрированные камерой Andor в сечениях  $z \approx -2.5, 2$  и  $10$  мм. Представленные контуры характеризуются несимметричным провалом интенсивности в центре линии, характерном для реабсорбированных спектральных линий. Выполнить процедуру локализации таких контуров затруднительно [92].



**Рис. 3.3.4.3.** Наблюдаемые контуры линии  $H_{\alpha}$  на различных участках плазменной струи: 1 – (-2.5) мм, 2 – 2 мм, 3 – 10 мм.

Тем не менее, несмотря на реабсорбцию, существенного различия в результатах оценки  $n_e$  при использовании графических зависимостей для  $H_{\alpha}$ , и  $H_{\beta}$  на *Рис. 3.3.4.2* в произвольно выбранных спектрах не наблюдается. Поскольку причины расхождения до конца не ясны, основным источником количественной информации о плотности электронов в данной работе является линия  $H_{\beta}$ .

Как показано в предыдущем параграфе, в результате локализации данных получают спектры, привязанные к радиальной координате  $r$ . Следовательно, можно построить зависимость ширины профиля  $\Delta\lambda$  спектральной линии  $H_{\beta}$  (а, значит, и концентрации электронов) от радиальной координаты струи. Но для того чтобы автоматизировать весь процесс в программе «комплексного анализа спектральных данных», необходимо реализовать алгоритм поиска ширины линии.

Простой алгоритм нахождения  $\Delta\lambda$  сводится к определению координат четырех точек А, В, С, Е, находящихся вблизи полувисоты контура с учётом континуума. Геометрия поиска представлена на *Рис. 3.3.4.4* (из-за высокой плотности данных показана только половина контура). После нахождения четырёх точек линейной интерполяцией определяются точки контура, соответствующие полувисоте спектральной линии (точка D на рисунке). Далее ширина  $\Delta\lambda$  рассчитывается как расстояние между первой и последней точками А и Е с учётом двух поправок типа АФ.

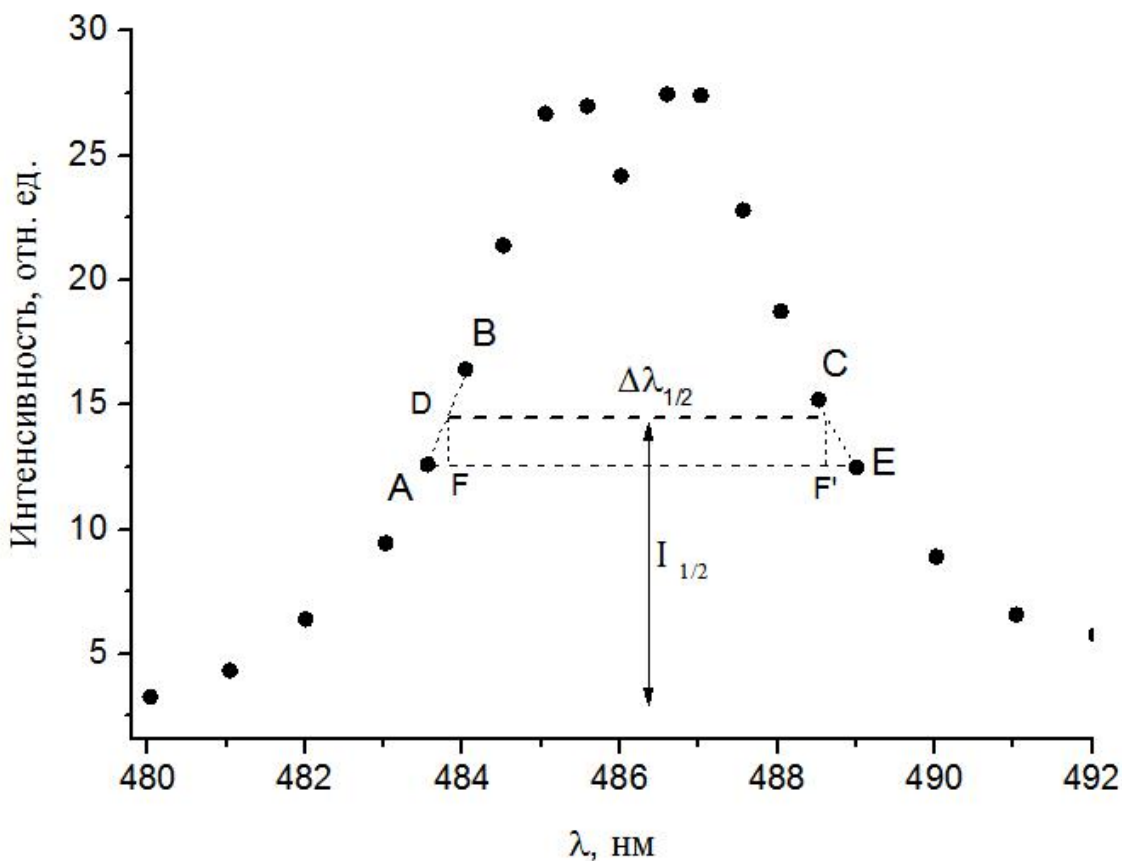
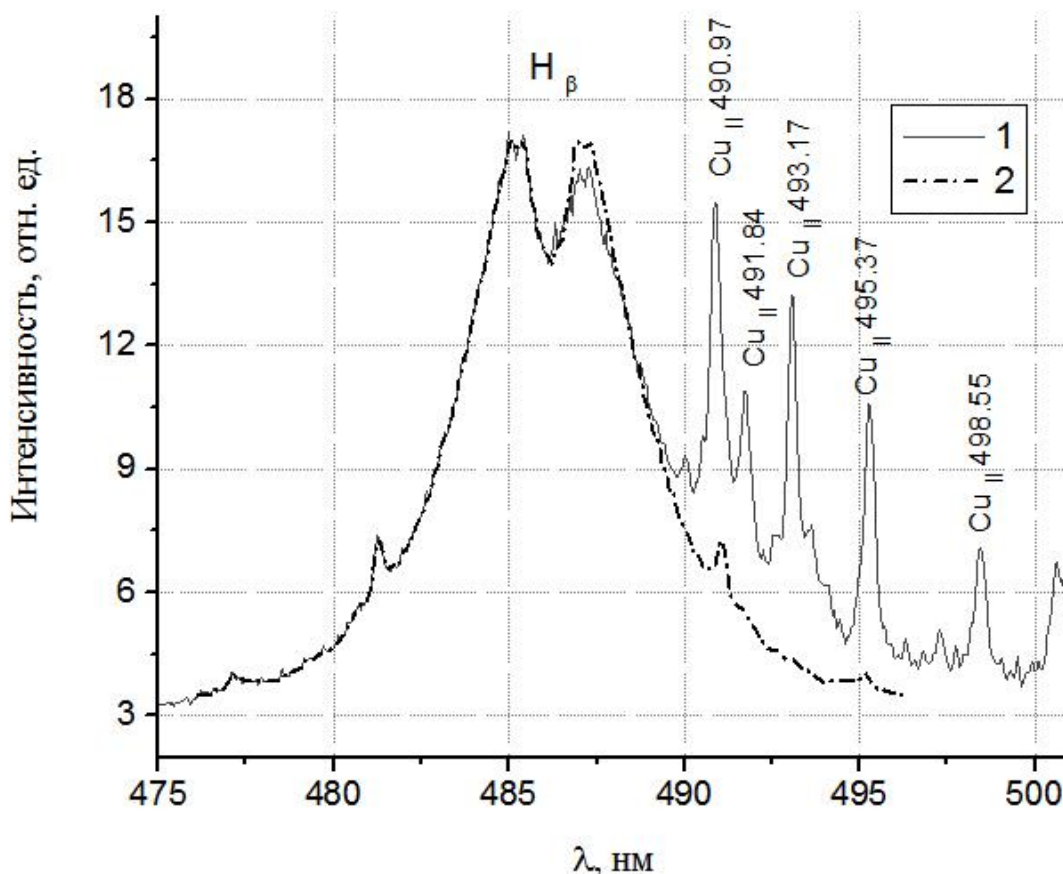


Рис. 3.3.4.4. Принцип установления ширины на полувысоте спектральной линии  $H_{\beta}$

Поскольку поиск точек A, B, C, E производится простым последовательным сравнением координат каждой точки спектра со значением полувысоты линии, алгоритм имеет недостаток в виде неустойчивости к нарушению профиля линии. Данное обстоятельство становится принципиальным, например, в случае наличия на красном крыле  $H_{\beta}$  линий ионов  $Cu II$ . Проблема неустойчивости решается по принципу, изложенному в предыдущем разделе, т.е., использованием процедуры сглаживания, применяемого в этот раз к профилю линии. При этом в условиях значительного нарушения профиля, может использоваться одна наименее возмущённая половина контура (см. Рис. 3.3.4.5). Следует заметить, что ввиду асимметрии полного физического контура  $H_{\beta}$ , использование его половины в невозмущенном профиле приводит к некоторой погрешности результата.



**Рис. 3.3.4.5.** Контур спектральной линии  $H_{\beta}$  в центре струи при сверхзвуковом режиме истечения на расстоянии 10 мм от среза капилляра. 1 - изначальный вид, 2 - симметризованный

Из получаемых значений  $\Delta\lambda(r)$  выделяется Штарковская компонента  $\Delta\lambda_L(r)$  в соответствии с теорией контуров [94] и эмпирической зависимостью [97]:

$$\Delta\lambda_L = \frac{1.0692 \cdot \Delta\lambda - \sqrt{1.143 \cdot \Delta\lambda^2 - 4 \cdot 0.069 \cdot (\Delta\lambda^2 - \Delta\lambda_g^2)}}{2 \cdot 0.069}, \quad (3.3.4.27)$$

где  $\Delta\lambda_g$  – аппаратное уширение, описываемое в разделе «Средства измерения»,  $\Delta\lambda$  – измеряемое уширение, принимаемое за полуширину фойгтовского контура. После чего  $\Delta\lambda_L(r)$  пересчитывается в  $n_e(r)$  по формуле (3.3.4.25).

Погрешность результата определяется главным образом неточностью локализации данных, переменной по  $r$ , и возможностью выделения профиля линии. Анализируя весь объём полученных данных, можно, по-видимому, утверждать, что погрешность определения  $n_e$  колеблется в пределах 5÷40% и достигает максимума на оси струи в дозвуковом режиме истечения. Минимальная точность наблюдается на границе свечения плазмы, а также в самых горячих её зонах в сверхзвуковом режиме истечения, для которых характерно слабое

свечение водородных линий. Полученные данные о распределении концентрации представлены в разделе «Основные результаты».

### 3.3.5. Теоретические основы и автоматизация расчёта температуры электронов

Спектр излучения плазменного объекта содержит информацию о его температуре, для получения которой существует множество методов (Р. Хаддлстоун и С. Леонард [98]). Но для того чтобы их применить, необходимо установить связь между температурой и излучением, которая диктуется прежде всего физической моделью, применяемой для описания состояния плазмы.

Предположим, что исследуемый участок плазменной струи в определённый момент времени находится в состоянии ЛТР. Тогда распределение группы тяжёлых частиц по возбуждённым состояниям подчиняется распределению Больцмана (см. (3.1.1.7)). Связь заселённости  $n_k$  частиц на  $k$ -м уровне с заселённостью  $n_i$  частиц на  $i$ -м уровне выражается формулой:

$$\frac{n_k}{n_i} = \frac{g_k}{g_i} \exp\left(\frac{E_i - E_k}{T}\right), \quad (3.3.5.28)$$

где  $E_k$ ,  $E_i$  – энергии возбуждения соответствующих уровней,  $T$  – температура распределения частиц по возбуждённым состояниям.

Интенсивность спектральной линии  $I_{sp}$  излучательного перехода  $s \rightarrow p$  без учета явлений поглощения пропорциональна заселённости частиц  $n_s$  на верхнем уровне перехода  $s$  [99]:

$$I_{sp} = n_s A_{sp} h \nu_{sp}, \quad (3.3.5.29)$$

где  $A_{sp}$  – коэффициент Эйнштейна спонтанного перехода с уровня  $s$  на уровень  $p$ ,  $n_s$  – заселённость частиц на уровне  $s$ ,  $\nu_{sp}$  – частота перехода.

Заменим в выражении (3.3.5.28) заселённости  $n_k$  и  $n_i$  частиц на соответствующие им интенсивности спектральных линий  $I_{kp}$ ,  $I_{id}$  (переходы  $k \rightarrow p$ ,  $i \rightarrow d$  с соответствующими длинами волн излучения  $\lambda_{kp}$ ,  $\lambda_{id}$ ) с помощью формулы (3.3.5.29):

$$\frac{I_{kp}}{I_{id}} = \frac{\lambda_{id} A_{kp} g_k}{\lambda_{kp} A_{id} g_i} \exp\left(\frac{E_i - E_k}{T}\right), \quad (3.3.5.30)$$

где  $\nu_{kp} = \frac{c}{\lambda_{kp}}$ .

Выделим температуру из отношения (3.3.5.30):

$$T = \frac{E_i - E_k}{\ln \frac{I_{kp} \lambda_{kp} A_{id} g_i}{I_{id} \lambda_{id} A_{kp} g_k}} \quad (3.3.5.31)$$

В условиях приближения ЛТР температура  $T$  в распределении (3.3.5.28) следует за температурой свободных электронов плазмы  $T_e$ , следовательно, на основе измерения отношения интенсивности двух спектральных линий и выражения (3.3.5.31) можно оценить температуру электронов (Лохте-Хольтгрёвен [70]).

Представленный метод называется «методом относительных интенсивностей» и обладает по отношению к множеству других спектроскопических методов следующими важными качествами. Во-первых, отсутствует необходимость измерения абсолютной интенсивности линий, что связано с дополнительным процессом сопоставления излучения изучаемого объекта и излучения эталонного источника света. Во-вторых, для данного метода помимо зарегистрированного спектрального излучения необходимо иметь лишь справочные величины используемых линий, что делает его самодостаточным источником информации. Точность справочных величин рассматривает Chuang в [100].

Предположим теперь, что в плазменной струе несколько групп частиц, находящихся на разной степени ионизации, к примеру, атомы и ионы меди, находятся в ионизационном равновесии и подчиняются формуле Саха (3.1.1.8). Примем упрощение, при котором количество частиц в группе в основном состоянии считается близким к общему количеству частиц в этой группе. В результате соотношение атомов и ионов меди в упрощенной форме можно задать следующим образом:

$$n_e \frac{n_0^i}{n_0^a} = 2 \frac{g_0^i (2\pi m_0 kT)^{3/2}}{g_0^a h^3} \exp\left(-\frac{U^a}{T}\right) \quad (3.3.5.32)$$

, где  $a$  и  $i$  – индексы атома и иона,  $U^a$  – энергия ионизации атома,  $g$  – стат. вес,  $n_0$  – заселённость основного уровня,  $n_e$  – концентрация электронов.

Воспользуемся вновь распределением Больцмана (3.1.1.7) и выражением для интенсивности линии (3.3.5.29) для определения заселенности в основном состоянии  $n_0$ . Заселенность в основном состоянии для атома:

$$n_0^a = \frac{I_{kp}^a}{A_{kp}^a h \nu_{kp}^a} \frac{g_0^a}{g_k^a} \exp\left(\frac{E_k^a}{T}\right), \quad (3.3.5.33)$$

Заселенность в основном состоянии для иона аналогична:

$$n_0^i = \frac{I_{mn}^i}{A_{mn}^i h \nu_{mn}^i} \frac{g_0^i}{g_m^i} \exp\left(\frac{E_m^i}{T}\right), \quad (3.3.5.34)$$

Связав заселённости с формулой Саха (3.3.5.32) получаем:

$$n_e \frac{\frac{I_{mn}^i g_0^i \exp(\frac{E_m^i}{T})}{A_{mn}^i h \nu_{mn}^i g_m^i}}{\frac{I_{kp}^a g_0^a \exp(\frac{E_k^a}{T})}{A_{kp}^a h \nu_{kp}^a g_k^a}} = 2 \frac{g_0^i}{g_0^a} \frac{(2\pi m_0 kT)^{3/2}}{h^3} \exp(-\frac{U^a}{T})$$

Откуда с учетом сокращений и замены частоты  $\nu$  на длину волны  $\lambda$  следует:

$$\frac{I_{mn}^i}{I_{kp}^a} = \tag{3.3.5.35}$$

$$2 \frac{A_{mn}^i \lambda_{kp}^a g_m^i}{A_{kp}^a \lambda_{mn}^i g_k^a} \frac{(2\pi m_0 kT)^{3/2}}{h^3} \frac{1}{n_e} \exp(-\frac{E_m^i - E_k^a + U^a}{T})$$

Данное выражение также позволяет определить температуру электронов по отношению интенсивностей двух линий, в данном случае атомной и ионной, однако теперь необходимо иметь независимо измеренную концентрацию электронов. Также дополнительным условием к равновесному распределению по возбужденным состояниям появляется требование к выполнению ионизационного равновесия.

Конечно же, различные вариации метода относительных интенсивностей не ограничиваются использованием только спектральных линий. В работах Грима описывается метод определения температуры электронов по отношению линии к континууму на примере линии  $H_\gamma$  в водородной плазме. Предполагается, что излучение континуума обусловлено тормозной и рекомбинационной составляющими. Кроме того, принимается, что верхний уровень перехода спектральной линии находится в равновесии со свободными электронами плазмы.

При условии  $\frac{h\nu}{k_B T} < \frac{E_2}{k_B T}$  приближённая интенсивность континуума (формула 6.10, [101]):

$$e_\nu = 1.08 \cdot 10^{-38} \cdot \frac{Z^2 \cdot n_e \cdot n_i}{\sqrt{T \cdot 11600}}, \text{ эрг/см}^3\text{с} \tag{3.3.5.36}$$

С учётом №(3.3.5.33) отношение интенсивности линии  $H_\gamma$  к интенсивности континуума на частоте  $\nu$ :

$$\frac{I_\nu}{e_\nu} = \frac{\frac{h\nu}{4\pi} A_{g0} \frac{g_n}{g_0} n_0 \exp(-\frac{E_k}{T})}{1.08 \cdot 10^{-38} \cdot \frac{Z^2 \cdot n_e \cdot n_i}{\sqrt{T \cdot 11600}}} \tag{3.3.5.37}$$

, где  $n_0$  может быть выражено через  $n_e$  и  $n_i$  на основании выполнения №(3.3.5.32) (формула 5.46, [98]). Внутри капилляра в высокоэнергетическом режиме эрозийного разряда сильно уширенные водородные линии  $H_\gamma$ ,  $H_\beta$  сливаются с континуумом, вследствие чего для анализа остаётся лишь едва различимая  $H_\alpha$ . С учетом выражения для интенсивности излучения линии  $H_\alpha$  и приближенного выражения для интенсивности излучения континуума на длине волны  $\lambda=672$  нм, включающего тормозное и рекомбинационное излучение (см.

[101], с.248) зависимость отношения этих интенсивностей от температуры электронов принимает вид (в системе СГС):

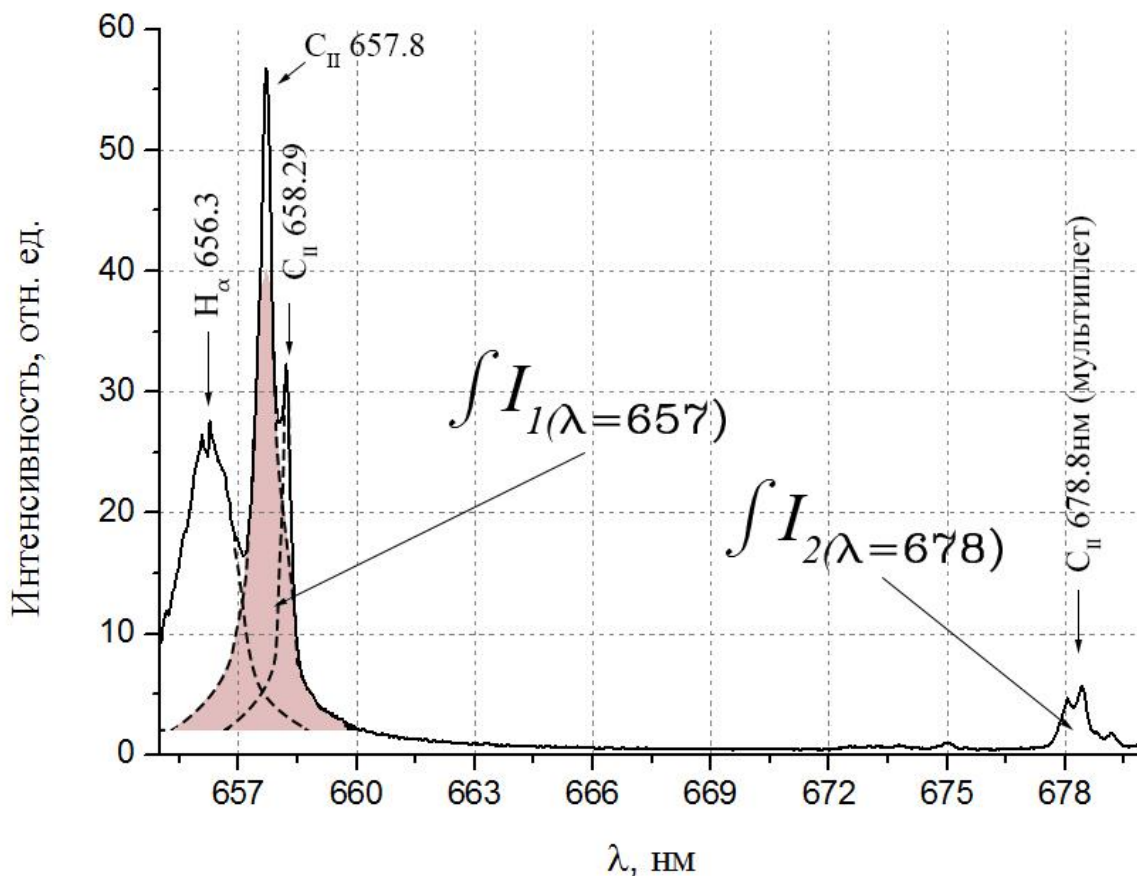
$$\frac{\varepsilon_{\alpha}}{\varepsilon_{\kappa}} = \left( \frac{\sqrt{3}hc}{8\pi e^2} \right)^3 A_{32} \frac{g_3}{g_i} \frac{h\nu_{\alpha}}{\nu_{\kappa}} \frac{\exp\left(\frac{I - E_3}{k_B T}\right)}{k_B T} \approx 0.7 \frac{\exp\left(\frac{12.09}{T[\text{эВ}]}\right)}{T[\text{эВ}]} \quad (3.3.5.38)$$

, где  $\varepsilon_{\alpha}$ ,  $\varepsilon_{\kappa}$  – измеренные интенсивности линии  $H_{\alpha}$  и континуума,  $\nu_{\alpha}$ ,  $\nu_{\kappa}$  – частоты излучения линии и континуума,  $g_3$ ,  $g_i$  – статвеса уровня  $m=3$  и иона,  $A_{32}=4.47 \cdot 10^7$  с – вероятность спонтанного перехода 3-2,  $E_i$  – энергия связи соответствующего возбужденного уровня водорода. Следует заметить, что данный метод требует особого к себе внимания, так как природа наблюдаемого в плазменной струе континуума может быть гораздо сложнее используемого приближения.

Ещё одна вариация метода относительных интенсивностей описана в работе [102]. В ней определение температуры электронов азотной плазмы происходит на основе измеряемого отношения интенсивности канта полосы молекулярного иона  $N_2^+$  ( $I_{391.4}$ ) к интенсивности канта полосы молекулы  $N_2$  ( $I_{394.3}$ ). Однако, несмотря на наличие в плазме азотной компоненты, излучение молекулярных полос  $N_2^+$  и  $N_2$  в плазменной струе до сих пор нами не наблюдалось.

Анализ соотношения интенсивностей спектральных компонент являлся базовым принципом, на котором построен автоматизированный расчёт температуры электронов в упоминаемой ранее программе «комплексного анализа спектральных данных». Алгоритм такого расчёта на основе классического отношения интенсивностей двух выбранных линий на примере исследуемого объекта следующий. На *Рис. 3.3.5.2* приведен спектр излучения, соответствующей центру плазменной струи на расстоянии 4 мм от среза капилляра в середине разрядного импульса. В спектре присутствуют несколько ионных линий углерода  $C_{II}$  и линия водорода  $H_{\alpha}$ , которые помечены указателем. Сразу отметим, что разность между энергиями верхнего уровня для некоторых ионных линии спектра превышает 6 эВ (*Табл. 3.3.5.1*), их и будем использовать.





**Рис. 3.3.5.2.** Спектр плазменной струи с линиями ионов углерода в области 657 и 678 нм.

Сверхзвук,  $\tau=490$  мкс,  $h=4$  мм

После выбора спектральных линий (в примере это линия 657.8 нм и мультиплет 678.8 нм) начинается процедура определения интенсивности их излучения путем расчета интеграла  $\int I_{\lambda} d\lambda$  в пределах всего контура линии. Однако приведенный спектр обладает особенностью, которая заключается в том, что контуры обеих линий перекрываются с соседями. Данный эффект схематично проиллюстрирован на примере линии 657.8 нм, которую несложно визуальнo выделить из своего окружения. Цветной областью показан её приблизительный реальный профиль. Если неизбежная ошибка расчёта интенсивности вследствие пренебрежения влиянием соседних линий превышает допустимую величину, как это и происходит в случае линий 657 нм и 678 нм, в программе расчёта проводятся дополнительные действия, направленные на решение этой проблемы.

В наиболее простом варианте действий учёт взаимного перекрытия может производиться путём экстраполяции наименее искажённой части контура в перекрываемую область. Данный приём годится для относительно сильных линий, находящихся на границе группы, а значит, не подходит для рассматриваемого случая. Математически более корректным здесь является способ, описанный в работе [103], в которой мультиплеты линий

разделяются при помощи информации о максимумах и формах профиля. Однако учитывая существенный объём данных и сложные вычисления, этот подход не представляется рациональным. Поэтому в рассматриваемом случае применялся метод, при котором весь мультиплет (при отсутствии в рассматриваемом интервале частот «инородных» линий) используется в качестве эффективной линии с общегрупповыми значениями статистического веса, энергии возбуждения и коэффициента Эйнштейна. Для множества известных мультиплетов указанные параметры можно найти в базе данных National Institute of Standards and Technology [104]. Данные линий и мультиплетов углерода  $C_{II}$ , используемые в работе, приведены ниже (Табл. 3.3.5.1).

Табл. 3.3.5.1. База данных NIST по спектральным линиям иона углерода

Используемые линии, нм	Эффективная длина волны, нм	$A, c^{-1}$	$E, эВ$	$g$
392.07; 391.90	392.12	1.91E+08	19.49	2
426.73; 426.73; 426.70	426.84	2.38E+08	20.95	14
514.52	514.52	6.49E+07	23.12	6
657.81	657.81	3.67E+07	16.33	4
678.72, 681.23, 679.81, 677.99, 678.06, 680.07, 678.39	678.78	3.65E+07	22.53	20
723.72; 723.64; 723.13	723.68	4.18E+07	18.05	10

Численный расчет интеграла  $\int I_{\lambda} d\lambda$  производился методом трапеций [105], при этом контур линии предварительно заменяется сплайном. Получаемое из отношения  $\frac{\int I_{\lambda\text{эф}}^{657}}{\int I_{\lambda\text{эф}}^{678}}$  и формулы №(3.3.5.31) значение температуры на оси плазменной струи в сверхзвуковом режиме истечения в момент времени 490 мкс и на расстоянии 4 мм от среза капилляра составило  $T=2.6$  эВ

Расширим возможности метода относительных интенсивностей. В классическом варианте по формуле (3.3.5.31) для получения значения температуры  $T$  требуются всего лишь две спектральные линии. На практике же обычно имеется возможность одновременной регистрации большего количества подходящих линий, причём нередко их число составляет десятки штук. Совершенно логично, что эффективность метода возрастёт при использовании всего этого множества. Реализовать расширенный метод определения температуры на

основании всего зарегистрированного множества подходящих линий предлагается посредством контроля зависимости заселенности и энергии возбуждения в функции  $f(E_i) = \ln(n_i/g_i)$ , где  $g_i$  – статистический вес. В результате помимо увеличения точности расчёта появляется возможность анализа состояния плазмы по характеру поведения зависимости  $f$ , таким образом, реализуется обратная связь, указывающая на правомерность применимости метода. Теория данного приёма упоминается в работах Г. Грима [75,106]. Для удобства в дальнейшем такой вариант метода «относительных интенсивностей» будет называться методом «большмановской экспоненты».

Полный алгоритм расчёта температуры в программе «комплексного анализа спектральных данных» следующий. На первом этапе, если технически возможно, происходит локализация спектральных данных методами плазменной томографии. Далее анализируются спектральные компоненты на предмет их использования в наиболее подходящем варианте метода «относительных интенсивностей». После того как метод и спектральные компоненты определены, в специальную базу данных заносятся частотные границы каждой используемой компоненты. База объединяется с табличными данными NIST. Сформированные характеристики спектральной компоненты в дальнейшем будут автоматически применяться к каждому спектру во всём обрабатываемом пакете данных.

На следующем этапе для каждой спектральной компоненты в каждом спектре в пределах её частотных границ происходит численный расчёт интенсивности  $\int I_\lambda d\lambda$ . При этом учитывается возможное перекрытие контура спектральной компоненты одним из трёх рассматриваемых ранее способов. Результат объединяется с координатными данными.

Преобразование рассчитанных интенсивностей в значение температуры происходит на основе выбранного метода. В методе «большмановской экспоненты» для каждой спектральной компоненты сначала рассчитываются значения логарифма заселённостей  $y_i = \ln(n_k/g_k)$  по формуле  $y_i = \ln \frac{(\int I_\lambda d\lambda) \cdot \lambda_{эф}}{A_{эф} \cdot g_{эф}}$ . Традиционно для анализа результата строят графическую зависимость  $\ln(n_k/g_k) = f(E_k)$ . Предполагается, что в равновесной плазме эта зависимость линейная, причём температура  $T$  обратно пропорциональна углу наклона  $\alpha$  «экспоненциальной прямой» ( $T \sim 1/\text{tg}(\alpha)$ , Рис. 3.3.5.3). В связи с тем, что полученные значения  $y_i$  содержат в себе некоторую неточность, точки экспериментальных данных на графике зависимости  $\ln(n_k/g_k) = f(E)$  удовлетворяют формуле прямой с некоторым допущением. Воспользуемся регрессионным анализом для расчёта  $\text{tg}(\alpha)$  прямой вида  $y = ax + b$ . В методе наименьших квадратов формула для коэффициента  $a$ :

$$a = \frac{\sum_i (x_i \cdot y_i) - (\sum_i x_i) \times \text{mean}(y_i)}{\sum_i (x_i \cdot x_i) - (\sum_i x_i) \times \text{mean}(x_i)}$$

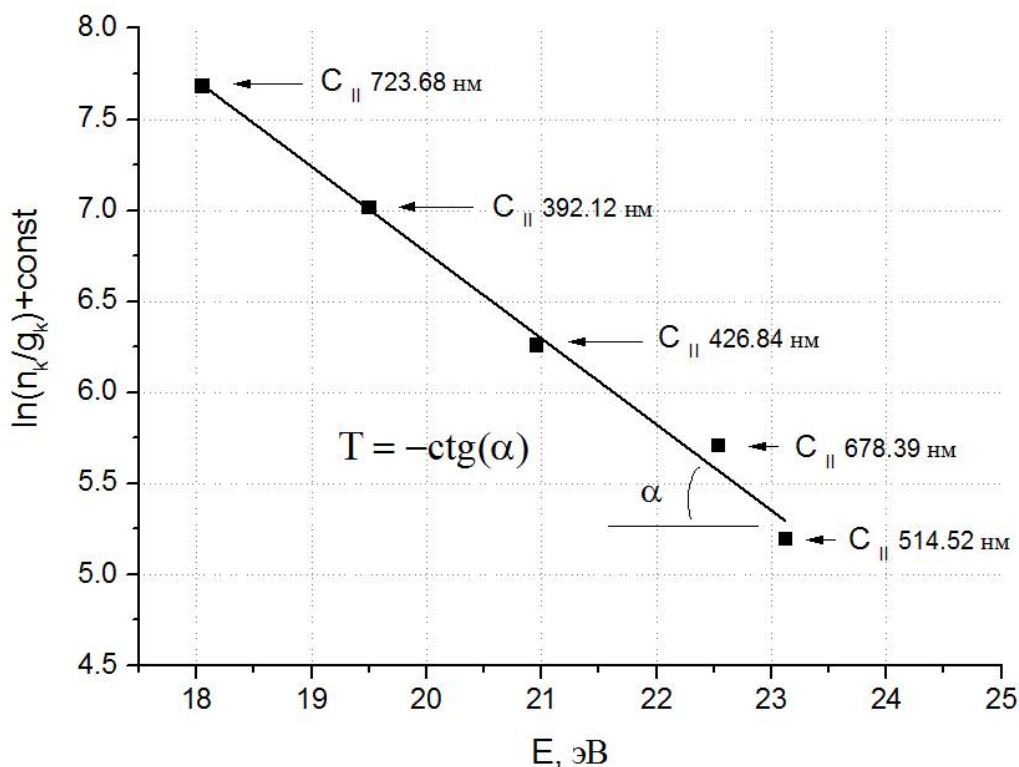
В нашем случае

$$a = -T^{-1} = - \frac{\sum_i \left( E_i \times \ln \frac{n_i}{g_i} \right) - (\sum_i E_i) \times \frac{\left[ \sum_{i=1}^N \ln \frac{n_i}{g_i} \right]}{N}}{\sum_i (E_i \times E_i) - (\sum_i E_i) \times \frac{\left[ \sum_{i=1}^N E_i \right]}{N}}, \quad (3.3.5.39)$$

Таким образом:

$$T = - \frac{\sum_i (E_i \times E_i) - (\sum_i E_i) \times \frac{\left[ \sum_{i=1}^N E_i \right]}{N}}{\sum_i \left( E_i \times \ln \frac{\left( \int I_\lambda d\lambda \right) \cdot \lambda_{\text{эф}}}{A_{\text{эф}} \cdot g_{\text{эф}}} \right) - (\sum_i E_i) \times \frac{\left[ \sum_{i=1}^N \ln \frac{\left( \int I_\lambda d\lambda \right) \cdot \lambda_{\text{эф}}}{A_{\text{эф}} \cdot g_{\text{эф}}} \right]}{N}}, \quad (3.3.5.40)$$

На *Рис. 3.3.5.3* представлена графическая зависимость  $\ln(n_k/g_k)=f(E)$ . Данные получены в процессе экспериментального изучения компонентного состава плазмы при помощи спектрографа AvaSpec-2048-4 и соответствуют керну плазменной струи на расстоянии 2 мм от кромки капилляра в сверхзвуковом режиме истечения. Точками на графике отложены заселённости ионов углерода, рассчитанные на основе интенсивностей соответствующих спектральных линий, а прямой показана аппроксимация со значением коэффициента согласно выражению №(3.3.5.39). «Спектральные линии» 392.12 нм, 426.84 нм, 678.39 нм, 723.68 нм являются мультиплетами с эффективными значениями спектральных характеристик (см. *Табл. 3.3.5.1*). Следует обратить внимание на то, что на графике ось со значениями заселённостей не отражает их реальный масштаб, т.к. калибровка спектра в абсолютные единицы не производилась, но, разумеется, это никак не сказывается на результате определения температуры.



**Рис. 3.3.5.3.** «Больцмановская экспонента» заселённостей ионов углерода в сверхзвуковом режиме истечения струи.  $T = 2.12 \pm 0.34$  эВ,  $h = 2$  мм

Температура на графике обратно пропорциональна углу наклона прямой и составляет  $T = 2.1$  эВ. Погрешность линейной аппроксимации не превышает 16%. Для её количественной оценки использовались лекции по теории вероятности и элементарной статистики Д. Худсона [107] и стандартные инженерно-математические пакеты программ.

Полученные подобным образом из всего обрабатываемого массива данных (пространственно-разрешённые спектры от MS 257 или массивы спектров от AvaSpec-2048-4) значения температур объединялись с координатными и временными данными, после чего строились пространственно-временные распределения, которые и представлены в разделе «Основные результаты».

В заключение приведём дополнительные данные по группам спектральных линий, которые использовались в представляемой работе для определения температуры электронов в плазменной струе.

**Табл. 3.3.5.1.** База данных NIST по спектральным линиям меди

Концентрация электронов	Линии, нм	Порядок	$A$ , $s^{-1}$	$E$ , эВ	$g$
$n_e = 1.3E+17$	282.44	атом	$7.8E+06$	5.78	6
	283.74	ион	$2.3E+07$	13.43	2

Табл. 3.3.5.2. База данных NIST по спектральным линиям кальция					
Концентрация электронов	Линии, нм	Порядок	A, с <sup>-1</sup>	E, эВ	g
n <sub>e</sub> =1.3E+17	422.67	атом	2.18E+08	2.93	3
	396.85	ион	1.4E+08	9.24	2

Табл. 3.3.5.3. База данных NIST по спектральным линиям ионов меди				
Используемые линии, нм	Эффективная длина волны, нм	A, с <sup>-1</sup>	E, эВ	g
248.97	248.97	1.50E+06	8.23	5
254.48	254.48	1.1E+08	13.38	7

Табл. 3.3.5.1. База данных NIST по спектральным линиям атомов меди				
Используемые линии, нм	Эффективная длина волны, нм	A, с <sup>-1</sup>	E, эВ	g
427.51	427.51	3.45E+07	7.74	8
453.97	453.97	2.12E+07	7.88	4
458.7	458.7	3.20E+07	7.80	6
465.11	465.11	3.80E+07	7.74	8
510.55	510.55	2.00E+06	3.82	4
515.32	515.32	6.00E+07	6.19	4
521.82	521.82	7.50E+07	6.19	6

Табл. 3.3.5.2. База данных NIST по спектральным линиям ионов углерода				
Используемые линии, нм	Эффективная длина волны, нм	A, с <sup>-1</sup>	E, эВ	g
513.92; 513.73; 515.11; 514.52; 514.35; 513.33; 513.29	514.328	9.29E+07	23.12	12
524.99; 524.41; 525.61; 525.36; 524.95; 525.97; 525.98; 525.91; 525.72	525.919	2.70E+07	26.63	20

Табл. 3.3.5.3. База данных NIST по спектральным линиям ионов кислорода

Используемые линии, нм	Эффективная длина волны, нм	A, с <sup>-1</sup>	E, эВ	g
327.09; 327.09; 327.34	327.33	1.05E+08	32.15	10
344.79; 347.03; 347.07	347.00	9.39E+07	29.81	6
337.72	337.72	1.33E+08	28.96	2
339.02	339.02	1.31E+08	28.94	4

### 3.3.6. Погрешность метода и достоверность результата при определении температуры электронов

Найдем погрешность при определении температуры по формуле №(3.3.5.31). Будем исходить из того, что температура представляет собой косвенное измерение и является функцией от многих переменных:

$$F = F(x_1, x_2, \dots, x_n),$$

где  $x_i$  - непосредственно измеряемые независимые величины, имеющие погрешность  $\Delta x_i$ .

Тогда:

$$\Delta F = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \Delta x_i \frac{\partial F}{\partial x_i} \right)^2} \quad [2], \quad (3.3.6.41)$$

Выпишем все возможные слагаемые

$$\left( \Delta x_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \right)^2,$$

под корнем уравнения №(3.3.6.41) для случая №(3.3.5.31).

Итак, учитывая, что

$$\frac{d}{dx} \frac{1}{\ln x} = - \frac{1}{x \ln x}$$

$$\frac{d \text{Const} \times x}{dx} = \text{Const}$$

получим

$$\left(\Delta x_i \frac{\partial T}{\partial I_{kp}}\right)^2 = \left(-\frac{\Delta I_{kp}}{I_{kp}} \frac{E_i - E_k}{\left(\ln \frac{I_{kp} \lambda_{kp} A_{id} g_i}{I_{id} \lambda_{id} A_{kp} g_k}\right)^2}\right)^2 =$$

$$\left(-\delta I_{kp} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2,$$

$$\left(\Delta I_{id} \frac{\partial T}{\partial I_{id}}\right)^2 = \left(\delta I_{id} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2,$$

$$\left(\Delta \lambda_{kp} \frac{\partial T}{\partial \lambda_{kp}}\right)^2 = \left(-\delta \lambda_{kp} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2,$$

$$\left(\Delta A_{id} \frac{\partial T}{\partial A_{id}}\right)^2 = \left(-\delta A_{id} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2,$$

$$\left(\Delta g_i \frac{\partial T}{\partial g_i}\right)^2 = \left(-\delta g_i \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2,$$

$$\left(\Delta \lambda_{id} \frac{\partial T}{\partial \lambda_{id}}\right)^2 = \left(\delta \lambda_{id} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2,$$

$$\left(\Delta A_{kp} \frac{\partial T}{\partial A_{kp}}\right)^2 = \left(\delta A_{kp} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2,$$

$$\left(\Delta g_k \frac{\partial T}{\partial g_k}\right)^2 = \left(\delta g_k \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2,$$

$$\left(\Delta E_i \frac{\partial T}{\partial E_i}\right)^2 = \left(\Delta E_i \frac{T}{E_i - E_k}\right)^2 = \left(\partial E_i \frac{E_i T}{E_i - E_k}\right)^2,$$

$$\left(\Delta E_k \frac{\partial T}{\partial E_k}\right)^2 = \left(-\partial E_k \frac{E_k T}{E_i - E_k}\right)^2,$$

Соберем все составляющие в формулу №(3.3.6.41) и перейдём к относительным величинам



$$\begin{aligned}
& \frac{\Delta T}{T} \\
&= \frac{\sqrt{\left(-\delta I_{kp} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2 + \left(\delta I_{id} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2 + \left(-\delta \lambda_{kp} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2}}{\sqrt{T^2}} \\
&+ \frac{\sqrt{\left(-\delta A_{id} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2 + \left(-\delta g_i \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2 + \left(-\delta g_i \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2}}{\sqrt{T^2}} \\
&+ \frac{\sqrt{\left(\delta \lambda_{id} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2 + \left(\delta A_{kp} \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2 + \left(\delta g_k \frac{T^2}{E_i - E_k}\right)^2}}{\sqrt{T^2}} \\
&+ \frac{\sqrt{\left(\partial E_i \frac{E_i T}{E_i - E_k}\right)^2 + \left(-\partial E_k \frac{E_k T}{E_i - E_k}\right)^2}}{\sqrt{T^2}}
\end{aligned}$$

Упростив это выражение, получим:

$$\begin{aligned}
\delta T &= \frac{T}{E_i - E_k} \sqrt{(\delta I_{kp})^2 + (\delta I_{id})^2 + (\delta \lambda_{kp})^2 + (\delta \lambda_{id})^2} \\
&\quad \times \sqrt{(\delta A_{id})^2 + (\delta A_{kp})^2 + (\delta g_i)^2 + (\delta g_k)^2} \\
&\quad \times \sqrt{\left(\partial E_i \frac{E_i}{T}\right)^2 + \left(\partial E_k \frac{E_k}{T}\right)^2}
\end{aligned} \tag{3.3.6.42}$$

Первый множитель в выражении №(3.3.6.42) по своему характеру является определяющим и указывает на то, что точность определения температуры в формуле №(3.3.5.31) тем выше, чем значительнее разница энергий уровней  $E_i - E_k$  превышает ожидаемую температуру  $T$ . Ввиду того, что энергии  $E$  известны с высокой точностью, указанное условие преобладает над обратным соотношением между температурой и энергией в последнем множителе.

Погрешность используемых справочных величин, как правило, не превышает 5% [104], поэтому выполним упрощение, приняв их погрешность за эту величину. Точность

измерения интенсивности линии напрямую зависит от текущего её соотношения сигнал/шум, но допустим, что  $\delta I_{kr} = \delta I_{id}$ . В этом случае формула (3.3.6.42) упрощается до вида:

$$\delta T \sim \frac{T}{E_i - E_k} \delta I \sqrt{2}, \quad (3.3.6.43)$$

Продемонстрируем использование данного оценочного выражения. Предположим, что в ранее рассматриваемом примере определения температуры электронов по линиям ионов углерода 657 нм и 678 нм погрешность расчёта интенсивности линий составляет приблизительно  $\delta I = 25\%$ . Тогда согласно выражению №(3.3.6.43) погрешность температуры не превышает  $\delta T = 15\%$ . Примечательно, что полученная точность благодаря высокой разнице  $E_i - E_k = 6.2$  эВ оказалась не хуже, чем в примере с «больцмановской экспонентой», в котором линия С II 657 нм с энергией  $E = 16$  эВ не доступна.

Проведём сравнение: результат определения температуры в сверхзвуковом режиме истечения методом «больцмановской экспоненты» с использованием множества ионных линий С II даёт для  $T_e$  значение-  $T = 2.12 \pm 0.34$  эВ, результат определения температуры в сверхзвуковом режиме истечения по отношению двух линий С II 657 нм и 678 нм -  $T = 2.6 \pm 0.39$  эВ. Проанализируем полученные температуры. В пределах указанных погрешностей оба значения друг другу не противоречат, тем не менее, они могут отвечать за неодинаковые состояния плазменной струи, т.к. спектры излучения регистрировались разными приборами в разных экспериментах. Поэтому будем рассматривать оба метода независимо друг от друга.

Две линии 657 нм и 678 нм находятся достаточно близко для того, чтобы их регистрацию можно было произвести одновременно при помощи спектрографа MS-257 с матрицей на выходе. К пространственно-разрешённому спектру этих линий применены методы плазменной томографии. В результате отсутствует пространственная неопределённость. Экспозиция кадра, в течение которой регистрировался спектр, составляла 25 мкс. По оценкам, выполненным в разделе «Основные результаты», этого времени достаточно для установления квазистационарного состояния плазмы. С другой стороны, длительность импульса превышает время регистрации более чем в 40 раз, следовательно, можно предположить, что состояние струи не успевает существенно поменяться. В итоге получается, что температура с некоторой погрешностью процедуры локализации данных соответствует центру плазменной струи на расстоянии  $h = 4$  мм от кромки капилляра в период наибольшего нагрева  $\Delta t = 490 \div 515$  мкс и в установившемся режиме истечения. Но возникает необходимость отдельной оценки того, насколько полученное значение температуры распределения близко к интересующему значению температуры свободных электронов, которую можно провести лишь по формальным критериям правомерности

теоретической модели. Правомерность используемой модели обеспечивается стабильно высокой концентрацией свободных электронов  $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , наблюдаемой в области струи близкой к капилляру, и относительно невысоким максимальным энергетическим зазором  $\Delta E = 5.3 \text{ эВ}$  ионов углерода, поэтому с высокой долей вероятности температура электронов также равна  $2.6 \text{ эВ}$ .

В случае использования метода «больцмановской экспоненты» обоснованность теоретической модели отчасти контролируется проверкой на линейность картины распределения по возбуждённым состояниям, выполнение которой косвенно указывает на равновесность. Линейность в примере наблюдается, но гораздо важнее оказываются условия, в которых регистрировались данные. Во-первых, максимальный спектральный диапазон между линиями  $\text{C II}$  392.12 нм, 426.84 нм, 514.52 нм, 678.39 нм и 723.68 нм составляет 331 нм, что исключает возможность их одновременной регистрации при помощи имеющейся конфигурации спектрографа MS-257, вследствие чего плазменная томография не применяется. Поэтому за неимением возможности локализовать спектральные данные в рассматриваемом примере можно получить лишь усреднённое в радиальном направлении значение температуры. Данная температура должна быть несколько меньше температуры на оси плазменной струи, которая была получена в примере с линиями  $\text{C II}$  657 нм и 678 нм.

Во-вторых, критически важным пунктом анализа в примере с «больцмановской экспонентой» становится рассматриваемый временной промежуток. Из-за технических особенностей оптоволоконного прибора экспозиция кадра соответствует всей первой половине импульса, охватывая различные этапы развития струи. Состояние плазмы и, как следствие, правомерность используемой теоретической модели, вообще говоря, в течение этого времени должно существенно меняться. Но поскольку итоговое отклонение «больцмановской экспоненты» от линейности не наблюдается, по-видимому, рассматриваемая область, примыкая к капилляру, подпитывается его горячей плазмой, и изменение интенсивности ионных углеродных линий здесь оказывается не таким существенным, как могло бы быть. Тем не менее, с позиции охватываемого времени результат также должен быть несколько меньше того, что приводится в примере двух линий, регистрируемых с короткой экспозицией.

Для того чтобы продемонстрировать необходимость пространственно-временного анализа при оценке достоверности результата определения температуры, достаточно упомянуть, что совершенно другое значение температуры получается в тех же условиях при использовании линий  $\text{Cu I}$  427.51 нм, 453.97 нм, 458.7 нм, 465.11 нм, 510.55 нм, 515.32 нм и 521.82 нм. Несмотря на удовлетворительное линейное распределение заселённостей  $\ln(n_i/g_i) = f(E)$ , температура по ним не превышает  $1.0 \div 1.4 \text{ эВ}$  и в целом соответствует

значениям, получаемым в дозвуковом режиме истечения. Объяснение температурного расхождения состоит в том, что «нормальные температуры»  $T_N$  (Bartels H и Larenz R [108,109]) большинства наблюдаемых линий Cu I находятся ниже величины 1.3 эВ, которая таким образом является верхним измеряемым пределом. Подтверждением некорректности данного термометра служит временная развёртка, при которой интенсивное свечение линий Cu I в момент наибольшего энерговыклада в данной области не обнаруживается. При этом непосредственно в дозвуковом режиме истечения результат по этим же линиям также отличается в меньшую сторону от ожидаемого значения в центре струи. В этом случае проявляется пространственный эффект, связанный с достижением максимума интенсивности линий меди при температуре, меньшей её осевых значений.

Примечательно, что при температурах ниже 1.7 эВ ионная линия углерода C II 657 нм теряется на фоне водородной линии H $\alpha$ , а линия C II 678 нм находится на уровне шума. Отсутствие ионных линий углерода и кислорода оказалось обычным явлением на протяжении почти всего участка плазменной струи в относительно холодном дозвуковом режиме истечения, за исключением небольшой горячей области вблизи кромки капилляра. В то же время возможность использования атомных линий меди для определения  $T_e$  ограничена сверху температурным пределом 1.3 эВ. Для полноценного использования ионных линий меди не хватает справочной информации в видимом диапазоне длин волн. Таким образом, возникают трудности детектирования интервала температур 1.3-1.7 эВ. Решением проблемы измерения температуры в этом интервале может быть использование линий разной кратности ионизации. Однако к достоверности полученного результата следует относиться с двойной осторожностью. Связано это и с более сложным установлением ионизационного равновесия малых примесей и со всеми перечисленными выше пространственно-временными особенностями, без анализа которых, в частности, в сверхзвуковом режиме по отношению линий Cu I 282.44 и Cu II 283.74 температура оказывается равной всего лишь 1.3 эВ, а по линиям Ca I 422.67 и Ca II 396.85 и вовсе 1.1 эВ.

Подводя итог, необходимо отметить, что в условиях имеющегося технического оборудования универсальную комбинацию спектральных компонент, которая позволяла бы с приемлемой точностью (10-15%) фиксировать температуру методами эмиссионной спектроскопии во всём исследуемом диапазоне параметров объекта, установить не удалось. Поэтому общая картина температурных распределений получена путем детального совместного анализа результатов множества различных вариантов температурных оценок, выполненных в пределах их физической применимости.

### 3.4. Диагностика «холодных» зон плазменной струи

#### 3.4.7. Молекулярная составляющая в спектре излучения плазменной струи

Молекулярная компонента спектра наблюдается в большинстве участков эрозионной струи. Однако интенсивность излучения и состав этой компоненты переменны во времени и по координате. Непосредственно во время разрядного импульса основные молекулярные полосы спектра принадлежат двухатомным молекулам CN и C<sub>2</sub>. Во время релаксационного послесвечения отчётливо идентифицируется спектр AlO. Учитывая состав материала капиллярного канала (ПММА, структурная формула (-CH<sub>2</sub>-C(CH<sub>3</sub>)-)nCOOCH<sub>3</sub>) и внутреннего электрода (углерод или медь), нетрудно заметить, что необходимым условием для возникновения молекул CN и AlO служит наличие подпитывающего контакта формируемой в канале эрозионной плазменной струи с воздушной средой и внешним алюминиевым электродом. Поэтому анализ пространственного и временного распределения интенсивности свечения этих молекул позволяет получить информацию о взаимодействии эрозионной струи и внешней среды.

Спектры излучения молекул, как правило, удаётся наблюдать и анализировать при температурах плазмы не выше  $T_{\max} \approx 8\,000 \div 12\,000^\circ\text{K}$ . В то же время по оценкам, выполненным на основе отношения интенсивностей спектральных линий, электронная температура на оси рассматриваемой плазменной струи оказывается не ниже  $8\,000 \div 10\,000^\circ\text{K}$ , достигая в максимуме наиболее энергозатратного режима (400 А, 100 кВт) в самых горячих областях значений порядка 40 000 К. В таких условиях присутствие в спектре молекулярной составляющей, быть может, и возможно, было бы объяснить неравновесностью плазмы (вывод о неравновесности сделан в [46]), но ввиду высокой электронной плотности, установленной по уширению линий водорода, подобное обстоятельство кажется маловероятным, по крайней мере, в керне струи ( $n_e > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Поэтому в настоящей работе показано, что за молекулярное излучение в момент наибольшего энерговклада преимущественно ответственна периферийная область, в подтверждение чего приводятся примеры пространственно-временного наблюдения в разделе «Основные результаты». Таким образом, молекулы оказываются полезны в первую очередь для анализа относительно холодных зон.

Молекулярный спектр сложнее атомного, связано это с тем, что к энергетическим уровням электронного состояния добавляются уровни, отражающие дополнительные степени свободы колебательного и вращательного движения молекулы, что приводит к появлению огромного множества близко расположенных линий и формированию из них

молекулярных полос. Положительной особенностью такого усложнения является то, что группировка молекулярных линий не хаотична, а происходит по определённым правилам, отражающим состояние дополнительных молекулярных движений – вращения и колебания. Еще одна важная особенность заключается в том, что тяжёлые частицы и свободные электроны плазмы влияют на вращение и колебание молекулы с разной степенью эффективности. Поэтому количественная оценка интенсивности этих движений позволяет получить информацию о состоянии плазмы на периферии струи.

### 3.4.8. Моделирование молекулярного спектра двухатомных молекул

В случае регистрации спектрально неразрешенной структуры молекулярного излучения использование температурных методов, аналогичных методу «больцмановской экспоненты», не представляется возможным. Вместо этого температура находится посредством сопоставления экспериментально наблюдаемого излучения с моделируемым аналогом, в котором производится последовательный подбор значений колебательной и вращательной температур до тех пор, пока не будет достигнуто наилучшее (и при этом удовлетворительное) совпадение с экспериментальным спектром. В настоящей работе для моделирования молекулярного спектра использовались как готовые коммерческие решения LIFBASE от J. Luque and D.R. Crosley и SPECAIR от Spectralfit S.A.S. (для молекул CN и C<sub>2</sub>), так и собственные программы (для молекулы AlO).

Модель, описывающая структуру перехода  $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$  молекулы AlO, построена следующим образом. На первом этапе необходимо определить положение молекулярных линий, составляющих единую группу. Волновое число испущенной молекулярной линии определяется разностью энергий начального и конечного состояний [110]:

$$\nu = \frac{E'_{mol} - E''_{mol}}{hc}, \text{ см}^{-1} \quad (3.4.8.44)$$

По традиции здесь и далее индекс с одним штрихом соответствует верхнему состоянию, а с двумя штрихами – нижнему. Энергия состояния является суммой электронной энергии  $U_e$ , энергии колебательного движения  $E_{vib}$  и энергии вращательного движения  $E_{rot}$ . Пусть  $T$ ,  $G$  и  $F$  – соответственно  $U_e$ ,  $E_{vib}$  и  $E_{rot}$  без множителя  $hc$ . Тогда волновое число испущенной линии принимает вид:

$$\nu = (T' - T'') + (G' - G'') + (F' - F''), \text{ см}^{-1} \quad (3.4.8.45)$$

Известно, что соотношение между энергиями таково, что  $T \gg G \gg F$ , поэтому будем рассматривать их в порядке убывания. Моделирование проводится, как правило, в пределах

одного электронного перехода, следовательно  $T' - T'' = const$ , перейдем к нахождению множества колебательных состояний в пределах этого электронного перехода. По Герцбергу [110], энергия  $G^h$  колебательного уровня с номером  $v$  в приближении гармонического осциллятора с учетом поправки на реальные ангармонические колебания имеет вид:

$$G(v) \cong \omega_e \left( v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left( v + \frac{1}{2} \right)^2, \text{ см}^{-1} \quad (3.4.8.46)$$

где  $\omega_e$  и  $\omega_e x_e$  – колебательные константы,  $\text{см}^{-1}$ .

Перейдем теперь к рассмотрению множества вращательных уровней в пределах одного колебательного. В первом приближении модель (жесткий ротатор) не учитывает взаимное влияние колебания и вращения. Между тем в результате действия центробежной силы междядерное расстояние и, следовательно, момент инерции увеличиваются с быстротой вращения. В связи с этим константа вращения  $B_e = h/8\pi^2 I$  должна зависеть от энергии вращения (или вращательного квантового числа  $J$ ), уменьшаясь с увеличением вращательного уровня  $J$ . Таким образом, по Герцбергу [110] энергия  $F$  вращательного уровня  $J$  с поправками для констант вращения  $B_e$  и  $D_e$  имеет вид:

$$F(J) \cong B_v J(J + 1) - D_v J^2(J + 1)^2 \quad (3.4.8.47)$$

где  $B_v = B_e - \alpha_v * \left( v + \frac{1}{2} \right)$ ;

$-D_v = D_e + \beta_v * \left( v + \frac{1}{2} \right)$

Оценив множество из приблизительно 150 пар  $F(J)$  для текущего колебательного уровня, переходим к следующему и повторяем процедуру до тех пор, пока не пройдем все заданные вариации. Получив все комбинации энергий  $T$ ,  $G$  и  $F$ , рассчитаем частоты электронно-колебательно-вращательных переходов. Данные по константам для расчета волновых чисел  $\text{AlO}$  (переход  $\text{V}^2\Sigma^+ - \text{X}^2\Sigma^+$ ) приведены ниже. (Табл. 3.4.8.2).

Табл. 3.4.8.2. Константы для молекулы $\text{AlO}$ переход $\text{V}^2\Sigma^+ - \text{X}^2\Sigma^+$				
Терм	$T_e, \text{ см}^{-1}$	$\omega_e, \text{ см}^{-1}$	$\omega_e x_e, \text{ см}^{-1}$	$B_e, \text{ см}^{-1}$
$\text{V}^2\Sigma^+$	20699	870	3,8	0,604
$\text{X}^2\Sigma^+$	0	978,2	7,12	0,641
$D_v = \left[ 1.114 + 0.0007 * \left( v + \frac{1}{2} \right) \right] * 10^{-6}$ .				

После того, как определены волновые числа всех молекулярных линий, требуется рассчитать интенсивность каждой из них. Для этого сперва воспользуемся распределением

интенсивности излучения в молекулярной полосе в пределах одного электронно-колебательного перехода [95]:

$$I_{J'J''} \sim A \cdot \nu^4 \exp\left\{-\frac{F(J')}{T_r}\right\} \cdot S_{J'J''}, \quad (3.4.8.48)$$

где  $J', J''$  – верхнее и нижнее вращательные квантовые числа,  $\nu$  – частота перехода,  $A$  – нормировочный коэффициент,  $T_r$  – температура, характеризующая вращательную компоненту движения,  $S_{J'J''}$  – фактор Хенля-Лондона, который в случае молекулы АЮ для R и P ветвей описывается следующими выражениями:

$$S_J^R = \frac{(J''+1)^2 - 1/4}{J''+1} \quad S_J^P = \frac{J''^2 - 1/4}{J''+1}$$

Ветви R, P, Q обусловлены правилами отбора, в соответствии с которыми группируются вращательные переходы. Для молекулы АЮ ветвь Q отсутствует, а ветви R и P группируются следующим образом:

$$R_1 = F_1(N') - F_1(N'') = F_1\left(J' = N' + \frac{1}{2}\right) - F_1\left(J'' = N'' + \frac{1}{2}\right) \quad (3.4.8.49)$$

$$= F_1\left(J' = N'' + 1 + \frac{1}{2}\right) - F_1\left(J'' = N'' + \frac{1}{2}\right), N'' = 0, 1, \dots$$

$$R_2 = F_2(N') - F_2(N'') = F_2\left(J' = N' - \frac{1}{2}\right) - F_2\left(J'' = N'' - \frac{1}{2}\right)$$

$$= F_2\left(J' = N'' + 1 - \frac{1}{2}\right) - F_2\left(J'' = N'' - \frac{1}{2}\right), N'' = 1, 2, \dots$$

$$P_1 = F_1(N') - F_1(N'') = F_1\left(J' = N' + \frac{1}{2}\right) - F_1\left(J'' = N'' + \frac{1}{2}\right)$$

$$= F_1\left(J' = N'' - 1 + \frac{1}{2}\right) - F_1\left(J'' = N'' + \frac{1}{2}\right), N'' = 1, 2, \dots$$

$$P_2 = F_2(N') - F_2(N'') = F_2\left(J' = N' - \frac{1}{2}\right) - F_2\left(J'' = N'' - \frac{1}{2}\right)$$

$$= F_2\left(J' = N'' - 1 - \frac{1}{2}\right) - F_2\left(J'' = N'' - \frac{1}{2}\right), N'' = 2, 3, \dots$$

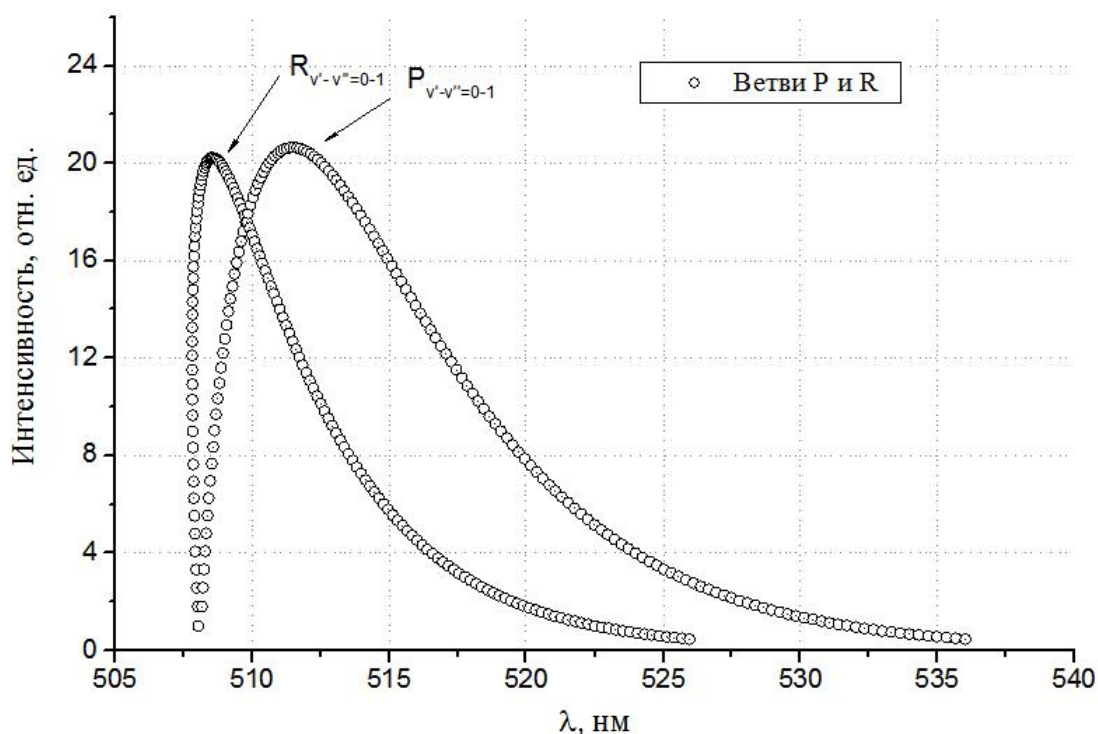
где N- номер вращательного уровня.

Проведём нормирование распределения интенсивности на выбранную величину или на произвольную линию. В программе за единицу интенсивности принималась линия с  $N = 1$ . В соответствии с нормировкой распределение интенсивности в пределах электронно-колебательного перехода в относительных единицах рассчитывается в соответствии с выражением:



$$I_{J'J''} = \frac{I_{\text{норм}}}{\frac{v_{\text{норм}}^4}{v^4} \times \exp\left\{\frac{F(J') - F(J')_{\text{норм}}}{T_r}\right\} \times \frac{S_{J'J''}_{\text{норм}}}{S_{J'J''}}}, \quad (3.4.8.50)$$

Пример распределения интенсивности по молекулярным линиям в пределах колебательного перехода  $v'-v''=0-1$  электронного перехода  $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$  молекулы  $AlO$  представлен на *Рис. 3.4.8.2*.



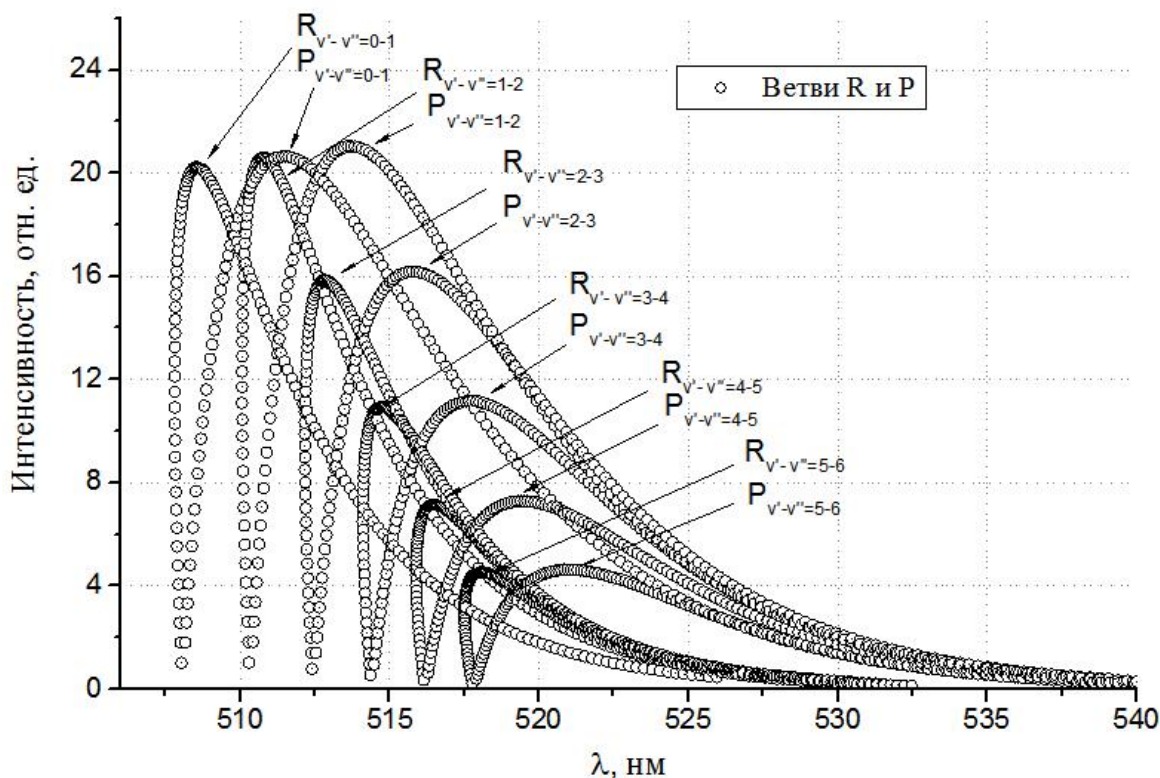
**Рис. 3.4.8.2.** Модель вращательных ветвей R и P колебательного перехода  $v'-v''=0-1$  в электронном переходе  $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$  молекулы  $AlO$ . Вращательная температура  $T_r = 0.3$  эВ

Для того, чтобы выполнить моделирование полосы в пределах нескольких колебательных переходов  $v'-v''=0-1, 1-2, 2-3...$ , составляющих, например, одну секвенцию, требуется учесть вклад колебательных энергий  $G$  в распределение интенсивности (формула 4.63, [95]). Необходимую поправку можно ввести, пересчитывая полученные распределения интенсивности на основе следующего выражения:

$$I_{J'J''}^{v'v''} = I_{J'J''} \frac{\text{коэфф}_{\text{норм}}}{\exp\left\{\frac{G(v) - G(v)_{\text{норм}}}{T_v}\right\} \times \frac{Q_{v'v''}_{\text{норм}}}{Q_{v'v''}}}, \quad (3.4.8.51)$$

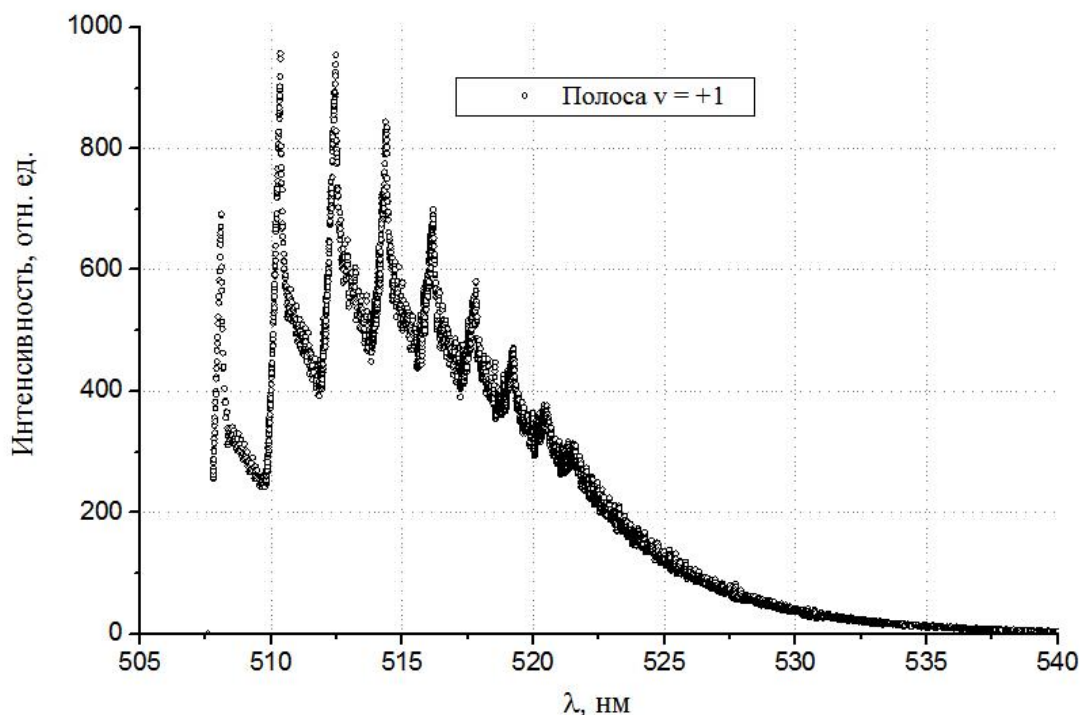
где  $T_v$ -колебательная температура,  $Q_{v'v''}$  - фактор Франка-Кондона.

Пример распределения интенсивности по молекулярным линиям нескольких колебательных переходов  $v'-v''=0-0, 1-1, 2-2 \dots$  электронного перехода  $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$  для молекулы  $AlO$  в относительных единицах представлен на *Рис. 3.4.8.3*.



**Рис. 3.4.8.3.** Модель вращательных ветвей R и P колебательных переходов  $v'-v''=0-1, 1-2, 2-3 \dots$  электронного перехода  $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$  молекулы  $AlO$ . Вращательная и колебательная температуры равны  $T_v = T_r = 0.3$  эВ

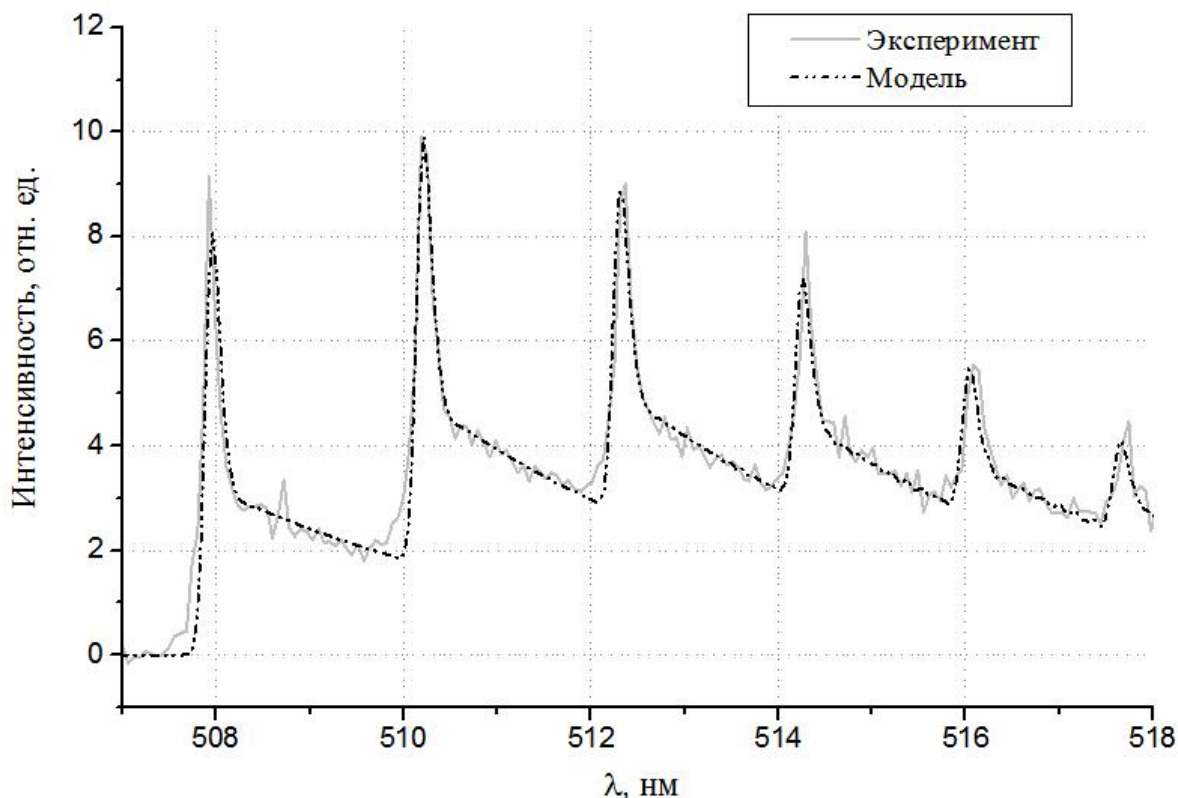
Каждая вращательная линия электронно-колебательно-вращательного спектра обладает определенным профилем, формируемым процессами движения и взаимодействия с окружающими частицами. Как правило, ширина профиля на полувысоте превышает среднее расстояние между молекулярными вращательными линиями. Следовательно, необходимо учитывать перекрывание контуров. Поэтому, на заключительном этапе требуется задать тип профиля линии, найти координаты всех пересечений и просуммировать их по принципу суперпозиции. Пример распределения интенсивности в полосе  $\Delta=+1$  с учетом гауссовского профиля линий представлен далее (*Рис. 3.4.8.4*).



**Рис. 3.4.8.4.** Модель молекулярной полосы AlO. Секвенция  $\Delta v = +1$  электронного перехода  $V^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ . Вращательная и колебательная температуры равны  $T_v = T_r = 0.3$  эВ.

Полуширина гауссовского профиля  $\Delta x = 0.5$  нм

Апробация модели выполнена в проекте по исследованию алюмо-водородного плазмохимического реактора (ПХР), осуществляющего плазменное стимулирование реакций окисления алюминия с целью получения водорода [111]. В работе [112] установлено, что скорость химических реакций может быть увеличена в сотни раз с помощью неравновесной плазмы оптимального состава, обеспечивающего энергетически наименее затратный разрыв химических связей. Поэтому целью проекта являлось комплексное исследование параметров пространственно неоднородной плазмы в алюмо-водородном ПХР, а также сопоставительный анализ эффективности окисления алюминия по газовому и электронному каналам. В основные задачи спектроскопических измерений входила оценка температуры и концентрации продуктов плазмохимических реакций. Одним из ключевых таких продуктов был AlO. Пример оценки вращательной и колебательной температуры AlO, выполненной на основе сравнения экспериментально полученных данных с развитой моделью, представлен на Рис. 3.4.8.5.



**Рис. 3.4.8.5.** Сравнение расчетного молекулярного спектра AlO с экспериментально зарегистрированным. Параметры эксперимента: алюмоводородный реактор, стационарный разряд, средняя мощность - 390 Вт, место наблюдения – центр дуги. Параметры модели:  $T_r=0.2$  эВ;  $T_v=0.295$  эВ,  $\Delta x = 0.46$  нм. Интенсивность в безразмерных единицах.

В результате проведённой работы исследованы каналы плазмохимических превращений алюминия в гетерогенном плазменном потоке и выявлена важная роль процессов поверхностной рекомбинации ионов  $Al^+$  и диссоциативной рекомбинации ионов  $AlO^+$  на поверхности микрочастиц.

Определение вращательной и колебательной температуры молекулы AlO с использованием развитой модели при анализе состояния релаксационной плазмы эрозионного разряда будет проведено в Гл.4.

### 3.5. Анализ состава плазменной струи

#### 3.5.9. Система уравнений и расчёт равновесного состава плазмы эрозионного разряда

Несмотря на отсутствие абсолютных значений интенсивности наблюдаемых спектральных линий и молекулярных полос, спектральные измерения позволяют оценить концентрации важнейших углеродсодержащих компонент, прежде всего, радикалов CN и C<sub>2</sub>. Для этого воспользуемся спектральными интенсивностями линий H<sub>β</sub> и H<sub>α</sub>, интенсивностями полосы CN (переход B<sup>2</sup>Σ-X<sup>2</sup>Σ, полоса 0-0, Δλ=375-388 нм), полосы Свана С<sub>2</sub> (переход d<sup>3</sup>Π<sub>g</sub>-a<sup>3</sup>Π<sub>u</sub>, полоса 0-0, Δλ=512-516 нм) и спектральных линий CI (493.205 нм) и OI (777,4 нм).

Исходим из допущения о справедливости закона Больцмана с электронной температурой T<sub>e</sub> для связи концентраций атомов и молекул в основном и возбужденном состояниях

$$I_{\beta}^{\text{эксп}} = \int i_{\lambda} d\lambda = h \frac{c}{\lambda_0} A_{42} N_4 \sim \frac{A_{42}}{\lambda_0} n_a \frac{g_4}{g_0} \exp\left(-\frac{E_4}{T_e}\right) \quad (3.5.9.52)$$

где A<sub>42</sub>=0.84·10<sup>7</sup> с<sup>-1</sup> – вероятность перехода 4→2 для атома водорода; N<sub>4</sub> – концентрация возбужденных атомов водорода на уровне n=4; g<sub>4</sub>=2n<sup>2</sup>=32, g<sub>0</sub>=2 – статистические веса возбужденного и основного состояний; T<sub>e</sub> [эВ] – температура электронов; E<sub>4</sub>=12.75 эВ – энергия возбуждения уровня n=4; n<sub>a</sub> – концентрация атомов; λ<sub>0</sub> – длина волны излучения линии H<sub>β</sub>; T<sub>e</sub> – температура электронов; h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме.

Интенсивность молекулярных полос можно представить по аналогии с (3.5.9.52) в виде:

$$I_{CN}^{\text{эксп}} = \int i_{\lambda} d\lambda = h \frac{c}{\lambda_{\text{мол}}} \frac{1}{\tau_0} [M^*] \sim \frac{[M]}{\lambda_0 \tau_0} \exp\left(-\frac{E_M^*}{T_e}\right) \quad (3.5.9.53)$$

Здесь λ<sub>мол</sub> – длина волны в «голове» молекулярной полосы; τ<sub>0</sub> – время жизни возбужденного состояния молекулярной полосы; E<sub>M</sub><sup>\*</sup> – энергия возбуждения излучающего уровня молекулы; [M<sup>\*</sup>], [M] – концентрация молекул в возбужденном состоянии и начальная концентрация молекул, соответственно. Согласно [113], для состояния B<sup>2</sup>Σ молекулы CN время жизни τ<sub>0</sub>=50 нс, а для состояния d<sup>3</sup>Π<sub>g</sub> молекулы С<sub>2</sub> - τ<sub>0</sub>=120 нс.

Сравнивая площадь под контуром линии H<sub>β</sub> и площадь, занимаемую полосой 0-0 радикала CN, а также с учетом T<sub>e</sub>=1.2 эВ (см. «Основные результаты»), имеем:

$$\frac{[H]}{[CN]} = \frac{I_{\beta}^{\text{эксп}} \lambda_0 \cdot \frac{g_0}{g_4} \cdot \exp\left(\frac{12.75}{T_e}\right)}{I_{CN}^{\text{эксп}} A_{42} \lambda_{\text{мол}} \tau_0 \exp\left(\frac{3.07}{T_e}\right)} \approx 400 \quad (3.5.9.54)$$

Выполнив аналогичные выкладки, можно получить оценки концентрации остальных спектральных компонент (молекул  $C_2$ , атомов углерода и кислорода). Результаты таких оценок на различных стадиях разрядного импульса для пространственной области, расположенной на оси струи на расстоянии 3 мм от среза капилляра, представлены в Табл. 3.5.9.2.

**Табл. 3.5.9.2.** Соотношения мольных долей компонент в различные моменты времени.

Время, мс	$H_{\beta}/CN$	$H_{\alpha}/CN$	$H_{\alpha}/O$	$H_{\beta}/O$	$H_{\alpha}/C_2$	$H_{\beta}/C_2$	$H_{\alpha}/C$	$H_{\beta}/C$
0.5	30	20	2	3	60	90	10	20
2	190	160	6	8	190	230	30	40
4	860	720	9	11	500	600	100	120
6	750	620	9	11	310	370	60	80
8	150	70	5	11	30	60	10	30

Выполненные оценки позволяют нам в последующем анализе считать плазму ядра состоящей преимущественно из водорода атмосферного давления.

В качестве «нулевого» приближения состава плазменной струи используем расчет равновесного состава смеси  $H: C: O: Cu$ , источником которой служит материал капилляра ( $C_5H_8O_2$ ) и внутреннего электрода ( $Cu$ ). Расчет выполнен в диапазоне ожидаемого изменения температуры  $T = 2 \div 40$  кК, давления  $P_{\Sigma} = 0.2 \div 20$  атм и варьируемого отношения парциальных давлений. Основанием пригодности такого расчета является квазистационарность плазмы (время существования которой на порядки превышает время установления ее параметров  $T_e$ ,  $n_e$  и  $n_j^*$ ) и высокие ожидаемые значения  $T_e \geq 1-3$  эВ и  $n_e \geq 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Рассчитываемыми концентрациями смеси  $H: C: O: Cu$  в названном диапазоне давлений в интервале температур 0.2-3 эВ являются:  $[H_2]$ ,  $[H]$ ,  $[H^+]$ ,  $[O_2]$ ,  $[O]$ ,  $[O^+]$ ,  $[O^{++}]$ ,  $[C_2]$ ,  $[C]$ ,  $[C^+]$ ,  $[C^{++}]$ ,  $[Cu]$ ,  $[Cu^+]$ ,  $[Cu^{++}]$   $n_e$  – всего 15 компонент. Неучет молекулы  $N_2$  и ее производных вызван тем, что в исследованных спектрах не наблюдались спектральные линии  $N_I$ ,  $N_{II}$  и молекулярные полосы  $N_2$  и  $N_{2+}$ .

Равновесный состав рассчитывается, исходя из следующих модельных пропорций:

а) В момент возникновения плазмы первоначальный стехиометрический состав определяется соотношением компонент в материале  $C_5H_8O_2$ , следовательно,  $H: C: O = 53.3\%:33.3\%:13.3\%$ . Для учета возможной роли электрода ( $Cu$ ) добавляются атомы (и ионы) меди в общем количестве 0.1%.

б) В ядре разряда при установившемся режиме соотношение компонент меняется в сторону преобладания водорода, при этом соотношение между С и О (тяжелые компоненты) сохраняется: Н: С: О: Cu = 92.9%:5.0%:2.0%:0.1%;

в) На периферии разряда при установившемся режиме соотношение компонент меняется в сторону преобладания С и О, их соотношение остаётся неизменным: 9.9%:65%:25%:0.1%.

Соотношение лёгкой и тяжёлой компонент Н:(С;О) проварьировано относительно стехиометрического состава, исходя из результатов спектроскопических наблюдений.

Неучёт ионизации молекул  $H_2$ ,  $C_2$  и  $O_2$  с образованием ионов  $H_2^+$ ,  $C_2^+$  и  $O_2^+$  вызван тем, что эта ионизация реализуема в узком диапазоне температур 0.5-0.8 эВ. При этом получаемая концентрация молекулярных ионов незначительна вследствие малых энергий диссоциации, высоких потенциалов ионизации (15.43 эВ, 11.9 эВ и 12.1 эВ соответственно для  $H_2$ ,  $C_2$  и  $O_2$ ) [113] и высокой концентрации электронов. Оценка показывает, что при  $T \approx 0.7$  эВ (температура достижения максимума  $[H_2^+](T)$ ) концентрация электронов и ионов водорода  $n_e \approx [H^+] \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \gg [H_2^+] \approx 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Вторым основанием неучета этих ионов является отсутствие в исследованных спектрах их излучающих компонент.

Итоговая система уравнений включает в себя следующие выражения.

1. Закон Дальтона для смеси идеальных газов:

$$p_{H_\Sigma} + p_{O_\Sigma} + p_{C_\Sigma} + p_{Cu_\Sigma} + p_e \quad (3.5.9.55)$$

$$= kT([H_2] + [H] + [H^*] + \dots + [O^+] + [O^{++}] + n_e)$$

, обеспечивающий неизменность полного давления

$$p = p_\Sigma = p_{H_\Sigma} + p_{O_\Sigma} + p_{C_\Sigma} + p_{Cu_\Sigma} + p_e = const \quad (3.5.9.56)$$

2. Соотношение неизменности мольных долей трех компонент:

$$p_{H_\Sigma} : p_{C_\Sigma} \text{ и } p_{H_\Sigma} : p_{O_\Sigma} \text{ и } p_{H_\Sigma} : p_{Cu_\Sigma} \quad (3.5.9.57)$$

3. Семь (по числу положительных ионов в системе) уравнений ионизационного равновесия, - формул Саха в виде:

$$\frac{[A^+]n_e}{[A]} = 2 \frac{g^+}{g} \left( \frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{I_A}{kT}\right) \quad (3.5.9.58)$$

, в которых в качестве [A] выступают [H], [C], [O], [Cu],  $[C^+]$   $[O^+]$  и  $[Cu^+]$ . Для упрощения счета вместо статистических сумм используются статистические веса основных состояний [113] и не учитывается снижение соответствующего потенциала ионизации  $I_A$

( $I_H = 13.59$  эВ,  $I_C = 11.26$  эВ, ...,  $I_{O^+} = 35.10$  эВ). Его учет влечет за собой превышение точности, оцениваемой в 10%;

4. Условие квазинейтральности плазмы:

$$[H^+] + [C^+] + 2[C^{++}] + [O^+] + 2[O^{++}] + [Cu^+] + 2[Cu^{++}] = n_e \quad (3.5.9.59)$$

Не учитывается возможное образование отрицательных ионов  $O^-$  и  $O_2^-$ , ввиду незначительности их концентраций.

Замыкающими систему являются три уравнения, в соответствии с законом действующих масс описывающие равновесную реакцию диссоциации-ассоциации молекул

$$\frac{[B][B]}{[B_2]} = \frac{g_B^2}{g_{B_2}} \left( \frac{\pi \mu_B k}{h^2} \right) T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_D^{B_2}}{kT}\right) \quad (3.5.9.60)$$

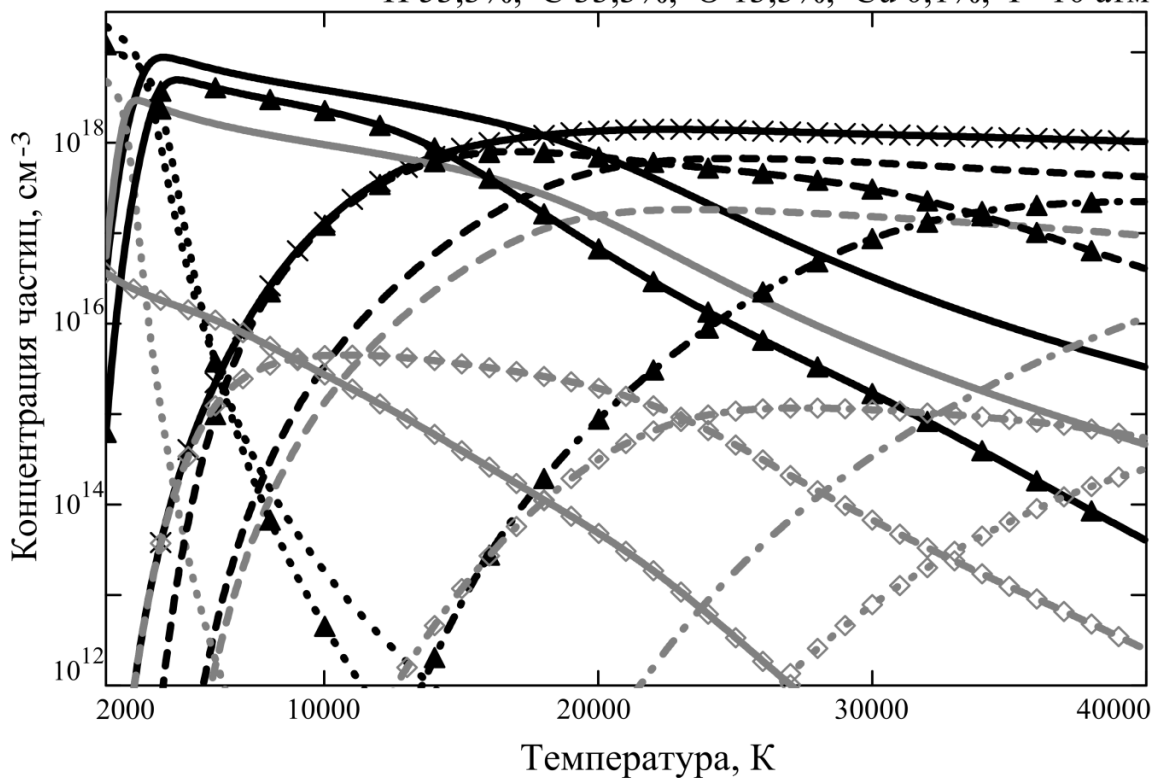
Здесь  $[B]$  и  $[B_2]$  - концентрации атомов H, C, O и соответствующих молекул,  $\mu_B$  – приведенные массы системы атомов и молекул,  $g_{B_2}$  и  $g_B$  - статистические веса основных состояний атомов и молекул,  $E_D^{B_2}$  - энергия диссоциации молекул  $H_2$ ,  $C_2$  и  $O_2$  [113].

Система решается с помощью стандартных итерационных методов как в программах численного анализа (MATLAB), так и в CAS программах (Maple). В том случае, когда встроенные методы не позволяют найти решение, применяется сеточный метод. Для этого в окрестности предыдущего решения задаётся относительно небольшой интервал, в котором строится равномерная сетка из 10 узлов. Каждый узел проверяется на соответствие новому значению температуры, которая изменилась по отношению к предыдущему своему значению соразмерно выбранному интервалу сетки. Наиболее подходящий узел выбирается в качестве новой опорной точки, в окрестности которой строится следующий интервал 10 значений. Ситуация повторяется до тех пор, пока значения концентраций не будут соответствовать выбранной температуре с заданной точностью.

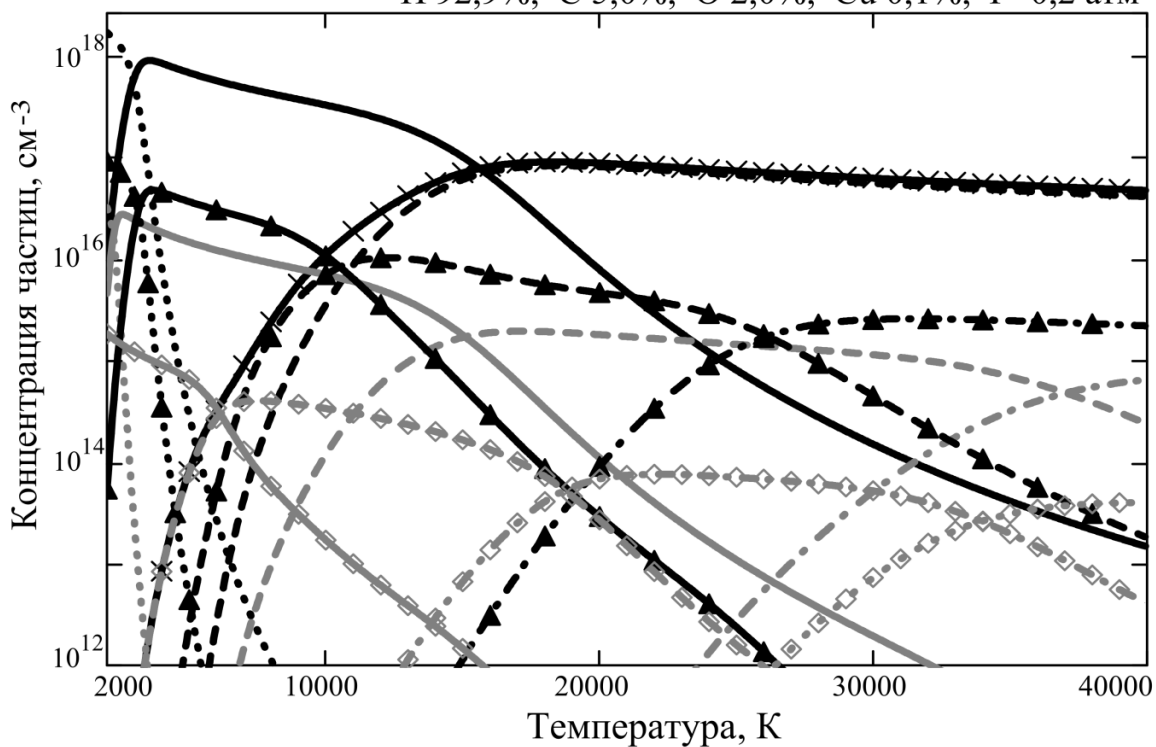
Примеры расчета состава смеси H:C:O при давлениях  $p_\Sigma = 0.2$  и 10 атм приведены на *Рис. 3.5.9.2.*



H 53,3%, C 33,3%, O 13,3%, Cu 0,1%, P=10 атм



H 92,9%, C 5,0%, O 2,0%, Cu 0,1%, P=0,2 атм



Обозначения концентраций:

××× e	— O	▲— C	◇— Cu
— H	⋯ O <sub>2</sub>	★⋯ C <sub>2</sub>	◇— Cu <sup>+</sup>
⋯ H <sub>2</sub>	--- O <sup>+</sup>	▲- C <sup>+</sup>	◇- Cu <sup>++</sup>
- - H <sup>+</sup>	- - - O <sup>++</sup>	▲- C <sup>++</sup>	◇- Cu <sup>+++</sup>

Рис. 3.5.9.2. Равновесный состав плазмы

### 3.5.10. «Нормальная» температура

Зная полученные выше температурные изменения равновесных концентраций основных состояний H, C, O, Cu и используя закон Больцмана, можно получить температурные изменения концентрации тех возбужденных состояний, излучение которых наблюдается в ходе эксперимента. К ним относятся линии H $\beta$  (переход 4 $\rightarrow$ 2) и H $\alpha$  (переход 3 $\rightarrow$ 2) атома водорода, ионные линии C II: 513.3 нм ( $E_k = 23.11$  эВ), 657.8 нм (16.33 эВ), 672.5 нм (24.37 эВ), ионные линии O II 374.9 нм (26.30 эВ), 407.2 нм (29.70 эВ), атомные и ионные линии меди и полоса (0-0) радикала C $_2$ ,  $\lambda=516.5$  нм. В исследуемом диапазоне температур и давлений концентрации всех рассматриваемых излучателей по мере роста температуры (при  $p=\text{const}$ ) достигают своих максимальных значений и при дальнейшем росте температуры монотонно убывают. Бартельс и Ларенц [108,109] первыми ввели понятие «нормальной» температуры  $T_N$ , характеризующей достижение максимума интенсивности излучения спектрального компонента, принадлежащего тому или иному атому, иону или молекуле. Ранее подобный подход был использован Милном и Фаулером [114,115] для классификации звездных спектров. В Табл. 3.5.10.1 приводятся значения «нормальных» температур (в градусах Кельвина) для ряда линий водорода, углерода, кислорода и меди при трех разных давлениях смеси H:C:O:Cu $\rightarrow$ 92.9%:5.0%:2.0%:0.1%.

Табл. 3.5.10.1. «Нормальные» температуры  $T_N$  основных излучателей эрозионного разряда

Излучатель, нм	H $\beta$ 486.13	H $\alpha$ 656.3	C II 513.3	C II 657.8	C II 672.5	O II 374.9	Cu I 521.8	Cu II 490.9	C $_2^*$ 516.5	$n_e^{\text{max}}$
<b>P, атм</b>	<b>T<math>_N</math>, кК</b>									
0.2	15.80	15.50	25.90	24.30	26.30	35.10	12.40	18.20	5.70	17.10
1.0	17.80	17.50	29.10	27.20	29.60	39.30	13.60	20.20	6.30	19.40
10	21.70	21.30	35.10	32.50	35.60	47.00	15.70	23.70	7.40	24.10
<b>Энергия возбуждения , эВ</b>	12.74	12.09	23.11	16.33	24.37	26.30	6.19	16.85	2.48	

Анализ спектров излучения эрозионной плазмы и уширения линий H $\beta$  и H $\alpha$  указывает на то, что центральная зона струи сильно ионизована ( $n_e \approx [H^+] > [H], [C]$ ) и характеризуется температурой  $T_0 > T_N(H\beta, H\alpha)$ , а периферийная плазма вблизи границы струи излучает молекулярный спектр, отвечающий температуре 4000-9000 К. Пространственная

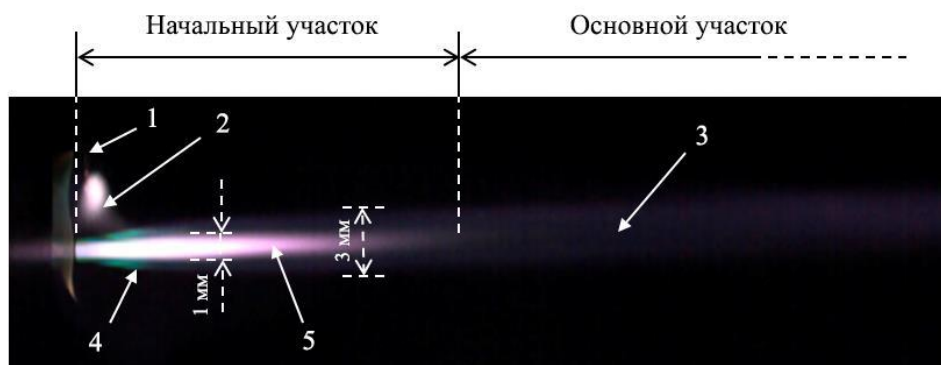
неоднородность плазмы обуславливается значительными градиентами температуры  $\text{grad}_r T$  и сопровождается изменением давления по радиусу струи, при этом каждая из мольных составляющих ( $p_n$ ,  $p_s$  и  $p_o$ ) может иметь свой радиальный ход парциального давления, обусловленный процессами диффузии, амбиполярной диффузии, термо- и бародиффузии и иных переносных процессов в градиентной среде.

## ГЛАВА 4. РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДОВ СПЕКТРАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА

### 4.1. Дозвуковой режим истечения плазменной струи

#### 4.1.1. Продольное распределение параметров

В дозвуковом режиме на стадии подвода энергии распределение плазменных компонент определяется, в основном, распределением разрядного тока, значительная доля которого прежде чем замкнуться на наружный электрод, протекает вдоль начального участка струи (см. *Рис. 4.1.1.1*). Характерной визуальной особенностью начального участка является наличие узкой центральной области (керна) с наиболее значительной интенсивностью свечения.

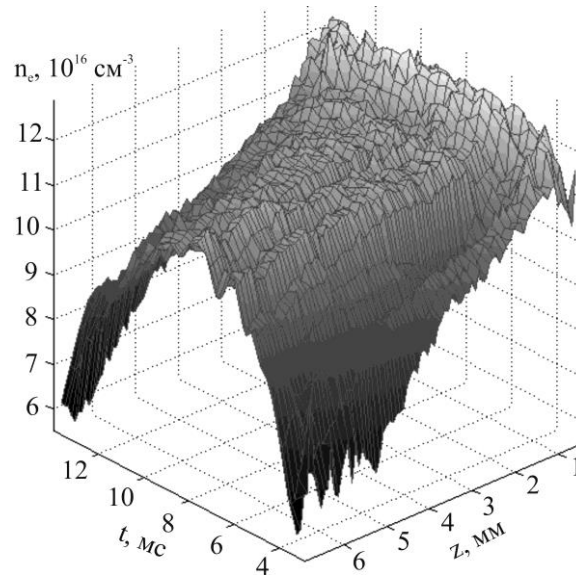


**Рис. 4.1.1.1.** Общий вид плазменной струи: 1 – катод, 2 – замыкающий факел, 3 – струя, 4 – плазменное гало, 5 – kern.

Водородная линия  $H_{\beta}$  наблюдается в спектре как на участке внутри капилляра, так и на начальном участке струи. В этих областях уширение линии вследствие эффектов давления ( $4\div 6$  нм) на порядок превышает аппаратное уширение используемой оптической системы ( $0.1\div 0.8$  нм), при этом линия испытывает минимальное искажение со стороны окружающих спектральных компонент и является, к тому же, оптически тонкой. Всё это в совокупности делает её надёжным и удобным источником информации о плотности электронов  $n_e$ . Однако заметим, что несмотря на небольшую погрешность определения  $n_e$ , составляющую  $\delta n_e \sim 10\%$ , параметры струи со временем меняются из-за активного разрушения

капиллярного канала, требующего своей периодической замены. Поэтому прямое сопоставление результатов не всегда корректно и может приводить к расхождению большему, чем 10%.

Проследить изменение параметров плазмы в течение одного импульса удаётся при использовании высокоскоростных камер. Результат обработки видеофайла системы спектрограф MS-257 - камера VS-Fast, содержащего линию  $H\beta$  в области начального участка струи, представлен на *Рис. 4.1.1.2*. Алгоритм действий подробно описан в предыдущей главе.

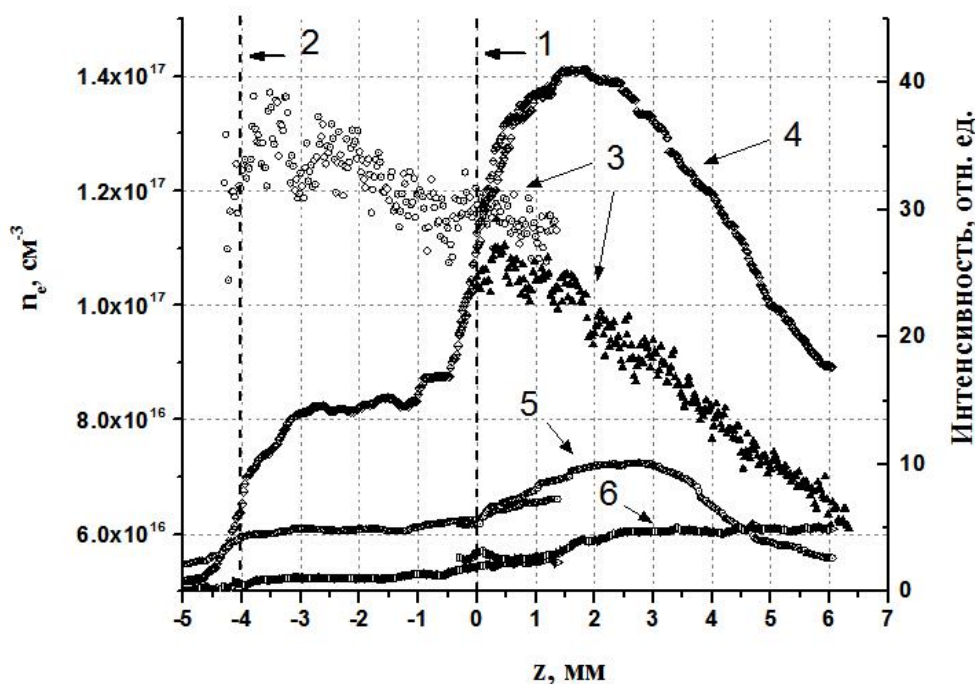


**Рис. 4.1.1.2.** Пространственно-временной профиль концентрации электронов  $n_e$ , полученный из анализа уширения линии  $H\beta$ . Дозвуковой режим. Спектрограф – MS-257, регистрирующая камера – VS-Fast

Анализ пространственно-временного распределения  $n_e$  показывает, что на границе капилляр-струя максимальное значение  $n_e \sim 1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  достигается к концу первой четверти разрядного импульса и остаётся здесь на постоянном уровне вплоть до начала последней четверти импульса. На участке  $z = 0 \div 1$  мм вблизи границы, который приблизительно совпадает с калибром канала, плотность электронов быстро спадает до значения  $n_e \sim (0.9 \div 1.1) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Далее с увеличением продольной координаты плотность продолжает снижаться, достигая к концу начального участка ( $z \sim 6 \div 7$  мм) в середине импульса  $n_e \sim (0.7 \div 0.9) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При этом на границе начального и основного участков струи электронная концентрация следует за формой импульса, достигая своего максимального значения лишь в середине периода.

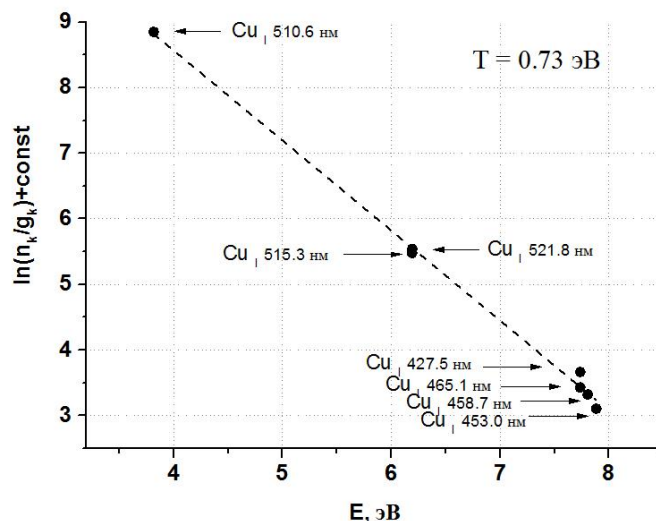
Распределение электронной концентрации на участке внутри капилляра слабо меняется во времени и характеризуется наличием максимума, расположенного в окрестности

анода на расстоянии около 0.5 мм от его поверхности (Рис. 4.1.1.3). Значение электронной концентрации в окрестности максимума составляет примерно  $n_e \sim 1.4 \div 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . По сравнению с начальным участком по длине капилляра электронная концентрация изменяется весьма незначительно, и в выходном сечении капилляра ее величина снижается менее чем на 10% по сравнению со значением в максимуме.



**Рис. 4.1.1.3.** Распределение параметров в продольном направлении: 1,2 – границы капилляра, 3 – электронная концентрация; 4 – интенсивность линии  $H\beta$ ; 5 – интенсивность в голове молекулярной полосы  $C_2$  (473.3 нм), 6 – интенсивность линии  $Cu I$  505.2. Середина импульса. Длительность экспозиции 20 мкс. Пунктиром обозначены границы капилляра.

Оценка температуры электронов методом «большмановской экспоненты» по линиям  $Cu I$  внутри капилляра и на начальном участке струи приводит к слабо убывающей с ростом продольной координаты  $z$  зависимости, в которой значения температуры изменяются в диапазоне  $T_e = 0.9 \div 0.6$  эВ. При этом распределение по возбужденным состояниям демонстрирует линейный (равновесный) характер с небольшим разбросом (см. Рис. 4.1.1.4). Однако анализ поперечного распределения спектральных компонент показывает, что реальная температура в капилляре и в керне начального участка превышает «нормальные» температуры медных линий. Поэтому результат определения  $T_e$  по  $Cu I$  при продольной вдоль оси струи ориентации оптической щели MS-257 (т.е. при измерении интегральной по диаметру струи интенсивности) характеризует периферийную область, в которой интенсивность линий  $Cu I$  наибольшая.



**Рис. 4.1.1.4.** Оценка температуры электронов по атомным линиям меди  $\text{Cu I}$ . Дозвуковой режим. Продольная координата  $z=2.5$  мм.

Косвенным подтверждением того, что получаемое по линиям  $\text{Cu I}$  значение  $T_e$  не относится к центральной области струи (внутри капилляра и на начальном участке), служит результат оценки  $T_e$ , выполненный при помощи использования отношения линий разной кратности ионизации (атомной и ионной)  $\text{Cu I } 282.44/\text{Cu II } 283.74$ . В этом случае температура электронов оказывается равной  $T_e = 1.1 \div 1.3$  эВ. Тем не менее, данная оценка  $T_e$  также является по понятным причинам заниженной по отношению к ожидаемому значению в центральной области струи.

Использование линий  $\text{H}_\alpha$ ,  $\text{H}_\beta$  и  $\text{H}_\gamma$  для определения  $T_e$  при помощи МБЭ нецелесообразно ввиду отклонения соответствующих состояний заселенности от закона Больцмана. Попытка определить  $T_e^{\text{эксп}}$  по этим линиям дала разброс значений в интервале  $T_e^{\text{эксп}} = 0.7 - 1.0$  эВ. Использование атомных линий углерода  $\text{C I}$  методом МБЭ не представляется возможным вследствие близких энергий возбуждения в регистрируемой спектральной области. В атомных линиях алюминия  $\text{Al I } 308.2, 309.3, 394.4$  и  $396.2$  нм наблюдается самопоглощение, а интенсивность атомных линий кислорода  $\text{O I}$  слишком мала для обработки.

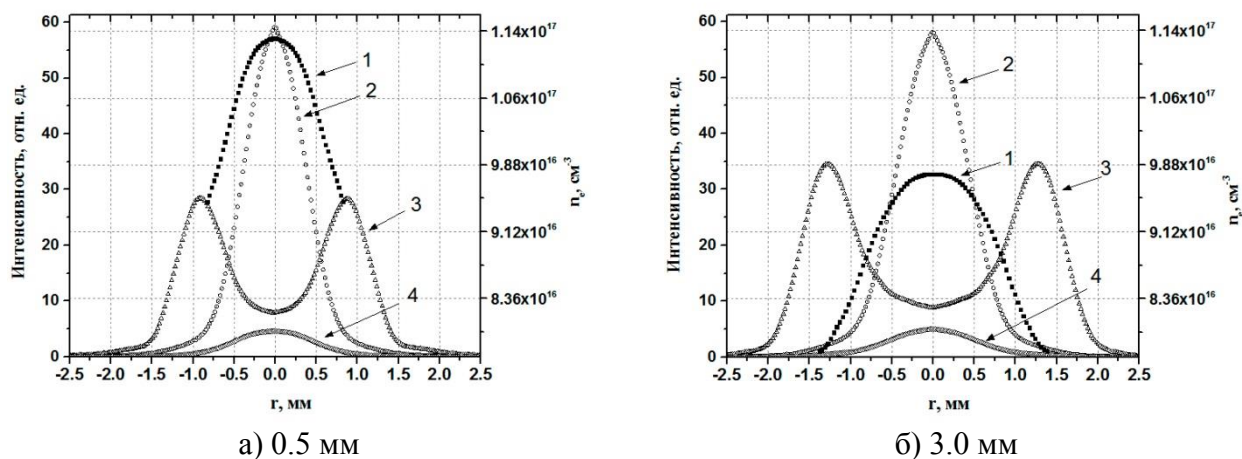
Вследствие систематического занижения  $T_e$  в МБЭ по линиям  $\text{Cu I}$  и невозможности использования в методе иных спектральных компонент выполнена оценка продольного распределения электронной температуры при помощи профилей электронной концентрации, интенсивности излучения линии  $\text{H}_\beta$  и равновесного состава водородной плазмы. Максимум интенсивности излучения линии  $\text{H}_\beta$  ( $n=4$ ) достигается при более низком значении температуры  $T_4^{\text{max}} = 1.42$  эВ, чем максимум электронной концентрации, для которой значение нормальной температуры составляет  $T_e^{\text{max}} = 1.5$  эВ.

Сравнение результатов расчетов параметров равновесной плазмы и профилей электронной концентрации и интенсивности излучения линии  $H_{\beta}$  (Рис. 4.1.1.3) позволяет прийти к выводу о том, что на всей длине капилляра электронная температура не превышает 1.5 эВ, а плазма является сильно ионизованной ( $\alpha > 0.8$ ). Отметим, что в спектре излучения капиллярного канала при вкладываемой мощности  $W > 3.5 \text{ МВт/см}^3$  появляются линии  $Cu II$ , что дополнительно свидетельствует в пользу  $T_e > 1.2 \text{ эВ}$  в данной области. В окрестности среза капилляра электронная температура спадает быстрее. В конце начального участка (на расстоянии 15-20 мм от среза капилляра) температура электронов снижается до  $T_e \sim 0.7\text{-}0.8 \text{ эВ}$ , что соответствует наблюдаемому быстрому снижению электронной концентрации до  $n_e \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Такой ход электронной температуры, очевидно, отслеживает пространственное распределение разрядного тока (и, соответственно, подвод энергии), плотность которого постоянна на участке внутри капилляра и снижается вдоль начального участка струи.

#### 4.1.2. Поперечное распределение параметров

Распределение интенсивности излучающих компонент по сечению начального участка плазменной струи оказывается неоднородным. При удельной вкладываемой мощности  $2.5 \div 5 \text{ МВт/см}^3$  интенсивности излучения водородных линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  имеют максимумы на оси, и быстро спадают по направлению к границе (см. кривую 2 ( $H_{\beta}$ ) Рис. 4.1.2.1). На радиусе  $r \sim 0.6 \div 0.7 \text{ мм}$  излучение водородных линий становится незначительным, причём эта координата приблизительно совпадает с видимой границей ядра струи, наблюдаемого при помощи скоростной видеосъёмки (Рис. 4.1.1.1). Аналогичным образом проявляют себя слабо различимые на фоне окружения линии возбуждённых атомов углерода  $C I 477.2$ ,  $C I 493.2$  и  $C I 505.2$ . В то же время распределение молекулярной компоненты спектра, состоящей, в первую очередь, из полос  $C_2$  и  $CN$ , имеет минимум на оси, максимум же обнаруживается в области  $0.7 \leq r \leq 2.2 \text{ мм}$  (кривая 3 на Рис. 4.1.2.1), вследствие чего получается структура, опоясывающая кольцом центральную «водородную» область подобно слою зелено-голубого свечения вокруг ядра на видеограмме Рис. 4.1.1.1.





**Рис. 4.1.2.1.** Радиальные профили параметров плазменной струи на расстоянии 0.5 мм (а) и 3.0 мм (б) от границы капилляра, полученные с использованием обратного преобразования Радона: 1 – концентрация электронов; 2 - интенсивность линии H $\beta$ ; 3 – интенсивность в голове молекулярной полосы Свана радикала C<sub>2</sub> (516.5 нм), 4 - интенсивность линии C I 477.2 нм. Середина разрядного импульса.

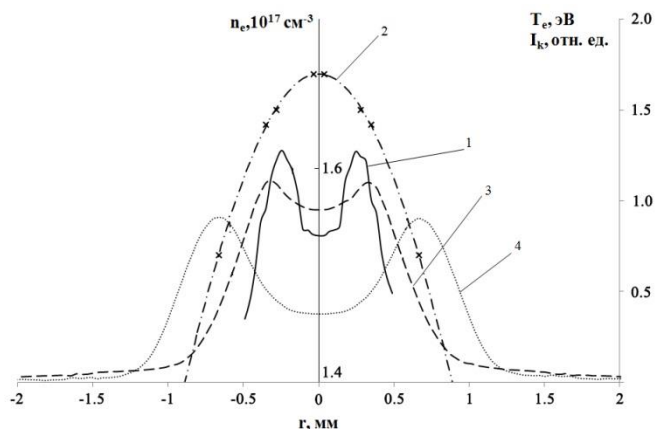
Немонотонный характер распределения интенсивности полос Свана и линии H $\beta$  становится выразительней при переходе от начального участка струи вглубь капилляра. В последнем случае световой диаметр излучения линии H $\beta$  составляет примерно половину от диаметра капилляра и практически не изменяется по его длине.

Приосевая область на начальном участке струи и внутри капилляра ( $d \sim 0.5$  мм) характеризуется почти постоянным значением электронной концентрации  $n_e$  (кривая 1 на Рис. 4.1.2.1). В пределах погрешности измерений значение  $n_e$  на оси струи в координатах  $z = 0.5$  мм и  $z = 3$  мм совпадает с продольными измерениями. Снижение электронной концентрации в области между керном и оболочкой  $0.5 \leq r \leq (1 \div 1.5)$  мм составляет 20÷25%.

Расширение видимой границы излучения плазменной струи в пределах её начального участка происходит за счёт расширения молекулярной оболочки (см. Рис. 4.1.1.1 и Рис. 4.1.2.1). Положение границ центральной области относительно устойчиво. Рост интенсивности полос C<sub>2</sub> на участке  $z = 0.5 \div 3$  мм на 20% подтверждает результаты продольных измерений на Рис. 4.1.1.3.

Полученные распределения интенсивностей излучающих компонент и электронной концентрации позволяют (в «равновесном» приближении) оценить температуру электронов. Экспериментально установленный перепад электронной температуры между центром и периферией на начальном участке струи и внутри капилляра при рассматриваемом энерговыделении  $2.5 \div 5$  МВт/см<sup>3</sup> составляет значение порядка 0.4 эВ, а осевое значение температуры электронов на начальном участке струи находится на уровне  $T_e \sim 1.2$  эВ.

Заметим, что увеличение мощности приводит к тому, что в дозвуковом режиме истечения в радиальном распределении интенсивности водородных линий и в распределении концентрации электронов появляется минимум на оси, вызванный превышением в центральной области значения электронной температуры над значениями «нормальных» температур этих компонент (см. *Рис. 4.1.2.2*).



**Рис. 4.1.2.2.** Радиальные профили параметров плазменной струи: 1 – концентрация электронов; 2 - электронная температура; 3 - интенсивность линии  $H\beta$ ; 4 – интенсивность в головке молекулярной полосы Свана радикала  $C_2$  (473.3 нм). Середина разрядного импульса,  $z = 3$  мм

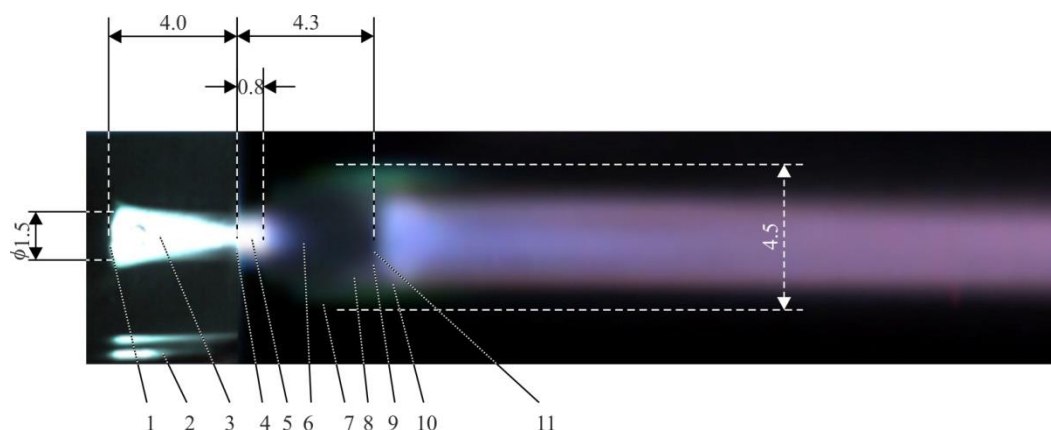
В этом случае благодаря внеосевому положению максимумов электронной концентрации, интенсивности излучения линии  $H\beta$  и полосы Свана и достижению в этих точках соответствующих «нормальных» температур, удаётся построить радиальное распределение температуры электронов. Полученные таким образом данные с хорошей точностью укладываются на зависимость  $T_e \sim T_e(r=0) - \text{const} \cdot r^2$ . Осевое значение температуры электронов на начальном участке струи и внутри капилляра достигает  $T_e \sim 1.7$  эВ. Получаемый перепад электронной температуры между центром и периферией составляет 1 эВ.

Отметим также, что представленные на *Рис. 4.1.2.1* поперечные профили электронной концентрации и интенсивности излучения линии  $H\beta$  в приосевой области  $2R \approx 1$  мм находятся в качественном и количественном согласии с результатами, полученными для стационарной водородной дуги при близких значениях разрядного тока и размерах канала разряда [52], что является подтверждением квазистационарности изучаемой плазмы капиллярного разряда, а также удовлетворительного соответствия состоянию ЛТР в горячей приосевой зоне струи. Отклонение концентрации электронов в этой области от равновесного значения для водородной плазмы составляет примерно 10÷12% и укладывается в пределы погрешностей вычислений радиального профиля с применением процедуры обратного преобразования Радона.

## 4.2. Сверхзвуковой режим истечения плазменной струи

### 4.2.3. Продольное распределение параметров

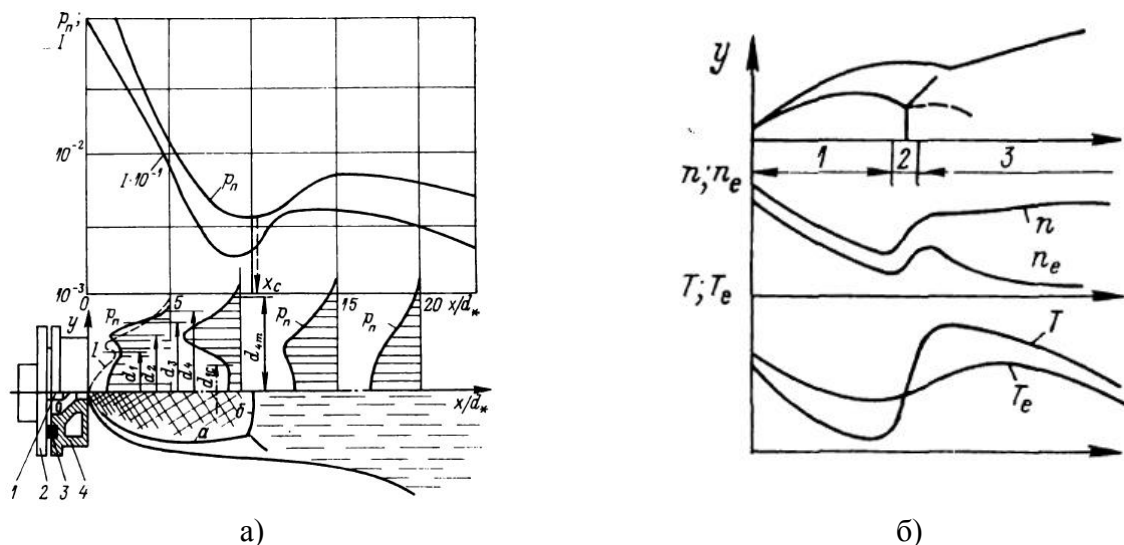
В диапазоне удельных энерговыделений  $\sim 25 \div 35$  МВт/см<sup>3</sup> плазменная струя истекает из капилляра со сверхзвуковой скоростью, о чём свидетельствует образование основных элементов ударно-волновой структуры. Общий вид начального участка струи, на котором хорошо просматриваются висячий скачок уплотнения, отраженная ударная волна, диск Маха, точка тройной конфигурации представлен на *Рис. 4.2.3.1*. На участке, занимаемом ударно-волновыми структурами, течение является неизобаричным. Неизобаричность течения оказывает существенное влияние на термодинамическое состояние плазмы, которое может сильно изменяться на начальном участке плазменной струи, что требует предельной аккуратности в выборе спектральных методов определения параметров плазмы.



**Рис. 4.2.3.1.** Общий вид начального участка сверхзвуковой плазменной струи: 1 – анод, 2 – катод, 3 – капилляр, 4 – срез капилляра, 5 - участок расширения, 6 – область разрежения, 7 – граница струи, 8 – висячий скачок, 9 – точка тройной конфигурации, 10 – отраженная ударная волна, 11 – центральный скачок уплотнения (диск Маха). Длительность экспозиции видеокамеры  $t_{\text{эксп}}=1$  мкс. Размеры даны в мм.

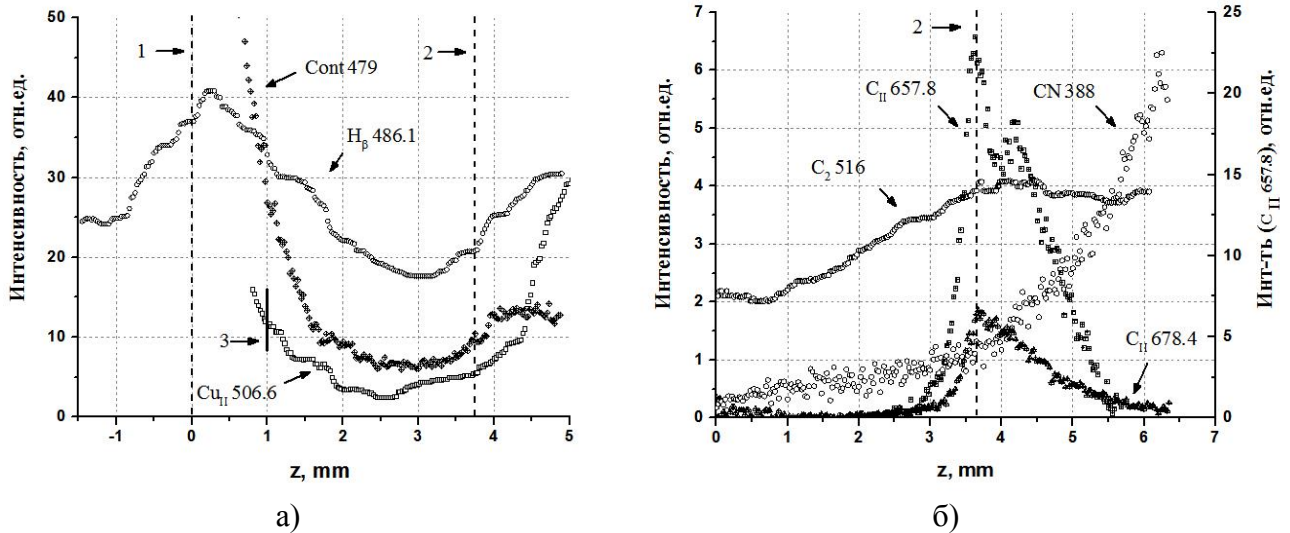
Из общих данных о неизобаричности течения сверхзвуковых струй известно (см. *Рис. 4.2.3.2*, [53]), что на участке расширения исследуемой струи в пределах приторцевой зоны сопла (поз.5 на *Рис. 4.2.3.1*) происходит наиболее быстрое снижение давления и температуры плазмы. В области разрежения (поз.6 на *Рис. 4.2.3.1*) происходит дальнейшее снижение скоростного напора, статического давления, плотности и температуры, которые достигают минимальных значений в окрестности центрального скачка уплотнения (поз.11 на

Рис. 4.2.3.1). На последующих участках, по мере удаления от центрального скачка уплотнения, величина статического давления возрастает.



**Рис. 4.2.3.2.** (а) Схема течения на начальном участке недорасширенной затопленной струи плазмы аргона, истекающей из звукового сопла электродугового источника [ $I$  – интегральная интенсивность излучения, а – висячий скачок уплотнения, б – центральный скачок уплотнения,  $x_c$  – положение диска Маха]. (б) Качественная картина изменения параметров вдоль оси недорасширенной струи неравновесной плазмы при истечении в пространство, затопленное холодным газом [1 – область свободного расширения, 2 – центральный скачок уплотнения, 3 – область релаксации]. Г.А. Лукьянов [53]

Неизобаричность течения находит свое отражение в немонотонных профилях интенсивности излучения основных спектральных компонент плазмы эрозионного разряда. При этом анализ экспериментальных данных показывает, что по характеру проявления немонотонности на начальном участке струи излучающие компоненты плазмы разделяются на два типа. Водородные линии  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ , ионные линии меди  $Cu II$  и континуум показывают минимум интенсивности в области разрежения и максимумы на участке расширения и в области центрального скачка уплотнения (см. Рис. 4.2.3.3 (а)). Однако отметим, что нахождение количественных изменений интенсивности линий меди  $Cu II$  в области  $z < 1$  мм затруднено из-за эффекта слияния сильно уширенных линий между собой и с континуумом (см. Рис. 2.3.7.4).

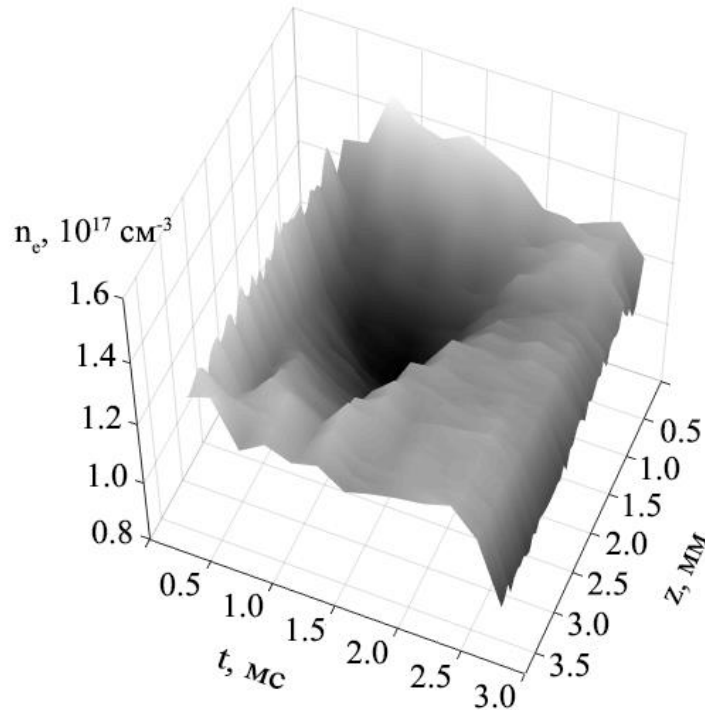


**Рис. 4.2.3.3.** Продольный ход интенсивности H $\beta$ , Cu II и континуума (а) и C II, C<sub>2</sub> и CN (б). 1 – граница капилляра, 2 – центральный скачок уплотнения. Сверхзвук, середина импульса, 3 – граница слияния сильно уширенных спектральных линий Cu II с континуумом

Другую группу излучателей объединяет наличие в составе углерода (C<sub>2</sub>, CN и линии C II) и потеря интенсивности излучения не только в области разрежения, но и на участке расширения (см. *Рис. 4.2.3.3 (б)*). Заметим, что ниспадающий по направлению к капилляру тренд наблюдается с различной скоростью как в углеродосодержащих молекулах со сравнительно низкими значениями энергий возбуждения ( $E^* = 2.5 \div 3$  эВ), так и в линиях иона C II с высокими значениями соответствующих энергий возбуждения ( $E^* = 16 \div 22$  эВ). Отметим также, что снижение интенсивности излучения углеродосодержащих спектральных компонент на участке расширения струи демонстрирует обратную корреляцию по отношению к увеличению диаметра капилляра (снижению степени нерасчётности истечения).

Неизобаричность течения проявляется и в получаемом на основе анализа уширения водородных линий немонотонном профиле концентрации электронов  $n_e$ , пространственно-временной ход которого показан на *Рис. 4.2.3.4*. Подобно дозвуковому режиму максимальное значение  $n_e$  достигается на границе капилляр-струя  $z = 0$ , при этом на участке расширения  $z = 0 \div 0.5$  мм  $n_e$  быстро снижается. Изменение  $n_e$  на участке  $z = 1.5 \div 2$  мм происходит в соответствии с процессом перехода от дозвукового режима истечения (начальный период импульса) к сверхзвуковому режиму (основной период импульса) и возвращением в дозвуковой на финальном этапе. Выражается это в том, что на протяжении первой половины импульса ( $t = 0.2 \div 1.0$  мс) образуется область с низким уровнем концентрации электронов («воронка» в центре объемного изображения), совпадающая по

координатам с областью разрежения на *Рис. 4.2.3.1*. К моменту достижения пика вкладываемой мощности область пониженной концентрации расширяется до границ  $z = 1 \div 3$  мм. К началу последней четверти импульса область разрежения «разглаживается», что, очевидно, связано с исчезновением скачка уплотнения, вызванным переходом течения в дозвуковой режим.



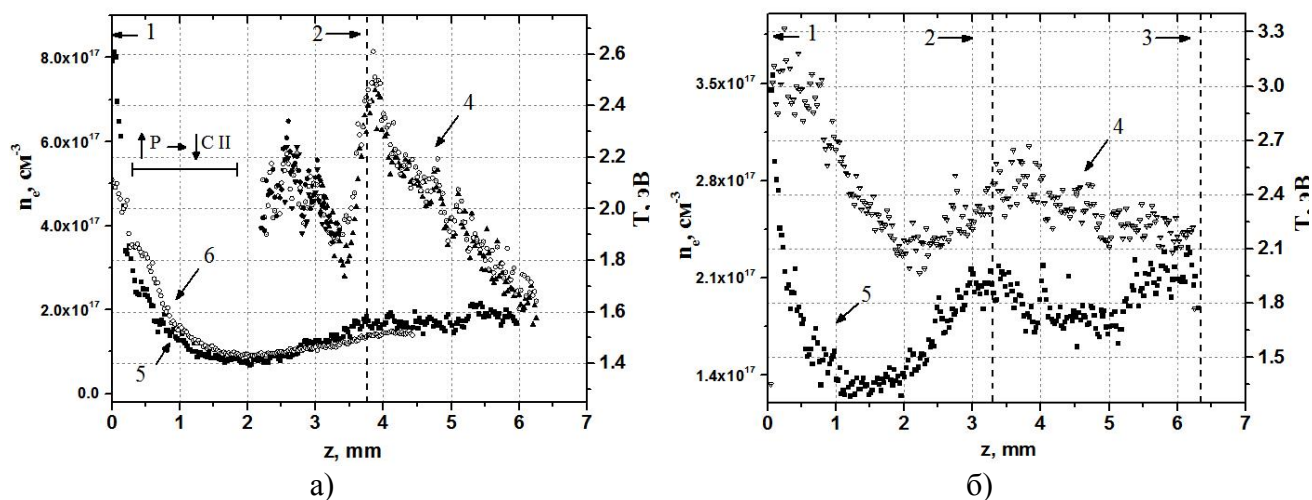
**Рис. 4.2.3.4.** Пространственно-временной профиль концентрации электронов  $n_e$  в зоне разрежения, полученный из анализа уширения линии  $H\beta$ . Сверхзвуковой режим.

Спектрограф – MS-257, регистрирующая камера – VS-FAST

Согласно [53] и *Рис. 4.2.3.2 (б)* неизобаричность течения аргоновой сверхзвуковой струи стационарного разряда оказывает определённое влияние на профиль электронной температуры  $T_e$ . Результаты проведённой экспериментальной оценки  $T_e$  для сверхзвуковой струи эрозионного разряда с помощью спектроскопических методов также показывают взаимосвязь получаемого профиля  $T_e$  с режимом течения струи (см. *Рис. 4.2.3.5*). В качестве основного метода получения  $T_e$  используется отношение интенсивностей излучения спектральных линий ионов углерода  $C II$ .

При диаметре капилляра  $d \sim 1$  мм ( $W \sim 30 \div 35$  МВт/см<sup>3</sup>) температура электронов в области разрежения падает до  $T_e \sim 1.8$  эВ, в окрестности диска Маха температура поднимается до значений  $T_e \sim 2.5$  эВ (с высоким градиентом 1.4 эВ/мм), за диском Маха температура электронов вновь снижается (0.4 эВ/мм), опускаясь к началу основного участка струи до значений  $T_e \sim 1.6$  эВ (см. *Рис. 4.2.3.5 (а)*). При высоких степенях нерасчётности

вследствие быстрой потери линиями  $C_{II}$  своей интенсивности излучения в области, примыкающей к капилляру ( $z < 2.5$  мм), возникают значительные затруднения в оценке  $T_e$  на основе линий  $C_{II}$ . Альтернативный способ оценки температуры электронов на основе расчёта равновесного состава показывает, что на срезе капилляра при измеренной концентрации электронов  $n_e \sim 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  температура электронов достигает, по видимому, значений  $T_e \sim 3 \div 4$  эВ (при оценочном значении давления на срезе  $p \sim 5 \div 10$  атм).



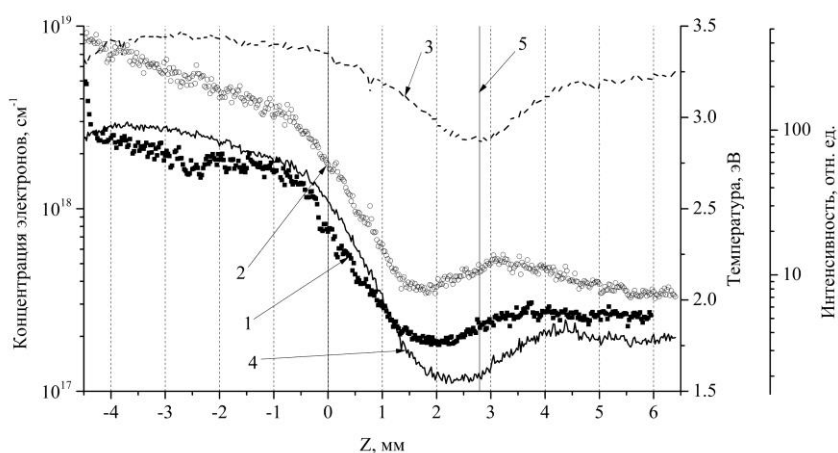
**Рис. 4.2.3.5.** Продольное распределение температуры и концентрации электронов при диаметре капилляра  $d \sim 1$  мм (а) и  $d \sim 1.6$  мм (б). 1 – капилляр, 2,3 – центральный скачок уплотнения (диск Маха), 4 –  $T_e$  ( $C_{II}$  657/ $C_{II}$  678), 5 –  $n_e(H_\alpha)$ , 6 –  $n_e(H_\beta)$ . Сверхзвук, середина импульса

При диаметре капилляра  $d \sim 1.6$  мм ( $W \sim 15 \div 20$  МВт/см<sup>3</sup>) температура электронов на срезе капилляра составляет  $T_e \sim 3.3$  эВ, в области разрежения температура электронов падает (0.6 эВ/мм) до  $T_e \sim 2.1$  эВ, в окрестности диска Маха температура поднимается до значений  $T_e \sim 2.5$  эВ (0.2 эВ/мм), за диском Маха температура электронов снижается (0.13 эВ/мм), опускаясь к минимуму следующего звена ударно-волновой структуры до значений  $T_e \sim 2.1$  эВ (см. *Рис. 4.2.3.5 (б)*).

Продемонстрированные распределения  $T_e$  на начальном участке струи согласуются с результатами, полученными при использовании отношения интенсивностей линий  $C_{II}$  514 нм и  $C_{II}$  526 нм и с результатом оценки температуры, представленном на *Рис. 3.3.5.3* и характеризующим интегральное за первую половину периода значение температуры электронов сверхзвукового режима на расстоянии  $z \sim 2$  мм. Оценка температуры электронов с использованием линий  $Cu_{II}$  248.9 нм ( $E^* = 8.23$  эВ) и  $Cu_{II}$  254.4 нм ( $E^* = 13.38$  эВ) приводит к результату  $T_e \sim 2.1$  эВ на всём начальном участке. Однако этот результат не следует относить к области расширения и центрального скачка уплотнения. Использование иных

наблюдаемых линий  $\text{Cu II}$  ограничено отсутствием в достаточном количестве необходимой справочной информации. Излучение линий ионов кислорода  $\text{O II}$  вследствие высоких значений энергии возбуждения ( $E^* > 30$  эВ) и малой экспозиции кадра при регистрации спектра (10 мкс) оказывается недостаточно интенсивным для оценки  $T_e$  на начальном участке струи.

В высокоэнергетическом режиме возможности количественной оценки параметров плазмы внутри капилляра ограничены вследствие слияния в видимом диапазоне сильно уширенных спектральных линий с континуумом (см. *Рис. 2.3.7.4*). В частности, для определения электронной концентрации методом линейного эффекта Штарка остаётся только едва различимая линия  $\text{H}_\alpha$ , которая к тому же из-за высоких значений давления внутри капилляра ( $20 \div 50$  бар), по-видимому, подвержена искажению вследствие реабсорбции. Для оценки температуры приходится воспользоваться наблюдаемым в окрестности линии  $\text{H}_\alpha$  непрерывным излучением и использовать метод отношения интенсивностей этой линии и континуума (3.3.5.38). Результаты оценок приведены на *Рис. 4.2.3.6*.



**Рис. 4.2.3.6.** Параметры плазмы вдоль оси струи: (1) - электронная концентрация, (2) - электронная температура, (3) - интенсивность излучения линии  $\text{H}_\alpha$ , (4) - интенсивность непрерывного излучения на длине волны  $\lambda=672$  нм, (5) – положение диска Маха ( $Z \approx 2.8$  мм). Сечение  $z=0$  соответствует положению среза капилляра.

На границе анодного слоя электронная концентрация и температура достигают значений соответственно  $n_e \sim (2 \div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e \sim 4$  эВ, затем снижаются вдоль оси капилляра. Причем, электронная концентрация сначала снижается по экспоненциальному закону, а температура на протяжении всего капилляра – почти линейно. В окрестности среза капилляра снижение электронной концентрации и температуры происходит быстрее. Точка



перегиба, соответствующая такому изменению, расположена в глубине капилляра на расстоянии немногим более 0.5 калибра (относительно диаметра капилляра) от его кромки. На этом коротком участке происходит более чем двукратное снижение электронной концентрации и менее значительное снижение (примерно в 1.1-1.3 раза) температуры, значения которых на срезе капилляра понижаются соответственно до  $n_e \sim (7\div 8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e \sim 3 \text{ эВ}$ . По мере приближения к срезу капилляра профиль электронной концентрации вновь приобретает вид спадающей экспоненты, который сохраняется неизменным также и на некотором интервале участка расширения струи, после чего снижение замедляется, и электронная концентрация достигает минимальных значений  $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (кривая 1 на *Рис. 4.2.3.б*) на расстоянии  $z = 2 \text{ мм}$  от границы капилляра.

Отметим, что полученные значения электронной концентрации и температуры находятся в количественном соответствии с расчетными значениями для равновесной плазмы водорода при давлениях  $p \sim 10\text{-}40 \text{ атм}$  и  $T_e \sim 3\text{-}4 \text{ эВ}$  на участке внутри капилляра и  $p \sim 0.5\text{-}10 \text{ атм}$  и  $T_e \sim 2\text{-}3 \text{ эВ}$  на начальном участке струи.

#### 4.2.4. Поперечное распределение параметров

В наибольшей степени влияние градиента температуры  $\text{grad}_r T$  и неизобаричности сверхзвукового течения проявляется на начальном участке затопленной струи в области свободного расширения и ударно-волновых структур. Поэтому большой интерес представляет восстановление профиля температуры в сечении  $z=2.5 \text{ мм}$  перед диском Маха, в котором достигается максимальный перепад давления между центральной и периферийной зонами с ожидаемым минимумом на оси струи. В данном сечении типичные профили излучения линий бальмеровской серии водорода и молекулярных полос Свана характеризуются глубоким провалом интенсивности в приосевой зоне и локальными максимумами на периферии.

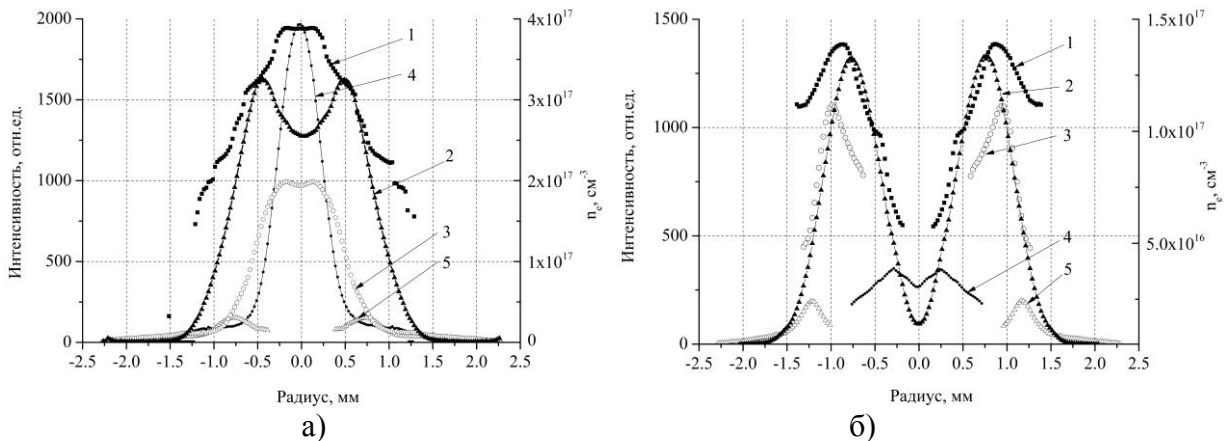
Совместное рассмотрение пространственных зависимостей интенсивности и ширины линии  $H_\alpha$   $[[H^*(3)](r)]$  и  $n_e(r)$  в сопоставлении с их расчетными изменениями  $[[H^*(3)](p, T), n_e(p, T)]$  по вышеописанной модели состава (раздел №3.5) позволяет получить согласованное изменение  $p(r)$  и  $T_e(r)$  в диапазоне изменения  $r=0\text{-}1.2 \text{ мм}$ . Результаты оценок и вид полученных таким образом распределений  $p(r)$  и  $T_e(r)$  представлены в *Табл. 4.2.4.1* и *Рис. 4.2.4.2*. В таблице указаны излучающие компоненты и пространственное положение соответствующих им особых точек с «нормальной» температурой.

Центральная зона струи сильно ионизована ( $n_e \approx [H^+] \gg [H], [C]$ ) и характеризуется температурой  $T_e(r=0) \sim 28$  кК, превышающей «нормальную» температуру  $T_N(H\beta, H\alpha)$ . Температура электронов в низкотемпературной периферийной зоне составляет  $T_e(r=1.2 \text{ мм}) \sim 10\text{-}12$  кК, что примерно в 1.3-1.5 раза превышает значения, полученные для дозвуковой струи. Сопоставление температуры электронов на радиусе  $r=1.2$  мм с температурами  $T_v$  и  $T_r$ , полученными при обработке спектров полос радикала  $C_2$ , указывает на значительный отрыв электронной температуры от колебательной и вращательной температур, которые в свою очередь заметно отличаются друг от друга.

$T_e$	$T_v$	$T_r$
12÷13 кК	8÷9 кК	5÷7 кК

Как и следовало ожидать, для периферийной области эрозионного разряда, особенно в области разрежения, приближение однотемпературной ЛТР-плазмы не выполняется.

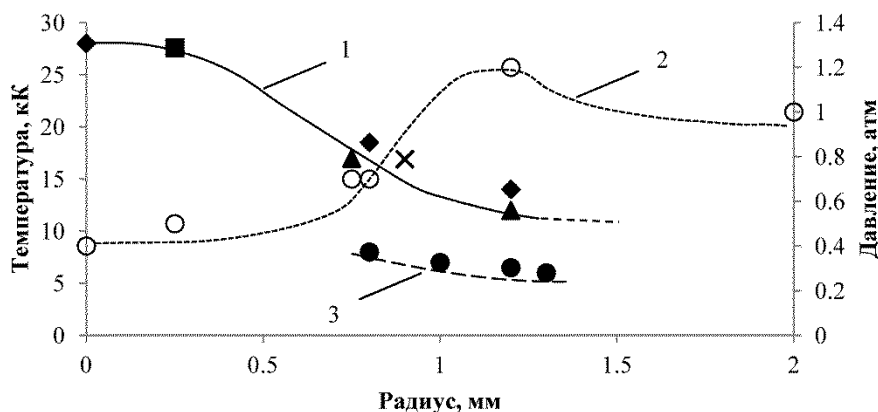
Восстановленный с помощью описанной процедуры профиль давления  $p(r)$  в окрестности диска Маха качественно и количественно согласуется с результатами измерений, полученными для газовых струй с близкими параметрами течения [116,117]. Минимум давления достигается в приосевой зоне, где его значение составляет  $p(r=0) = 0.4$  атм. Отметим, что полученное значение давления на радиусе  $r=1.2$  мм (максимум свечения полосы Свана) оказывается несколько выше атмосферного (1.2 атм), а на внешней границе струи ( $r=2$  мм) оно близко к атмосферному.



**Рис. 4.2.4.1.** Профили электронной концентрации  $n_e$  и интенсивностей излучения спектральных компонент плазмы в сечениях  $z=0.5$  мм (а) и  $z=2.5$  мм (б) первой секции ударно-волновой структуры: 1 –  $n_e$ , 2 –  $H\alpha$ , 3 –  $H\beta$ , 4 – C II 513.3 нм, 5 – C<sub>2</sub> 516.56 нм.

**Табл. 4.2.4.1.** Результаты оценки температуры и давления в «особых» точках.

«Особая» точка	Принадлежность	r, мм	T*, kK	P <sub>Σ</sub> , атм
$T(r=0) \approx T^{СП}$	$n_e^{\min}(r)$	0	$\approx 28.0$	0.4
$T_N(p_{\Sigma}, p_H/p_C)$	СП 513.3 nm	0.25	27.6	$\approx 0.5$
$T_N(p_{\Sigma}, p_H/p_C)$	H <sub>α</sub>	0.75	17.0	0.7
$T_N(n_e^{\max}, p_{\Sigma})$	$n_e^{\max}(H_{\alpha})$	0.8	18.5	0.7
$T_N(p_{\Sigma}, p_H/p_C)$	H <sub>β</sub>	0.9	16.9	-
$H_{\alpha}(I^{\max}/I(r=1.2))$	$H_{\alpha}(I^{\max}/I(r=1.2))$	1.2	12.0	$\approx 1.2$
$n_e(r_{\max})$	$n_e^{\max}/n_e(r_{\max})$	1.2	14.0	1.2
$T_N(C_2^*)$	C <sub>2</sub> * 516.5 nm	1.2	6.5	-
$T_r(C_2, 0-0)$	C <sub>2</sub> (0-0)	0.8	8.0	-
$T_r(C_2, 0-0)$	C <sub>2</sub> (0-0)	1.0	7.0	-
$T_r(C_2, 0-0)$	C <sub>2</sub> (0-0)	1.3	6.0	-

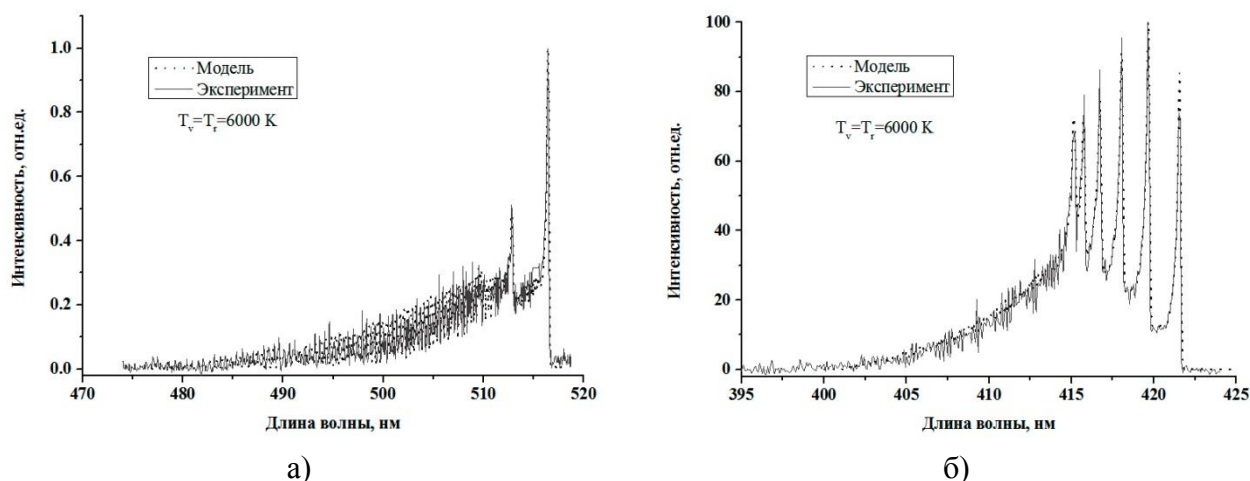


◆ne ■СП 513.3 ▲H<sub>α</sub> ×H<sub>β</sub> ●Tr(C<sub>2</sub>,0-0) ○OΣ

**Рис. 4.2.4.2.** Распределение параметров плазмы в области разрезания сверхзвуковой струи, сечение  $z=2.5$  мм: 1 – температура электронов, 2 – давление, 3 – вращательная температура  $T_r$  (полоса (0-0) радикала  $C_2$ ).

### 4.3. Температура на периферии плазменной струи и в период послесвечения

Колебательно-вращательная температура двухатомных молекул плазмы оценивалась при помощи полос Свана ( $\Delta v=0$  и  $\Delta v=1$  перехода  $d^3\Pi_g-a^3\Pi_u$  радикала  $C_2$ ), фиолетовой системы полос CN ( $\Delta v=0, \pm 1$ , переход  $B^2\Sigma^+-B^2\Sigma^+$ ) и полосы AlO ( $\Delta v=0, +1$ ,  $B^2\Sigma^+-X^2\Sigma^+$ ). В период подвода энергии на начальном участке струи наиболее интенсивное излучение молекулярных полос  $C_2$  и CN происходит в зоне  $r = 0.5 \div 1.3$  мм. Максимальные значения колебательной и вращательной температур этих молекулярных полос наблюдаются на внутренней границе данной зоны и составляют  $T \sim 8000$  К. На внешней границе температура падает до значений  $T \sim 3000 \div 4000$  К. В пике интенсивности колебательная и вращательная температуры соответствуют значениям  $T \approx 6000 \pm 500$  К (см. *Рис. 4.3.4.1*).

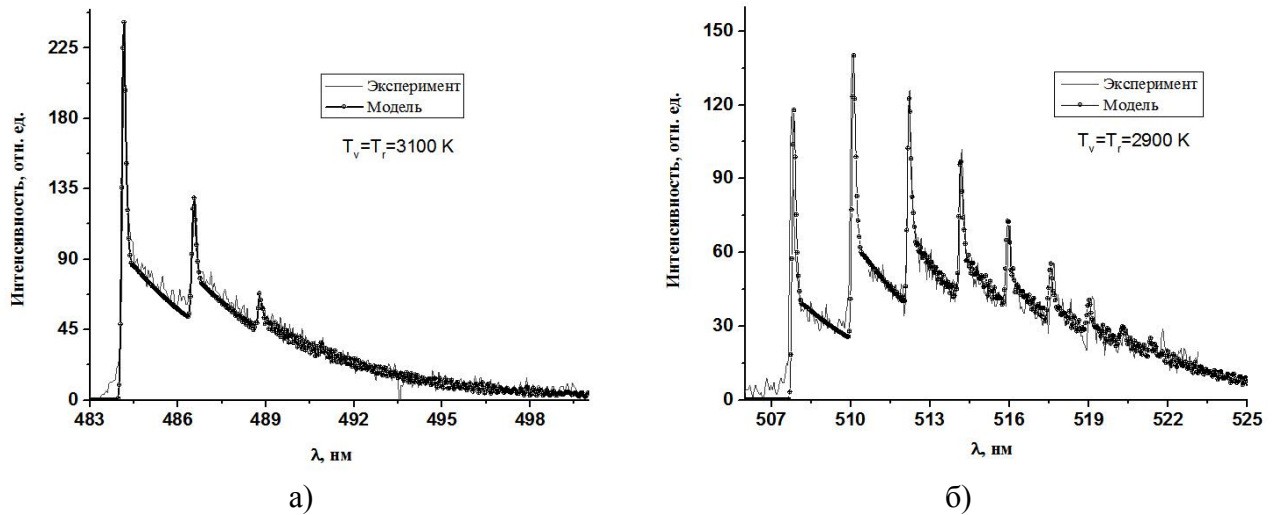


**Рис. 4.3.4.1.** Определение колебательной и вращательной температуры по молекулярным полосам  $C_2$  (а) и CN (б). Период энерговклада

По ходу течения струи температуры  $C_2$  и CN на начальном участке меняются не значительно.

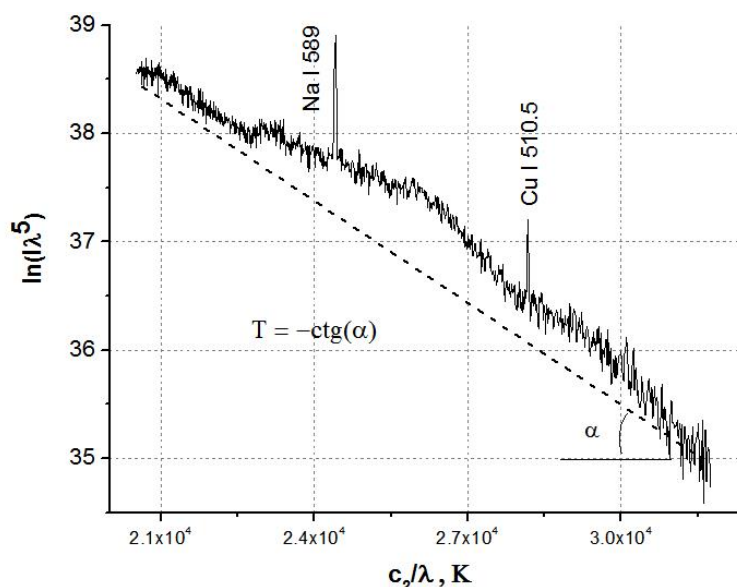
Излучение молекулярной полосы AlO в период подвода энергии детектируется в области между внешним алюминиевым электродом и начальным участком струи ( $r = 1.5 \div 3$  мм), и относится, очевидно, к замыкающей электрическую цепь дуге. Максимальные значения колебательной и вращательной температур AlO данной области находятся в диапазоне  $T \sim 4000 \div 5000$  К.

В течение  $1 \div 2$  мс после окончания импульса тока излучение полосы AlO наблюдается во всём объёме бывшего начального участка струи. Результаты оценки температуры в зоне наибольшей интенсивности свечения AlO в данном периоде представлены на *Рис. 4.3.4.2* и составляют в среднем  $T_v = T_r = 3000$  К.



**Рис. 4.3.4.2.** Определение колебательной и вращательной температуры по молекулярной полосе AlO. Секвенции  $v = 0$  (а) и  $v = +1$  (б). Послесвечение  $t_{\text{имп}} + (0 \div 2)$  мс

Оценка температуры твёрдых частиц в период послесвечения  $t_{\text{имп}} + (5 \div 7)$  мс, при котором в спектре перестают наблюдаться молекулярные полосы, выполнена методом спектральной пирометрии [118]. Для этого спектр, соответствующий указанному промежутку времени, перестроен в координатах Вина  $I_\lambda \cdot \lambda^5 (c_2/\lambda)$ , где  $c_2 = hc/k$  – вторая радиационная постоянная. Результат представлен на Рис. 4.3.4.3. Волновой диапазон ограничен участком 450÷700 нм (20 500 - 31 000 К), в связи с сильным «зашумлением» спектра в зонах низкой спектральной чувствительности прибора AvaSpec. Подобно методу «большмановской экспоненты», угол наклона  $\alpha$  приведённой спектральной зависимости соответствует в этом случае температуре теплового излучения:  $T \sim 3000$ К (пунктир соответствует формуле Вина, описывающей спектральную плотность равновесного (теплового) излучения в области частот  $h\nu \gg kT$ ). Если тепловая природа наблюдаемого непрерывного излучения установлена правильно, то нарушение линейности на рисунке может быть объяснено артефактами полос AlO и возможной зависимостью спектральной излучательной способности твёрдых частиц от длины волны излучения. Вопрос о природе излучающих частиц выходит за рамки данной работы.



**Рис. 4.3.4.3.** Спектр излучения плазмы в период послесвечения  $t_{\text{имп}} + (5 \div 7)$  мс в координатах Вина. Температура  $T \sim 3000\text{K}$

#### 4.4. Обсуждение результатов измерений

Несмотря на сложность химического состава плазмы, истекающей из капилляра, где продукты абляции и последующей диссоциации материала стенки ( $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$ ) вступают во взаимодействие с вытесняемыми из капилляра воздухом и его производными (молекулы  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ , продукты их диссоциации, ионизации и плазменных превращений), уже на начальном участке струи ( $z \geq 2$  мм) имеет место четкое и надежно регистрируемое методами скоростной визуализации и спектроскопии пространственное разделение разряда на ярко светящееся сильноионизованное ядро диаметром около 1 мм и на периферийную слабоионизованную зелено-голубого свечения расширяющуюся оболочку.

Анализ спектральных данных показывает, что ядро струи состоит преимущественно из электронов, атомов и ионов водорода и малочисленных атомов и ионов продуктов диссоциации воздуха и стенки капилляра, в то время как в периферийной оболочке преобладают молекулы  $\text{C}_2$ ,  $\text{CN}$ , по-видимому,  $\text{H}_2$  и атомы металлических примесей (материал электродов  $\text{Cu}$ ,  $\text{Al}$ ). Высокая объемная доля водорода приводит к тому, что пространственное распределение и количественные значения параметров плазмы дозвуковой струи в приосевой зоне оказываются близкими к распределению параметров стационарной водородной дуги при соизмеримых значениях разрядного тока и геометрических размерах разрядного канала [52].

В диапазоне удельных энергокладов  $W \sim 2.5 \div 5 \text{ МВт/см}^3$  (плотность тока  $I_p \sim 50 \div 75 \text{ кА/см}^2$ ) температура электронов в приосевой зоне начального участка струи составляет  $T_e \sim 1.2 \div 1.5 \text{ эВ}$ . Увеличение удельного энергоклада сверх указанного диапазона приводит к тому, что температура электронов достигает значения, превышающего значения нормальной температуры для электронной концентрации ( $T_e^N \sim 1.5 \text{ эВ}$ ,  $n_e \sim 1.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) и населенности возбужденных уровней основных спектральных компонент. Этим обстоятельством обусловлена иногда наблюдаемая немонотонность радиальных профилей излучения основных компонент в дозвуковом режиме истечения.

В периферийной зоне температура плазмы существенно ниже температуры приосевой зоны: значения колебательной и вращательной температур близки и лежат в диапазоне  $T_r \approx T_v \approx 4000\text{-}8000 \text{ К}$ . Неоднородность электронной температуры по объему дозвуковой струи приводит к тому, что условие ЛТР выполняется только в приосевой зоне. В периферийной низкотемпературной зоне условие ЛТР заведомо не выполняется.

В диапазоне удельных энергокладов  $W > 10 \text{ МВт/см}^3$  истечение плазменной струи переходит в сверхзвуковой режим, о чём свидетельствует образование основных элементов ударно-волновой структуры, фиксируемых как средствами скоростной визуализации, так и данными, полученными спектроскопическими методами. В результате возникновения в истечении струи неизобаричности усиливается немонотонность в распределениях основных излучающих компонент и плазменных параметров. На выходе из капилляра в зоне расширения сверхзвуковой струи, в которой ожидаемое давление  $p_0$  превышает давление в окружающей атмосфере воздуха  $p_\infty$ , наблюдается не согласующееся с прочими излучающими компонентами распределение углеродосодержащих компонент спектра, выраженное в снижении интенсивности излучения соответствующих спектральных линий и молекулярных полос. Снижение интенсивности усиливается с увеличением степени нерасчётности струи ( $p_0/p_\infty$ ).

Роль неизобаричности сверхзвукового течения в немонотонном распределении параметров особенно сильно выражена на начальном участке струи - в области разрежения, где приосевое значение электронной концентрации оказывается примерно в 2.5 раза ниже, чем на периферии струи.

Получаемые при различных удельных энергокладах ( $d=1 \text{ мм}$  и  $d=1.6 \text{ мм}$ ) методами оптической спектроскопии пространственные распределения  $T_e$ ,  $n_e$  демонстрируют существенные изменения условий истечения, проявляющиеся в изменении положения диска Маха (см. [53], с.136) в струе, в изменении степени нерасчётности струи (оцениваемой по отношению значения измеряемой концентрации электронов на срезе капилляра к

равновесному значению в условиях водородной стационарной плазмы атмосферного давления, в примере  $n_{e1} / n_{e2}^0 \sim 2.3$ ) и в изменении градиента температур.

В диапазоне удельных энергокладов  $W \sim 25 \div 35$  МВт/см<sup>3</sup> измеренные значения температуры и концентрации электронов в приосевой зоне начального участка струи составляют  $T_e \sim 2.1 \div 3.5$  эВ и  $n_e \sim (1.3 \div 8) 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Сравнение экспериментальных значений  $T_e$ ,  $n_e$  с выполненным расчётом равновесного состава плазмы совместно с анализом радиальных распределений основных излучающих компонент показывает, что в приосевой зоне достигается почти полная ионизация газа ( $\alpha \sim 1$ ) как внутри капилляра, так и в центральной горячей зоне струи. В периферийной зоне наблюдается отрыв электронной температуры ( $T_e \sim 1$  эВ) от колебательной ( $T_v \approx 0.7 \div 0.8$  эВ) и вращательной ( $T_r \approx 0.4 \div 0.6$  эВ) температур.

Важнейшими и требующими учета особенностями эрозионной струи оказались:

а) Переменность по длине и радиусу эрозионной струи абсолютных величин давления (в сверхзвуковом режиме течения) и парциальных давлений основных компонент  $p_n$ ,  $p_c$  и  $p_o$ , - последнее обусловлено термодиффузионным эффектом в движущемся потоке частиц различной массы с большими поперечными градиентами температуры;

б) Переменность во времени и в пространстве парциальных давлений паров Cu, возникающих при эрозии внутреннего электрода – катода. Эта переменность затрудняет и без того непростую интерпретацию и пространственную привязку излучений атомных Cu I и ионных Cu II линий меди, - ведь ионизационное равновесие в процессах  $Cu \rightleftharpoons Cu^+ + e$  и  $Cu^+ \rightleftharpoons Cu^{++} + e$  с ростом суммарной плотности  $n_e$  (в нашем случае определяемой главным образом ионизацией H) смещается влево.

Поэтому анализ состояний плазмы эрозионного разряда выполнялся путём сопоставления всей совокупности пространственно-временных изменений интенсивности излучения возбуждённых атомов, молекул, ионов и ширины бальмеровских спектральных линий с результатами модельного расчёта равновесного состава многокомпонентной смеси H:C:O:Cu, в ожидаемом диапазоне изменения  $p$ ,  $T$  и парциальных давлений компонент.

В результате реализации такого подхода удалось установить пространственно-временные изменения  $n_e$  и  $T_e$  в обоих режимах истечения эрозионной плазменной струи.

При анализе одного из наиболее сложных участков сверхзвуковой эрозионной струи – области первого разрежения и диска Маха, продуктивным оказался метод использования «экстремальных» точек в температурной зависимости интенсивности спектральной линии и её ширины. При этом оказалось возможным выявить не только пространственное изменение температуры в продольном и поперечном направлениях, но и поперечное (по сечению) изменение давления в зоне разрежения. Достичь высокой (около 25 мкм)



локальности измерения  $n_e$  и  $T_e$  на начальном участке сверхзвуковой струи удалось благодаря высокой устойчивости ударно-волновой структуры в области центрального скачка уплотнения и использованию высокоскоростной камеры с короткой (10мкс) экспозицией

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проделанной работы развиты подходы, расширившие возможности спектральных методов диагностики многокомпонентных пространственно-неоднородных нестационарных плазменных объектов.

1. Опытным путем установлена совокупность средств и методов спектральной диагностики, обеспечивших получение самосогласованной картины пространственно-временных изменений  $n_e$  и  $T_e$  в до- и сверхзвуковом режимах истечения эрозионной плазменной струи.
2. Разработан и реализован программный комплекс автоматизированной обработки зарегистрированных спектров, включающий в себя все важнейшие процедуры: расшифровку спектров, калибровку интенсивностей, преобразование Радона, определение параметров плазмы, графическое представление результатов.
3. Метод «нормальных» температур Бартельса и Ларенца [108,109] в сочетании с модельной оценкой состава многокомпонентной плазменной среды позволил выполнить анализ пространственных распределений давления и температуры плазмы в области центрального скачка уплотнения, характеризующейся сильной неизобаричностью и пространственной неоднородностью параметров.
4. Выполнено моделирование спектра излучения молекулы AlO (переход  $V^2\Sigma^- - X^2\Sigma^+$ ), играющей важную роль в периферийной зоне плазменной струи и в рекомбинирующей плазме эрозионного разряда.
5. Благодаря реализации совместной и синхронизированной работы высокоскоростных камер и быстродействующего спектроскопического оборудования получена детальная картина пространственно-временных распределений  $n_e$  и  $T_e$  в до- и сверхзвуковом режимах истечения эрозионных плазменных струй, которая может быть использована при построении модели описания импульсного эрозионного разряда.

Разработанные методы и подходы комплексного видео- и спектрального анализа могут найти применение и дальнейшее развитие при исследовании разнообразных нестационарных движущихся плазменных объектов в технологических и космических приложениях.

## Список литературы

- 1 Смирнов Б.М. *Процессы с участием малых частиц*// Москва: Логос, 2012.
- 2 Русанов В.Д., Фридман А.А. *Физика химически активной плазмы* // Наука, 1984, 416 с.
- 3 Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. *Физика неидеальной плазмы* // ФИЗМАТЛИТ, 2010, 528 с.
- 4 Ивановский Г.Ф., Петров В.И. *Ионно-плазменная обработка материалов.* — М.: Радио и связь, 1986.
- 5 Д.Толливер, Р.Новицки, Д.Хесс и др. and Под ред. Н.Айнспрука, Д.Брауна. *Плазменная технология в производстве СБИС.* — М.: Мир, 1987. — 469 с.
- 6 Данилин Б. С., Киреев В. Ю. *Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов.* — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 263 с.
- 7 Данилин Б.С. *Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок.* — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 328 с.
- 8 Леонов С.Б. *Воздействие электрических разрядов на структуру и параметры высокоскоростного воздушного потока* // Автореферат диссертации д.ф.-м.н. Москва: ОИВТ РАН, 2006. 42 p.
- 9 Moralev I., Boytsov S., Kazansky P., Bityurin V. *Gas-dynamic disturbances created by surface dielectric barrier discharge in the constricted mode*//*Experiments in Fluids*, 55, 5, p. 1-4, 2014.
- 10 Bityurin V.A., Efimov A.V., Kazanskiy P.N., Klimov A.I., Moralev I.A. *Aerodynamic quality management for the NASA 23012 airfoil model using the surface high-frequency discharge*// *High Temperature*, 52, 4, p. 483-489, 2014.
- 11 Shang J.S. *Recent Research in Magneto-Aerodynamics*// *Progress in Aerospace Sci.* 2001. Vol. 37. P. 1-20.
- 12 Knight D., Kuchinskiy N., Kuranov A., Sheikin E. *Aerodynamic Flow Control Using Energy Deposition*//*Proc. 4th Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications.* / Ed. V.A. Bityurin. Moscow: JIHT RAS. 2002. P. 11.
- 13 Стариковский А.Ю., Александров Н.Л. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Управление воспламенением и горением*//*Серия Б, том IX-4, под ред. В.А. Битюрин, В.Е. Фортова, М., ЯНУС-К.*
- 14 Esakov I.I., Grachev L.P., Khodataev K.V., Vinogradov V.A., Van Wie D.M. *Efficiency of propan-air mixture combustion assisted by deeply undercritical MW discharge in cold high-speed airflow*//*AIAA-2006-1212, 44 AIAA, Reno, Nevada, USA, 9-12 January 2006.*
- 15 Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P. *Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures*//*PSST. 1* 207 1992.
- 16 Leonov S.B., Firsov A.A., Yarantsev D.A., Bolshov M.A., Kuritsyn Yu.A., Liger V.V., Mironenko V.R. *Dynamics of H<sub>2</sub>O temperature and concentration in zone of plasma-assisted high-speed combustion*//*49 AIAA, 4-7 Jan 2011, Orlando, Florida, AIAA 2011-972.*
- 17 Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A., Ershov A.P., Konstantinovskij R.S., Zlobin V.V. *Combined MW-DC discharge in a high speed propane-butane-air stream*//*44 AIAA, Reno, Nevada, USA, 2006, AIAA-2006-1216.*
- 18 Битюрин В.А., Климов А.И. *Законы горения. Исследование горения углеводородного топлива, стимулированное неравновесными плазменными образованиями в воздушном высокоскоростном потоке*//под ред. Ю.В. Полежаева, Москва, УНПЦ "Энергомаш",

2006.

- 19 Мишин Г.И., Серов Ю.Л., Явор И.П. *Обтекание сферы при сверхзвуковом движении в газоразрядной плазме // Письма в ЖТФ. 1991. Vol. 17, № 11. P. 65–71.*
- 20 Лапушкина Т.А. et al. *Сверхзвуковое обтекание тела неравновесной газоразрядной плазмой // ЖТФ. 2009. Vol. 79, № 6. P. 78–86.*
- 21 Пащина А.С., Ефимов А.В., Чиннов В.Ф. *Оптические исследования многокомпонентной плазмы капиллярного разряда. Дозвуковой режим // Теплофизика высоких температур. 2016. Vol. 54, № 4. P. 513–528.*
- 22 Пащина А.С., Ефимов А.В., Чиннов В.Ф. *Оптические исследования многокомпонентной плазмы капиллярного разряда. Сверхзвуковой режим // Теплофизика высоких температур, 2017, том 55, № 4.*
- 23 Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В. *Исследование мощного импульсного разряда с ограниченным диаметром канала // Оптика и спектроскопия. 1958. Vol. 4, № 4. P. 539–541.*
- 24 Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Роговцев П.Н. *Расчет параметров оптически плотной плазмы разряда с испаряющейся стенкой // Теплофизика высоких температур. 1971. Vol. 9, № 3. P. 468–474.*
- 25 Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Смирнов В.Л. *Наблюдение фазового перехода в сильно неидеальной плазме // Письма в ЖТФ. 1975. Vol. 1, № 22. P. 1049–1053.*
- 26 Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Смирнов В.Л. *Явление фазового перехода в плотной плазме капиллярного разряда // Теплофизика высоких температур. 1977. Vol. 15, № 3. P. 456–464.*
- 27 Keidar M., Boyd I.D., Beilis I.I. *Model of an Electrothermal Pulsed Plasma Thruster // J. Propuls. Power. 2003. Vol. 19, № 3. P. 424–430.*
- 28 Keidar M., Boyd I.D. *Ablation study in the capillary discharge of an electrothermal gun // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 99, № 5. P. 53301.*
- 29 Kovitya P., Lowke J.J. *Theoretical predictions of ablation-stabilised arcs confined in cylindrical tubes // J. Phys. D. Appl. Phys. 1984. Vol. 17, № 6. P. 1197–1212.*
- 30 Kovitya P. *Ablation-Stabilized Arcs in Nylon And Boric Acid Tubes // IEEE Trans. Plasma Sci. 1987. Vol. PS-15, № 3. P. 294–301.*
- 31 Ruchti C.B., Niemeyer L. *Ablation Controlled Arcs // IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. Vol. PS-14, № 4. P. 423–434.*
- 32 Ehrlich Y., Cohen C., Zigler A., Krall J., Sprangle P. and Esarey E. *Rev. Lett. 77, 4186 (1996).*
- 33 Ehrlich Y., Cohen C., Kaganovich A., Zigler A., Hubbard P., Sprangle P. and Esarey E. *Opt. Soc. Am. B 15, 2447 (1998).*
- 34 Tajima T., and Dawson J.M. *Phys. Rev. Lett. 43, 267 (1979).*
- 35 Sprangle P., Esarey E., Ting A., and Joyce G. *Appl. Phys. Lett. 53, 2146 (1988).*
- 36 Terauchi H., Bobrova N., Sasorov P., Kikuchi T., Sasaki T., Higashiguchi T., Yugami N. and Kodama R. *Observation and numerical analysis of plasma parameters in a capillary discharge-produced plasma channel waveguide. JOURNAL OF PHYSICS D: APPLIED PHYSICS, 2011.*
- 37 Fomin V.M. et al. *Experimental Investigation of Counterflow Plasma Jet in Front of Blunted Body for High Mach Number Flows // 2 Work. Magnetoplasma Aerodyn. Aerosp. Appl. / ed. Bityurin V.A. Moscow, Russia: IVT RAS, 2000. P. 112–115.*
- 38 Ganiev Y.C. et al. *Aerodynamic Drag Reduction by Plasma and Hot-Gas Injection // J. Thermophys. Heat Transf. 2000. Vol. 14, № 1. P. 10–17.*
- 39 Leonov S., Nebolsin V., Shilov V. *Effectiveness of plasma jet Effect on Bodies in an Airflow // I*

*Int. Work. Perspect. MHD Plasma Technol. Aerosp. Appl. / ed. Bityurin V. Moscow, Russia: IVTAN, 1999. P. 58–65.*

- 40 Chernikov V. et al. *Formation of gas discharges in supersonic flows of air and fuel-air mixture // 3 Weakly Ioniz. Gases Work. 9 Int. Sp. Planes Hypersonic Syst. Technol. Conf. November, 1999, Norfolk, USA, AIAA-99-4904. 1999. P. 1–8.*
- 41 Ершов А.П., Колесников Е.Б., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Чувашев С.Н., Шибков В.М. *Взаимодействие плазменной струи капиллярного разряда с поперечным сверхзвуковым потоком воздуха // Теплофизика высоких температур. 2007. Vol. 45, № 5. P. 646–653.*
- 42 Пасина А.С., Дегтярь В.Г., Калашников С.Т. *СВЧ-АНТЕННА НА ОСНОВЕ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ // ТВТ, 2015, том 53, № 6, с. 839–850.*
- 43 Kutlaliev V.A. et al. *Study of Interaction of Long-lived Plasma-Chemical Formations with External EM Radiation // 8th Work. Magneto-Plasma Aerodyn. / ed. Bityurin V. Moscow, Russia: JИHT RAS, 2009. P. 407.*
- 44 Авраменко Р.Ф., Бахтин Б.И., Николаева В.И., Поскачеева Л.П., Широков Н.Н. *Экспериментальное исследование плазменных образований, иницируемых эрозионным разрядом // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 12. С. 57–64.*
- 45 Авраменко Р.Ф., Николаева В.И., Поскачеева Л.П. *Энергоемкие плазменные образования, иницируемые эрозионным разрядом, - лабораторный аналог шаровой молнии // Шаровая молния в лаборатории /Ред. Авраменко Р.Ф., Климов А.И., Синкевич О.А. Москва: Химия, 1994. С. 15–56.*
- 46 Александров А.Ф., Бутылкина Н., Гудилин И.А., Ершов А.Н., Поскачева Л.П., Шибков В.М., Чувашев С.Н., Юсупалиев И. *Экспериментальные исследования физических характеристик энергоёмких плазменных образований. Отчет по договору №532 между центром МНТП и НИИ ГП. М.:НТО МГУ, 1990.*
- 47 Ершов А.П., Розанов В.В., Сысоев Н.Н., Тимофеев И.Б., Чувашев С.Н., Шибков В.М. *Истекающие в атмосферу дозвуковые плазменные струи, образуемые капиллярным разрядом// Физическая гидродинамика. Выпуск 4. Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова. — 1994. — № 4. — С. 1–26.*
- 48 Бутылкина Н.А., Ершов А.П., Тимофеев И.Б., Чувашев С.Н., Шибков В.М. *Взаимодействие импульсного плазменного потока с металлами. Физическая гидродинамика. Выпуск 4. Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова. — 1994. — № 4. — С. 27–34.*
- 49 Ершов А.П. et al. *О генерации сильноионизированной плазмы с конденсированной дисперсной фазой // Письма в ЖТФ. 1994. Vol. 20, № 14. P. 70–74.*
- 50 Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Димитров С.К., Жданов С.К., Кирко Д.Л., Луцько А.С., Махин А.В., Михин С.Г., Мозгрин Д.В., Палов А.П., Плетнев В.В., Савелов А.С., Самсонов Д.В., Смирнов В.М., Тельковский В.Г., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В., Цветков И.В. *Диагностические методики, экспериментальные исследования, создание предварительной концепции явления "Факел". Тема № 88-3-021-471. НТО. М.:МИФИ, 1990.*
- 51 Беялетдинов Т.Ш., Горячев С.В., Ефимов А.В., Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф. *Спектральное определение локальных значений концентрации и температуры электронов в сильно-ионизированной азотной плазме с использованием пзс – матриц//Оптика и спектроскопия, 2010, том 109, № 5, с. 721–727.*
- 52 Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Низовский В.Л. *Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте // Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2008.*
- 53 Лукьянов Г.А. *Сверхзвуковые струи плазмы. Ленинград: Машиностроение, 1985. 264 с.*

- 54 Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Демидов М.И. *Оптико-механическая промышленность*, №1, 1, 1960.
- 55 Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шеленина В.М. *Зависимость температуры и давления плазмы капиллярного разряда с испаряющейся стенкой от геометрии капилляра и тока разряда. ТВТ*, 6, №1, 1968.
- 56 Демидов М.И., Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шелемина В.М. *О неустойчивости капиллярного разряда с испаряющейся стенкой. ТВТ*, Том 9, 5, 1971.
- 57 Белов С.Н., Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В. *Исследование экранировки излучения в плазменной струе. Журнал прикладной спектроскопии*, 1973.
- 58 Огурцова Н.Н. *Автореферат канд. дис. Л.* 1964.
- 59 Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шеленина В.М. *Опт. и спектр.*, 15, 743, 1963.
- 60 Белов С.Н., Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В. *Оптические исследования развития плазменной струи капиллярного разряда. Журнал прикладной спектроскопии*, 1975.
- 61 Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. Изд.: Наука, Москва, 1982.*
- 62 Kaganovich D., Satorov P., Cohen C. and Zigler A. *Variable profile capillary discharge for improved phase matching in a laser wakefield accelerator. Applied Physics Letters*, 1999.
- 63 Kukhlevsky S.V., Kaiser J., Samek O., Liska M. and Erostyak J. *2000 J. Phys. D: Appl. Phys.* 33 1090.
- 64 Keidar M., Boyd I.D. and Beilis I.I. *2001 J. Phys. D: Appl. Phys.*
- 65 Kozakov Ruslan, Manfred Kettlitz, Klaus-Dieter Weltmann, Steffens and Christian M Franck. *Temperature profiles of an ablationvcontrolled arc in PTFE: I. Spectroscopic measurements. JOURNAL OF PHYSICS D: APPLIED PHYSICS*, 2007.
- 66 Kukhlevsky S. V., Kaiser J., Samek O., Liska M. and Erostyak J. *Stark spectroscopy measurements of electron density of ablative discharges in Teflon-(CF<sub>2</sub>)<sub>n</sub> capillaries. JOURNAL OF PHYSICS D: APPLIED PHYSICS*, 2000.
- 67 Pashchina A.S., Klimov A.I., Efimov A.V. *Influence of Nano-Scale Clusters on Gas Dynamics Parameters of Plasma Jet Created by Capillary Type Discharge (AIAA 2014-0517). 52nd Aerospace Sciences Meeting, 2014, p.1-11.*
- 68 Bulgakova N.M., Zakharov L.A., Onischuk A.A., Kiselev V.G., Baklanov A.M. *Thermal and gasdynamic analysis of ablation of poly(methyl methacrylate) by pulsed IR laser irradiation under conditions of nanoparticle formation // J. Phys. D. Appl. Phys. 2009. Vol. 42. № 6. P. 1–16.*
- 69 Салимгареева В.Н., Колесов С.В. *Термическая деструкция и стабилизация полиметилметакрилата // Изв. ВУЗов, сер. Химия и химическая технология. 2007. Т. 50. № 7. С. 3–11.*
- 70 Лохте-Хольтгревен В. *Методы исследования плазмы. Москва, «Мир» 1971.*
- 71 Unsold A. *Zs. Astrophys.*, 24,355 (1948).
- 72 Griem H.R. *Phys. Rev.*, 131, 1170 (1963).
- 73 McWhirter R.W.P. *Plasma Diagnostic Techniques. New York, 1965.*
- 74 Wilson R. *Journ. Quant. Spectr. Radiative Transfer*, 2, 477 (1962).
- 75 Griem H.R. *Plasma Spectroscopy, New York, San Francisco, Toronto and London, 1964.*
- 76 McWhirter R.W.P., Hearn A.G. *Proc. Phys. Soc.*, 82, 641 (1963).
- 77 Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. *Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. Новосибирск: Наука, 1987.*
- 78 Пикалов В.В., Мельникова Т.С. *Томография плазмы. Новосибирск, 1995.*

- 79 Овсянников А.А., Энгелшт В.С., Лебедев Ю.А. и др. *Диагностика низкотемпературной плазмы*//*Низкотемпературная плазма. – Новосибирск: Наука. Сиб. отделение, 1964 –Т.9 –485с.*
- 80 Горбунов Е. П., Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П. *Определение пространственного распределения плотности плазмы с помощью фазовых измерений*//*ЖТФ. – 1968 – Т.38,№5. – С.812-817.*
- 81 Soltwisch H. Current distribution measurement in a tokamak by FIR polarimetry//*Rev. Sci. Instrum – 1986. – Vol.57? N 8. – P.1939-1944.*
- 82 Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. *Локальная диагностика газовых и плазменных объектов с заданными изолиниями* // *Оптика и спектроскопия. – 1979. – Т.46, №1. – С.209-211.*
- 83 Пикалов В.В. *Некорректные задачи локальной оптической диагностики газовых и плазменных объектов произвольной конфигурации* // *Инверсия Абеля и ее обобщения. – Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978. – С.25-67.*
- 84 Гиппиус Е.Ф., Илюхин Б.И., Лунин Н.Н., Пикалов В.В. *Особенности восстановления радиальных распределений интенсивностей излучения плазмы стеллараторов*// *Физика плазмы. – 1983.- Т.9, №5. – С.1111-1115.*
- 85 Кладов С.В., Смирнова А.Д. *Система для измерения радиального профиля плотности плазмы в стеллараторе Л-2 на основе субмиллиметрового интерферометра*//*ЖТФ. – 1984. – Т.54, №6. – С.1101-1106.*
- 86 Боряк Н.А., Бочаров В.К., Бурченко П.Я. и др. *Исследования магнитной системы модульного торсатрона*// *Вопросы атомной науки и техники. Сер. термояд. синтез. – М.:ЦНИИАтоминформ., 1986. - №1. – С.47-56.*
- 87 Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. *Атомно-спектральная томография*// *Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1984. – Т.48, №7. – С.1289-1296.*
- 88 Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. *Алгоритмы плазменной вычислительной томографии*//*Диагностика плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – Вып. 5. – С.263-266.*
- 89 Кузнецов Э.И., Щеглов Д.А. *Методы диагностики высокотемпературной плазмы.* 1974.
- 90 Пирс У.Д. *Получение и исследование высокотемпературной плазмы.* Под ред. В.А. Фабриканта, 1962.
- 91 Натгерер Ф. *Математические аспекты компьютерной томографии.* М.:Мир, 1990, - 288с.
- 92 Преображенский Н.Г., Пикалов В.В. *Неустойчивые задачи диагностики плазмы.* Новосибирск, 1982.
- 93 Griem H.R., Kolb A.C., Shen K.Y. *Phys. Rev., 116, 4 (1959).*
- 94 Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров.* Москва:Физ.-мат. лит.,1963.
- 95 Очкин В.Н. *Спектроскопия низкотемпературной плазмы.* М. Физматлит, 2006.
- 96 Касабов Г.А., Елисеев В.В. *Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы.* М., Атомиздат, 1973 г., 160с.
- 97 Olivero J.J, Longbothum R.L. *Empirical fits to the Voigt line width: A brief review*// *JQSRT, vol. 17, issue 2, pp. 233-236.*
- 98 Хаддлстоун Р., Леонард С. *Диагностика плазмы.* Изд. Мир, Москва, 1967.
- 99 Фриш С.Э. *Оптические спектры атомов.* Москва: Государственное издательство физико-математической литературы, 1963, р. 641.
- 100 Chuang H. *Appl. Optics, 4, 1589 (1965).*
- 101 Райзер Ю.П. *Физика газового разряда.* М.: Наука, 1992.
- 102 Britun N., Gaillard M., Ricard A., Kim Y.M., Kim K.S., and Han J.G. *Determination of the*

- vibrational, rotational and electron temperatures in N<sub>2</sub> and Ar–N<sub>2</sub> rf discharge*// *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40 (2007) 1022–1029.
- 103 Исакаев Э.Х., Маркин А.В., Хаймин В.А., Чиннов В.Ф. *Приборы и техника эксперимента.* 2001, т.44, вып.1, с.1-7.
- 104 NIST. *Atomic Spectra Database. Lines Data* ([http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html)).
- 105 Демидович Б.П., Марон И.А. *Основы вычислительной математики.* — 2. — *Физ-Мат. Лит.*, 1963. — С. 659.
- 106 Griem H.R. *Principles of Plasma Spectroscopy.* Cambridge, 1997.
- 107 Худсон Д. *Статистика для физиков.* Мир, Москва, 1970.
- 108 Larenz R.W., Bartels H. *Die Temperatur in der Siule des Gerdien-Bogens* // *Naturwissenschaften.* 1950. Vol. 37, № 7. P. 164.
- 109 Larenz R.W. *Uber ein Verfahren zur Messung sehr hoher Temperaturen in nahezu durchlässigen Bogensäulen* // *Zeitschrift für Phys.* 1951. Vol. 129, № 3. P. 327–342.
- 110 Герцберг Г. *Спектры и строения двухатомных молекул.* Москва: издательство иностранной литературы, 1949. — 413 с.
- 111 Битюрин В.А., Григоренко А.В., Ефимов А.В., Климов А.И., Коршунов О.В., Кутузов Д.С., Чиннов В.Ф. *Спектральный и кинетический анализ газоразрядной гетерогенной плазмы в потоке смеси AL, H<sub>2</sub>O, AR*//ТВТ, 2014, том 52, № 1, с. 1–11.
- 112 Klimov A., Bityurin V., Grigorenko A., Kutlaliev V., Moralev I., Tolkunov B. *Plasma Assisted Combustion of Heterogeneous Fuel in HighSpeed Airflow* // *Proc.6th TChPPA Workshop. St. Petersburg, Russia. May 8–12. 2008. P. 45.*
- 113 Радциг А.А., Смирнов Б.М. *Справочник по атомной и молекулярной физике.* Москва: Атомиздат, 1980.
- 114 Fowler R.H., Milne E.A. *The Intensities of Absorption Lines in Stellar Spectra, and the Temperatures and Pressures in the Reversing Layers of Stars*// *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 83(7), 403–424, 1923.
- 115 Fowler R.H., Milne E.A. *The Maxima of Absorption Lines in Stellar Spectra (Second Paper)*// *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 84(7), 499–516, 1924.
- 116 Губанов Д.А., Запрягаев В.И., Киселев Н.П. *Структура течения сверхзвуковой недорасширенной струи с вдувом микроструй* // *Вестник НГУ. Серия Физика.* 2013. Т. 8. № 1. С. 44–55.
- 117 Gubbings J.C., Ingham J., Johnson D. *Flow in a Supersonic Jet expanding from a Convergent Nozzle.* Liverpool, 1972. № 1197. 41 p.
- 118 Магунов А.Н. *Спектральная пирометрия.*М. Физматлит. 2012. 248 с.