

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

ДУБРОВИН КИРИЛЛ АЛЕКСЕЕВИЧ

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы **ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ АРГОНА В КЛАСТИРОВАННЫХ
СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЯХ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ИОНИЗАЦИИ**

«К защите допущена»

Научный руководитель

Заведующий кафедрой

к.ф.-м.н., доцент

д.ф.-м.н., профессор

зав.отделом ОПФ, ФФ НГУ, зам.декана ФФ

Иванов А.А.

Зарвин А.Е./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

...../
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

Новосибирск, 2017

Оглавление

1. Введение	3
2. Литературный обзор.....	5
3. Описание экспериментальной установки	8
3.1. Адаптация стенда ЛЭМПУС-2	8
3.2. Спектрометр	11
3.3. Формирование и фокусировка электронного пучка.....	13
3.4. Обеспечение низкого давления в вакуумной камере	15
4. Методика измерений	17
4.1. Ионизация газового потока.....	17
4.2. Отладка оптических схем измерений	18
4.2.1. Система «Пучок».....	18
4.2.2. Система «След»	19
4.4. Фоновый газ, проникновение фонового газа	23
4.5. Гашение флуоресценции, оценка скорости потока	27
5. Результаты экспериментов и анализ полученных данных	29
5.1. Изменение спектра излучения в струе на разных расстояниях от сопла	29
5.2. Проникновение фонового газа внутрь струи	33
5.2.1. Добавление примесей в фоновый газ	33
5.2.2. Истечение смеси из сверхзвукового сопла	38
5.3. Падение интенсивности свечения вне электронного пучка	39
6. Заключение.....	43
7. Список использованной литературы	44

1. Введение

При адиабатном расширении газ совершает работу против внешних сил в условиях адиабатической изоляции. Температура газа уменьшается, кривая адиабатического расширения газа достигает точки насыщения, пересекает кривую давления насыщенного пара, и начинается процесс конденсации газа. На первом этапе происходит ассоциация молекул, имеющих в насыщенном паре. Образующиеся при этом ассоциаты непрерывно увеличиваются в размерах вплоть до появления «зародышей» конденсированной фазы. Эти ассоциаты получили название «кластеры» [1]. Разные газы обладают разной степенью конденсации в сверхзвуковых струях.

Результаты экспериментальных исследований, полученных ещё в конце восьмидесятых годов прошлого века, продемонстрировали широкие возможности применения кластерных ионов в таких промышленных технологиях, как ионно-ассистированное осаждение тонких пленок, очистка и полировка поверхности, имплантация ионов на малые глубины и т.д. [2,3]

С начала 90-х годов в отделе прикладной физики НГУ ведутся работы по исследованию процессов кластерообразования в газах и газовых смесях. Поэтому, вслед за японскими исследователями, с 2011 года в отделе начались работы по разработке технологии ионно-кластерной полировки. На базе отдела реализована система электронно-пучковой ионизации кластированных потоков. Одной из основных проблем, с которыми столкнулись исследователи, является изучение состава и структуры кластированного потока, а также обоснование отличий вида кластированной струи от некластированной.

Одно из направлений работ отдела, масс-спектрометрия молекулярного пучка [4,5], не даёт полноценной картины процессов, проходящих внутри потока. В последние годы была модифицирована и расширена экспериментальная и диагностическая база отдела [6,7]. Вследствие этого появилась возможность выделить альтернативное направление изучения

потока – исследование спектров излучения при электронно-пучковой ионизации. Объединение этих направлений может позволить обнаружить особенности кластированного потока и построить эмпирическую модель на основе полученных данных.

Потоки, содержащие кластеры больших размеров, выделяются образованием так называемого «следа»: начиная примерно с середины первой «бочки» наблюдается расширяющийся слабо светящийся поток, также имеющий форму «бочки», но значительно, в несколько раз, превышающий размеры типичной сверхзвуковой веретенообразной струи – первой «бочки» (рис.1). Однако причины такой формы кластерного потока до сих пор установлены не были. Высказываются различные варианты объяснения причин данного явления: поток ионизованных кластеров с люминесценцией долгоживущих состояний, поток возбуждённых кластеров с внутрикластерным энергообменом с передачей энергии отдельным атомам, вылетающим из кластера, столкновение возбуждённых кластеров с нейтральными частицами фона с энергообменом и излучательными переходами и др.

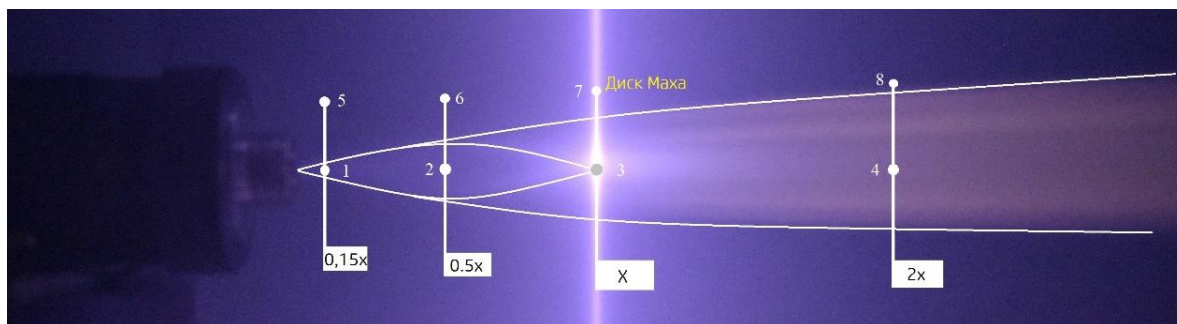


Рисунок 1 – Визуализация струи аргона электронным пучком с обозначением локальных точек измерений.

В данной работе будут получены и проанализированы спектры излучения аргона в кластированных сверхзвуковых струях. На основании полученных данных будет предпринята попытка объяснения протекающих в струе процессов, в части образования и свечения следа.

2. Литературный обзор

Исследованию процессов формирования кластеров, их ионизации и развала при электронном ударе посвящено много работ. Многие исследования кластеров благородных газов были сосредоточены на формировании кластеров разного размера при расширении свободной струи. Для наблюдения кластеров разных размеров кластеры сначала ионизируются либо электронным, либо фотонным ударом, после чего полученный спектр заряженных кластеров измеряется масс-спектрометром.

В настоящее время широко признано, что на спектр ионизированных кластеров в значительной степени влияет релаксация положительного молекулярного иона внутри кластера. Молекулярный ион образуется за счет локализации положительной дырки, созданной ионизацией кластера [8]. В то время как в исходной модели использовалось димерное ядро, недавние исследования показали, что локализация, скорее всего, происходит на более крупном комплексе [9-12]. Релаксация высвобождает около 1 эВ энергии на кластер, вызывая его нагревание и испарение нескольких мономеров, прежде чем будет достигнута стабильная конфигурация [13-15]. Этот процесс был назван метастабильным распадом, поскольку наблюдалось, что испарение мономеров происходит на миллисекундных отрезках времени. Аномалии изотопного состава ионов в масс-спектрах кластерных пучков, следовательно, вызываются как начальными размерами нейтральных кластеров, формирующихся при расширении свободной струи, так и замедленным испарением мономеров после ионизации кластера.

В отличие от детектирования метастабильных кластерных ионов имеется мало экспериментальных исследований возбужденных нейтральных кластеров или испаренных мономеров, полученных после возбуждения/ионизации и релаксации кластеров.

Авторы [16] изучали метастабильные возбуждения очень больших кластеров атомов He и Ne.

В работах [17-18] исследовалось электронное возбуждение кластеров разреженных газов с помощью флуоресцентной спектроскопии после поглощения синхротронного излучения.

В работе [19] получена информация о существовании нейтральных метастабильных фрагментов, которые возникают в результате фрагментации возбужденных и/или ионизированных кластеров, и тем самым предложено более глубокое понимание процесса фрагментации.

Хорошо известные ранние работы [20-22] описывают газодинамические аспекты процесса формирования и структуры течения струй низкой плотности за звуковым и сверхзвуковым соплом при истечении в покоящуюся среду. Помимо этого, в них также описаны условия проникновения фонового газа внутрь сверхзвуковой струи и представлены расчёты чисел Рейнольдса Re_L , для которых подобное проникновение является возможным.

Однако нами не обнаружено работ, посвящённых исследованию влияния кластеризации струи за сверхзвуковыми соплами на форму и структуру дальнего поля течения такой струи. На базе отдела прикладной физики физического факультета НГУ проведён широкий спектр работ по изучению формы и структуры сверхзвуковых газовых струй, в том числе с изучением образования вторичной структуры («следа»).

В работе [23] методом визуализации посредством возбуждения излучения электронным пучком установлено, что продольный размер традиционной первичной сверхзвуковой струи увеличивается с ростом давления торможения, что объясняется изменением в струе доли конденсата, а также среднего размера кластеров. Помимо этого, установлено, что для хорошо конденсирующихся газов вторичный «след» имеет явно выраженную структуру, а для плохо конденсирующихся «след» не зафиксирован.

В работе [24] структура сверхзвуковых струй изучена с помощью масс-спектрометрии с использованием молекулярно-пучковой системы. В результате представлены продольные профили мономерной и димерной

компонент в струях гелия, азота и аргона. Выраженной особенностью данных профилей оказался провал мономерной компоненты аргона примерно в середине первой «бочки». Однако, точных причин подобного поведения струи представлено не было.

Несмотря на выполненные исследования, причин возникновения «следа» и свечения на протяжении всей его длины названо до сих пор не было. Следовательно, это направление работ по-прежнему является актуальным и неизученным.

3. Описание экспериментальной установки

3.1. Адаптация стенда ЛЭМПУС-2

Для исследования процессов, протекающих в кластированной струе, были построены две оптические системы на основе имеющегося в отделе прикладной физики ФФ НГУ стенда ЛЭМПУС-2. Разработанные оптические системы схематично изображены на рис. 2 и 3.

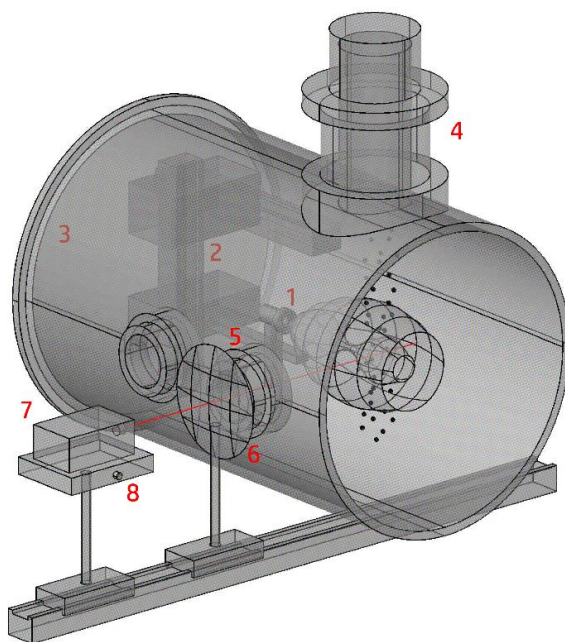


Рисунок 2 – Схематический рисунок оптической системы «Пучок».

Первая система под названием «Пучок» (рис.2) статична и позволяет регистрировать спектры излучения газа непосредственно на первичном электронном пучке. Исследуемый с фиксированным давлением газ вытекает из сверхзвукового сопла (1), расположенного на координатном механизме (2), который способен обеспечить точность перемещения до 0,1 мм по трём ортогональным направлениям. Сопло расположено внутри вакуумной камеры (3), в которой поддерживается постоянное фоновое давление за счёт работы турбомолекулярного Shimadzu TMP-2203LMC и гелиевого криогенного Helix Technology Cryo-Torr8 насосов. Вакуумная камера оснащена системой натекания, с помощью которой обеспечивается изменение состава фонового газа с помощью добавления к остаточному давлению рабочего газа струи

любого иного газа. Процентное соотношение газа в фоне контролируется с помощью масс-спектрометра ExTott 300ХТ. Электронная пушка «Элион» (4) обеспечивает сфокусированный пучок электронов с известными параметрами (энергия, ток и пр.), позволяющий ионизировать газовый поток в выбранном участке струи. Вакуумная камера оборудована кварцевым оптическим окном (5), через которое возможно наблюдение за процессом излучения. Снаружи вакуумной камеры за оптическим окном на рельсе установлена короткофокусная кварцевая линза (6). Фокусное расстояние линзы составляет 15 см. Изображение исследуемого участка струи сфокусировано на щель спектрометра (7). Юстировка оптического тракта производится с помощью координатного механизма (8), на котором установлен спектрометр. После юстировки положение спектрометра фиксируется, а положение объекта изменяется при помощи координатного механизма сопла. Спектрометр подключен к персональному компьютеру, который обрабатывает получаемые сигналы, преобразуя их в цифровой вид.

Использование оптического тракта с данной линзой обеспечивает трехкратное уменьшение изображения на входной щели спектрометра. Щель спектрометра имеет геометрические размеры 400-600 мкм. Таким образом, данная оптическая система позволяет вырезать из потока, с учётом диаметра электронного пучка, локальный объём размером 1 x 1.2 x 1.8 мм³.

Вторая оптическая схема под названием «След» (рис.3) предназначена для регистрации спектров излучения вне первичного электронного пучка со смещением относительно него вниз по потоку. Внутри вакуумного объёма эта схема идентична предыдущей. За оптическим окном находится кварцевая линза меньшего диаметра (9), расположенная на координатном механизме (10). Изображение объекта сфокусировано на закрепленный на том же механизме волновод (11), который, в свою очередь, подключен к спектрометру (7). Координатный механизм линзы обеспечивает перемещения с точностью до 0,5 мм.

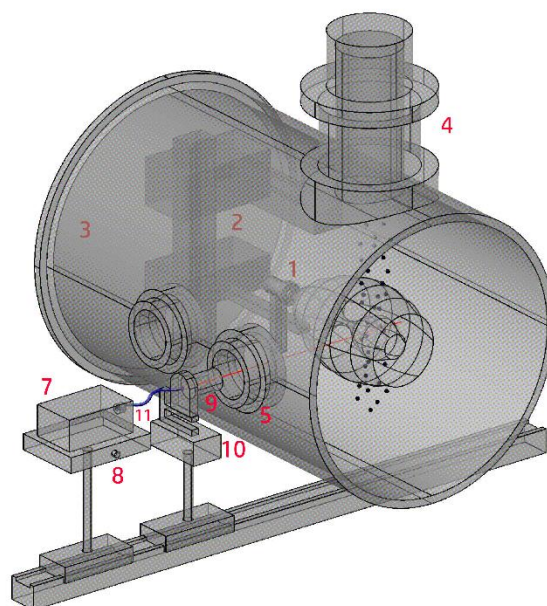


Рисунок 3 – Схематический рисунок оптической системы «След».

При сравнении спектров, зарегистрированных при одинаковых условиях в одной и той же области (рис.4), обнаружено, что линза системы «Пучок» зарезает интенсивность излучения в ультрафиолетовой области, а совокупность маленькой линзы и волновода системы «След» - в красной и ближней инфракрасной областях. В зелёной же области обе системы имеют коэффициенты пропускания ~ 1 , поэтому полученные спектры совпадают.

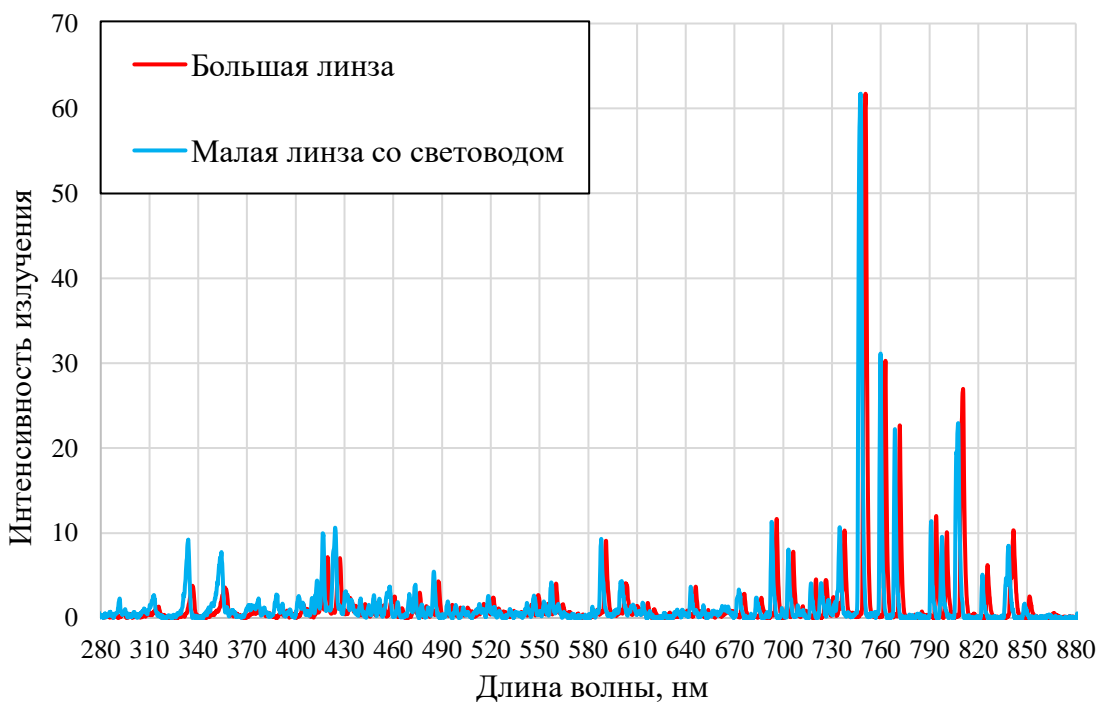


Рисунок 4 – Сравнение спектров, полученных при помощи разных оптических систем.

3.2. Спектрометр

В экспериментах использованы два спектрометра: Ocean Optics HR4000 (в дальнейшем для простоты будем его называть HR спектрометр) и Ocean Optics USB4000 (USB спектрометр). Характеристики этих спектрометров приведены в таблице 1. HR спектрометр имеет полосу пропускания от ближней УФ-области до красного спектра при более высокой чувствительности и разрешающей способности, нежели USB. Это обеспечивает лучшую детализацию изучаемого спектра. Однако, в свою очередь, USB спектрометр имеет больший диапазон длин волн, захватывающий ближнюю ИК-область, что позволяет наблюдать за более полным спектром. Поскольку нейтральный аргон (Аргон-I) обладает наиболее интенсивными излучательными переходами в ближнем ИК-диапазоне, тогда как ионизованный аргон (Аргон-II) имеет спектр в ближней УФ-области. Поэтому измерения проводились на двух спектрометрах.

Табл. 1 – Сравнение характеристик спектрометров USB4000 и HR4000.

Характеристики	Спектрометр USB4000	Спектрометр HR4000
Спектральный диапазон, нм	179-890	193-680
Чувствительность, фотонов/отсчёт	130 (400 нм) 60 (600 нм)	100
Количество пикселей	3648	3648
Размер пикселя, мкм	8*200	8*200
Отношение сигнал/шум	300/1	300/1

Процессы непосредственно в кластерах (колебательные и вращательные переходы) протекают при низких энергиях, т.е. в области инфракрасного, в том числе дальнего инфракрасного спектрального диапазона.

Внутрикластерные процессы передачи энергии возбуждения при электронной ионизации, наоборот, проявляются также в ИК-диапазоне [25]. Поэтому непосредственная регистрация внутрикластерного энергообмена спектральными методами затруднительна и на данной аппаратуре не представляется возможной.

На рис.5 схематично изображен принцип работы одного из использованных в измерениях спектрометров - Ocean Optics USB4000.

Волновод Ocean Optics UV/SR-VIS High OH content крепится к спектрометру с помощью специального разъема SMA 905 (1). Свет, поступающий на входную прямоугольную щель (2) размерами 400-600 мкм, проходит через оптический фильтр, ограничивающий спектр оптического излучения диапазоном длин волн 179-890 нм, после чего попадает на коллимирующее зеркало (4), которое преобразует расходящийся световой пучок, вышедший из оптического волокна, в параллельный, и направляет его на дифракционную решётку (5). Дифракционная решётка разлагает поступающий свет в спектр и направляет его на фокусирующее зеркало (6). Зеркало фокусирует отраженный от решётки свет на поверхность ПЗС-детектора (8). Дополнительно к этой схеме перед детектором устанавливается собирающая линза детектора L4 для увеличения эффективности светособирания за счёт фокусировки света от высокой щели на короткие элементы детектора. Вместе с детектором устанавливается переменный фильтр высших порядков OFLV (9), который срезает второй и третий порядки дифракции. Окно детектора (10) со стандартного заменено на кварцевое для увеличения чувствительности спектрометра в области $<340\text{нм}$.

Матрица детектора обладает фиксированным количеством пикселей, следовательно, расширение диапазона длин волн приводит к снижению чувствительности спектрометра.

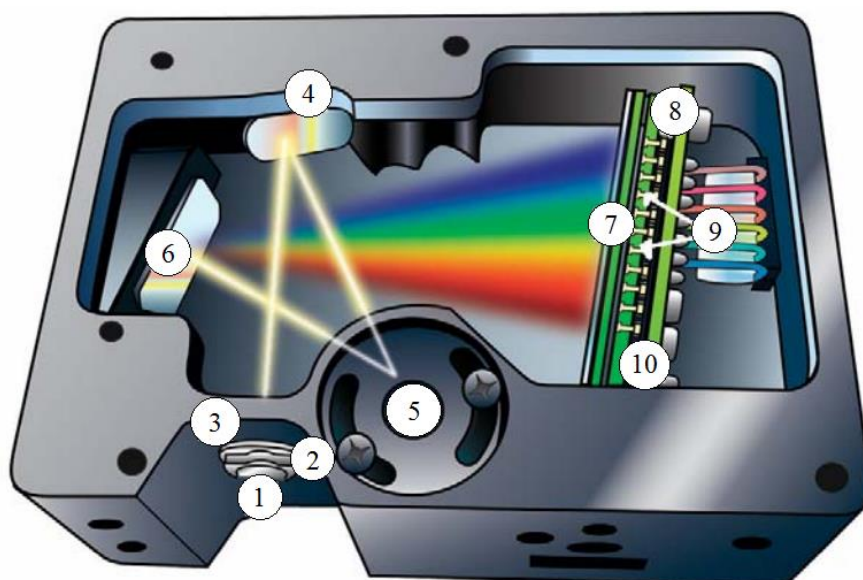


Рисунок 5 – Схематичное расположение компонентов спектрометра USB4000.

3.3. Формирование и фокусировка электронного пучка

Электронный пучок представляет собой поток электронов, движущихся по близким траекториям в одном направлении. Этот поток имеет значительно большие размеры в направлении движения, чем в поперечной плоскости.

Внутри пучка находится большое количество одноименно заряженных частиц. Вследствие этого внутри него имеется пространственный заряд электронов, создающий собственное электрическое поле. Однако движущиеся по близким траекториям электроны можно рассматривать и как линейные токи, создающие собственное магнитное поле. Электрическое поле пространственного заряда создаёт силу, стремящуюся расширить пучок, так называемое «кулоновское расталкивание», а магнитное поле линейных токов создаёт силу Лоренца, стремящуюся сжать пучок.

Действие пространственного заряда начинает заметно сказываться (при энергиях электронов в несколько кэВ) при токах в несколько десятых мА, тогда как «стягивающее» действие собственного магнитного поля заметно проявляется только при скоростях электронов, близких к скорости света (энергии электронов порядка МэВ). Следовательно, при использовании

электронных пучков с энергиями в несколько кэВ возникает проблема его фокусировки.

Помимо этого, необходимо учитывать взаимодействие летящих электронов с нейтральными частицами фонового газа, которые, в результате взаимодействия, ионизируются. В результате этого взаимодействия положительно заряженные частицы фона могут скомпенсировать пространственный заряд. Более того, взаимодействие электронов с частицами фона приводит также к их рассеиванию. Эти факторы тоже влияют на фокусировку электронного пучка.

Пригодные для фокусировки поля должны удовлетворять двум условиям: круговая симметрия, а также возрастающая с увеличением расстояния от оси степень отклоняющего воздействия, равная нулю на самой оси.

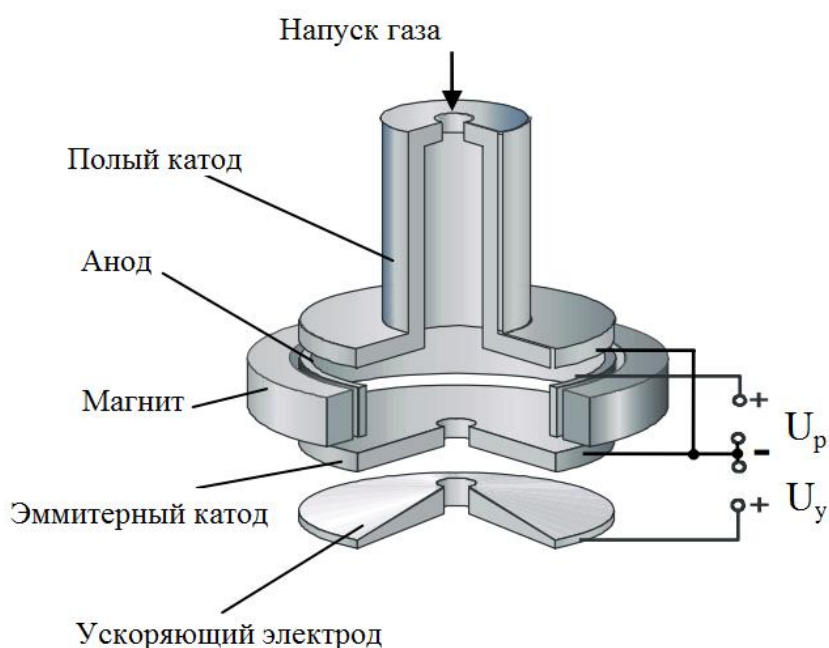


Рис. 6 –Электродная схема отражательного разряда с полым катодом.

В электронной пушке с полым (плазменным) катодом, которая установлена на стенде ЛЭМПУС-2, используется способность плазмы испускать при определенных условиях электроны за пределы плазменного образования [26]. Плазменный эмиттер электронной пушки - это, как правило,

газоразрядное устройство, генерирующее плазму, из которой электроны через канал в одном из электродов выходят в вакуумный или газовый промежуток. При наличии внешнего электрического поля (поля ускоряющего электрода) электроны ускоряются и формируются в пучок. Одним из наиболее эффективных электронных эмиттеров является плазма разряда с полым катодом, эмиссионные и ионизационные процессы в котором инициируются дополнительным отражательным разрядом. В такой комбинации разрядов обеспечиваются требуемые характеристики горения разряда с полым катодом, а также относительно просто реализуется необходимое условие работы плазменного эмиттера – возможность автоматического повторного инициирования при случайном погасании разряда с полым катодом.

Электродная система отражательного разряда с полым катодом содержит три изолированных «холодных» электрода (рис.б): полый катод, анод и эмиттерный катод, в большинстве случаев имеющий потенциал полого катода [27].

В разрядной камере создается магнитное поле, катоды являются элементами магнитной цепи. В эмиттерном катоде имеется эмиссионный канал, в котором при наличии внешнего электрического поля локализуется плазменная поверхность. Выходящие из плазмы электроны попадают в высоковольтное электрическое поле и ускоряются в нем.

3.4. Обеспечение низкого давления в вакуумной камере

Стенд ЛЭМПУС-2 выполнен по многосекционной схеме, в которой к основной камере (газодинамической установке низкой плотности) присоединяются специализированные секции [28]. Основная камера представляет собой камеру расширения в виде цилиндра диаметром 700 мм и длиной 1200 мм. С одного торца цилиндр закрыт фланцем с окном по продольной оси. Другой торец замкнут фланцем с присоединённым двухсекционным модулем молекулярного пучка. Вакуумная откачная система

обеспечивает суммарную скорость откачки до 3500 л/с (по азоту) в диапазоне давлений остаточного газа в вакуумной камере в диапазоне 10^{-4} - 10^0 Па. Насосы установлены по схеме параллельного включения, все их расходы суммируются. Контроль остаточного давления в камере осуществляется с помощью вакуумметров.

Вакуумные насосы оснащены вакуумными шиберными затворами и пневмоклапанами производства НТС с целью предотвращения выхода из строя при внезапном отключении электроэнергии или при превышении заданных рабочих параметров. Источники бесперебойного питания ИБП UPS-6000 и автоматизированная система контроля вакуума обеспечивают работу при аварийных режимах, в том числе последовательное отключение всех измерительных и вакуумных систем.

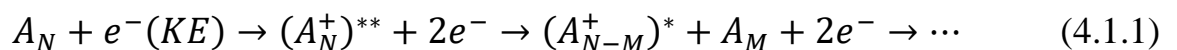
4. Методика измерений

4.1. Ионизация газового потока

Перед началом работы с излучением необходимо понять, как происходит ионизация потока, как электронный пучок взаимодействует с кластерами разных размеров и к чему приводит использование пучка высокой энергии.

Для ионизации кластерного потока электронным ударом используется сфокусированный электронный пучок с энергией 8 кэВ, испускаемый электронной пушкой «Элион». Процесс ионизации кластерного потока можно представить следующим образом: сформированная сверхзвуковая кластированная струя пересекает электронный пучок, взаимодействуя с которым, ионизируется [29]. Предполагается, что каждый контакт налетающего электрона с поверхностью кластера приводит к освобождению электрона (однако на самом деле этот процесс также происходит с определенной вероятностью ионизации). В случае, если кластер заряжен положительно, то налетающий с энергией ε электрон у поверхности кластера обладает энергией $\varepsilon + \frac{ze^2}{r_0}$, и освобождаемый электрон может преодолеть притяжение кластера, лишь если его энергия превышает $\frac{ze^2}{r_0}$. Другими словами, электроны, обладающие энергией ε , способны ионизовать лишь кластеры с $Z < \frac{\varepsilon r_0}{e^2}$, где e – заряд электрона, r_0 – радиус кластера, а Z – заряд кластера.

Получается, сам процесс ионизации кластеров можно описать следующим образом:



Двукратно ионизованные частицы рождаются реже, нежели однократно ионизованные, т.к. сечение ионизации с каждым выбитым электроном из кластера уменьшается.

4.2. Отладка оптических схем измерений

Построенные оптические схемы на базе стенда ЛЭМПУС-2 позволяют использовать две принципиально отличающиеся друг от друга методики измерений.

4.2.1. Система «Пучок»

Система «Пучок» с фиксированным положением спектрометра позволяет регистрировать спектры излучения потока на электронном пучке, непосредственно в точке его ионизации. Для проведения спектральных измерений выбраны несколько точек в газовом потоке, которые изображены на рис. 1. Струя газа за сверхзвуковым соплом образует первую «бочку» с веретенообразной структурой, замыкаемой сходящимися боковыми ударными скачками в так называемую X-образную конфигурацию. Расстояния между выходным срезом сопла и X-образной конфигурацией обозначим за $1x$. Большинство измерений в работе проведено на расстояниях $0,15x$, $0,5x$, $1x$ и $2x$. Юстировка системы производится на точку максимального сигнала. Оптическая ось выводится на плоскость X-образной конфигурации (т.к. в X-образной конфигурации плотность частиц максимальна, и она находится строго на оси струи), после чего производится корректировка положения спектрометра до получения максимального сигнала. Положение изображения за линзой корректируется с помощью координатного механизма сверхзвукового сопла.

Точки 1-4 находятся внутри струи, на её оси. Точка 1 расположена возле сопла, на расстоянии приблизительно $0,15x$ от него, в области, где плотность газового потока, в том числе кластеров больших размеров близки к максимальным [30], но в то же время практически полностью исключена возможность нагрева сопла электронным пучком. В этой точке, предположительно, минимизировано проникновение фонового газа внутрь потока. Точка 2 расположена примерно в центре первой «бочки» струи.

Спектр, снятый в этой точке, позволяет оценить эффективность проникновения фонового газа внутрь первой «бочки». Точка 3 расположена в X-образной конфигурации (перекрестии боковых ударных волн), где, предположительно, происходит максимальная фрагментация кластеров. Точка 4 расположена на оси «следа», примерно на двукратном размере первичной «бочки».

Точки 5-8 расположены вне струи, в фоновом газе, и предназначены для сравнения спектров внутри струи со спектрами в фоновом газе на предмет обнаружения вклада кластеров в излучение потока.

4.2.2. Система «След»

Система «След» с подвижным блоком линза малого диаметра – волновод позволяет смещаться относительно первичного электронного пучка вниз по потоку. Зарегистрированные такой схемой спектры позволяют выделить составляющую долгоживущих уровней аргона в спектре излучения потока и «следа» в том числе. Юстировка такой системы производится аналогично предыдущей. С помощью координатного механизма перемещения форкамеры со сверхзвуковым соплом фиксируется место ионизации потока, а координатный механизм системы линза – волновод обеспечивает измерение величины смещения точки регистрации спектра относительно электронного пучка.

Для выполнения поставленной задачи выполнены измерения на оси струи в точках ионизации потока на расстояниях $0,15x$ и $2x$ от сопла со смещением относительно электронного пучка на 1, 2, 3, 4, ..., 10, 12, 14, ..., 20, 25 и 30 мм. На основании полученных спектров возможно построение линии тренда падения интенсивности излучения потока вне электронного пучка.

4.3. Расшифровка спектров, калибровка спектрометра

Для анализа полученных результатов необходимо знать, какие линии в спектре соответствуют каким переходам между уровнями - электронными состояниями. В аргоне при столкновениях с электронами пучка наиболее интенсивные линии спектра определяются излучательными переходами из возбужденных на более низкоэнергетические уровни нейтрального аргона (Ar-I) и однократно ионизованного аргона (Ar-II). Согласно литературным данным [31], двукратно ионизованный аргон (Ar-III) также вносит свой вклад в общий спектр излучения, однако в сравнении интенсивностей с Ar-I и Ar-II этот вклад является менее значительным, вследствие чего в дальнейшем линии излучения Ar-III к рассмотрению приняты не были.

В качестве литературного источника справочных данных по излучению ионизованного аргона была выбрана информационная система «Электронная структура атомов» (Гротриан) – это российская информационно-справочная система по спектральным данным атомов и ионов с одной из самых полных баз спектральных данных среди мировых систем. В её основе находится база данных, собранная как из различных литературных источников, так и электронных ресурсов. Преимуществом данной системы является наличие как табличных, так и графических представлений атомной структуры всех химических элементов таблицы Д. Менделеева. Диаграммы Гротриана – это графическое изображение спектральных данных. Иными словами, это разделённые спектры излучения Ar-I, Ar-II, Ar-III и т.д.

С помощью данной системы был проведен сравнительный анализ зарегистрированных на ЛЭМПУС-2 спектров излучения кластированного потока и табличных данных системы Гротриан. На рис. 8 представлен небольшой участок зарегистрированных спектров излучения аргона с помощью спектрометров HR и USB в сопоставлении их с данными Гротриана.

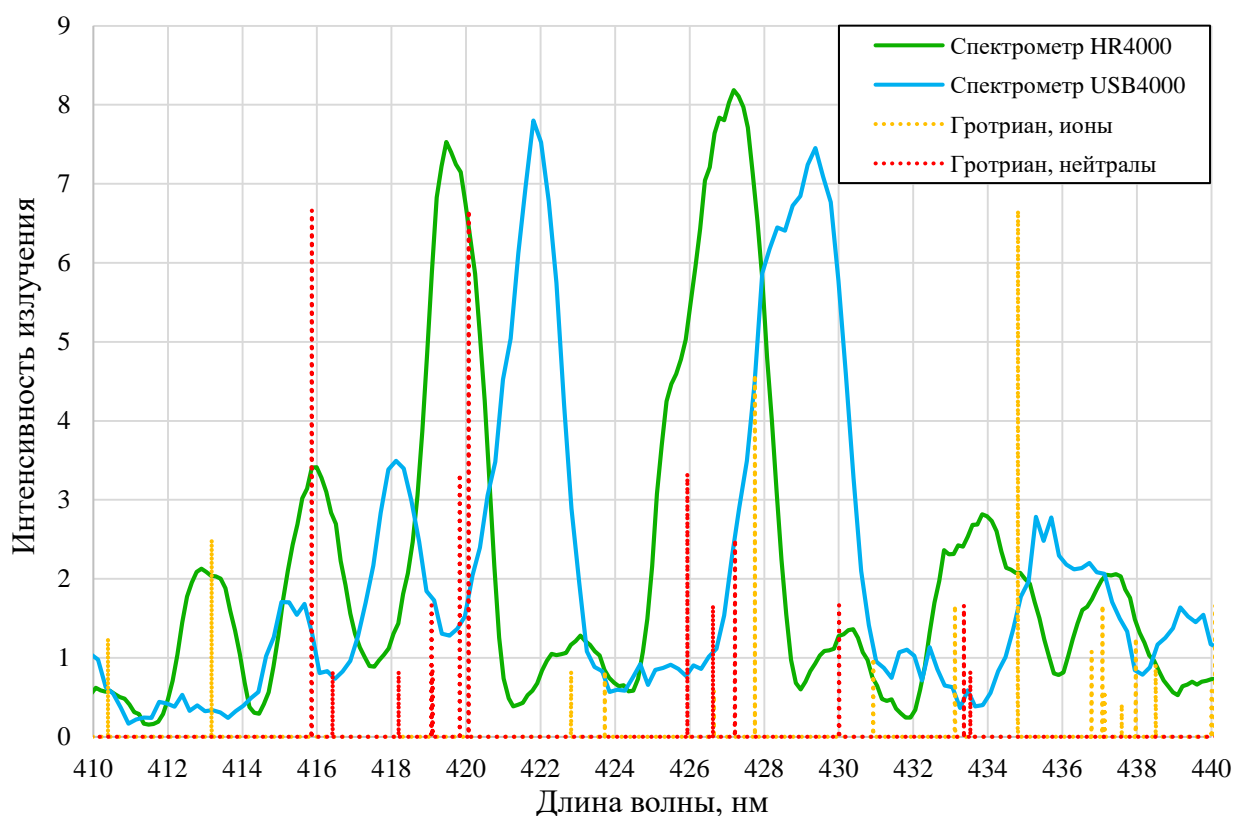


Рисунок 7 – Расшифровка участка экспериментально зарегистрированных спектров излучения аргона с помощью информационной системы Гротриан.

При сопоставлении спектров было обнаружено несколько особенностей, связанных с технической стороной данного эксперимента. Во-первых, на рис. 7 видно, что спектры, зарегистрированные на двух разных спектрометрах (HR и USB), не совпадают по длинам волн. С помощью системы Гротриан было выявлено, что спектрометр HR (зелёная линия) откалиброван по длинам волн достаточно корректно, а данные, зарегистрированные спектрометром USB, по оси длин волн смещены. Путём эмпирической подгонки величина смещения, одинаковая для всего спектра, была установлена, и составила 2.2 нм (рис. 8). В дальнейшем данные, полученные с помощью спектрометра USB, сдвигались на 2.2 нм в сторону меньших длин волн для получения истинного спектра излучения.

Во-вторых, расшифровка спектров излучения путём наложения линий излучения Ar-I и Ar-II из Гротриана показала, что разрешающей способности имеющихся спектрометров недостаточно для разрешения линий, отстоящих

друг от друга менее чем на ~ 2 нм, что соответствует паспортным данным спектрометров. Спектрометры по своему устройству являются интегрирующими, вследствие чего, несколько близко лежащих линий они объединяют под один «колокол», как это видно на рис. 8.

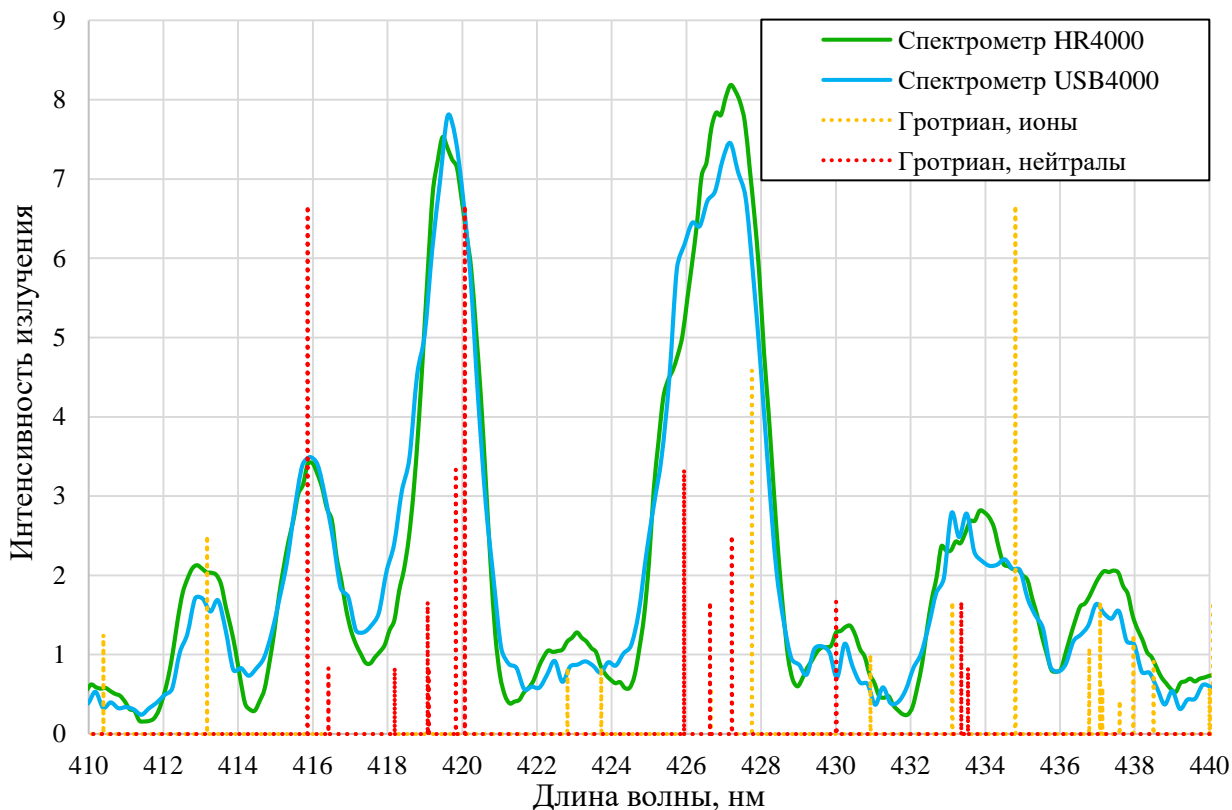


Рисунок 8 – Ликвидация смещения по оси длин волн на спектрометре USB4000.

В-третьих, некоторые участки спектра остаются нерасшифрованными. Причиной является то, что некоторые линии излучения Ar-I и Ar-II при отборе не были учтены из-за низкой номинальной интенсивности, а линии Ar-III и др. и вовсе не представлены на спектре расшифровки.

В-четвёртых, как показано на рис. 9, однократно ионизованный аргон (Ar-II) имеет наиболее интенсивные пики преимущественно в УФ и ближней синей области, в то время как нейтральный Ar-I в основном высвечивает в красной и ближней ИК-области спектра.

В-пятых, соотношение амплитуд табличных (Гротриан) и зарегистрированных нами линий не полностью совпадают даже в случае измерений в статических условиях, в фоновом газе с комнатной температурой.

Причиной различия с Гротрианом могут являться особенности возбуждения электронами высокой энергии (в экспериментах использован электронный пучок с энергией 8 кэВ), а также особенности заложенной в расчёты по Гротриану модели.

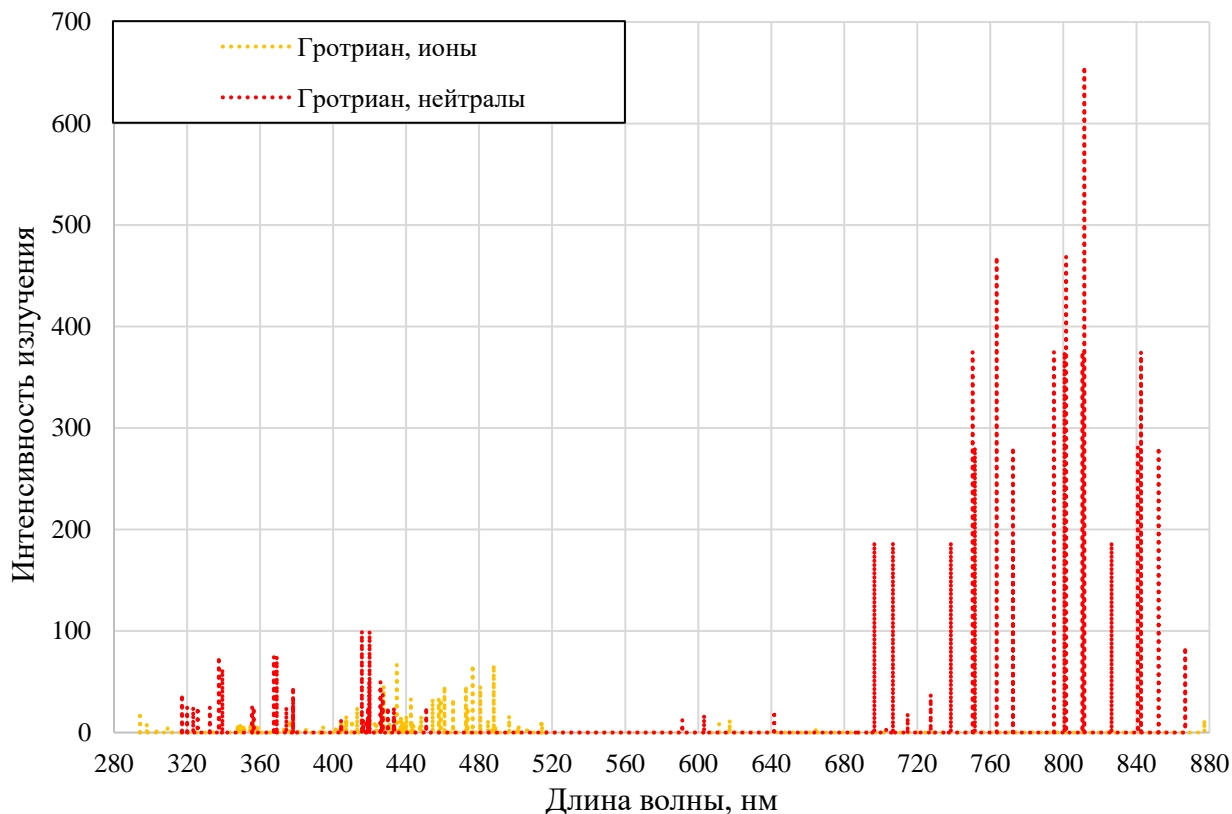


Рисунок 9 – Фрагмент спектра излучения Ag-I и Ag-II согласно системе Гротриан.

4.4. Фоновый газ, проникновение фонового газа

Звук - это колебания одновременно и плотности, и скорости, и давления среды, изменяющиеся в пространстве. При появлении области повышенного давления, в силу соблюдения уравнения состояния среды, возрастает скорость распространения возмущений малой амплитуды, что приводит к "опрокидыванию" возмущений конечной амплитуды. Это явление порождает ударные волны, которые, в силу своего механизма, являются волнами сжатия [32]. В нормальных условиях, без наличия начальных отклонений от равновесия, на превращение звуковой волны в ударную требуется слишком большое время, следовательно, звуковая волна успевает затухнуть раньше

проявления нелинейности. Чтобы ударная волна успела проявиться раньше затухания звуковой волны, необходимо достигнуть сверхзвуковой скорости истечения.

Первая «бочка» в сверхзвуковом течении образуется именно за счёт возникновения ударной волны. Ударная волна удерживает весь истекающий поток внутри струи. Однако, при наличии довольно высокого фонового давления, граница ударной волны размывается, теряя способность полного удержания струи. В [23] предположено, что кластеры больших размеров, обладающие большой массой, а, следовательно, и большой энергией, способный преодолеть ударную волну, вырваться за пределы первой «бочки» и сформировать собственный продолговатый «след».

Разумеется, в условиях низких значений так называемого числа Рейнольдса Re_L [20-22], которыми отличаются условия проводимых нами экспериментов, ударная волна (боковой скачок) размывается. Не только частицы струи могут вырываться за её пределы, но и частицы фона могут проникать внутрь первой бочки. Для учёта этого процесса проведены измерения спектров излучения струи на её оси в условиях, когда в фоновый газ добавлялись примеси, спектры которых достаточно легко отличить от спектров аргона: азот и кислород. Спектры, зарегистрированные на разных расстояниях от сопла, анализировались на наличие известных линий азота и кислорода. В случае их обнаружения подтверждается факт проникновения фонового газа внутрь струи.

Спектры, зарегистрированные в равновесном состоянии (в статике) могут отличаться от спектров кластерного потока (в динамике). Для подтверждения или опровержения этого факта необходимо иметь спектры фонового газа при тех же показателях в камере расширения, что и при регистрации спектров в динамике. Для этого перед сверхзвуковым соплом была установлена заслонка, которая препятствовала попаданию струи на первичный электронный пучок. Однако подача газа струи в камеру

расширения остаётся идентичной той, что и в случае регистрации спектров в динамике, а, следовательно, давление фона и процентное соотношение газов в камере остаются идентичными. После установки перед соплом заслонки, были получены спектры излучения фонового газа на первичном электронном пучке.

Несколько участков спектров различных фоновых газов (с примесями и без), полученных в результате данных экспериментов, представлены на рис. 10-12. Для наглядности спектры смещены относительно друг друга по оси длин волн. Истинные значения интенсивностей соответствуют спектру чистого аргона.

Можно заметить, что при наложении этих спектров линии азота и кислорода почти не детектируются в сравнении со спектрами чистого аргона в красной и ближней инфракрасной областях (рис.10). В то же время, в зелёной области того же спектра выявляется влияние на отдельные линии примеси кислорода (рис.11), а в синей и ближней ультрафиолетовой областях обнаруживается влияние на линии аргона примеси азота в фоновый газ (рис.12).

В ходе сравнения спектров фонового газа при добавлении различных примесей были зафиксированы пики азота или кислорода. К примеру, интенсивные полосы вблизи 52 и 559 нм, отсутствующие в спектре чистого аргона, проявляются при добавлении в фоновый газ кислорода. При добавлении азота в фоновый газ проявляются характерные полосы вблизи 336, 357, 391 и 427 нм. В случае обнаружения полос азота или кислорода в спектрах излучения аргона на оси струи, фиксируется проникновение фонового газа. Логично, что в противном случае проникновение либо полностью отсутствует, либо пренебрежимо мало.

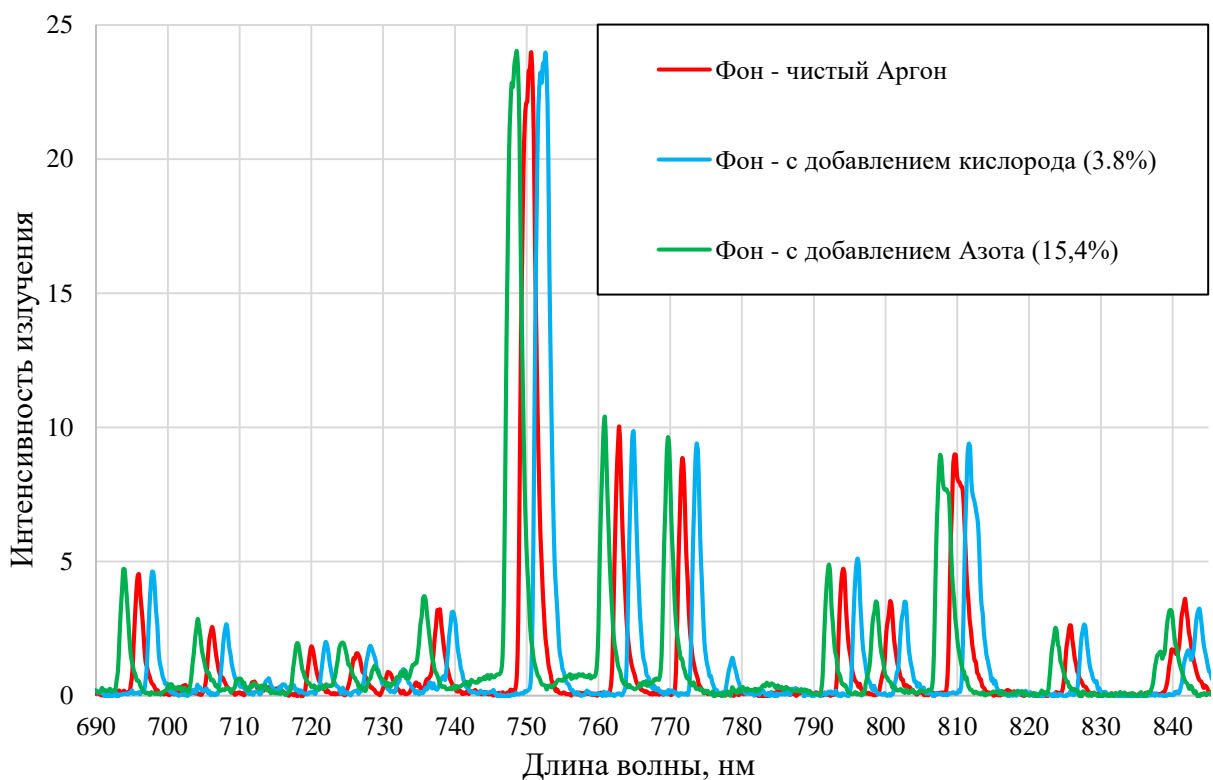


Рисунок 10 – Сравнение спектров фоновго газа в красной и ближней инфракрасной областях в условиях наполнения камеры аргоном из струи, «запертой» заслонкой, при добавлении различных примесей. Давление фоновго газа в камере $P_h = 2,6$ Па.

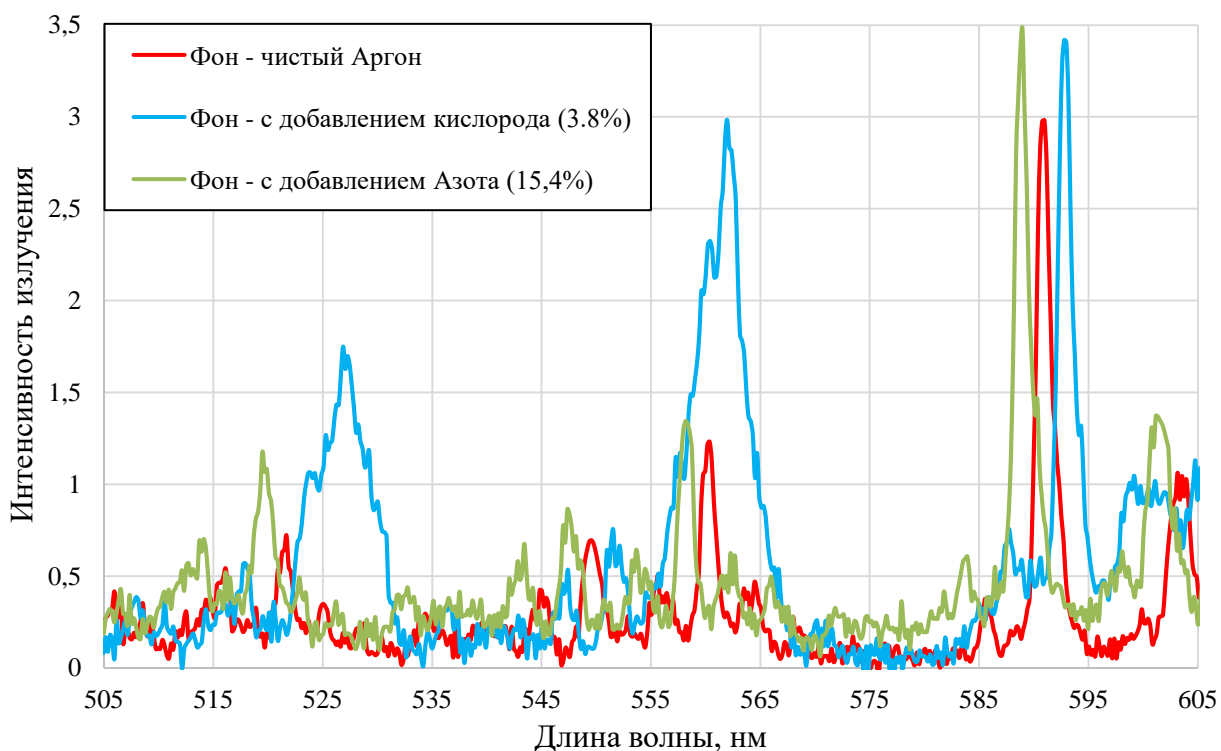


Рисунок 11 – Сравнение спектров фоновго газа в зелёной области. Давление фоновго газа в камере $P_h = 2,6$ Па.

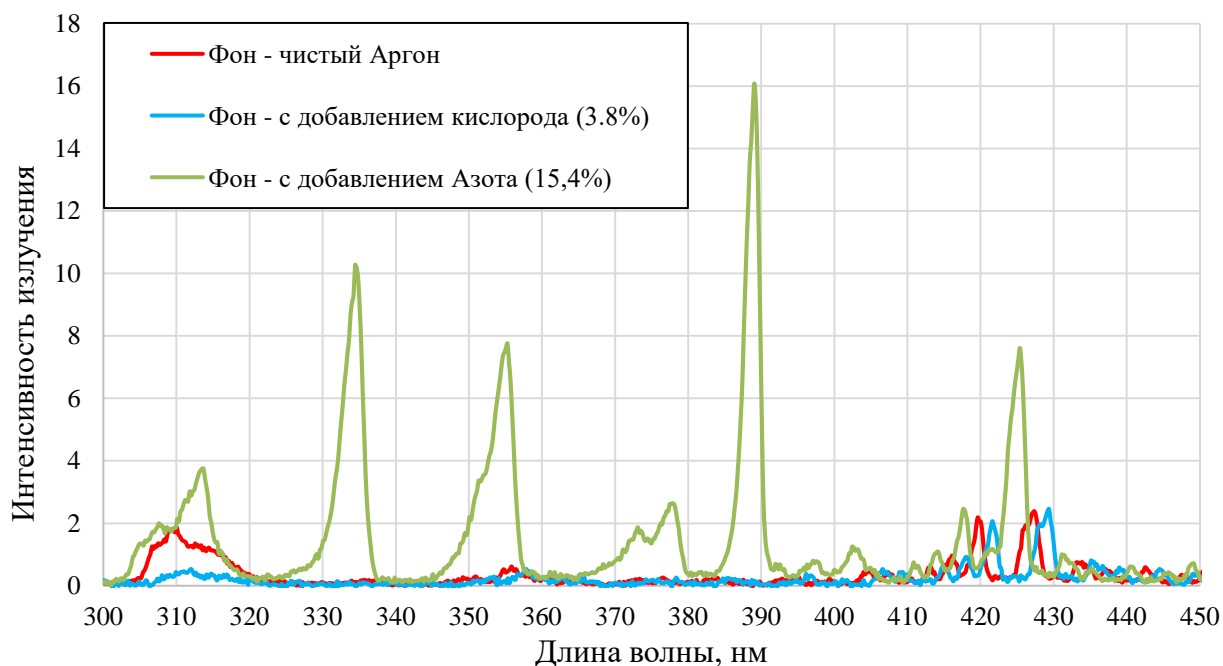


Рисунок 12 – Сравнение спектров фонового газа в фиолетовой области. Давление фонового газа в камере $P_h = 2,6$ Па.

4.5. Гашение флуоресценции, оценка скорости потока

При изучении излучения частиц в динамике необходимо также учитывать такой фактор, как гашение излучения частиц после из вылета за пределы ионизирующего электронного пучка. После прекращения возбуждения интенсивность флуоресценции спадает со временем естественным образом по экспоненциальному закону

$$I_t = I_0 e^{\frac{-t}{\tau}},$$

где I_t — интенсивность свечения в момент времени t ; I_0 — интенсивность свечения в момент прекращения возбуждения люминесценции, τ — длительность люминесценции (среднее время жизни возбужденного состояния) [33]. Отсюда при $t = \tau$:

$$I_t = \frac{I_0}{e} = \frac{I_0}{2.72} \approx 0.37I_0. \quad (4.5.1)$$

Таким образом, при экспоненциальном затухании люминесценции весь ход процесса свечения определяется величиной t . Получается, чтобы определить максимальное расстояние от электронного пучка, на котором

частицы ещё способны излучать, достаточно знать лишь скорость этих частиц в потоке. В сверхзвуковой струе практически сразу за выходным срезом сверхзвукового сопла скорость потока достигает предельной скорости для данной температуры торможения и сорта газа. Отличие составляет единицы и даже доли процента от предельной скорости, определяемой выражением:

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2\gamma R_g T_0}{\gamma - 1}},$$

где $R_g = \frac{R}{M}$ – газовая постоянная, $R=8.31$ Дж/(моль·К) – универсальная газовая постоянная, $M = 0,04$ кг/моль – молярная масса аргона; $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ – отношение теплоёмкостей (для аргона $\gamma = \frac{5}{3}$). Таким образом, для комнатной температуры $T_0 = 295$ К, скорость частиц в потоке аргона получается равной:

$$v_{max} = 554 \frac{m}{c}.$$

Однако, помимо естественного затухания люминесценции, в камере расширения имеет место и явление гашения флуоресценции, вызванное столкновением возбужденных атомов с окружающими их невозбужденными частицами. Эффективность гашения зависит от частоты столкновений возбужденного атома с невозбуждёнными и вероятности гашения при столкновениях. Другими словами, чем чаще заряженные частицы потока сталкиваются с нейтральными частицами фона, тем быстрее происходит затухание флуоресценции. В результате столкновения энергия возбуждения переходит в кинетическую энергию сталкивающихся частиц или в энергию возбуждения нейтральной частицы. При низких температурах, характерных для сверхзвуковых струй, частота столкновений возбужденных атомов с другими частицами падает, т.е. эффект столкновительного гашения флуоресценции ослабевает. Однако, гашение флуоресценции, вызванное столкновительными процессами, всё-таки сопровождается сокращением среднего времени жизни возбужденного состояния.

5. Результаты экспериментов и анализ полученных данных

5.1. Изменение спектра излучения в струе на разных расстояниях от сопла

В п.3.4. высказано предположение, что следует ожидать отличие спектров излучения аргона в фоновом газе в статичных условиях от спектров в сверхзвуковом потоке. Нами выполнено сравнение спектра фонового газа (особо чистый аргон) со спектром излучения струи на расстоянии $0,15x$ от сопла, зарегистрированных при одинаковом давлении $P_h = 2.6$ Па (рис.13).

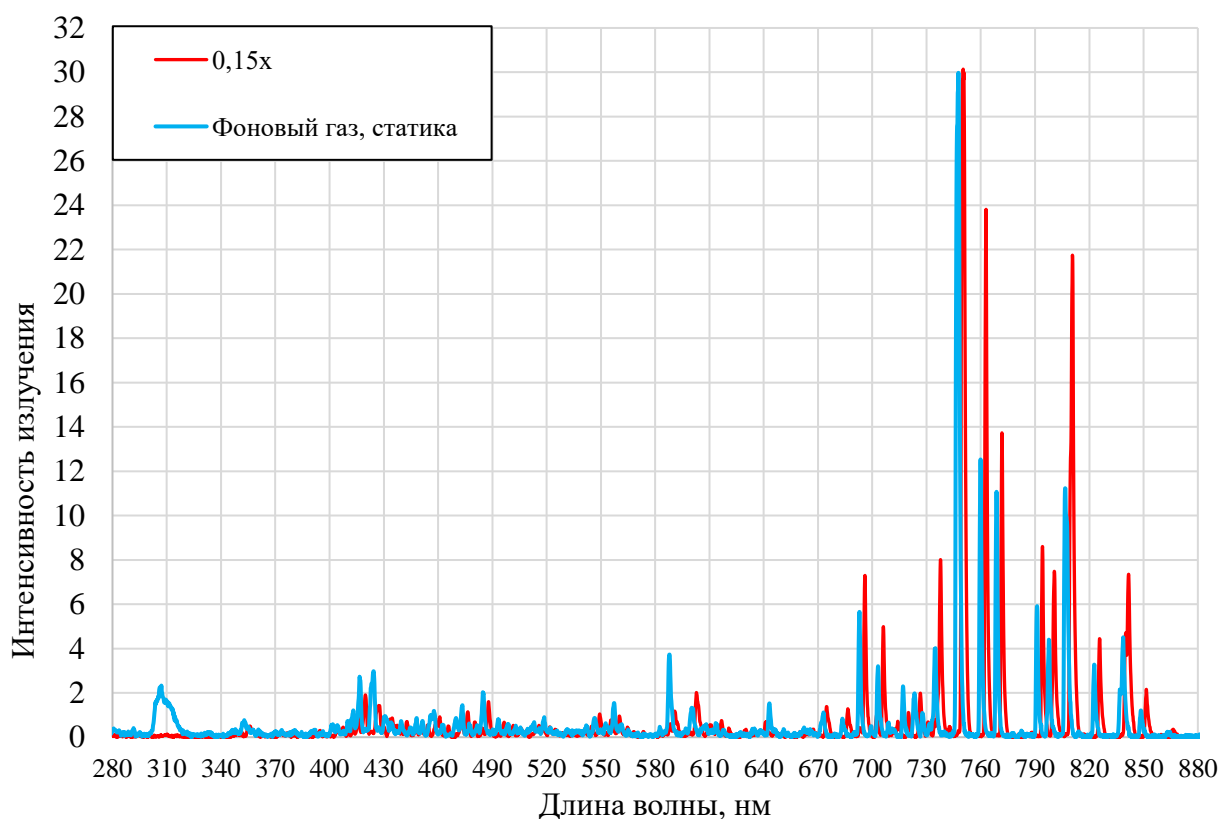


Рисунок 13 – Сравнение спектра фонового газа в статике и спектра излучения струи на расстоянии $0,15x$ от сверхзвукового сопла. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа.

Для удобства сравнения амплитуды пиков были домножены на постоянный коэффициент, подобранный для совпадения амплитуд пиков максимальной интенсивности (сумма линий $750,3858$ нм и $751,4651$ нм). Для удобства сопоставления спектр фона аргона смещён по длинам волн на 2 нм. Из рисунка видно, что, как и следовало ожидать, большинство пиков Ar-I с

разными коэффициентами превышают пики спектра фонового газа. В то же время в Ar-II картина противоположная (рис. 14).

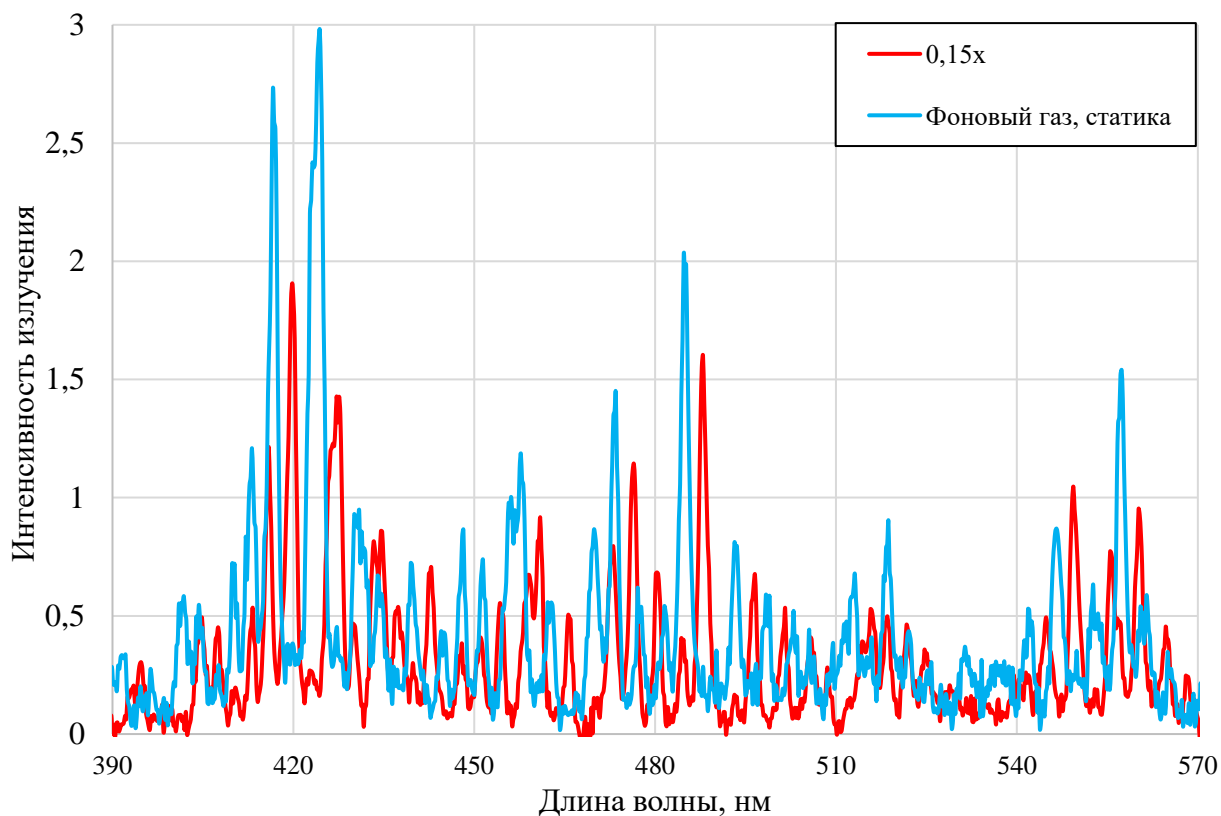


Рисунок 14 – Участок сравнения спектра фонового газа в статике и спектра излучения струи на расстоянии $0,15x$ от сверхзвукового сопла. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа.

Причиной такого явления может являться влияние кластерной составляющей в потоке, отличие в релаксационных процессах при возбуждении электронным пучком в струе и в фоновом газе. Однако выяснение истинных причин требует более подробного исследования. Предполагается в дальнейшем более детализированная расшифровка спектров (сопоставление каждого пика спектра переходам между уровнями, построение зависимости населенности электронных уровней при разных температурах). Также необходимо понять, какие времена релаксации возбуждённых состояний присущи Ar-I и Ar-II. В результате ответов на эти вопросы можно будет определить роль кластеров в этих процессах.

Пики аргона также меняют соотношение амплитуд и при сравнении спектров на разных расстояниях от сопла. Пример данного явления демонстрируется на рис.15 на участке спектра от 680 до 820 нм.

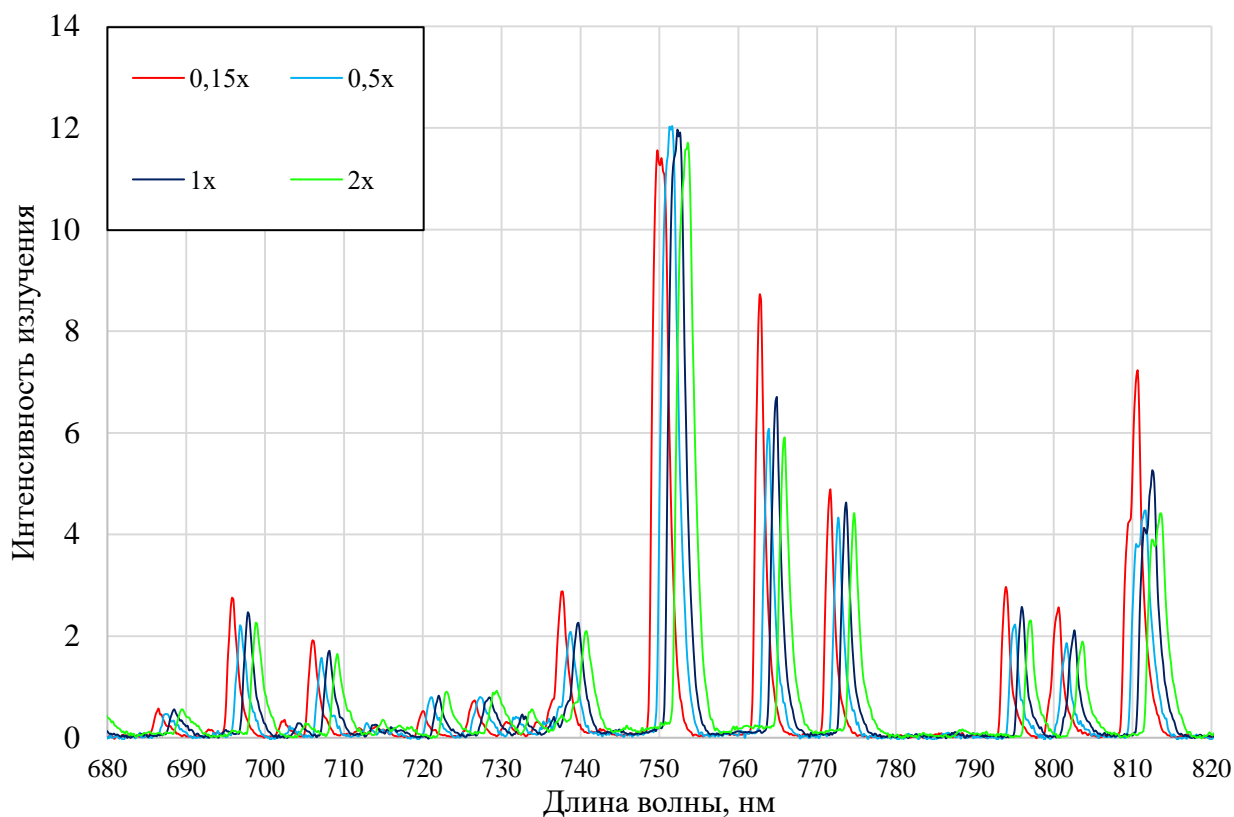


Рисунок 15 – Сравнение спектров излучения струи на разных расстояниях от сопла: 10, 40, 80 и 160 мм. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа.

Как можно заметить, спектры излучения струи на расстояниях 0,5x и 2x от сопла в красной и ближней ИК-областях практически совпадают. Однако в спектрах излучения струи на расстоянии 0,15 и 1x от сопла заметно превышение амплитуд пиков. Причиной может являться различие плотностей в точках регистрации спектров. На расстоянии 0,15x плотность частиц высокая. Повышается плотность потока и в точке 1x по сравнению с 0,5x из-за смыкания боковых скачков уплотнения. В то же время плотность больших кластеров на оси потока по мере удаления от сопла регулярно снижается.

Расстояние 2x характерно присутствием «следа», а также возможным присутствием слабой второй «бочки» (см. рис. 1). Проникновение фонового газа из окружающего пространства в приосевую часть течения следует

ожидать достаточно высоким по причине отсутствия в этой области боковых ударных волн и большой разреженности газового потока. Тем не менее влияние потока на излучение частиц всё равно обнаруживается. Из сравнения спектров, приведенного на рис. 16, видно, что в области «следа», т.е. на расстоянии $2x$, линии Ar-II выше, тогда как в Ar-I ниже, чем в спектре фонового газа в отсутствие струи. Спектр газа на удалении от оси струи отличается от спектра фонового газа, зарегистрированного в отсутствие струи.

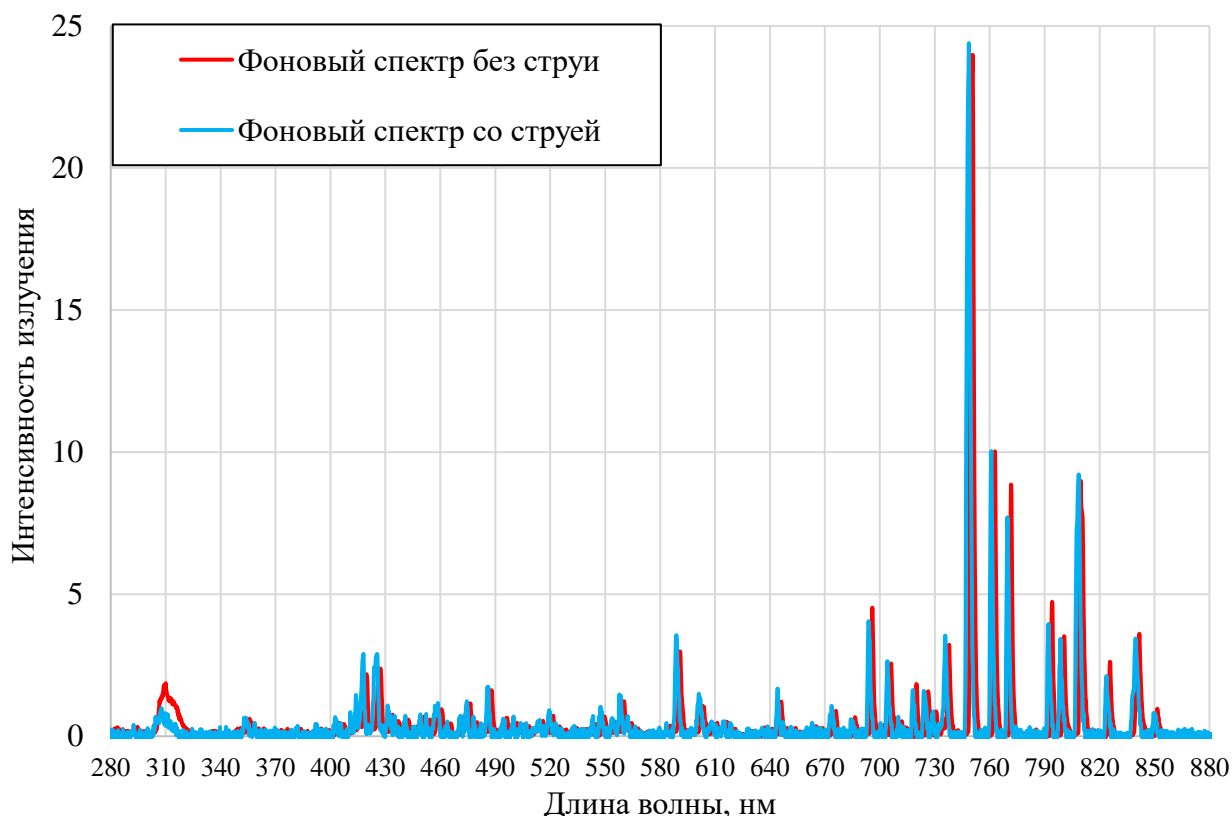


Рисунок 16 – Сравнение спектров излучения фонового газа в условиях перекрытия сопла заслонкой и газа вне струи на расстоянии $2x$ от сопла. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа.

Причиной данного различия может являться разность локальной плотности частиц. Несмотря на то, что среднее давление фонового газа в обоих случаях было одинаковым, локальная плотность частиц в газе в присутствии струи выше, чем в фоновом газе

Представленные данные демонстрируют, что излучение струи не только отличается от излучения статичного фонового газа, но и изменяется вниз по потоку, что доказывает влияние на излучение состава частиц в потоке.

5.2. Проникновение фонового газа внутрь струи

Из полученных в работах [20-22] результатов следует, что при числах Рейнольдса Re_L , характерных для сверхзвуковых струй, фигурирующих в данной работе, фронт смещения должен быть локализован в достаточно узком слое, что приводит к его ограничению боковой ударной волной. Из этого следует, что фоновый газ либо вовсе не проникает в исследуемую область (ось струи), либо проникает в пренебрежимо малых количествах. Однако, данный факт требует экспериментальной проверки. В данной работе проверка выполнена с помощью обнаружения интенсивных полос примеси фонового газа (см. п.3.4.), а также сопоставлением с истечением из сопла смеси газов с процентным содержанием примеси, аналогичным помещиваемому в фоновый газ.

5.2.1. Добавление примесей в фоновый газ

На разных расстояниях от сверхзвукового сопла струя имеет разную плотность, а, следовательно, и разную вероятность проникновения фонового газа. Проникновение фонового газа в сверхзвуковую струю проверялось на разных расстояниях от сопла: на $0,15x$, где плотность потока высока (следовательно, вероятность проникновения самая низкая); на $0,5x$, где вероятность проникновения фонового газа повышается, и на $1x$, где происходит смыкание боковых ударных волн (с непредсказуемым влиянием фона).

На рис.17 приведено сравнение спектров излучения сверхзвукового газового потока в фоновом газе с различными примесями на расстоянии $0,15x$ от сопла. Можно заметить, что полосы азота и кислорода, приведенные в п. 3.4, в данных спектрах не наблюдаются. Следовательно, в данную область на оси струи проникновение фонового газа пренебрежимо мало.

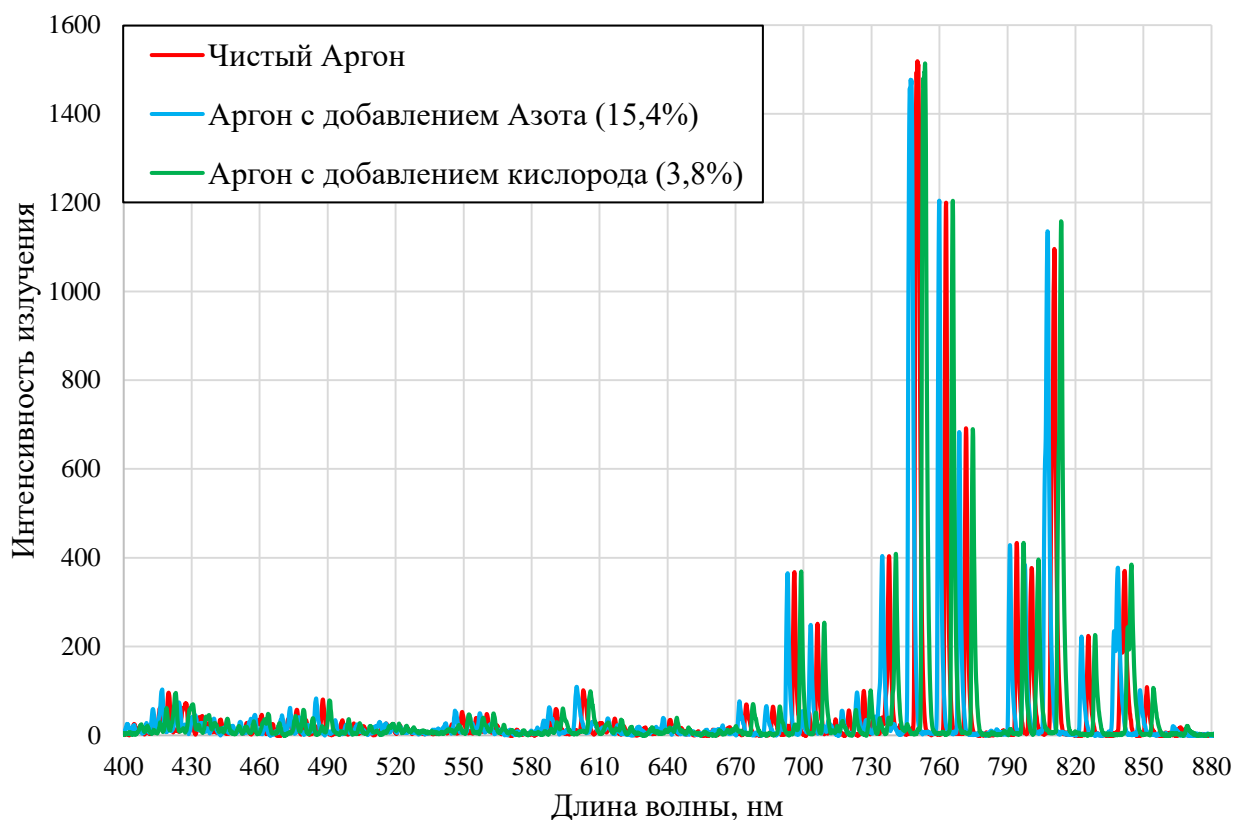


Рисунок 17 – Сравнение спектров излучения газового потока на расстоянии $0,15x$ от сопла при добавлении различных примесей в фоновый газ. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа. Ось потока.

Для удобства сравнения интенсивности пиков приравнены на линии 762 нм.

При сравнении спектров излучения на расстоянии $0,5x$ от сопла (рис.18) в струе аргона с добавлением в фоновый газ примеси и при её отсутствии, обнаружены две полосы (на 336 и 357 нм) азота. Поскольку интенсивность этих полос мала и на других участках спектра практически не заметна на спектре линий аргона, проникновением фона в первую «бочку» на расстоянии $0,5x$ от сопла можно пренебречь.

Аналогичная картина наблюдается и в точке пересечения боковых ударных волн (рис. 19). При сравнении спектров обозначенные в п.4.4. полосы добавленного в фон азота были обнаружены лишь с предельно низкой интенсивностью, а значит учитывать в этой области струи проникновение фонового газа нет необходимости.

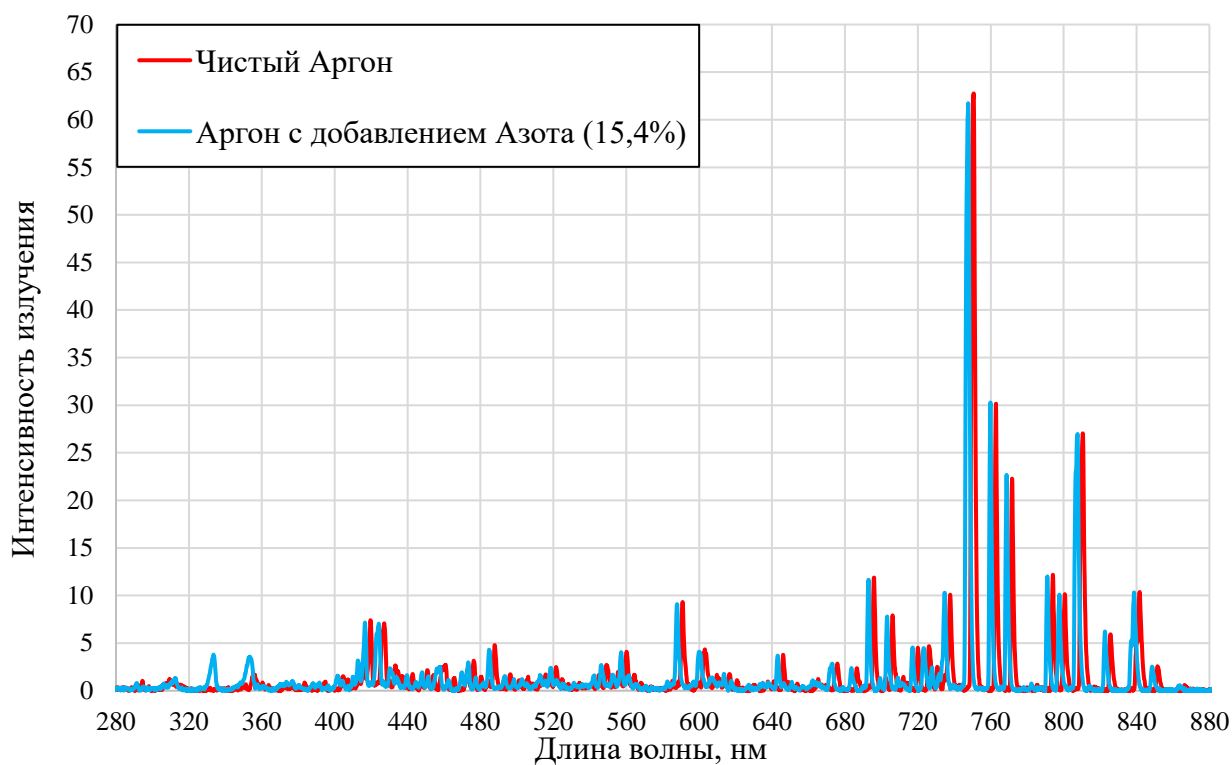


Рисунок 18 – Сравнение спектров излучения газового потока на расстоянии 0,5х от сопла при добавлении примеси азота в фоновый газ. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа. Ось потока.

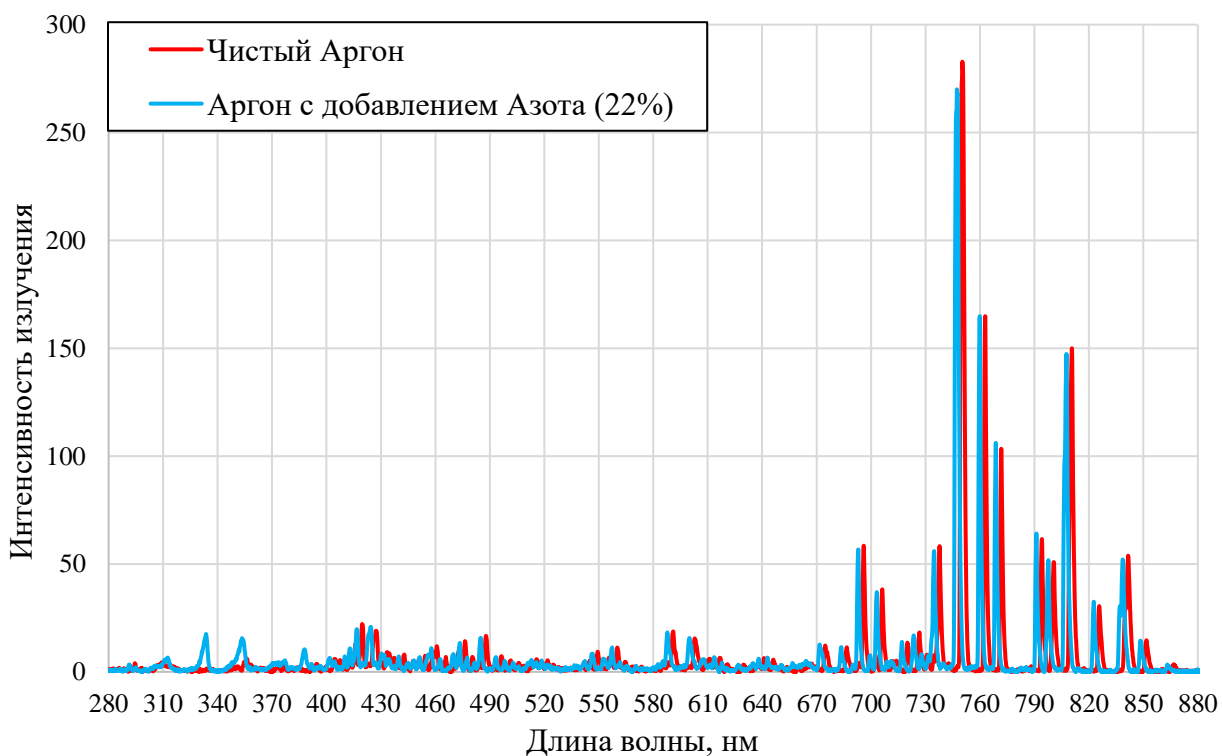


Рисунок 19 – Сравнение спектров излучения газового потока на расстоянии 1х от сопла при добавлении примеси азота в фоновый газ. $P_h = 4,73$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа. Ось потока.

Из полученных результатов следует, что в используемых в нашей работе режимах истечения проникновением фонового газа внутрь первой «бочки» можно пренебречь и идентифицировать регистрируемый спектр излучением самой струи аргона. Однако, в отличие от первой «бочки», в области распространения «следа» плотность потока значительно ниже. Следовательно, фоновый газ способен проникать внутрь «следа», участвуя в процессах излучения потока.

При изучении влияния фонового газа на свечение «следа» представляет интерес сравнение фотографий, снятых при добавлении различных примесей в фоновый газ. При наличии в фоновом газе только аргона, излучение «следа» в видимом диапазоне наблюдается в жёлто-зеленом цвете. При добавлении в фоновый газ азота, свечение «следа» приобретает оранжевый окрас (рис. 20), а при добавлении кислорода - при увеличении процентного соотношения примеси в составе фонового газа до 3,8%, свечение «следа» исчезает в видимом диапазоне (рис. 21). Спектральный анализ данного процесса показал, что «след» не перестаёт излучать в видимом диапазоне, однако интенсивность его излучения падает настолько, что чувствительности глаза становится уже недостаточно для того, что его заметить.

Из данных сравнений следует, что фоновый газ не только проникает в «след», но и принимает участие в процессе его высвечивания.

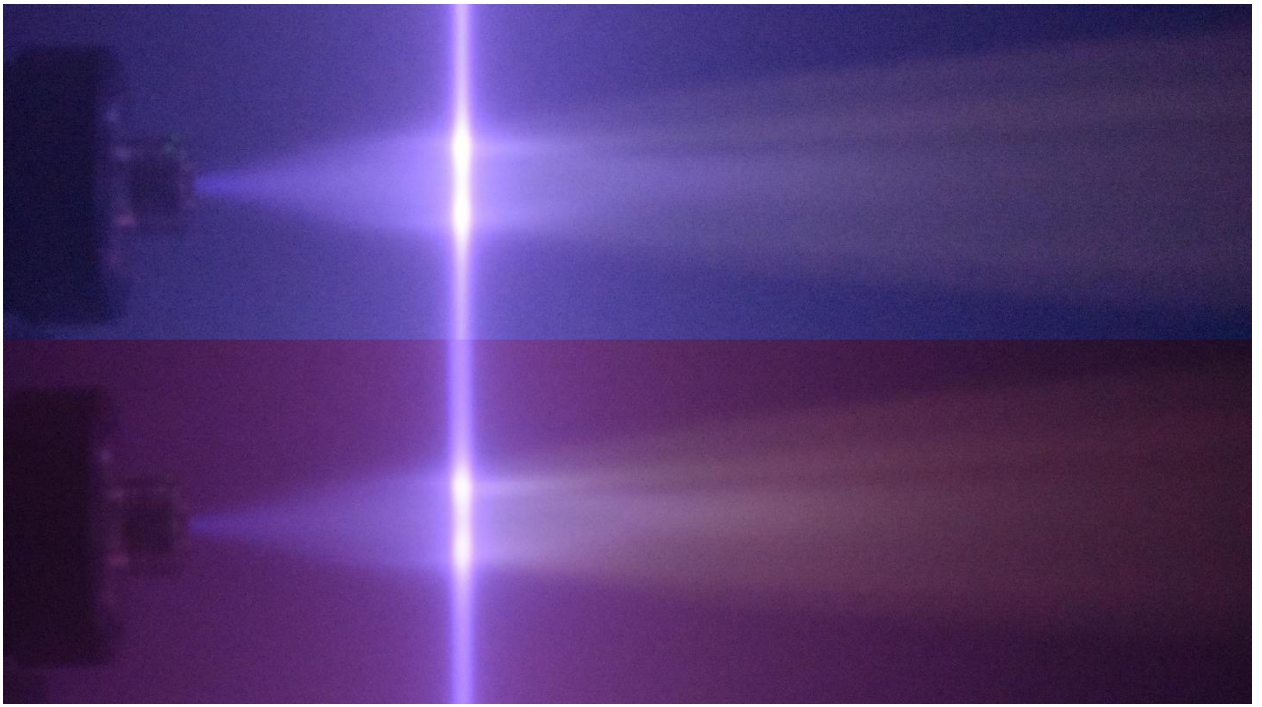


Рисунок 20 – Сравнение фотографий газового потока на расстоянии $0,5x$ от сопла в отсутствие (а) и при добавлении азота (б) в фоновый газ. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа.

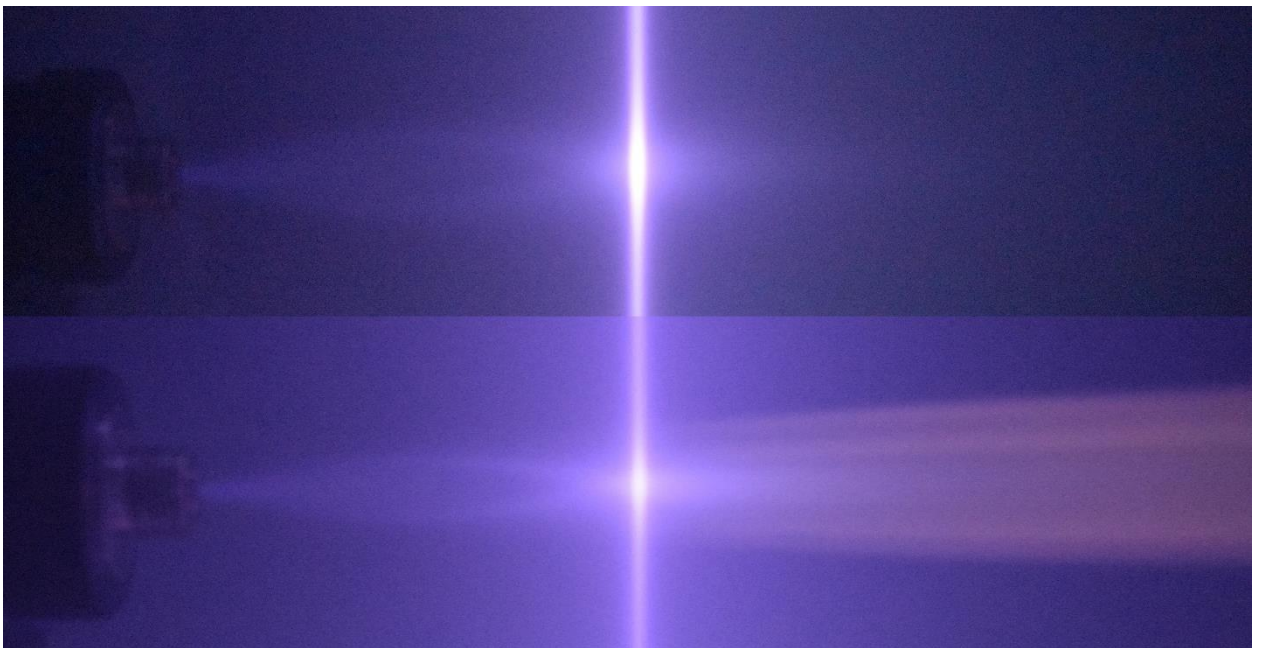


Рисунок 21 – Сравнение фотографий газового потока при ионизации электронным пучком на расстоянии $1x$ от сопла в отсутствие (б) и при добавлении примеси кислорода (а) в фоновый газ. $P_h = 2,05$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа.

5.2.2. Истечение смеси из сверхзвукового сопла

Чтобы определить отличие излучения проникающего в струю фоновый газ от излучения газа самой струи, в истекающий из сопла газ был добавлен газ примеси в том же процентном соотношении, что и в фоновом газе. (для азота - 15,4-84,6%, для кислорода – 3,8-96,2%).

При сравнении спектров излучения потока смеси со спектрами, полученными в п.5.2.1, установлено, что излучение примеси азота в спектре при истечении смеси из сопла не только усиливается на полосах, обнаруженных при рассмотрении проникновения фоновый газ, но и обнаруживается на других длинах волн (например, в полосе 391 нм) (рис. 22). Это означает, что данные процессы не являются аналогичными, и что энергообмен в потоке смеси происходит иным образом.

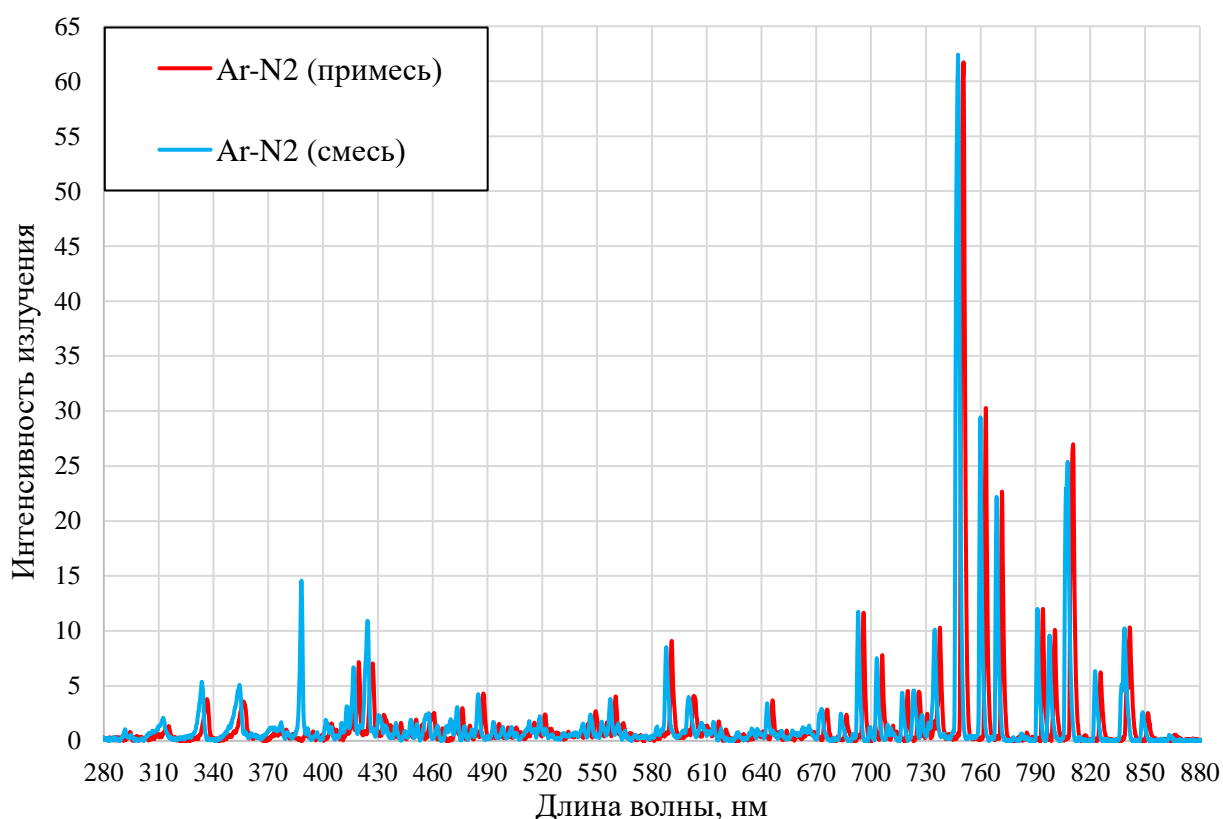


Рисунок 22 – Сравнение спектров излучения газового потока на расстоянии 0,5х от сопла при добавлении примеси азота в фоновый газ и в истекающий из сопла газ. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа. Ось потока.

При добавлении в истекающую смесь кислорода, спектр струи меняется более существенно (рис. 23): несмотря на малую долю в аргоне по сравнению с азотом, не только зарегистрированы более интенсивные полосы 560 и 591 нм, но и обнаружено изменение интенсивностей отдельных линий аргона.

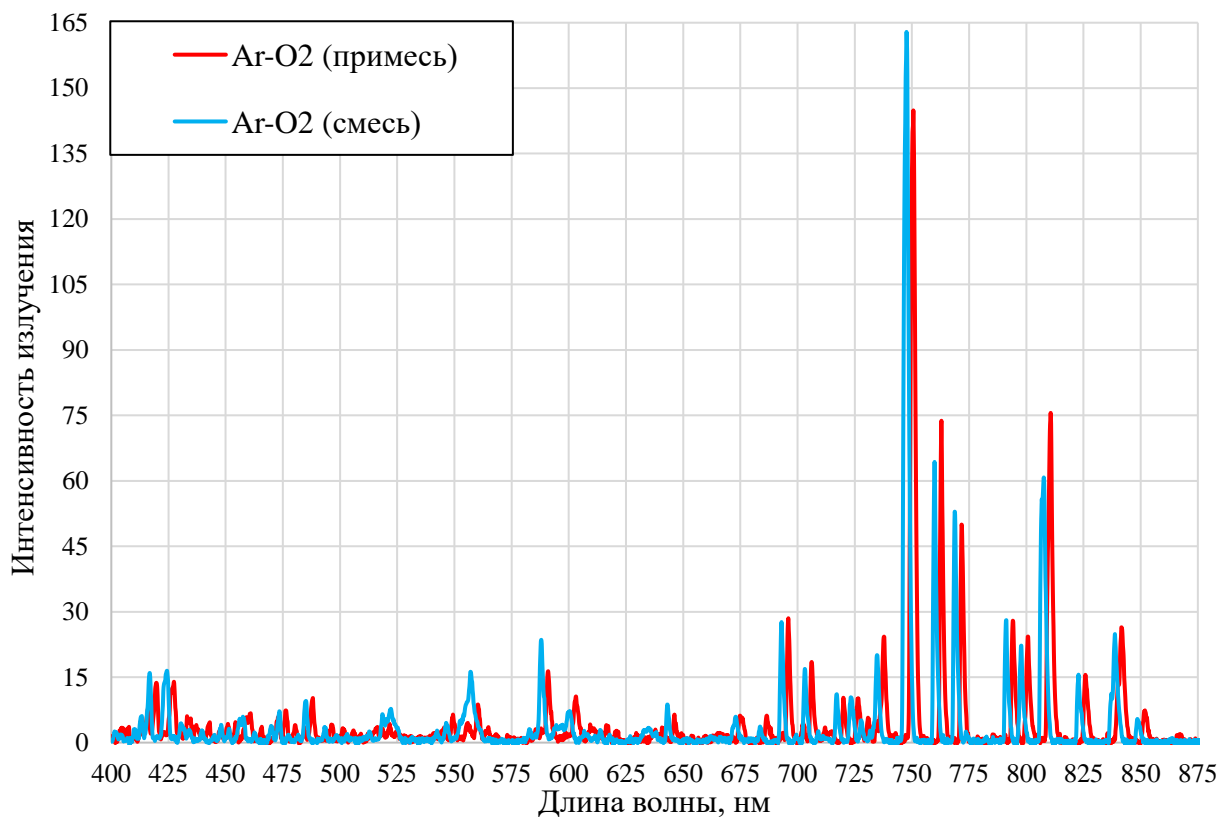


Рисунок 23 – Сравнение спектров излучения газового потока на расстоянии 1х от сопла при добавлении примеси кислорода в фоновый газ и в истекающий из сопла газ. $P_h = 2,05$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа. Ось потока.

Обнаруженные при этих сравнениях особенности не только подтверждают факт отличия излучения статичного фонового газа от излучения потока (см. п.5.1.), но и иллюстрируют влияние примеси на излучение разреженной струи.

5.3. Падение интенсивности свечения вне электронного пучка

Представленные ранее эксперименты проводились непосредственно в месте ионизации потока, на электронном пучке, однако, свечение как струи, так и «следа» наблюдается также и за его пределами. В связи с этим,

представляет интерес изучение скорости снижения интенсивности излучения после пролёта частицами потока области его ионизации.

Зарегистрированные спектры с помощью оптической системы «След» (рис. 24) на небольшом участке спектра (для удобства сравнения линии на разных расстояниях от оси электронного пучка смещены по длине волны на равные промежутки 2 нм) позволяют построить зависимость интенсивности излучения потока от расстояния вниз по потоку от оси электронного пучка (рис. 25-26). Подобные эксперименты проведены при ионизации потока на двух расстояниях от сопла – 0,15х и 1,5х, что позволяет сравнить падение интенсивности излучения в разных точках потока (рис. 27).

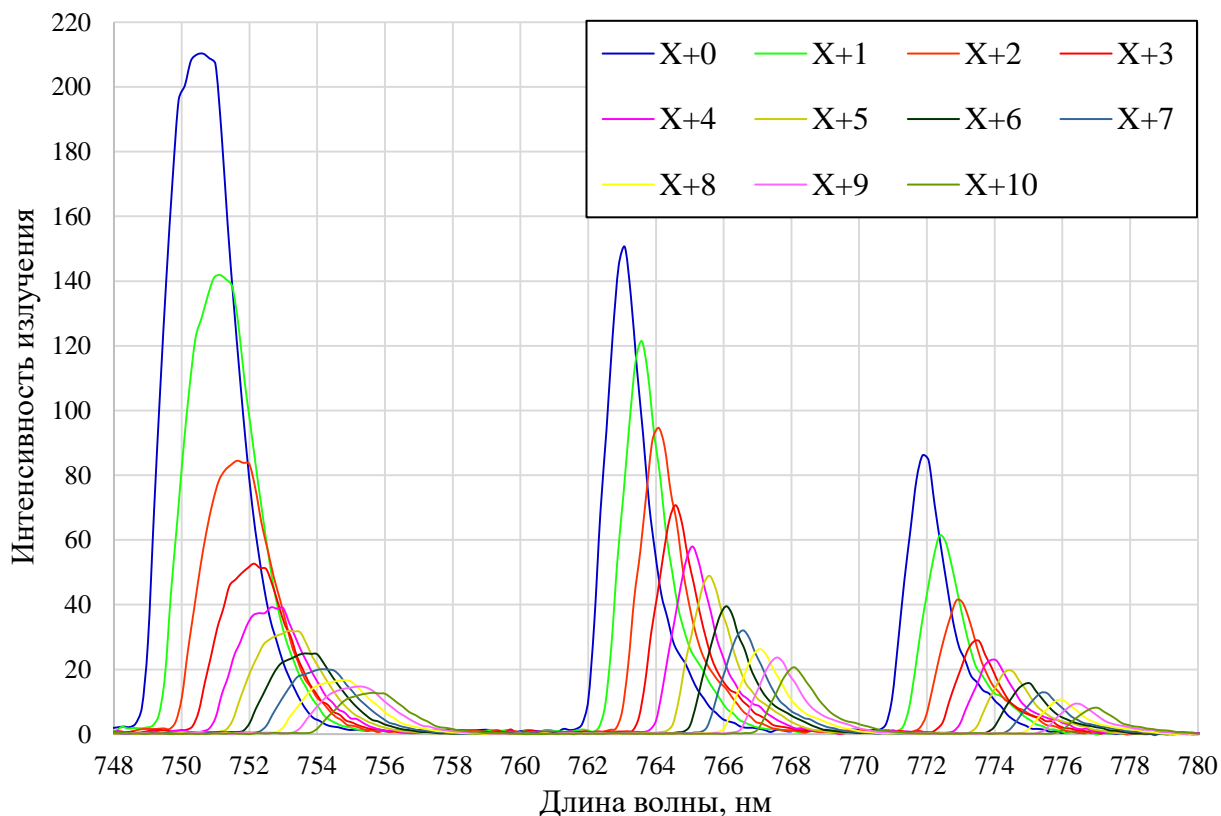


Рисунок 24 – Падение интенсивности излучения газового потока за пределами электронного пучка при ионизации струи на расстоянии 0,15х от сопла. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа. Ось потока. Величина смещения с оси электронного пучка - X.

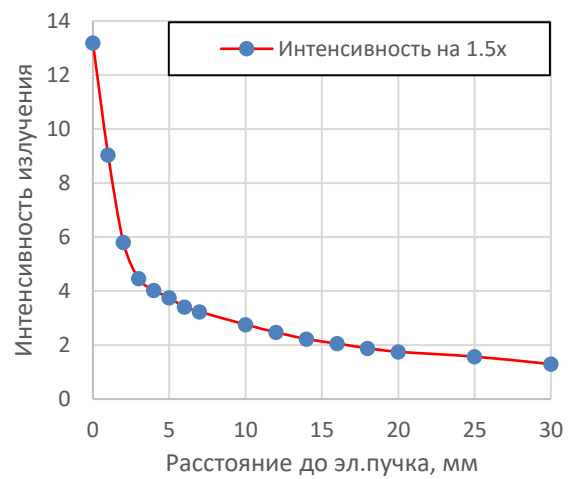
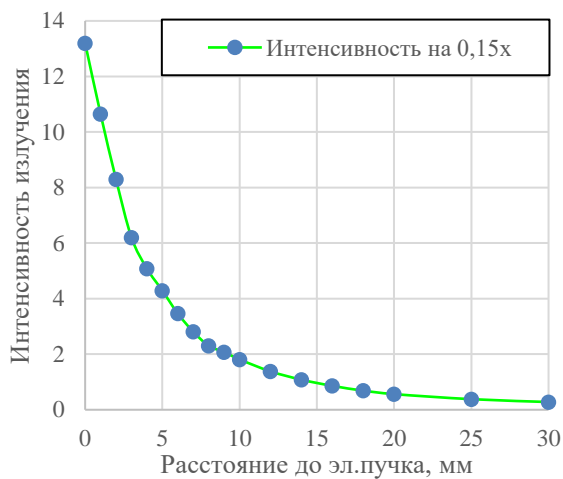


Рисунок 25-26 – Линия тренда падения интенсивности пика аргона (763 нм) за пределами электронного пучка при ионизации струи на расстоянии 0,15 и 1,5x от сопла. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа.

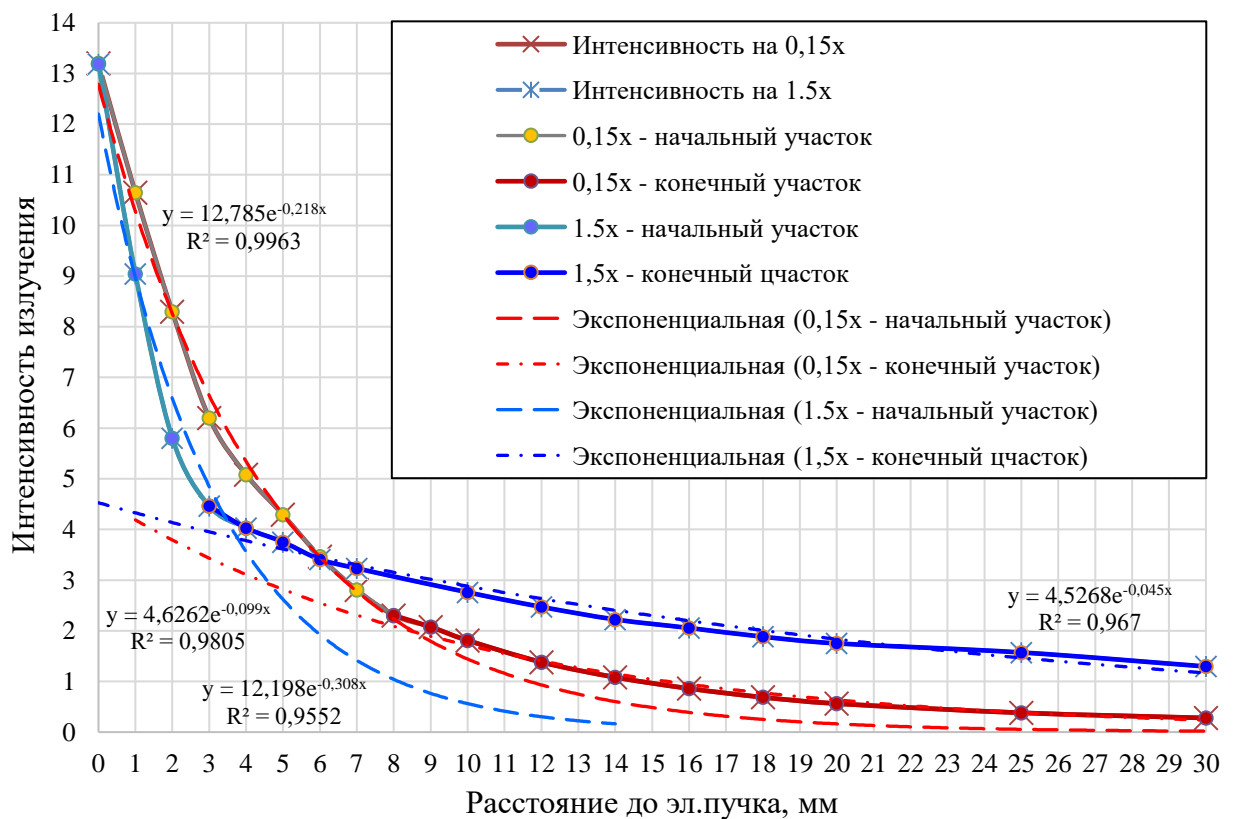


Рисунок 27 – Сопоставление и частичная аппроксимация линий тренда падения интенсивности пика аргона (763 нм) за пределами электронного пучка при ионизации струи на расстоянии 0,15 и 1,5x от сопла. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа.

Линии тренда на разных расстояниях от сопла отличаются друг от друга, а, следовательно, процессы гашения флуоресценции в разных точках потока

также различны. Объясняется это существенным различием плотностей и состава летящих частиц в первой «бочке» и в «следе».

Аппроксимировать полученные линии тренда удалось лишь при их разделении на два фрагмента. Однако, несмотря на это, с их помощью является возможным совершить оценку времени жизни возбужденных частиц за пределами ионизирующего пучка, а, следовательно, и расстояние, которое возбужденные частицы способны преодолеть до высвечивания.

Из п. 4.5. следует, что среднее время жизни частиц в возбужденном состоянии можно оценить, как:

$$\tau = \frac{S_l}{v_{max}},$$

где S_l – расстояние, на котором интенсивность излучения уменьшается в 2,7 раз, v_{max} – скорость движения потока.

Из спектров на рис.27 следует, что $S_{l\ 0,15} = 4.8$ мм, а $S_{l\ 1,5} = 2.75$ мм. Таким образом, время жизни частиц в возбужденном состоянии на разных расстояниях от сопла принимает разные значения: $\tau_{0,15} = 8,66$ мкс, $\tau_{1,5} = 4,96$ мкс.

В дальнейшем предполагается рассмотреть процессы гашения люминесценции более подробно, а также построить модель происходящих процессов. Например, возможно, что в излучении участвуют возбужденные частицы, имеющие разные скорости направленного движения. Также возможно и влияние рассеяния вторичных электронов.

6. Заключение

На основании изученных работ по теме кластерообразования, ионизации газовых потоков, а также на основании полученных данных, можно получить определенные представления относительно вида и структуры кластерной струи, а также относительно излучения потока.

При помощи информационной системы Гротриан был отлажен процесс расшифровки экспериментально полученных спектров, который позволил разделять спектры ионизованных и нейтральных частиц.

Сравнение полученных спектров в фоновом газе и в потоке позволили выявить отличие между излучением частиц в статических условиях и в сверхзвуковом потоке.

Добавление в фоновый газ примесей в виде сторонних газов с выделенными сильными спектральными полосами излучения позволили оценить степень проникновения фонового газа внутрь струи.

Зарегистрированные спектры на нескольких расстояниях при удалении от электронного пучка вниз по потоку позволили получить оценку среднего времени жизни частиц в возбужденном состоянии на разных расстояниях между электронным пучком и сверхзвуковым соплом.

С помощью построенных оптических систем далее предполагается рассмотреть более подробно процессы гашения люминесценции, идентифицировать влияние кластеров на излучение потока, а также построить эмпирическую модель образования «следа» и происходящих в нём процессов.

7. Список использованной литературы

1. Сидоров Л.Н. «Молекулы, ионы и кластеры в газовой фазе». // СОЖ, ХИМИЯ. 2000.
2. Коробейщиков Н.Г., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Федотова Е.А. Кластерно-ионные пучки для нанотехнологии // Фундаментальные основы МЭМС и нанотехнологий. Вып. 3.: III Всероссийский семинар, Новосибирск, 2011.
3. Korobeishchikov N.G., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Khodakov M.D. Formation of an ion-cluster beam for material processing. // J. of International Scientific Publications: Materials, Methods & Technologies, 2012. ISSN 1313-2539 (8014).
4. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Korobeishchikov N.G., Khodakov M.D. Mass spectrometry peculiarities for supersonic molecular beams of methane and methane-containing clusters // Nanoengineering. 2014. No 1 (31). P. 3-6. ISSN 2223-4586 (In Russian).
5. Khodakov M.D., Zarvin A.E., Kalyada V.V. Methane clusters formation process investigation in argon supersonic jets with a small methane admixture by molecular-beam mass spectrometry // Fundamental and applied sciences today. VI Proceedings of the Conference. North Charleston, USA, 24-25.08.2015.
6. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Коробейщиков Н.Г., Ходаков М.Д., Шмаков А.А. Модифицированная установка для газодинамических исследований и технологических разработок // ПТЭ. 2016. № 2. С. 127-134.
7. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С., Ходаков М.Д., Коробейщиков Н.Г., Художитков В.Э., Мадирбаев В.Ж., Ездин Б.С. Экспериментальная установка для плазмохимических исследований // ПТЭ. 2016. № 6. С. 50-56.

8. Haberland H. A model for the processes happening in a rare-gas cluster after ionization // 1985. V. 156. Part 1. P. 305-312.
9. Levinger N. E., Ray D., Alexander M. L., and Lineberger W. C. Photoabsorption and photofragmentation studies of Ar+n cluster ions. // J. Chem. Phys. 1988. V. 89. P. 5654.
10. Gantefor G., Broker G., Holub-Krappe E., and Ding A. Photoionization thresholds of rare gas clusters // J. Chem. Phys. 1989. V. 91. P. 7972.
11. Kamke W., de Vries J., Krauss J., Kaiser E., Kamke B., and Hertel I. V., Photoionisation studies of homogeneous argon and krypton clusters using TPEPICO // Z. Phys. D. 1989. V. 14. P. 339.
12. Herrman, A., Schumacher, E., Wöste, L. Preparation and photoionization potentials of molecules of sodium, potassium, and mixed atoms // J. Chem. Phys. 1978. V. 68. P. 2327.
13. Jortner, J. Cation-Electron Interaction in Metal-Ammonia Solutions // J. Chem. Phys. 1961. V. 34. P. 678.
14. Markovich, G., Giniger, R., Levin, M., Cheshnovsky, O. Photoelectron spectroscopy of iodine anion solvated in water clusters // J. Chem. Phys. 1991. V. 95. P. 9416.
15. Messing, I., Raz, B., Jortner, J. Medium perturbations of atomic extravalence excitations // J. Chem. Phys. 1977. V. 66. P. 2239.
16. Möller, T. Optical properties and electronic excitations of rare gas clusters // Z. Phys. D. Atoms, Molecules and Clusters. 1991. V. 20. P. 1.
17. Stapelfeldt J., Wormer J., and Moller T. Evolution of Electronic Energy Levels in Krypton Clusters from the Atom to the Solid // Phys.Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 98.
18. Wörmer, J., Guzielski, J., Stapelfeldt, V., Möller, T. Fluorescence excitation spectroscopy of xenon clusters in the VUV // J. Chem. Phys. Lett. 1989. V. 150. P. 321.

19. Wörmer, J., Guzielski, V., Stapelfeldt, V., Zimmerer, G., Möller, T. Optical properties of argon clusters in the VUV // *Phys. Scr.* 1990. V. 41. No. 4. P. 490.
20. Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. Диффузионные процессы в зоне смешения сверхзвуковой струи низкой плотности // *ПМТФ.* 1973. Вып.1. С.121-127.
21. Волчков В.В., Иванов А.В., Кисляков Н.И., Ребров А.К., Сухнев В.А., Шарафутдинов Р.Г. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления // *ПМТФ.* 1973. Вып.2. С.64-73.
22. Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом // *ПМТФ.* 1975. Вып.2. С.42-52.
23. Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В., Ездин Б.С. О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации // *ПЖТФ.* 2015. Т. 41. Вып. 22. С. 74-81.
24. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э. Особенности регистрации кластеров в сверхзвуковых недорасширенных струях методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии // *Теплофизика и аэромеханика.* 2017. Принята в печать.
25. Van der Burgt P.J.M. and McConkey J.W. Detection of neutral metastable fragments from electron-impact on argon clusters // *J.Chem.Phys.* 1995. V. 102. P. 8414.
26. Завьялов М.А., Крейндель Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М: Энергоатомиздат. 1989. 256 с.
27. Галанский В.Л., Груздев В.А., Осипов И.В., Ремпе Н.Г. Физика электронных источников с высокой яркостью пучка на основе отражательного разряда с полым катодом. В кн. Источники

- заряженных частиц с плазменным эмиттером. // Екатеринбург: УИФ "Наука". 1993. С.12.
28. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., Korobeishchikov N.G., Khodakov M.D., Yaskin A.S., Khudozhitkov V.E., Gimelshein S.F. Condensable Supersonic Jet Facility for Analyses of Transient Low-Temperature Gas Kinetics and Plasma Chemistry of Hydrocarbons // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45. Issue 5. P. 819-827
29. Смирнов Б.М. Процессы генерации кластерных пучков // УФН. 2003. Т. 173. № 6. С. 609-648.
30. Rühl E., Heinzl C., Hitchcock A. P., and Baumgärtel H.. Ar-2p spectroscopy of free argon clusters // J.Chem.Phys. 1993. V. 98. P. 2653.
31. Kazakov V., Kazakov V., Meshkov O., Yatsenko A. and others, Information system "Electronic Structure of Atoms", Novosibirsk State University. <http://grotrian.nsu.ru/en>. Accessed [May 30, 2017].
32. Булат П.В. и др. // Научно-технический вестник ИТМО. Март-апрель 2015.
33. Гришаева Т.И. // Методы люминесцентного анализа: учебное пособие для вузов. Спб.: АНО НПО «Профессионал», 2003.