Казахский национальный университет имени аль-Фараби

УДК 533.9.08;

На правах рукописи

ҮСЕНОВ ЕРБОЛАТ АБУТАЛИПҰЛЫ

Диагностика низкотемпературной комплексной плазмы при низких и атмосферных давлениях

6D060400 – Физика

Диссертация на соискание степени
доктора философии (PhD)

Научные консультанты
Академик НАН РК,
д. ф.-м. н., профессор
Рамазанов Тлеккабул Сабитович,
Доктор наук, профессор
Керстен Хольгер

Республика Казахстан
Алматы, 2019

СОДЕРЖАНИЕ

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ 3
ВВЕДЕНИЕ..... 4

1 **ОБЗОР СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ НИЗКИХ И АТМОСФЕРНЫХ ДАВЛЕНИЯХ**..... 11

2 **ДИАГНОСТИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ** 26
2.1 Исследование свободной области от пылевых частиц вокруг электрического зонда и определение параметров плазмы 26
2.2 Исследование температуры электронов фоновой плазмы в смесях инертных газов 38
2.3 Исследование параметров комплексной плазмы содержащей наноразмерные пылевые частицы 47
2.4 Изучение плазменного кулоновского кристалла в условиях микрогравитации 60

3 **ДИАГНОСТИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ** 74
3.1 Электрические и оптические свойства плазмы объемного диэлектрического барьерного разряда 75
3.2 Диагностика параметров плазменной струи при атмосферном давлении 92

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 113
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ 115

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

ВЧ разряд – высокочастотный разряд
ДБР – диэлектрический барьерный разряд
ОЭС – оптико-эмиссионная спектроскопия
ПАД - плазма атмосферного давления
ПСАД - плазменная струя при атмосферном давлении
ФРЭЭ – функция распределения электронов по энергиям
ПЗС (CCD) - прибор с зарядовой связью
ПХР – плазмохимический реактор
ВАХ - вольтамперная характеристика
ЛИФ – лазер – индуцированная флуоресценция
КДФ – конденсированная дисперсная фаза
a – среднее расстояние между пылевыми частицами
n – концентрация частиц пылевой плазмы
e – элементарный заряд электрона
r_D – радиус Дебая
k_B – постоянная Больцмана
T – температура
Г – параметр связи
Z – зарядовое число
a_D – размер пылинки
κ – коэффициент экранировки
Γ^* – эффективный параметр связи
Up - потенциал зонда
V_f – плавающий потенциал
T_i – температура ионов
T_e – температура электронов
T_d – температура (средняя кинетическая энергия) пылевых частиц
I_e – ток электронов
n_i - концентрация ионов
S – площадь поверхности зонда
m_i - масса ионов

ВВЕДЕНИЕ

Общая характеристика работы. Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию и диагностике структурных, кинетических и динамических свойств низкотемпературной комплексной плазмы газовых разрядов в условиях разреженного газа и при атмосферном давлении.

Актуальность темы.

Плазма - это частично или полностью ионизованный газ, в котором плотности положительных и отрицательных зарядов практически одинаковы, а линейные размеры области, занимаемой им, значительно превосходят расстояние (так называемый дебаевский радиус), на котором электрическое поле отдельной заряженной частицы исчезает вследствие экранирования другими частицами. Диагностика плазмы - совокупность методов и исследований целью которых является определение локальных, мгновенных или общих и усредненных значений основных ее параметров: формы и структуры, концентраций электронов, атомов и молекул, входящих в состав плазмообразующей среды в основном и различных возбужденных состояниях, средней кинетической энергии и температуры заряженных частиц, наличие и плотности химический активных веществ, радикалов и т.д.

Традиционно термин "комплексная плазма" используется как определение для обычной плазмы разреженных газов содержащей высокодисперсные заряженные частицы конденсированного состояния вещества с размером от нескольких сотен нанометров и до нескольких десятков микрометров. Также в литературе широко распространен термин "пылевая плазма" (dusty plasma) [1-6]. Однако в течение последних десятилетий область применения определения "комплексная плазма" существенно расширилась [7]. Данный факт обусловлен развитием методов генерации и новыми исследованиями в области низкотемпературной плазмы атмосферного разряда. Разработка новых источников неравновесной, "холодной" плазмы как плазменные струи диэлектрического барьерного разряда, поверхностные разряды, микроразряды и исследование их свойств применительно к медицине, агропромышленности, технологии новых материалов показывают, что плазма в таких видах газовых разрядов обладает сложным составом и является комплексной.

Комплексная плазма отличается от обычной плазмы наличием:

- дополнительных составляющих компонентов плазмы (нано и микро частицы, химический активные радикалы и ионы и т.д.);
- сильной корреляцией между этими компонентами и частицами самой плазмы;
- взаимодействия с твердыми поверхностями, которые оказывают решающее влияние на поведение плазмы и придают им важные и новые свойства. В данной диссертационной работе исследуются методы диагностики комплексной низкотемпературной плазмы как при низких давлениях, так и в условиях атмосферного давления.

Пылевая плазма представляет собой газоразрядную плазму, состоящую из электронов, ионов и нейтральных атомов, которые дополнительно содержат микроскопические частицы пыли твердого тела или капли жидкости [8-9]. Это состояние материи является вездесущим в космосе, например в межпланетной среде, в межзвездных облаках, в хвостах комет и в кольцевых системах планет-гигантов, а также в мезосферных серебристых облаках. Во многих важных промышленных процессах и в лабораторных условиях, например, в установках плазменного осаждения паров из газовой фазы, в производстве нанотрубок и в плазменном травлении пылевые частицы образуются во время процесса производства в самих плазменных реакторах. В микроэлектронике и в производстве микрочипов избегание загрязнения частиц во время многих этапов производства связанных с плазмой, является важной технологической задачей [10-12]. С другой стороны, синтез, рост, перенос и осаждение наночастиц является главной целью многих методов плазменного осаждения, например в производстве наночастиц для аморфных солнечных элементов, катализаторов и наноструктурированных материалов [13,14]. Пылевые частицы также наблюдались в пристеночной плазме термоядерных реакторов [15-17]. Заряженные пылинки, которые могут самопроизвольно образоваться из-за распыления стенок токамака при воздействий плазменного шнура могут иметь высокую радиоактивность и имеют сильное влияние на поведение плазменного шнура и процессы ядерного синтеза в целом.

Интерес фундаментальных исследований пылевой плазмы сосредоточен на электростатических явлениях в системе сильно связанных частиц. Много оригинальных работ посвящено изучению эффектов экранировки, зарядки пылевых частиц, распространении волн, образованию пылевых кластеров, кристаллов и основных сил, действующих на частицы в плазменной среде [18-26].

Присутствие пыли в плазме приводит к появлению нового плазменного параметра – заряда пылевой частицы, который зависит от размера макрочастицы и локальных параметров окружающей плазмы. Заряд пылевой частицы может быть очень большим. Например, в газоразрядной плазме низкого давления, отрицательный заряд пылевой частицы достигает 10^3– 10^5 зарядов электрона для частицы микронных размеров. Вследствие большой массы пылевых частиц и величины заряда, наличие пылевой компоненты сильно изменяет характерные пространственные и временные масштабы в плазме. Поэтому определение основных параметров и диагностика комплексной пылевой плазмы является наиболее **актуальной задачей** для понимания физических процессов и оптимизации технологических аспектов.

Низкотемпературная комплексная плазма атмосферного давления на сегодняшний день широко исследуется с целью применения в медицине, в химической промышленности, в био и нанотехнологии. Уже созданы и удачно апробированы лабораторные образцы и промышленные прототипы устройств для применения плазмы атмосферного давления в технологических процессах. Основным видом разряда, который позволяет получить низкотемпературную

комплексную плазму без применения вакуумного оборудования является диэлектрический барьерный разряд (ДБР). Традиционно ДБР использовался в качестве эффективного генератора озона и в качестве генератора излучения в мощных газовых лазерах и в эксимерных лампах. Дальнейшее изучение свойств данного разряда позволило расширить сферу применения в таких разных отраслях как медицина, технология подготовки полимерных и текстильных материалов, агропромышленность и нанотехнологии[27-32]. Вышесказанные методы воздействия на поверхности материалов с целью улучшения их свойств являются преимущественными перед химическими и другими методами, но все еще требуют изучения свойств и эффектов влияния атмосферной плазмы на материалы для улучшения технологических процессов. Холодная плазма атмосферного давления вызывает большой интерес тем, что не требует специального громоздкого вакуумного оборудования и проста в получении.

В процессе применения ДБР в промышленных целях возникают трудности связанные с геометрией разряда. В связи с этим, в середине 90-х годов прошлого столетия был разработан новый тип ДБР называемой плазменной струей атмосферного давления (ПСАД). Недавние результаты применения ПСАД для лечения живых клеток и тканей показали большую перспективу использования установок данного типа в медицинских целях. Несмотря на большое количество работ и высокий интерес научного сообщества, установки на основе ПСАД все еще требуют тщательного изучения в целях оптимизации характеристик плазмы для применения в различных приложениях [33-36].

Комплексная плазма атмосферного давления, в том числе и ДБР является все еще не полностью изученной и не теряет интерес со стороны мирового научного сообщества. Из-за наличия в составе различных метастабильных атомов, активных ионов и радикалов кислорода и азота, паров воды и из за постоянного взаимодействия с поверхностью материалов и живых клеток низкотемпературная атмосферная плазма является комплексной средой со сложным составом. Поэтому, на сегодняшний день, для глубокого понимания физико-химических процессов и для оптимизации технологических процессов одной из **актуальных** задач является исследование и диагностика плазмы сложного состава при атмосферном давлении.

Идея данной работы заключается в разработке новых, технически доступных и универсальных методов диагностики низкотемпературной комплексной плазмы при низких и атмосферных давлениях и изучение различных свойств плазмы на их основе.

Диссертационная работа выполнена в соответствии с планами фундаментальных научно-исследовательских работ (НИР): «Влияние процессов пылеобразования и свойств пристеночной плазмы с пылинками на режимы работы термоядерных энергетических реакторов» 2015-2017 гг., шифр 3112/ГФ4, «Исследование свойств и влияния холодной плазмы атмосферного давления на поверхности материалов» 2015-2017 гг., шифр 3220/ГФ4., «Разработка научно-технологических основ повышения роста растений и

урожайности зерновых культур с помощью обработки холодной плазмой атмосферного давления» 2018-2020 гг., ИРН AP05134280.

Цель работы – разработка методов диагностики и исследование свойств низкотемпературной комплексной плазмы при низких и атмосферном давлениях и разработка новых методов на основе полученных данных.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие **задачи:**

– изучить процессы в призондовой области в присутствии пылевых частиц в низкотемпературной комплексной плазме тлеющего разряда и определить параметры фоновой плазмы на основе измерения радиуса области свободной от пылевых частиц.

– исследовать температуру электронов комплексной плазмы в ВЧ разряде в смесях инертных газов и изучить влияние пылевой компоненты на параметры фоновой плазмы, исследовать образование и процесс зарядки пылевых частиц в плазменном кулоновском кристалле в условиях микрогравитации.

– адаптировать метод обычной зондовой диагностики для определения параметров комплексной плазмы с наноразмерными пылевыми частицами и изучить зависимость данных параметров от циклического процесса роста наночастиц в ассиметричном ВЧ разряде.

– изучить электрические, оптические и структурные свойства низкотемпературной плазмы ДБР, ПСАД и определение режимов разряда и состава плазмы

Объектом исследования является: низкотемпературная фоновая и комплексная плазма ВЧ разряда, тлеющего разряда, плазменный кулоновский кристалл и комплексная газоразрядная плазма ДБР.

Предмет исследования – температура и концентрация заряженных частиц в комплексной плазме, потенциал плазмы и плавающий потенциал, напряжения самосмещения ВЧ разряда, траектория пылевой частицы, размеры области свободной от пылевых частиц вокруг зонда, заряд пылинок, распределение частиц по скоростям, кинетическая температура пылевых частиц, парная корреляционная функция пылевых частиц, функция распределения пылинок по скоростям, статическая и динамическая вольт-амперная характеристика, эмиссионные спектры разрядов, структура ДБР.

Методы исследования. При решении задач, необходимых для достижения поставленной цели, использовались следующие методы: метод одиночного ленгмюровского зонда, метод ленгмюровского зонда с "комплексной" разверткой напряжения, методы исследования электрических свойств (осциллографирование тока и напряжения, измерения напряжения самосмещения), и оптические методы диагностики (оптико-эмиссионная спектроскопия) и высокоскоростная фото и видеосъемка.

Новизна работы. Новизна и оригинальность работы заключается в том, что в ней впервые:

– разработан метод определения основных параметров фоновой плазмы тлеющего разряда на основе измерения размеров области свободной от пылевых частиц в зависимости от потенциала зонда.

– методом "комплексной" развертки приложенного напряжения проведена зондовая диагностика и определены температура электронов и потенциал комплексной плазмы ассиметричного ВЧ разряда содержащей наночастицы.

– оценен заряд разлетающихся частиц в плазменном кулоновском кристалле в условиях микрогравитации.

– детально исследована зависимость структурных свойств плазменной струи и объемного диэлектрического барьерного разряда при атмосферном давлении от экспериментальных условий.

Научно-практическая значимость работы. Полученные в диссертационной работе результаты представляют ценность для развития физики комплексной плазмы и физики низкотемпературной плазмы в целом. Они будут очень полезны для глубокого понимания механизмов образования самоорганизующихся структур из пылевых частиц в низкотемпературной плазме, для изучения процесса зарядки частиц, для детального исследования свойств плазмы при взаимодействии с поверхностью материалов, для разработки научно технологических основ обработки низкотемпературной плазмой различных материалов, биологических объектов и живых тканей.

Разработанные методы диагностики комплексной плазмы при низких давлениях могут быть полезны для определения параметров фоновой плазмы в лабораторных установках различных газовых разрядов, в установках газофазного осаждения и травления, в вакуумно-плазменных установках по очистке и активации поверхностей подложек в микроэлектронике и в установках для синтеза различных наноструктурированных материалов в плазменной среде.

Значимость полученных результатов подтверждается публикациями в международных рецензируемых изданиях и участием на регулярных Международных конференциях, а также постоянным интересом к проводимым исследованиям, как со стороны международных академических кругов, так и ведущих промышленных компаний.

Положения, выносимые на защиту

1. Экспериментальное измерение размеров области свободной от пылевых частиц вокруг зонда при уменьшении (по абсолютному значению) приложенного отрицательного потенциала на зонд относительно потенциала окружающей плазмы позволяет определить температуру и концентрацию электронов в комплексной плазме положительного столба тлеющего разряда.

2. Добавка малого количества аргона в основной газ гелий в соотношении 97% He + 3% Ar, приводит к уменьшению температуры электронов фоновой плазмы, в то время как наличие пылевой компоненты способствует росту электронной температуры.

3. Циклический рост наночастиц в комплексной плазме ВЧ разряда приводит к уменьшению концентрации электронов и к существенному увеличению потенциала плазмы и температуры электронов.

4. При равномерном увеличении объемного расхода плазмообразующих инертных газов как аргон и гелий в диапазоне 1 - 20 л/мин длина плазменной струи сокращается после достижения некоторого максимума, увеличение приложенного напряжения на электроды способствует увеличению длины струи, в то время как изменение частоты напряжения не имеет влияния.

Личный вклад автора заключается в том, что весь объем диссертационной работы, выбор метода исследования, сборка, наладка и модернизация экспериментальных установок, проведение экспериментов и анализ полученных данных выполнены автором самостоятельно. Постановка задач и обсуждение результатов проводились совместно с научными руководителями.

Достоверность и обоснованность полученных результатов

В диссертационной работе использовались известные и апробированные экспериментальные методы как ленгмюровсикй зонд, методы исследования электрических свойств плазмы (осциллографирование тока и напряжения, измерения напряжения самосмещения), и оптические методы диагностики (оптико-эмиссионная спектроскопия, высокоскоростная фотосъемка). Полученые результаты с помощью применения нового предложенного метода диагностики параметров буферной плазмы на основе изучения области свободной от пылевых частиц вокруг зонда хорошо согласуются с результатами классического зондового метода. Также, теоретический расчет размеров области свободной от пылевых частиц показывает хорошее согласие с экспериментом. Результаты по изучению поведения параметров плазмы в процессе роста наночастиц полученные методом "комплексной развертки" зондового напряжения коррелирует с результатами измерения напряжения самосмещения. Также достоверность и обоснованность полученных результатов подтверждаются публикациями в журналах дальнего зарубежья с высоким импакт-фактором и в изданиях, рекомендованных Комитетом по контролю в сфере образования и науки МОН РК, и в трудах международных научных конференций ближнего и дальнего зарубежья.

Апробация работы и публикации. Результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались:

– на 7-ой международной конференции по физике пылевой плазмы «ICPDP-2014» (2014, Нью-Дели, Индия);

– на 22-ой Еврофизической конференции по атомной и молекулярной физике ионизованных газов «ESCAMPIG-XXII» (2014, Грейфсвальд, Германия);

– на международной конференции по физике сильно-связанных кулоновских систем «SCCS-2014» (2014, Нью-Мехико, США);

– на международной конференции «Границы в низкотемпературной плазменной диагностике» «FLTPD-2015» (2015, Поркеро́ль, Франция);

– на 14-ом международном семинаре по физике пылевой плазмы (2015, Аубурн, шт. Алабама, США);

– на 8-ой международной конференции по физике плазмы и плазменных приложений «PPPT-8» (2015, Минск, Беларусь);

– на 23-ей международной конференции по явлениям в ионизованных газах «ICPIG» (2015, Яссы, Румыния);

– на 15-ой международной конференции по физике неидеальной плазмы «PNP-15» (2015, Алматы);

– на международной конференции студентов и молодых ученых «ФАРАБИ ӘЛЕМІ» (2015, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы);

– на 42-ой конференции Европейского физического общества по физике плазмы «EPS-XXXXII» (2015, Лиссабон, Португалия);

– на 9-ой международной научной конференции «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование» (2016, Алматы);

– на 23-ей Еврофизической конференции по атомной и молекулярной физике ионизованных газов «ESCAMPIG-XXIII» (2016, Братислава, Словакия)

– на 24-ой международной конференции по явлениям в ионизованных газах «ICPIG» (2017, Ешторил, Португалия);

– на 8-ой международной конференции по физике пылевой плазмы «ICPDP-2017» (2017, Прага, Чехия);

– на международной конференции по физике сильно-связанных кулоновских систем «SCCS-2017» (2017, Киль, Германия);

– на 24-ой Еврофизическом конференции по атомной и молекулярной физике ионизованных газов «ESCAMPIG-XXIV» (2018, Глазго, Шотландия, Великобритания).

Публикации. По материалам диссертационной работы опубликовано 24 печатных работ: 5 в журналах из Перечня ККСОН МОН РК для опубликования основных результатов диссертации на соискание ученой степени PhD и 3 статьи в журналах дальнего зарубежья с импакт-фактором, входящих в международный информационный ресурс Web of Science (Clarivate Analytics, США) и Scopus (Elsevier, Нидерланды); 15 работ в материалах Международных научных конференций и 1 инновационный патент РК.

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 3 разделов, заключения и списка использованных источников из 136 наименований, содержит 124 страниц основного компьютерного текста, включая 78 рисунков и 1 таблицу.

1 ОБЗОР СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ НИЗКИХ И АТМОСФЕРНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ (буферная или фоновая плазма), содержащий частицы конденсированного вещества, которые либо самопроизвольно образуются в плазме в результате различных процессов, либо вводятся в плазму специально. Иногда эту плазму называют коллоидной или плазмой с конденсированной дисперсной фазой (КДФ). Микроскопические частицы твердого вещества сильно влияют на свойства буферной плазмы и приводят к изменениям таких основных плазменных параметров как температура и концентрация электронов. Поэтому для их теоретических оценок и экспериментальных измерений требуется вводить дополнительные модификации в уравнения и технику экспериментов, обусловленные наличием пыли в системе [37]. В данной главе представлен краткий литературный обзор наиболее широко распространенных методов диагностики комплексной плазмы.

Универсальным методом диагностики обычной низкотемпературной плазмы является одиночный электрический зонд Ленгмюра. Ленгмюровские зонды являются одним из различных диагностических зондов которые используются сегодня. В более широком смысле, электрические зонды измеряют локальные параметры плазмы, используя стационарные или медленные изменяющиеся во времени электрические поля для эмиссии или сбора заряженных частиц из плазмы. Данные измерительные методы представляют собой активную область исследований в физике низкотемпературной плазмы и особенно хорошо подходят для холодной плазмы низкой плотности, такие как электрические разряды низкого давления, ионосферная и космическая плазма. Ленгмюровский зонд представляет собой металлический электрод (рисунок 1.1) с определенной геометрией (плоской, цилиндрической или сферической). Зонд погружается в область однородной плазмы и к нему прикладывается напряжение Up. Затем измеряется ток зонда I_p в зависимости от напряжения и параметры плазмы рассчитываются на основе вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда [38 - 40]. На рисунке 1.1 показана ВАХ зонда и простейшая схема соединения измерительной цепи.

Первым шагом обработки полученных данных является определение ионного тока насыщения из критерия Бома по следующей формуле, при условии $T_i \ll T_e$,

$$I_{is} = I_{Bohm} = 0{,}6\, n_i e S \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \tag{1.1}$$

где n_i - концентрация ионов, $S -$ площадь поверхности зонда, $k_B T_e$- температура электронов, m_i - масса ионов.

Повышение потенциала зонда относительно плазмы приводит к тому, что на зонд начинают поступать сначала более быстрые электроны, а за тем и более медленные.

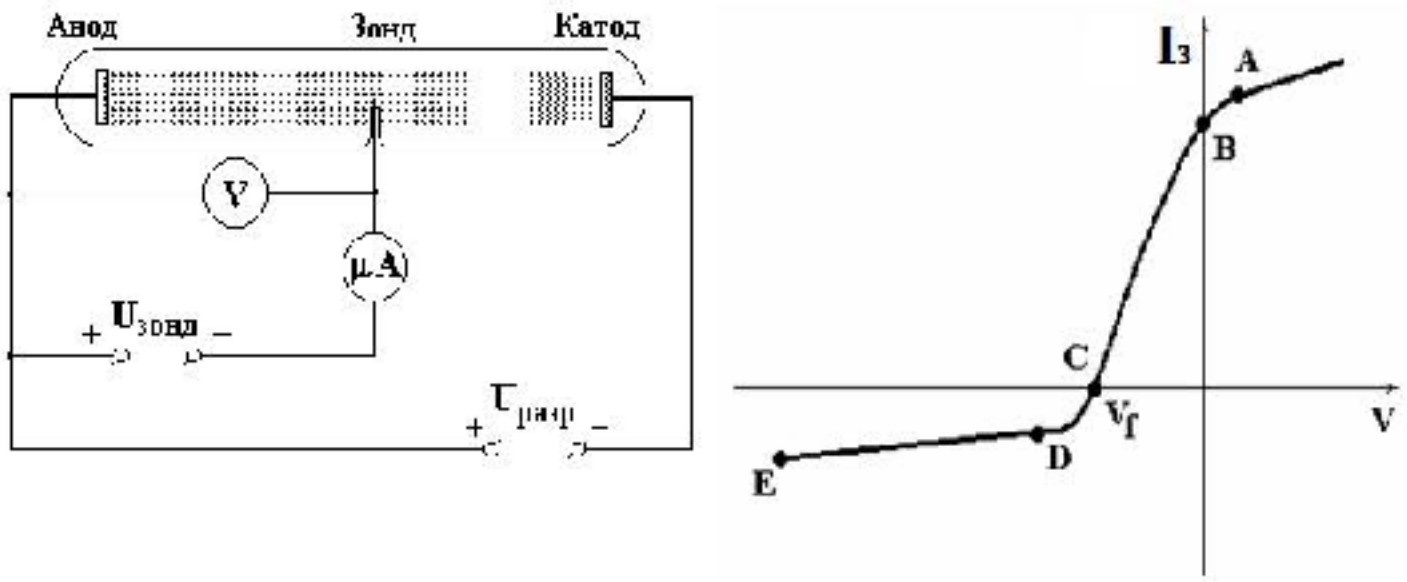


Рисунок 1.1 – Схема измерения электрического зонда и ее вольт-амперная характеристика

Условием прохождения электроном задерживающего его потенциального барьера, обусловленного разностью потенциалов между плазмой и зондом, является $V_{pl} - U_p < W_e$, где W_e - кинетическая энергия электрона в направлении зонда. Ток зонда уменьшается. Если ток ионов равен току электронов, то суммарный ток становится равным нулю. Потенциал, при котором эта ситуация реализуется, называется плавающим потенциалом V_f. Это потенциал, который принимает изолированное тело, помещенное в плазму. Величина плавающего потенциала определяется температурой электронов.

$$V_f = \frac{kT_e}{2e} \ln \frac{M}{m} \cdot \frac{T_e}{T_i}. \qquad (1.2)$$

Дальнейшее увеличение потенциала зонда приводит к возрастанию тока в его цепи за счет увеличения числа поступающих на него электронов. Этот ток обусловлен как электронной компонентой, так и ионной. Чтобы знать величину электронного тока, необходимо знать величину ионного тока для данного потенциала на зонде: $I_e = I_p - I_{i,\nabla p}$.

$$I_e = \frac{1}{4} en \bar{V}_e S \exp\left\{-\frac{eV_p}{kT_e}\right\} \qquad (1.3)$$

где $\bar{V}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}$.

Продолжение увеличения потенциала на зонде приводит к резкому изменению скорости роста тока, его зависимость становится более плавной. Это объясняется тем, что при некотором потенциале на зонде $V_p = V_{pl}$ задерживающий электроны потенциал становится равен нулю. При $V_p > V_{pl}$ медленное увеличение тока в цепи зонда является следствием изменения характеристик плазмы.

Электронный ток на зонд в присутствии задерживающего для них потенциала имеет вид:

$$I_e = An\left(\frac{kT_e}{2\pi\ m_e}\right)^{\frac{1}{2}} = An_0\left(\frac{kT_e}{2\pi\ m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left\{-\frac{e\phi}{kT_e}\right\} = A_\alpha \exp\left\{-\frac{e\phi}{kT_e}\right\}, \qquad (1.4)$$

где $A_\alpha = const$.

Преобразуем это выражение: $\frac{I_e}{A_\alpha} = \exp\left\{-\frac{e\varphi}{kT_e}\right\}$ и получим:

$$\frac{1}{kT_e} = \frac{\ln I_e - \ln A_\alpha}{e\phi}. \qquad (1.5)$$

Видно, что зависимость $\ln I_e$ от ϕ (зондовая характеристика) при максвелловском распределении электронов по скоростям - линейная функция с углом наклона, определяемым температурой электронов [41].

Применение ленгмюровских зондов в комплексной плазме требует конкретных экспериментальных условий связанных с загрязнением поверхности зонда. В более ранних экспериментах авторы работы [42] применили ленгмюровский зонд для диагностики пылевой плазмы ВЧ разряда. Прилипание пылевых частиц к зонду было сведено к минимуму путем нагревания зондового наконечника. Однако эффективность этого метода не была продемонстрирована. Кроме того, этот подход имеет нежелательный побочный эффект из за воздействия термофоретических сил на облако окружающей пыли. В работе [43] электрический зонд был использован в комплексной плазме, содержащей микрочастицы стекла диаметром 35 мкм. Эксперимент был задуман так, что пылевые частицы падали почти в вертикальном направлении через плазму. Плоский зонд был ориентирован горизонтально, что сводило к минимуму прилипание пыли к поверхности. Но в данной работе авторы обсуждают только отношение электронного тока к ионному току, в котором эффективная площадь зонда не принимается во внимание.

Несмотря на некоторые ограничения электрический зонд ленгмюра до сих пор является универсальным и простым методом определения параметров фоновой плазмы. Однако данный метод не дает полную информацию о заряде

пылевых частиц и о параметрах разряда в присутствии пылинок. Поэтому по мере роста исследований комплексной плазмы были предложены различные методы определения заряда частиц и параметров системы.

Известен способ определения параметров буферной плазмы [44], который заключается в измерении резонансной частоты микрочастиц на границе «войда», образованного в условиях микрогравитации, а иногда и в земных лабораторных условиях. С помощью наблюдения резонансных колебаний частиц видеоустройствами и применением моделей зарядки частиц определяется заряд и температура электронов. Концентрация ионов оценивается с помощью метода баланса силы электрического поля и силы ионного увлечения, действующих на частицу вне области приэлектродного слоя. В общей сложности метод состоит из пяти этапов. В начале определяется константа k в выражении для силы внешнего постоянного электрического поля, действующего на пылевую частицу:

$$F_E = -ckz, \tag{1.6}$$

где F_E-сила электрического поля, c- фактор, учитывающий вклад электростатической силы в константу k , z - высота войда, которая измеряется от центра плазмы к микрочастицам. Второй и третий этапы включают в себя определение значения силы F_E и заряда пылевых частиц Z_d, соответственно. На рисунке 1.2 приведена зависимость заряда от температуры электронов.

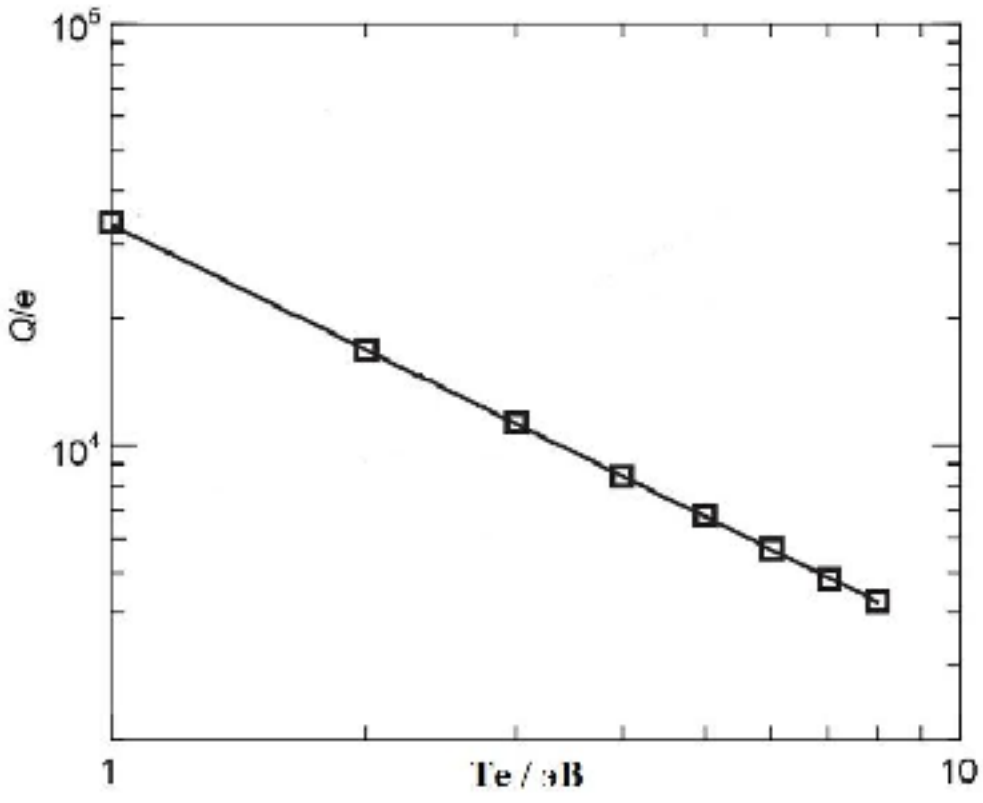


Рисунок 1.2 – Зависимость заряда пылевых частиц от температуры электронов фоновой плазмы определенная с помощью альтернативного метода

На четвертом этапе данного метода определяется температура электронов T_e , а на пятом, заключительном этапе, на основе силы ионного увлечения определяется концентрация ионов n_i. Недостатком данного метода является некоторая неточность вычислений, связанная с использованием модели зарядки пылевых частиц и модели, описывающей силу ионного увлечения.

В работе [45] описан способ определения параметров плазмы таких как напряженность электрического поля, заряд пылевых частиц, скорость ионного потока и концентрация ионов на границе приэлектродного слоя. Этот метод основан на измерении расстояния между монослоем пылевых частиц и одним из электродов (обычно катод) ВЧ разряда. Изображение монослоя пылевых частиц в приэлектродной области ВЧ разряда приведено на рисунке 1.3.

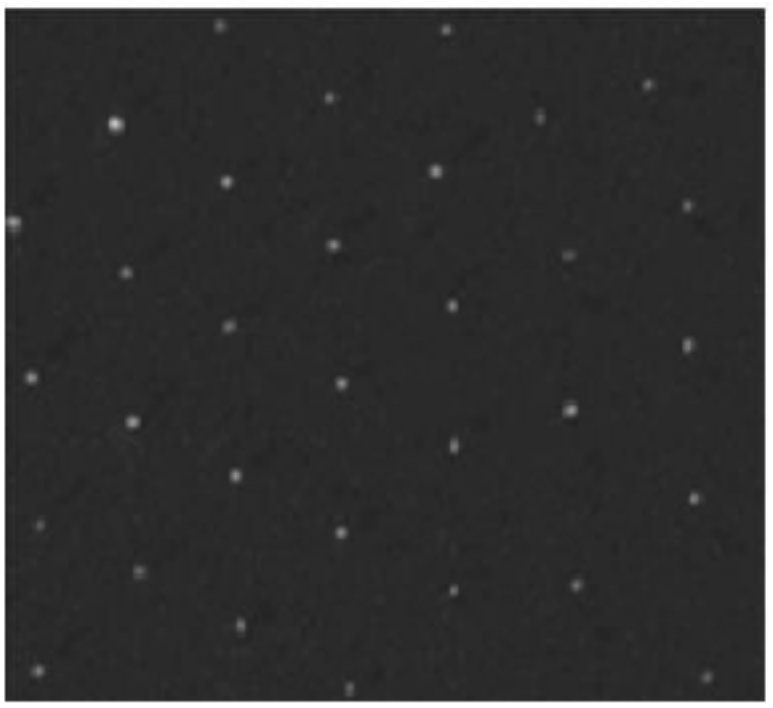


Рисунок 1.3 – Монослой пылевых частиц в приэлектродной области ВЧ разряда

Согласно критерию существования слоя из пылевых частиц, который определен в ходе разработки данного метода, расстояние между пылевыми частицами и электродом зависит от значения электрического поля в приэлектродной области и от концентрации ионов и скорости ионного потока. Из видеокадров, полученных в эксперименте, определяется данное расстояние. Далее с помощью использования парных корреляционных функций плазменно-пылевых структур определяется заряд микрочастиц. Значение электрического поля на границе приэлектродного слоя E и плотность ионов n_i определяются с помощью следующих соотношений:

$$E = \frac{Mg}{eZ^*} \text{ и } n_i = \frac{(Mg/Z^*)^2}{4\pi e^2 T_e}, \quad (1.7)$$

где M -масса пылевых частиц, e-элементарный заряд, Z^*-эффективный заряд пылевых частиц, T_e- температура электронов, g-ускорение свободного падения. Таким образом, параметры плазмы в приэлектродной области радиочастотного разряда в аргоне при давлениях 0,1-0,3 торр и мощности разрядного тока 2-30 Вт экспериментально изучались в условиях левитации монослоя из пылевых частиц. Эксперименты проводились с частицами меламиноформальдегида с радиусом 6,37 мкм. Измерялись скорости и смещения пылевых частиц, их кинетические энергии, плотности, парные корреляционные функции и функции массопереноса.

Авторы данного метода не дают в своих работах описание способов определения температуры и концентрации электронов буферной плазмы, что является серьезным недостатком, так же данный метод дает правильные результаты только в случае, когда пылевые частицы находятся в приэлектродной области и их концентрация очень мала.

Известен способ определения параметров плазмы, где пылевые частицы используются как микрозонды в комплексной плазме [46]. Метод основан на измерении размеров микрочастиц и расстояния между пылевыми частицами и электродом в плазме газового разряда и позволяет определить напряженность электрического поля, заряд пылевых частиц и поток энергии между плазмой и заряженной поверхностью (электрод)(рисунок 1.4).

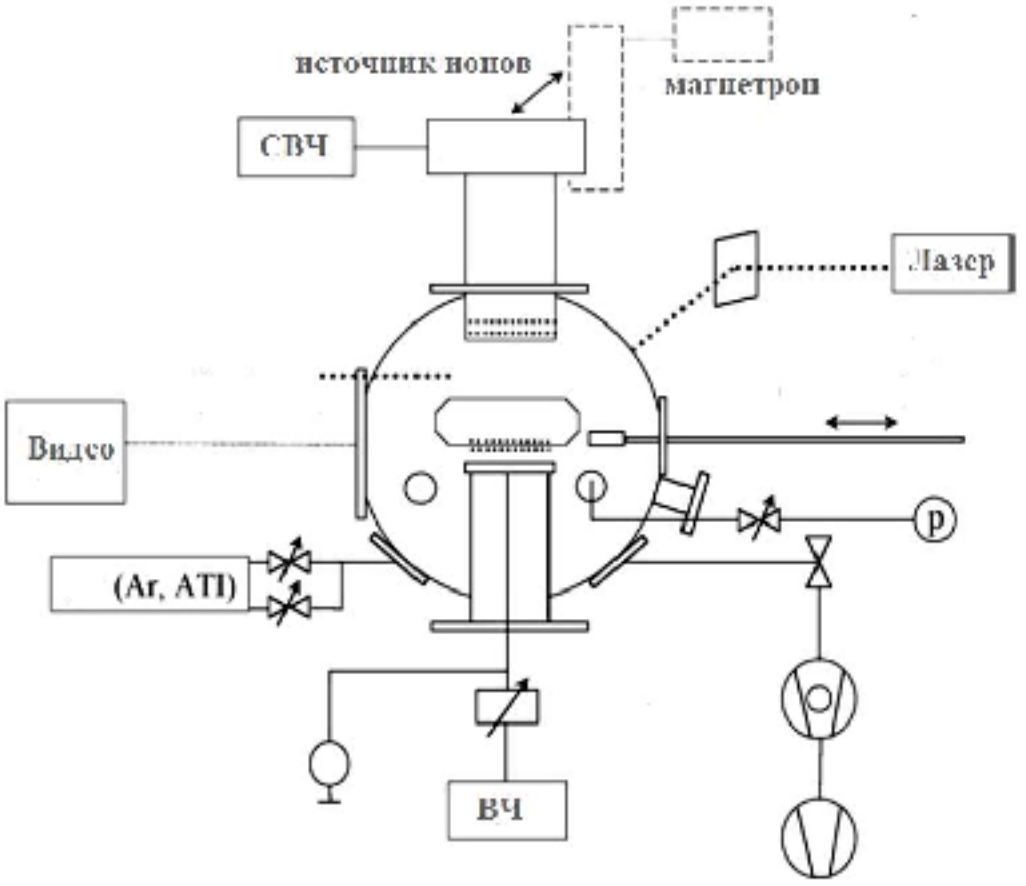


Рисунок 1.4 – Схема экспериментальной установки для определения параметров плазмы используя пылевые микрочастицы в качестве зонда [46]

Способ осуществляется следующим образом: методом видеорегистрации определяется местоположение или движение микрочастицы над одним из электродов газового разряда. Далее, по определенному местоположению микрочастицы с помощью простых вычислений рассчитывается заряд пылинки

и значение напряженности электрического поля (рисунок 1.5). Поток энергии ионов определяется по измерению термодинамической температуры плазменно-пылевой структуры. Метод хорошо демонстрирует возможность использования пылевых частиц как электрических так и термических микрозондов для определения параметров буферной плазмы в комплексной плазме тлеющего и ВЧ разрядов.

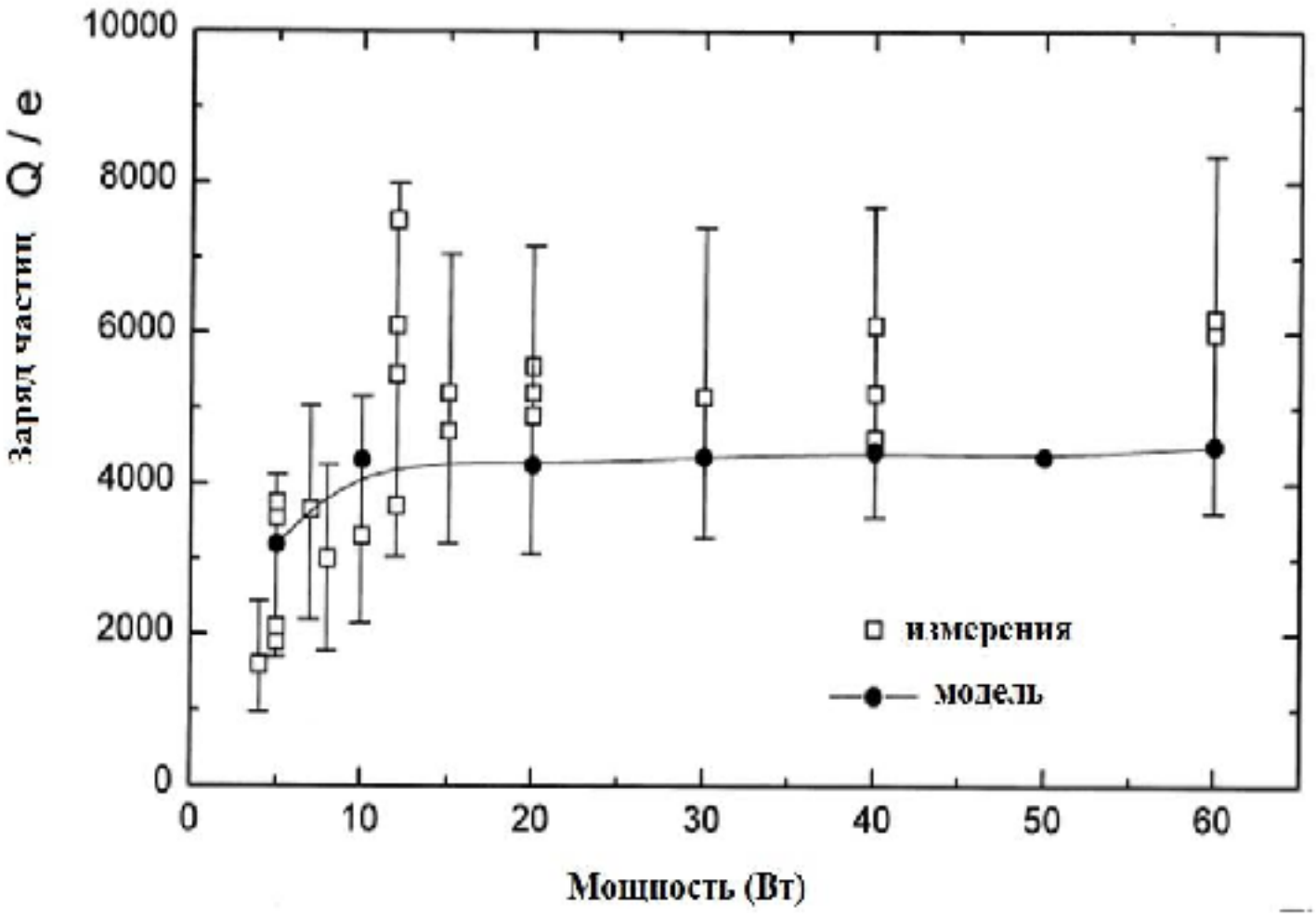


Рисунок 1.5 – Заряд пылевых частиц в зависимости от мощности разряда

Недостатком вышеописанного метода является то, что измерения проводятся не в самой буферной плазме, а в граничной области плазма-слой, где параметры плазмы сильно зависят от характеристик приэлектродного объемного слоя заряженных частиц.

Известен способ определения заряда пылевых частиц по ее реакции на внешнее воздействие, например, на воздействие луча лазера высокой мощности [47], включающим видеосъемку отклонения одной из пылевых частиц от своего равновесного состояния, оцифровку координат пылинки по результатам видеосъемки и решение математической задачи, связанной с определением значения заряда пылинки (параметра входящего в уравнение движения). На Рисунке 1.6 показана схема экспериментальной установки для определения заряда пылинки в комплексной плазме тлеющего разряда.

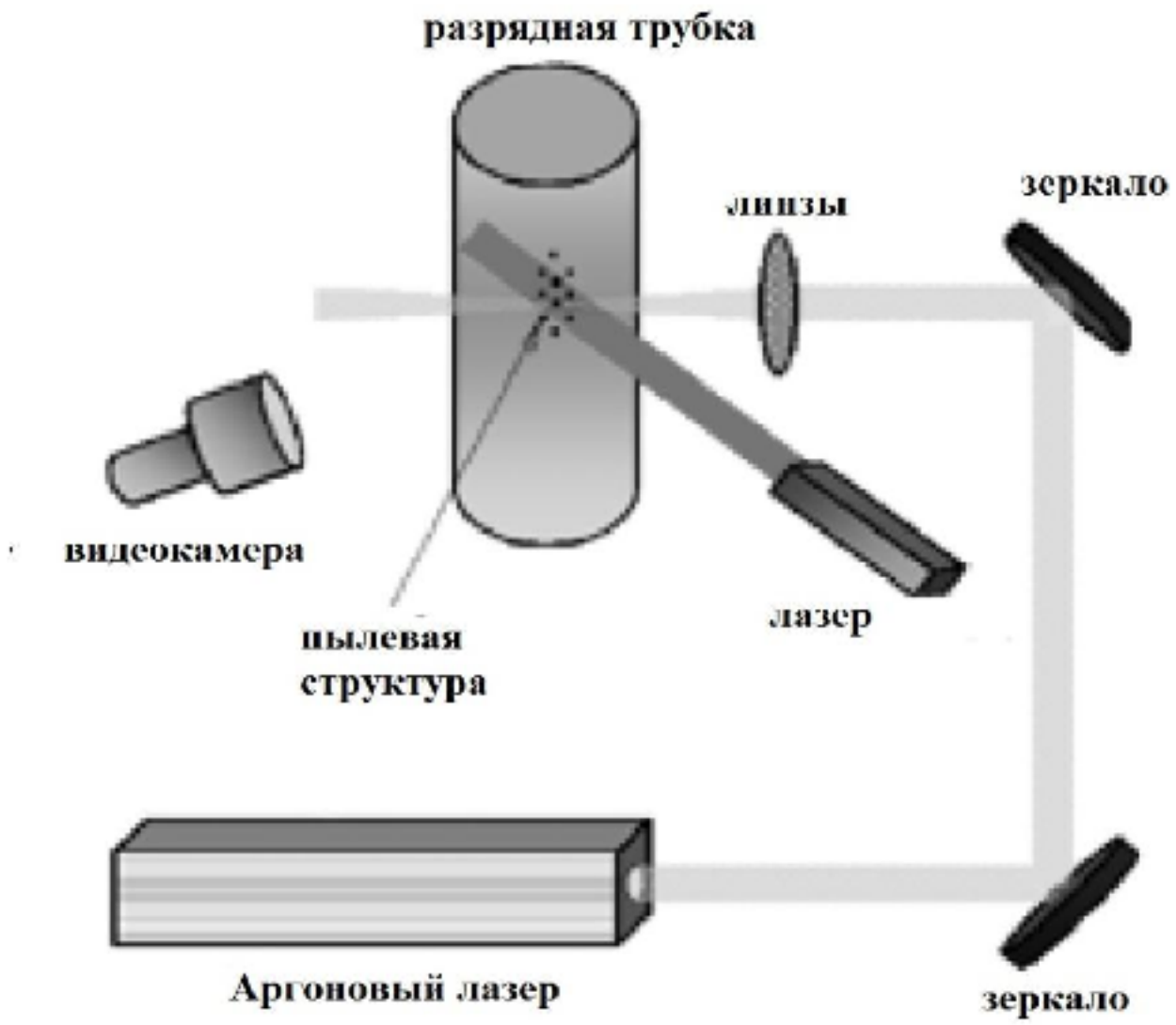


Рисунок 1.6 – Схема экспериментальной установки для определения заряда пылевых частиц в стратах тлеющего разряда

Способ применяют следующим образом: лазером высокой мощности воздействуют на конкретную пылевую частицу, которая отклоняется из состояния равновесия и возвращается обратно.

Под действием лазерного излучения частица движется на расстоянии 1,5-3 мм от структуры, затем выходит из пучка и возвращается обратно в структуру. Микрочастица смещается строго горизонтально. Это означает, что лазерный свет не влияет на заряд частицы пыли. Возвращаясь назад в пылевую структуру, частица находится под влиянием в основном радиальной электрической силы и силы трения о нейтральные частицы.

Измерения заряда пылевых частиц проводились в объеме квазинейтральной плазмы при широком диапазоне размеров частиц. Установлено, что полученная зависимость заряда пылевой частицы от ее размера сильно нелинейна в экспериментальных условиях (рисунок 1.7).

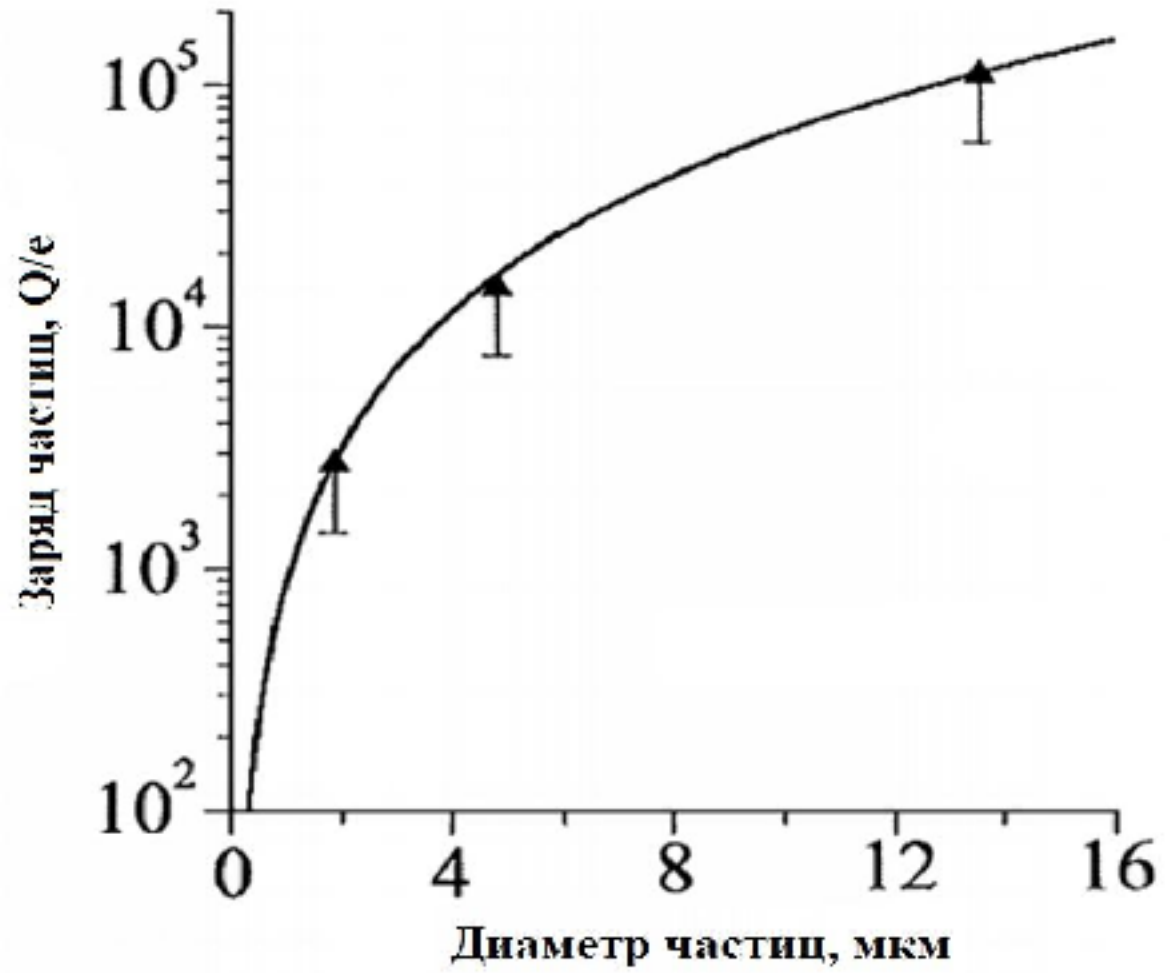


Рисунок 1.7 – Зависимость заряда пылевой частицы от ее размеров определенная методом воздействия лазерного пучка [47]

Существуют разные методы диагностики пылевой плазмы содержащей частицы нанометровых размеров. Очень популярными являются бесконтактные методы - оптическая диагностика [48, 49] и микроволновая интерферометрия. В работе [50] для исследования влияния наночастиц на концентрацию электронов плазмы были использованы метод резонансной микроволновой полости (microwave resonance cavity) и метод микроволновой интерферометрии. В качестве полости была использована сама вакуумная камера разряда. Результаты показали, что с увеличением размера наночастиц, концентрация электронов падает за счет поверхностного поглощения электронов частицами. Также данный метод был использован в работе [51], где была измерена концентрация электронов в плазме ВЧ разряда в смеси газов аргон – метан. В результате было выявлено, что концентрация электронов резко увеличивается в начале поджига плазмы и после уменьшается. Авторы объясняют это поглощением электронов и влиянием температуры окружающего газа. В работе [52] методом микроволновой интерферометрии исследована температура электронов при разных фазах роста наночастиц в аргон-ацетиленовой плазме ВЧ разряда. Схема установки данного метода показана на рисунке 1.8. Показано что концентрация электронов меняется в зависимости от фазы роста в рамках одиночного цикла роста наночастиц. В начале поджига разряда плотность электронов резко увеличивается за счет интенсивной ионизации молекул ацетилена, позже после образования нанокластеров и частиц, плотность уменьшается из за гибели электронов на поверхности частиц.

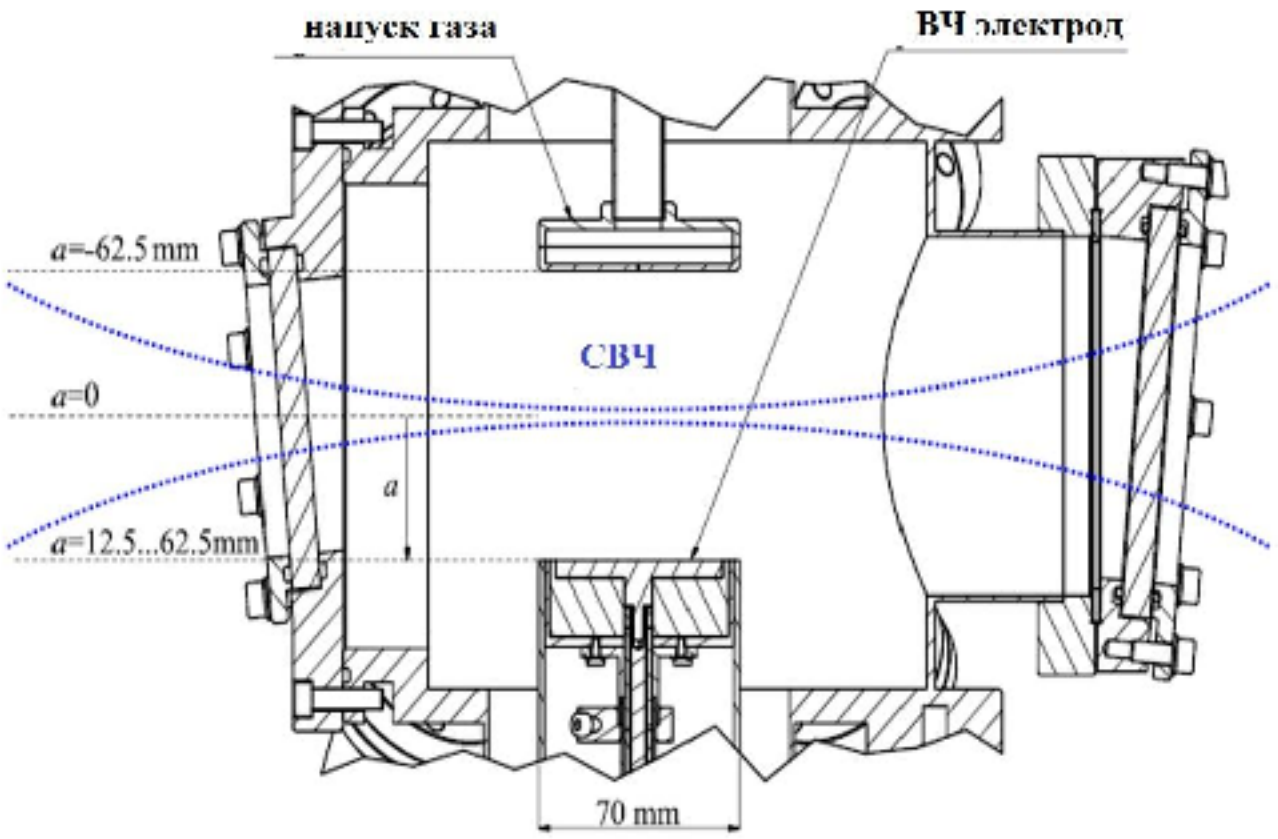


Рисунок 1.8 – Схема эксперимента для определения концентрации электронов в комплексной плазме с наночастицами методом микроволновой интерферометрии [52]

Параметры плазмы и плотность метастабильных состояний аргона были исследованы в работе [53] методом оптико-эмиссионной и абсорбционной спектроскопии. Как отмечают авторы, результаты показывают уменьшение концентрации свободных электронов, при этом температура электронов остается неизменной. Вышеописанные методы дают надежную информацию об изменении концентрации электронов в плазме, однако такие параметры плазмы как температура электронов и потенциал пространства остаются неизвестными.

Использование универсального метода диагностики плазмы такого как ленгмюровский зонд достаточно удачно применяемый в пылевой плазме инертных газов с микронными частицами [54] приводит к трудностям при применений его в химически активной плазме газовых разрядов содержащей наночастицы. Главная трудность заключается в загрязнении поверхности зонда и в осаждении тонких диэлектрических пленок на собирающей части зондового наконечника. Это в свою очередь приводит к искажениям ВАХ зонда и к некорректной интерпретации данных. Изза высокой скорости осаждения молекул углеводородов и нанокристаллов (несколько сотен нанометров в секунду) простые методы очистки поверхности зонда как ионная или электронная бомбардировка недостаточны для проведения надежных измерений. Данный эффект был сведен к минимуму в работе [55] с помощью механического кожуха (mechanical shielding) экранирующий наконечник зонда и сверхбыстрой развертки зондового напряжения. Механический кожух защищал собирающую поверхность зонда в режиме когда зонд не активен. Но в режиме измерения тока, кожух смещался с помощью автоматического выдвижного механизма на очень короткое время. В итоге были получены

достаточно надежные результаты по измерению функции распределения электронов по энергиям в аргон – силановой химический активной плазме ВЧ разряда. И в данном случае, авторы отмечают уменьшение плотности и повышение температуры электронов в присутствии наночастиц по сравнению с чистой аргоновой плазмой.

Неравновесная комплексная плазма атмосферного давления является эффективным источником радикалов, метастабильных атомов, различных ионов и фотонов [57]. Детальное изучение свойств и состава плазмы важно для понимания и получения желаемых эффектов во время взаимодействия атмосферной плазмы с поверхностью твердых или жидких материалов в промышленности и в медицине. Сложность плазмохимических процессов в газоразрядной плазме атмосферного давления требует комбинированного экспериментального и теоретического подхода в анализе плазмы, где количественная и качественная диагностика системы дополняется методами моделирования плазмы. Экспериментальная диагностика должна применяться для проверки этих моделей и для лучшего понимания процессов в комплексной плазме.

Поскольку большая часть низкотемпературной плазмы атмосферного давления имеет относительно небольшие размеры и значительную структурную неоднородность, контактные методы диагностики с низким пространственным разрешением не подходят, поскольку они дают неправильные средние значения и значительно нарушают свойства плазмы. Применение классического метода такого как ленгмюровский зонд в условиях плотной атмосферной плазмы также является ограниченным. Это связано, во - первых, с тем, что присутствие металлического проводника как наконечника зонда в области плазмы создает значительные возмущения непосредственно в самой области разряда. Во - вторых теория зондов Ленгмюра обычно предназначена и работает корректно для плазмы в так называемым бесстолкновительном режиме, где длина свободного пробега атомов и заряженных частиц сравнительно большая. Но как известно, комплексная плазма при атмосферном давлении имеет плотность заряженных частиц от 10^{13} $см^{-3}$ и до 10^{15} $см^{-3}$, что не является условием бесстолкновительного режима. Поэтому для диагностики плазмы атмосферного давления преимущественно используются бесконтактные методы. Эти методы включают оптическую эмиссионную спектроскопию (ОЭС), лазер индуциированную флуоресценцию (ЛИФ), двухфотонную лазер индуциированную флуоресценцию, методы рассеяния как Рэлея, Рамана и Томсона и оптическую абсорбционную спектроскопию в широком диапазоне [57]. Также могут быть использованы общепринятые методы химического анализа, такие как масс-спектрометрия, газовая хроматография или электронная парамагнитная резонансная спектроскопия.

Оптическая эмиссионная спектроскопия (ОЭС) является одним из наиболее широко используемых методов диагностики низкотемпературной комплексной плазмы атмосферного давления. Это связано с природой плазмы, излучающей свет в широком диапазоне спектра, начиная от ультрафиолетового

до инфракрасного. ОЭС является бесконтактным методом диагностики с пространственным разрешением до микрометра и временными разрешениями до наносекунд. Используя ОЭС, можно определить некоторые важные параметры плазмы, такие как температура газа, колебательная температура, электронная температура, плотность электронов, состав активных радикалов и даже абсолютные концентрации некоторых компонентов [58].

ОЭС можно разделить на две категории, то есть относительная ОЭС и абсолютная ОЭС. Согласно их названию относительная ОЭС означает измерение относительной интенсивности оптического излучения, в то время как абсолютная ОЭС означает измерение абсолютной интенсивности оптического излучения. Последняя требует калибровки и, следовательно технически является более сложной. Кроме того, в случае абсолютной ОЭС, для определения абсолютной концентрации соответствующих возбужденных атомов необходим тщательный анализ. Поэтому в литературе имеется лишь несколько работ об исследованиях по абсолютной ОЭС - диагностике в низкотемпературной плазме атмосферного давления [59].

В работе [60] приведены результаты ОЭС диагностики плазменной струи при атмосферном давлении. Плазменная струя состоит из кварцевой трубки, двух электродов, тефлоновой арматуры для крепления и воронкообразного сопла. Кварцевая трубка служит диэлектрическим барьером для разряда. В центре кварцевой трубки расположена капиллярная трубка из нержавеющей стали с диаметром 1 мм. Небольшой внешний диаметр капиллярного электрода с острым краем позволяет локально усилить электрическое поле и, следовательно, значительно снизить порог напряжения пробоя. Плазмообразующий газ (He или Ar) подавался через верхнее отверстие трубки, а активный газ кислород вводился через капилляр в силовом электроде и смешивался с плазмой He или Ar в конце кварцевой трубки. Для идентификации химический активных компонентов, образующихся в разряде и впоследствии вытесненных с потоком газа, оптические спектры регистрировались для излучения вдоль оси струи в диапазоне от 200 до 900 нм. Свет, излучаемый микроплазмой, фокусировался с помощью оптического волокна во входную щель 0,75 м монохроматора «SPEX 1702», оснащенного решеткой 1200 штрих/мм.

На рисунке 1.9 показан оптико эмиссонный спектр плазменной струи при использовании источников питания с высокочастотным (13,56 МГц) и низкочастотным (20 кГц) сигналом.

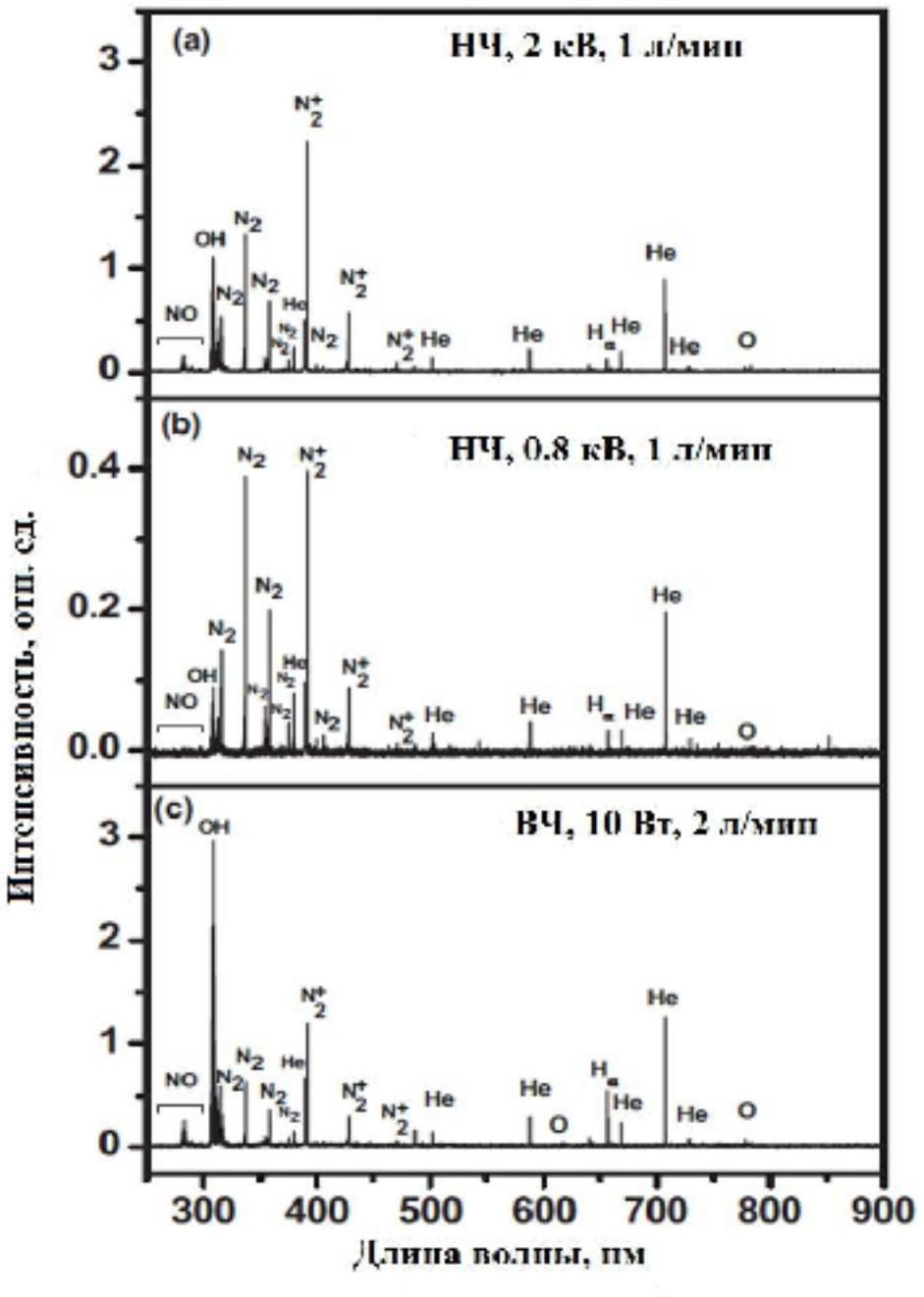


Рисунок 1.9 – Спектры излучения от 200 до 900 нм наблюдаемые в плазменной струе гелия

Спектр показывает наличие высокоинтенсивных молекулярных линии азота, а также несколько атомных линий гелия и кислорода. Спектр излучения также показывает, что в плазменной струе существуют линии OH - 309 нм и NO - 283 нм. Линия излучения для 656 нм соответствует линии H_a, которая возникает при столкновении между молекулами паров воды и электронами.

ОЭС спектроскопия также может быть использованна для определения температуры плазмообразующего газа. Для молекулярных газов на каждом электронном уровне нескольких колебательных уровней и для каждого колебательного уровня имеется несколько вращательных состояний. Для определения температуры фонового газа моделируемые спектры выбранной полосы, часто 0-0 полосы второй положительной системы азота сравниваются с экспериментальными результатами. Из-за низких энергий, необходимых для вращательного возбуждения и короткого времени перехода, молекулы во вращательных состояниях и молекулах нейтрального газа находятся в равновесии [61]. Аналогичным образом, ОЭС также часто используется для получения колебательной температуры низкотемпературной плазмы при обнаружении нескольких колебательных полос [62]. Обычно колебательная

температура составляет сотни или тысячи Кельвинов, что указывает на то, что колебательные уровни не очень заселены при температуре окружающей среды. Опять же, вторая положительная система азота широко используется для получения колебательной температуры низкотемпературной плазмы для биомедицинских применений.

Для низкотемпературной плазмы, согласно функции распределения электронов по энергиям, число электронов с низкой энергией часто намного больше чем число электронов высокой энергии. Таким образом, связанные электроны на высоковозбужденных уровнях могут находиться в столкновительном равновесии со свободными электронами, потому что разность энергий между высокими возбужденными уровнями и энергией ионизации мала. Таким образом, они могут удовлетворять закону Больцмана, поскольку они испытывают гораздо большее число неупругих столкновений, чем электроны на нижних уровнях. Данный факт позволяет определить температуру электронов из ОЭС спектров плазмы [63]. Для этого обычно используются высокоинтенсивные линии аргона или азота.

Как обсуждалось выше, оптическая эмиссионная спектроскопия (ОЭС) сама по себе может только измерять концентрации видов в возбужденных состояниях. Однако для низкотемпературной плазмы атмосферного давления большинство реактивных компонентов могут находиться в основном состоянии. Метод спектроскопии как лазер индуциированная флуоресценция (ЛИФ) идеально подходит для измерения концентраций реакционноспособных видов в основных состояниях. ЛИФ основан на двухэтапном процессе. На первом этапе молекулы или атомы в электронном начальном состоянии возбуждаются в верхнем электронном состоянии, поглощая один лазерный фотон с определенной энергией. На втором этапе подвергаются спонтанному радиационному распаду в более низком состоянии, а соответствующий фотон является спектроскопически наблюдаемым, называемым сигналом флуоресценции. При калибровке компонентов, имеющих известную концентрацию и аналогичные уровни энергии и аналогичные коэффициенты возбуждения, или путем подгонки распада сигнала ЛИФ с учетом моделирования, можно получить абсолютные концентрации компонентов в основных состояниях [64]. На рисунке 1.10 приведена типичная схема эксперимента для ЛИФ.

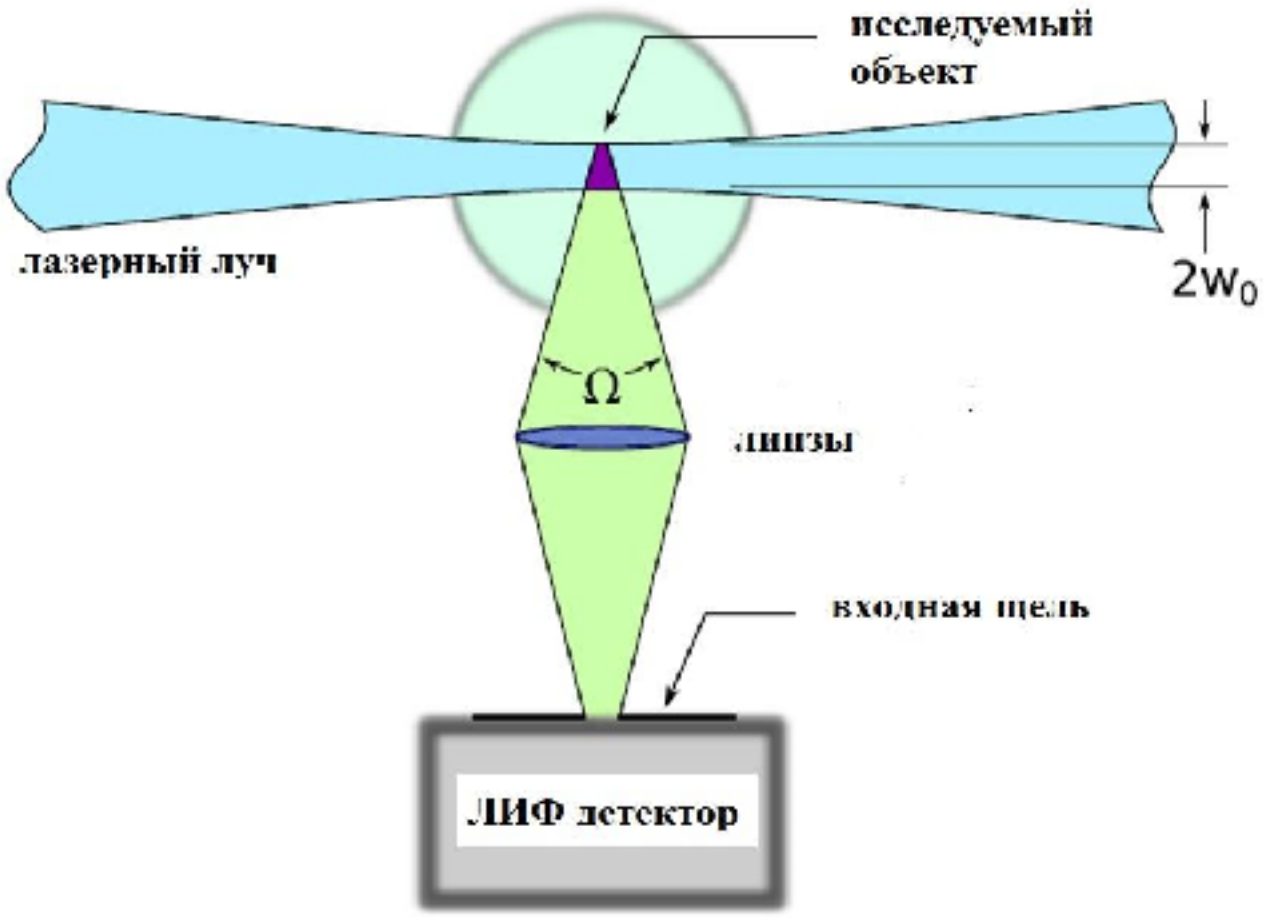


Рисунок 1.10 –Типичная схема эксперимента по диагностике плазмы методом ЛИФ

Множество экспериментов по использованию ЛИФ показали что у данного метода есть преимущества и недостатки. Преимуществом являются более высокое пространственное разрешение, повышенная чувствительность и двойная избирательность (спектральная селективность флуоресценции плюс селективность поглощения). Недостатком является сильная зависимость сигнала флуоресценции от столкновительных процессов в верхнем электронном состоянии. При атмосферном давлении такой недостаток влечет за собой снижение квантового выхода (а затем сигнала) и неизвестные константы излучения, когда газовая смесь или коэффициенты неизвестны.

В **данной главе** приведен краткий литературный обзор современного состояния методов диагностики комплексной плазмы. В заключении можно сказать, что существуют различные методы для определения параметров плазмы, но их можно разделить на два основных вида: бесконтактные и контактные методы диагностики. Контактные методы диагностики могут быть широко использованы для комплексной плазмы низкого давления, тогда как для плазмы атмосферного давления более подходящими являются бесконтактные методы. Несмотря на текущие достижения, методы диагностики комплексной плазмы требуют дальнейших улучшений и модернизаций для получения полной информации о свойствах плазмы.

2 ДИАГНОСТИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Присутствие пылевых частиц может существенно влиять на параметры низкотемпературной плазмы. Анализ зондовых измерений в газоразрядной пылевой плазме не будет полным без представления о поведении пылевых частиц в возмущенной области вблизи зонда [65-67]. Основные силы, действующие на частицу, делятся на силы, не связанные с наличием у нее электрического заряда (гравитационная сила, сила увлечения нейтралами), и на силы, связанные с наличием у частицы электрического заряда (электрическая сила и сила увлечения ионами). Сила ионного увлечения – передача импульса от текущих ионов на заряженные макрочастицы, внесенных в плазму, – это является неизбежным и исключительно важным фактором в пылевой плазме. Ионный поток индуцируется из-за электрического поля, которое всегда существует в плазме. Сила торможения нейтральными частицами является основным механизмом, ответственным за сопротивление со стороны окружающей среды, когда частица движется в стационарной плазме. В предыдущих работах поведение пылевых частиц вблизи цилиндрического зонда в плазме тлеющего разряда исследовалась теоретически и экспериментально. Наблюдалось поведение частиц вокруг зонда в зависимости от давления. Результаты показали, что с увеличением давления в разрядной трубке взаимодействие пылевых частиц с зондом увеличивается. Получена система уравнений, позволяющая описать движение пылевой частицы в возмущенной области вблизи зонда с учетом силы ионного увлечения и силы трения [68 - 73]. Предложен новый метод оценки заряда частиц на основе анализа их траекторий в призондовой области [74 - 76].

2.1 Исследование свободной области от пылевых частиц вокруг электрического зонда и определение параметров плазмы

В данной части диссертационной работы представлены результаты изучения явлений, протекающих в призондовой области плазмы тлеющего разряда с помощью применения пылевых частиц. Рассматривались радиус свободной области от пылевых частиц при отрицательном потенциале зонда и траектории движения отдельных частиц в этой области в зависимости от давления в разрядной трубке.

Для исследования взаимодействия пылевых частиц с ленгмюровским зондом была использована установка на основе тлеющего разряда. Общий вид экспериментальной установки изображен на рисунке 2.1. Газоразрядная трубка расположена вертикально, зонд вводился в плазму перпендикулярно положительнему столбу. Разряд зажигался в чистом аргоне при давлениях от 0,1 торр до 0,8 торр, и при значениях тока 0,5-3 мА. Зонд представляет собой вольфрамовый электрод цилиндрической формы, имеющий следующие линейные параметры: диаметр d~0.1 мм, l ~2 мм. Для фиксирования траектории мы использовали лазер с длиной волны 532 нм. Через оптическую систему был

получен лазерный нож, который освещал плоскость, перпендикулярную камере. Запись траекторий частиц выполняли CCD камерой с частотой 25 кадров в секунду. Частицы вводились в плазму после включения зонда в измерительную цепь, из контейнера, расположенного наверху разрядной трубки. Потенциал зонда подается отрицательным относительно плазмы, поэтому возле зонда образуется положительный слой ионов с радиусом несколько миллиметров. Частицы пыли, пролетая через ионный слой, ведут себя по-разному. При качественном анализе можно сказать, что при значениях давления от 0,1 до 0,2 торр. наблюдаются отталкивание и отклонение частиц на малые углы от начальных траекторий. От 0,2 торр. и больше взаимодействие частиц с зондом более значительно, наблюдаются большие углы отклонения при притяжении частицы зондом. При значении давления около 0,3 торр. в разрядной трубке большинство частиц, проникнув в ионный слой, вращаются вокруг зонда в 1-2 периода и прилипают на зонд [65, ст. 26].

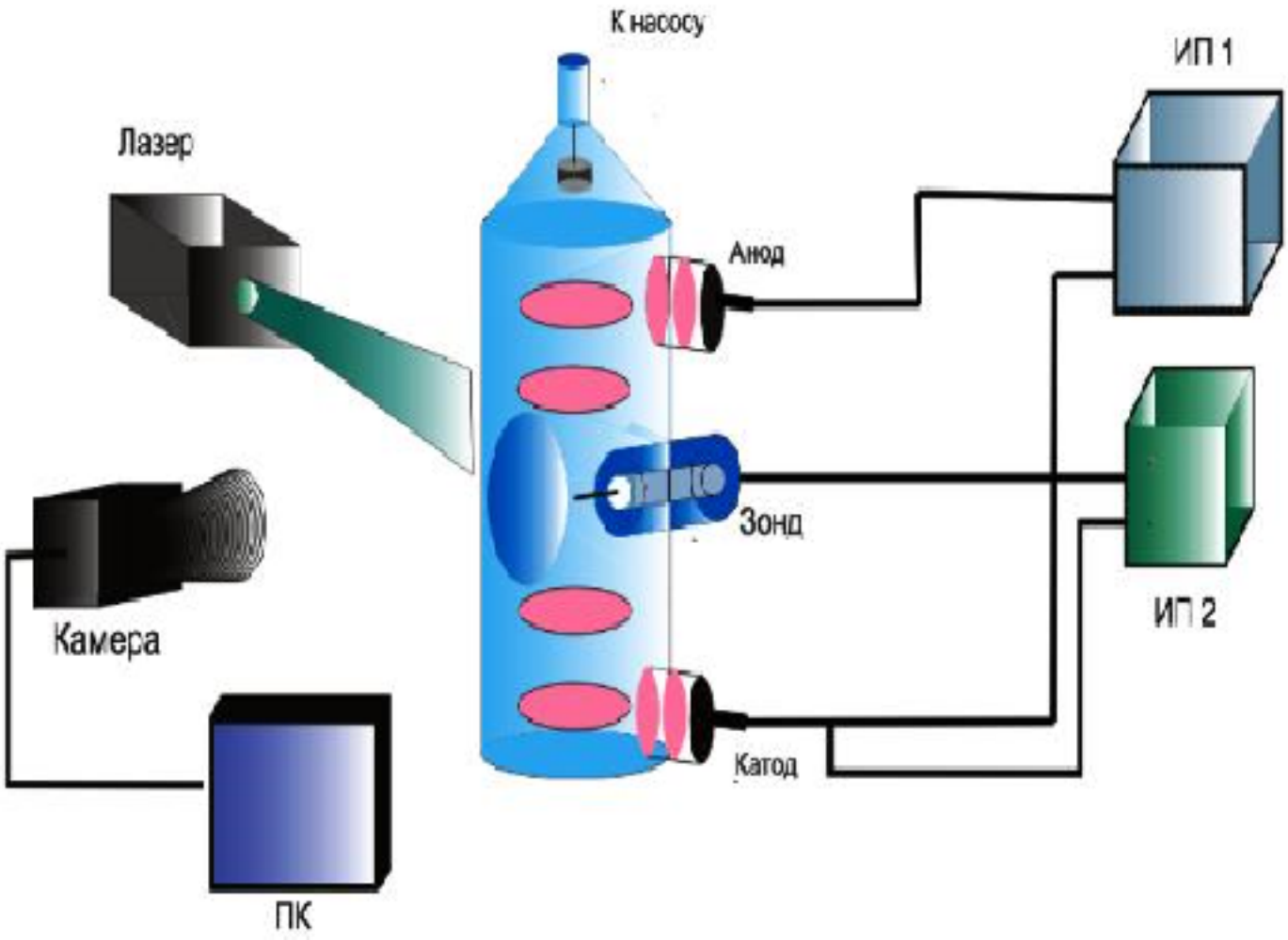
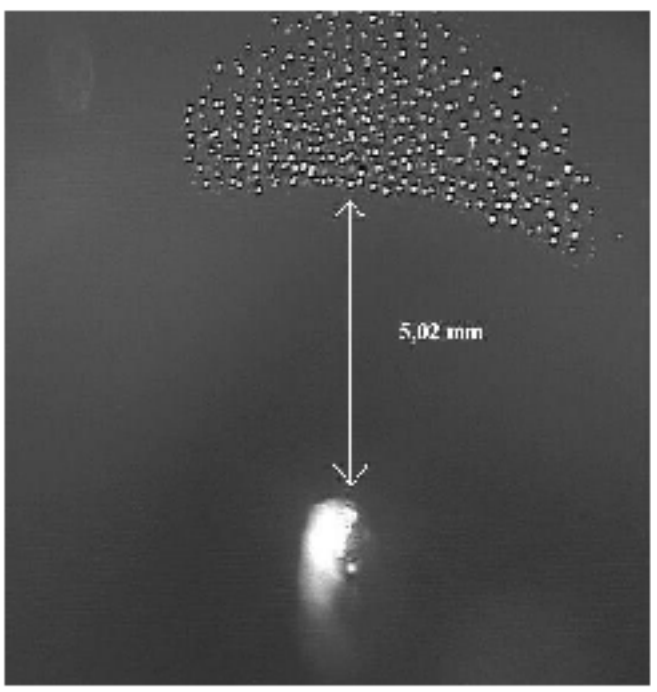


Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки тлеющего разряда

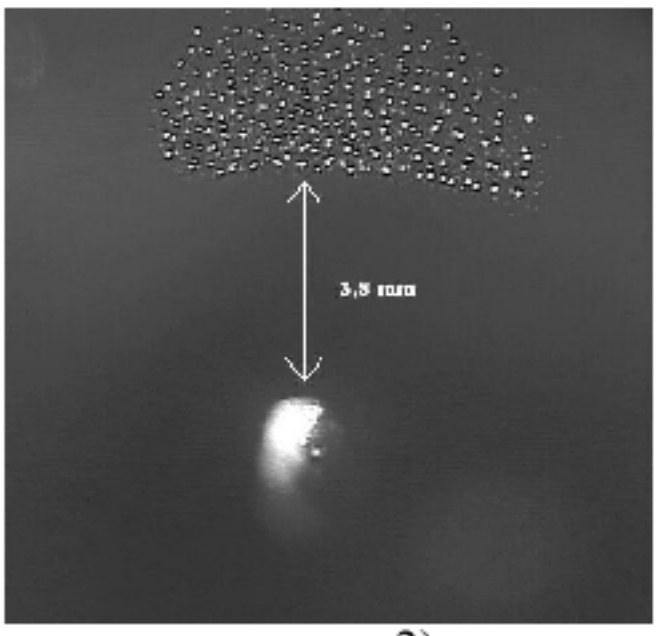
При давлениях 0,6-0,8 торр. более выраженно наблюдается формирование плазменно - пылевой структуры и образование области, свободной от пылевых частиц.

После включения разряда зонд вводится в разрядный промежуток и вокруг него образуется положительный слой объемного заряда. Пылевые частицы, введенные в разрядный промежуток с верхней части разрядной трубки, движутся вниз по длине разряда. Частицы, имеющие относительно большую кинетическую энергию преодолевают барьер ионного слоя и по разному взаимодействуют с зондом (вплоть до перезарядки частиц внутри

ионного слоя). Но частицы, которые обладают малой тепловой энергией не могут пробится в возмущенную область зонда из-за сильного отталкивания отрицательным относительно плазмы зондом. Эти частицы левитируют на некотором расстоянии над призондовой областью. Между левитирующими частицами и зондом образуется область, свободная от пылевых частиц. Размеры этой области сильно зависят от потенциала в зондовой цепи и параметров окружающей плазмы. С увеличением напряжения расстояние между зондом и облаком пылевых частиц уменьшается. После определенного потенциала в цепи зондовой схемы пылевые частицы притягиваются и падают на поверхность зонда. Экспериментальные результаты показаны в виде отдельных кадров, полученных из видео эксперимента на рисунке 2.2.



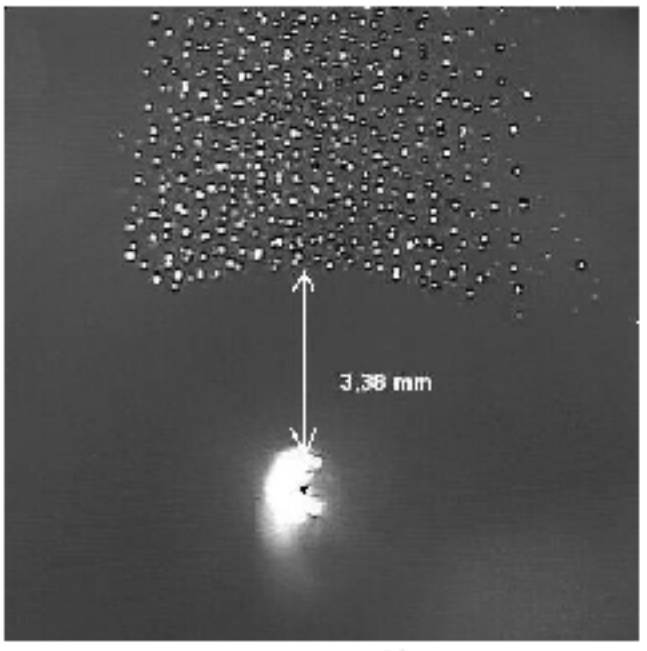
1)



2)

1- r_f = 5,02 мм, потенциал зонда U_p = -580 В; 2 - r_f = 3,80 мм, потенциал зонда U_p = -420 В

Рисунок 2.2 – Расстояние между зондом и пылевыми частицами r_f при давлении в трубке P = 0,6 торр, лист 1



3)

3 - r_f = 3,38 мм, потенциал зонда $U_{p=}$ -280 В;

Рисунок 2.2 – Расстояние между зондом и пылевыми частицами r_f при давлении в трубке P = 0,6 торр, лист 2

Данные эксперимента были сравнены при разных условиях разряда. Так, с увеличением тока разряда в диапазоне 0,7 мА – 1,91 мА , было установлено, что расстояние между зондом и пылевыми частицами уменьшается от 9 мм. – до 7 мм. . Это можно объяснить тем, что измерительная цепь зонда Ленгмюра является классической (гальванометрический). И один из опорных электродов этой цепи – катод разрядной трубки. Так как для увеличения тока разряда при фиксированном значения давления в трубке мы увеличиваем разность потенциалов, подаваемую на электроды разрядной трубки, это приводит и к увеличению приложенного потенциала зонда, следовательно, расстояние между частицами и зондом уменьшается , как говорилось ранее.

При разных значениях давления в разрядной трубке наблюдается обратная зависимость: размеры области свободной от пылевых частиц увеличивается от 6,5 мм. – до 8 мм. при увеличении давления в разрядной трубке от 0,3 торр. – до 0,42 торр. Экспериментальные графики показаны на рисунке 2.3.

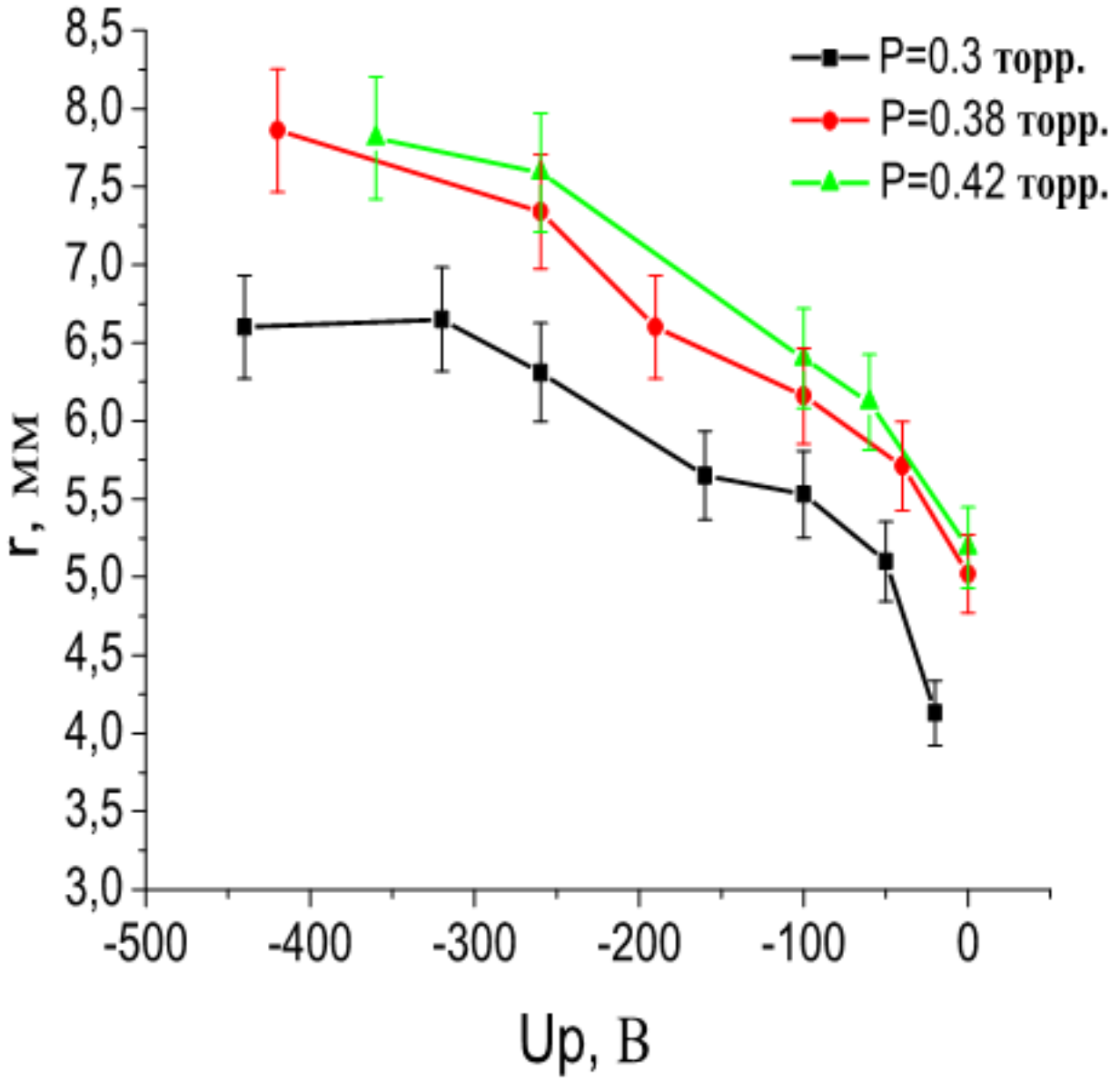


Рисунок 2.3 – Зависимость радиуса области свободной от пылевых частиц от потенцила зонда при разных давлениях разряда

В работе [77] расстояние между зондом и пылевыми частицами находится через решение уравнения баланса сил. В нашей модели радиус области свободной от пылевых частиц можно найти исходя из равенства тепловой энергии пылевых частиц и энергии электростатического взаимодействия частиц с зондом:

$$k_B T_d = Z_d e U(r). \qquad (2.1)$$

Здесь $k_B T_d$ и $Z_d e$ - температура и заряд пылинок.

Чтобы описать корректно вид поля индуцированного зондом в призондовой области необходимо составить и решить уравнение плазмы-слоя. Решение ищем для изотропной, слабоионизированной и разреженной плазмы, когда длина свободного пробега заряженных частиц много больше характерных размеров задачи. В этом случае распределение электрического поля определяется уравнением Пуассона:

$$\Delta U(\vec{r}) = -4\pi e(n_i(\vec{r}) - n_e(\vec{r})). \tag{2.2}$$

При условии $T_i \langle\langle T_e$, теория ионного тока на зонд впервые изложена Бомом с соавторами ([78]). Для упрощения вычисления реальное распределение ионов заменяем моноэнергетическим.

$$f_i = \frac{m_i}{4\pi\upsilon_0}\delta\left[\frac{M_i\upsilon_0^2}{2} - E_0\right], \tag{2.3}$$

где υ_0 – начальные скорости ионов в невозмущенной плазме, $\delta(x)$– дельта-функция, E_0 – величина порядка средней энергии ионов в плазме.

Для определения распределения концентрации ионов предположим существование поглощающей поверхности, отличной от поверхности зонда [67, с. 343]. Радиус этой поглощающей поверхности назовем лимитационным радиусом r_l который определяется локальным максимумом функции эффективной потенциальной энергии ионов:

$$U_{eff}(r) = \frac{l^2}{2m_i r^2} + eU(r), \tag{2.4}$$

где m_i- масса иона, l момент количества движения иона.

Тогда для большого ($R_0 \rangle\rangle D$) цилиндрического зонда при $\lambda \rangle\rangle R_0$ получим:

$$n_i = n_0\left\{1 - \frac{1}{\pi}\arcsin\frac{r_l}{r}\left[\frac{E_0 + eU(r_l)}{E_0 + eU(r)}\right]^{1/2}\right\}, \tag{2.5}$$

при $r > r_l$,

$$n_i = \frac{n_0}{\pi}\arcsin\frac{r_l}{r}\left[\frac{E_0 + eU(r_l)}{E_0 + eU(r)}\right]^{1/2}, \tag{2.6}$$

при $r < r_l$ (здесь и ниже потенциал берем по модулю).

Вводим следующие безразмерные параметры:

$$x = \frac{r}{r_l}, \quad \gamma = \frac{E_0}{kT_e}, \quad \varphi = \frac{eU(r)}{kT_e}. \tag{2.7}$$

Для концентрации электронов примем больцмановское распределение. Тогда уравнение Пуассона в безразмерных переменных при $r < r_l$ будет иметь вид:

$$\left(\frac{D}{r_l}\right)^2 \frac{\pi}{x}\frac{d}{dx}\left(x\frac{d\varphi}{dx}\right) = \arcsin\frac{1}{x}\left(\frac{1+\frac{\varphi_l}{\gamma}}{1+\frac{\varphi}{\gamma}}\right)^{1/2} - \pi e^{-\varphi}, \qquad (2.8)$$

где $\phi_. = \frac{eU(r)}{kT_e}$.

Дополняем следующими граничными значениями: $\varphi_{x=0} = \frac{eU_p}{k_B T_e}$

Уравнение, связывающее ϕ_l с r_l можно найти подставляя первую и вторую производную U_{eff} в точке r_l в уравнение (2.8). Получим

$$1 - 2e^{-\phi_l} = 8\left(\frac{D}{r_.}\right)^2\left(\gamma + \phi_l\right). \qquad (2.9)$$

Теперь (2.4) можно решить методом "стрельбы": ищем такой лимитационный потенциал ϕ_l , при котором кривая потенциала проходит через известную точку $x=0,\ \phi = U_p$ - потенциал зонда. Найдя, мы имеем задачу Коши, решить численно которую не составляет труда. В случае $r > r_l$ решение можно приблизить аналитической функцией. Легко заметить, что функция, стоящая под арксинусом

$$\phi = \frac{1}{x^2}(\gamma + \phi_l) - \gamma \qquad (2.10)$$

в точке $x = 1$ имеет то же значение и те же производные, что и искомая функция, а на бесконечности отличается от нее на малый параметр $\gamma \langle\langle 1$.

Уравнение решалось для следующих условий разряда. Давление в трубке P=0,3 торр., T_e = 5 Эв., $n_e = 10^{11}$ см$^{-3}$, r_d = 0.002 см., Z_d = 6000 элементарных зарядов. Таким образом, численно решив уравнение, мы получаем кривые распределения поля при разных начальных значениях потенциала зонда. На рисунке 2.4. показаны полученные кривые путем решения уравнения, при разных начальных потенциалах зонда.

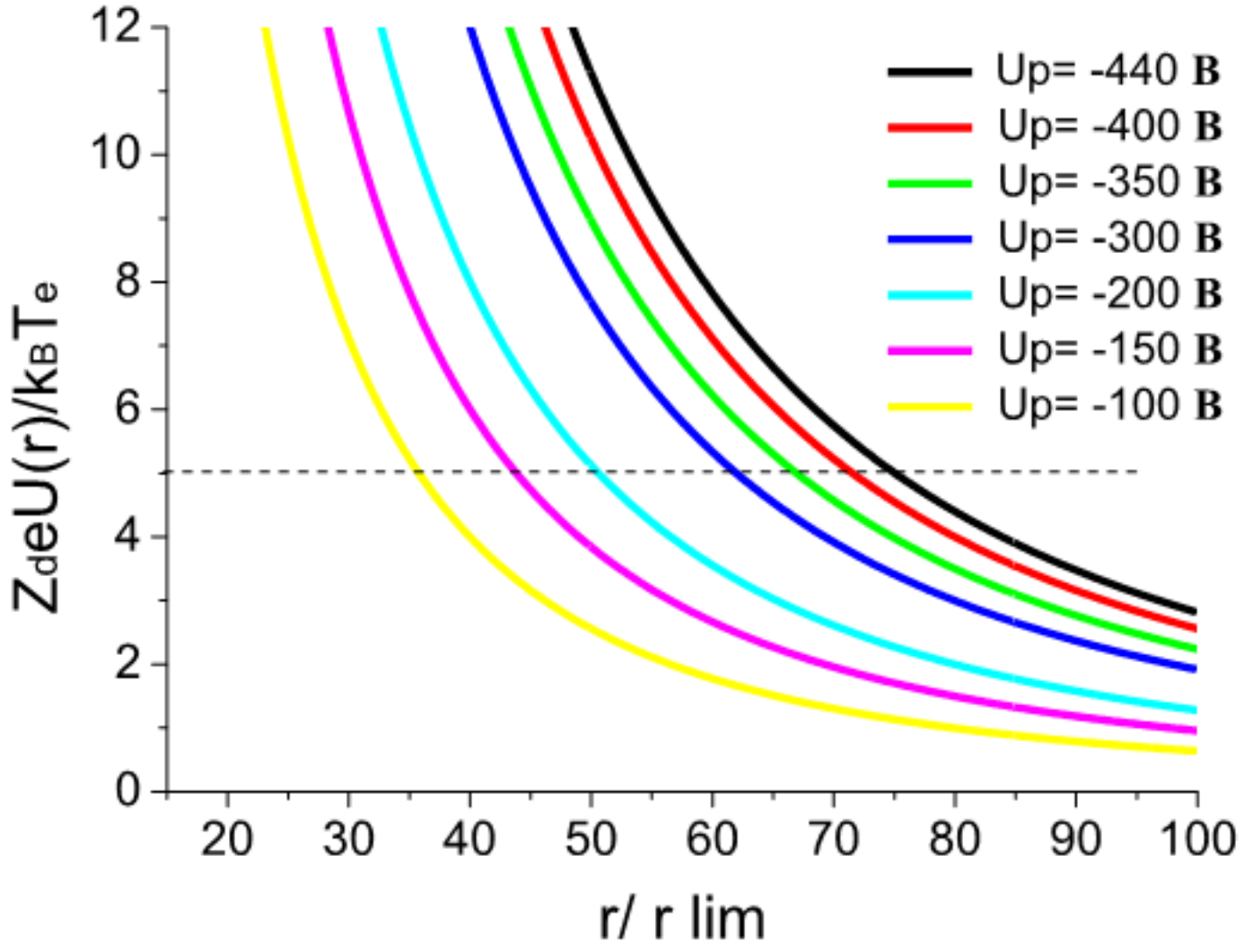


Рисунок 2.4 – Зависимость энергии взаимодействия пылевых частиц и электрического зонда от расстояния. Пунктирная линия соответствует тепловой энергии пылевых частиц

Пунктирная линия соответствует тепловой энергии пылевых частиц, которая для данного эксперимента составила составила $\frac{k_B T_d}{k_B T_e} = 5$. Температура пылинок определялась с помощью функции распределения скоростей измеренной в эксперименте. Точки пересечения пунктирных линий с потенциальными кривыми дают нам расстояние между пылевым облаком и электрическим зондом, то есть радиус области свободной от пылевых частиц [79, 80]. Эти результаты были сравнены с экспериментальными результатами при давлении в разрядной трубке $P = 0.3$ торр., и при значениях тока разряда $I_1 = 0.7$ mA, $I_2 = 1.3$ mA, $I_3 = 1.9$ mA , что показало хорошее согласие (рисунок 2.5).

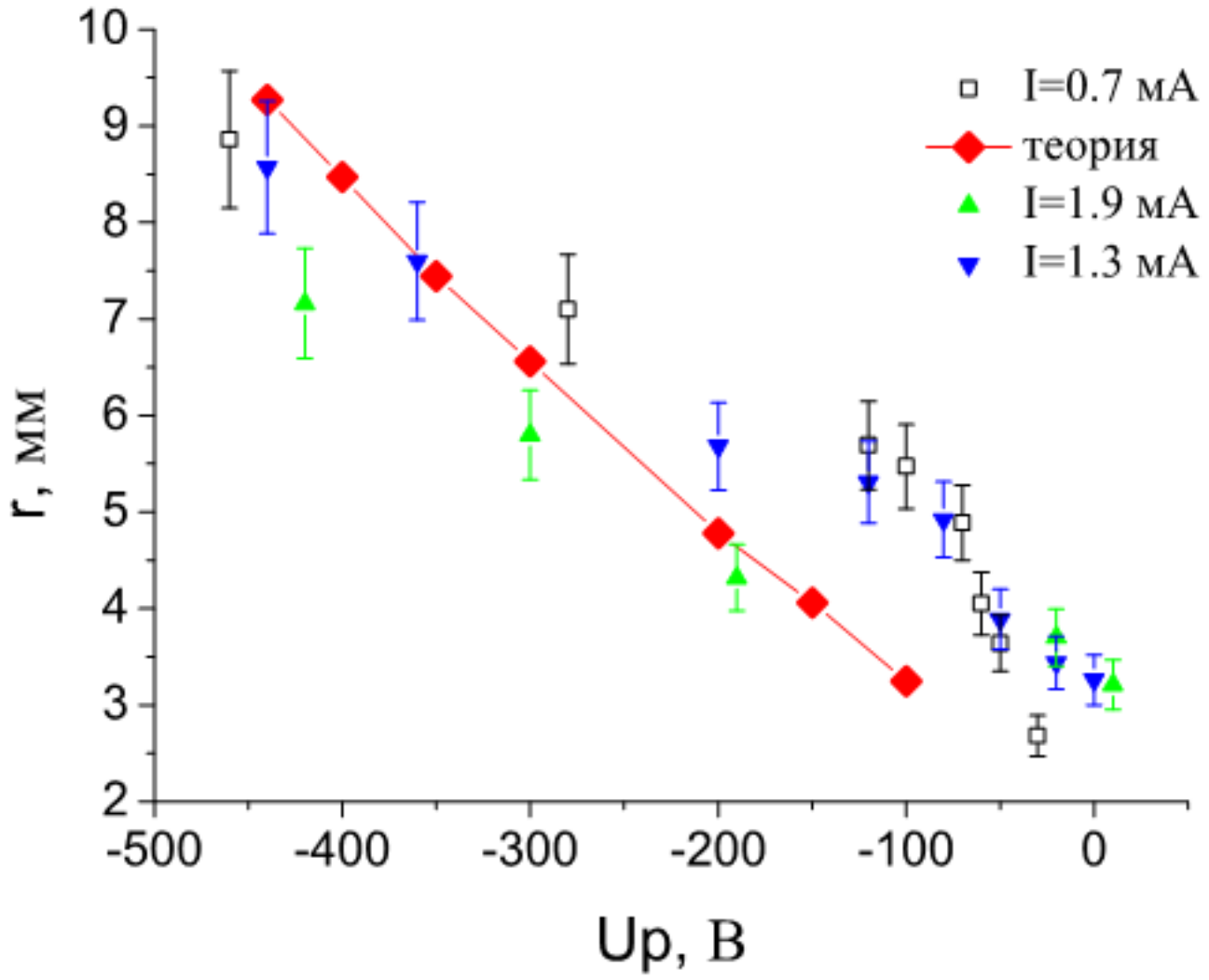


Рисунок 2.5 – Зависимость расстояния между зондом и пылевыми частицами от потенциала зонда. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования при разных значениях тока разряда при давлении в разрядной трубке P=0.3 торр.

При увеличении значения давления в разрядной трубке наблюдается увеличение размеров области свободной от пылевых частиц : радиус увеличивается от 6.5 мм до 8 мм при увеличении давления в разрядной трубке от 0.3 торр до 0.42 торр. Температура пылевых частиц T_d определялась с помощью видефайлов, снятых в ходе экперимента, следующим образом. После обработки кадров, полученных из видеофайлов, строилась функция распределения пылевых частиц, левитирующих над призондовой областью. Далее, из максимума функции распределения по скоростям определялась наиболее вероятная скорость пылевых частиц v_p, которая была использована для определения температуры пылевых частиц по следующей формуле:

$$v_p = \sqrt{\frac{2k_B T_d}{m_d}}, \qquad (2.11)$$

здесь k_B- постоянная Больцмана, T_d - температура пылевых частиц, m_d - масса пылевых частиц.

Как показали экспериментальные результаты исследования радиуса области свободной от пылевых частиц и его численное моделирование, расстояние между зондом и пылевыми частицами зависит от потенциала зонда и условий разряда. Это дает нам возможность определить важные параметры плазмы, такие как температура и концентрация электронов. Вспомним, что распределение потенциала вокруг электрического зонда зависит от радиуса Дебая r_d, который используется при решении уравнения Пуассона-Больцмана, при этом каждой потенциальной кривой на рисунке 2.4 соответствует свое значение r_d . Если считать радиус свободной от пылевых частиц области известным, так как его легко можно измерить в эксперименте, то решая обратную задачу можно найти электронный радиус Дебая.

Радиус Дебая определяется с помощью общеизвестной формулы :

$$r_d = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi n_e e^2}}. \qquad (2.12)$$

Здесь T_e - температура электронов , n_e - концентрация электронов.

Для пояснения на рисунке 2.6 представлена графическая иллюстрация решения обратной задачи.

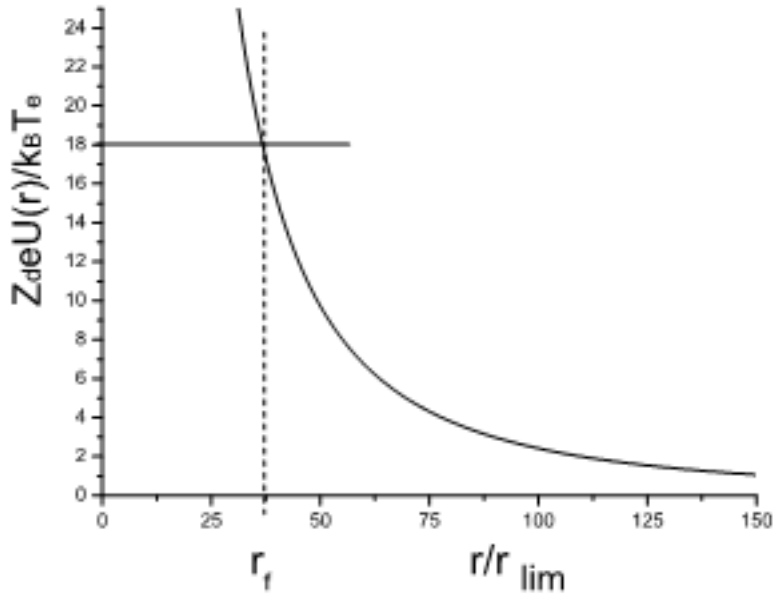


Рисунок 2.6 – Энергия взаимодействия пылевых частиц с электрическим зондом (кривая линия), тепловая энергия пылевых частиц (сплошная прямая линия), экспериментально определенный радиус свободной зоны (пунктирная линия): по оси ординат обозначены энергии взаимодействия, по оси абсцисс расстояние от зонда.

На данном рисунке показана кривая энергии взаимодействия с электрическим зондом, и тепловая энергия пылевых частиц, отмеченная прямой линией. Подставляя радиус области свободной от пылевых частиц r_f , находим точку пересечения прямой и пунктирной линий и ищем потенциальную кривую с определенным значением r_d , проходящую через эту

точку.Таким образом, зная, допустим, температуру электронов можно по значению дебаевского радиуса определить концентрацию электронов и наоборот.

В качестве примера определим температуру электронов плазмы с помощью уравнения теории ограниченного орбитального движения (Orbit Motion Limited - OML) [81,82]:

$$e^{-z} = \frac{n_i}{n_e}\sqrt{\frac{\mu}{\tau}}(1+z\tau). \tag{2.13}$$

Здесь $z = \frac{|Z_d|e^2}{aT_e}$; $\mu = \frac{m_e}{m_i}$ $\tau = \frac{T_e}{T_i}$;

Если расписать уравнение (2.27), оно имеет следующий вид:

$$e^{-\frac{Z_d e^2}{aT_e}} - \frac{n_i}{n_e}\sqrt{\frac{m_e T_i}{m_i T_e}}(1+\frac{Z_d e^2}{aT_i}) = 0. \tag{2.14}$$

Так как при исследуемых параметрах аргоновая плазма преимущественно содержит однократно ионизованные ионы, то соотношение $\frac{n_i}{n_e}$ берется приблизительно равным единице. Температуру ионов T_i считаем комнатной, так как мы имеем дело с низкотемпературной газоразрядной плазмой тлеющего разряда. Заряд пылевых частиц определяется с помощью парноq корреляционной функции плазменно-пылевых структур, первому пику которой соответствует определенный параметр неидеальноси Γ. Далее на основе следующей формулы вычисляется заряд пылевых частиц [83,84]:

$$\Gamma = \frac{(Z_d e)^2}{a_0 k_B T_d}, \tag{2.15}$$

здесь $Z_d e$-заряд пылевых частиц, a_0- среднее межчастичное расстояние, T_d- температура пылевых частиц. Температура пылинок и среднее межчастичное расстояние также находятся из обработки видеофайлов экспериментов. Так, при давлении в разрядной трубке P = 0.6 торр., и тока разряда I=1.5 мА найденная температура пылевых частиц равна T_d = 22 eV, среднее межчатичное расстояние a= 0.02 см, тогда из (2.15) кратность заряда равна Z_d = 6000. Для данных экспериментальных параметров с помощью решения уравнения (2.11) найденная температура электронов равна T_e = 1.22 эВ.

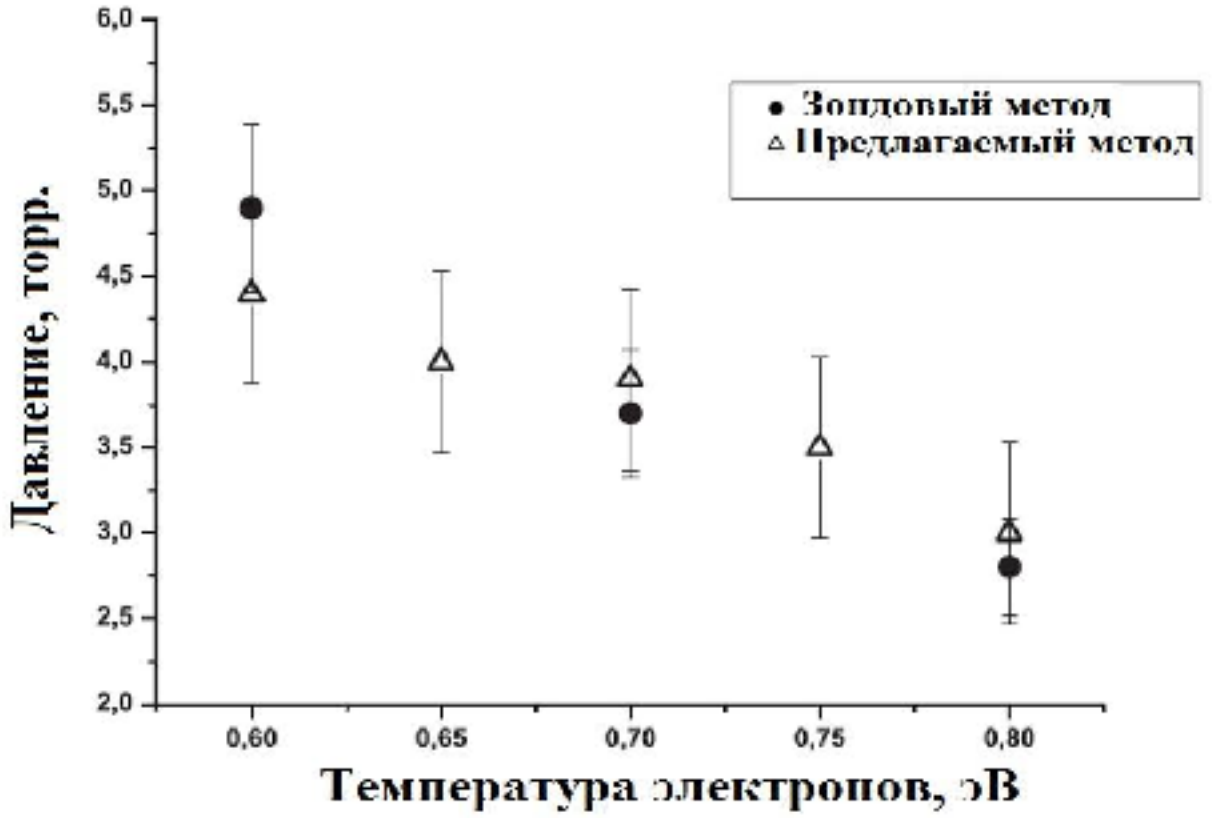


Рисунок 2.7 – Зависимость температуры электронов, определенная с помощью измерения радиуса области свободной от пылевых частиц вокруг электрического зонда от давления и ее сравнение с классическим зондовым методом.

На рисунке 2.8 показана концентрация электронов определенные с помощью измерения радиуса области свободной от пылевых частиц вокруг электрического зонда.

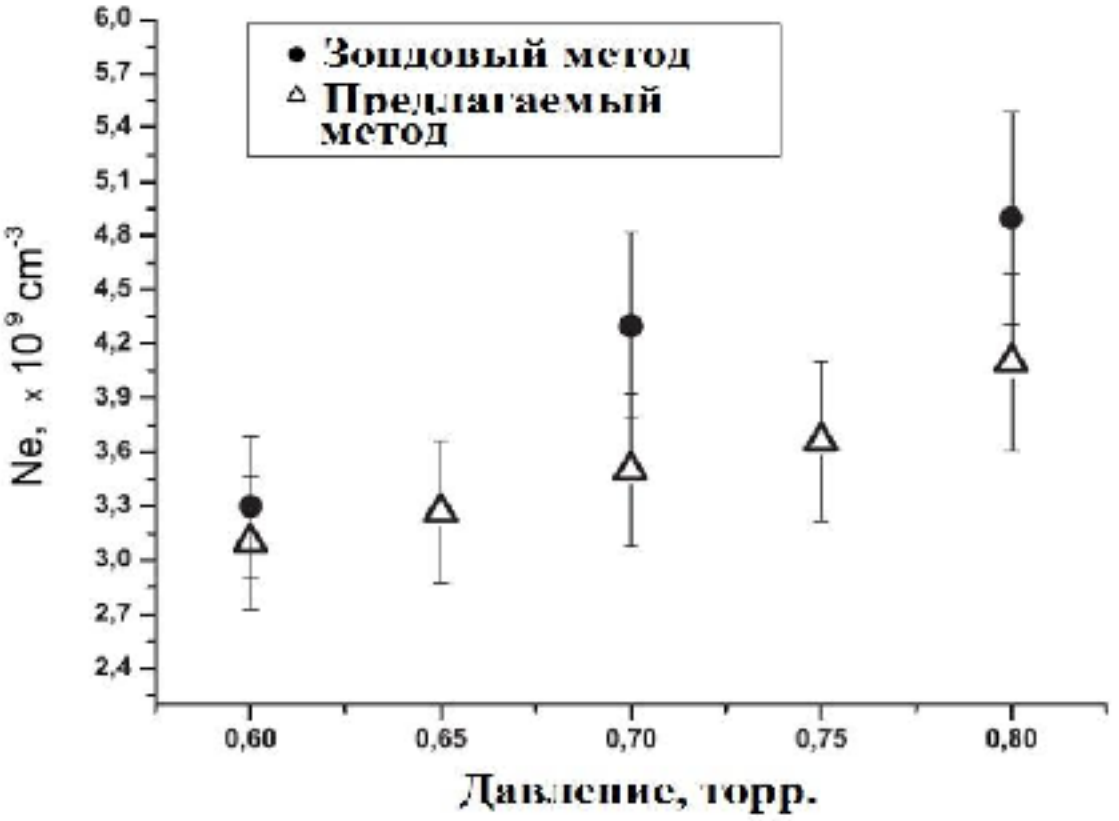


Рисунок 2.8 – Зависимость концентрация электронов, определенная с помощью измерения радиуса области свободной от пылевых частиц вокруг электрического зонда от давления и ее сравнение с классическим зондовым методом.

Таким образом, имеем экспериментальные данные: T_e = 1.22эВ, $U_{p=}$ -580 В, r_f = 3.38 mm. Найденный вышеописанным образом r_d составляет 0.0015 см, тогда расчитанная из (2.12) концентрация электронов $n_e = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$. На рисунках 2.7 и 2.8 показаны результаты определения температуры и концентрации электронов с помощью измерения радиуса области, свободной от пылевых частиц, при разных значениях давления в тлеющем разряде и их сравнение с обычным ленгмюровским методом [85, 86].

На основе измерений размера области вокруг электрического зонда, свободной от пылевых частиц, был предложен новый метод диагностики буферной плазмы, который может быть применен вместо традиционной зондовой диагностики, без использования ВАХ. Метод может использоваться параллельно с зондовой диагностикой, а так же в тех случаях, когда получение корректной ВАХ затруднено.

2.2 Исследование температуры электронов фоновой плазмы в смесях инертных газов

В данной части приведены результаты исследования температуры электронов пылевой и буферной плазмы газового разряда в смесях инертных газов (гелий+аргон) в ВЧ разряде. С помощью оптико-спектрального метода диагностики исследованы оптические свойства пылевой плазмы аргона, гелия и их смесей. Из спектральных линий плазмообразующих газов определены температура электронов в зависмости от давления газов и мощности разряда. Также было измерено аксиальное распределение температуры электронов в межэлектродном пространстве. Измерения были проведены с помощью ВЧ компенсационного электрического зонда [87].

В последнее время в научных исследованиях и для решения многих практических задач применяются бинарные и многокомпонентные смеси газов и паров веществ. Подбором состава смесей можно достичь таких результатов, которых невозможно получить при использовании однородного состава газа. Поэтому необходимо знать зависимость основных характеристик плазмы от условий существования ионизованного газа: род и состав газов, парциальные давления компонентов, плотность тока, энергии ионизации частиц, температура и концентрация заряженных частиц и др. Смеси инертных газов активно применяются и в экспериментах при исследовании свойств комплексной (пылевой) плазмы. [88,89].

Исследование структурных и динамических свойств плазменно-пылевых образований в смесях инертных газов показало, что с добавлением малого количества примесного газа свойства пылевых структур сильно изменяются [90]. При проведении серий экспериментов в ВЧ разряде было выявлено, что малая примесь аргона в плазмооборазующем буферном газе приводит к кристаллизации плазменной структуры [77, с. 1772], по сравнению с идентичными условиями эксперимента, где в качестве плазмообразующего газа

буферной плазмы используется чистый гелий. Объяснение такого поведения плазменно-пылевых структур в фоновой плазме смеси газов требует знания такой основной характеристики разряда как температура электронов и ее изменения с добавлением примесей в основной газ при разных условиях эксперимента.

Данная глава посвящена исследованиям оптических свойств пылевой плазмы, созданной в емкостном высокочастотном разряде аргона, гелия и их смесей на основе оптико-спектрометрического анализа свечения плазмы. Оптические методы позволяют получить обширную информацию о параметрах пылевой плазмы (температура, концентрация частиц плазмы) и достичь более детального понимания физических процессов в системе. Полученные спектры используются для выявления влияния пылевой компоненты на спектральные характеристики буферной плазмы.

Также представлены результаты исследования аксиального распределения температуры электронов в комплексной плазме смеси инертных газов с помощью зондового метода. Зондовый метод дает возможность определения локальной температуры электронов в разрядном промежутке и позволяет выявить ее изменение в межэлектродном пространстве.

Эксперименты проводились в плазме ВЧ разряда. Основной частью экспериментальной установки является электродная система, где образуется высокочастотный емкостной газовый разряд [87, с. 199]. Электроды представляют собой алюминиевые диски с диаметрами 100 мм, которые расположены параллельно друг другу в горизонтальном положении. Верхний электрод заземлен и имеет в центре небольшое отверстие для инжекции пылевых частиц, а также для проведения видеосъемки. Нижний электрод подключен к ВЧ генератору с частотой 13,56 МГц. Расстояние между электродами составляет 30 мм. ВЧ компенсационный одиночный электрический зонд вводится в плазму и соединяется с блоком питания через многоконтактный LEMO разъем в вакуумной камере. В качестве рабочей среды использовались аргон, гелий и их смеси, давление рабочих газов варьировалось в пределах 0,1–1 Торр. Зонд имеет компенсационный электрод из алюминия и резонансные LC фильтры рассчитанные на 13,56 МГц и 27,12 МГц ВЧ сигнала. Контактирующая часть зонда имеет диаметр D=0.12 мм и длину L=3.3 мм. В качестве пылевых частиц использовались полидисперсные частицы Al_2O_3 и монодисперсные частицы меламин формальдегида размером 10 μм. Область собирающей (оголённой) поверхности цилиндрического зонда освещалась лазерным ножом, полученным с помощью специальной оптической системы линз. Весь процесс записывался с помощью CCD камеры в виде видеофайла и обрабатывался через компьютер. Частота камеры составляет 25 кадров в секунду. Вакуумная камера имеет боковые оптические окна, через которые ведется наблюдение за разрядом. Оптическая система, применяемая для диагностики плазмы, состоит из системы линз и линейного спектрометра Solar Systems. Система линз подбирается таким образом, чтобы обеспечить четкое изображение межэлектродного пространства на входной щели спектрометра.

Чувствительность и возможности спектрометра Solar Systems позволяют выполнять измерение оптических спектров в диапазоне 190 - 1100 нм. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2.9 [87, с. 200].

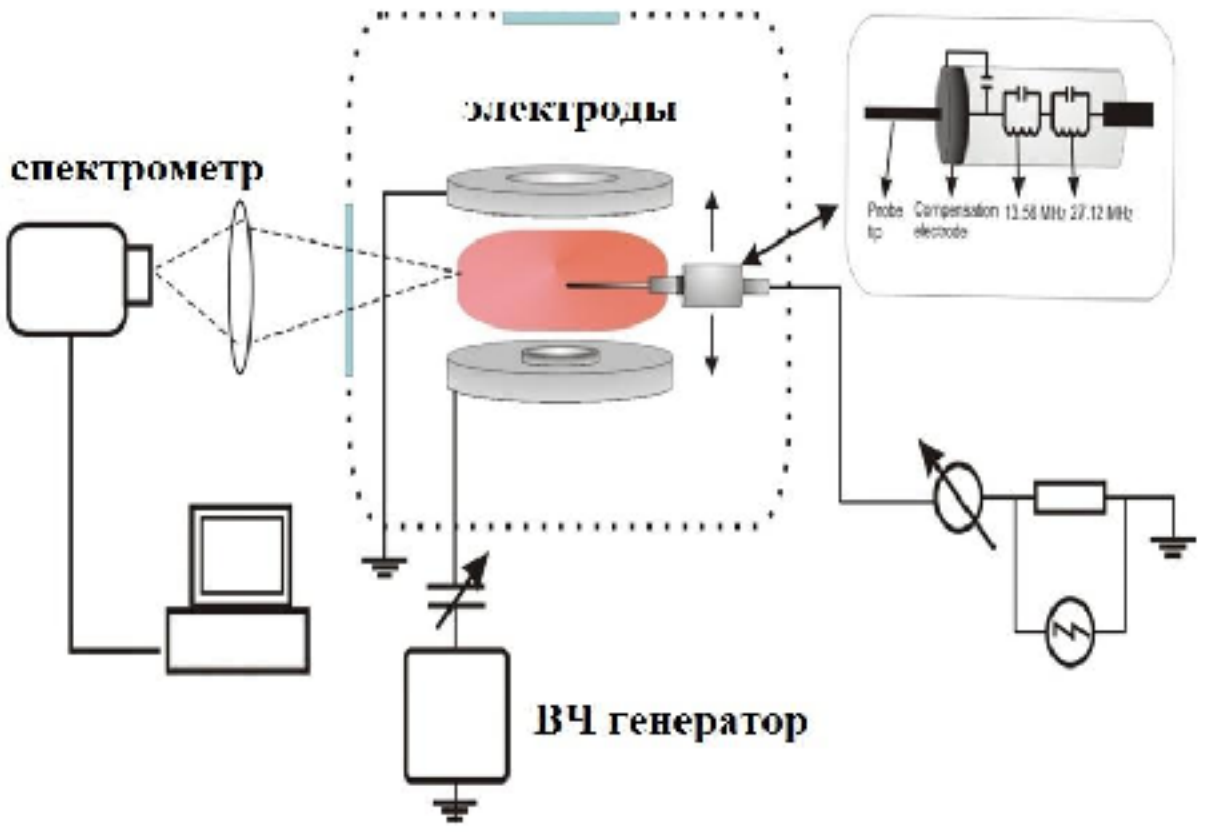


Рисунок 2.9 – Схема экспериментальной установки и схема измерения ВЧ компенсационного электрического зонда.

Результаты оптико-спектроскопического исследования буферной плазмы смеси газов (смесь гелия и аргона) при давлении буферного газа 0,11 Торр. и мощности разряда 15 Вт представлены на рисунке 2.10.

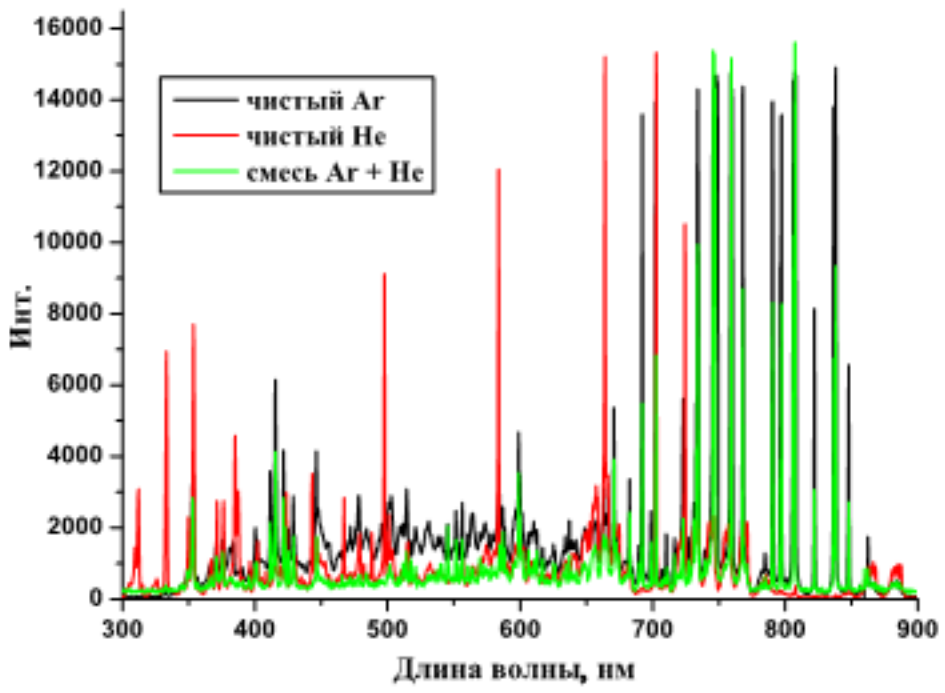


Рисунок. 2.10 – Спектр буферной плазмы аргон, гелий в области 450 - 900 нм

Методом оптико-спектроскопической диагностики плазмы был получен спектр аргона и гелия. На основе полученных спектров методом абсолютной интенсивности спектральных линий была рассчитана температура электронов [91]. Этим методом мы определяем температуру электронов с помощью спектральной линии аргона 750.38 нм и гелия 388.86 нм, для спектральной линии 750.38 вероятность перехода равна $4.45*10^7$ c^{-1} , а спонтанный переход равен $2p_1 \rightarrow 1s_2$, а для линии 388.86 нм $9.47*10^6$, $3p \rightarrow 3s_1$ соответственно. А также мы рассматриваем, что концентрация электронов по сравнению с нейтральными атомами очень мала и обладают низкой температурой. Таким образом, уровень $2p_1(3p)$ будет пуст, и через этот уровень будет осуществляется спонтанное возбуждения, не будем учитывать самопоглощение и единственным источником возбуждения в нейтральных атомах является электроны и метастабильные атомы. Данный случай соответствует модели коронного баланса и уравнение выражается следующим образом:

$$n_e n_0 k(T) = \frac{N}{\tau}, \tag{2.16}$$

здесь k – коэффициент возбуждения, n_0- давления газа аргона, n_e - концентрация электронов, τ - время нахождения на уровне $2p_1(3p)$, N - концентрация на уровне $2p_1(3p)$.

С помощью сравнения спектральных линии интенсивности аргона и гелия с интенсивностью вольфрамовой лампы определяем концентрацию на уровне $2p_1(3p)$. Связь между коэффициентом возбуждения и температурой электронов установлено, то есть для аргона

$$k(T) \approx 2.78 * 10^{-15} \exp(-\frac{13.5}{kT_e}), \tag{2.17}$$

$$T_e = -\frac{13.5}{\ln(0.7\frac{N}{n_e})}, \tag{2.18}$$

также для гелия

$$k(T) \approx 3.97 * 10^{-14} \exp(-\frac{24.5}{kT_e}), \tag{2.19}$$

$$T_e = -\frac{24.5}{\ln(3.06\frac{N}{n_e})}. \tag{2.20}$$

Для этой цели использовались следующие линии спектра аргона и гелия которые представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Спектральные линии газов

Атом	E, эВ	λ, нм	A, 10^{-8} c^{-1}
Ar I	13,48	750,38	0,472
He I	22,72	706,5	10,5
He I	23,07	587,6	70,6

На рисунке 2.11 показана зависимость температуры электронов от мощности разряда.

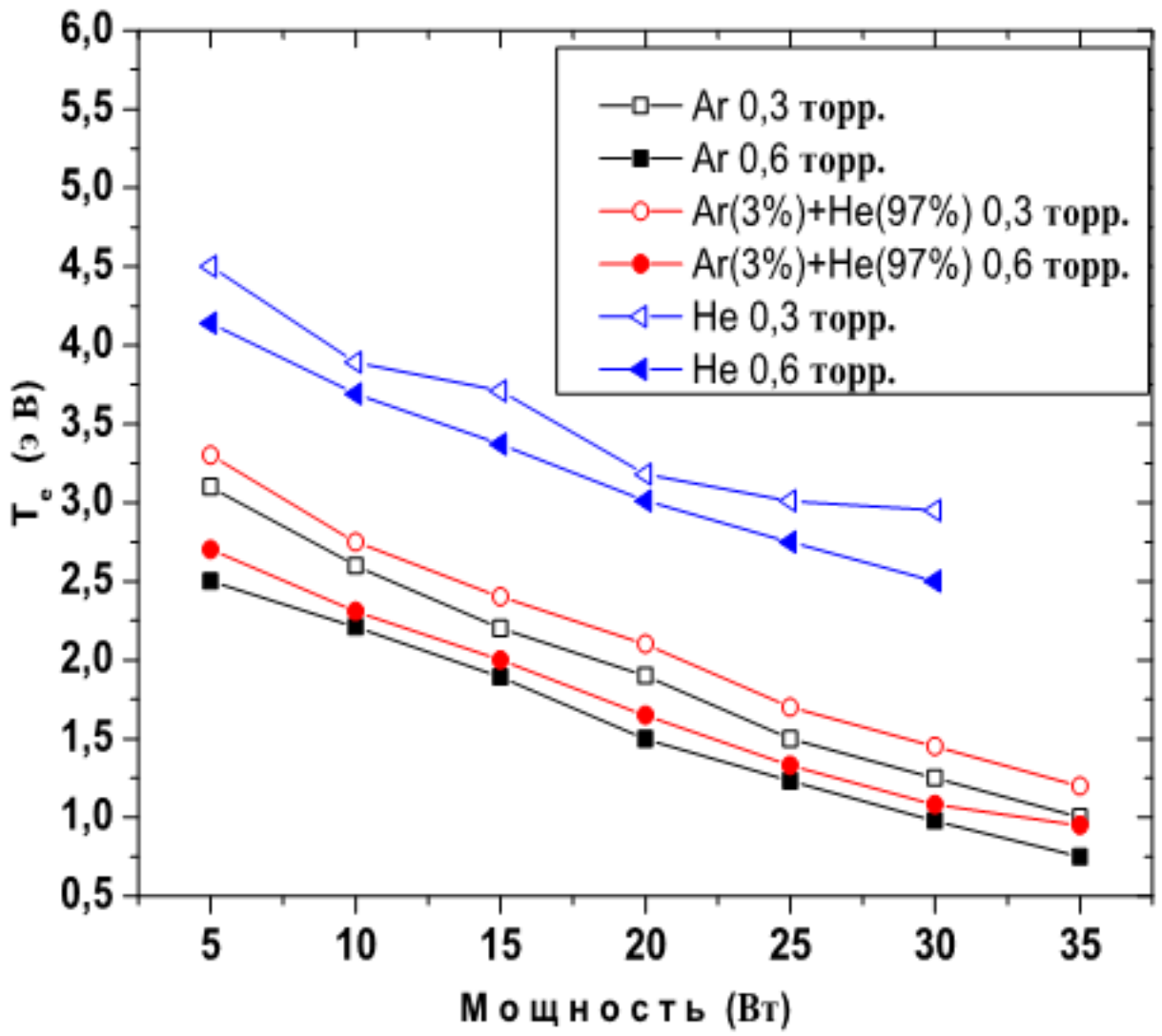


Рисунок 2.11 – Зависимость электронной температуры от ВЧ напряжения в различных газах и их смесях

Установлено что с увеличением мощности разряда температура электронов в плазме уменьшается. Это можно объяснить следующим образом: при увеличении мощности разряда процесс ионизации соответственно повышается и увеличивается концентрация электронов. Это приводит к тому что частота столкновения электронов увеличивается и в результате уменьшается температура электронов [87, стр 201].

Таким образом, вышеописанный метод на основе абсолютной интенсивности спектральных линий позволяют достаточно надежно измерять

температуру электронов плазмы, которая для аргона варьируется в пределах 0.5 – 4 эВ, для гелия 2 – 7 эВ, для смеси (гелий + аргон) 0.5 – 5 эВ, при изменении давления в диапазоне 0.1 – 1 Тор. В тоже время полученные данные свидетельствуют об изменении характеристик плазмы в изученном диапазоне (рисунок 2.12). Так, температура электронов возрастает при росте давления в диапазоне 0,1 – 0,3 Тор, и монотонно убывает в диапазоне 0,3 – 1 Тор.

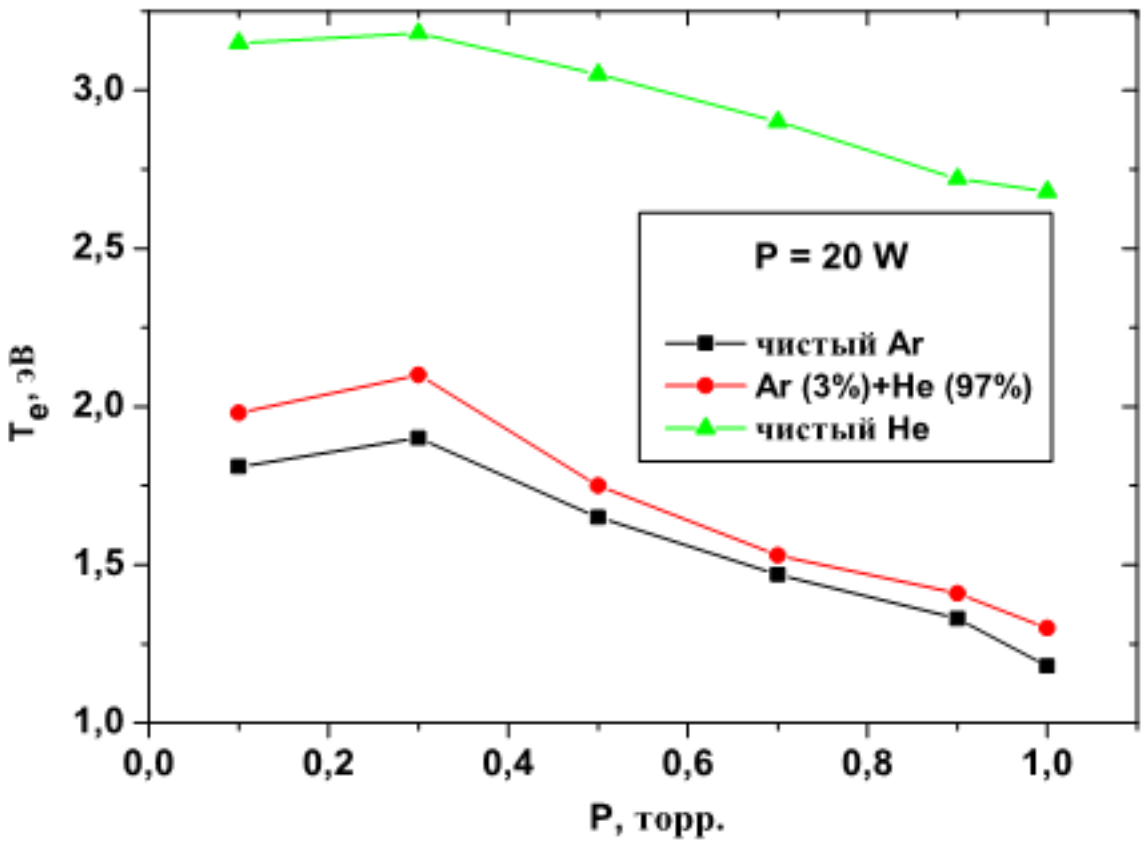


Рисунок 2.12 – Зависимость температуры электронов от давления газовой смеси

Данное поведение можно объяснить на основе возрастающей роли нейтральной компоненты буферного газа при увеличении давления, так как изменение концентрации заряженной компоненты является незначительным. При низких давлениях буферного газа, «перекачка» энергии от переменного электрического поля к электронам является эффективной ввиду достаточно редких столкновений с нейтралами. При высоких давлениях газа, столкновения с ними становятся достаточно частыми, что приводит к снижению температуры электронов.

Распределение температуры электронов в аксиальном направлении в буферной плазме чистого He и в смеси He+Ar были определены с помощью ленгмюровского зонда. Температура электронов была измерена в диапазоне от 6 мм до 26 мм начиная от нижнего ВЧ электрода с шагом 2 мм (рисунок 2.13). Увеличение температуры электронов в приэлектродном слое разряда можно объяснить стохастическим нагревом и ускорением электронов в ВЧ поле вблизи электродов. При добавлении аргона (3 %) в гелий (97 %) температура электронов уменьшается во всем разрядном промежутке. Это связано с потенциалом ионизации данных инертных газов.

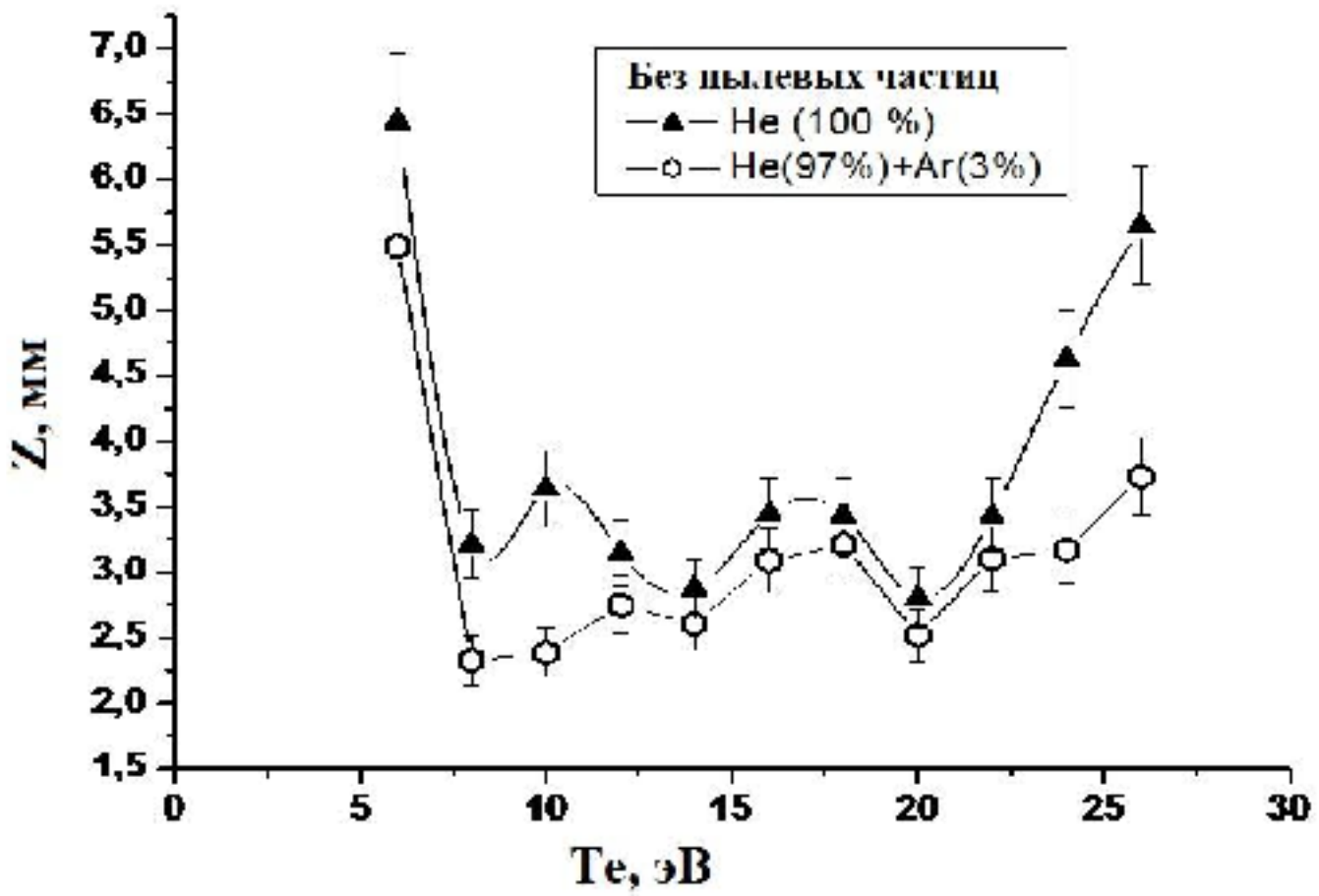


Рисунок 2.13 - Аксиальное распределение температуры электронов плазмы в межэлектродном пространстве в чистом He и в смеси He+Ar.Давление в разрядной камере 0,3 торр, мощность 20 Вт.

Потенциал ионизации аргона меньше чем у гелия, поэтому атомы аргона ионизуются интенсивнее при одинаковой энергии внешнего поля что приводит к увеличению концентрации заряженных частиц. В таком случае температура электронов уменьшается в следствии частых столкновений с ионами плазмообразующих газов. Так же, уменьшение температуры электронов с добавлением аргона можно объяснить с помощью сечения ионизации атомов данных газов. Сечение ионизации аргона больше чем сечение ионизации гелия. Добавка малого количества аргона приводит к увеличению вероятности упругих столкновений, и следовательно к уменьшению температуры электронов. На рисунке 2.14 показана собирающая поверхность зонда и область свободная от пылевых частиц.

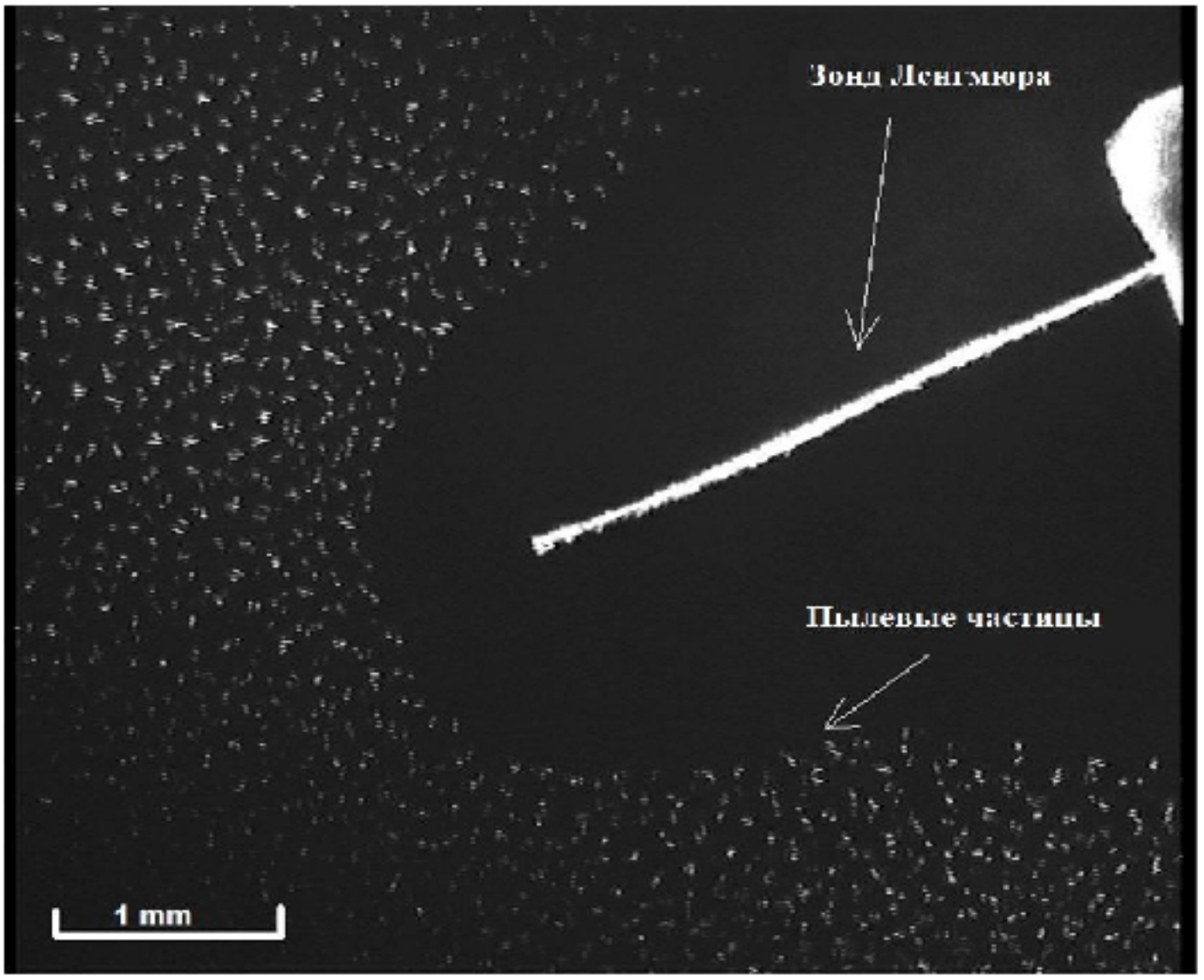
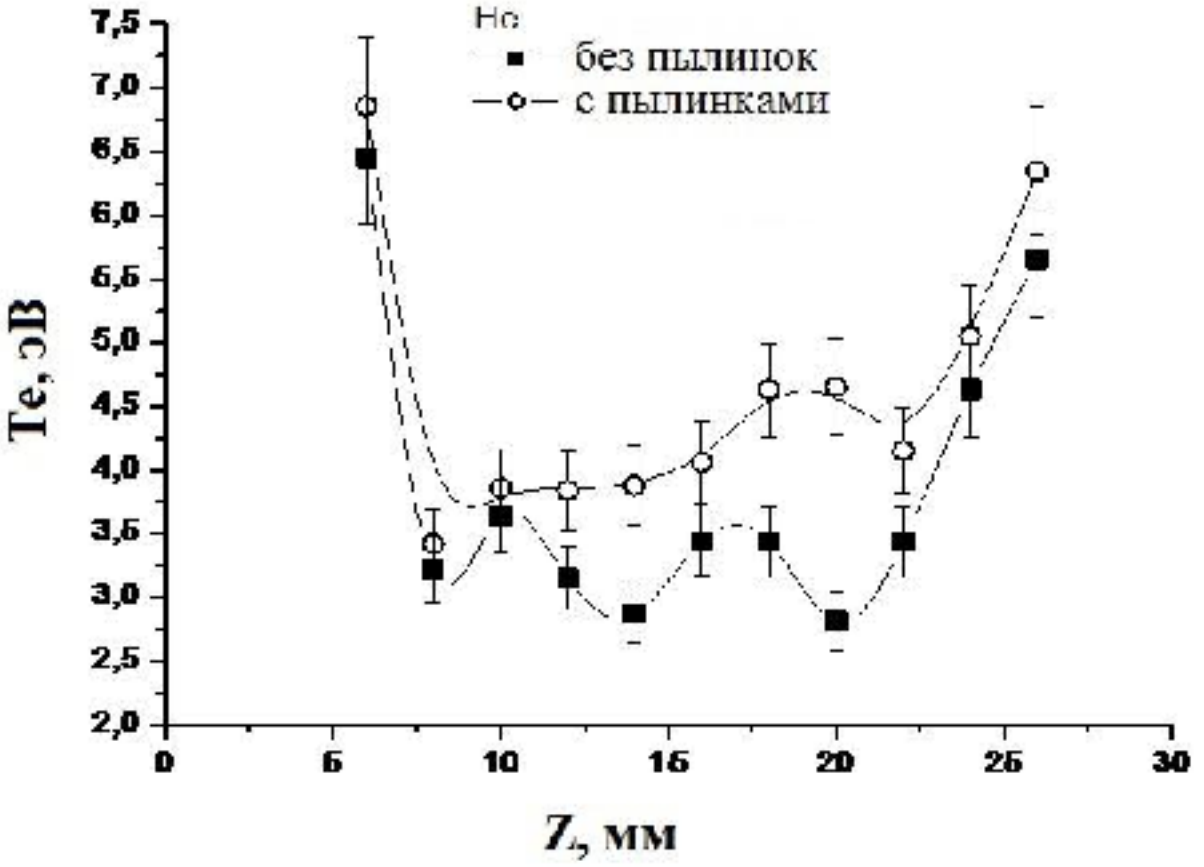


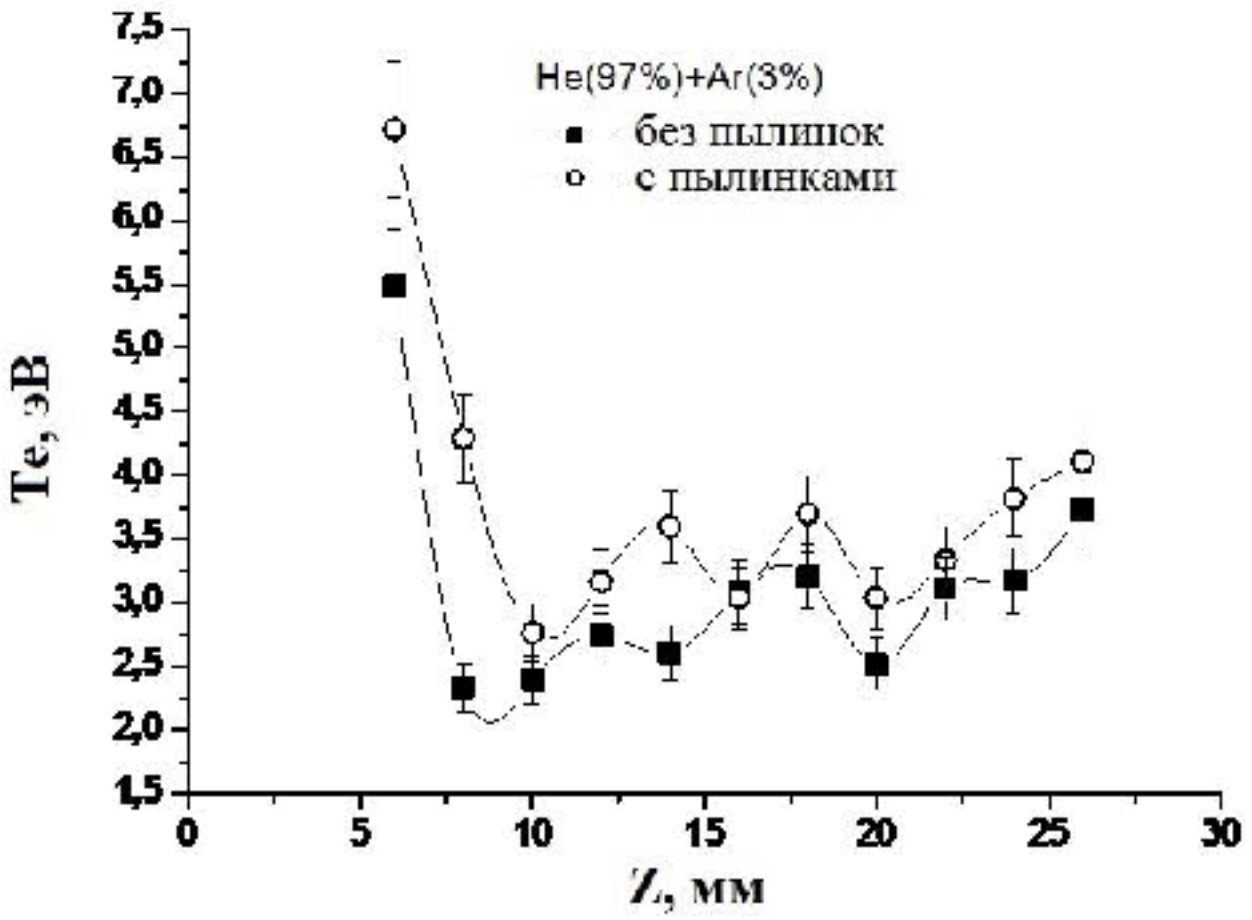
Рисунок 2.14 – Фотоизображение собирающей части ленгмюровского зонда при взаимодействии с пылевыми частицами

Также, определено распределение температуры электронов в пылевой плазме чистого гелия и смеси гелия с аргоном. При введении контактирующей части зонда в пылевую плазму, на зонд подается начальный отрицательный потенциал и вокруг зонда образуется область свободная от пылевых частиц [87, с. 202].

Результаты измерения распределения температуры электронов буферной и пылевой плазмы гелия и смеси гелия с малым количеством аргона показаны на рисунке 2.15.



1)



2)

1- в чистом He, 2 - в смеси He (97%) + Ar (3%)

Рисунок 2.15 – Аксиальное распределение температуры электронов плазмы в межэлектродном пространстве.

Как показали результаты, в присутствии пылевых частиц в плазме наблюдается увеличение температуры электронов. Увеличение энергии электронов после инжекции пылевых частиц при одинаковых разрядных условиях было описано в работах [91, 92] и выявлено в результате численного моделирования [93].

С помощью оптико-спектрального метода диагностики и на основе спектральных линий плазмообразующих газов определена температура электронов в зависмости от давления газов и мощности разряда в пылевой и буферной плазме аргона, гелия и их смесей. Зондовым методом измерено аксиальное распределение температуры электронов в буферной плазме ВЧ разряда гелия и в смеси гелия с аргоном. Результаты измерения показывают резкое увеличение температуры электронов в приэлектродных областях по сравнению с областью однородной плазмы где наблюдается относительно равномерное распределение температуры электронов [94]. Обнаружено, что с добавлением малого количества аргона в основной газ гелий, температура электронов уменьшается, что в свою очередь существенно сказывается на свойствах плазменно-пылевых образований как структура, заряд и среднее межчастичное расстояние [95 - 98].

2.3 Исследование параметров комплексной плазмы содержащей наноразмерные пылевые частицы

В данной части диссертационной работы представлены результаты зондового измерения температуры, плотности электронов и потенциала плазмы в аргон – ацетиленовой плазме ассиметричного ВЧ разряда с наночастицами. Во избежание загрязнения поверхности зонда заряженными наночастицами была применена так называемая «комплексная развертка» напряжения зонда и комбинация ионной бомбардировки с электронным нагревом. Результаты были получены при разных фазах роста наночастиц и сравнены с измерением напряжения самосмещения разряда [99].

Эксперименты были проведены на установке ATILA [100]. Общая схема экспериментальной установки показана на рисунке 2.16. Основной частью установки является разрядная вакуумная камера с диаметром 400 мм и с высотой 420 мм.

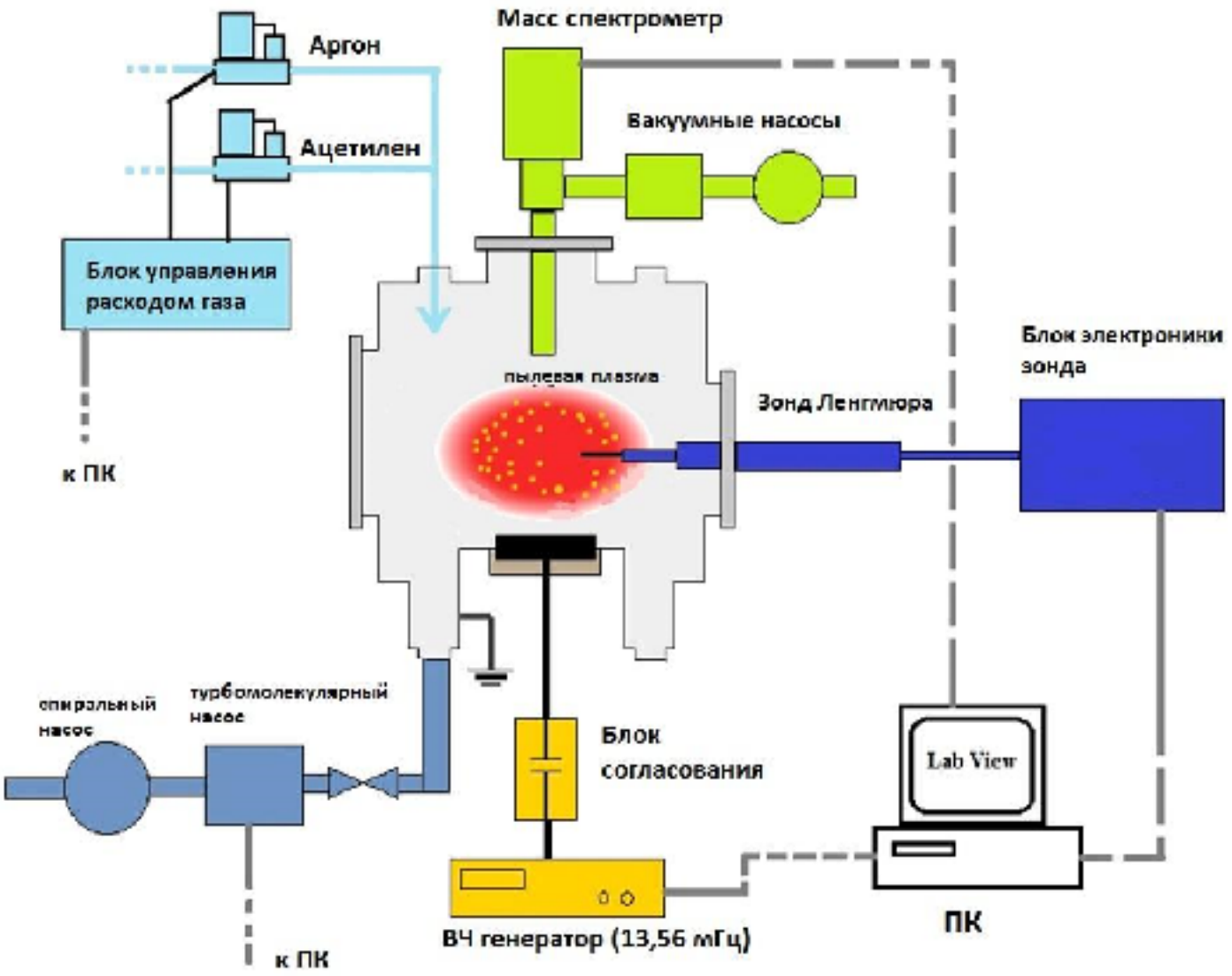


Рисунок 2.16 – Общая схема экспериментальной установки ATILA

Для безмасляной откачки камеры были использованы спиральный и турбомолекулярный насосы. Камера откачивалась перед каждой серией экспериментов до 5 х 10^{-5} Па. В качестве рабочих газов были использованы аргон (основной газ) и ацетилен. Объемный расход газов контролировался с помощью газовых расходомеров фирмы MKS Instruments, и для аргона (Ar) составляет Q_{Ar} = 7,1 - 7,7 sccm (стандартных кубических сантиметров в минуту), для ацетилена (C_2H_2) Q_{C2H2} =0,5 - 1,2 $см^3$/мин. Эксперименты были проведены при постоянных значениях давления P = 5.5 - 5,7 Па, измеряемых с помощью датчика давления Baratron MKS Inst. Разряд представляет собой емкостной ассиметричный разряд, где высокочастотный электрод – цилиндрическая пластина с диаметром 70 мм и толщиной 2 мм. Заземленным электродом является вся стенка вакуумной камеры. Для зажигания разряда был использован генератор с частотой 13,56 МГц и мощностью 9 Вт с автоматическим самосогласующим устройством. Для контроля фаз роста наночастиц измерялось напряжение самосмещения разряда U_{dc} который меняется от - 200 В до -280 В.

Для оценки средней энергии ионов по их распределению был использован масс – спектрометр Hiden Analytical PSM003 с коробкой Бесселя (Bessel box) для измерения распределения энергии ионов.

Для измерения параметров плазмы был использован одиночный цилиндрический ленгмюровский зонд с автоматическим управлением через

программное обеспечение Lab View. Зонд сделан из вольфрама и длина собирающей поверхности составляет 10 мм или 12 мм, толщина 100 мкм, остальная часть зонда покрыта керамическим изолятором. Известно что в ВЧ разряде потенциал плазмы колеблется вместе с приложенным напряжением от ВЧ генератора, поэтому для получения корректной ВАХ зонда используются разные методы компенсации ВЧ поля [39, с. 2]. В данной работе был использован очень простой и надежный пассивный метод компенсации, включающий в себя фильтры для ВЧ поля и для ее второй гармоники, а также дополнительный ВЧ компенсационный электрод. Фильтр представляет собой комбинацию катушек индуктивности и конденсаторов соединенных параллельно и рассчитанных на 13,56 МГц и 27,12 МГц (вторая гармоника ВЧ поля). Для увеличения общего импеданса число фильтров было удвоено. В качестве ВЧ компенсационного электрода был использован вольфрамовый провод диаметром 100 мкм, обмотанный в несколько витков вокруг керамического изолятора зонда. Также был использован дополнительный изолятор из керамики для центровки зонда и предотвращения каких либо паразитных контактов за счет напыления. Компенсационный электрод соединен с зондом через конденсатор для блокировки постоянного тока и находится в непосредственном контакте с плазмой во время измерений.

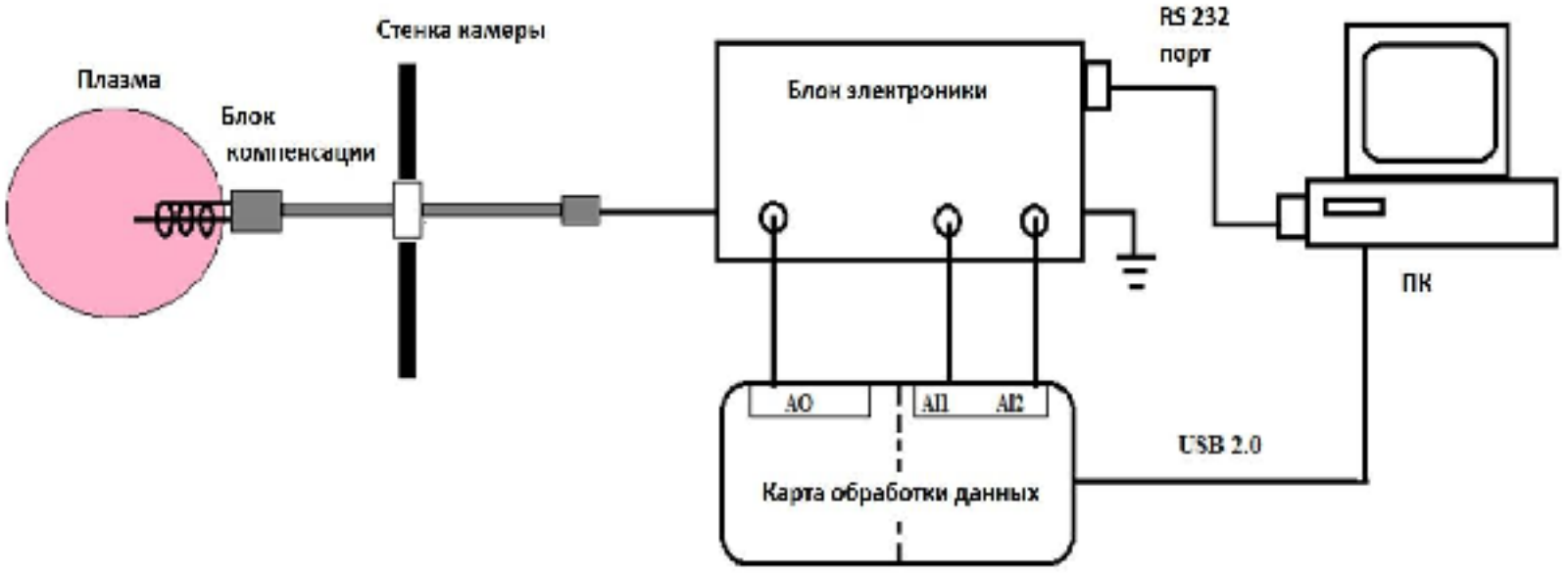


Рисунок 2.17 – Схема соединения ленгмюровского зонда

После сборки на специальном экранированном корпусе фильтр был настроен для блокировки сигналов на частоте 13,56 МГц и 27,12 МГц с помощью анализатора сигналов (модель Hewlett Packard). Вся конструкция зонда вводится в плазму через вакуумный переходник (vacuum seal). Для сбора данных была использована карта данных National Instruments USB series DAQ и результаты обрабатывались через персональный компьютер.

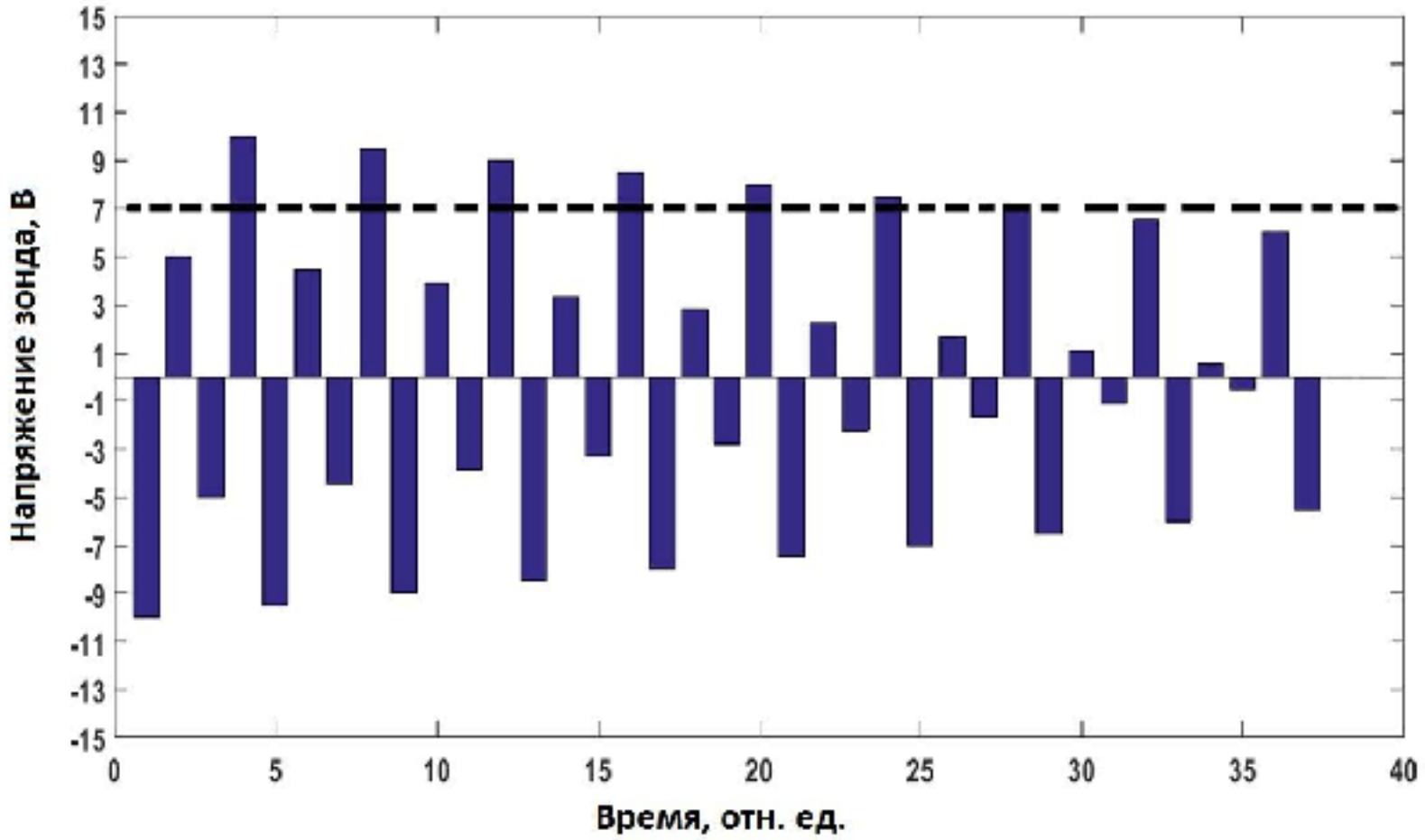


Рисунок 2.18 – Зависимость от времени (относительные единицы) приложенного напряжения на зонд при «комплексной» развертке зондового напряжения. Пунктирной линией обозначен условный потенциал плазмы.

Известно что для получения ВАХ ленгмюровского зонда в неравновесной плазме газовых разрядов используют обычную линейную развертку зондового напряжения (simple ramp sweep). В таком случае, напряжения зонда растет линейно с определенным заданным шагом от отрицательных значений потенциала (относительно потенциала плазмы) до положительных значений. В пылевой плазме наночастицы заряжаются отрицательно за счет высокой подвижности электронов, и при положительном потенциале зонда они начинают притягиваться полем зонда и прилипают на поверхность вольфрамового наконечника. Степень осаждения является очень высокой по сравнению с обычным напылением или осаждением. Как показывает практика, в аргон – ацетиленовой плазме на поверхности зонда пленка осажденная из наночастиц имеет низкую проводимость или вовсе является диэлектриком. Это в свою очередь приводит к искажению ВАХ зонда и к невозможности извлечения корректной информации из нее. Для решения данной проблемы в работе [92, с. 3] был предложен метод измерения ВАХ в пылевой плазме с микрочастицами с помощью «случайной» функции развертки зондового напряжения. Идея заключается в использований развертки напряжения, где приложенное напряжение на зонд меняется дискретно, со случайной последовательностью и с заданной частотой превышающей частоту колебаний пылевых частиц в плазме. В результате авторам удалось предотвратить процесс прилипания отрицательно заряженных частиц на поверхность положительного зонда и минимизировать его загрязнение. В нашей работе данный метод был дополнен и расширен для случая химический активной плазмы содержащей

пылевые частицы нанометровых размеров. В частности, была использована, так называемая, «комплексная» развертка напряжения зонда. На рисунке 2.18 показан принцип работы данной функции развертки напряжения. При данной функции развертки, в процессе сканирования ВАХ, напряжение приложенное на зонд V_{bias} меняется от отрицательного до положительного с определенной последовательностью. В качестве примера, на рисунке 2.18 показано изменение приложенного напряжения на зонд от – 10 В до +10 В с шагом 0,5 В. Развертка напряжения V_{bias} начинается от – 10 В и переходит в +5 В, далее – 5 В и в конце +10 В и продолжается с – 9 В и так далее. При этом напряжение можно менять с заданным шагом и с частотой f_{probe}. Частота смены напряжения f_{probe} является важным параметром при использовании данного метода. Известно, что в плазме газового разряда плазменная частота колебаний электронов $f_{electron}$ находится в диапазоне $\approx GHz$, плазменная частота ионов $f_{ion} \approx MHz$. Плазменная частота пылинок f_{dust} заметно ниже и колеблется в диапазоне от $\approx 25 - 100\,Hz$ в случае микрочастиц [92, с. 4] и до $\approx 10 - 15\,kHz$ в случае наночастиц [101]. При условии когда приложенное напряжение на зонде колеблется с отрицательного на положительный с частотой больше чем плазменная частота пылевых частиц $f_{probe} \gg f_{dust}$, пылевые частицы «не видят» колебания электрического поля зонда и не успевают последовать за ним (в данном случае притягиваться зондом). В случае электронов, у которых частота намного выше $f_{electron} \gg f_{probe}$, данные колебания не влияют на сбор зондом электронов и не искажают электронную часть ВАХ. Для ионов применимость данного метода определяется периодом образования и разрушения ионного слоя вокруг зонда, который в свою очередь определяется плазменной частотой ионов. Но как было сказано выше, частота ионов также заметно больше частоты колебаний напряжения зонда $f_{ion} \gg f_{probe}$. Также нужно учитывать потенциал плазмы, который всегда положительный и зависит от экспериментальных условий. На рисунке 2.18, потенциал плазмы (условно равен + 7 В) обозначен пунктирной линией и видно что при применении «комплексной» развертки напряжения, потенциал зонда относительно плазмы большую часть времени находится под отрицательным значением, что приводит к отталкиванию пылевых частиц. Таким образом, применяя «комплексную» развертку и частоту колебаний приложенного напряжения на зонд большую чем плазменная частота пылевых частиц, можно свести к минимуму загрязнение зонда наночастицами. В процессе измерения в плазме была использована частота колебаний напряжения зонда $f_{probe} = 1\,kHz - 20\,kHz$, для каждого значения напряжения измеряются 2 - 4 значения тока, которые далее усредняются в процессе обработки. Количество точек (значений тока) в одной ВАХ равно от 2000 до 4000, время необходимое для полного снятия одной ВАХ от 400 мс до 800 мс. При использовании зонда в чистой аргоновой плазме для очистки применялся электронный нагрев , в аргон – ацетиленовой пылевой плазме в режиме

ожидания (когда зонд не сканирует ВАХ) наконечник зонда подвергается ионной бомбардировке.

Для проверки надежности ВЧ компенсации потенциал плазмы чистого аргона при давлении 5,6 Па, измеренный с помощью ленгмюровского зонда был сравнен со средней энергией ионов. С помощью масс спектрометра Hiden Analytical PSM003 было получено распределение ионов аргона (Ar^+, 40 а.е.м.). Далее по пику распределения была определена средняя энергия ионов при разных мощностях ВЧ разряда. Результаты представлены на рисунке 2.19. Надо отметить что разница между потенциалом плазмы и средней энергией ионов составляет от 3 до 6 эВ. Такая же разница наблюдалась в работе [102]. На самом деле средняя энергия ионов считается пропорциональной потенциалу плазмы, так как ионы в процессе сбора масспектрометром проходят разницу потенциалов между положительным потенциалом плазмы и заземленным (с нулевым потенциалом) пробником масспектрометра. Но принимая во внимание наличие плазменного слоя на границе пробника масспектрометра с плазмой, чей потенциал не равен потенциалу однородной плазмы и разрешающую способность коробки Бесселя масс спектрометра, (который равен 0,5 эВ) [103] и погрешности измерения зонда можно сказать что результаты имеют хорошее согласие.

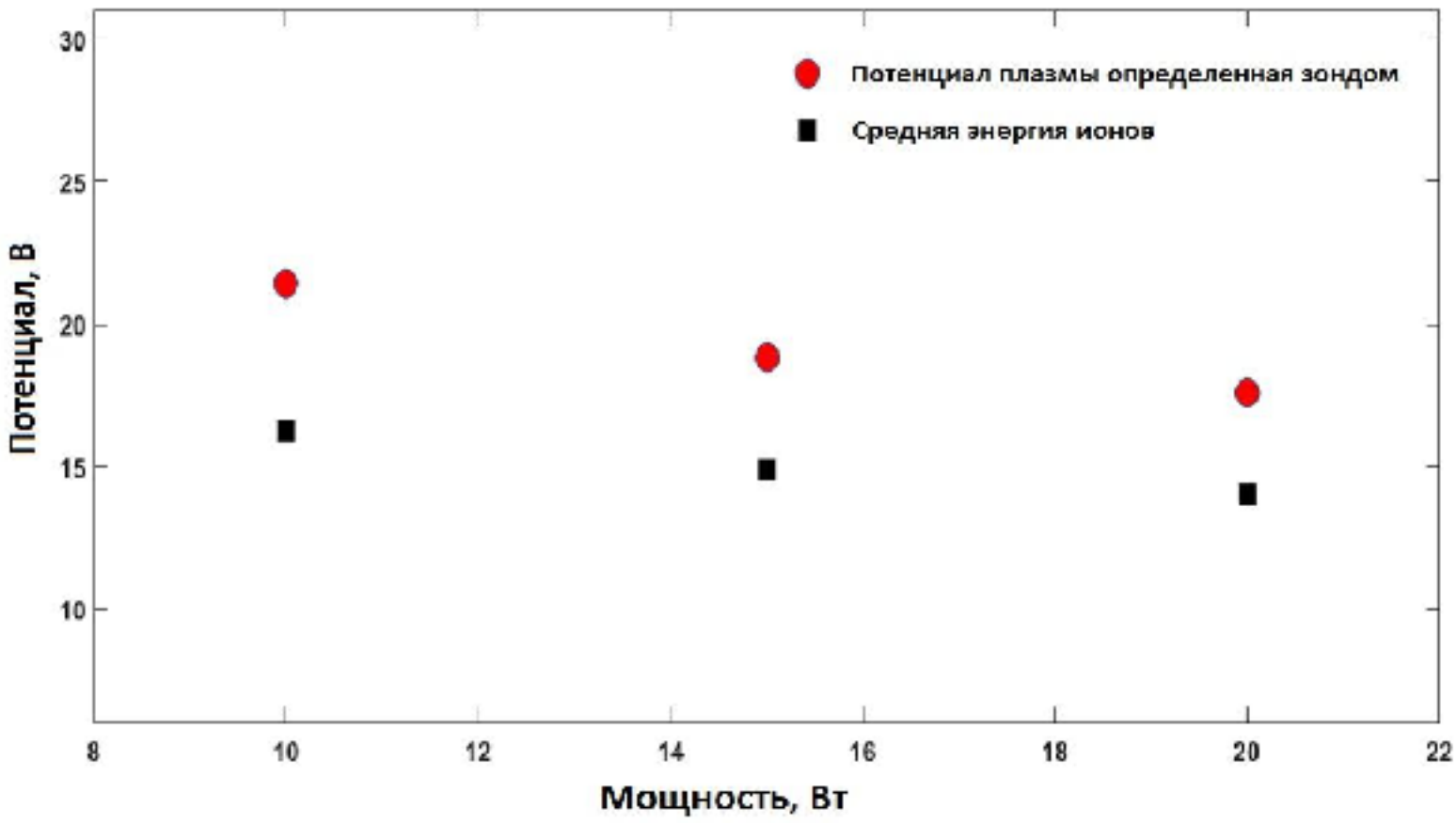
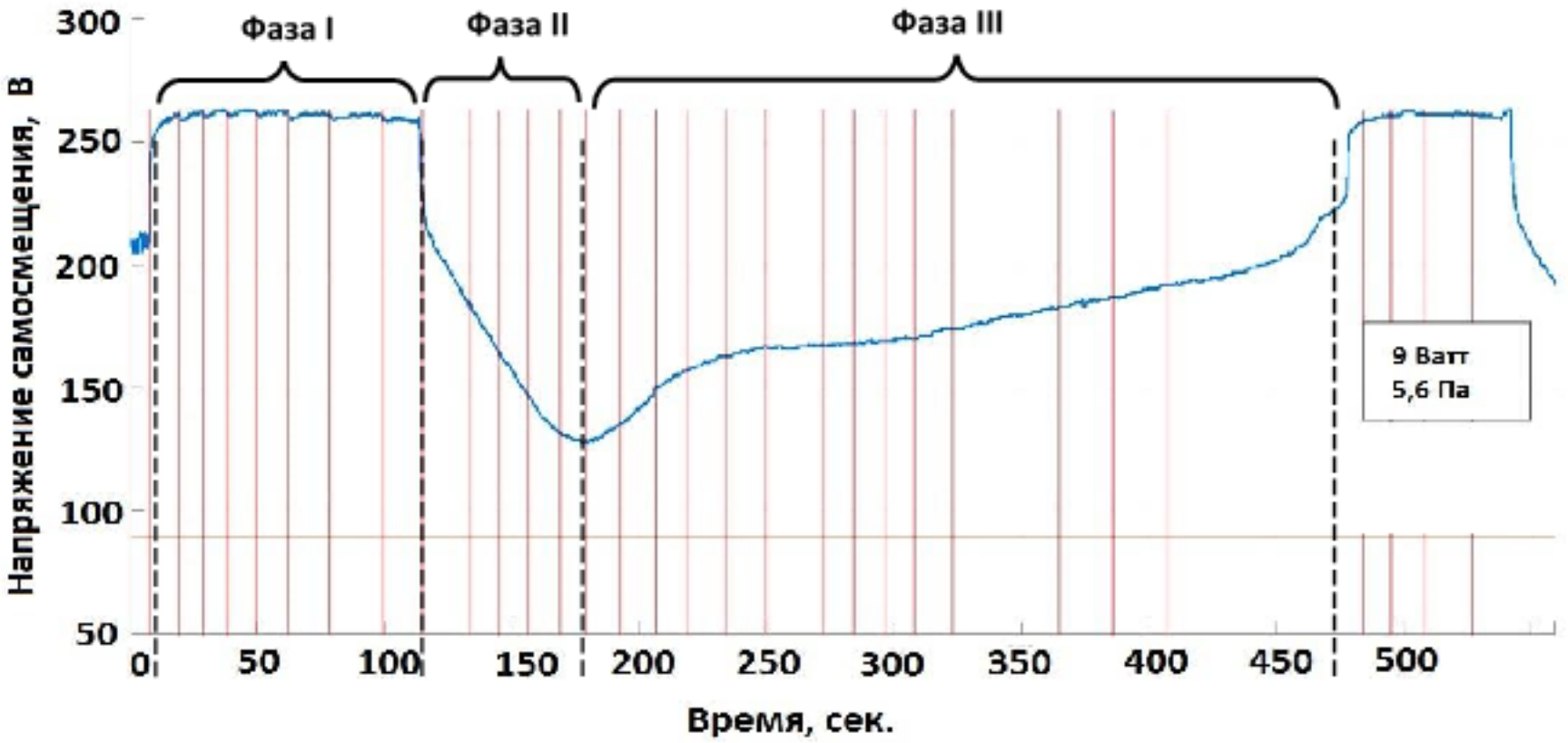


Рисунок 2.19 – Потенциалы плазмы, измеренные с помощью зонда и средние энергии ионов аргона определенные с помощью масс спектрометра в плазме чистого аргона при давлении 5,7 Па в зависимости от мощности разряда.

Для мониторинга циклического процесса роста углеродных наночастиц было измерено напряжение самосмещения разряда $U_{dc.}$ На рисунке 2.20 приведено изменение напряжения самосмещения в плазме, где расход аргона

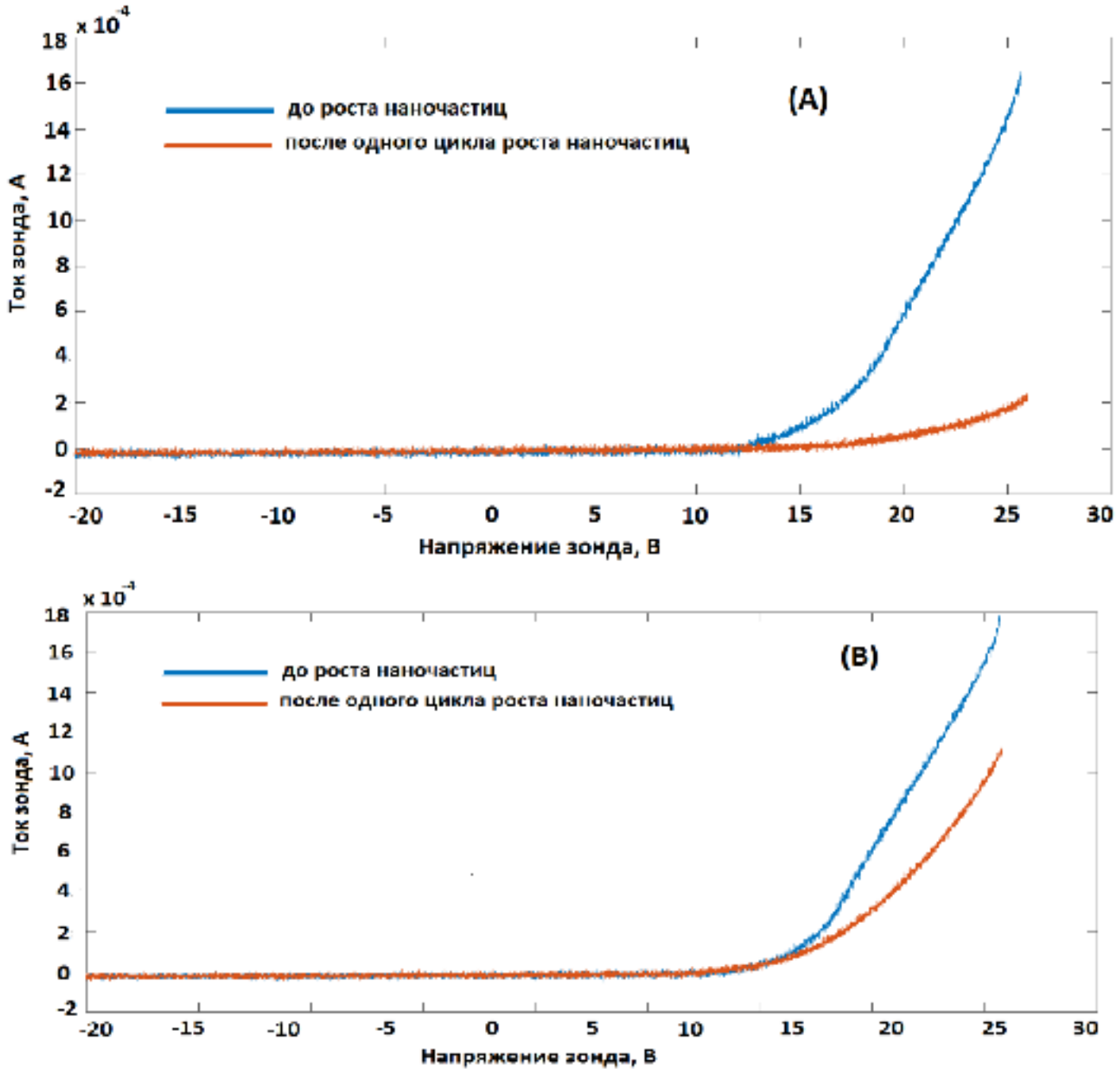
Q_{Ar} = 7,7 см^3/мин и ацетилена Q_{C2H2} =0,5 см^3/мин, давление P = 5.6 Pa, мощность 9 W. На данном и последующих графиках приведены абсолютные положительные значения напряжения самосмещения, тогда как в ВЧ разряде напряжение самосмещения имеет всегда отрицательное значение. Образование наночастиц можно поделить на три основные фазы роста. В фазе I, после добавления ацетилена в чистую аргоновую плазму можно наблюдать уменьшение (по значению) U_{dc} , что показывает интенсивную ионизацию атомов ацетилена и образование ионов разных сортов. В данной фазе концентрация и размер наночастиц очень малы и из-за этого влияние со стороны пылевой компоненты на свойства разряда незначительно. Во второй фазе роста размер наночастиц резко увеличивается за счет коагуляции и агломерации, этому свидетельствует резкое уменьшение напряжения самосмещения. В фазе III размер наночастиц увеличивается за счет так называемого поверхностного роста, то есть за счет прилипания на их поверхность активных радикалов и положительных ионов. В конце данной фазы размер наночастиц достигает достаточно больших размеров и заряда для того чтобы кулоновская сила между отрицательно заряженными частицами могла вытолкнуть их из области разряда. На этом заканчивается один цикл роста наночастиц и обратно начинается первая фаза роста. В зависимости от соотношения массового расхода аргона и ацетилена можно добиться определенной продолжительности отдельных фаз и циклов роста наночастиц при постоянном давлении и мощности разряда.



Расход аргона Q_{Ar} = 7,7 см^3/мин, ацетилена Q_{C2H2} =0,5 см^3/мин, давление P = 5.6 Па, мощность 9 Вт. Красные вертикальные прямые линии соответствуют началу снятия одной ВАХ зондом.

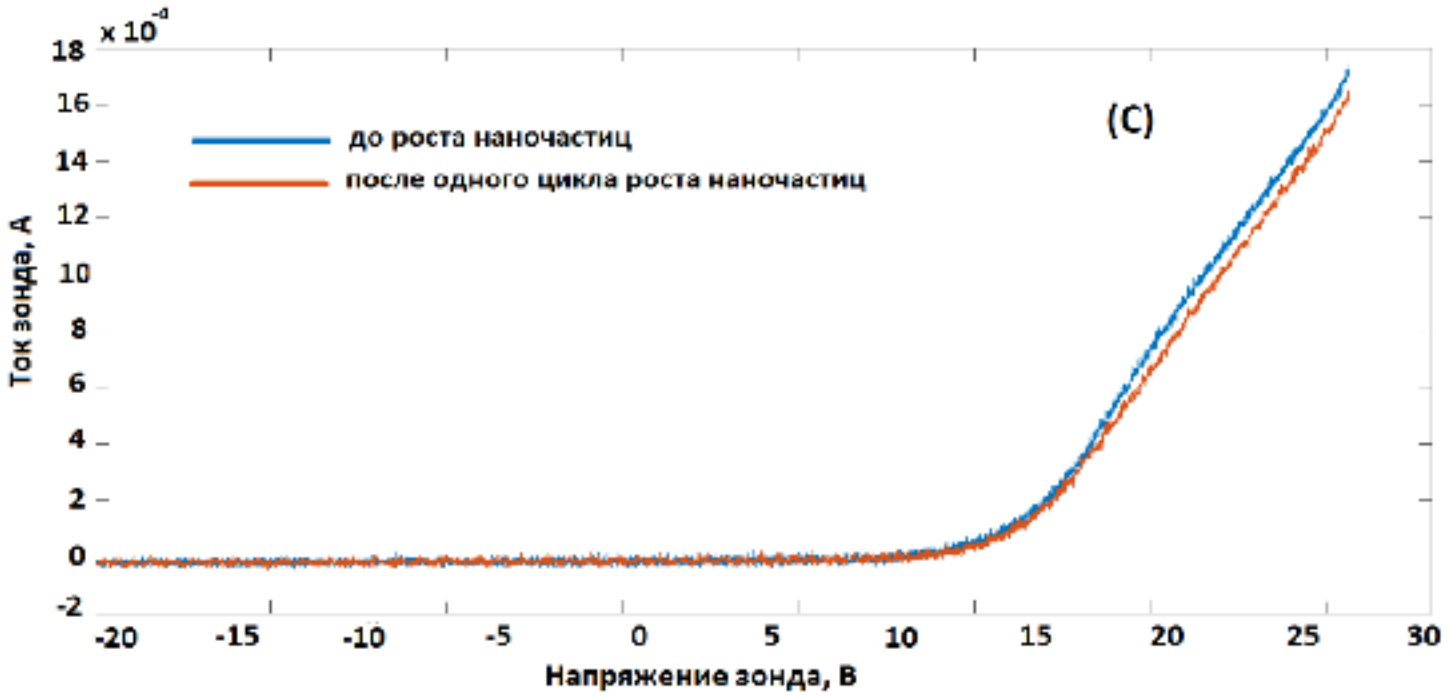
Рисунок 2.20 – Изменение напряжения самосмещения в процессе роста наночастиц

Для проверки работоспособности Ленгмюровского зонда с «комплексной» разверткой напряжения в плазме с наночастицами и наличия загрязнения его поверхности, зондовые измерения были проведены при разных частотах колебаний зондового напряжения f_{probe} . Эксперименты проводились следующим образом: сначала зажигается плазма аргона и для предварительной очистки наконечник зонда находится под электронным нагревом при потенциале + 70 В – + 80 В. Далее запускается ацетилен при малом расходе и в течении 3-5 секунд начинается первая фаза роста наночастиц. В режиме ожидания поверхность наконечника зонда находится под ионной бомбардировкой при напряжении 140 В. Процесс измерения зондом повторялся с промежутком 10 – 30 секунд на протяжении всего цикла роста наночастиц. После этого были сравнены ВАХ зонда полученные в начале первого и второго цикла роста наночастиц. Следующие эксперименты проводились соответствующим образом, но при разных частотах f_{probe} (рисунок 2.21).



(А) – 1 кГц, (В) – 1,5 кГц

Рисунок 2.21, лист 1 – ВАХ зонда до и после одного цикла роста наночастиц при разных частотах f_{probe}



(C) – 3 кГц

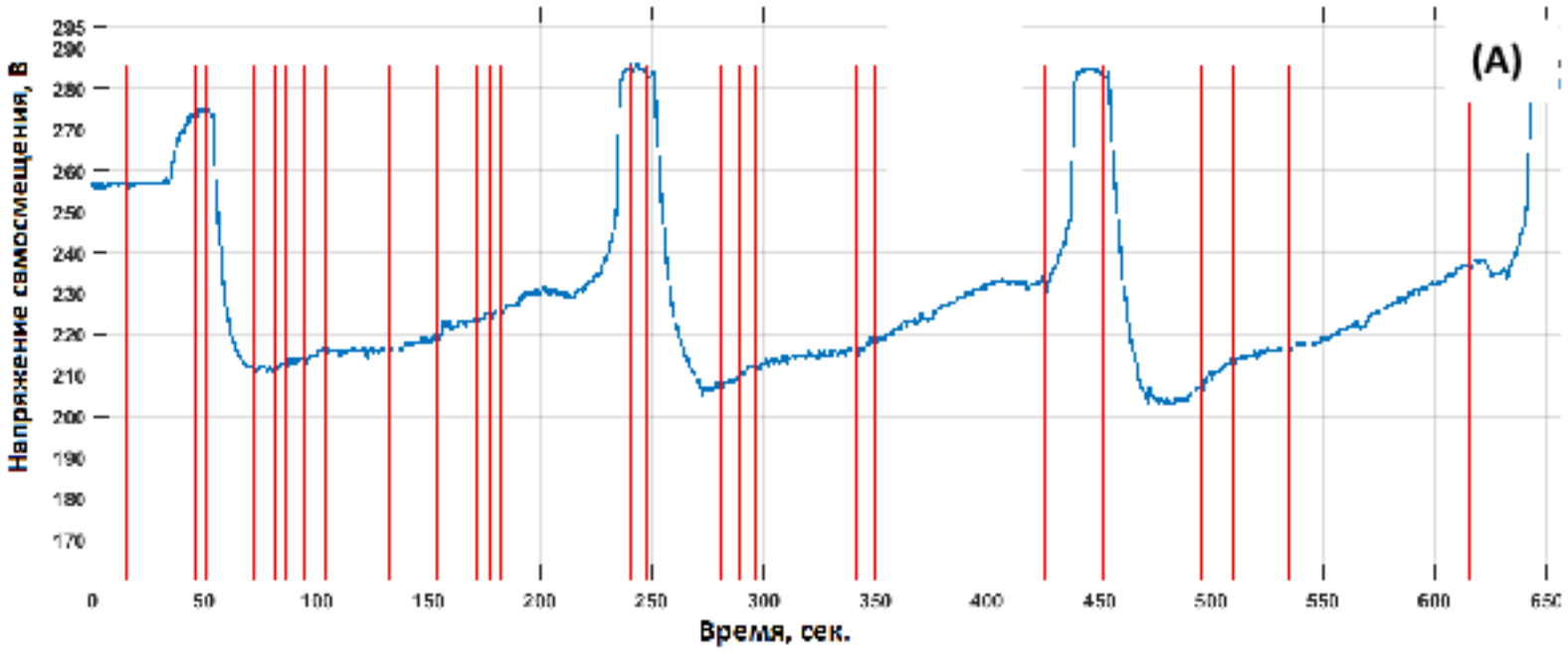
Рисунок 2.21, лист 2 – ВАХ зонда до и после одного цикла роста наночастиц при разных частотах f_{probe}

Как показали результаты, при частоте $f_{probe} = 20\,кГц$, $10\,кГц$ и $5\,кГц$ ВАХ зонда до и после одного цикла роста наночастиц идентичны друг другу. При частоте $f_{probe} = 3\,кГц$ наблюдается очень маленькая разница в электронной части ВАХ (рисунок 2.21 С) снятых в начале первой фазы роста (синяя линия) и после одного цикла роста (красная линия). При частоте $f_{probe} = 1{,}5\,кГц$ электронный ток зонда измеренный после одного цикла роста уже меньше по сравнению с чистым зондом (рисунок 2.21 В), что говорит о том что на поверхности зонда имеется тонкая пленка осажденная из наночастиц, которая приводит к увеличению сопротивления зонда и уменьшению тока. При частоте $f_{probe} = 1\,кГц$ (рисунок 2.21 А) данный эффект выражен очень сильно. Исходя из этого можно сказать что, при использовании «комплексной» развертки, когда приложенное напряжение зонда колеблется от отрицательного значения к положительному с частотой превышающую плазменную частоту пылевых частиц, есть возможность предотвратить загрязнение зонда изза прилипания наночастиц и образования тонких пленок на поверхности. В данном случае критической частотой является $f_{probe} = 3\,кГц$, что пропорционально плазменной частоте пылевых частиц с минимальным размером. В дальнейших экспериментах для максимальной надежности была использована частота зонда $f_{probe} = 20\,кГц$.

Исследование влияния пылевых наночастиц на параметры фоновой плазмы было проведено зондовым методом при постоянном давлении разряда P = 5,6 Па, мощности разряда 9 Вт, массового расхода аргона Q_{Ar} = 7,1 sccm, ацетилена Q_{C2H2} =1,2 sccm. При таких параметрах продолжительность отдельного цикла роста наночастиц составляет 160 ±20 секунд. Температура электронов определяется стандартным методом из наклона электронного тока ВАХ зонда в полулогарифмическом масштабе в рамках теории OML.

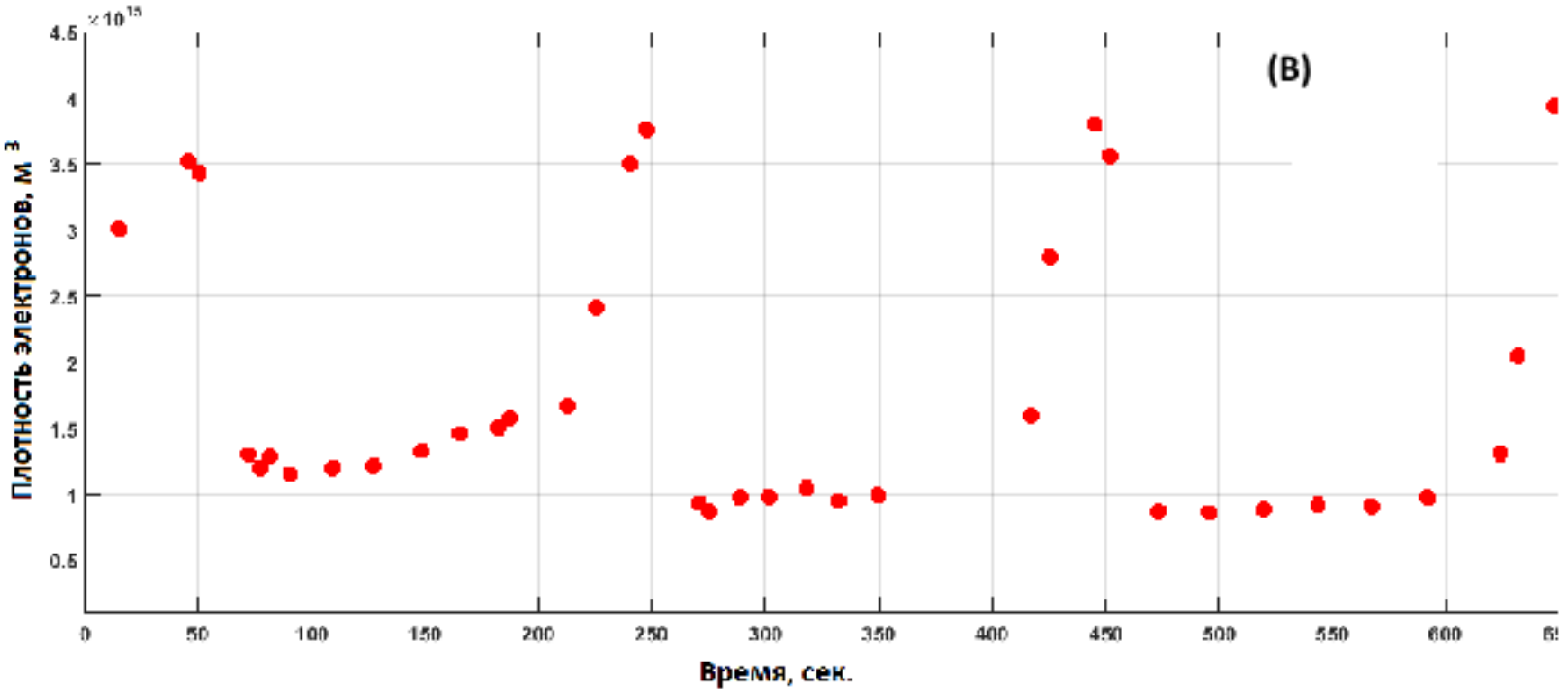
Потенциал плазмы был определен из максимума первой производной электронного тока, а концентрация электронов рассчитывалась с помощью электронного тока насыщения. Результаты измерения напряжения самосмещения и концентрации электронов в зависимости от времени представлены на рисунке 2.22, результаты измерения температуры электронов и потенциала плазмы показаны на рисунке 2.23. Красные вертикальные линии на рисунке 2.23 (А) идентифицируют момент начала сканирования плазмы зондом. На протяжении первых 40 секунд были измерены параметры чистой аргоновой плазмы при Q_{Ar} = 7,1 см^3/мин, давление P = 5,2 Па. Напряжение самосмещения U_{dc} = - 256 В, концентрация электронов равно 3x10^{15} м$^{-3}$, температура электронов 1,9 эВ и потенциал плазмы 21 В.

После включения потока ацетилена начинается первая фаза роста наночастиц, чему свидетельствует резкое уменьшение напряжение самосмещения до U_{dc} = - 275 В (рисунок 2.22 А). Концентрация электронов тоже увеличивается до 3,5x10^{15} м$^{-3}$ - 4x10^{15} м$^{-3}$ (рисунок 2.22 В), в то время как температура электронов остается неизменной (рисунок 2.22 А) но потенциал плазмы уменьшается (рисунок 2.23 А). Данные изменения можно объяснить увеличением давления в камере за счет добавки ацетилена в основной газ аргон и изменением ионного состава плазмы за счет характерных сечений ионизации атомов и молекул данных газов. В течении первой фазы роста напряжение самосмещения и параметры плазмы не меняются, несмотря на то что в работе [100, с. 3] результаты сбора частиц и анализа с помощью сканирующего электронного микроскопа показали наличие наночастиц размером до 20 нм на данном этапе роста. Но надо отметить что возможно эффекты влияния наночастиц на плазму незаметны из-за их малого количества и размеров. И если они даже присутствуют, то их не удается зарегистрировать с помощью мониторинга напряжения самосмещения и зондовых измерений.



(А) - напряжение самосмещения разряда

Рисунок 2.22, лист 1 – Параметры плазмы в течении первых трех циклов роста наночастиц в плазме аргона Q_{Ar} = 7,1 см^3/мин и ацетилена Q_{C2H2} =1,2 см^3/мин при давлении P = 5,6 Па и мощности разряда 9 Вт

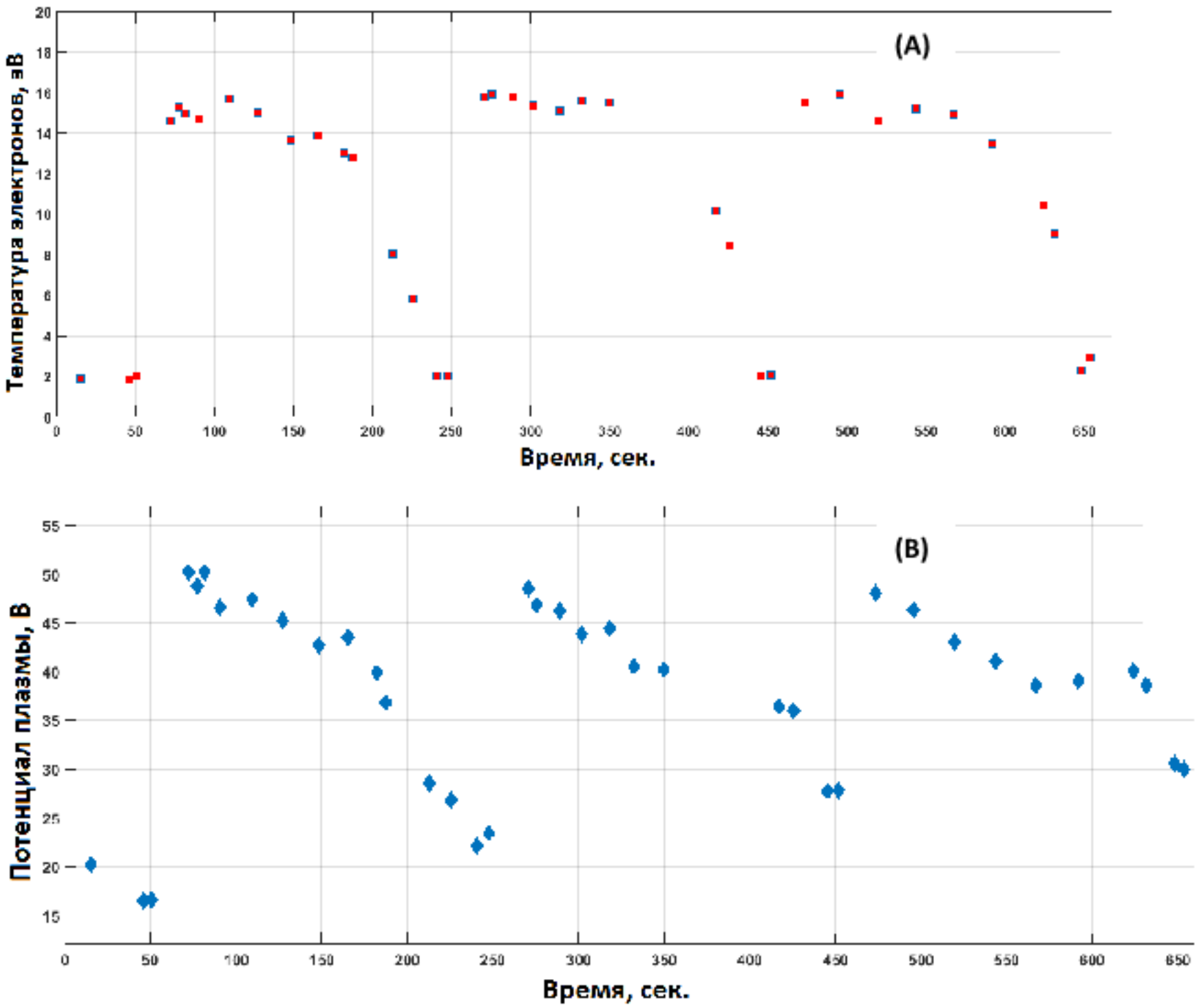


(B) - концентрация электронов плазмы

Рисунок 2.22, лист 2 – Параметры плазмы в течении первых трех циклов роста наночастиц в плазме аргона Q_{Ar} = 7,1 см^3/мин и ацетилена Q_{C2H2} =1,2 см^3/мин при давлении P = 5,6 Па и мощности разряда 9 Вт

После 50 секунд начинается вторая фаза роста наночастиц. На данном этапе U_{dc} резко увеличивается до – 200 В. Концентрация электронов уменьшается до 9×10^{14} м$^{-3}$ но температура электронов возрастает до 14-16 эВ. Плазма вокруг высокочастотного электрода уменьшается в объеме. При данной фазе идет интенсивный рост наночастиц за счет коагуляции и агломерации нанокристаллитов. Согласно измерениям [100, с. 4] размеры частиц достигают 50 нм. Как известно, при высокой плотности наночастицы обладают большой суммарной площадью поверхности. Это приводит к поглощению большого количества электронов за счет зарядки и соответственно к увеличению заряда отдельных частиц. Принимая во внимание условие квазинейтральности концентрация свободных электронов уменьшается. Также в работах [52, с. 3] измерение сдвига фаз между ВЧ напряжением и током разряда в процессе роста наночастиц показывает увеличение сопротивления плазмы, что, согласно определению электронной проводимости плазмы является результатом уменьшения плотности электронов

Снижение концентрации электронов приводит к уменьшению их частоты столкновений и к увеличению температуры электронов (рисунок 2.23 А) за счет увеличения длины свободного пробега. Измерение оптическими методами в работах [52, с. 2, 53, с. 3] показывают увеличение общей интенсивности свечения плазмы, что также означает рост средней энергии электронов.



(A) -температура электронов; (B) - потенциал плазмы

Рисунок 2.23 – Параметры в течении первых трех циклов роста наночастиц в плазме аргона Q_{Ar} = 7,1 см^3/мин и ацетилена Q_{C2H2} =1,2 см^3/мин при давлении P = 5,6 Па и мощности разряда 9 Вт

Зондовые измерения энергий распределения электронов в аргон – силановой плазме также подтверждают данное утверждение [55, с. 4]. В настоящей работе данные Ленгмюровского зонда показывают относительно высокую температуру электронов вплоть до 16 эВ. Это можно объяснить местоположением зонда в плазме. Как было сказано выше, в процессе роста наночастиц плазма уменьшается в объеме и сжимается к ВЧ электроду. Несмотря на то что наконечник зонда находится в области однородной плазмы в течение всего времени измерения, в конце второй фазы роста объем плазмы настолько маленький, что зонд располагается на границе плазмы слоя.

Известно, что в области плазменного слоя электроны имеют большую кинетическую энергию из за разреженной плазмы и за счет ускорения к электродам (стенки вакуумной камеры). Также надо отметить, что теория OML

для зондовых измерений в низкотемпературной плазме не рассчитана для области плазменного слоя. Вследствие этого, погрешности зондовых измерений в данной области очень существенны что и приводит к таким большим результатам измерения.

В течении третьей фазы роста напряжение самосмещения разряда U_{dc} постепенно возвращается к исходному значению. Концентрация электронов также падает монотонно, но температура электронов и потенциал плазмы уменьшаются. В данной фазе роста наночастицы имеют размер более 50 нм и отрицательный заряд за счет захвата электронов. Поэтому дальнейшее увеличение размеров наночастиц происходит не за счет коагуляции или агломерации, а за счет поверхностного роста. Поверхностный рост обусловлен прилипанием молекулярных образований и положительно заряженных ионов разных сортов вследствие ионизации ацетилена. Из-за сравнительно большого сечения захвата ионов, основной вклад в поверхностный рост идет со стороны положительно заряженных ионов по сравнению с нейтральными атомами и молекулами с малым сечением захвата [104]. Размеры частиц в конце данной фазы согласно предыдущей работе составляют около 142 нм. Медленное уменьшение плотности электронов несмотря на дальнейший монотонный рост размеров наночастиц можно объяснить расширением пылевого облака в размерах (с образованием войда в центре) в течении цикла роста. Изза данного расширения и отсутствия сильной электростатической ловушки из-за ассиметричности разряда пылевые частицы с большими размерами (соответственно с большим зарядом) выпадают за область однородной плазмы и осаждаются на поверхности нижнего электрода и стенок. Подробный анализ сил действующих на наночастицы в аргон – ацетиленовой плазме в течении всего единичного цикла роста показал, что решающими силами является кулоновская и гравитационны сила. При достижении определенного критического размера наночастицами действие этих сил приводит к полному выталкиванию облака из наночастиц за область однородной плазмы, чему свидетельствует резкое уменьшение напряжения самосмещения (рисунок 2.23 (А)) до U_{dc} = - 280 В в конце третьей фазы. После этого заканчивается один цикл роста наночастиц и обратно начинается первая фаза роста. Потенциал плазмы меняется пропорционально температуре электронов и в процессе роста увеличивается более чем в два раза и достигает до 50 В. Данные результаты согласуются с измерениями средней энергии ионов масс спектрометром. Мониторинг первых трех циклов роста наночастиц показывает что изменение параметров разряда из - за наличия пылинок и поведение плазмы повторяется с хорошей точностью.

В заключении можно сказать что представлены результаты зондового измерения температуры, плотности электронов и потенциала плазмы в аргон – ацетиленовой плазме ассиметричного ВЧ разряда (13,56 МГц) с наночастицами. Проблема загрязнения поверхности зонда заряженными наночастицами была решена с помощью применения «комплексной развертки» напряжения зонда и с помощью комбинации ионной бомбардировки с электронным нагревом.

Результаты были получены при разных фазах роста наночастиц и сравнены с измерением напряжения самосмещения разряда [105, 106]. Было показано, что концентрация электронов падает за счет поверхностного поглощения наночастицами в процессе зарядки, тогда как температура электронов и потенциал плазмы увеличиваются. Полученные данные с помощью зондового метода по исследованию влияния наночастиц на параметры плазмы могут быть полезны для дальнейшего детального понимания процессов синтеза наночастиц в низкотемпературной плазме.

2.4 Изучение плазменного кулоновского кристалла в условиях микрогравитации

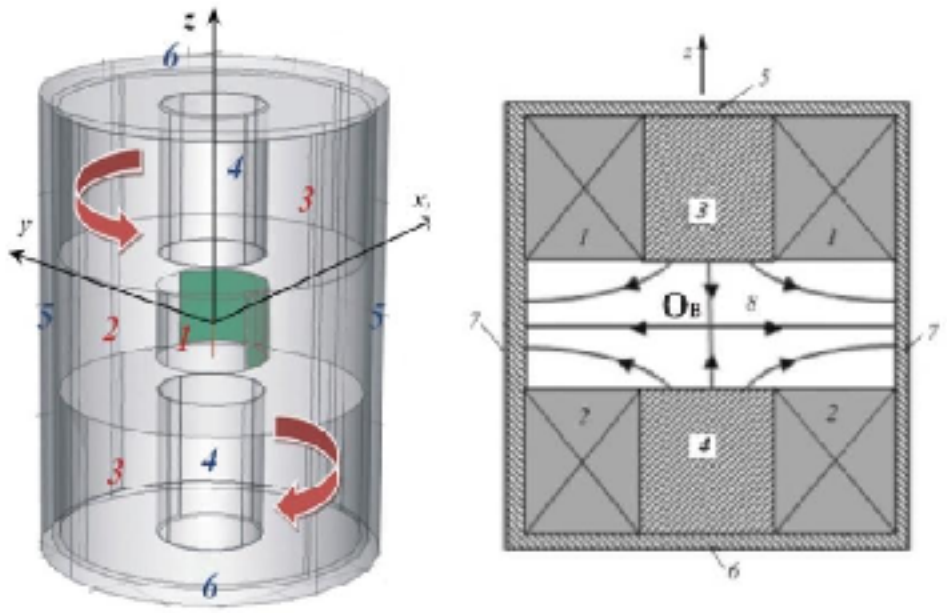
Изучение различных свойств и характеристик комплексных плазменно-пылевых образований и пылевой плазмы в условиях микрогравитации активно ведется уже на протяжении двадцати лет [1-3, 8]. Повышенный интерес всемирного научного сообщества к изучению систем заряженных частиц как пылевая плазма в невесомости обусловлена тем, что данный объект очень важен при исследовании как фундаментальных проблем, таких как эволюция Вселенной после большего взрыва, образования планет, туманностей и других астрофизических объектов из пыли в космической среде, так и при изучении самих свойств пылевой плазмы в отсутствии силы притяжения Земли. Система из заряженных диамагнитных частиц в разреженном газе или при обычном давлении тоже является интересным объектом, поскольку представляет собой более упрощенную модель плазменных пылевых образований. Для изучения такой системы был разработан эксперимент «Кулоновский Кристалл» и собран экспериментальный стенд, предназначенный для работы на борту МКС. Эксперимент предназначен для исследования динамических и структурных характеристик кулоновских систем, образуемых заряженными дисперсными диамагнитными микрочастицами в магнитной ловушке и для исследования процессов образования заряженными макрочастицами конденсированных пылевых сред - кулоновских кристаллов и кулоновских жидкостей.

В рамках эксперимента «Кулоновский кристалл» на борту МКС с 2010 года проводятся исследования свойств сильно взаимодействующих пространственно-упорядоченных структур заряженных частиц микронных размеров. Основная идея заключается в удержании заряженных частиц не электростатическими силами, которые ответственны за взаимодействие между ними. В данном эксперименте применяется магнитная ловушка антипробкотронного типа для диамагнитных частиц, в качестве которых используются частицы графита, обладающего наибольшей диамагнитной восприимчивостью. Проблема организации больших однородных структур заряженных диамагнитных частиц, как и в случае пылевой плазмы, была решена при выполнении экспериментов в условиях микрогравитации на борту космических аппаратов. В первых экспериментах на МКС в условиях микрогравитации показана принципиальная возможность формирования

кластеров с числом заряженных частиц ~10^3 в полях ~10^2 Гс с градиентами ~10^2 Гс/см.

В рамках экспедиции Казахстанского космонавта, была проведена очередная серия экспериментов на модернизированной установке «Кулоновский кристалл». Число частиц графита для формирования кулоновских структур увеличено на порядок величины, усовершенствована система видеонаблюдений, а зарядка частиц стала возможной до более высокого потенциала. Наблюдалось формирование кластера из заряженных и незаряженных частиц, возбуждение и затухание колебаний, а также его разрушение в электрическом поле.

Конструкция экспериментальной установки. Установка состоит из двух катушек электромагнита, расположенных на одной оси и разделенных промежутком 6 см. Токи в них направлены в противоположные стороны, поэтому и создаваемые ими магнитные поля противоположно направлены. Результирующее антипробкотронное поле имеет нулевую точку на оси между катушками (точка O_B). Между катушек вставляется один из сменных контейнеров, в центре которого помещается стеклянная ампула цилиндрической формы диаметром 52 мм и высотой 40 мм. Ампулы заполнены аргоном при атмосферном давлении и содержат частицы графита [22, 23]. Для зарядки частиц на оси ампулы находится центральный проволочный электрод диаметром 200 мкм.



1 - ампула с электродами и диамагнитными части, 2 - сменный контейнер, 3 - электромагниты, 4 - полость между магнитами, 5,6 - кожух

Рисунок 2.24 – Принципиальная схема экспериментальной установки

Внешний электрод располагается полукругом около стеклянной цилиндрической стенки и имеет диаметр 51 мм. Вторая половина стеклянной стенки свободна для проведения наблюдений. В рассматриваемых экспериментах применялись контейнеры № 9, 10, 11 и 12, содержащие частицы графита размером соответственно 100, 200, 300 и 400 мкм в количестве около

$3 \cdot 10^4$. Следует заметить, что как форму, так и дисперсность частиц графита трудно проконтролировать, поэтому в каждом контейнере, очевидно, содержались частицы более мелкого размера, чем номинальный. Для диагностики ансамбля частиц предусмотрены два типа подсветки: щелевой лазер и нижняя пластина из светящейся бумаги с возможностью включения и отключения (в контейнерах старой конструкции – постоянное освещение снизу). Электрический потенциал на центральном электроде в контейнерах № 9 и 12, как и ранее мог изменяться от 0 до 24 В, принимая значения 0, 6, 12 и 24 В. В контейнерах № 10 и 11 потенциал электрода увеличен в 6.25 раз, соответственно его возможные значения 0, 37.5, 75, 112.5 и 150 В.

В неоднородном магнитное поле **B** на любую частицу с массой m действует эффективная сила [22]

$$\mathbf{F}_B = (\chi m/2)\nabla(\mathbf{B}^2), \qquad (2.21)$$

где χ – удельная магнитная восприимчивость материала частицы. Для парамагнетиков $\chi > 0$, для диамагнетиков $\chi < 0$, поэтому диамагнитные тела выталкиваются в область локального минимума – "магнитной ямы", в данной установке – в точку O_B. Вокруг нее в области радиусом около 2 см, т.е. практически во всем объеме ампулы с частицами графита зависимость поля от координат с хорошей точностью является линейной. При максимальном значении тока в обеих катушках $i_{\max}$ = 6.5 А градиент поля вдоль оси электромагнита 400 Гс/см; в плоскости симметрии поля, проходящей через точку O_B, радиальный градиент в два раза меньше – 200 Гс/см, что характерно для антипробкотрона. На оси симметрии z магнитное поле направлено вдоль этой оси и в линейном приближении:

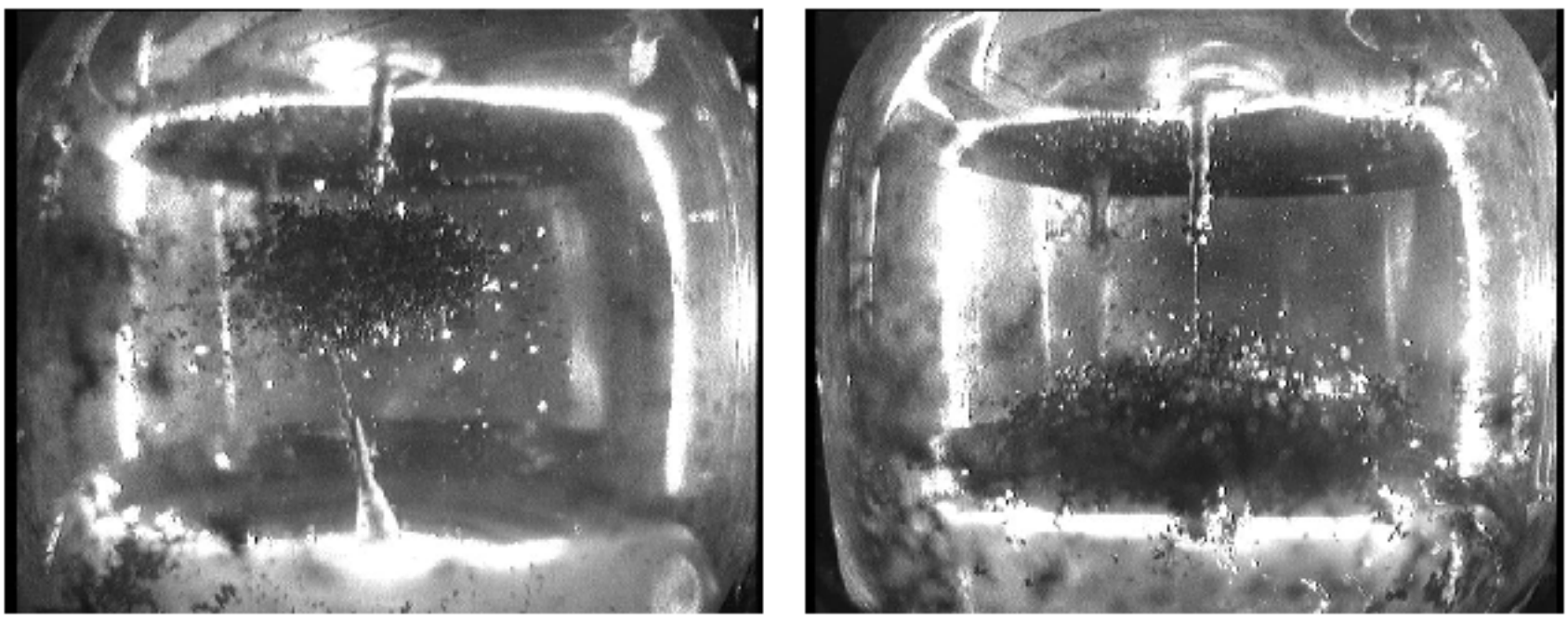
$$B_z = c(i_2 - i_1) - b(i_1 + i_2)z\,, \qquad (2.22)$$

где i_1 (i_2) – ток в верхней (нижней) катушке, координата z отсчитывается от точки O_B при $i_1 = i_2$. При $i_1 \neq i_2$ точка O_B (дно магнитной ямы) смещается и находится при

$$z_0 = c(i_2 - i_1) / b(i_1 + i_2)\,. \qquad (2.23)$$

Коэффициент b = 400/13 Гс/(А·см) определен по данным предварительных (наземных) измерений, коэффициент c найден в по данным наблюдений за поведением ансамбля частиц в условиях микрогравитации, c = 115 Гс/А. В линейном приближении радиальная составляющая магнитного поля B_ρ = $(200/2i_{\max})(i_1 + i_2)\rho$ Гс. Ток в обмотках электромагнита помимо нулевого может принимать четыре значения – 30, 50, 70 и 100% максимального. Напряжение между электродами, как указано выше, также изменяется дискретно. Следует отметить, что в силу некоторых конструкционных особенностей ампула размещалась не вполне симметрично относительно катушек электромагнита, поэтому точка O_B при $i_1 = i_2$ располагалась несколько выше визуального центра ампулы.

В рамках экспедиции в МКС проводились эксперименты поочередно с контейнерами № 9–12. Формирование кластера осуществлялось из заряженных частиц, а также из нейтральных с последующей их зарядкой. До эксперимента частицы графита в основном находятся на стенках ампулы. После встряхивания они заполняют её объем и под действием магнитного поля собираются в магнитную яму, образуя кластер. Если на центральный электрод уже подан потенциал, происходит зарядка частиц при соприкосновении с ним, в противном случае кластер формируется из незаряженных частиц. Положение кластера на оси z зависит от соотношения токов в катушках. На рис. 2.25 показаны кластеры, сформированные из нейтральных и заряженных частиц. В первом случае отношение толщины к диаметру кластера близко к 0.5, во втором – к 0.3, что соответствует теории в приближении сплошной среды для антипробкотронного магнитного поля. На рисунке 2.25а положение кластера определяется токами в катушках $i_1 = 0{,}5\ i_{max}$ и $i_2 = 0{,}5\ i_{max}$, на рисунке 2.25б – $i_1 = 0{,}5\ i_{max}$ и $i_2 = 0{,}3\ i_{max}$.



(а) (б)

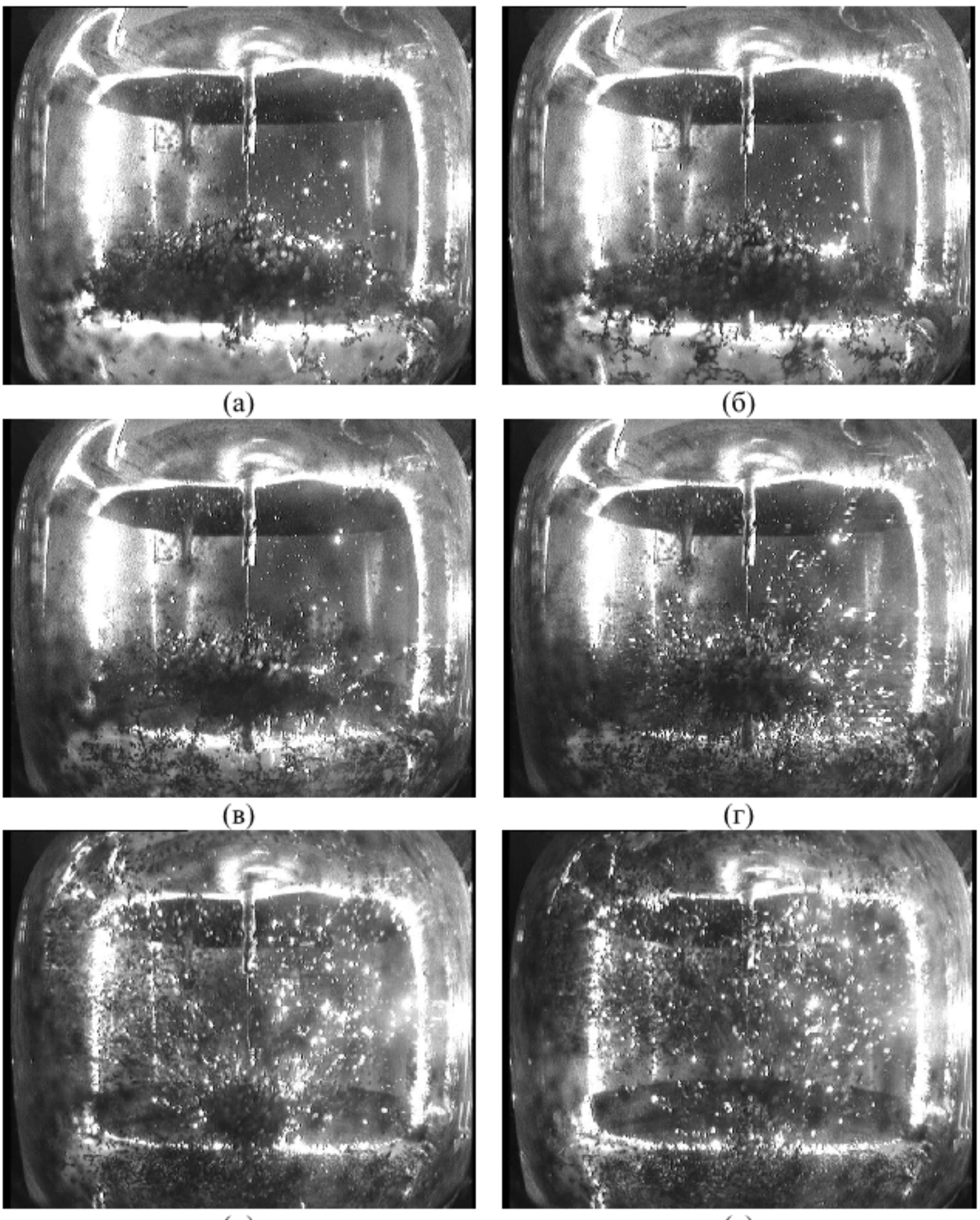
а - нейтранльные частицы, отношение толщины к диаметру кластера около 0.5
б - заряженные частицы, отношение толщины к диаметру кластера около 0.3

Рисунок 2.25 – Кластеры сформированные из диамагнитных частиц графита

Равновесное положение кластера зависит от соотношения токов в катушках электромагнита, его центр масс находится в точке O_B, определяемой по (2.23). При изменении тока в одной из катушек положение точки O_B смещается, кластер оказывается в неравновесном состоянии, и возбуждаются его колебания около нового положения этой точки. После затухания колебаний по смещению кластера относительно его первоначального положения находился коэффициент c. Для определения удельной магнитной восприимчивости χ графита измерялась частота колебаний ω и постоянная затухания δ.

Как показали эксперименты, сформированный кластер практически не реагирует на изменение потенциала центрального электрода от 0 до 24 В. В данных экспериментах производилось увеличение потенциала на центральном электроде в контейнере № 11 до максимального значения 150 В при токах в катушках электромагнита $i_1 = 0.5i_{max}$ и $i_2. = 0.3i_{max}$. При этом кластер находился вблизи нижней пластины, на расстоянии от нее менее своей толщины. Повышение потенциала от нуля до 150 В происходило за четыре шага по 37.5 В каждый с интервалом между ними около 15 с. Постепенное изменение состояния кластера показано на рисунке 2.26. После первого шага начинается уход незначительного числа частиц с нижней поверхности кластера в виде вытягивающихся в сторону нижней пластины нескольких цепочек частиц (рисунок 2.26 а). После переключения потенциала на второй уровень (75 В) этот процесс заметно активизируется (рисунок 2.26 б). Переключение потенциала на следующий уровень (112.5 В) приводит к лавинообразному росту цепочек и заметной потери объема кластера (до половины) за 15 с (рисунок. 2.26 в). Частицы как индивидуально, так и в виде цепочек покидают кластер не только в сторону нижней пластины, но и в сторону боковых стенок. При включении максимального потенциала 150 В происходит интенсивный разлет частиц (рисунок 2.26г), начиная с наружных слоев, приводящий к полному разрушению оставшейся части кластера за 8 с (рисунок 2.26д,е). Скорость разлетающихся частиц составляет от одного до нескольких сантиметров в секунду. Разлет происходит по всем направлениям, но вниз в основном устремляются по-прежнему цепочки (рисунок 2.26 г,д), по остальным направлениям – отдельные частицы. В конце разлета движение частиц вниз отсутствует (рисунок 2.26 д,е). Заметная доля частиц, достигая внешнего электрода, перезаряжается и возвращается к центру ампулы.

Разлет частиц кластера при повышении потенциала на центральном электроде объясняется увеличением заряда частиц и соответственным превышением сил электростатического отталкивания над удерживающими силами ловушки. Из сопоставления визуального объема кластера с общим числом составляющих его частиц можно заключить, что среднее расстояние между центрами частиц около 0.05 см. Частицы графита могут образовывать фрактальные и нитевидные (цепочечные) структуры, что наблюдается и в данном эксперименте при разрушении кластера. По-видимому, внутренняя структура кластера также формируется из соприкасающихся друг с другом частиц, образующих проводящие цепочки, так как графит является проводящим материалом. При подаче потенциала на центральный электрод по этим цепочкам заряд перетекает на внешние частицы. Частицы, на которых скапливается достаточный заряд, покидают кластер. При разлете внешнего слоя заряжается следующий, и т.д. пока кластер не распадется. Прекращение движения частиц вниз, видимо, связано с насыщением близко расположенной нижней пластины заряженными частицами.



(а) (б)

(в) (г)

(д) (е)

Напряжение на электроде: (а) – 37,5 В, (б) – 75 В, (в) - 112.5 В, (г), (д), (е) - 150 В.

Рисунок 2.26 – Разлет частиц кластера при повышении потенциала на центральном электроде.

Параметр c и удельная магнитная восприимчивость. При возбуждении колебаний кластера переключением токов в катушках движение его центра тяжести вдоль оси описывается уравнением

$$\frac{d^2z}{dt^2} + 2\delta\frac{dz}{dt} = \frac{F_B}{M}, \tag{2.24}$$

где δ - декремент затухания, M – масса кластера. Из (2.21) и (2.22) для силы магнитного поля получим: $F_B / M = \chi b[b(i_1 + i_2)^2 z - c(i_2^2 - i_1^2)]$.

Начальное положение центра тяжести неподвижного кластера $z(0)$ определяется токами до переключения. Решение (2.24) имеет вид

$$z(t) = z(0) + \left(z(0) + \frac{c}{b}\frac{i_1 - i_2}{i_1 + i_2} \right)\left\{ e^{-\delta t}\left[\cos(\omega t) + \frac{\delta}{\omega}\sin(\omega t) \right] - 1 \right\}, \tag{2.25}$$

где

$$\omega = \sqrt{|\chi| b^2 (i_1 + i_2)^2 - \delta^2}\ . \tag{2.26}$$

После затухания колебаний (формально при $t \to \infty$) центр тяжести кластера останавливался в точке z_0, определяемой формулой (2.23) с токами после переключения. Таким образом, измерив смещение кластера $z_0 - z(0)$, можно определить константу c по (2.23). Измерив частоту колебаний ω и постоянную затухания δ, по (2.26) можно найти удельную магнитную восприимчивость χ материала частиц.

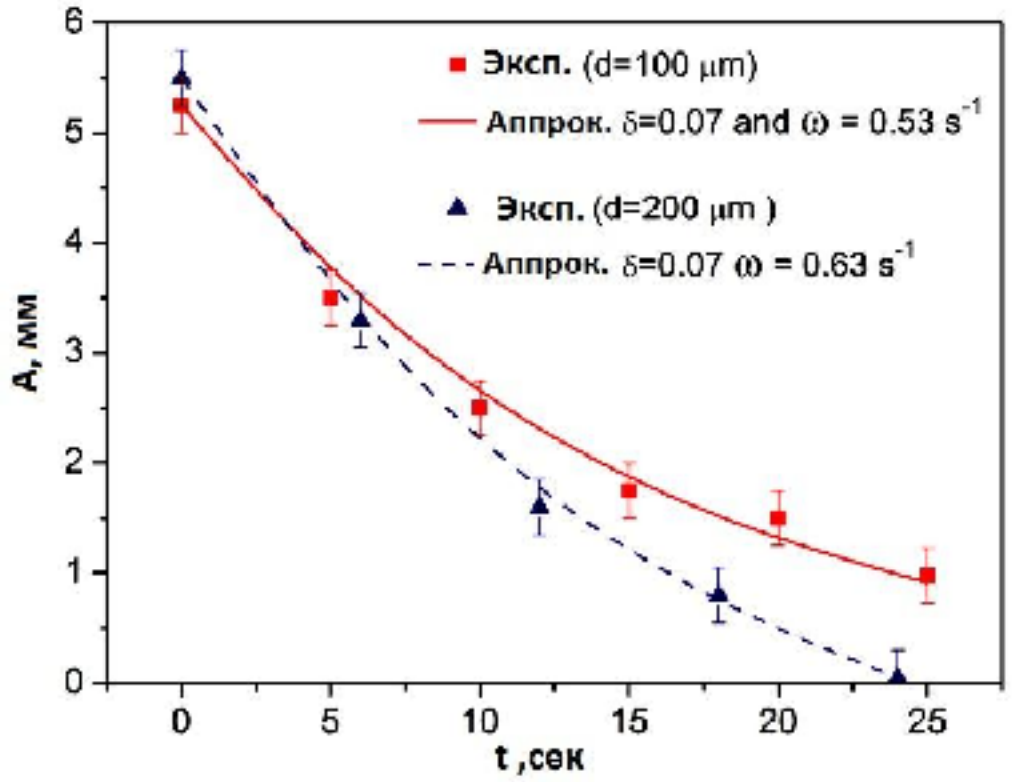
Кластера не являются сплошной средой, с другой стороны его нельзя аппроксимировать как набор частиц разделенных определенным расстоянием. Так же, вокруг кластера левитируют некоторое количество отдельных частиц (расчет концентраций которых затруднено поскольку иметься только двумерная картина слоя освещенного лазером). Вследствие этого может оказаться, что необходимо учитывать коррекцию вязкости газа за счет вкрапления этих частиц. Все это затрудняет теоретически расчет коэффициента затухания колебании кластера.

При увеличении тока i_1 от $0.5i_{max}$ до $0.7i_{max}$ и неизменном токе $i_2 = 0.5i_{max}$ возбуждались колебания кластера в контейнере № 9 (частицы 100 мкм), после их затухания получено значение $z_0 = -0.65 \pm 0.02$ см, по которому определена константа $c = 120 \pm 4$ Гс/А (погрешность связана с точностью определения положения центра тяжести кластера по видеозаписи). По частоте $\omega = 0.53$ с$^{-1}$ и постоянной затухания $\delta = 0.07$ колебаний кластера из частиц графита размером $d = 100$ мкм найдена удельная магнитная восприимчивость их материала $\chi = 5\times10^{-6}$ см^3/г.

В контейнере № 10 ($d = 200$ мкм) колебания кластера возбуждались при увеличении тока i_2 от $0.5i_{max}$ до $0.7i_{max}$ (ток $i_1 = 0.7i_{max}$ не менялся). По смещению центра кластера из положения $z(0) = -0.66 \pm 0.02$ см в $z_0 = 0$ получено значение $c = 122 \pm 4$ Гс/А, что также согласуется с указанными выше.

В этом эксперименте найдены значения $\omega = 0.63\ с^{-1}$, $\delta = 0.07$, по которым определена удельная магнитная восприимчивость $\chi = 5.1\times10^{-6}$ см^3/г.

Затухание амплитуды колебании по времени в случае кластеров с частицами размера 100 мкм и 200 мкм приведено на рисунке 2.27. Как видно, в обеих случаях, период колебании кластера остается постоянным по времени. Наблюдения за колебаниями кластера показало, что при смешении от точки равновесия вдоль оси контейнера кластер немного поворачивать вокруг собственной оси симметрии на угол не больше 20 градусов . Это указывает на тот факт, что центр масс кластера не совпадает с нулевой точкой магнитного поля при заданных значениях токов на катушках. Однако, все диамагнитные частицы подвержены силе которая стремиться собрать их в точке с нулевым магнитным полем. Причиной того, что в результате действия этой силы центр масс кластера не совпадает с нулевой точкой магнитного поля является, во первых, прилипание частиц и образование фрактальных структур в процессе формирования кластера и , во вторых, в процессе формирования кластера, после встряхивания контейнера, поток частиц в точку с нулевым магнитным полем не однороден по различным направлениям. Таким образом, эксперименты по возбуждению колебании кластера подтверждают тот факт, что в объеме больших кластеров с числом частиц порядка 10^4 имеет место формирования фрактальных структур.



Точки - экспериментальные данные, сплошная кривая аналитическое приближение $A \sim \exp(-\delta t)$

Рисунок 2.27 – Амплитуда колебании центра тяжести облака частиц

В контейнере № 11 (d = 300 мкм) колебания возбуждались при увеличении тока i_1 от $0.3i_{max}$ до $0.5i_{max}$ (ток $i_2 = 0.3i_{max}$ не менялся). После затухания колебаний по положению центра кластера $z_0 = -1.01 \pm 0.03$ см определено

значение параметра c = 124 ± 4 Гс/А, которое в пределах погрешности согласуется с вышеприведенным результатом. В этом эксперименте не удалось определить ω и δ, так как кластер коснулся нижней пластины, что нарушило регулярность колебаний, и они быстро затухли. Поэтому не определена и магнитная восприимчивость.

Оценка распределение заряда по поверхности проводящего эллипсоида вращения. Для простоты будем полагать все частицы одинаковыми и имеющими сферическую форму. В предположении однородного заполнения частицами объема проводящего кластера в виде сплюснутого эллипсоида вращения оценим распределение заряда по его поверхности, полный заряд кластера и заряд, приходящийся на одну частицу. Потенциал ϕ_0 и поверхностная плотность заряда σ произвольного проводящего эллипсоида с полуосями a, b и c определяются формулами:

$$\phi_0 = \int_0^\infty \frac{Ads}{2\left[(a^2+s)(b^2+s)(c^2+s)\right]^{1/2}}, \tag{2.27}$$

$$\sigma(x,y,z) = \frac{A}{4\pi abc\left(\frac{x^2}{a^4}+\frac{y^2}{b^4}+\frac{z^2}{c^4}\right)^{1/2}}, \tag{2.28}$$

где A – константа. В случае сплюснутого эллипсоида вращения ($b = a > c$) интеграл (2.27) берется в элементарных функциях:

$$\phi_0 = \frac{A}{\sqrt{a^2-c^2}}\arccos\frac{c}{a}, \tag{2.29}$$

а поверхностную плотность заряда (2.28) можно представить как функцию одной переменной, например, z, так как радиальная $\rho = \left(x^2+y^2\right)^{1/2}$ и осевая z координаты связаны уравнением эллипсоида вращения $\rho^2/a^2 + z^2/c^2 = 1$. Исключая из (2.28) и (2.29) константу A, получим

$$\sigma(z) = \frac{c\phi_0}{4\pi a\left(\frac{c^4}{a^2-c^2}+z^2\right)^{1/2}\arccos\frac{c}{a}}. \tag{2.30}$$

При равномерном распределении частиц по объему кластера в его поверхностном слое толщиной равной их диаметру d находится число частиц $N_S = NSd/V$, где N – полное число частиц в кластере, S – площадь его поверхности, $V = (4/3)\pi a^2 c$ – его объем. В результате находим заряд частицы в поверхностном слое кластера

$$q(z) = \sigma(z)\frac{S}{N_S} = \sigma(z)\frac{V}{Nd} = \frac{4\pi a^2 c}{3Nd}\sigma(z). \tag{2.21}$$

На краю кластера – в области максимальной кривизны его поверхности (z = 0, $\rho = a$), подставляя (2.30) в (2..31), для заряда частицы получим

$$q(0) = \frac{\phi_0 a\sqrt{a^2-c^2}}{3Nd\arccos(c/a)}. \tag{2.32}$$

В области минимальной кривизны поверхности ($z = c$, $\rho = 0$) поверхностная

плотность заряда (2.30) будет в a/c раз меньше и, следовательно, заряд частицы $q(c)$ также будет в a/c раз меньше.

Полный заряд сплющенного эллипсоида вращения

$$Q = \int_0^c 4\pi\rho\sqrt{1+\left(\frac{d\rho}{dz}\right)^2}\sigma(z)dz = \phi_0\frac{\sqrt{a^2-c^2}}{\arccos(c/a)}. \qquad (2.33)$$

Из сравнения (2.33) с (2.29) следует, что в случае эллипсоида вращения константа A имеет смысл его полного заряда.

В антипробкотронной ловушке для кластера из первоначально незаряженных частиц, $c = a/2$. После его зарядки под потенциалом ϕ_0 трение между соприкасающимися частицами препятствует изменению его формы, и отношение c/a практически не меняется. В этом случае из (2.30), (2.32) и (2.33) получим соответственно

$$\sigma(z) = \frac{3\sqrt{3}\phi_0}{4\pi^2\sqrt{a^2+12z^2}}, \qquad q(0) = \frac{\sqrt{3}a^2\phi_0}{2\pi Nd}, \qquad Q = \frac{3\sqrt{3}}{2\pi}a\phi_0. \qquad (2.34)$$

Оценка заряда по скорости разлета частиц. Заряд разлетающихся частиц q, зная их массу m_p, можно оценить по скорости их разлета на последней стадии разрушения кластера, которая для частиц размером d = 300 мкм, по данным видеозаписи составляет 1–4.5 см/с. Движение частиц в магнитной ловушке после включения электрического поля **E** описывается уравнением

$$m_p\frac{d^2\mathbf{r}_k}{dt^2} = \sum_l F(|\mathbf{r}_{kl}|)\frac{\mathbf{r}_{kl}}{|\mathbf{r}_{kl}|} + \mathbf{F}_{kB} + q\mathbf{E}(\mathbf{r}_k) + \mathbf{f}_k, \qquad (2.35)$$

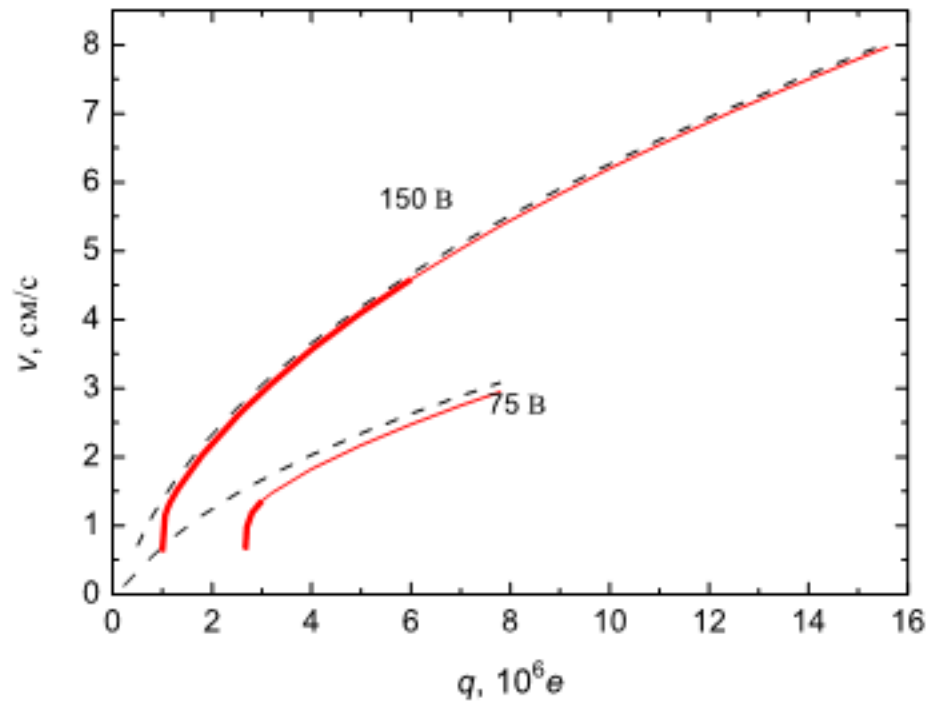
где $\mathbf{r}_k$ – радиус-вектор центра частицы k относительно начала координат (точки O_B при $i_1 = i_2$); $\mathbf{r}_{kl} = \mathbf{r}_k - \mathbf{r}_l$; $F(r) = q^2/r^2$ – сила кулоновского взаимодействия между частицами, (полагаем, что все частицы несут одинаковый заряд q); $\mathbf{F}_{kB} = (\chi m_p/2)\nabla\left(\mathbf{B}^2(\mathbf{r}_k)\right)$ – сила удержания частицы магнитным полем. Электрическое поле между электродами приближенно считаем цилиндрически симметричным, что вблизи центрального электрода вполне допустимо. В этом случае напряженность поля можно представить в виде $|\mathbf{E}(\mathbf{r}_k)| = \frac{\phi_0}{\rho_k\ln(R_2/R_1)}$, где $\rho_k = \sqrt{x_k^2+y_k^2}$, R_1 и R_2 – соответственно радиусы центрального и внешнего электродов, направление $\mathbf{E}(\mathbf{r}_k)$ совпадает с направлением составляющей вектора $\mathbf{r}_k$ перпендикулярной оси z. Сила трения в буферном газе определяется по формуле Стокса: $\mathbf{f}_k = -3\pi\eta d\frac{d\mathbf{r}_k}{dt}$, где η – динамическая вязкость газа.

Для оценки q упростим уравнение (2.35). Будем рассматривать движение частицы в плоскости x–y, и заменим взаимодействие со всеми частицами взаимодействием с суммарным зарядом кластера Q, расположенным в его центре. Таким образом, первый член в правой части (2.35) преобразуется в qQ/ρ^2. В результате получим уравнение

$$m_p \frac{d^2\rho}{dt^2} = \frac{qQ}{\rho^2} - m_p|\chi|(B'_\rho)^2\rho + \frac{q\phi_0}{\rho \ln(R_2/R_1)} - 3\pi\eta d\frac{d\rho}{dt}, \qquad (2.36)$$

где $B'_\rho = dB_\rho / d\rho = 200(i_1 + i_2)/(2i_{\max})$ Гс/см.

Перед последней стадией разрушения (при ϕ_0 = 150 В) радиус кластера a = 0.9 см, при этом он уже потерял около половины своего объема (рисунок 2.26 в); будем считать, что осталось 1.5×10^4 частиц. При плотности графита 2.1 г/см^3 и диаметре частицы 300 мкм ее масса $m_p = 3\times10^{-5}$ г. Удельную магнитную восприимчивости графита этих частиц, как отмечено выше, не удалось получить по колебаниям кластера, поэтому возьмем значение $\chi = -5.1\cdot10^{-6}$ см^3/г, найденное для частиц меньшего размера (d = 200 мкм) в данной работе. Динамическая вязкость аргона при нормальных условиях $\eta = 2.2\times10^{-4}$ г/(см с). Распад кластера, показанный на рисунке. 2.26 г-е, наблюдался при токах в верхней и нижней катушках соответственно $i_1 = 0.5i_{\max}$ и $i_2 = 0.3i_{\max}$, поэтому в линейном приближении радиальный градиент магнитного поля $dB_\rho / d\rho = 0.4\times 200$ Гс/см. При ϕ_0 = 150 В согласно (14) получим $Q = 8\times10^8 e$ и $q(0) = 5\times10^5 e$. Подставляя указанные параметры в уравнение (2.36), решаем его с начальными условиями $\rho(0) = a$, $d\rho/dt|_0 = 0$ и находим время t_p = 2.3 с, за которое частица достигнет внешнего электрода, и ее среднюю скорость $v_p = (R_2 - a)/t_p = 0.71$ см/с. Эта скорость меньше скорости наиболее медленных частиц, зафиксированных по видеозаписи эксперимента, хотя сопоставима с ними, и почти на порядок величины меньше скорости наиболее быстрых. Такое положение можно объяснить, по-видимому, тем, что частицы не одинаковые, находятся на поверхности кластера в разных условиях, и заряд между ними распределяется неравномерно. Разлетаются в первую очередь частицы, получившие больший заряд, и они же наиболее заметны на видеозаписи. Приближенная зависимость средней скорости частицы v от ее заряда, полученная из решения (2.36), показана верхней штриховой кривой на рисунке 2.28. Максимально возможный заряд, если частица заряжается, например, непосредственно от центрального электрода, $q_{\max} = \phi_0 d/2$. Для приведенных условий $q_{\max} = 1.56\times10^7 e$. Средняя скорость частицы с максимальным зарядом $v_{\max} \approx 8$ см/с, но частиц с такими скоростями по видеозаписи обнаружить не удалось. На основании этой кривой и зафиксированных скоростей частиц можно заключить, что их заряды находятся в диапазоне $(1–7)\times10^6 e$.



Для потенциала центрального электрода 150 В (верхние кривые) и 75 В (нижние кривые) без учета (штриховые кривые) и с учетом (сплошные красные кривые) влияния аутогезии. Жирная часть сплошных кривых соответствует реализуемым значениям заряда

Рисунок 2.28 – Оценка средней скорости частицы размером 300 мкм в зависимости от ее заряда при разлете кластера при разных потенциалах центрального электрода

Нижняя штриховая кривая на рисунке 2.28 получена так же из решения (2.36) для такой же частицы, но при $\phi_0 = 75$ В. Эти оценки показывают, что при потенциале на центральном электроде $\phi_0 = 75$ В частицы должны разлетаться, хотя и с меньшими скоростями. Но этого не наблюдается. Причиной может быть аутогезия графита, приводящая к слипанию соприкасающихся частиц и препятствующая их вылету из кластера, которая не учитывается уравнениями (2.35) и (2.36). Такой вывод подтверждают результаты экспериментов в наземных условиях с кластерами, состоящими из малого количества. В этих экспериментах наблюдалось образование агломератов слипшихся частиц, которые не удавалось разъединить при нанесении на них заряда прикосновением зонда под потенциалом. При увеличении потенциала частицы вылетали из магнитной ловушки либо разъединившись, либо целым агломератом. В некотором смысле это является аналогом наблюдавшегося в данном эксперименте отделения от кластера, как отдельных частиц, так и нитевидных комплексов. Образование таких нитевидных комплексов также подтверждает важность сил аутогезии в процессах эволюции кластера в антипробкотронной ловушке.

Чтобы учесть этот эффект добавим в правую часть уравнения (2.36) дополнительный член, запирающий частицы с малыми скоростями вблизи кластера, действующий только на расстоянии от него порядка размера частицы d. Для приближенной оценки запишем его в виде

$$-C\exp\left[\frac{-(\rho-a)^2}{d^2}\right], \qquad (2.37)$$

где коэффициент C выберем так, чтобы при ϕ_0 = 150 В запирались частицы с ненаблюдаемыми в эксперименте скоростями v < 1 см/с, т.е., как показывают наши оценки, с зарядами $q < 10^6 e$. Для этого положим C = 9 см/с^2. Тогда при ϕ_0 = 75 В будут заперты частицы с зарядами $q < 2.7\times10^6 e$. При этом на скорость частиц с более высокими зарядами член (2.37) практически не влияет. Теперь заметим, что при ϕ_0 = 150 В максимальные наблюдаемые скорости соответствуют зарядам частиц на уровне 40% от максимально возможного q_{max}; часть сплошной кривой, соответствующая реализуемой области зарядов на riceyrt 2.28 показана толстой. Если экстраполировать этот результат на случай ϕ_0 = 75 В, то, то с учетом приближенности сделанных оценок становится понятным, почему в этом случае не наблюдается разлет частиц из кластера. Частицы с зарядами более $q \approx 3\times10^6 e$ отсутствуют, а с меньшими зарядами заперты вследствие аутогезии.

В итоге, проанализированы движения нейтральных и заряженных диамагнитных частиц плазменного кулоновского кристалла в магнитном поле пробкотронного типа в условиях микрогравитации. Выявлено интересное поведение кулоновского кристалла при разных соотношениях электрических и магнитных полей. Также получен эффект разрушения и «кулоновский взрыв» полученных структур при больших значениях электрического поля. Определено распределение по скоростям и заряд разлетающихся частиц.

В **заключении** по результатам исследования и диагностики свойств низкотемпературной комплексной плазмы при низких давлениях можно сказать что было детально изучено взаимодействие одиночного зонда с уединенной пылинкой и плазменно - пылевыми образованиями [107, 108] в стратах тлеющего разряда. Был экспериментально определен радиус свободной области от пылевых частиц вокруг электрического зонда. Установлена зависимость его размеров от приложенного потенциала на зонд. Результаты были сравнены при разных условиях разряда На основе измерений размера области вокруг электрического зонда, свободной от пылевых частиц, был предложен новый метод диагностики буферной плазмы, который может быть применен вместо традиционной зондовой диагностики, без использования ВАХ. Метод может использоваться параллельно с зондовой диагностикой, а так же в тех случаях, когда получение корректной ВАХ затруднено. Также исследована температура электронов пылевой и буферной плазмы газового разряда в смесях инертных газов (гелий+аргон) в ВЧЕР разряде. Зондовым методом измерено аксиальное распределение температуры электронов в буферной плазме ВЧ разряда гелия и в смеси гелия с аргоном. Результаты измерения показывают резкое увеличение температуры электронов в при-электродных областях по сравнению с областью однородной плазмы где наблюдается относительно равномерное распределение температуры электронов. Представлены результаты зондового измерения температуры, плотности электронов и потенциала плазмы в аргон –

ацетиленовой плазме ассиметричного ВЧ разряда (13,56 МГц) с наночастицами. Проблема загрязнения поверхности зонда заряженными наночастицами была решена с помощью применения «комплексной развертки» напряжения зонда и с помощью комбинации ионной бомбардировки с электронным нагревом. Результаты были получены при разных фазах роста наночастиц и сравнены с измерением напряжения самосмещения разряда. Было показано, что концентрация электронов падает за счет поверхностного поглощения наночастицами в процессе зарядки, тогда как температура электронов и потенциал плазмы увеличиваются. Был опредлены параметры кластера и заряд частиц в процессе распада кластеров в плазменных кулоновских кристаллах.

В следующей главе диссертационной работы представлены результаты по сборке, наладке экспериментальных установок и диагностике низкотемпературной комплексной плазмы диэлектрического барьерного разряда при атмосферном давлении.

3 ДИАГНОСТИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Традиционно низкотемпературная плазма, применяемая для лабораторных и промышленных (технологическая плазма) целей, генерируется в среде разреженных инертных газов (*низкие давления*) или в их смесях с химический активными газами. При определенных условиях, с повышением давления вплоть до атмосферных, ток разряда резко увеличивается за счет высокой концентрации заряженных частиц, что в свою очередь обусловлено сравнительно высокой плотностью плазмообразующего газа. Увеличение тока приводит к повышению температуры газа и плазмы за счет джоулева нагрева и переходу режима горения разряда от равномерного тлеющего к так называемым высокотемпературным разрядам как дуговой или искровой. Кроме увеличения температуры наблюдается образование неоднородностей и стримерных каналов. Поэтому получение "низкотемпературной" газоразрядной плазмы при атмосферном давлении и их применение для обработки термочувствительных поверхностей является очень важной задачей. Благодаря развитию таких типов газовых разрядов как коронный и диэлектрический барьерный разряд (ДБР), открылась новая возможность получения и применения "холодной" плазмы при атмосферном давлении и в комнатных условиях. Диэлектрическим барьерным разрядом называется тип разряда где один или оба металлических электрода покрыты тонким слоем диэлектрика. Диэлектрик служит для ограничения плотности тока при высоковольтных приложенных напряжениях и таким образом является барьером для перехода низкотемпературной плазмы в высокотемпературную. Газоразрядная плазма диэлектрического барьерного разряда при атмосферном давлении является *комплексной средой* за счет содержания электронов, ионов, нейтральных атомов, метастабильных атомов, отрицательных ионов, химический активных радикалов и ионов и за счет постоянного наличия взаимодействия между плазмой и поверхностью материала - диэлектрика.

Плазма атмосферного давления (ПАД) получаемая на основе ДБР широко развивается в течении последнего десятилетия и уже активно используется в области плазменной медицины [109], для уничтожения раковых клеток [110], в агропромышленности [111], для обеззараживания воды и остаточных газов [112], для обработки поверхности различных материалов и в нанотехнологии [113]. Отсутствие громоздкого и недешевого вакуумного оборудования делает ПАД перспективным при его использовании в технологических процессах, в производственных линиях для обработки очень больших поверхностей и материалов. Поэтому первостепенной задачей является изучение различных физико - химических свойств, определение основных параметров и диагностика низкотемпературной комплексной плазмы ДБР при атмосферном давлении.

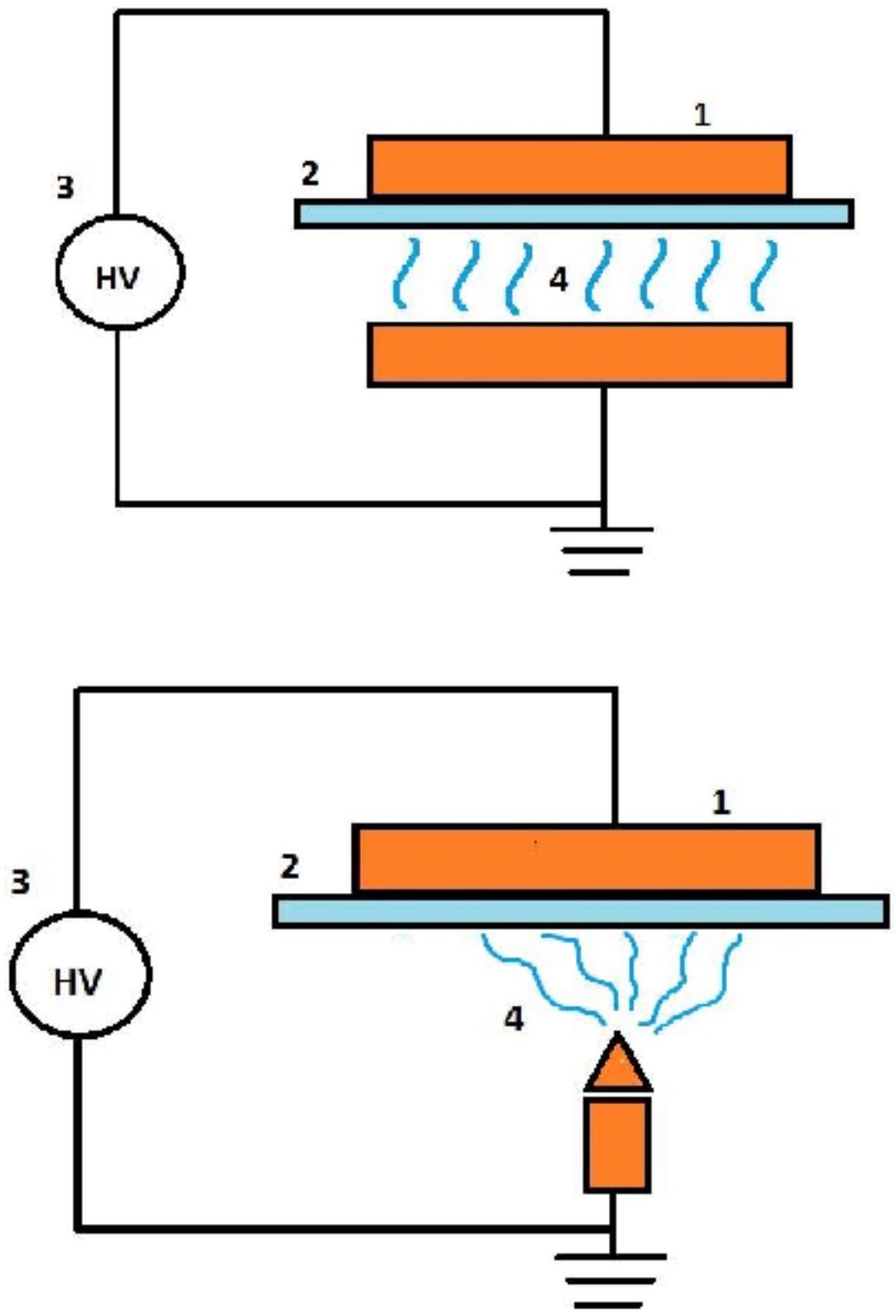
В данной главе диссертационной работы приведены результаты исследования и диагностики электрических, оптических и структурных свойств низкотемпературной комплексной плазмы объемного диэлектрического

барьерного разряда и так называемой плазменной струи при атмосферном давлении на основе ДБР.

3.1 Электрические и оптические свойства плазмы объемного диэлектрического барьерного разряда

При конструкции лабораторных и промышленных установок на основе ДБР в качестве диэлектрических барьеров используют обычное или борно-силикатное стекло, но перспективным считается применение в качестве барьеров керамики, эмалей, стекла и кварца. Важную роль при получении плазмы атмосферного давления в диэлектрическом барьерном разряде играет форма металлических и диэлектрических электродов. В частности существуют конфигурации как «плоскость-плоскость», «острие-плоскость», «поверхностное расположение электродов», «коаксиальное расположение электродов» и т.д. Система электродов барьерного разряда определяет основные электрические, оптические и энергетические свойства барьерного разряда. Поэтому, в процессе разработки экспериментальной установки на основе диэлектрического барьерного разряда были собраны две конфигурации электродной системы. Первая состоит из двух плоских электродов, один из которых покрыт диэлектрическим материалом. Во второй конфигурации заземленный электрод заменен металлическим стержнем с острым наконечником. За счет этого достигается эффект короны. Данный тип электродов широко применяется в копировальных аппаратах для заряда светочувствительного барабана, переноса порошка с барабана на бумагу и для снятия остаточного заряда с барабана, для очистки газов от пыли и сопутствующих загрязнений (электростатический фильтр), для диагностики состояния конструкций [114]. Ниже на рисунке 3.1 приведены принципиальные схемы электродных систем барьерного разряда.

Здесь 1 – металлические электроды, 2 – диэлектрик (оргстекло), 3 – высоковольтный источник питания, 4 – межэлектродное пространство (область генерирования разряда). Первый тип электродов используется для получения более однородной плазмы атмосферного давления при генерации озона и при обработке поверхностей материалов и тканей. Второй тип электродов, где присутствует эффект коронного разряда на острие заземленного электрода привлекателен тем, что при данной конфигурации электродов для возбуждения и ионизации атомов рабочего газа требуются более низкие значения напряженности электрического поля. Также, система электродов «острие-плоскость» часто используется для более точного и локального воздействия на поверхность обрабатываемого материала.



Верхний: «плоскость-плоскость», нижний: «острие-плоскость»

Рисунок 3.1 – Схема электродов барьерного разряда

Плоские электроды представляют собой медную пластину с диаметром d=45 мм, толщиной l = 4,5 мм. Поверхность электрода покрыта органическим стеклом с диэлектрической проницаемостью ε = 3,5 мм и толщиной l = 1,5 мм. Диаметр оргстекла больше чем диаметр металлического электрода. Это необходимо для предотвращения заброса микроразрядов плазмы по одиночным каналам вокруг электродов. Межэлектродное расстояние варьируется в пределах от 1 мм до 15 мм. На рисунке 3.2 показаны медный электрод и плазма диэлектрического барьерного разряда .

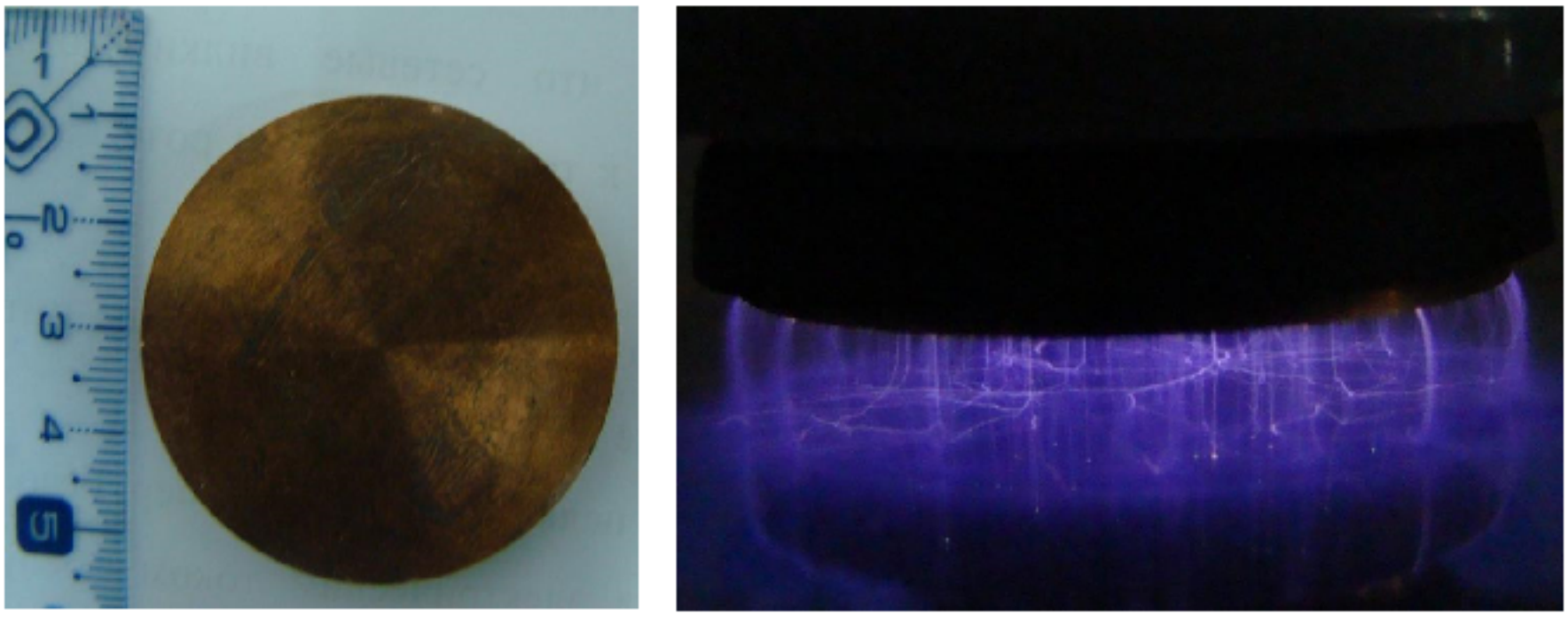


Рисунок 3.2 – Медные электроды применяемые для конфигурации «плоскость-плоскость» и плазма диэлектрического барьерного разряда при данной конфигурации

Как видно из рисунка, плазма барьерного разряда неоднородна и состоит из большого числа микроразрядов в межэлектродном пространстве. Физика образования микроразрядов основана на процессах образования и распространения стримеров с последующим разрушением плазменного канала. Стример- это волна ионизации, которая движется от анода к катоду навстречу движущейся электронной лавине [115]. Стримеры развиваются с большой скоростью и проходят зазор за несколько наносекунд. Электроны в проводящем канале рассеиваются примерно за 40 нс, в то время как тяжелые и медленно движущиеся ионы остаются в течение нескольких микросекунд. Осаждение электронов на диэлектрическом барьере анода завершается созданием на нем отрицательного заряда, который предотвращает образование новых лавин и стримеров в месте осаждения заряда, до тех пор, пока анод и катод не поменяются местами. После смены полярности, осажденный отрицательный заряд стимулирует развитие новой лавины и стримера в этом же месте. В результате образуется много микроразрядов, которые видны как яркие нити, заполняющие межэлектродное пространство. Остаток микроразряда стимулирует новый микроразряд в том же самом месте, когда полярность приложенного напряжения меняется. Таким образом, нитевидный разряд- это группа микроразрядов, возникающих в том же самом месте, независимо от смены полярности. Тот эффект, что остаток микроразряда не рассеивается полностью до образования нового микроразряда, называется "эффект памяти" [115, с. 15].

Для более детального изучения свойств диэлектрического барьерного разряда в стримерном режиме и для дальнейшего исследования механизмов возникновения микроразрядов была собрана система электродов «острие-плоскость». В качестве высоковольтного электрода в данном случае

использовался острый металлический стержень длиной *l=28* мм и диаметром *d = 8* мм. Экспериментальная установка в рабочем режиме показана на рисунке 3.3.

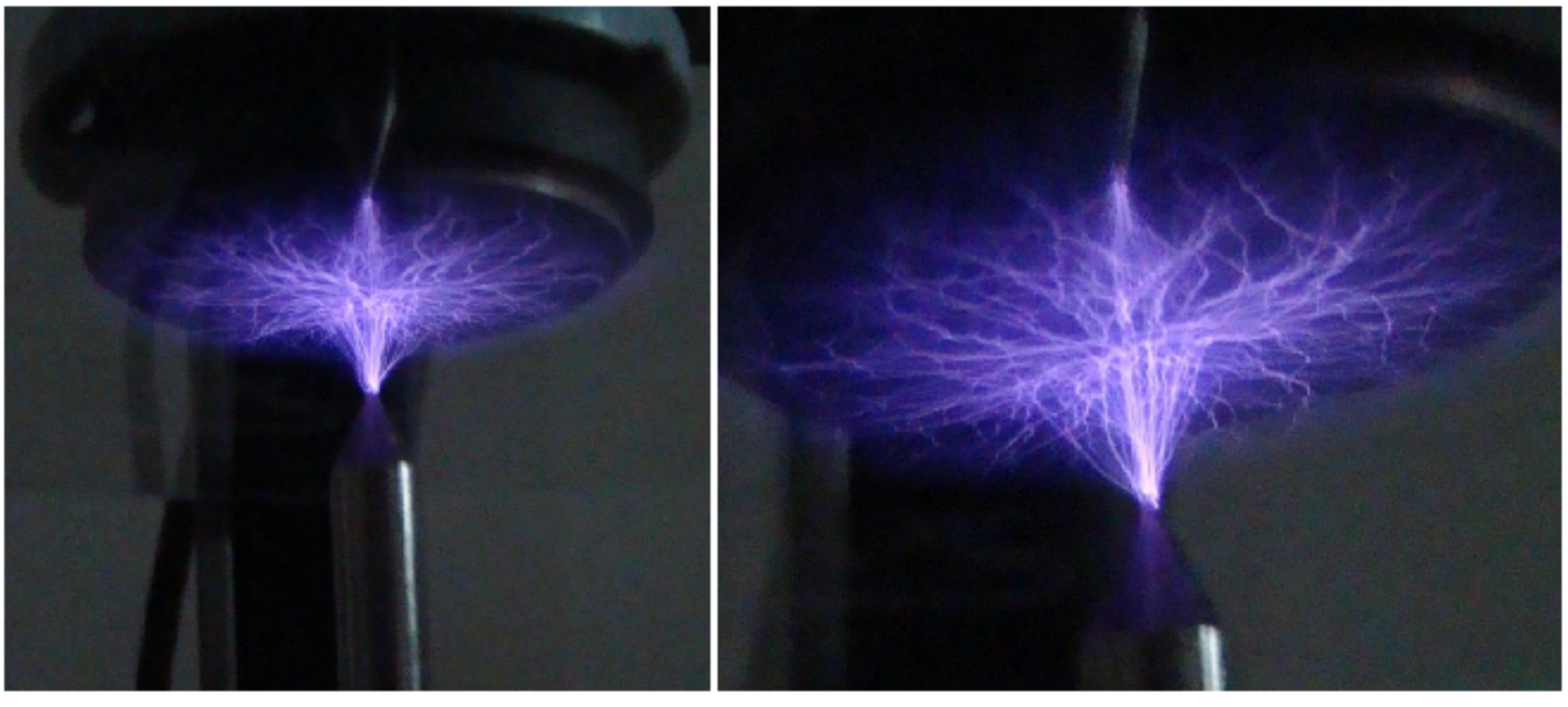


Рисунок 3.3 – Конфигурация электродов «острие-плоскость» и плазма диэлектрического барьерного разряда при данной конфигурации

В данной конфигурации возникает коронный разряд. Главной особенностью в данном случае является то, что ионизационные процессы происходят не по всей длине промежутка, а только в небольшой его части вблизи электрода с малым радиусом кривизны (так называемого коронирующего электрода). Эта зона характеризуется значительно более высокими значениями напряженности поля по сравнению со средними значениями для всего промежутка.

Исследование свойств плазмы атмосферного давления диэлектрического барьерного разряда требует знания таких основных электрических характеристик разряда как вольт-амперная характеристика, вольт-кулоновская характеристика, напряженность электрического поля и поверхностный заряд на электродах. Измерение данных параметров усложняется высокими напряжениями и импульсной характеристикой сигналов.

Для измерения вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда, стримерной структуры разряда и основных параметров плазмы был собран блок измерений экспериментальной установки [114, с. 24]. Блок измерений позволяет определить не только электрические, но и оптические характеристики. На рисунке 3.4 показана общая схема экспериментальной установки.

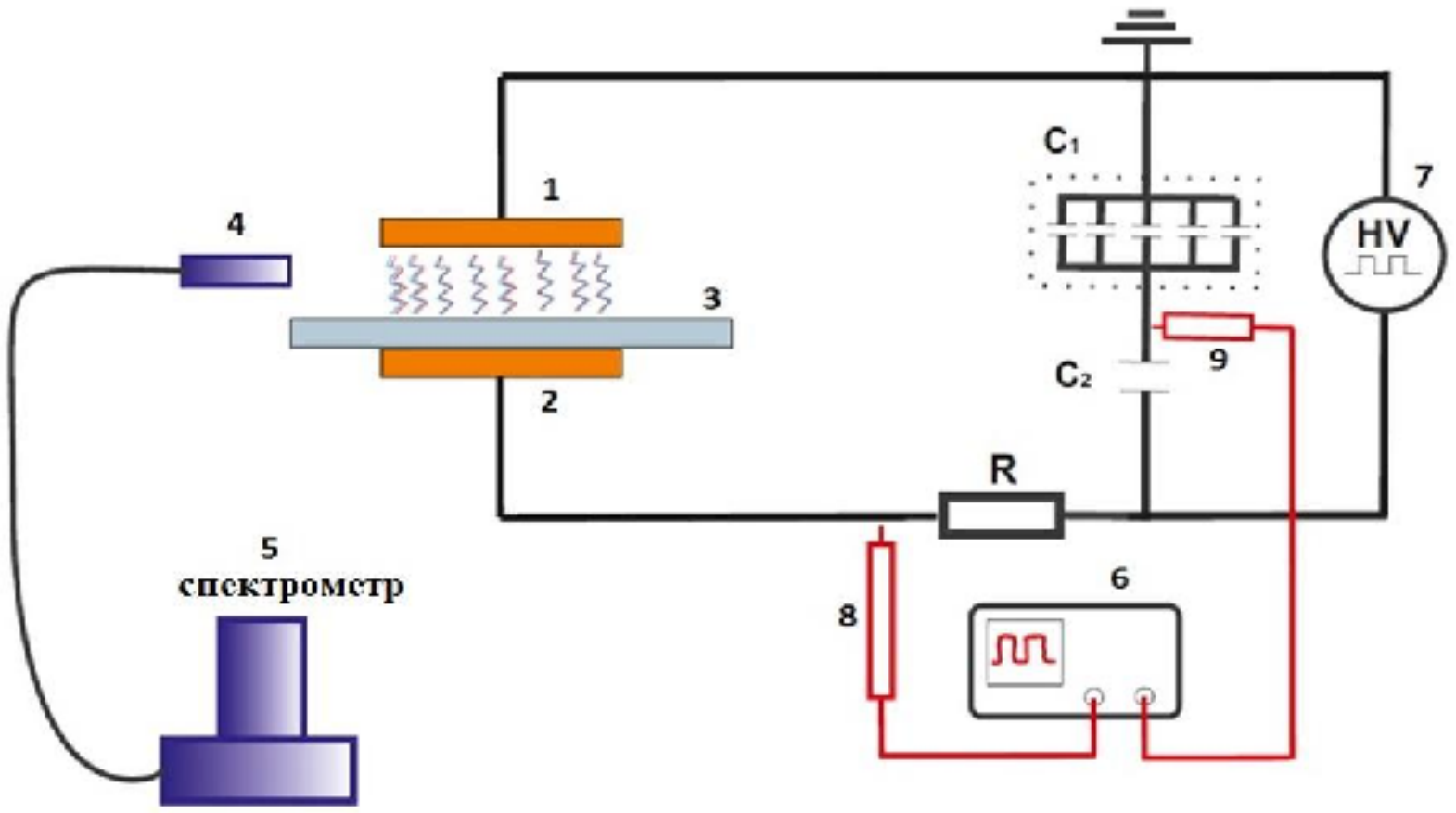


Рисунок 3.4 – Блок измерений электрических и оптических характеристик экспериментальной установки на основе ДБР

Блок измерений электрических характеристик состоит из высоковольтного емкостного делителя на конденсаторах C_1 и C_2, резистора для измерения тока разряда R, осциллографа 6 и из высоковольтных пробников для измерения тока 8 и напряжения 9. Делители напряжения применяются для измерения напряжения, когда величина измеряемого сигнала выходит за пределы измерения используемого прибора или рабочего диапазона измерительной схемы. При измерении ВАХ разряда высоковольтное напряжение регистрировалось с помощью делителя напряжения на конденсаторах. Первый конденсаторный блок C_1 состоит из 10 коденсаторов с номиналами 1000 пФ и 6,3 кВ (соединенные последовательно и параллельно), второй кондесатор C_2 номиналом 68 пФ и 10 кВ. Общий коэффициент деления равен $К_{дел} = 38$. Шунтовый резистор для измерения осциллограмм тока R = 1,4 к Ом.

Для измерения оптических характеристик был использован оптико-эмиссионный спектрометр Solar Systems. Спектрометр состоит из оптической системы, собранной в единый блок для регистрации сигнала, оптического волокна для передачи излучения и из самого спектрометра. Далее полученный сигнал обрабатывается через персональный компьютер. [114, с. 25]

Ниже, на рисунке 3.5 показаны осциллограммы тока и напряжения, измеренные с помощью собранного блока измерения.

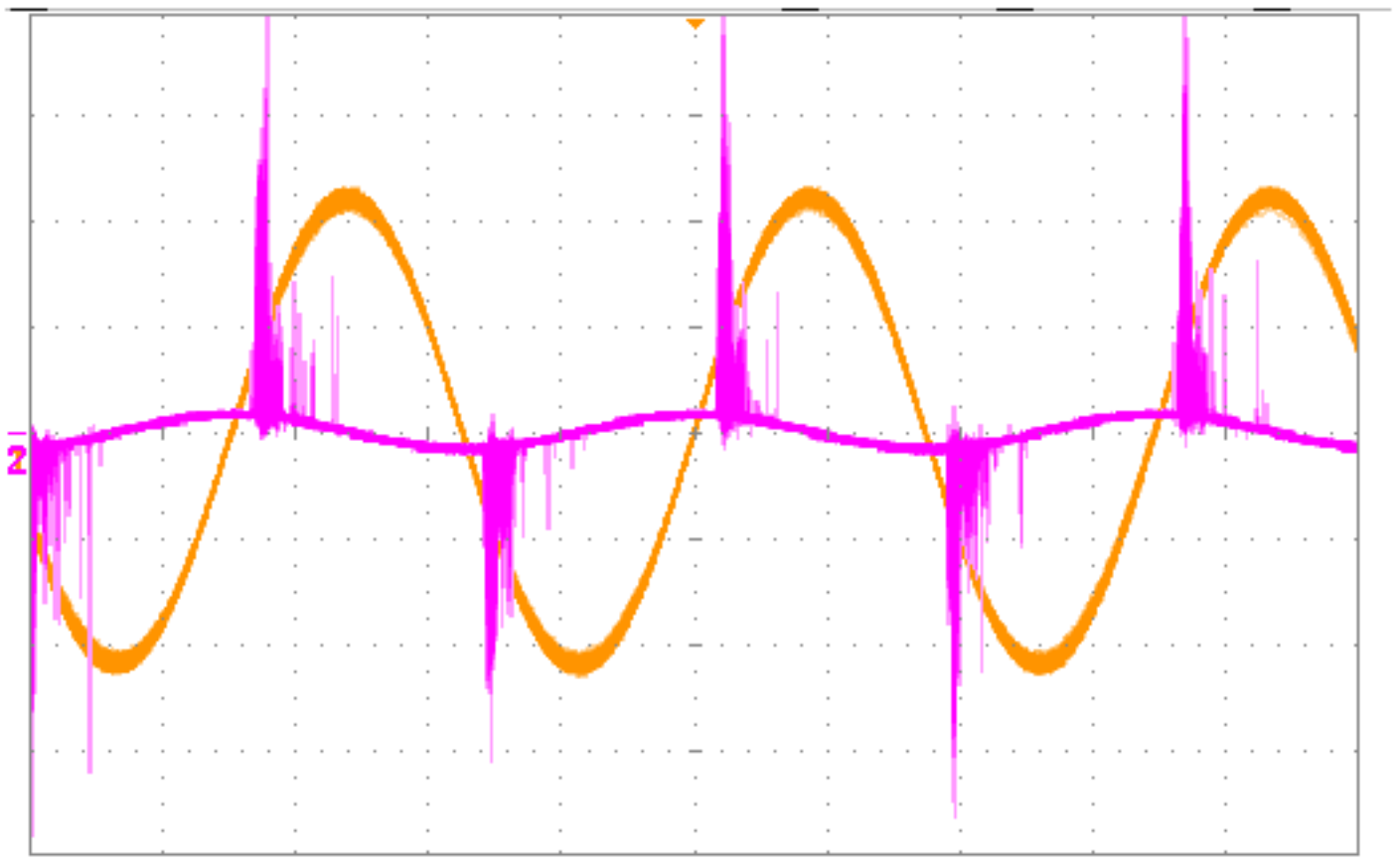


Рисунок 3.5 – Осциллограммы напряжения и тока полученные с помощью емкостного делителя

Как, видно из рисунка, разряд горит за счет высоковольтных импульсов хаотически распределенных по времени. Величина импульсного сигнала колеблется от 0,8 кВ до 1,9 кВ. Импульсы имеют как положительную, так и отрицательную полярность. Из осциллограммы тока видно что, значения тока меняются от 1,2 мА до 1,7 мА. Признаком образования разряда является появление резких индивидуальных выбросов тока. Эти выбросы тока, как сказано выше, соответствуют появлению отдельных искр (микроразрядов) в разрядном промежутке.

Тестовый пуск экспериментальной установки на основе ДБР показал возможность генерации плазмы атмосферного давления в стримерном режиме. Но частотные характеристики и погрешность используемого емкостного делителя не позволяет более точно исследовать образование микроразрядов по временным масштабам. Для исключения этого недостатка и для получения более детальной динамической вольтамперной характеристики высоковольтный емкостной делитель был заменен высоковольтным щупом чувствительным к частотам до 75 МГц. Схема подключения высоковольтного щупа показана на рисунке 3.6.

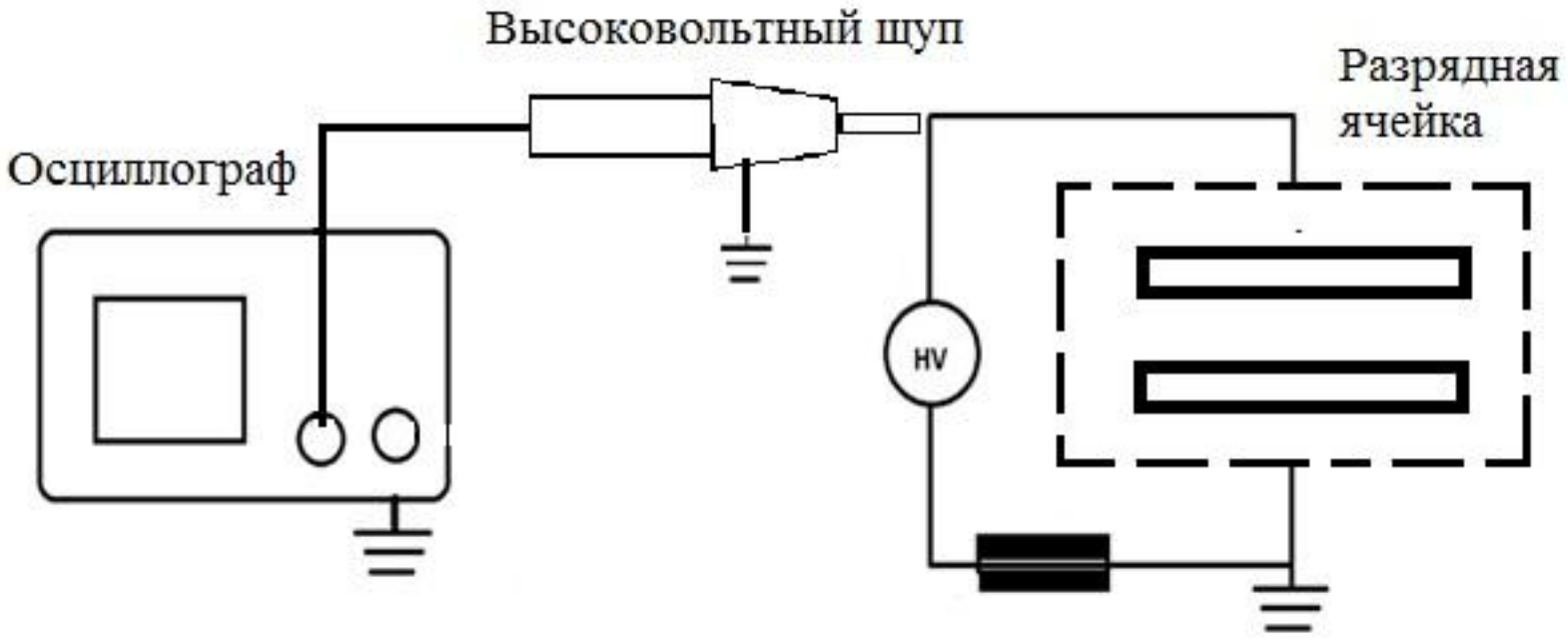


Рисунок 3.6 – Схема подключения высоковольтного щупа для измерения электрических характеристик ДБР

После модернизации на установке была исследована электрическая характеристика ДБР при разной геометрии электродов [114, с. 28].

Для описания общего поведения разряда может быть использована эквивалентная электрическая схема. Пример такой схемы показан на рисунке 3.7 для простейшего случая, при наличии только одного диэлектрического барьера. Пока напряжение на разрядном промежутке U_g меньше напряжения зажигания, нет активного разряда, и электродная система ведет себя как серия из комбинации двух емкостей: емкость разрядного промежутка C_g и емкость диэлектрика C_d. Затем общая емкость C определяется выражением:

$$C = \frac{C_d\ C_g}{C_d\ + C_g} = \frac{C_g}{1 + \frac{C_g}{C_d}} = \frac{C_g}{1 + \frac{d}{(\varepsilon_r\ g)}}$$

Так как, обычно ε_r = 5-10 (для стекла) соотношение:

$$\frac{C_g}{C_d} = \frac{d}{(\varepsilon_r\ g)} = \frac{U_d}{U_g} \ll 1$$

здесь, U_d – напряжение через диэлектрический барьер. Таким образом, общая емкость C зависит от емкости межэлектродного зазора C_g: Напряжение разрыв U_g близко к напряжению питания U (t). Если U_g преодолевает напряжение пробоя, в межэлектродном пространстве генерируются микроразряды. Во время этого активного этапа в каждом полупериоде, напряжение разряда U_d остается примерно постоянной $U_d = U_g \approx const$. Напряжение разряда U_d, главным образом, зависит от состава газа, давления и от расстояния между электродами.

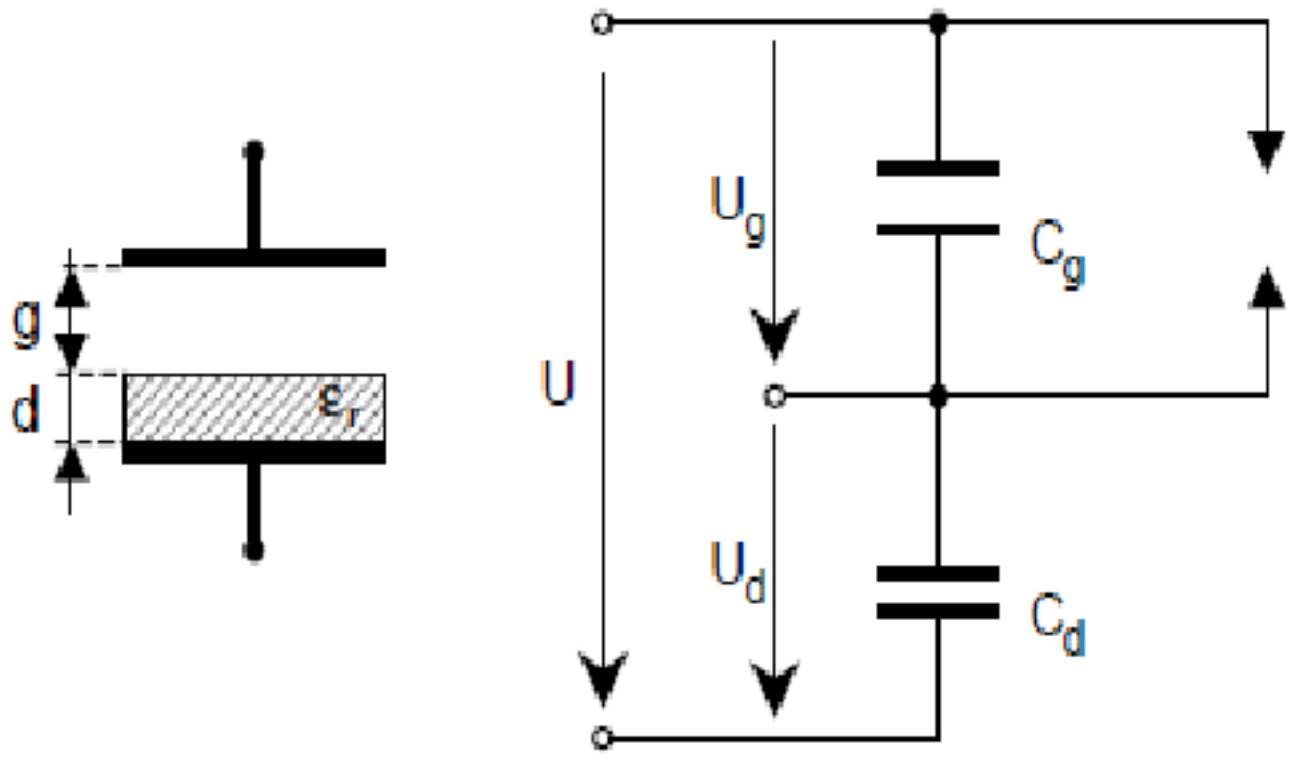


Рисунок 3.7 – ДБР с одним барьерным электродом и эквивалентная схема разряда

Как было сказано выше, барьерный разряд может возникать в двух видах: нитевидный и тлеющий (однородный). В большинстве случаев он неоднородный и состоит из большого числа микроразрядов в зазоре. Физика образования микроразрядов основана на процессах образования и распространения стримеров с последующим разрушением плазменного канала [114, с. 28].

Следует различать термины лавина, стример и микроразряд. Первичный электрон, возникший в зазоре возле катода, производит вторичные электроны за счет непосредственной ионизации, в результате чего развивается электронная лавина. Если лавина достигла достаточно большого размера, т.е. удовлетворяет критерию Мика, то возникает стример, который движется навстречу лавине. Стример - это очень быстрая волна ионизации, которая перекрывает зазор за несколько наносекунд и образует проводящий канал диаметром ~100 мкм, заполненный слабоионизованной плазмой. Через этот канал начинает протекать значительный электрический ток, до тех пор, пока электрическое поле в зазоре не спадет. Спад электрического поля вызван электрическим зарядом, осажденном на электрическом барьере и зарядом ионов, находящихся в зазоре. Совокупность процессов в зарядном промежутке, инициируемых электронной лавиной и продолжающихся до тех пор, пока ток электронов не прекратится, обычно называют микроразрядом. После того, как ток прекратился, в канале разряда уже нет электронно-ионной плазмы. Однако имеется много возбужденных колебательных электронных состояний, совместно с электронным зарядом, осажденным на диэлектрической поверхности анода и зарядом ионов в зазоре [115, с. 45]. Все это называется остаток микроразряда. Положительные ионы остатка медленно движутся к катоду, создавая спадающий ионный ток (~10 мкс для зазора 1 мм). Остаток

микроразряда стимулирует новый микроразряд в том же самом месте, когда полярность приложенного напряжения меняется. Таким образом, нитевидный разряд - это группа микроразрядов, возникающих в том же самом месте, когда полярность меняется. Тот факт, что остаток микроразряда не рассеивается полностью до образования нового микроразряда, называется эффектом памяти.

Как видно из рисунка 3.3 в нашем случае разряд состоит из множества микроканалов (или стримеров) по которому переносится ток разряда. Обычно, в случае, когда только один из электродов покрыт диэлектриком, ширина микроразряда в области диэлектрического барьера больше чем на поверхности металлического электрода. На рисунке 3.8 приведены динамические вольтамперные характеристики разряда в постоянном напряжении в 15 кВ и при разной геометрии электродов

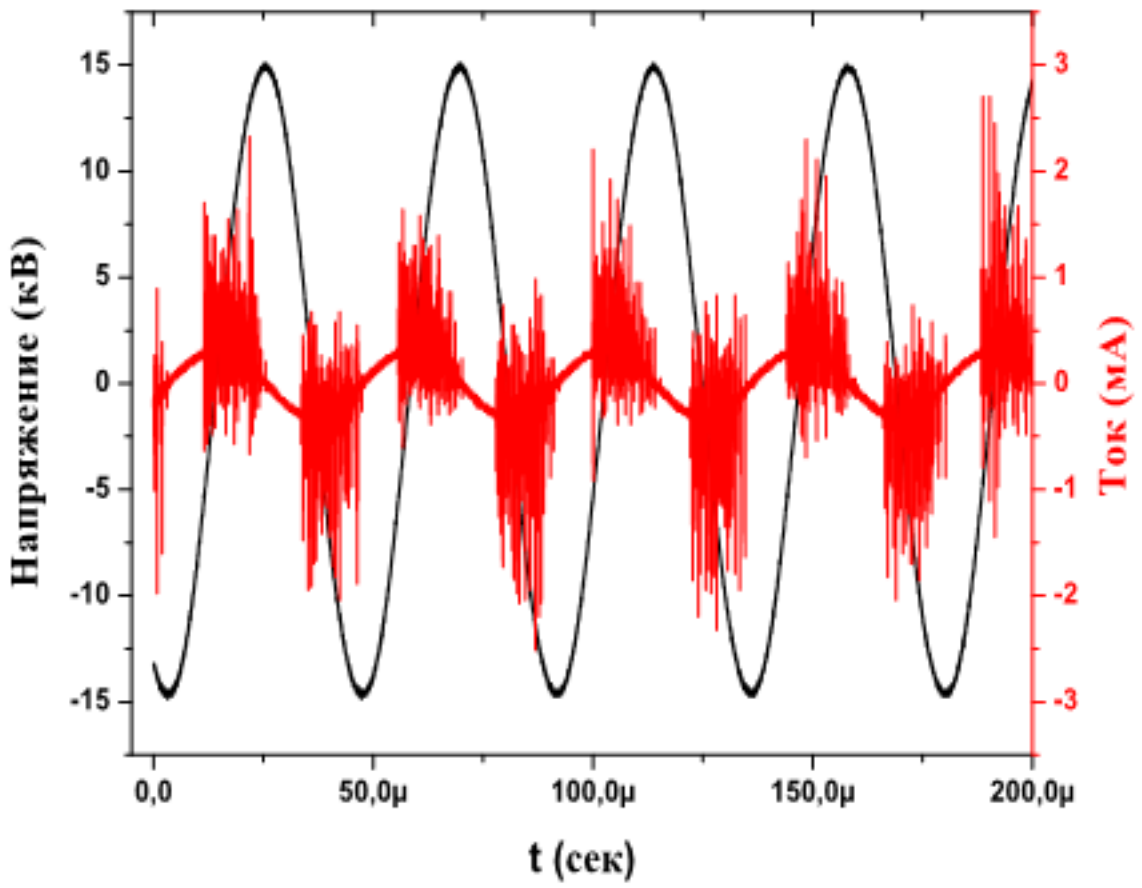


Рисунок 3.8 – Динамическая вольт-амперная характеристика диэлектрического барьерного разряда: геометрия электродов «плоскость-плоскость»

Из осциллограммы тока видно, что при плоских электродах наблюдается множество пиков в начале каждого полупериода напряжения. Данные мульти пики соответствуют множеству микроразрядов (стримерам) в разрядном промежутке [116, 117]. В случае когда заземленный плоский металлический электрод заменен острым электродом, на осциллограмме тока видны только единичные импульсы, которые соответствуют одиночному стримерному каналу. Надо отметить что, ток протекающий через этот канал относительно большой и составляет около 4 мА, тогда как в случае плоских электродов и множестве микроразрядов ток не превышает 2,5 мА. Также видно, что при геометрии электродов «плоскость-острие» ток проходит через разрядный

промежуток только в отрицательном полупериоде напряжения (рисунок 3.9), что связано с эффектом накопления заряда на поверхности электродов [118].

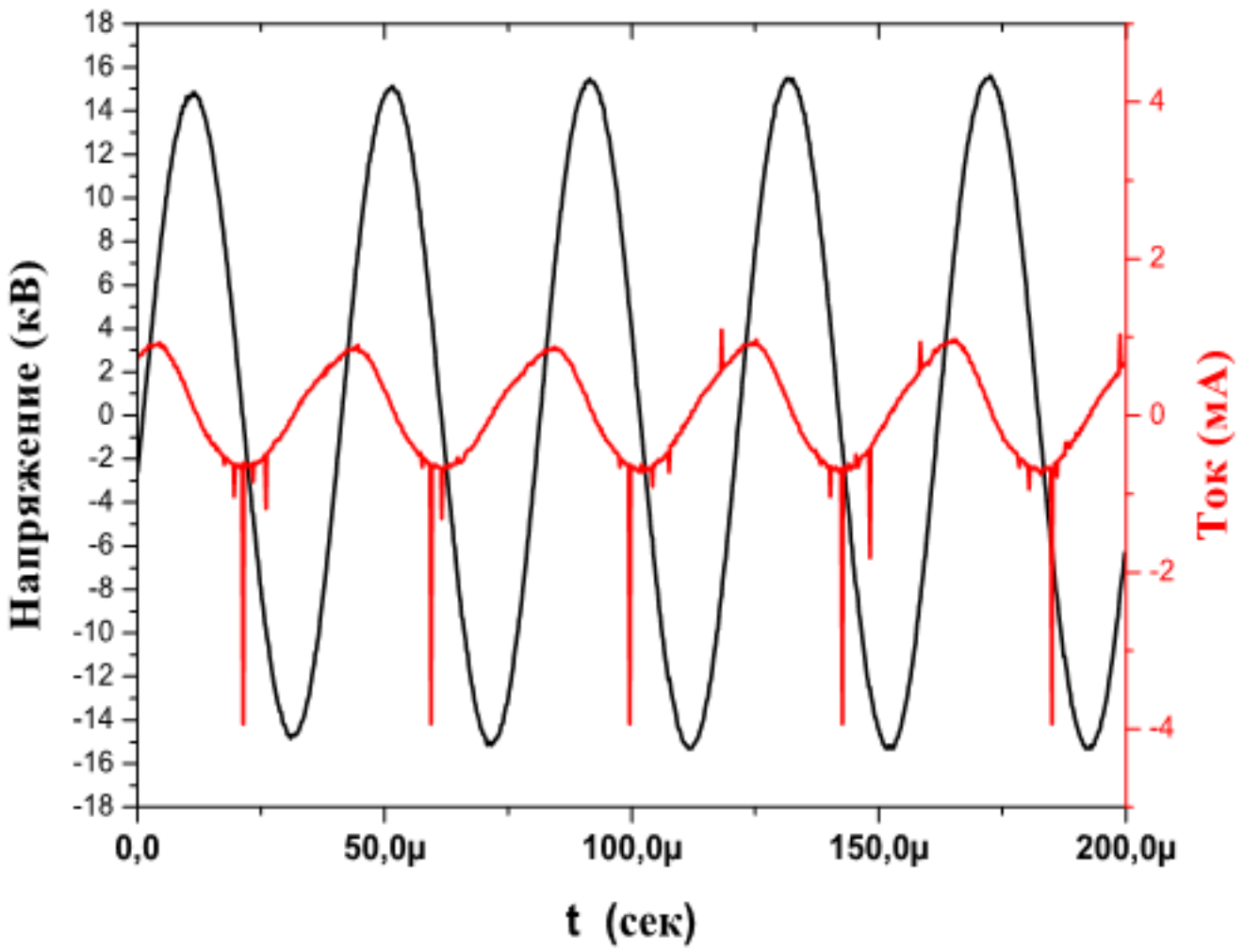


Рисунок 3.9 – Динамическая вольт-амперная характеристика диэлектрического барьерного разряда: геометрия электродов «плоскость-острие»

Для исследования таких электрических характеристик ДБР как напряжение пробоя, переносимый заряд через разрядный промежуток, потребляемая мощность и энергия потребляемая в одном полупериоде напряжения, исследуется вольт-кулоновская характеристика разряда. Для получения данной характеристики шунтовый резистор, который применяется для измерения тока, был заменен измерительным конденсатором емкостью 68 пФ. После изменения режима измерения осциллографа из Y(T) на XY можно на экране получить так называемую фигуру Лиссажу, который обычно применяется для исследвания емкостных свойств электрических систем. В идеальном случае фигуры Лиссажу имеют характерные изломы, которые позволяют определить параметры барьерного разряда. Ниже на рисунке 3.10 представлена вольт-кулоновская характеристика ДБР при приложенном напряжении 10 кВ [114, с. 32].

Из фигуры Лиссажу видно, что сам барьерный разряд носит емкостной характер и эллипсоидная форма показывает что смещения фазы тока относительно фазы напряжения составляет $\frac{\pi}{2}$. Полный заряд переносимый через разряд около 0,272 нКл. Множество всплесков на верхних и нижних частях вольт-кулоновской характеристики свидетельствует о наличии

накопления неравновесно распределенного заряда на поверхности электродов [114, с. 34].

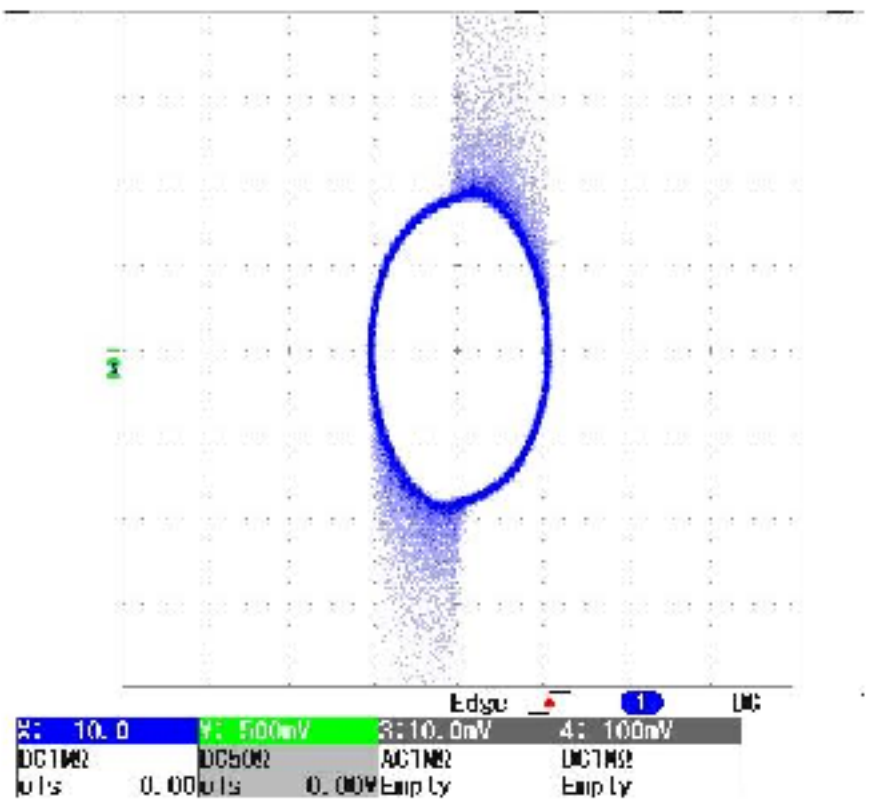


Рисунок 3.10 – Типичная вольт-кулоновская характеристика ДБР при геометрии электродов «плоскость-плоскость»

Ниже на рисунке 3.11 представлена типичная вольт-кулоновская характеристика разряда при электродной геометрии «плоскость-острие».

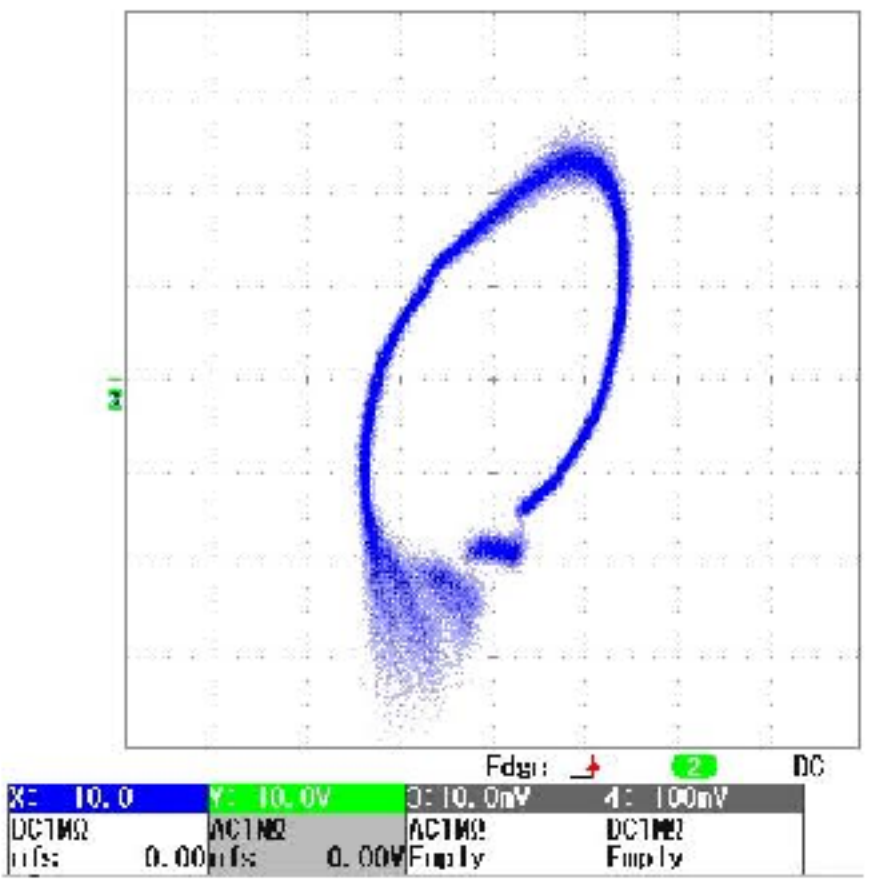


Рисунок 3.11 – Типичная вольт-кулоновская характеристика ДБР при геометрии электродов «плоскость-острие»

Вольт – кулоновская характеристика полученная после замены заземленного электрода острым стержнем показывает эффект накопления заряда только на

поверхности плоского электрода, о чем свидетельствует множество точек только на нижней части фигуры Лиссажу.

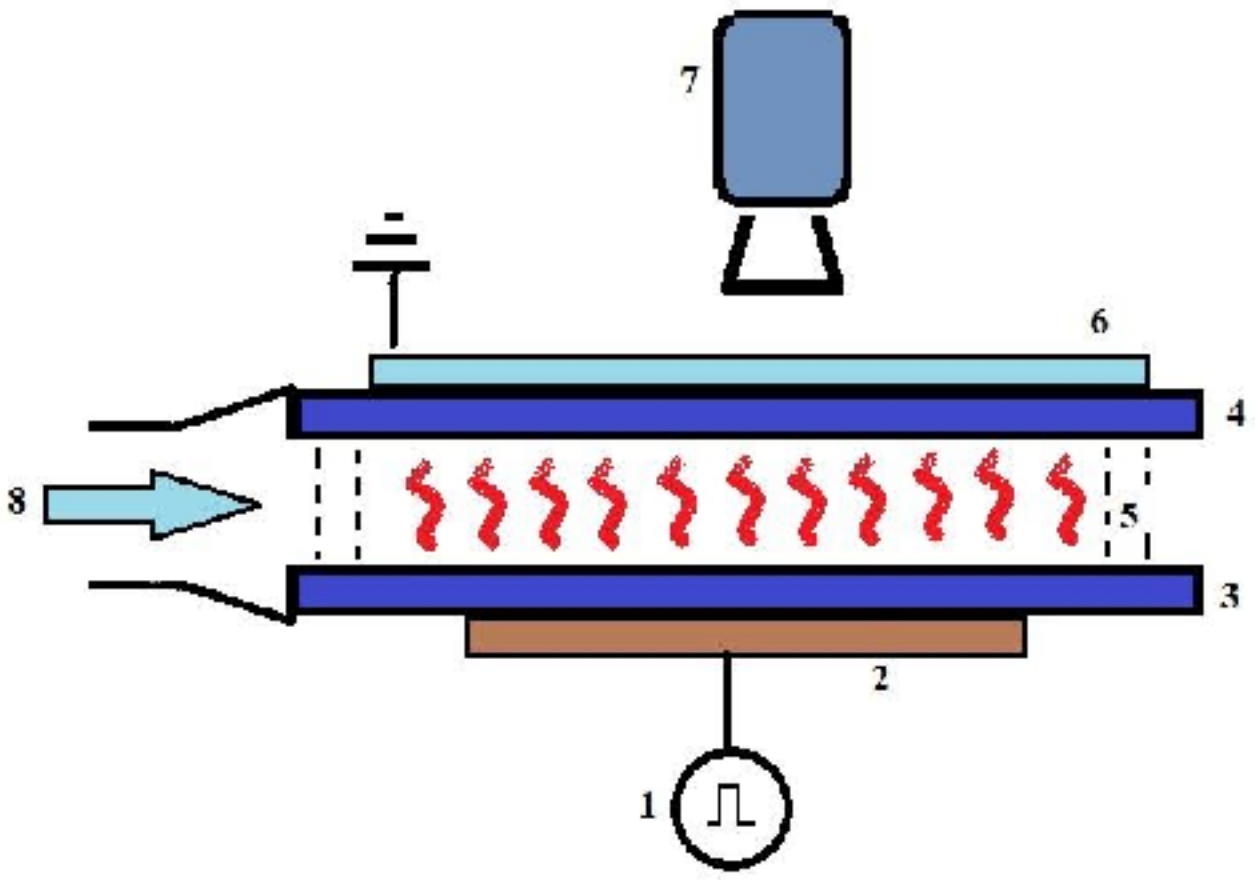
В отличии от тлеющего разряда, диэлектрический барьерный разряд состоит из большого числа яркой нитевидной структуры. Эти нити на самом деле представляют микроразряды, которые неоднократно появляются в одном и том же месте, при изменении полярности приложенного напряжения. Хотя микроразряды в диэлектрических барьерных разрядах были изучены в течении прошлого века, их взаимосвязь была объяснена только в последнее время. Это взаимодействие отвечает за формирование микроразрядных структур, напоминающие двумерные кристаллы. В зависимости от применения, микроразрядная структура имеет значительное влияние на производительность ДБР, особенно, когда требуется пространственная однородность плазмы.

Формирование микроразрядов является многоступенчатым процессом. На первом этапе лавина из первичных электронов инициирует образование стримеров. Стример распространяется в разрядном промежутке в течении нескольких наносекунд и образует проводящий канал из слабоионизированной плазмы. Интенсивный электронный ток будет течь через этот канал микроразряда до тех пор, пока локальное электрическое поле не исчезнет. Исчезновение локального электрического поля обусловлено зарядами, накопленными на поверхности диэлектрика и ионными пространственными зарядами (подвижность ионов слишком низкая, чтобы покинуть разрядный канал в течении одного полупериода). Группа локальных процессов в разрядном промежутке, инициированные лавиной и их развитие до окончания текущего электронного тока обычно называют *микроразрядом*. После прекращения электронного тока, в основной части микроразрядного канала отсутствует электронн-ионная плазма, но высокий уровень колебания и электронного возбуждения в объеме канала, вместе с зарядами, осажденными на поверхности и зарядами ионов в объеме, позволяют нам отделить этот регион от остальной части объема и назвать *микроразрядным остатком*. Микроразрядный остаток будет способствовать формированию нового микроразряда в том же месте, когда полярность приложенного напряжения изменяется по времени (повторение микроразрядов). Именно поэтому можно увидеть одиночные нити в ДБР. Таким образом, нити в ДБР представляет собой группу микроразрядов, которые формируются на одном и том же месте каждый раз, когда меняется полярность. Тот факт, что микроразрядный остаток не полностью рассеивается до формирования следующего микроразряда, называется эффектом памяти [119, 120]

Эффект памяти имеет сильное влияние на развитие последующих микроразрядов и на результаты формирования нитей и микроразрядных каналов. Наблюдаемые квазирегулярные структуры из микроразрядов показыват, что существует взаимодействие между микроразрядами и что оно включает в себя два явления: повторение микроразрядов (образования нити) и отталкивание микроразрядов. Процесс отталкивания при взаимодействии не столь очевиден, как отталкивание отрицательно заряженных микрочастиц в

пылевой плазме, по этой причине наблюдаемые структуры в ДБР не удается объяснить удовлетворительно [114, с. 35].

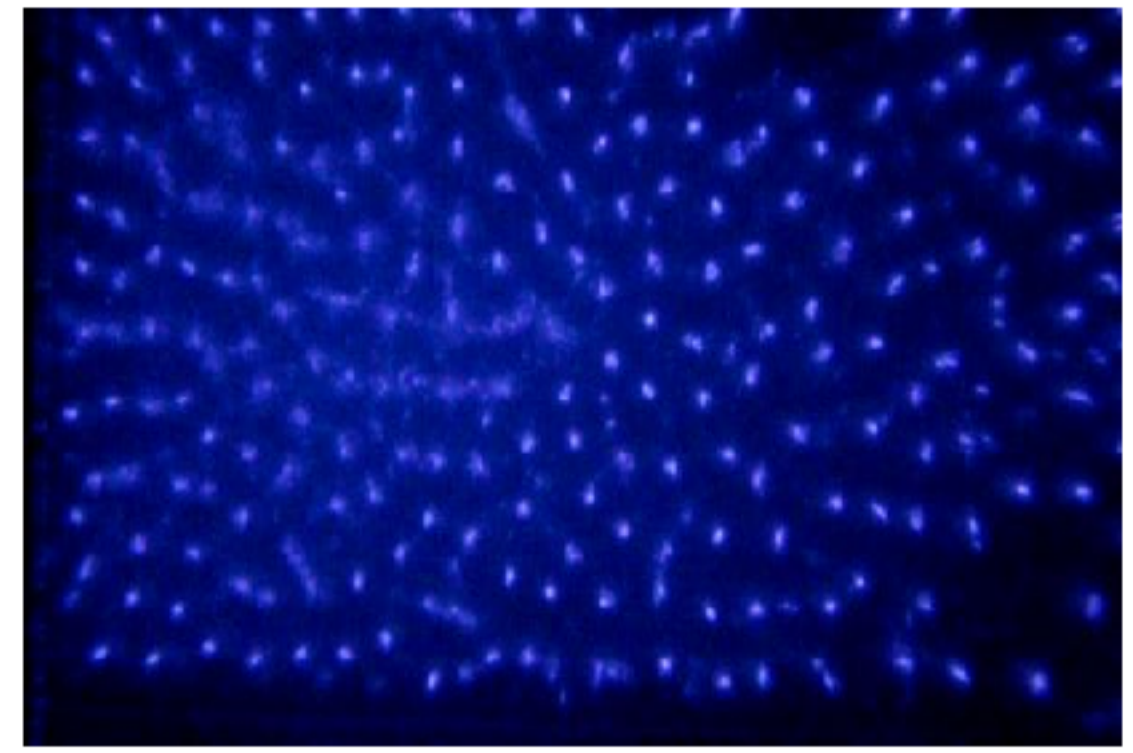
Для исследования микроразрядных структур в потоке газа была модернизированна электродная система установки на основе ДБР. На рисунке 3.12 показана схема электродной системы после модернизации.



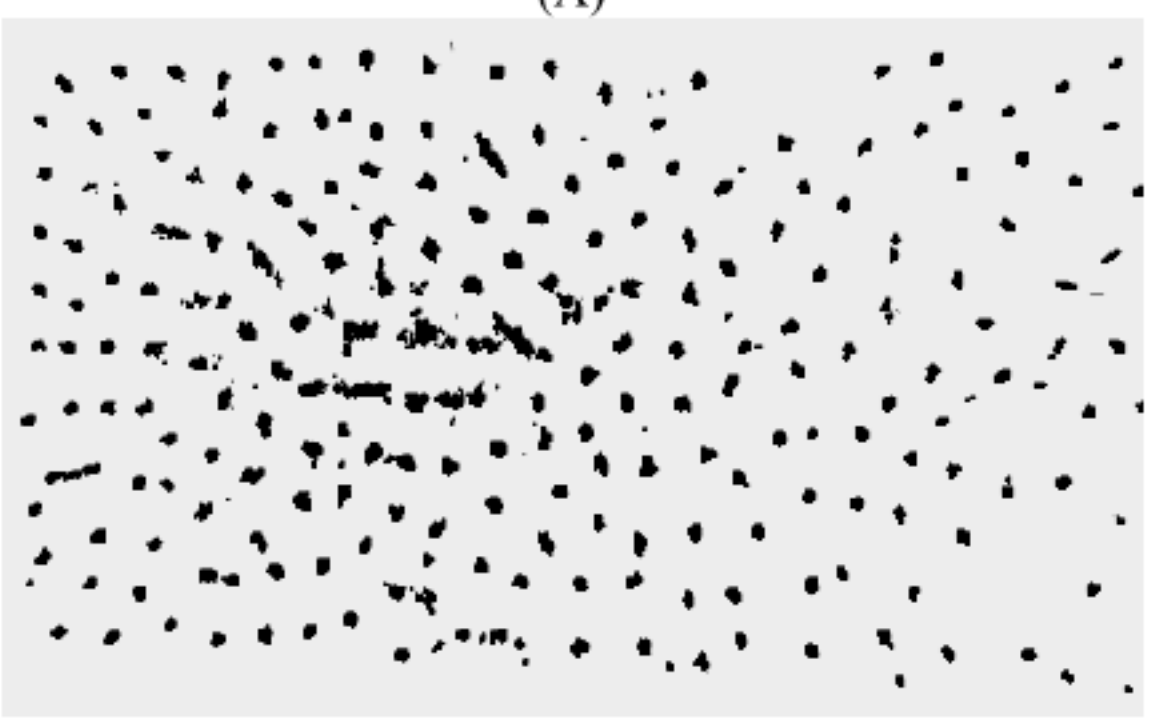
1- высоковольтный генератор, 2 – высоковольтный металлический электрод, 3, 4 – стекляные пластины, 5 – боковые стенки из стекла, 6 – прозрачный проводящий электрод, 7 – ПЗС камера, 8- поток газа

Рисунок 3.12 – Электродная схема для исследования микроразрядных структур в потоке газа

Визуальное наблюдение за развитием разряда на поверхности диэлектрика требует наличие прозрачного электрода из проводящего материала. Для этого, в качестве заземленного электрода (6) была использована пластина из пластика покрытая оксидом индия (ITO). Прозрачность данного покрытия составляет 90 процентов, что позволяет без оптических помех следит за пространственным распределением разряда (рисунок 3.13). Для записи процесса была использована обычная ПЗС камера с частотой 25 кадр/секунд. Поток газа (воздух) продувался через компрессор между двумя пластинами из стекла (3,4).



(А)



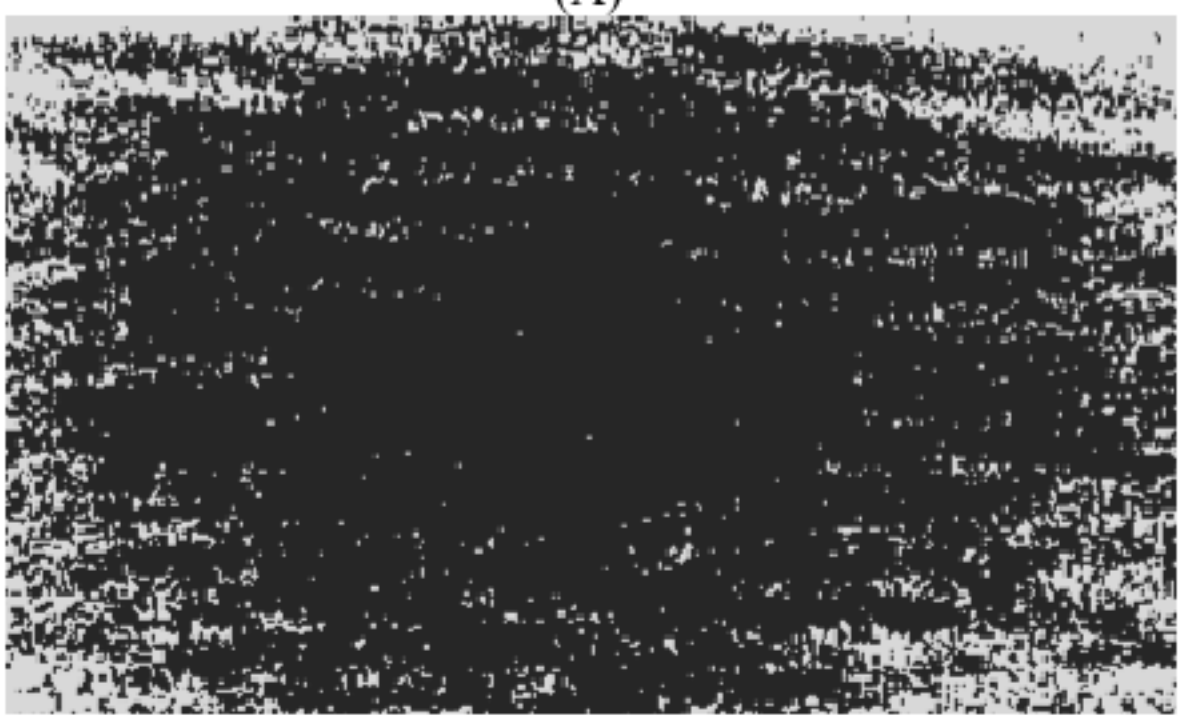
(Б)

Реальное (А) и обработанное фото (Б), вид сверху, скорость камеры 25 к/сек, приложенное напряжение 15 кВ, без потока газа

Рисунок 3.13 – Микроразрядная структура ДБР в воздухе



(А)



(Б)

Реальное (А) и обработанное фото (Б), вид сверху, скорость камеры 25 к/сек, приложенное напряжение 15 кВ.

Рисунок 3.14 – Микроразрядная структура ДБР в воздухе и в потоке газа

Как видно из рисунка (3.14), после того как создается поток газа, структура из микроразрядов разрушается и плазма распространяется по поверхности более равномерно. Это можно объяснить разрушением и распространением микроразрядного остатка по всему разрядному объему. Увлекаемый потоком газа заряженные частицы заполняют межэлектродное расстояние по всему периметру, что приводит к образованию более равномерного разряда Данный факт очень полезен при применении плазмы ДБР для обработки поверхности полимерных материалов в целях улучшения таких свойств как гидрофобность, гидрофильность [114, с. 38].

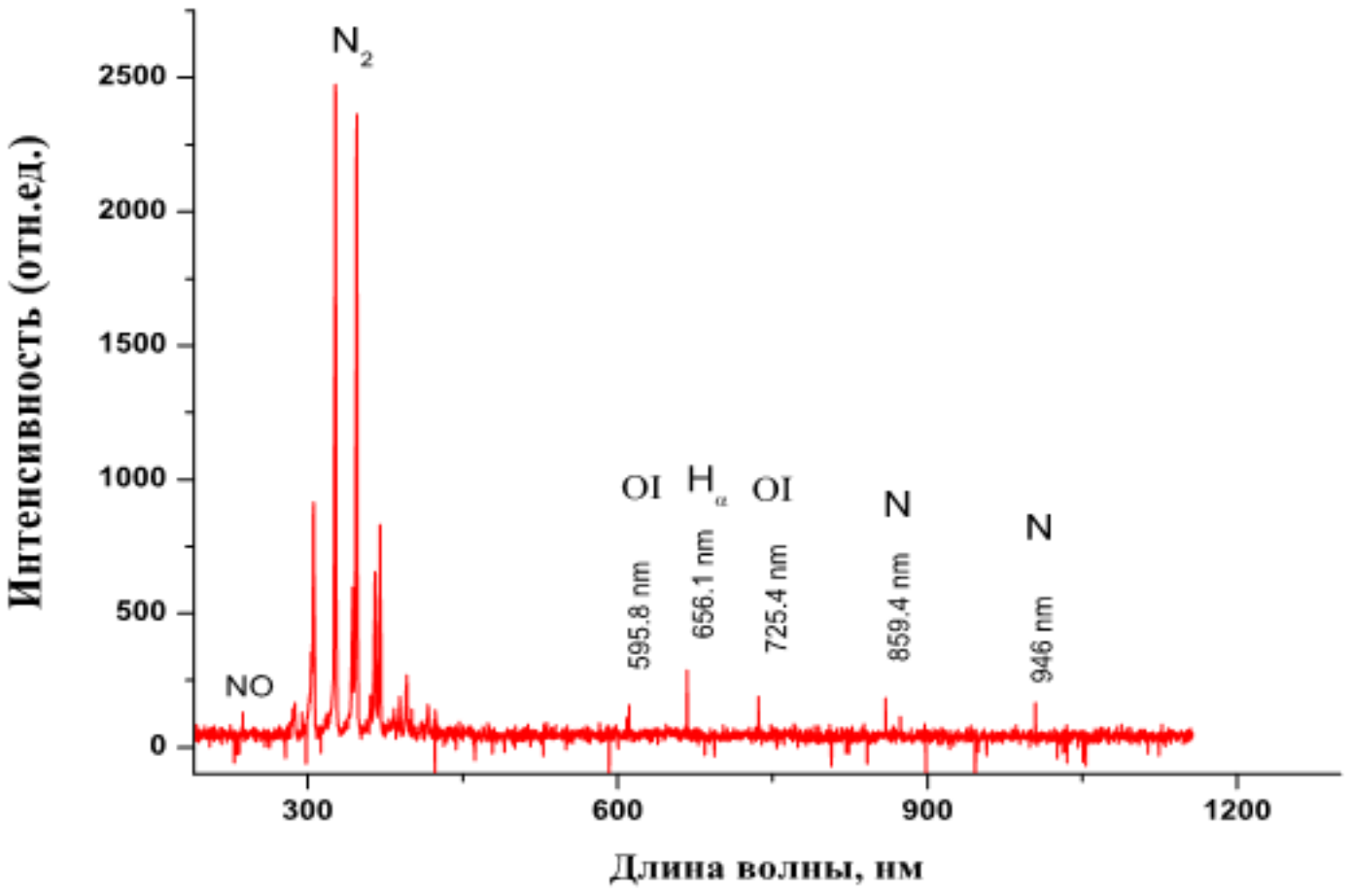
В заключении, по исследованию микроразрядных структур можно сказать, что структуры могут быть образованы в виде отдельных нитей или полос [121, 122]. Эти структуры появляются или исчезают в каждом полупериоде приложенного напряжения из-за накопления заряда на поверхности

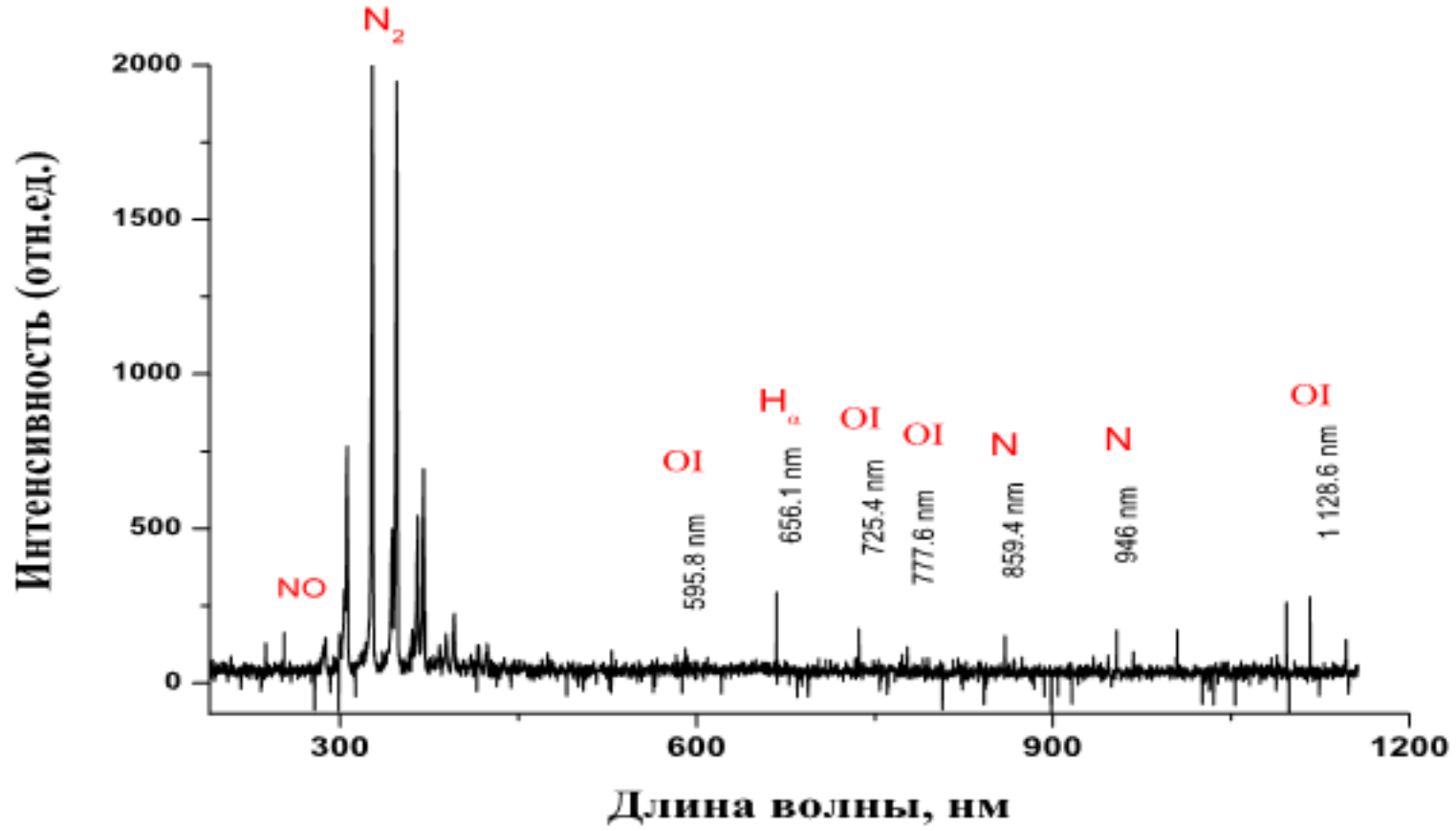
диэлектрика (что приводит к повышению локального падения потенциала на следующем полупериоде), они имеют тенденцию к образованию преимущественно в том же месте на каждом полуцикле напряжения. Изолированные микроразряды обладают поведением свойственным частицам как перемещение вдоль поверхности, взаимодействие, сталкивание друг с другом или генерация новых нитей микроразряда и исчезновение.

Плазма ДБР при атмосферном давлении является источником УФ излучения и различных активных химических соединений. Для диагностики различных свойств такой неравновесной системы как холодная плазма разработаны различные методы, и, одним из самых популярных является оптическая диагностика. Под оптической диагностикой обычно подразумевают визуализацию и спектроскопические методы. Спектроскопическая диагностика в основном осуществляется через оптическую эмиссионную спектроскопию (ОЭС). Имеются также методы на основе лазера, такие как лазер-индуцированная флуоресценция (ЛИФ). Величины, измеряемые через спектроскопическую диагностику это температура газа, концентрация электронов, напряженность электрического поля и плотности переходных видов, т.е. радикалов и метастабильных состояний.

Для определения активных химических компонентов барьерного разряда был измерен спектр плазмы воздуха в диапазоне волн от 200 нм до 1200 нм при приложенном постоянном напряжении в 15 кВ и при атмосферном давлении. Для измерения оптических характеристик был использован оптико-эмиссионный спектрометр Solar Systems. Спектрометр состоит из оптической системы собранной в единый блок для регистрации сигнала, оптического волокна для передачи излучения и из самого спектрометра. Далее, полученный сигнал обрабатывается через персональный компьютер. Для визуального наблюдения за разрядом была использована ПЗС камера с частотой 25 кадров/секунд. Результаты показали наличие линий азота и кислорода. Основными активными компонентами в плазме является N^2 и N^{2+} и атомарный кислород. Также, есть соединения NO и OH. Данные компоненты являются ключевыми при обработке живых тканей, клеток и оказывают дезинфицирующий эффект. На рисунке 3.15 показаны спектры плазмы полученные при геометрии электродов «плоскость – плоскость» (верхний график) и «плоскость – острие» (нижний график). Интенсивность линий N2 при геометрии «плоскость – плоскость » незначительно выше, чем спектральные линии при применении острого электрода [114, с. 40].

В ОЭС наблюдаемые линии исходят от излучения в результате распада электронно-возбужденных состояний. Преобразования электронных состояний за счет столкновительных процессов, в котором начальное состояние A* в газовой среде меняется на другое состояние B в результате столкновения с молекулами газа.





Верхний рисунок – плоские электроды, нижний - один из электродов в виде острия

Рисунок 3.15 – Типичный спектр плазмы воздуха при приложенном напряжении разряда 15 кВ

Неравновесное колебательное и вращательное распределение внутренних электронных возбужденных состояний довольно часто встречается при атмосферном давлении, так как время жизни электронного состояния в данном случае значительно снижена. Равновесие определяется количеством уравновешивания столкновении в течение жизни возбужденного состояния. Это число должно быть гораздо больше, чем требуется для достижения равновесия, в обратном случае часть наблюдаемого света будет излучена из неравновесного распределения [123, 124].

С помощью эмиссионной спектроскопии могут быть определены параметры плазмы как электронная плотность и значение номинального электрического поля E/N. Высокие разрешения отдельных эмиссионных линий спектров могут быть использованы для измерения плотности электронов по штарковскому уширению в наносекундной импульсной микроплазме в Ar и в He-H_2O и в микроволновой плазме.

3.2 Диагностика параметров плазменной струи при атмосферном давлении

Плазменные струи атмосферного давления (ПСАД) (на англ. “atmospheric pressure plasma jets“, кратко APPJ) — объект множества исследований, что связано с перспективами его применения в медицине для инактивации биосистем и обеспечения полезного действия на материалы (очистка поверхности, травление, осаждение тонких пленок) и т. д. Конструктивно ПСАД является разновидностью ДБР при атмосферных давлениях в потоке инертных газов или воздуха.

Плазменная струя образуется в разряде (тлеющем, дуговом, радиочастотном, барьерном и т.д.) и выбрасывается через узкое сопло (круглое и т.п. по сечению) за счет создания в зоне разряда избыточного давления, превышающего атмосферное. Ионизация газа в тлеющем, коронном или барьерном разрядах создает неравновесную плазму со средней температурой газа от 20 до 400 С и плотностью заряженных частиц, типичной для слабоионизованных газов (не выше 10^{11}–10^{12} см $^{-3}$), и концентрацией активных частиц до 100 ppm. При температурах, близких к комнатной, такую плазму называют холодной и неизотермической (в англ.”cold atmospheric plasma“ или ”non-thermal plasmas“). В настоящее время созданы и изучены источники ПСАД на основе барьерного разряда, в которых рабочим газом являются He, Ar, N_2, воздух и смеси инертных газов с добавками азота или кислорода. Для получения плазмы применяют импульсы напряжения положительной и отрицательной полярностей, длительностью порядка 0.1−10μs, амплитудой до 30 кВ, частотой следования десятки кГц и объемным расходом газов от одного до десятки л/мин. В ряде случаев применяется радиочастотный способ возбуждения. Так как ПСАД генерируются в основном разрядном промежутке и распространяется в открытое пространство, они могут быть использованы для обработки материалов с помощью непрямого контакта, и при этом нет никаких принципиальных ограничений на размер объекта, подлежащего обработке [125, 126].

ПСАД имеет очень большое разнообразие геометрии и конструкции электродов. Это можно объяснить широким спектром применения плазмы струйного типа при исследовании свойств холодной плазмы атмосферного давления и процессов, протекающих при взаимодействии данной плазмы с поверхностью материалов. Для выбора оптимальной конструкции нами было собрано и протестировано два типа электродной системы [127, 128], которые отличаются друг от друга расположением и формой высоковольтных электродов.

Конструкция электродной системы первого типа показана на рисунке 3.16. В данной конфигурации высоковольтный электрод имеет форму иглы и расположен вдоль оси канала распространения разряда.

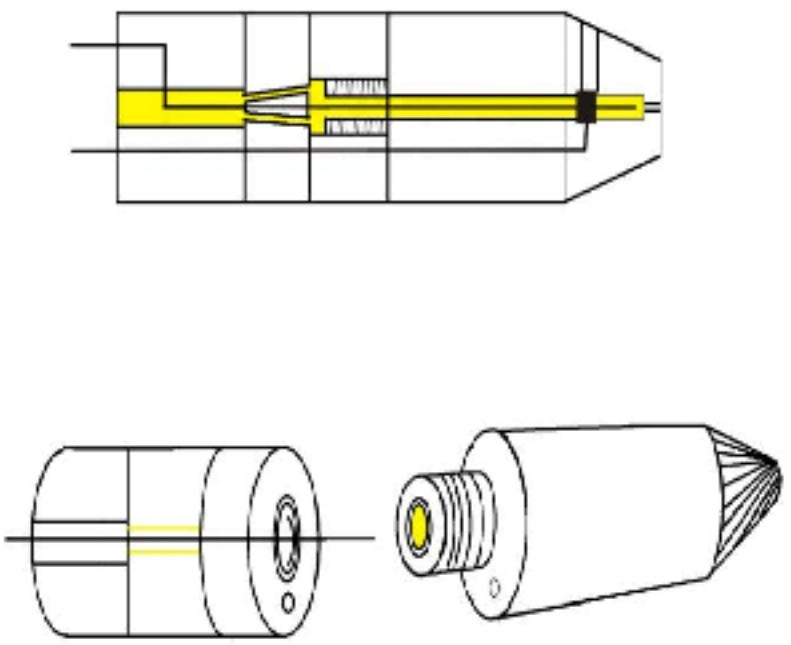


Рисунок 3.16 – Конструкция электродов ПСАД: высоковольтный электрод имеет форму иглы и расположен вдоль оси канала распространения разряда

Корпус электродной системы был изготовлен из материала с высокой диэлектрической проницаемостью. В нашем случае был выбран полимер капролон (полиамид - 6) марки «А» с проницаемостью от 3,0 и до 3,3 при частоте 1 МГц. Капролон при нормальных условиях нетоксичен, не оказывает вредного воздействия на организм человека. При механической обработке капролона разложения материала не происходит, и вредные вещества не выделяются. Последнее свойство данного материала является очень важным, так как в неравновесной плазме атмосферного давления имеются сильные окислители и химически активные вещества. С технической точки зрения капролон удобен тем, что легко поддается обработке и устойчив к деформации по сравнению с другими диэлектриками, например с фторопластом [125, с. 26]. Общая длина корпуса электродной системы составляет L=160,00 мм, диаметр D=22,00 мм и диаметр отверстия для выхода плазменной струи около 5 мм. Во внутрь капролона в качестве барьерного электрода и для продувки газа была установлена кварцевая трубка с внешним диаметром 7 мм и с внутренним

диаметром 5 мм. Алюминиевый заземляющий электрод был обернут вокруг кварцевой трубки. Высоковольтный электрод в форме иглы был изготовлен из прочной стали и имеет диаметр D = 2 мм и длину L = 160 мм. Корпус электродной системы был разделен с помощью резьбового соединения и высоковольтный электрод закреплен к верхней части. С помощью резьбы можно управлять позицией высоковольтного электрода относительно заземленного со сдвигом около 30 мм. Толщина корпуса электродной системы равно 4 мм, также в корпусе предусмотрен канал для соединения с высоковольтным проводом [125, с. 27]. ПСАД в рабочем режиме при данной конфигурации показан на рисунке 3.17.

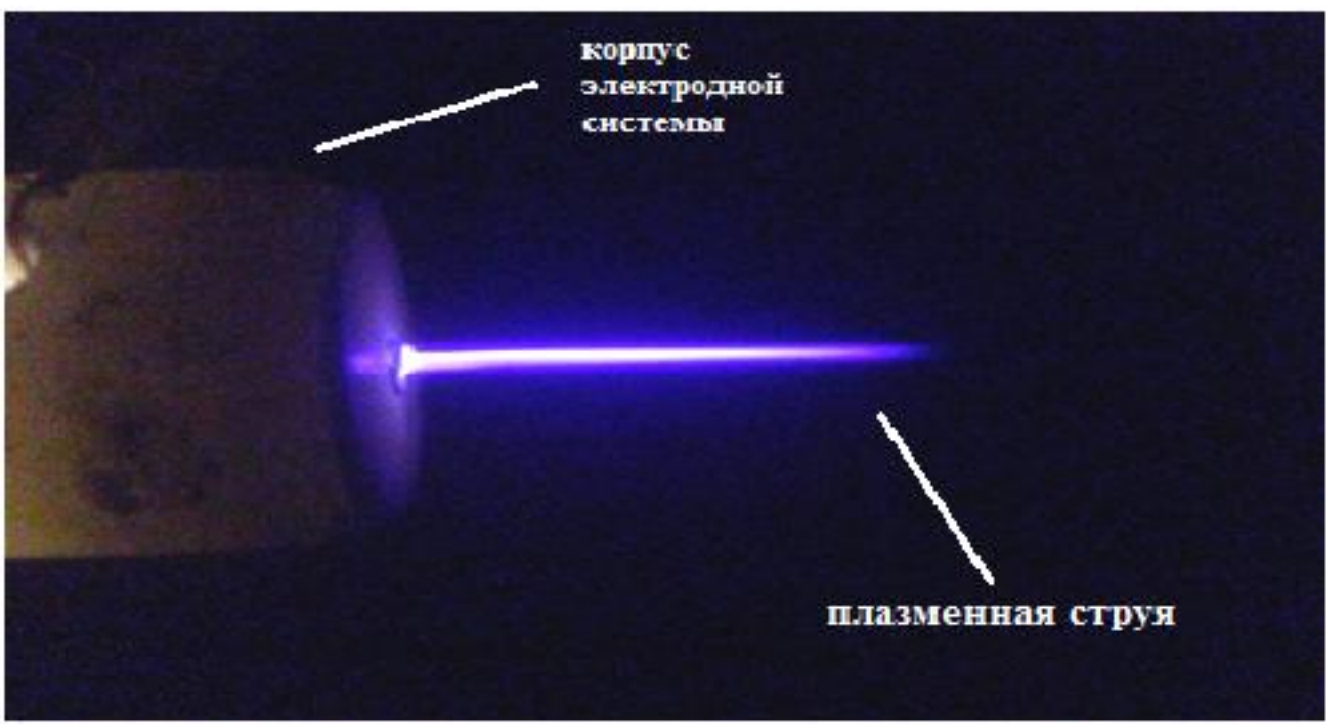
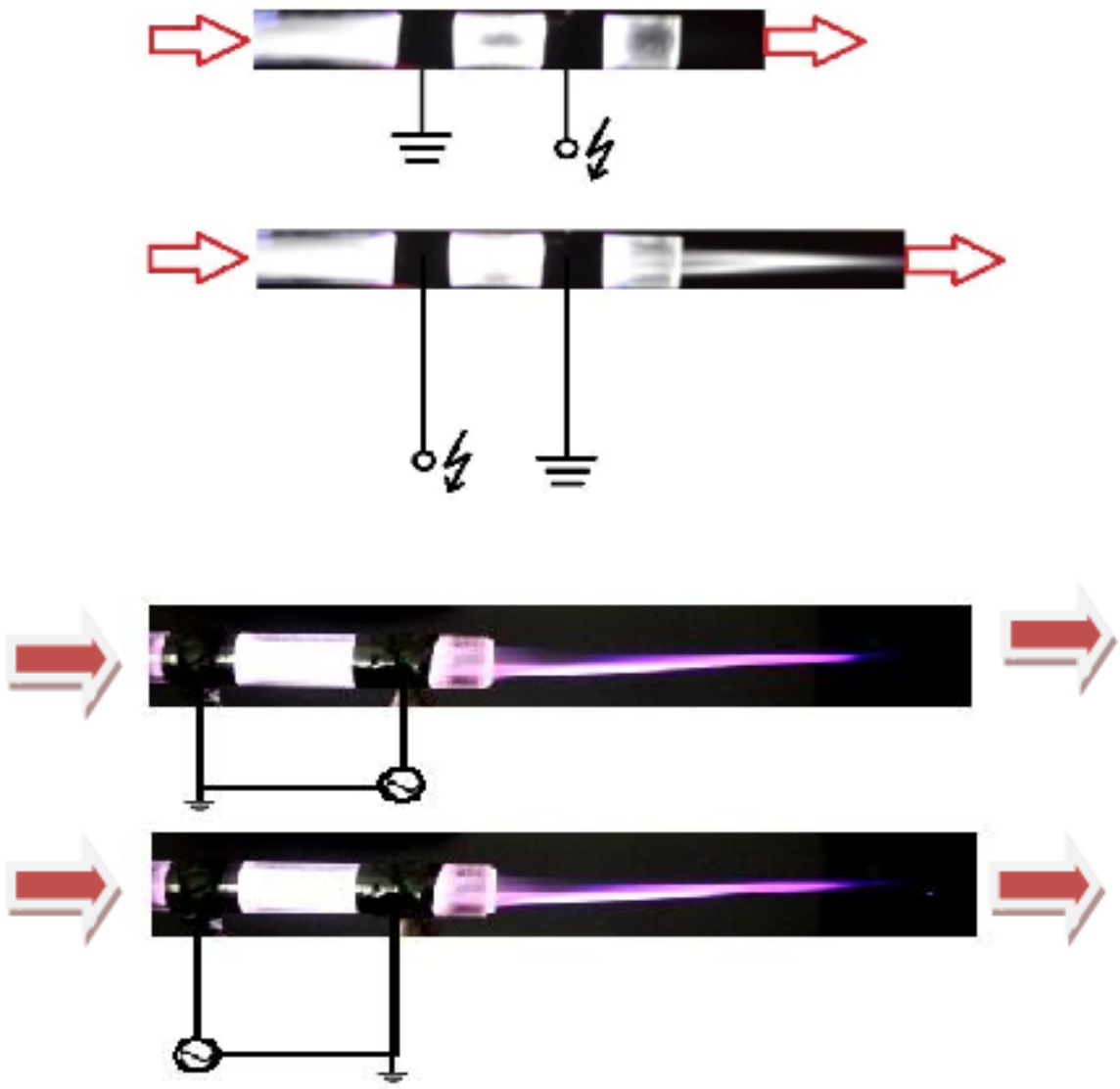


Рисунок 3.17 – ПСАД в рабочем режиме при конфигурации с высоковольтным электродом в форме иглы. Рабочий газ - гелий с расходом 6 л/мин, напряжение 3 кВ, частота 30 кГц

Схема второго типа электродной системы конструктивно состоит из кварцевой трубки длиной 80 мм, с внешним диаметром 9 мм и с внутренним диаметром 7 мм. Две полосы алюминиевой фольги шириной 10 мм обмотаны вокруг трубки. Расстояние между ними составляет 15 мм. Кварцевая трубка закреплена на капролоновом коаксиальном цилиндре. С другого конца цилиндра закреплен шланг из поливинилхлорида с диаметром 10 мм для подачи рабочих газов (гелий). В процессе проведения предварительных экспериментов и тестирования системы электродов было обнаружено, что расстояние между электродами и последовательность их соединения (высоковольтный электрод или заземленный электрод), а также выбор рабочего газа имеет значительную роль при формировании плазменной струи атмосферного давления [125, с. 28].

При соединении, когда высоковольтным электродом является алюминиевая фольга, расположенная ближе к выходу газового потока в плазме аргона, распространение плазменной струи в окружающую среду не наблюдается. При обратном соединении плазменная струя свободно переходит

из области основного разрядного промежутка в атмосферу. В случае когда в качестве рабочего газа был выбран гелий, данный эффект не наблюдается, это дает нам возможность сказать, что последовательность соединения электродов не влияет на форму струи в плазме гелия. Данный эффект возможно связан с массой и потенциалом ионизации атомов рабочих газов. Поведение плазменной струи при разных рабочих газах и при разных расположениях электродов подробно схематически описано на рисунке 3.18.



Верхний рисунок - плазменная струя аргона, нижний рисунок - плазменная струя гелия

Рисунок 3.18 – ПСАД в рабочем режиме при конфигурации с высоковольтным электродом в форме цилиндра с разной последовательностью соединения электродов в разных рабочих газах

При конфигурации электродной системы с высоковольтным электродом в форме цилиндра толщина плазменной струи увеличивается и плазма горит равномерно. Также в данном случае риск нежелательного перехода плазмы из диффузионного режима барьерного разряда в искровой или коронный разряд меньше по сравнению с первым типом электродной системы, поэтому для дальнейших исследований была выбрана данная конфигурация электродов [129, 130].

Общая схема экспериментальной установки показана на рисунке 3.19. Основной частью установки является источник питания PVM 500, генерирующий переменные сигналы высокого напряжения. Частота работы генератора в диапазоне 25 - 30 кГц, пики напряжения приходятся на 0-30 кВ, при этом мощность дополнительного сигнала можно увеличить вдвое. На выходе источника питания два выхода: первый - выход высокого напряжения, он собран в виде цилиндра и прикреплен к кварцевой трубке, второй - заземляющий порт. Два цилиндрических электрода параллельно прикреплены к кварцевой трубке. Электрический разряд появляется между этими двумя электродами. Используется синусоидальный сигнал от источника питания с частотой f=30 кГц. На протяжении всей работы частота остается неизменной. Расход газа Q=6 л/мин, используются газы He с чистотой газа 99,99% и Ar с чистотой газа 99,8%. Причиной использования именно кварцевой трубки является устойчивость данного материала к высокой температуре. В эту кварцевую трубку подается газ He или Ar, вследствие чего на конце трубки появляется плазменная струя.

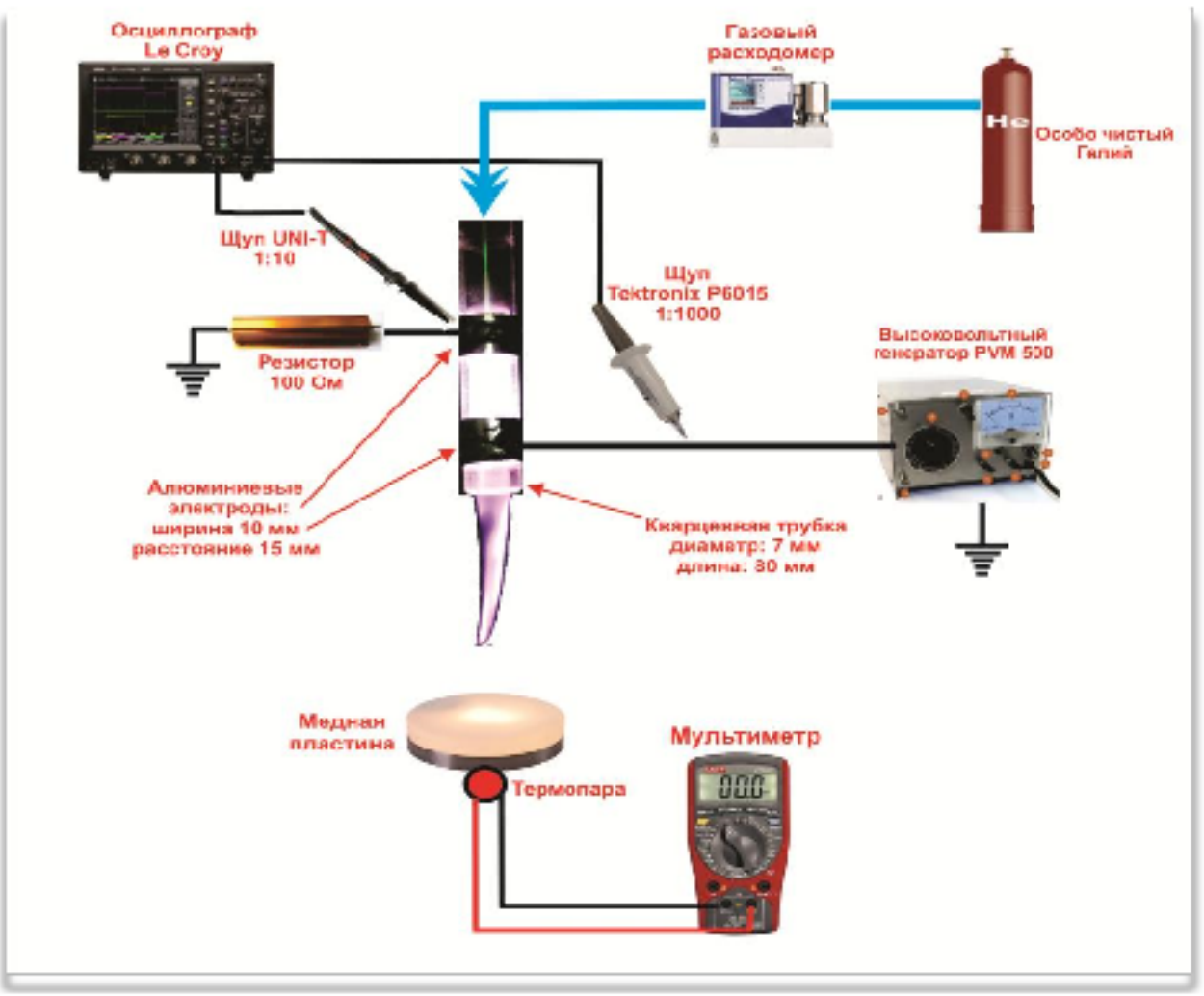
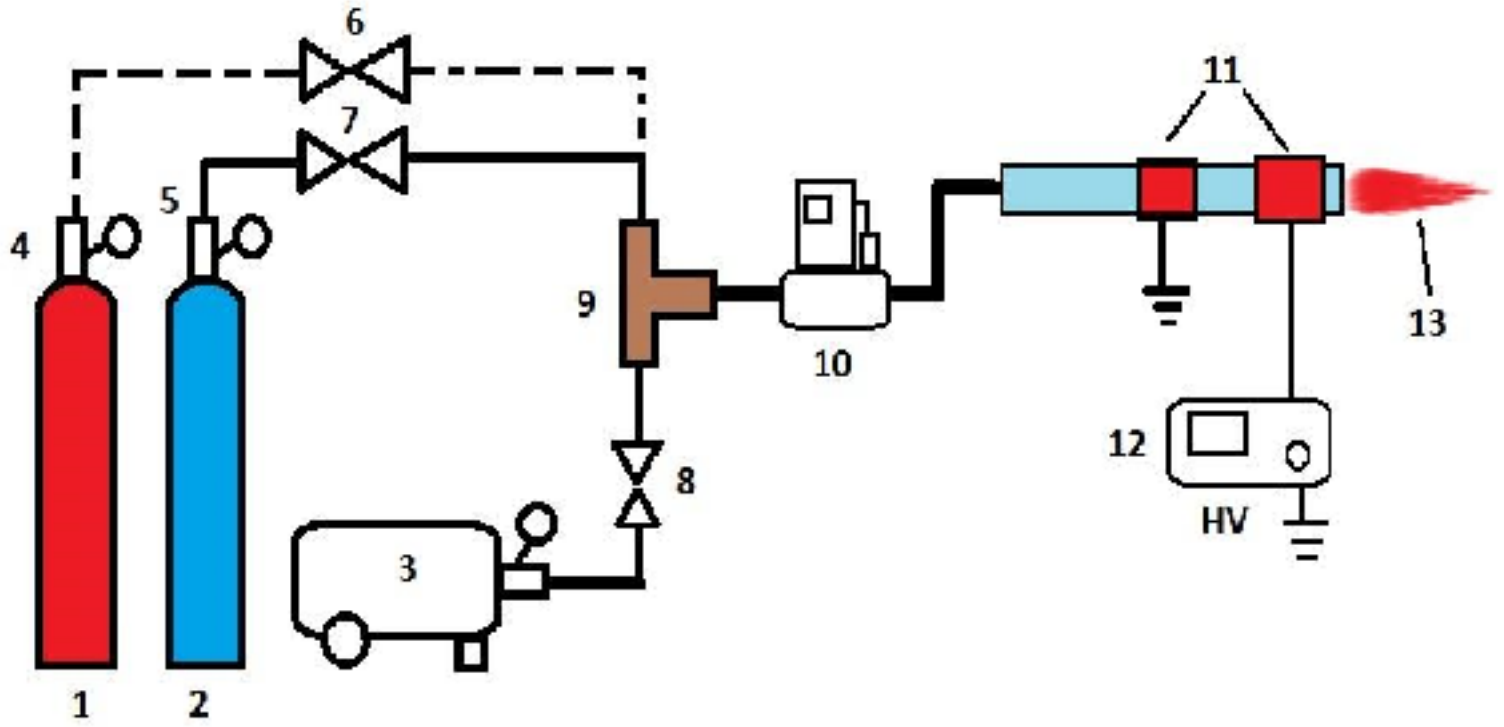


Рисунок 3.19 – Общая схема экспериментальной установки на основе источника плазменной струи атмосферного давления (ПСАД)

Газовый расходомер показывает расход газа в минуту. Осциллограф (Le Croy) фикструет данные напряжения и тока, по ним вычисляются величины потраченной энергии и мощности. Так как подается высокое напряжение, используется делитель напряжения щуп (Tektronix P6015 1:1000).

Для регулирования поступающего в микроплазмотрон тока в экспериментальной установке использовался проволочный резистор номиналом 100 Ом и 50 Вт. Также при построении ВАХ плазмы используются данные, полученные с помощью этого резистора. С помощью калориметра определяется температура плазмы. Калориметр состоит из трех основных частей: медная пластина, термопара и мультиметр [125, с. 23]

При формировании плазменной струи тип рабочего газа играет важную роль. Последние исследования показывают, что комбинации типов различных инертных и активных газов при получении ПСАД дают более положительные результаты по сравнению с экспериментами, где используется только один тип рабочего газа. Поэтому для проведения экспериментов была собрана система подачи газа и газовых смесей с возможностью контроля и измерения расхода газа. Ниже, на рисунке 3.20, показана схема подачи газа.



1, 2 -баллоны с инертными газами (гелий и аргон), 3 –компрессор для подачи воздуха, 4,5 – редукторы с измерителями объемного расхода газа, 6,7,8 – механические клапаны для регулировки расхода газов, 9 – тройник-смеситель, 10 – газовый расходомер (модель Bronkhorst M+WSeries), 11 – электроды разряда, 12 – высоковольтный генератор синусоидального напряжения, 13 – низкотемпературная плазма струйного типа при атмосферном давлении

Рисунок 3.20 – Системы подачи газа и газовых смесей для получения плазменной струи

Для работы с микроплазмотроном (источник холодной плазмы струйного типа при атмосферном давлении) обычно используются инертные газы, воздух или их смеси. Газ подается через трубки из металлических сосудов (баллоны) (1,2) через тройник-смеситель (9). Расход отдельных газов измеряется с помощью обычных редукторов с функцией измерения объемного расхода и

регулируется по необходимости с помощью механических клапанов (6,7). Воздух подается из компрессора через клапан (8). Общий расход газа измеряется с помощью газового расходомера (10) (BronkhorstM+WSeries) с автоматическим контролем заданного значения. Далее газ попадает в кварцевую трубку и разрядный промежуток (два электрода вокруг трубки). Электроды подключены к высоковольтному генератору синусоидального напряжения. После ионизации газа и образования плазмы, она уносится газовым потоком за пределы трубки, тем самым создавая низкотемпературную плазму струйного типа при атмосферном давлении [125, с. 31].

Газовый расходомер - прибор учёта, предназначенный для измерения количества (объёма) прошедшего по газопроводу газа. Использовался газовый расходомер производства компании Bronkhorst M+W Instruments, модель D-6321. Диапазон измерений потока данной моделью: минимальный диапазон 0.05-1.0 л/мин, максимальный диапазон 0.25-5.0 л/мин.

Использовался особо чистый гелий, со скоростью потока газа 6 л/мин. Расход газа рассчитывался по ниже представленным формулам:

$$S = \pi R^2 = \pi \frac{D^2}{4}, \tag{3.1}$$

$$Q = v\,S, \tag{3.2}$$

$$v = \frac{Q}{S} = \frac{4Q}{\pi D^2}, \tag{3.3}$$

где S – площадь сечения трубки, Q – расход газа, D – диаметр трубки, v – скорость течения газа.

Одним из основных характеристик устройств на основе плазменной струи при атмосферном давлении является электрические характеристики такие как динамическая вольт-амперная характеристика (ВАХ), статическая ВАХ, формы сигналов тока и напряжения и мощность подаваемый на разряд. В результате получения корректных данных по электрическим свойствам можно судить о природе и о режимах горения разряда и правильно интерпретировать зависимость параметров плазмы, таких как химический состав и температура от параметров источника питания [125, с. 32].

Для регистрации динамической ВАХ (зависимость тока и напряжения от времени) были использованы высоковольтные щупы и осциллограф Le Croy Wave Runner 354A с высокой разрешающей способностью. На рисунке 3.21. приведена осциллограмма, полученная в ходе экспериментов с *He*. Частота сигнала, подаваемого с источника питания, около 30 кГц. Желтая линия – напряжение разряда, красная линия – ток разряда. Цена деления в горизонтальном направлении соответствует 10 микросекундам, в вертикальном направлении 2 кВ.

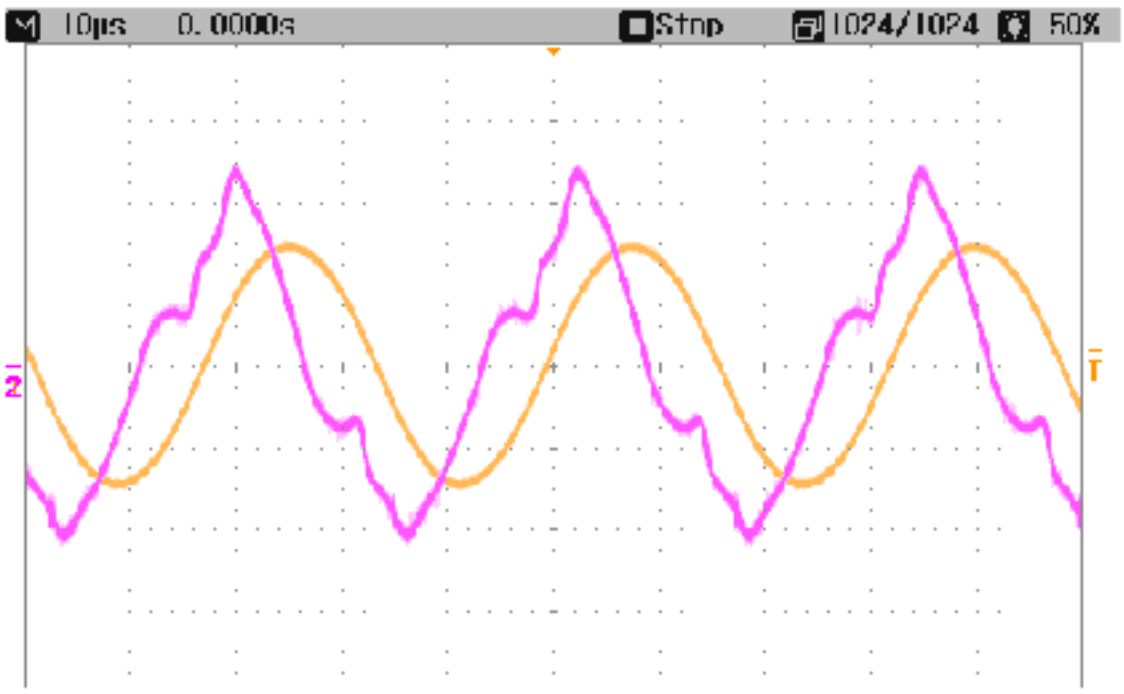


Рисунок 3.21 – Динамическая ВАХ разряда, рабочий газ *He*

Как видно из осциллограммы (рисунок 3.21), разряд носит емкостной характер, так как сдвиг фаз между осциллограммой тока и напряжением значительный относительно периода сигнала. Когда в качестве рабочего газа используется гелий, ток в разрядном промежутке протекает в основном за счет тока смещения, несмотря на то, что наблюдаются небольшие острые пики на максимуме синусоиды. Данная картина является типичной для диэлектрического барьерного разряда в атмосфере гелия и свидетельствует о диффузионном режиме барьерного разряда в ПСАД.

На рисунке 3.22 приведена осциллограмма, полученная в ходе экспериментов с Ar. Частота сигнала, подаваемого с источника питания, около 30 кГц. Как и в прыдущем случае, желтая линия - напряжение разряда, розовая линия - ток основного разряда.

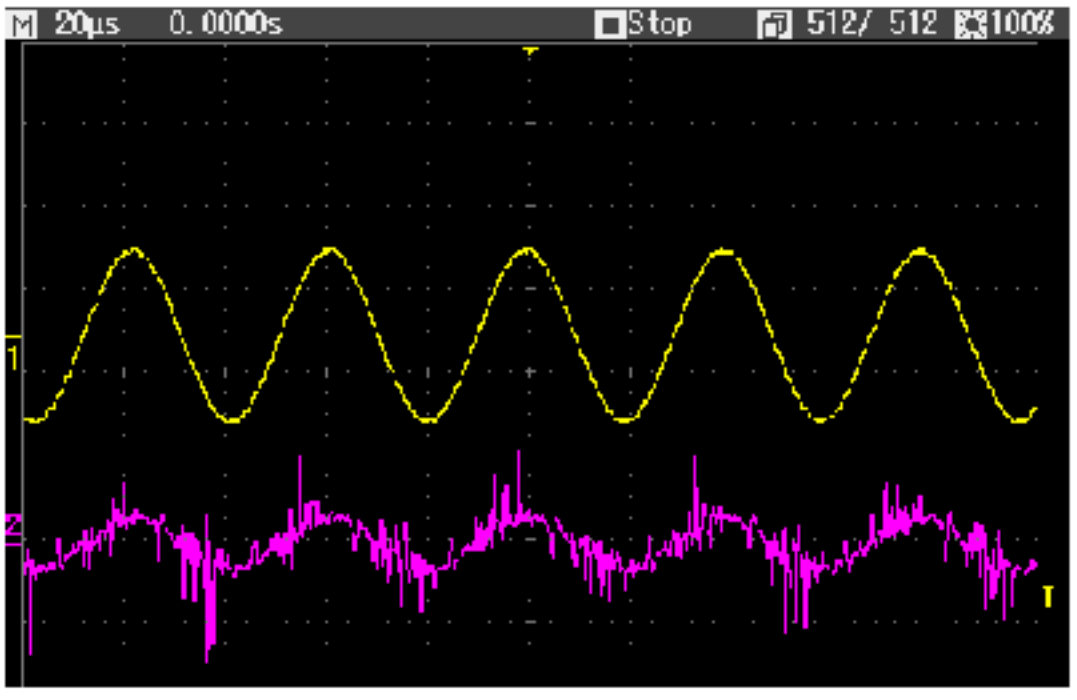


Рисунок 3.22 – Динамическая ВАХ разряда, рабочий газ Ar

Как видно из осциллограммы (рисунок 3.22) плазмы аргона ток в данном случае протекает за счет тока проводимости. Этому свидетельствуют многочисленные всплески тока вдоль и большие узкие пики на максимуме синусоиды.

Статическая ВАХ низкотемпературной плазмы атмосферного давления была получена при фиксированном расходе газа Q=6 л/мин и при постоянной частоте высоковольтного синусоидального напряжения. Частота сигнала, подаваемого с источника питания, f=30 кГц. Для Не ток и напряжение разряда равны I_p =4.5 мА, U_p =3 кВ. Для Ar ток и напряжение равны I_p =18,4 мА, U_p =13,4 кВ, при расходе газа Q=10 л/мин. Такой расход газа Ar используется в связи с тем, что, во-первых, при меньшем расходе газа длина плазменной струи становится менее 5 см, во-вторых, возрастает температура плазмы. Для аргона значения тока и напряжения на порядок выше, чем ток и напряжение разряда в случае с гелием. На рисунках 3.23 и 3.24 приведены результаты измерения статической ВАХ. Как видно из рисунка, в обоих случаях ток разряда растет линейно относительно напряжения.

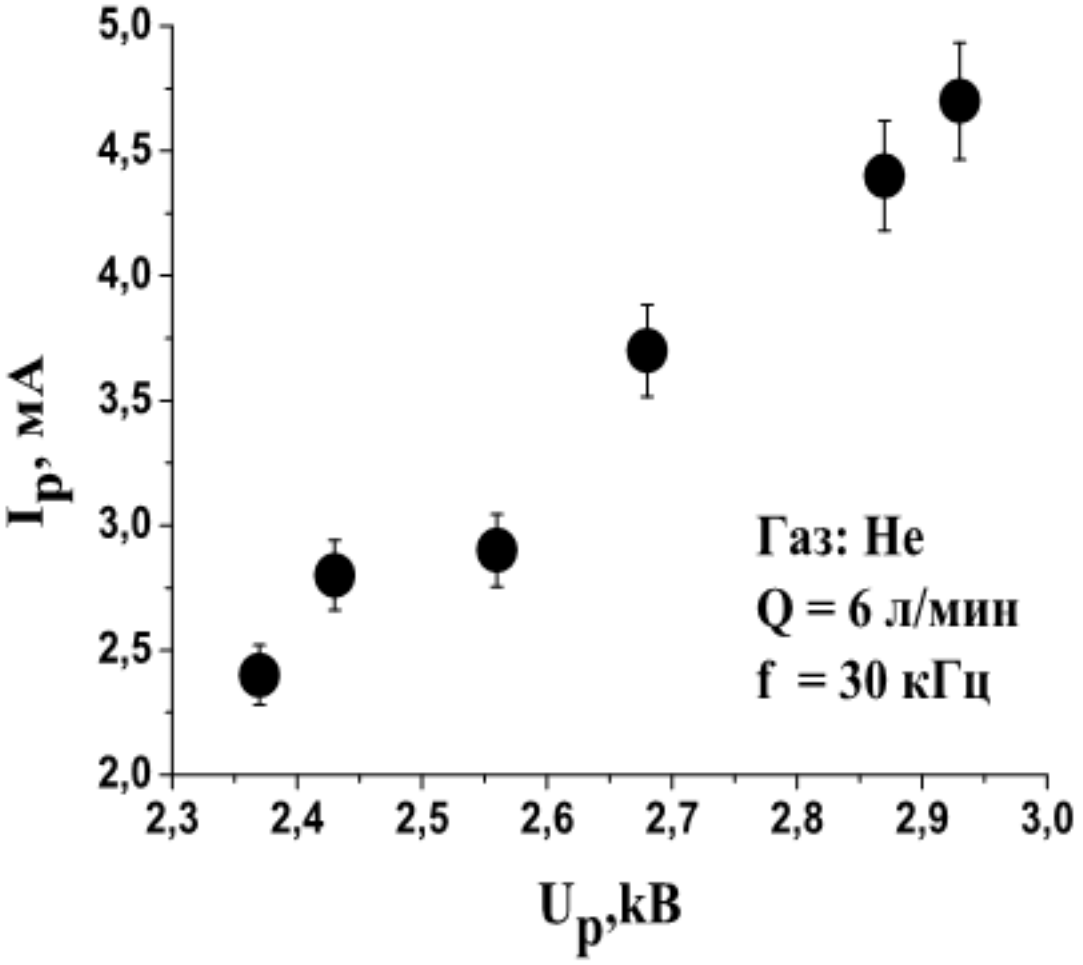


Рисунок 3.23 – Статическая ВАХ разряда, рабочий газ: гелий

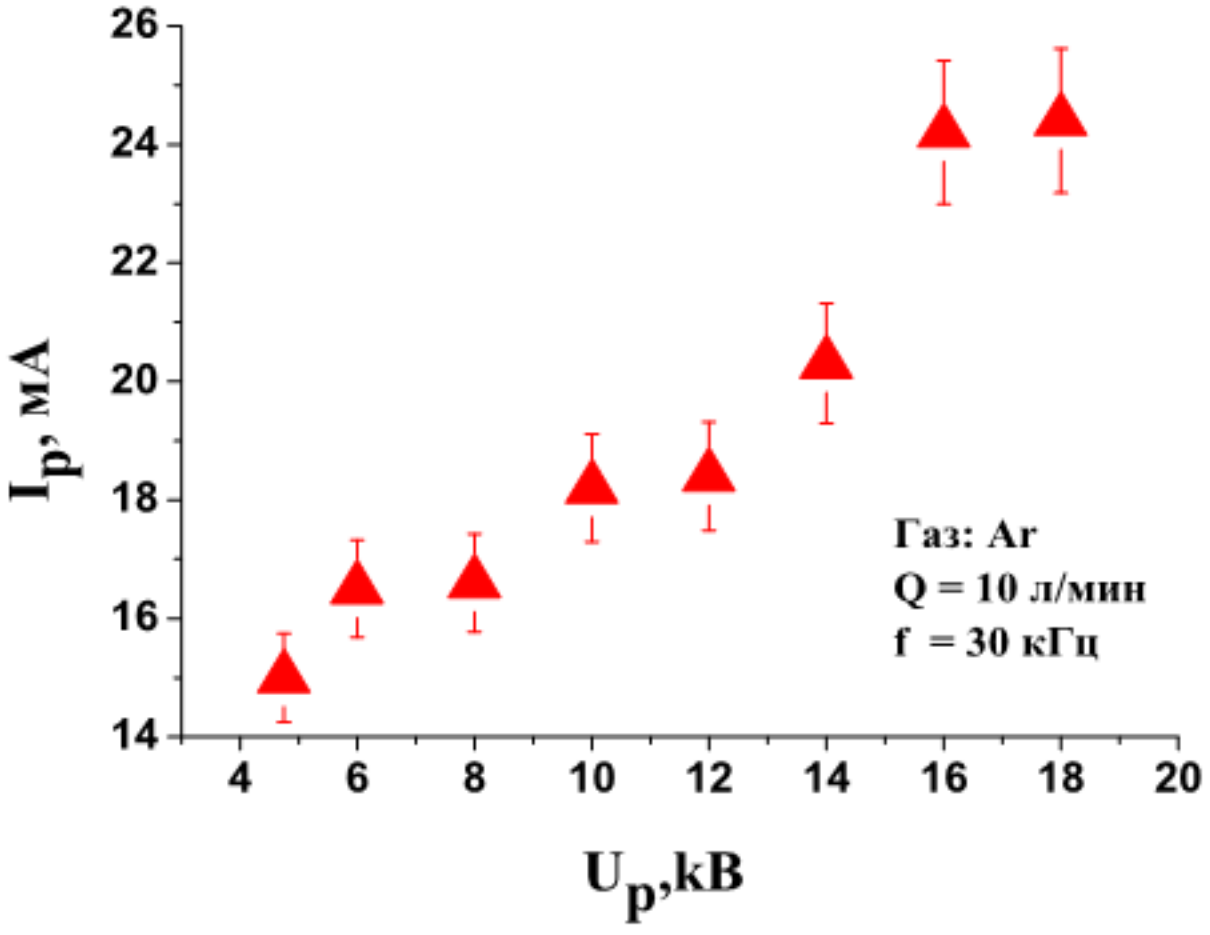


Рисунок 3.24 – Статическая ВАХ разряда, рабочий газ: аргон

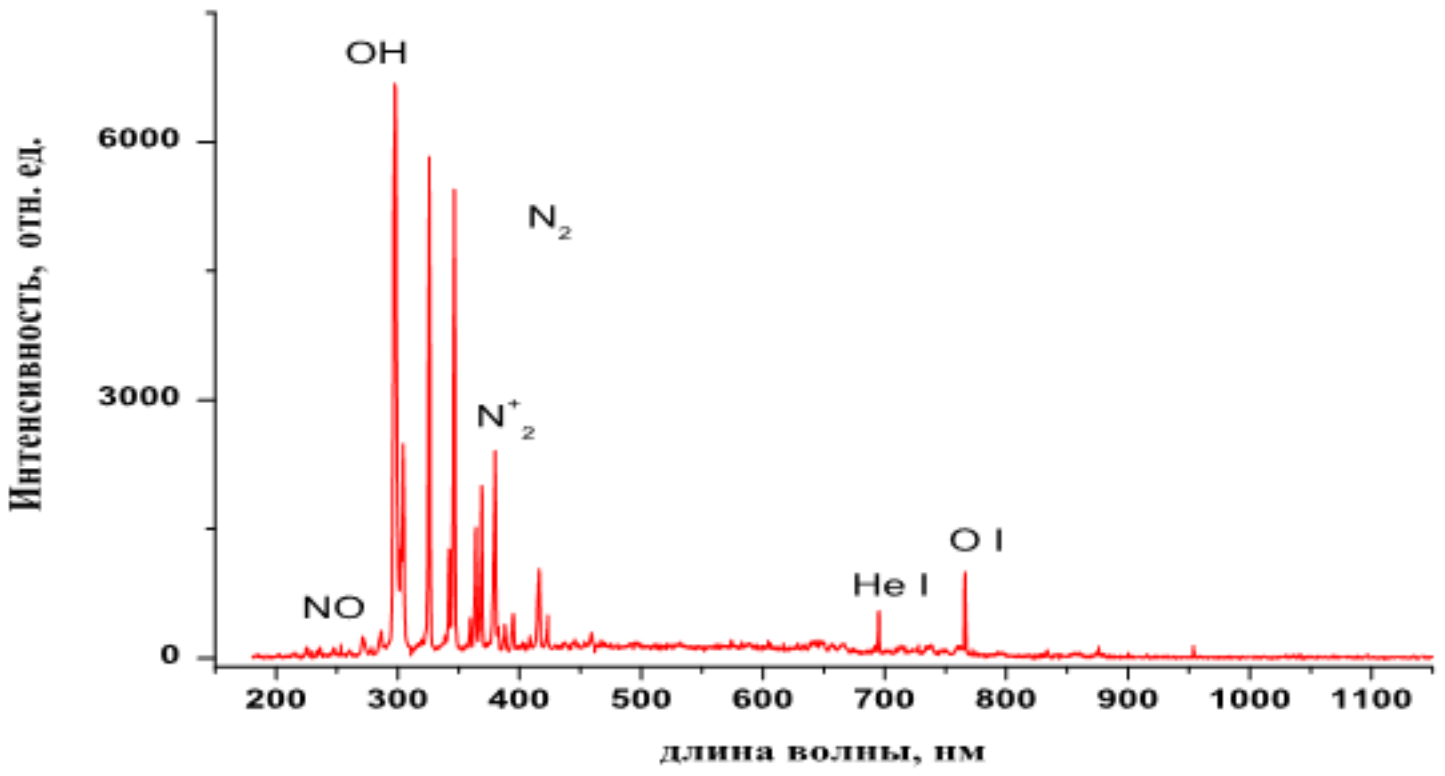
Величина тока и напряжения в плазме аргона превышает почти на порядок величину тока и напряжения плазмы гелия. Соответственно для разряда в аргоне выше потребляемая мощность и температура тяжелых частиц плазмы. Данный факт может сыграть решающую роль в выборе рабочего газа в ПСАД, так как мощность и температура плазмы определяют применимость плазмы для биомедицинских целей [125, с. 35].

Для диагностики различных свойств такой неравновесной системы как плазменные струи при атмосферном давлении существуют различные методы и одним из самых популярных является оптическая диагностика [131, 132]. Под оптической диагностикой обычно имеют ввиду визуализацию и спектроскопические методы. Спектроскопическая диагностика в основном осуществляется через оптическую эмиссионную спектроскопию (ОЭС). Имеются также методы на основе лазера, такие как лазер-индуцированная флуоресценция (ЛИФ).

С целью исследования предварительного химического состава и кинетических реакций разряда были изучены оптические свойства плазменной струи при атмосферном давлении. Для этого был применен оптико – эмиссионный спектрометр фирмы Solar Systems. Спектрометр состоит из оптической системы собранной в единый блок для регистрации сигнала, оптического волокна для передачи излучения и из самого спектрометра. Далее полученный сигнал обрабатывается через персональный компьютер. Время экспозиции равняется 5 с, для уменьшения шумов измеренный спектр окружающего фона был исключен через программное обеспечение спектрометра. Для регистрации сигнала фокус оптической системы был

настроен в область основного разрядного промежутка, где генерируются плазма и ее компоненты и дальше уносится потоком газа за область кварцевой трубки. Эмиссионный спектр был исследован для аргона и гелия при разных напряжениях разряда и при фиксированной частоте генератора и объемном расходе газа.

На рисунке 3.25 показан эмиссионный спектр ПСАД в диапазоне волн 200 нм – 1100 нм в потоке гелия с объемным расходом 6 л/мин, при напряжении генератора 4 кВ и частоте 30 кГц. Как видно из рисунка, в спектре представлены эмиссионные линии гелия, атомные линии излучения кислорода, молекулярные полосы *NO*, *OH*, N_2 и N^+_2. Эмиссионные линии N^+_2 и *NO* присутствуют из-за реакции молекул N_2 и O_2 в атмосферном воздухе. Радикалы *OH* являются результатом разложения молекул H_2O в воздухе, вызванный столкновениями с быстрыми электронами или метастабильными состояниями, присутствующими в плазме, особенно с метастабильным гелием. Наблюдаемые пиковые значения от 300 нм до 470 нм состоят из радикалов *OH* (308 нм), N_2 (337 нм и 357 нм), N^+_2 (380 нм, 390 нм, 427 нм и 470 нм).



Рабочий газ: гелий, напряжение на разрядных электродах: 4 кВ, частота: 30 кГц, расход газа: 6 л/мин

Рисунок 3.25 – Эмиссионный спектр ПСАД в диапазоне волн 200 нм – 1100 нм

Благодаря обилию молекул азота в атмосфере, полосы азота, естественно, доминируют. ОН радикалы также видны на рис. 6 из-за диффузии влажности воздуха. Вблизи видимой и инфракрасной области, наблюдаются линии атомарного кислорода при 777 нм, соответствующей переходу кислорода в

триплетное состояние. Пиковые значения при 501 нм, 587 нм, 667 нм, 706 нм и 728 нм принадлежат к атомам гелия [125, с. 36].

На рисунке 3.26 приведен более детальный эмиссионный спектр ПСАД в диапазоне волн 200 нм – 450 нм. Рассмотрим более подробно возможные реакции образования химически активных компонент плазмы. Одним из более интенсивных линий являются линии гидроксила OH. Основным возможным механизмом производства OH является диссоциативное возбуждение молекулы воды прямым электронным ударом:

$$H_2O(x) + e \rightarrow OH + H + e. \qquad (3.4)$$

Этот процесс может протекать достаточно быстро, даже если концентрация воды в воздухе очень низкая. Основным каналом потери этого состояния является тушение через соударения N_2 и O_2 вдоль пути распространения плазменной струи, когда тушение через атомы гелия пренебрежимо мало. Основной процесс для возбужденных состояний N_2 должен быть прямой электронный удар, когда сами молекулы O_2, N_2 и OH действует в качестве гасителей. Более того линии N_2 присутствуют в атмосферной плазме как гелия, так и аргона во всех значениях напряжения на электродах. Поэтому полагается, что излучение N_2 связано с распространением электронной лавины в разрядном промежутке.

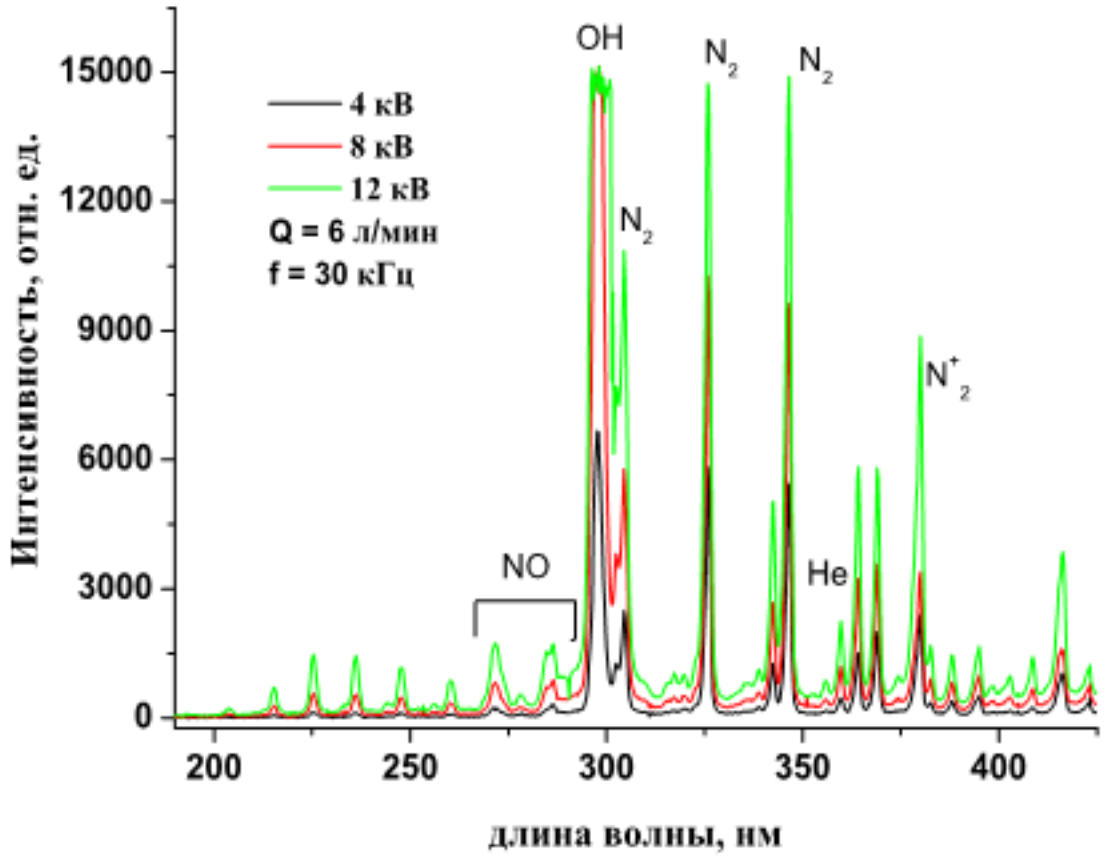


Рисунок 3.26 – Эмиссионный спектр ПСАД в диапазоне волн 200 нм – 450 нм.

Линии кислорода и азота возникают потому, что плазма выбрасывается в атмосферный воздух, где его энергетические электроны и метастабильные

состояния гелия ионизируют и возбуждают молекулы воздуха. Линии позитивной системы азота N^{+}_{2} при длине волны 391 нм можно объяснить Пеннинг ионизацией (снижение потенциала зажигания разряда в газе, обусловленное присутствием примеси других газов с меньшим потенциалом ионизации) через следующие реакции:

$$He^{*} + N_2 \rightarrow He + N_2^{+} + e^{-} \tag{3.5}$$

либо с переносом заряда:

$$He^{+} + N_2 \rightarrow He + N_2^{+}. \tag{3.6}$$

Также в данном случае возможна реакция вследствие прямого электронного удара:

$$e^{-} + N_2^{+} \rightarrow N_2^{+^{*}} + e^{-}. \tag{3.7}$$

Нужно дополнительно отметить, что *He* в возбужденном состоянии способен возбуждать значительное количество ионизирующих молекул азота в составе воздуха. На рисунке 3.27 показаны интенсивности линий *OH* при 309 нм и второй позитивной системы азота при 391,4 нм при разных напряжениях разряда.

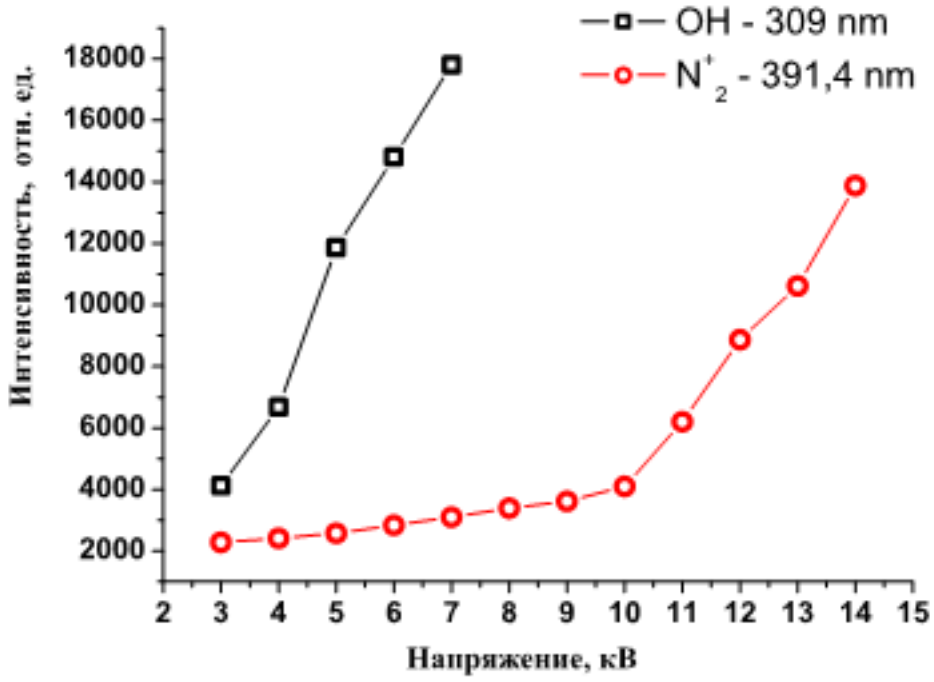


Рисунок 3.27 – Интенсивности спектральных линий OH и N^{+}_{2} при разных напряжениях разряда, рабочий газ: гелий

Как видно из графиков, интенсивность линий растет с ростом напряжения разряда. При этом рост линий гидроксила (OH) растет быстрее, чем линии азота при напряжениях от 3 до 7 кв, далее наблюдается насыщение и слияние линий с другими компонентами [133]. Линии азота растут равномерно от 3кВ до 10 кВ, но дальше наблюдается скачок в интенсивности более чем в три раза.

На рисунке 3.28 представлен расчет интенсивностей спектральных линий He I при разных напряжениях разряда. Как и ожидалось, с увеличением величины приложенного напряжения на разряд, интенсивность линий гелия растет экспоненциально.

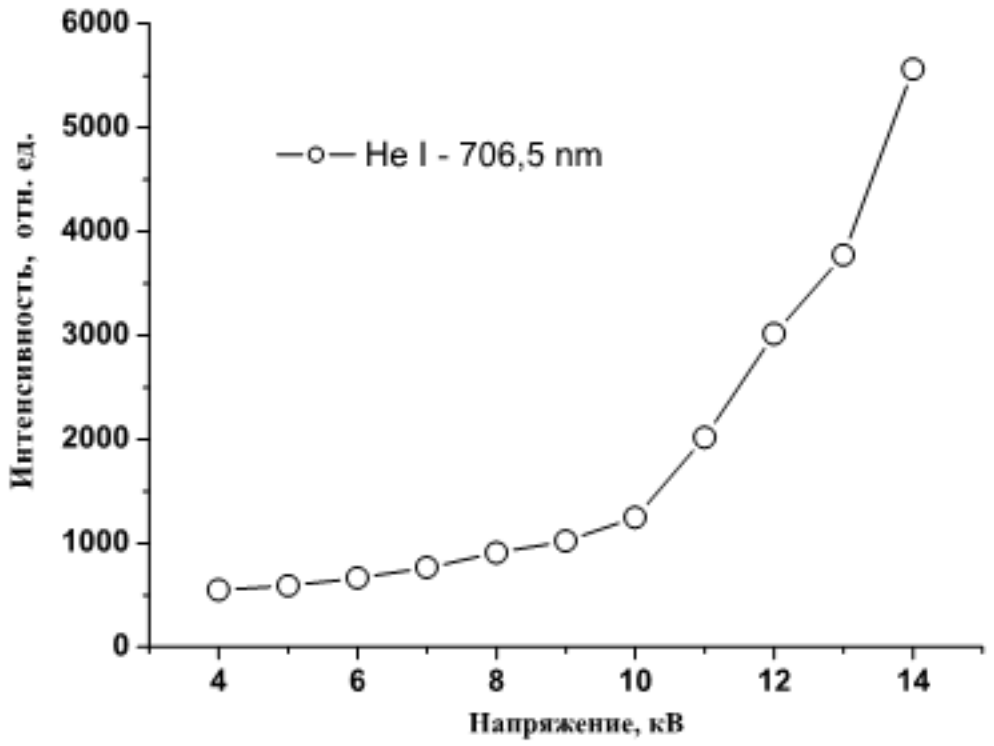


Рисунок 3.28 – Интенсивность спектральных линий *He I* при разных напряжениях разряда

В области границ видимого излучения и ультрафиолетовой области присутствуют линии оксида азота *NO*, который имеет множество важнейших биологических функций, включая бактерицидный эффект и индукция фагоцитоза бактерий и некротического детрита. Такие сильно реактивные формы как атомарный кислород *O*, гидроксил *OH* и оксид азота *NO* считаются наиболее эффективными химическими компонентами в уничтожении клеток или при воздействии на биологический материал в целом

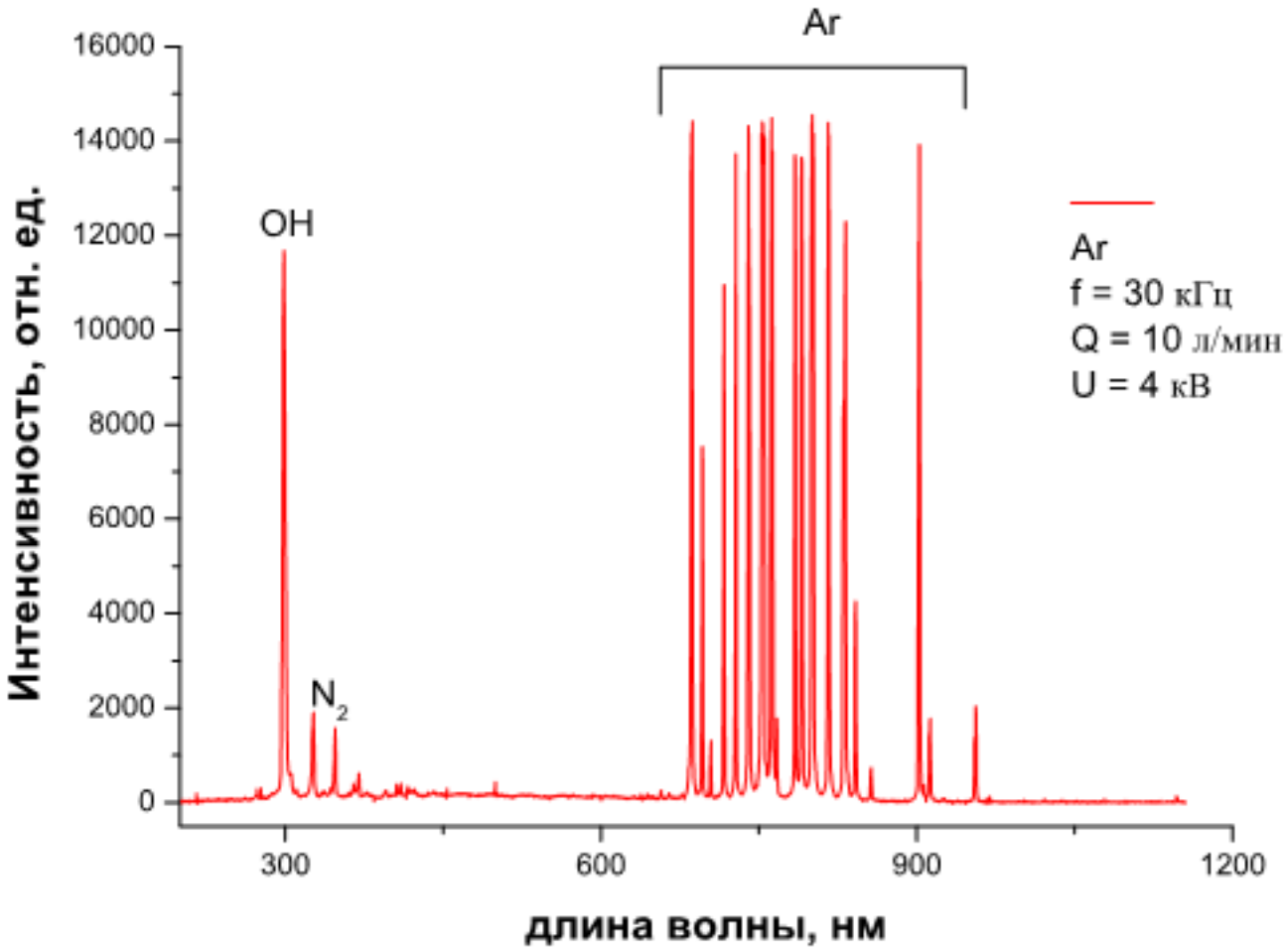
В рамках исследования состава плазменной струи при атмосферном давлении, также были изучены спектры аргона. На рисунке 3.29 представлен эмиссионный спектр ПСАД в аргоне в диапазоне длин волн 200 нм – 1100 нм, напряжение на разрядных электродах 4 кВ, частота 30 кГц, расход газа 10 л/мин.

В спектре излучения разряда в аргоне были обнаружены и идентифицированы пики электронно-возбужденных состояний аргона (690–780 нм), полосы радикалов $OH(A^2\Sigma+)$ (305–312 нм) и второй положительной системы азота (310-440 нм). Следует отметить, что спектры, снятые в различных областях разряда в капилляре и в факеле, содержали один и тот же набор пиков и полос, соотношение высот, которое менялось в зависимости от пространственных координат. Измерения пространственно-временных распределений интенсивности свечения плазмы разряда проводили для длин волн, соответствующих следующим излучательным переходам:

$$Ar^{**} \rightarrow Ar^{*} + h\nu, \quad (\lambda = 696 \text{ нм}), \tag{3.8}$$

$$Ar^{***} \rightarrow Ar^{*} + h\nu, \quad (\lambda = 772 \text{ нм}). \tag{3.9}$$

Длины волн 309 и 337 нм соответствуют наблюдаемым максимумам полос для радикалов *OH*(*A*) и молекул *N2*(*C*). Линии электронно-возбужденных состояний аргона с длинами волн 696 и 772 нм достаточно интенсивны, а соответствующие уровни энергии состояний *Ar*** и *Ar**** различаются на 0,18 эВ, что в принципе позволяет использовать эти сигналы для анализа энергетического спектра электронов в плазме разряда.



Рабочий газ: аргон, напряжение на разрядных электродах: 4 кВ, частота: 30 кГц, расход газа: 10 л/мин.

Рисунок 3.29 – Эмиссионный спектр ПСАД в диапазоне длин волн 200 нм – 1100 нм

Образование излучающих частиц в ПСАД может происходить, прежде всего, за счет реакций возбуждения прямым электронным ударом основных компонентов рабочей газовой смеси.

На рисунке 3.30 представлены интенсивности линий спектра аргона при длине волны 696,1 нм при разных напряжениях разряда. Как видно из рисунка,

с увеличением напряжения разряда интенсивность линий растет. После 6 кВ наблюдается уширение и насыщение линий.

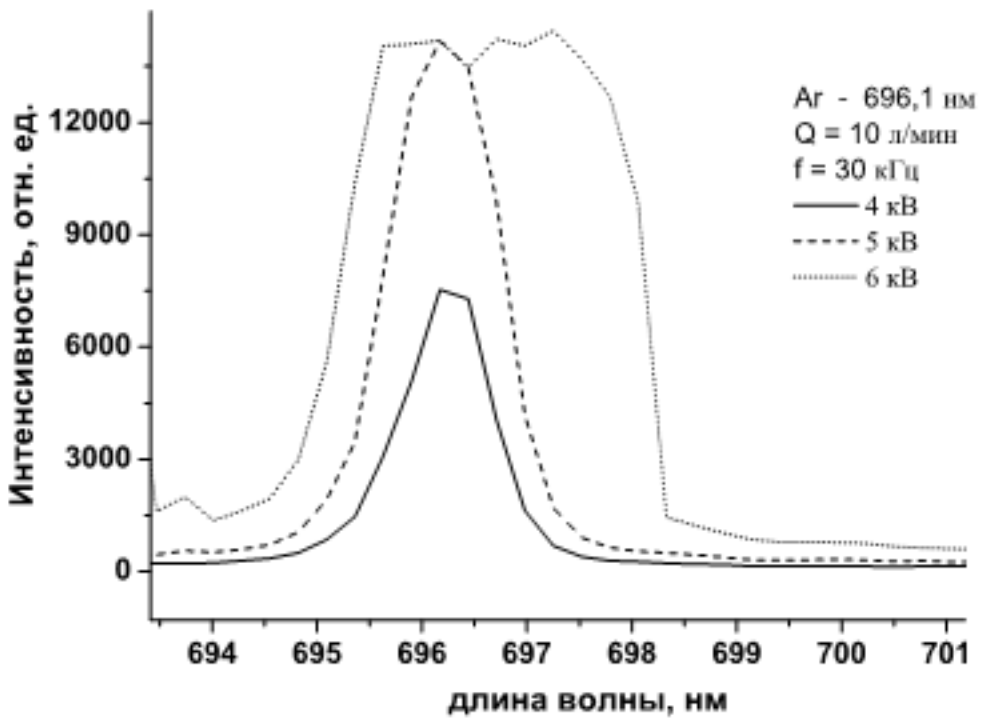


Рисунок 3.30 – Распределение интенсивности спектральных линий отома аргона при длине волны 696,1 нм при разных напряжениях разряда

Оптико-эмиссионная спектроскопия плазменной струи при атмосферном давлении показывает наличие таких активных химических компонентов и радикалов как атомарный кислород, озон, гидроксил и оксид азота. Эти компоненты, называемые в литературе «реактивные разновидности кислорода и азота» (reactive oxygen and nitrogen species), известны как сильные окислители и используются в целях уничтожения нежелательных клеток и микроорганизмов при дезинфекции и стерилизации биологических тканей и термочувствительных материалов в медицинской технике [125, с. 42].

Плазменную струю условно можно поделить на две части. Основная часть струи приходится на разряд в области трубки между двумя электродами. В этой области происходит интенсивная ионизация газа и образование плазмы. Далее плазма уносится потоком газа за область трубки в окружающую среду на несколько сантиметров в зависимости от условий разряда. Эта часть струи имеет низкую температуру и сложный химический состав и может быть применена в разных прикладных задачах.

Были проведены эксперименты для определения величины оптимального расхода газа и выявления оптимальных условий получения наиболее длинной плазменной струи. В результате экспериментов, было выявлено, что в зависимости от расхода подаваемого газа, длина плазменной струи равномерно увеличивается, далее наблюдается уменьшение длины струи. В качестве примера, на рисунке 3.31 приведены фотоизображения плазменных струй при разных расходах газа для случая с гелием.

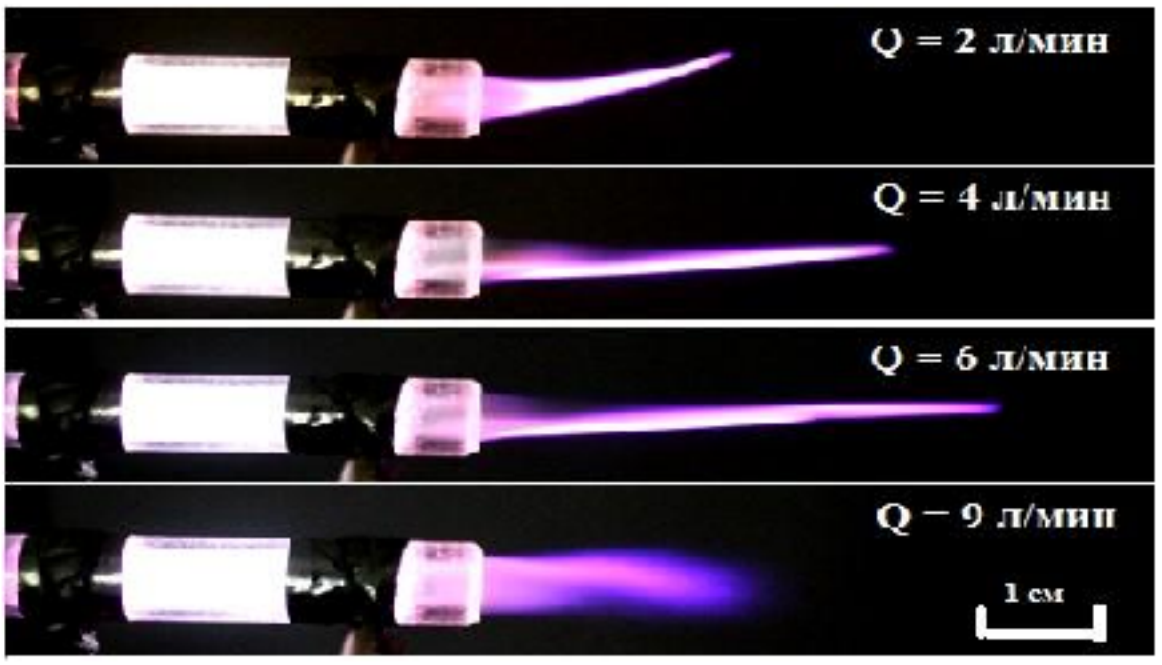


Рисунок 3.31 – Микроплазмотрон в рабочем режиме при разных расходах газа, рабочий газ гелий

Эксперименты показывают значительное изменение длины и формы струи в зависимости от объемного расхода газа. Ниже, на рисунке 3.32 приведены графики зависимости длины плазменной струи от расхода подаваемого газа. На рисунке треугольником отмечены результаты при рабочем газе *He*, напряжение равно 3 кВ, частота сигнала, подаваемого с источника питания, f=30 кГц. Как видно из рисунка, максимальная длина пламенной струи достигается при расходе газа равным 6 л/мин. До 6 л/мин, длина плазменной струи равномерно увеличивается, далее наблюдается спад.

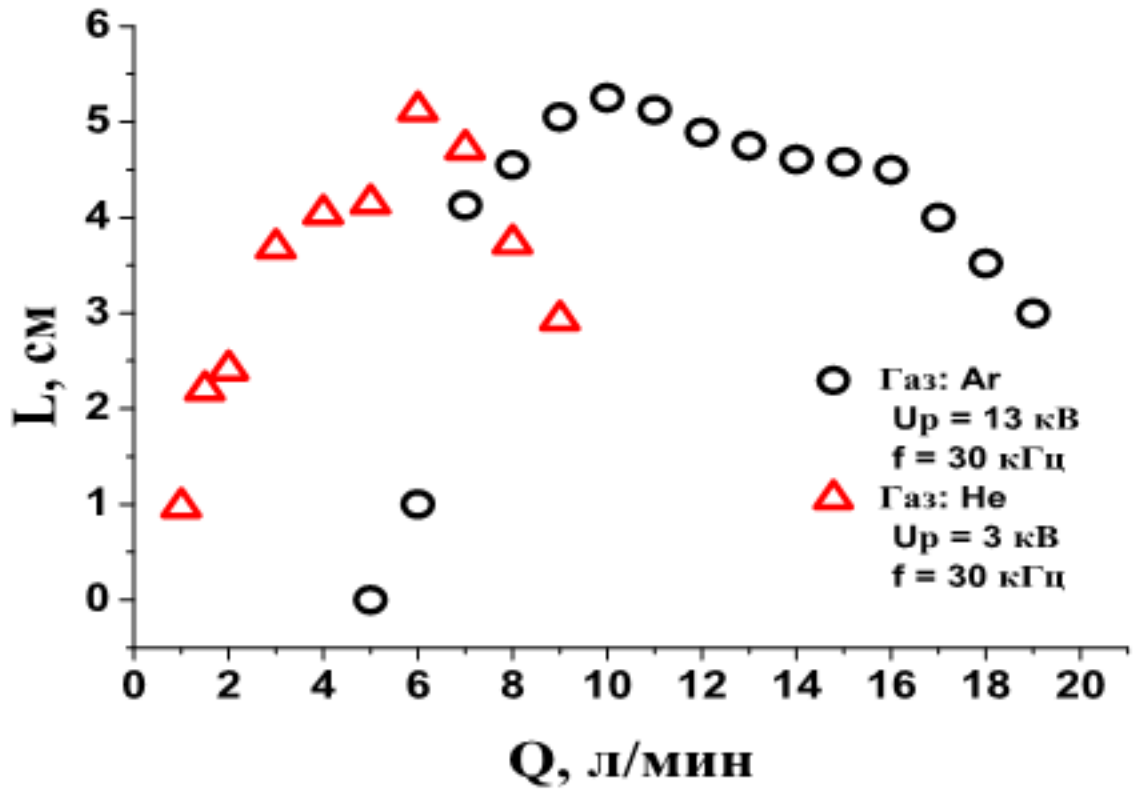


Рисунок 3.32 – Зависимость длины плазменной струи от расхода газа, рабочий газ *Ar*

Черные точки в виде кольца соответствуют данным эксперимента при рабочем газе Ar, напряжении равным 13 кВ, частота сигнала, подаваемого с

источника питания, f=30 кГц. Как видно из графика, максимальная длина пламенной струи достигается при расходе газа более 10 л/мин, далее, при увеличении расхода газа, также как и в случае с гелием наблюдается уменьшение плазменной струи. Причиной такого обратного уменьшения длины струи является турбулентность при больших объемных расходах и соответственно при большой скорости газа в трубке.

Также были проведены исследования зависимости длины плазменной струи от приложенного напряжения на электродах. Надо отметить, что в случае с гелием пробой происходит при напряжении разряда равным 1 кВ, а в экспериментах с Ar при 4,75 кВ. Исследование зависимости длины струи от напряжения разряда показало, что с увеличением напряжения длина плазменной струи увеличивается линейно. Для гелия характерно увеличение струи от 1 до 6 см, при увеличении напряжения от 1 до 3 кВ (рисунок 3.33). Дальнейший рост подаваемого напряжения приводит к переходу основного разрядного промежутка в окружающую среду и появлению короткого замыкания в виде искрового разряда. В случае с аргоном критическое напряжение наступает при 13 кВ (рисунок 3.33).

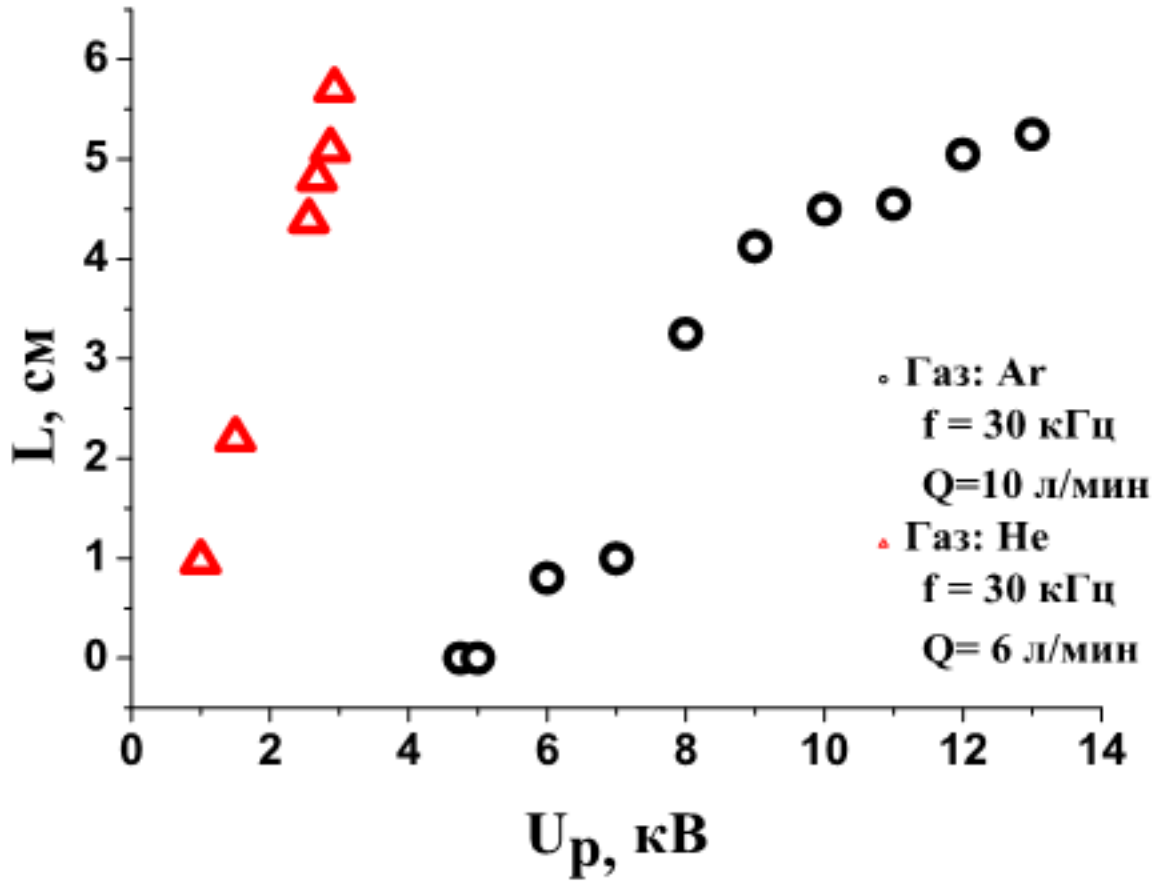


Рисунок 3.33 – Зависимость длины плазменной струи от напряжения разряда для разных рабочих газов

Форма и длина плазменной струи являются очень важными свойствами при обработке труднодоступных или чувствительных к внешнему воздействию частей материалов, в том числе биологических тканей.

Важнейшим параметром плазменной струи является температура газа и плазмы на поверхности обрабатываемых материалов. Для оценки данной характеристики был применен метод калориметрического измерения.

Калориметрический метод основан на применении калориметрических установок, им пользуются главным образом для определения теплового баланса. Данный метод осуществляется путем преобразования электрической энергии в теплоту, нагревающую некоторую жидкость (воду, кремний, органическую жидкость и другие), протекающую в калориметре. Разность температур протекающей жидкости на входе и выходе калориметра пропорциональна мощности. Калориметрические измерения происходят следующим образом: изменение состояния (температуры) калориметрической системы позволяет измерить количество теплоты, введённое в калориметр. Нагрев калориметрической системы фиксируется термометром. Перед проведением измерений калориметр градуируют — определяют изменение температуры калориметрической системы при сообщении ей известного количества теплоты (нагревателем калориметра или в результате проведения в камере химической реакции с известным количеством стандартного вещества). В результате градуировки получают тепловое значение калориметра, то есть коэффициент, на который следует умножить измеренное термометром изменение температуры калориметра для определения количества введённой в него теплоты. Тепловое значение такого калориметра представляет собой теплоёмкость (С) калориметрической системы.

В наших экспериментах калориметр был расположен на расстоянии 2,5 см от трубки, так как средняя длина плазменной струи равна 5 см. Время экспозиции равно 1 минуте. На рисунках 3.34 и 3.35 приведены результаты измерения температуры поверхности калориметра при контакте с плазменной струей.

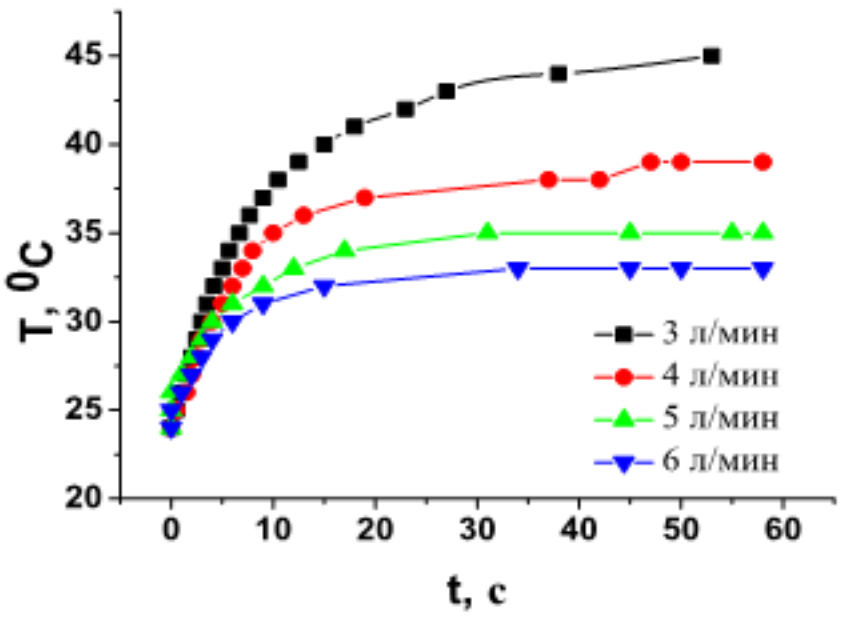


Рисунок 3.34- Зависимость температуры калориметра в конце плазменной струи от расхода газа Ar

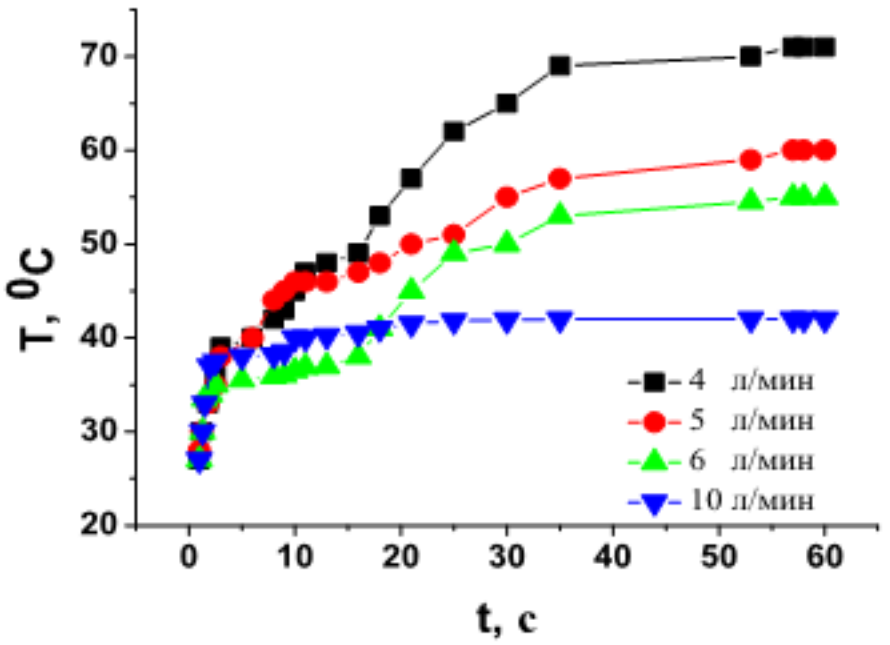


Рисунок 3.35.- Зависимость температуры калориметра в конце плазменной струи от расхода газа He

В начале процесса воздействия плазменной струей температура начинает резко увеличиваться и через некоторый промежуток времени наступает насыщение. Характер поведения кривых является одинаковым при разных потоках газа в обоих случаях и с гелием и аргоном.

Температура при насыщении меняется в пределах от $30^{\circ}C$ до $40^{\circ}C$ для гелия и от $40^{\circ}C$ до $70^{\circ}C$ аргона. В связи с полученными результатами по температуре, можно заключить, что в целях обработки плазмой биологических тканей, живых клеток и термочувствительных материалов более безопасно использовать гелий в качестве рабочего газа для генерации плазменной струи [125, с. 47].

В заключении можно сказать что для диагностики и исследования свойств комплексной атмосферной плазмы ДБР разработана и собрана система электродов барьерного разряда при геометрии электродов «плоскость-плоскость» и «плоскость – острие». Для измерения ВАХ и вольт-кулоновской характеристики разряда, стримерной структуры разряда и основных параметров плазмы был собран блок измерений экспериментальной установки. Были получены спектры разряда для исследования температуры и концентрации заряженных частиц плазмы. Исследована динамическая вольт-амперная характеристика диэлектрического барьерного разряда и спектры плазмы воздуха при электродных конфигурациях плоскость – плоскость и плоскость – острие. Показано, что применение острого электрода способствует уменьшению стримерных каналов и протеканию основного тока только в отрицательном полупериоде напряжения. Результаты оптико – эмиссионной спектроскопии показали уменьшение интенсивности при геометрии электродов «плоскость-острие» [134].

Для диагностики и исследования свойств ПСАД была собрана и протестирована два типа электродной системы с целью получения устойчивой струи плазмы. Подробно изучены такие электрические свойства как динамическая и статическая ВАХ разряда. На основе полученных результатов

определены режимы горения разряда при разных экспериментальных условиях. Изучены оптические свойства и химический состав плазмы методом оптико-эмиссионной спектроскопии [135]. Показано наличие в плазме излучения УФ диапазона, химически активных веществ и радикалов как гидроксил (OH), окись азота (NO), озон и атомарный кислород. Определены зависимости интенсивностей линий данных компонент от условий разряда как тип газа и напряжение, подаваемое на электроды. Изучены структурные свойства плазмы (форма и длина плазменной струи) при разных напряжениях питания и при разных объемных расходах газа. Так как температура плазмы является решающим фактором при использовании ПСАД, исследованы зависимости температуры поверхности калориметра от типа и скорости потока газа при взаимодействии с плазмой.

Полученные экспериментальные данные по диагностике могут быть полезны для исследования физических процессов в ДБР при разной комбинации геометрии электродов, при разработке технологических и медицинских установок на основе "холодной" комплексной плазмы атмосферного давления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе представлены результаты по исследованию и диагностике свойств низкотемпературной комплексной плазмы при низких и атмосферных давлениях.

Получены следующие основные результаты:

- экспериментально определен радиус свободной области от пылевых частиц вокруг электрического зонда. Установлена зависимость его размеров от приложенного потенциала на зонд. Увеличение потенциала зонда относительно потенциала окружающей плазмы приводит к уменьшению размеров области свободной от пылевых частиц вокруг зонда в комплексной плазме тлеющего разряда. На основе измерений размера области вокруг электрического зонда, свободной от пылевых частиц, был запатентован новый метод диагностики буферной плазмы [136], который может быть применен вместо традиционной зондовой диагностики, без использования ВАХ.

- исследована температура электронов пылевой и буферной плазмы газового разряда в смесях инертных газов (гелий+аргон) в высокочастотном (ВЧ) разряде. Зондовым методом измерено аксиальное распределение температуры электронов в буферной плазме ВЧ разряда гелия и в смеси гелия с аргоном. Показано, что добавка малого количества аргона в основной газ гелий способствует уменьшению температуры электронов, что в свою очередь существенно сказывается на свойствах комплексной плазмы.

- представлены результаты зондового измерения температуры, плотности электронов и потенциала плазмы в аргон – ацетиленовой плазме ассиметричного ВЧ разряда (13,56 МГц) с наночастицами. Проблема загрязнения поверхности зонда заряженными наночастицами решена с помощью применения «комплексной развертки» напряжения зонда и с помощью комбинации ионной бомбардировки с электронным нагревом. Результаты получены при разных фазах роста наночастиц и сравнены с данными напряжения самосмещения разряда.

- проанализированы движения нейтральных и заряженных диамагнитных частиц плазменного кулоновского кристалла в магнитном поле пробкотронного типа в условиях микрогравитации. Получен эффект разрушения и «кулоновский взрыв» формируемых структур при больших значениях электрического поля. Определены распределение по скоростям и заряд разлетающихся частиц.

- для диагностики и исследования свойств комплексной атмосферной плазмы ДБР разработана и собрана система электродов барьерного разряда при геометрии электродов «плоскость-плоскость» и «плоскость – острие». Получены спектры разряда для исследования температуры и концентрации заряженных частиц плазмы. Исследована динамическая вольт-амперная характеристика диэлектрического барьерного разряда и спектры плазмы воздуха при электродных конфигурациях плоскость – плоскость и плоскость – острие. Для диагностики и исследования свойств ПСАД собраны и

протестированы два типа электродной системы с целью получения устойчивой струи плазмы. На основе полученных результатов определены режимы горения разряда при разных экспериментальных условиях. Выявлено, что структура и форма плазменной струи при атмосферном давлении увеличивается с увеличением объемного расхода плазмообразующего газа и приложенного напряжения на электроды, в то время как частота сигнала не имеет влияния. Изучены оптические свойства и химический состав плазмы методом оптико-эмиссионной спектроскопии. Показано наличие в плазме излучения УФ диапазона, химически активных веществ и радикалов таких как гидроксил (OH), окись азота (NO), озон и атомарный кислород.

Оценивая **полноту решений поставленных задач** можно сделать вывод что они решены в полном объеме: иследованы призондовые явления и взаимодействие пылевых частиц в плазме тлеющего разряда, предложены методы диагностики параметров фоновой и комплексной плазмы, исследована температура электронов фоновой плазмы в смесях инертных газов, определены параметры комплексной плазмы с наночастицами путем адаптации метода классической зондовой диагностики, изучены различные свойства комплексной низкотемпературной газоразрядной плазмы объемного ДБР и плазменной струи при атмосферном давлении.

Полученные результаты в рамках выполнения диссертационной работы **могут быть применены** в различных областях науки и технологии. Метод диагностики по определению параметров фоновой плазмы может использоваться параллельно с зондовой диагностикой, а так же в тех случаях, когда получение корректной ВАХ зонда затруднено. Результаты по исследованию свойств низкотемпературной комплексной плазмы будут полезными для оптимизации различных лабораторных установок на основе газовых разрядов а также для различных технологических установок где используется комплексная плазма: установки по сухому плазменному травлению в микроэлектронике, установки по плазмохимическому осаждению тонких пленок из паров в газовой фазе, установки по синтезу наночастиц и нанокомпозитных материалов, установки по активации, чистке и модификации различных поверхностей и т.д. Полученные экспериментальные данные по диагностике низкотемпературной комплексной плазмы атмосферного давления могут быть полезны для исследования физических процессов в ДБР при разной комбинации геометрии электродов. Также они могут быть применены при разработке или модернизации технологических и медицинских установок на основе "холодной" плазмы атмосферного давления с целью применения в плазменной медицине для заживления ран, коагуляции крови и обработки раковых клеток; с целью применения в нанотехнологии и в технологии новых материалов для синтеза и осаждения различных покрытий без использования вакуумного оборудования; с целью применения в агропромышленнности для стимуляции всхожести семян зерновых культур и т.д.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 Morfill G. E., Ivlev A. V. Complex plasmas: An interdisciplinary research field // Reviews of modern physics. – 2009. – Vol. 81. – P. 1353 – 1404.

2 Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfil G.E., Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // Physics Reports. – 2005. Vol. 421(1). – P. 1 – 103.

3 Shukla P. K., Eliasson B. Colloquium: Fundamentals of dust-plasma interactions // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81. – P. 25 – 45.

4 Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to Dusty Plasma Physics. Series in Plasma Physics // Institute of Physics Publishing. – 2002. – 123 p.

5 Hippler R., Kersten H. Low Temperature Plasmas. – Wiley, 2008 – 945 p.

6 Bouchoule A., Dusty Plasmas. – Wiley, 1999 – 418 p.

7 Bonitz M., Horing N., Ludwig P. Introduction to Complex plasmas. – Springer, 2010 – 538 p.

8 Piel A., Melzer A., Dynamical processes in complex plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion.– 2002.– Vol. 5. – P. 44 – 55.

9 Piel A. Plasma Physics: An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas. – Springer, 2017 – 565 p.

10 Selwyn G. S. In situ laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination // Journal of Vacuum Science & Technology A. – 1998. – Vol.7. – 2758 p.

11 Bouchoule A. Dusty Plasmas: Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing. – Chichester: Wiley, – 1999. – 648 p.

12 Selwyn G. S. Optical characterization of particle traps // Plasma Sources Sci. Technol. – 1994. – Vol. 3. – P. 340 – 347.

13 Kroesen G. M. W., Stoffels W. W., Stoffels E., Haverlag M., G den Boer J. H. W., de Hoog F. J. Negative ions and particle formation in low-pressure halocarbon discharges // Plasma Sources Sci. Technol. – 1994. – Vol. 3 – P. 246 – 275.

14 Boufendi L., Plain A., Blondeau J. Ph., Bouchoule A., Laure C., Toogood M., Measurements of particle size kinetics from nanometer to micrometer scale in a low-pressure argon-silane radio-frequency discharge // Appl. Phys. Lett. – 1998.– Vol. 60. – P. 169 – 178.

15 Krasheninnikov S. I., Smirnov R. D., Pigarov Yu., Soboleva T. K., Mendis D. A. Dust in fusion devices: The state of theory and modeling // Journal of Plasma Physics. – 2010 – Vol. 76. – P. 377 – 388.

16 Krasheninnikov S. I., Pigarov A. Yu., Smirnov R. D., Soboleva T. K. Theoretical Aspects of Dust in Fusion Devices // Contribution to Plasma Physics.– 2010 – Vol. 50. – P. 410 – 425.

17 Krasheninnikov S. I., Smirnov R. D. On interaction of large dust grains with fusion plasma // Physics of Plasmas. – 2009. – Vol. 16. – 114501 p.

18 Mikikian M., Boufendi L., Bouchoule A., Thomas H. M., Morfill G. E., Nefedov A. P., Fortov V. E. PKE-Nefedov team. Formation and behaviour of dust particle clouds in a radio-frequency discharge: results in the laboratory and under microgravity conditions // New J. Phys. – 2003. – Vol. 5. – 19 p.

19 Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principle of Plasma Discharges and Materials Processing. – New York: Wiley – Interscience, 1994 – 835 p.

20 Goree J. Charging of particles in a plasma // Plasma Sources Sci. Technol.– 2004.– Vol. 3. – P. 400 – 406.

21 Colonna G., D'Angola A. Plasma Modeling Methods and Applications, IOP Publishing Ltd – 2016. – 385 p.

22 Ramazanov T. S., D'yachkov L. G., Dzhumagulova K. N., Gabdullin M.T., Dosbolayev M. K., Ussenov Y. A., Moldabekov Zh. A., Petrov O. F., Vasiliev M. M., Myasnikov M. I., Fortov V. E., Savin S. F., Musabayev T. A., Zhantayev Zh. Sh., Aimbetov A. A. Experimental investigations of strongly coupled Coulomb systems of diamagnetic dust particles in a magnetic trap under microgravity conditions // Europhysics Letters. – 2016. – Vol. 116. – 45001 p.

23 Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Jumabekov A. N., Dosbolayev M. K. Structural properties of dusty plasma in direct current and radio frequency gas discharges // Physics of Plasmas. – 2008. – Vol. 15. – 053704 p.

24 Sukhinin G. I., Fedoseev A. V., Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Amangaliyeva R. Zh. Dust particle charge distribution in a stratified glow discharge, // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – Vol. 40. – 7761 p.

25 Ramazanov T. S., Jumabekov A. N., Orazbayev S. A., Dosbolayev M. K., Jumagulov M. N. Optical and kinetic properties of the dusty plasma in radiofrequency discharge // Physics of Plasmas. – 2012. – Vol. 19. – 023706 p.

26 Dosbolayev M.K., Utegenov A.U., Tazhen A.B., Ramazanov T.S., Investigation of dust formation in fusion reactors by pulsed plasma accelerator,– December 2017. – Vol. 35 – P. 741–749.

27 Samukawa S., Hori M., Rauf Sh., Kunihide T., Bruggeman P., Kroesen G., Christopher Whitehead J., Anthony B. M., Gutsol A., Starikovskaia S., Kortshagen U., Boeuf J. P., Sommerer T. J., Kushner M. J., Czarnetzki U., Mason N. The 2012 Plasma Roadmap // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2012. – Vol. 45. – 253001 p.

28 Adamovich I., Baalrud S. D., Bogaerts A., Bruggeman P. J., Cappelli M., Colombo V., Czarnetzki U., Ebert U., Eden J. G. The 2017 Plasma Roadmap: Low temperature plasma science and technology // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2017. – Vol. 50. – 323001 p.

29 Kogelschatz U., Eliasson B., Egli W. From ozone generators to television screens: history and future potential of dielectric-barrier discharges // Pure Appl. Chem. – 1999. – Vol. 71. – P. 1819 – 1828.

30 Wagner H.-E., Brandenburg R., Kozlov K.V., Sonnenfeld A., Michel P., Behnke J.F. The barrier discharge: basic properties and applications to surface treatment // Vacuum. – 2003. – Vol. 71. – P. 417 – 436.

31 Fridman A., Chirokov A., Gutsol A., Non-thermal atmospheric pressure discharges // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – Vol.38. – P. R1– R24.

32 Weltmann K. D., Kindel Ec., von Woedtke T., Hähnel M., Stieber M., Brandenburg R. Atmospheric-pressure plasma sources: prospective tools for plasma medicine // Pure Appl. Chem. – 2010. – Vol. 82. – P. 1223 – 1237.

33 Reuter S., von Woedtke Th., Weltmann K. D. The kINPen – a review on physics and chemistry of the atmospheric pressure plasma jet and its applications // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2018. – Vol. 51. – 233001 p.

34 Winter J., Brandenburg R., Weltmann K.-D. Atmospheric pressure plasma jets: an overview of devices and new directions // Plasma Sources Sci. Technol. – 2015. – Vol.24. – 064001 p.

35 Laroussi M., Low-Temperature Plasma Jet for Biomedical Applications: A Review // IEE Transactions on Plasma science – 2015. – Vol. 43 – 035001 p.

36 Lu X., Laroussi M., Puech V. On atmospheric-pressure non-equilibrium plasma jets and plasma bullets // Plasma Sources Sci. Technol. – 2012. – Vol. 21. – 034005 p.

37 Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Коданова С.К., Петров О.Ф., Антипов С.Н., Джумагулова К.Н., Досболаев М.К., Жумабеков А.Н. Исследование движения пылевой частицы вблизи электрического зонда в газоразрядной плазме // Вестник НАН РК. – 2009. – Т. 1 – С. 11 – 17.

38 Merlino Robert L., Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics // Am. J. Phys. – 2007. – Vol. 75 – 1078 p.

39 Chen Francis F. Langmuir probes in RF plasma: surprising validity of OML theory // Plasma Sources Sci. Technol. – 2009. – Vol. 18. – 035012 p.

40 Godyak V. A., Alexandrovich B. M. Comparative analyses of plasma probe diagnostics techniques // Journal of Applied Physics. – 2015. – Vol. 118. – 233302 p.

41 Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. – Москва: Энергоатомиздат, 1996. – 256 с.

42 Hayashi N. Observation of submicron dust particles trapped in a diffused region of a low pressure radio frequency plasma // Physics of Plasmas. – 2001. – Vol. 8. – 3051 p.

43 Kim S.-H, Merlino R. L. Charging of dust grains in a plasma with negative ions // Physics of Plasmas. – 2006. – Vol. 13. – 052118 p.

44 Liu B., Goree J., Fortov V. E., Lipaev A. M., Molotkov V. I., Petrov O. F., Morfill G. E., Thomas H. M., Ivlev A. V. Dusty plasma diagnostics methods for charge, electron temperature, and ion density // Physics of Plasmas. – 2010. – Vol. 17. – 053701 p.

45 Vaulina O. S., Vasilieva E. V., Timirkhanov R. A., Plasma parameters and existence conditions of monolayer dust structures in the electrode sheath of an RF discharge // Plasma Physics Reports. – 2011. – Vol. 37. – 1035 p.

46 Kersten H.,U, Deutsch H., Otte M., Swinkels G.H.P.M., Kroesen G.M.W., Micro-disperse particles as probes for plasma surface interaction // Thin Solid Films. – 2000. – Vol. 377. – P. 530 – 536.

47 Fortov V.E., Nefedov A.P., Molotkov V.I., Poustylnik M.Y., Torchinsky V.M. Dependence of the Dust-Particle Charge on Its Size in a Glow-Discharge. //Plasma Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87. – 205002 p.

48 Ramazanov T. S., Jumabekov A. N., Orazbayev S. A., et. Al. Optical and kinetic properties of the dusty plasma in radiofrequency discharge // Physics of plasmas. – 2012. – Vol. 19. – 023706 p.

49 Melzer A., Hubner S., Lars L., Matyash K., Schneider R., Ramana I. Phase-resolved optical emission of dusty RF discharges: Experiment and simulation // Physical Review E – 2011. – Vol. 83 – 036411 p.

50 Boufendi L., Jouanny M. Ch., Kovacevic E., Berndt J. Mikikian M. Dusty plasma for nanotechnology // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2011. – Vol. 44 – 174035 p.

51 Beckers J., Stoffels W. W., Kroesen G. M. W. Temperature dependence of nucleation and growth of nanoparticles in low pressure Ar/CH_4 RF discharges // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2009. – Vol. 42. – 155206 p.

52 Wegner Th., Hinz A. M., Faupel F., Strunskus T., Kersten H., Meichsner J., Influence of nanoparticle formation on discharge properties in argon-acetylene capacitively coupled radio frequency plasmas // Applied physics letters. – 2016. – Vol. 108. – 063108 p.

53 Sushkov V., Herrendorf A-P, Hippler R. Metastable argon atom density in complex argon/acetylene plasmas determined by means of optical absorption and emission spectroscopy // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2016. – Vol. 49. – 425201 p.

54 Klindworth M., Piel A., Melzer A., Konopka U., Rothermel H., Tarantik K., Morfill G. E. Dust-Free Regions around Langmuir Probes in Complex Plasmas under Microgravity // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – 195002 p.

55 Bilik N., Anthony R., Merritt B. A., Aydil E. S., Kortshagen U. R. Langmuir probe measurements of electron energy probability functions in dusty plasmas // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2015. – Vol. 48 – 105204 p.

56 Laroussi M., Lu X., Keidar M. Perspective: The physics, diagnostics, and applications of atmospheric pressure low temperature plasma sources used in plasma medicine // Journal of Applied Physics. – 2017. – Vol. 122. – 020901 p.

57 Lua X., Naidis G.V., Laroussi M., Reuter S., Graves D.B., Ostrikov K. Reactive species in non-equilibrium atmospheric-pressure plasmas: Generation, transport, and biological effects // Physics Reports – 2016. – Vol. 630. – P.1 – 84.

58 Dilecce G. Optical spectroscopy diagnostics of discharges at atmospheric pressure // Plasma Sources Sci. Technol. – 2014. – Vol. 23 – 015011 p.

59 Šimek M., Optical diagnostics of streamer discharges in atmospheric gases // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2014. – Vol.47. – 463001 p.

60 Park H. S., Kim S. J., Joh H. M., Chung T. H., Bae S. H., Leem S. H. Optical and electrical characterization of an atmospheric pressure microplasma jet with a capillary electrode // Phys. Plasmas. – 2010. – Vol. 17. – 033502 p.

61 Bruggeman P. J., Sadeghi N., Schram D. C., Linss V. Gas temperature determination from rotational lines in non-equilibrium plasmas: a review // Plasma Sources Sci. Technol. – 2014. – Vol. 23. – 023001 p.

62 Reuter S., Sousa J. Santos, Stancu G. D., Helden J.-P. H. Review on VUV to MIR absorption spectroscopy of atmospheric pressure plasma jets // Plasma Sources Sci. Technol. – 2015. – Vol. 24. – 054001 p.

63 Nikiforov A. Yu., Leys Ch., Gonzalez M. A., Walsh J. L. Electron density measurement in atmospheric pressure plasma jets: Stark broadening of hydrogenated and non-hydrogenated lines // Plasma Sources Sci. Technol. – 2015. – Vol. 24. – 034001 p.

64 Dilecce G., Martini L. M., Tosi P. S., M., Benedictis S. De. Laser induced fluorescence in atmospheric pressure discharges // Plasma Sources Sci. Technol. – 2015. – Vol. 24. – 034007 p.

65 Рамазанов Т.С., Бастыкова Н.Х., Усенов Е.А., Коданова С.К., Досболаев М.К. Движение пылевыхчастиц вокруг электрического зонда // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2012. – Т. 2 – С. 25 – 31.

66 Ramazanov T.S., Kodanova S.K., Petrov O.F., Antipov S.N., Dzhumagulova K.N., Dosbolayev M.K., Jumabekov A.N. An investigation of dust particles orbiting a Langmuir Probe // J. Phys. A: Math. Theor. – 2009. – Vol. 42. – 214026 p.

67 Antipov S.N., Samarian A.A., Petrov O.F., Nefedov A.P. Behavior of a dust grain in the double layer of an electric probe in a gas-discharge plasma // Plasma Phys. Rep. – 2001. – Vol. 27. – P. 340 – 346.

68 Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. – Москва: Атомиздат, 1969. – 206 с.

69 Цытович В.Н. Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // Усп. физ. наук. –1997. –Т. 167. – С. 57 – 99.

70 Чан А., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. – Москва: Мир – 1978. – 202 с.

71 Allen J.E. Probe theory – the orbital motion approach // Physica Scripta. – 1992. – Vol. 45. – P. 497 – 503.

72 Nitter T. Levitation of dust in rf and dc glow discharges // Plasma Sources Sci. Technol. – 1996. –Vol. 5. – 93 p.

73 Draine B.T., Salpeter E.E. On the physics of dust grains in hot gas //Astrophys. J.– 1979. –Vol. 5. – 231 p.

74 Ramazanov T.S., Bastykova N., Ussenov Y.A., Kodanova S.K., Dzhumagulova K.N., Dosbolayev M.K., The behavior of dust particles near Langmuir probe // Contributions to Plasma Physics – 2012. – V 52. – P. 110 – 113.

75 Ramazanov T. S., Kodanova S. K., Dzhumagulova K.N., Bastykova N. Kh. The new method of measuring dust particle charge in glow discharge // Europhysics Letters. – 2011. – Vol. 96. – 45004 p.

76 Пат. 25593 РК. Способ определения заряда пылевых частиц по их движению вблизи электрического зонда в газоразрядной плазме, Рамазанов Тлеккабул Сабитович, Габдуллин Маратбек Тулебергенович, Досболаев Мерлан Қылышұлы, Джумагулова Карлыгаш Нурмановна, Коданова Сандугаш Кулмагамбетова, № 25593, 15.03.2012

77 Thomas E., Avinash Jr., Merlino R., Probe induced voids in a dusty plasma // Phys. Plasmas – 2004. – Vol.11. – 1770 p.

78 Bohm D. Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields – New York: McGraw-Hill, 1999 – 298 p.

79 Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S., Ussenov Y. A., Dosbolayev M. K., Masheeva R.U. Study of the Dust-Free Region Near an Electric Probe and the Dust Particles Oscillations in Dusty Plasma // Contrib. Plasma Phys. – 2013. – Vol. 53. № 4 – P. 419 – 425.

80 Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K. N., Dosbolayev M.K, Study of the dust-free region near an electric probe in dusty plasma // Book of Abstracts. 14th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas, Rostock – 2012. – 156 p.

81 Allen J.E.. Dust grain charging in RF discharges // Phys.Scr. – 1992. – Vol. 45. – P. 497 – 503.

82 Goree J. Charging of particles in a plasma // Plasma Sources Sci. Technol. – 1994. – Vol. 3. – P. 400 – 406.

83 Ussenov Y. A., Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Dosbolayev M. K. Application of dust grains and Langmuir probe for plasma diagnostics // Europhysics Letters – 2014. – Vol. 105. – 15002 p.

84 Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Dosbolayev M.K., The method of the determination of the buffer plasma characteristics by measuring of the radius of dust-free region around electrical probe // 4th International Conference on The Physics of Dusty and Burning Plasmas, Odessa, Ukraine – 2013. – 25 p.

85 Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Dosbolayev M.K., The method of diagnostics of complex plasma by dust particles and Langmuir probe // Proceedings of 7th International Conference on Physics of Dusty Plasmas, New Delhi, India – 2014. – 125 p.

86 Усенов Е.А, Рамазанов Т.С., Джумагулова К.Н., Досболаев М.К. Диагностика комплексной плазмы тлеющего разряда на основе электрического зонда и пылевых частиц, Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование: Сборник тезисов 8-ой Международной научной конференции – Алматы: 2013. – 121 с.

87 Оразбаев С. А., Усенов Е. А., Рамазанов Т. С., Досболаев М. К., Утегенов А.У. Исследование температуры электронов комплексной плазмы в смесях инертных газов в ВЧЕР разряде оптическими и зондовыми методами // Известия НАН РК, Серия физико-математическая. – 2015 – Т.3 – С.198 – 203.

88 Maiorov S.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Jumabekov A.N., Dosbolayev M.K. Plasma - Dust Structures in He - Ar RF Discharge // Phys. Plasmas. – 2008. – Vol. 15. – 093701 p.

89 Ramazanov T.S., Jumabekov A.N., Orazbayev S.A., Dosbolayev M.K., Jumagulov M.N. Optical and kinetic properties of the dusty plasma in rf discharge // Phys. Plasmas. – 2012. – Vol. 19. – 023706 p.

90 Wattieaux G., Boufendi L. Discharge impedance evolution, stray capacitance effect, and correlation with the particles size in a dusty plasma // Phys. Plasmas – 2012. – Vol. 19 – 033701 p.

91 Bouchoule A., Boufendi L. Particle nucleation and growth in a low-pressure argon-silane discharge // Plasma Sources Sci. Technol. – 1994. – Vol. 3 – P. 292 – 301.

92 Klindworth M., Arp O., Piel A. Langmuir probe system for dusty plasmas under microgravity // Review of Scientific Instruments – 2007. – Vol. 78. – 033502 p.

93 Akdim M. R., Goedheer W. J. Modeling the effect of dust on the plasma parameters in a dusty argon discharge under microgravity // Phys. Rev. E – 2003. – Vol. 67 – 066407 p.

94 Orazbayev S. A., Ussenov Y.A, Ramazanov T. S., Dosbolayev M. K., Utegenov A.U., A Calculation of the Electron Temperature of Complex Plasma of Noble Gases Mixture in CCRF Discharge // Contrib. Plasma Phys. – 2015 – Vol. 55. – P. 428 – 433.

95. Ussenov Y.A., Dosbolayev M.K., Utegenov A.U., Ramazanov T.S., The temperature of electrons of the buffer plasma in the mixture of noble gases in CCRF discharge // XXII Europhysical Society Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases, Greifswald, Germany – 2014. – 101 p.

96 Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Dosbolayev M.K., Utegenov A.U. The temperature of electrons of complex plasma in the mixture of He/Ar in radio frequency discharge // The 11th Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics, Porquerolles Island, France – 2015. – 38 p.

97 Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Dosbolayev M. K., Utegenov A.U. Electric probe measurements of temperature of electrons of dusty plasma in mixture of noble gases in RF discharge // 32nd International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Iași – 2015. – 25 p.

98 Y.A Ussenov, T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, M.K. Dosbolayev // 15th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas – Almaty, 2015. – 25 p.

99 Ussenov Y.A., von Wahl E., Marvi Z., Kersten H., Langmuir probe measurements in nanodust containing argon-acetylene plasmas // Vacuum – 2019 – Vol. 166 – P. 15 – 25.

100 Hinz A. M., von Wahl E., Faupel F., Strunskus T., Kersten H. Versatile particle collection concept for correlation of particle growth and discharge parameters in dusty plasmas // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2015 – Vol. 48 – 055203 p.

101 Bilik N., Anthony R., Merritt B. A., Aydil E.S., Kortshagen U.R., Langmuir probe measurements of electron energy probability functions in dusty plasmas // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2015 – Vol. 48 – 105204 p.

102 Kim J. S., Rao V. S., Cappelli M. A., Sharma S. P., Meyyappan M., Mass spectrometric and Langmuir probe measurements in inductively coupled plasmas in Ar, CHF3/Ar and CHF3/Ar/O2 mixtures // Plasma Sources Sci. Technol. – 2001 – Vol. 10 – P. 191 – 204.

103 Benedikt J, Hecimovic A, Ellerweg D, von Keudell A., Quadrupole mass spectrometry of reactive plasmas // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2012 – Vol. 45 – 403001 p.

104 Pilch I, Söderström D, Hasan M I, Helmersson U., BrenningN Fast growth of nanoparticles in a hollow cathode plasma through orbit motion limited ion collection // Appl. Phys. Lett. – 2013 – Vol. 103 – 193108 p.

105 Ussenov Y.A., von Wahl E., Ramazanov T.S., Kersten H., Electrical probe diagnostics of asymmetric RF discharge plasma with confined nanodust particles // Book of Abstracts, International Conference Strongly Coupled Coulomb Systems – Kiel, 2017 – 145 p.

106 Von Wahl E., Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Kersten H., Fast Langmuir probe measurements during nanoparticle growth in a CCRF plasma // 44th Europhysical Society Conference on Plasma Physics – Belfast, 2017 – 2.303 p.

107 Ramazanov T.S., D'yachkov L.G., Dzhumagulova K.N., Gabdullin M.T., Dosbolayev M.K., Ussenov Y.A., Moldabekov Zh. A., Petrov O.F., Vasiliev M.M., Myasnikov M.I, Fortov V.E., Savin S.F., Musabayev T.A., Zhantayev Zh. Sh., Aimbetov A.A., Experimental investigations of strongly coupled Coulomb systems of diamagnetic dust particles in a magnetic trap under microgravity conditions // Europhysics Letters – 2016. – Vol. 116 – 45001 p.

108 D'yachkov L.G., Ramazanov T.S., Petrov O.F., Vasiliev M.M., Myasnikov M.I., Fortov V.E., Dzhumagulova K.N., Gabdullin M.T., Dosbolayev M.K., Ussenov Y.A., Moldabekov Zh.A., Savin S.F., Musabayev T.A., Zhantayev Zh.Sh., Aimbetov A.A., Structure of a Coulomb cluster in the cusp magnetic trap under microgravity conditions // Contrib. to Plasma Phys. – 2018. – Vol. 58. – P. 940 – 945.

109 Laroussi M., From Killing Bacteria to Destroying Cancer Cells: 20 Years of Plasma Medicine // Plasma Process. Polym. – Vol. 11. – 2014. – 345 p.

110 Keidar M., Plasma for cancer treatment // Plasma Sources Sci. Technol. – Vol. 24. – 2015. – 138 p.

111 Lakshman K. R, Gerard J. J. B. de Groot Non-Thermal Plasma Treatment of Agricultural Seeds for Stimulation of Germination, Removal of Surface Contamination and Other Benefits: A Review // Plasma Process. Polym. – Vol. 12. – 2015. – 136 p.

112 Christopher J Whitehead. Plasma–catalysis: the known knowns, the known unknowns and the unknown unknowns // J. Phys. D: Appl. Phys. – Vol. 49. No. 243001. – 2016. – P. 120 – 135.

113 Kortshagen U., Nonthermal Plasma Synthesis of Nanocrystals: Fundamentals, Applications, and Future Research Needs // Plasma Chem Plasma Process – Vol. 36. – 2016. P. 105 – 123.

114 Исследование свойств и влияния холодной плазмы атмосферного давления на поверхности материалов (3220 ГФ4): отчет о НИР (промежуточный) / ДГП на ПХВ «Национальная нанотехнологическая лаборатория окрытого типа» РГП на ПХВ «КазНУим.аль-Фараби»: рук. Данияров Т.Т.; испол. Досболаев М.К. – Алматы, 2015. – С.50. – № ГР 0115РК00672 – Инв. № 0215РК01972.

115 Алейник А.Н.. Плазменная медицина: Учебное пособие. – Томск: ТПУ – 2011. – 155 с.

116 Усенов Е.А., Габдуллин М.Т., Досболаев М.К., Данияров Т.Т., Рамазанов Т.С., Электрические и оптические свойства диэлектрического барьерного разряда // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2016. – Т.1 – 12 с.

117 Утегенов А.У., Усенов Е.А., М.Қ. Досболаев, Т.С. Рамазанов, Зондовая диагностика плазмы высокочастотного разряда дополнительно возмущенной электростатическим полем // Проблемы эволюции открытых систем – 2016. – Т. 2 – 23 с.

118 Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Daniyarov T.T., Gabdullin M.T., Dosbolayev M.K., Investigation electrical and optical properties of dielectric barrier discharge // Physical sciences and technology – 2015. – Vol. 2. – P. 9 – 12.

119 Liu S, Neiger M. Enhanced performance of a dielectric barrier discharge lamp using short-pulsed excitation // J Phys D: Appl Phys. – 2003. – Vol. 36. – P. 1565 – 1572.

120 Kogelschatz U., Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2002. – Vol. 30. – P. 400 – 1408.

121 Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Daniyarov T.T., Gabdullin M.T., Dosbolayev M.K., Analysis of self-organized microdischarge structures in DBD on the basis of pair correlation functions // XXIII Europhysical Society Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases, Bratislava – 2016. – 351 p.

122 Усенов Е.А. Экспериментальная установка на основе диэлектрического барьерного разряда // Сборник тезисов международной Конференции молодых ученых «ФарабиӘлемі». – Алматы, 2015 – 402 с.

123 Пазыл А.С., Усенов Е.А., Рамазанов Т.С., Низкотемпературный микроплазмотрон для биомедицинских применений // Сборник тезисов 54-й международной научной студенческой конференции «МНСК». – Новосибирск, 2016 – 77 с.

124 Усенов Е.А., Рамазанов Т.С., Габдуллин М.Т., Досболаев М.К.,. Данияров Т.Т, Парные корреляционные функции микроразрядных структур в диэлектрическом барьерном разряде // Сборник тезисов конференции «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование». – Алматы, 2016. – 70 с.

125 Исследование свойств и влияния холодной плазмы атмосферного давления на поверхности материалов (3220 ГФ4): отчет о НИР (промежуточный) / ДГП на ПХВ «Национальная нанотехнологическая лаборатория окрытого типа» РГП на ПХВ «КазНУим.аль-Фараби»: рук. Данияров Т.Т.; испол. Досболаев М.К. – Алматы, 2016. – С.61. – № ГР 0115РК00672 – Инв. № 0216РК01376.

126 Пазыл А.С., Акильдинова А.К., Данияров Т.Т., Усенов Е.А., Габдуллин М.Т., Досболаев М.К., Рамазанов Т.С., Низкотемпературная плазма струйного типа при атмосферном давлении // Проблемы эволюции открытых систем. – 2016 –Т. 2 – 52 с.

127 Akildinova A.K., Ussenov Y.A, Pazyl A.S., Gabdullin M.T., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S., Daniyarov T.T., Electrical and optical properties of diffuse coplanar surface barrier discharge // Recent Contributions to Physics. – 2018. – Vol. 2 – P. 58 – 65.

128 Ussenov Y.A., Pazyl A.S., Akildinova A.K., Dosbolayev M.K., Gabdullin M.T., Daniyarov T.T., Ramazanov T.S. Comparative analysis of properties of helium

and argon atmospheric pressure plasma jets // Book of Abstracts XXXIII International Conference on Phenomena in Ionized Gases – Lisbon, 2017 – 217 p.

129 Пазыл А.С., Акильдинова А.К., Үсенов Е.А., Рамазанов Т.С., Габдуллин М.Т., Досболаев М.К., Данияров Т.Т. Низкотемпературная плазма струйного типа при атмосферном давлении // Сборник тезисов 9-ой Международной научной конференции «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование», – Алматы, 2016 – 286 с.

130 Ussenov Y.A., Pazyl A.S., Dosbolayev M.K., Gabdullin M.T., Daniyarov T.T., Muratov M.M., Ramazanov T.S., Synthesis of dust particles by combined discharge at atmospheric pressure // Book of abstracts, 15th Dusty Plasma Workshop, Baltimore, Maryland, USA. – 2018. – 91 p.

131 Belmonte T., Noël C., Gries T., Martin J., Henrion G., Theoretical background of optical emission spectroscopy for analysis of atmospheric pressure plasmas // Plasma Sources Sci. Technol. – 2015. – Vol. 24. – 064003 p.

132 Simon Hübner, Joao Santos Sousa, Joost van der Mullen, William G Graham, Thomson scattering on non-thermal atmospheric pressure plasma jets // Plasma Sources Sci. Technol. – 2015. – Vol. 24. – 054005 p.

133 Erka I., Tamer A., Optical properties of the atmospheric pressure helium plasma jet generated by alternative current (a.c.) power supply // Physics of plasmas – 2016 – Vol. 23. – 053501 p.

134 Akildinova A.K., Ussenov Y.A., Pazyl A.S., Gabdullin M.T., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S., Kersten H. Electrical and Optical properties of a dielectric coplanar surface barrier discharge. // Book of abstracts: Symposium on Plasma Physics and Technology, Prague, Czech Republic. – 2018 – 78 p.

135 Ussenov Y.A., Pazyl A.S., Dosbolayev M.K., Gabdullin M.T., Ramazanov T.S., Thin film deposition by combined plasma jet and spark discharge source at atmospheric pressure // Book of abstracts XXIV Europhysical Society Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases, Glasgow, Scotland. – 2018. – 148 p.

136 Пат. 33164 РК. Способ диагностики параметров буферной плазмы с помощью измерения радиуса области, свободной от пылевых частиц вокруг электрического зонда / Рамазанов Т.С., Досболаев М.К., Үсенов Е.А., Джумагулова К.Н.; опубл. 01.10.2018.