

Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего образования  
«Московский авиационный институт  
(национальный исследовательский университет)»

На правах рукописи



**КОЖЕВНИКОВ Владимир Владимирович**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В  
РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ  
МАЛОЙ МОЩНОСТИ**

Специальность 05.07.05

«Тепловые, электроракетные двигатели и энергоустановки  
летательных аппаратов»

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель:  
доктор технических наук, доцент  
Хартов Сергей Анатольевич

Москва — 2017

## Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Анализ современного состояния исследований и разработки высокочастотных ионных двигателей.....	12
1.1 Состояние разработки и перспективы применения современных высокочастотных ионных двигателей.....	12
1.2 Принцип работы высокочастотного ионного двигателя.....	19
1.3 Ионизационные процессы в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя .....	25
1.4 Особенности и методы экспериментальных и теоретических исследований плазмы в высокочастотном ионном двигателе .....	31
1.5 Постановка задачи исследования .....	39
Выводы к главе 1 .....	42
Глава 2. Экспериментальное исследование локальных параметров плазменного образования в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя .....	43
2.1 Разработка лабораторной модели высокочастотного ионного двигателя малой мощности.....	43
2.2 Описание экспериментальной установки и её основных систем.....	46
2.2.1 Вакуумная камера .....	47
2.2.2 Система подачи рабочего тела.....	49
2.2.3 Система электропитания лабораторной модели двигателя .....	50
2.3 Исследование интегральных характеристик лабораторной модели двигателя .....	51
2.4 Разработка зондового метода диагностики локальных параметров плазменного образования в разрядной камере лабораторной модели высокочастотного ионного двигателя малой мощности .....	57
2.4.1 Теоретические основы зондовых методов.....	57
2.4.1.1 Основные допущения методов зондовой диагностики плазмы .....	59
2.4.1.2 Вольт-амперная характеристика зонда .....	60
2.4.1.3 Основные соотношения для анализа зондовой характеристики .....	62
2.4.1.4 Особенности применения зондов в индукционном разряде.....	67
2.4.1.5 Многоэлектродные электростатические зонды .....	70
2.4.2 Расчет геометрии тройного электростатического зонда.....	74

2.4.3 Методика проведения зондовых измерений, с применением тройного электростатического зонда.....	80
2.4.3.1 Программа сбора данных и управления экспериментом .....	83
2.4.3.2 Порядок проведения зондовых измерений.....	84
2.4.3.3 Обработка данных эксперимента .....	86
2.4.3.4 Достоверность полученных экспериментальных данных .....	90
2.5 Обсуждение результатов измерений локальных параметров.....	91
2.5.1 Двумерные распределения температуры и концентрации электронов по осевому сечению разрядной камеры ВЧИД ММ.....	92
2.5.2 Сравнение распределения локальных параметров плазмы .....	98
Выводы к главе 2 .....	105
Глава 3. Подтверждение экспериментальных данных и создание инженерной модели для расчёта локальных параметров высокочастотного ионного двигателя .....	106
3.1 Сравнение экспериментальных данных с данными других исследователей..	106
3.2 Инженерная модель процесса плазмообразования в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя малой мощности.....	108
3.2.1 Основные допущения численной модели.....	111
3.2.2 Методика проведения расчёта .....	114
3.3.3 Верификация результатов численного моделирования .....	121
Выводы к главе 3 .....	123
Заключение .....	125
Список сокращений и условных обозначений.....	127
Список литературы .....	129

## Введение

### Актуальность темы исследования

Федеральная космическая программа России на 2016–2025 годы ставит задачу наращивания орбитальной группировки космических аппаратов (КА) социально-экономического и научного назначения [1, 2]. Для прагматичного решения этой задачи требуется, в том числе, создание спутников массой от 100 до 1000 кг, т.н. малых космических аппаратов (МКА), способных поддерживать свою работоспособность на низких орбитах в течение длительного периода (до 15 лет) [3]. В качестве двигательной установки для довыведения МКА на орбиту назначения, поддержания и коррекции орбиты в процессе эксплуатации могут применяться электроракетные двигательные установки (ЭРДУ) [4, 5, 6]. Наряду с очевидными экономическими преимуществами МКА (малые сроки и стоимость создания), данный класс КА имеет ограниченные ресурсы по энергетике, а для выполнения маневров с ЭРДУ необходимы затраты электроэнергии. Кроме того, для повышения разрешающей способности целевой аппаратуры МКА необходимо снижать высоты их орбит, что повлечет за собой увеличение аэродинамического торможения из-за сопротивления при трении о верхние слои атмосферы [7, 8]. С учетом этого главными требованиями к ЭРДУ для МКА должны быть повышенные тяговые характеристики и длительность работы при малом электропотреблении.

В России одним из основных эксплуатируемых электроракетных двигателей (ЭРД) является стационарный плазменный двигатель (СПД), за рубежом чаще применяется ЭРДУ с ионным двигателем (ИД) [9]. Данные типы ЭРД используют электростатический механизм ускорения пучка ионов. Так в коаксиальной разрядной камере (РК) СПД за счет замкнутого дрейфа электронов формируется перепад потенциала, извлекающий и ускоряющий ионы. На срезе РК ИД установлена ионно-оптическая система (ИОС), состоящая из нескольких тонких перфорированных дисков с разными потенциалами на них. Разность потенциалов между электродами ИОС извлекает ионную компоненту из РК ИД и ускоряет её

[9, 10]. Основными преимуществами ИД перед СПД является меньший массовый расход рабочего тела и больший ресурс, определяющийся распылением ускоряющего электрода ИОС [9]. Поэтому для длительно функционирующих МКА предпочтительно использовать ЭРДУ с ионными двигателями.

Одним из разрабатываемых сегодня в РФ типов ИД является высокочастотный ионный двигатель (ВЧИД). В настоящее время в рамках государственных программ РФ в МАИ производится разработка ВЧИД малой мощности (ВЧИД ММ) для ЭРДУ МКА, позволяющего обеспечить повышенные сроки его активного существования, ограниченные только ресурсом других бортовых систем спутника [5, 11]. С учетом потенциального применения в составе МКА при разработке ВЧИД ММ сформулированы следующие требования [5, 11]: потребляемая мощность системы питания и управления (СПУ) двигателя не более 300 Вт; тяга двигателя более 8 мН; удельный импульс свыше 35000 м/с; длительный ресурс работы до 20000 часов и более. Выполняя данные требования необходимо достигнуть относительно высокого коэффициента полезного действия (КПД) ЭРДУ — более 50%. Повышение КПД осложняется высокой ценой иона в наиболее отработанных ВЧИД (400...600 Вт/А) [12], и эти значения выше, чем у прочих типов эксплуатирующихся ЭРД.

Для достижения этих параметров при разработке опытного образца ВЧИД ММ был создан ряд лабораторных образцов двигателя для проведения комплексного исследования ВЧИД ММ с участием автора [5, 13, 14, 15]. Одной из целей исследований было совершенствование процесса передачи энергии в плазму РК, необходимое для снижения затрат мощности на получение ионов. Производился поиск оптимальных параметров плазмы при заданной геометрии РК с целью максимального извлечения из нее ионов. Задачей исследования, проведенного в диссертации, является изучение процесса передачи энергии в плазму РК ВЧИД ММ с целью снижения затрат мощности на получение иона.

Для реализации этой задачи применились зондовые методы диагностики локальных параметров плазмы двигателя. Для диагностики была создана лабораторная модель ВЧИД ММ подходящей конструкции, предусматривающая

возможность внедрения электростатических зондов в РК [16]. Интегральные характеристики лабораторной модели соответствуют характеристикам разработанного в МАИ ВЧИД ММ для ЭРДУ МКА [13]. Экспериментально полученные распределения температуры и концентрации электронов плазмы в объеме РК ВЧИД ММ позволили провести анализ процесса передачи энергии от высокочастотного индуктора в плазму. Исследование даёт возможность определить наиболее оптимальные, параметры индуктора ВЧИД и протекающего в нем тока для уже созданной геометрии. Полученные экспериментальные данные, а также результаты исследований других авторов, позволили построить обоснованную численную модель для расчёта локальных параметров плазмы в объеме РК ВЧИД ММ.

Актуальность представляемой работы обусловлена необходимостью получения распределений локальных параметров плазмы индукционного высокочастотного разряда в объёме РК малых габаритов для разработки новых моделей ВЧИД малой мощности.

#### **Объект исследования**

Объектом исследования является лабораторная модель ВЧИД малой мощности, использующая ксенон в качестве рабочего тела.

#### **Предмет исследования**

Предметом исследования являются интегральные характеристики модели ВЧИД и распределения локальных параметров плазмы в объёме её РК.

**Целью работы** является получение экспериментальных распределений температуры и концентрации электронов плазмы в РК ВЧИД для последующего анализа и выработки путей снижения затрат на ионизацию в двигателе.

#### **Основные задачи диссертации:**

В соответствии с целью в рамках работы были поставлены следующие задачи:

1. Разработка и отработка лабораторной модели ВЧИД ММ с диаметром выходного пучка ионов  $d = 80$  мм, учитывающей особенности эксперимента с использованием электростатических зондов.

2. Разработка методики измерения локальных параметров плазмы в объеме РК ВЧИД ММ с использованием тройного электростатического зонда, позволяющего производить достоверные, с учетом искажений в высокочастотном разряде, измерения в индукционном разряде.

3. Построение двумерных распределений температуры и концентрации электронов плазмы в объеме РК ВЧИД ММ, работающего в режимах с приложенной к ИОС извлекающей ионы разностью потенциалов, и без неё. Сравнение полученных распределений при изменении массового расхода рабочего тела и режима работы двигателя.

4. Разработка численной модели рабочего процесса, протекающего в объеме РК ВЧИД ММ. Сравнение результатов расчёта и эксперимента, а также с данными других исследователей.

#### **Научная новизна**

1. Разработана методика исследования локальных параметров плазмы в РК ВЧИД ММ с применением тройного электростатического зонда и специального алгоритма для обработки данных, позволяющая построить двумерные распределения локальных параметров плазмы в объеме РК.

2. Впервые проведено сравнительное экспериментальное исследование распределений локальных параметров в объеме РК ВЧИД ММ в режимах с извлечением и без извлечения ионного пучка.

3. Предложена численная модель, позволяющая построить двумерные распределения локальных параметров плазмы в РК ВЧИД ММ; произведено сравнение распределений, получаемых в ходе расчета, с экспериментальными данными и данными других исследователей.

#### **Практическая и теоретическая значимость результатов работы**

1. Создана лабораторная модель ВЧИД ММ, позволяющая проводить зондовые измерения локальных параметров плазмы в РК, особенностью этой модели является возможность внедрения электростатических зондов в плазму через отверстия в стенке РК.

2. Разработана методика контактного исследования локальных параметров плазмы в РК ВЧИД ММ с применением тройного электростатического зонда без дополнительной аппаратной фильтрации сигнала, показана возможность применения данной методики для исследования плазмы ВЧИД.

3. По результатам измерений построены двумерные распределения локальных параметров плазмы в РК ВЧИД ММ для разных массовых расходов рабочего тела (ксенона) в двух режимах: с извлечением и без извлечения ионного пучка. Полученные распределения температуры и концентрации электронов пригодны для использования при численном моделировании процессов в РК ВЧИД ММ.

4. Произведено численное моделирование процесса плазмообразования в объеме РК ВЧИД ММ; рассчитанные распределения параметров сравнивались с экспериментальными распределениями локальных параметров плазмы в объеме РК ВЧИД ММ, а также с экспериментальными данными других исследователей.

#### **Методология и методы исследования**

В работе применялись как эмпирические, так и теоретические методы исследования. Были использованы: методика определения интегральных параметров ВЧИД ММ, методика контактного исследования локальных параметров плазмы тройным электростатическим зондом, численное моделирование процесса ионизации в объеме РК ВЧИД, сравнительный анализ результатов измерений и расчета по численной модели с экспериментальными данными других исследователей.

#### **Положения, выносимые на защиту**

1. Методика диагностики локальных параметров плазмы в РК ВЧИД ММ с использованием тройных электростатических зондов.

2. Результаты зондовой диагностики плазмы в РК лабораторной модели ВЧИД ММ с диаметром выходного пучка ионов 80 мм.

3. Численная модель процесса плазмообразования в РК ВЧИД ММ.



4. Результаты сравнения экспериментальных данных зондовой диагностики с расчётом по предложенной численной модели и известными из других исследований параметрами плазмы в ВЧ разряде.

**Достоверность полученных результатов**, научных положений и выводов диссертации обусловлена использованием корректной методики измерений, основанной на апробированных ранее подходах; проведением экспериментальных исследований на сертифицированном оборудовании; совпадением полученных экспериментальных данных с данными численного моделирования, а также с экспериментальными данными других исследователей.

#### **Реализация и внедрение результатов работы**

Результаты работы использованы при выполнении ОКР по Программе государственной поддержки по созданию высокотехнологичных производств, выполняемой с участием высших учебных заведений, проект «Создание высокотехнологичной производственно-испытательной базы для разработки, стендовой отработки и промышленного производства электроракетных двигателей нового поколения — высокочастотных ионных двигателей малой мощности» по договору № 02.G25.31.0072. Результаты работы использованы при создании рекомендаций по дальнейшей разработке конструкций ВЧИД ММ.

#### **Апробация результатов**

Результаты исследований, описанных в диссертации, представлены в 3 научно-технических отчётах, патенте на полезную модель (№158759 РФ, опубл. 20.01.2016), в 6 статьях в рецензируемых научных изданиях из перечня ВАК РФ, в 3 статьях в зарубежных рецензируемых изданиях реферативной базы данных Scopus. Основные результаты работы обсуждались на межведомственном семинаре кафедры 208 в МАИ, докладывались на международных конференциях: XXXVII, XXXVIII, XL, XLI Академических чтениях по космонавтике (Москва, 29 января – 1 февраля 2013, 28–31 января 2014, 26–29 января 2016, 24–27 января 2017); XLII Международной молодёжной научной конференции «Гагаринские чтения — 2016» (Москва, 12–15 апреля 2016); 11-ой, 12-ой, 13-ой, 14-ой, 15-й Международных конференциях «Авиация и космонавтика» (Москва, 13–15

ноября 2012, 12–15 ноября 2013, 17–21 ноября 2014, 16–20 ноября 2015, 14–18 ноября 2016); 5th Russian-German Conference on Electric Propulsion and Their Application «Electric Propulsion — New Challenges» (Дрезден, 7–12 октября 2014); 5 International Conference «Space Propulsion 2016» (Rome, Italy, 2–6 May 2016). Образец лабораторной модели ВЧИД ММ представлялся, вместе с докладом, на ежегодной национальной выставке «ВУЗПРОМЭКСПО»-2013 (Москва, 17–18 декабря 2013).

#### **Личный вклад соискателя**

При непосредственном участии автора:

1. Разработана и отработана лабораторная модель ВЧИД ММ с диаметром выходного пучка ионов 80 мм, использующая ксенон в качестве рабочего тела.
2. Разработана методика зондовой диагностики плазмы ВЧИД ММ с применением тройных электростатических зондов. Создана система автоматического сбора измеряемых параметров и программы их обработки.
3. Проведена диагностика локальных параметров плазмы в РК ВЧИД ММ в разных режимах работы двигателя.
4. Произведена обработка данных эксперимента: построены двумерные распределения температуры и концентрации электронов плазмы в разных режимах работы лабораторной модели ВЧИД ММ.
5. Построена численная модель, позволяющая оценить распределения температуры электронов и распределения концентрации электронов плазмы в РК ВЧИД ММ.
6. Проведено сравнение полученных в представляемой работе экспериментальных данных с расчётами по предложенной численной модели и с данными других авторов.

#### **Структура и объем работы**

Диссертационная работа изложена на 141 страницах машинописного текста, включает в себя 48 рисунков, 11 таблиц, а также список литературы, содержащий

98 наименований. Работа разделена на введение, 3 главы содержательной части, заключение, список сокращений и условных обозначений, список литературы.

### **Краткое содержание работы**

**Во введении** обоснована актуальность темы, перечислены объект и предмет исследования, сформулированы цель и задачи исследования, отражены научная новизна, практическая значимость, приведены научные положения, выносимые на защиту.

**Первая глава** содержит краткие сведения о состоянии разработки и применения ВЧИД, принципе его работы, особенностях и методах его исследований. Формулируется задача диссертационного исследования.

**Вторая глава** работы посвящена описанию экспериментального исследования лабораторной модели ВЧИД ММ. Приведена схема испытательного стенда, даны характеристики измерительных приборов. Описана разработанная методика измерения локальных параметров плазмы ВЧИД тройным электростатическим зондом. Представлены результаты интегральных и локальных исследований модели ВЧИД ММ.

**Третья глава** диссертации посвящена численной модели процесса плазмообразования в ВЧИД ММ, разработанной автором. Проведено сравнение результатов экспериментальных исследований и рассчитанных по модели локальных распределений. Данные диссертационного исследования сравниваются с данными других исследователей.

**Заключение** содержит основные результаты и выводы диссертационной работы.

## **Глава 1. Анализ современного состояния исследований и разработки высокочастотных ионных двигателей**

### **1.1 Состояние разработки и перспективы применения современных высокочастотных ионных двигателей**

С конца XX века облик космонавтики претерпевает изменения. Сегодня государственные и частные компании, запускающие и эксплуатирующие искусственные спутники Земли (ИСЗ), руководствуются прагматичным пониманием вопросов космической отрасли. Они стремятся снизить стоимость разработки и эксплуатации космического аппарата (КА), минимизировать потери при неудачном пуске или выходе из строя КА. Для решения околоземных задач снижаются запросы на создание и выведение тяжелых автоматических КА (массой более 1 т), что ведет к сокращению рынка больших космических аппаратов (БКА) и росту интереса к малым космическим аппаратам (МКА) массой менее 1000 кг [5, 17, 18, 19]. Малые массы и габариты МКА ведут к снижению их стоимости, позволяют ограничить сроки его разработки несколькими годами и обеспечить аппарат наиболее передовыми технологическими решениями. Малая масса также позволяет снизить стоимость выведения КА, появляется возможность создавать группировки МКА на низких орбитах.

Переход к повсеместному использованию МКА возможен благодаря ряду факторов: миниатюризации электронной компонентной базы космической техники, внедрению современных технологий управления КА, созданию новых конструкционных материалов, запускам КА легкими ракетами-носителями (РН) или с борта крупной РН или МКС в виде сопутствующей нагрузки [18, 19]. Это приводит к расширению области применения МКА, сегодня они используются как спутники для связи, теле- и радиовещания, дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), как исследовательские аппараты. Сегодня это привело к тому, что

доля запускаемых МКА составляет 30% от всех пусков, а доля таких аппаратов на геостационарной орбите (ГСО) уже достигла 25% [5].

Федеральная космическая программа России на 2016–2025 годы ставит задачу наращивания орбитальной группировки КА социально-экономического и научного назначения [1, 2]. Например, в план «Стратегического развития государственной корпорации по космической деятельности «Роскосмос» на период до 2025 года и перспективу до 2030 года» заложен рост сроков активного существования (САС) КА связи и ДЗЗ на низкоорбитальных и высокоэллиптических орбитах до 10 лет и рост САС КА связи и ДЗЗ на ГСО до 15 лет [3]. Для решения этой задачи возможно создание группировок МКА, способных поддерживать свою работоспособность в течение указанного выше САС. В таких условиях возникает необходимость повышать удельную массу полезной нагрузки на МКА по отношению к прочим системам и выбор двигательной установки (ДУ), способной соответствовать заявленным выше САС, становится критически значимым.

Сегодня в качестве ДУ для решения задач длительного поддержания орбиты низкоорбитальных КА, довыведения КА на орбиту назначения (например, на ГСО), коррекции положения КА и его точного позиционирования могут применяться электроракетные двигательные установки (ЭРДУ).

Идея создания электроракетного двигателя (ЭРД), двигателя в котором рабочее тело (РТ) ионизируется и после ускоряется в электромагнитных полях различной конфигурации, появилась ещё начале XX веков. Основоположниками этой идеи были К.Э. Циолковский, Р. Годдарт, Г. Оберт. Первый пробный запуск ЭРД был осуществлен в лабораторных условиях в СССР В.П. Глушко в 1930-31 гг. [20]. Начало же активного практического изучения ЭРД приходится на 1957-1964 годы — время после запуска первого ИСЗ «Спутник-1». Сегодня в России одним из основных эксплуатируемых в практических задачах ЭРД служит стационарный плазменный двигатель (СПД). За рубежом чаще применяется ЭРДУ с ионным двигателем (ИД), основанным на электростатическом принципе ускорения пучка ионов [9, 21]. Одним из современных конкурирующих типов ИД,

который рассматривается в данной работе, является высокочастотный ионный двигатель (ВЧИД). В таблице 1.1 сравниваются основные параметры наиболее распространённых типов ЭРД.

Таблица 1.1 — Параметры распространённых типов ЭРД [4, 9].

Характеристики ЭРД	Тип ЭРД			
	Холловские ЭРД		Ионные двигатели	
	Стационарные плазменные двигатели (СПД)	Двигатели с анодным слоем	С разрядом постоянного тока	С ВЧ и СВЧ разрядом
Удельный импульс тяги, м/с	10000...30000	10000...70000	30000...80000 и более	
Характерные уровни тяги, мН	60...80	60...80	20...90	
Цена тяги, кВт/Н	10...30	10...40	25...65	
Рабочее тело	Ксенон, криптон	Ксенон, криптон, жидкие металлы	Ксенон, криптон	

Известно, что скорость истечения пучка ускоренных частиц современного ЭРД значительно выше скорости истечения струи химического двигателя в космосе и может достигать 35000...100000 м/с [22]. Для ИД удельный импульс тяги связан со скоростью истечения следующим соотношением:

$$I_{уд} \sim \eta_{РТ} V_i, \quad (1.1)$$

где  $I_{уд}$  — удельный импульс (отношение тяги двигателя к массовому секунднему расходу РТ), м/с;  $\eta_{РТ}$  — коэффициент использования РТ;  $V_i$  — скорость истечения пучка ускоренных частиц, м/с.

Коэффициент использования РТ определяется соотношением:

$$\eta_{РТ} = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}}, \quad (1.2)$$

где  $\dot{m}_i$  — поток ускоренных ионов, покидающих ИД, кг/с;  $\dot{m}$  — массовый расход РТ на входе в ИД, кг/с.

В случае ИД  $\eta_{РТ}$  составляет 0,8...0,85, что позволяет достичь удельного импульса тяги  $I_{уд} \sim 80000$  м/с [9]. Высокий удельный импульс при большом коэффициенте использования РТ — основное преимущество ИД среди прочих ЭРД. Повышение удельного импульса способствует снижению удельной массы

топлива, необходимого для ЭРДУ. Это можно просто проиллюстрировать, подставив значения удельного импульса в формулу Циолковского для расчёта приращения характеристической скорости КА:

$$\Delta V = I_{уд} \ln \frac{M_H}{M_K}, \quad (1.3)$$

где  $M_H$  — масса КА в точке начала манёвра, кг;  $M_K$  — масса КА в точке окончания манёвра, кг.

Выразив из формулы Циолковского массу топлива, получим выражение для расчета массы РТ, необходимой для совершения КА манёвра:

$$M_{РТ} = M_K \left( \exp \left( \frac{\Delta V}{I_{уд}} \right) - 1 \right). \quad (1.4)$$

Исходя из этого соотношения видно, что масса топлива, необходимого для доставки одинаковых по массе полезных нагрузок может отличаться на порядки, если принять для ИД  $I_{уд} \sim 80000$  м/с и для химического ракетного двигателя  $I_{уд} \sim 4500$  м/с. Небольшие уровни тяги, развиваемые ЭРД (см. табл. 1.1), компенсируются тем, что двигатели обладают длительным временем работы до параметрического отказа (свыше 45000 часов) и могут быть включены на длительный период времени [9]. Всё это делает ЭРДУ малой мощности (до 300 Вт) и малых габаритов привлекательными для использования на МКА с длительными САС [4].

В последние годы ЭРДУ всё чаще применяются на КА в околоземном пространстве. Появилась концепция «полностью электрического» КА на базе ЭРДУ [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29]. Первым примером использования ЭРДУ для задачи довыведения на ГСО является манёвр европейского телекоммуникационного спутника «Artemis». В 2001 году из-за аварии третьей ступени РН спутник не был выведен на целевую орбиту. «Artemis» был оборудован ЭРДУ коррекции фирмы «Astrium», состоящей из четырёх ИД, в том числе двух ВЧИД «RIT-10». ЭРДУ использовались в операции по довыведению КА на ГСО, в ходе которой двигатели проработали более 6700 часов и через 18 месяцев завершили манёвр [30].

Первые зарубежные КА со штатными ЭРДУ для довыведения, построенные на базе платформы Boeing 702SP с ИД «XIPS-25» (стартовая масса 5800...6160 кг, масса на орбите 3582...3833 кг, мощность солнечных батарей 6...18 кВт), были запущены в 2015 году. А первыми отечественными КА, использовавшими ЭРДУ для довыведения были «Экспресс-АМ5» в 2014 году и «Экспресс-АМ6» в 2015 году, разработанные на платформе «Экспресс-2000» с ЭРДУ на базе СПД-100 производства АО «Информационные Спутниковые Системы» имени академика М. Ф. Решетнёва» (масса на орбите до 3500 кг, мощность солнечных батарей до 14 кВт) [6]. В отечественной космонавтике для доставки аппаратов на ГСО обычно используется связка из РН и разгонного блока, а за рубежом применяется схема запуска КА с апогейной двигательной установкой, использующей химические двигатели. Отказ от таких схем и переход к использованию собственной ЭРДУ КА повлечёт рост массы полезной нагрузки, доставляемой на геосинхронную или геостационарную орбиту, на 30-50% [4, 6]. Для платформы Boeing 702SP масса полезной нагрузки составляет 200...1620 кг, для «Экспресс-2000» — до 1000 кг.

В силу экономических причин даже для решения задач, где использование БКА кажется необходимым, стараются приспособить МКА. Ограничения, накладываемые малыми габаритами КА на его энергетическую установку и геометрию ЭРДУ, требуют разработки новых типов ЭРДУ малой мощности (до 300 Вт). При этом интерес, проявляемый к разработке ВЧИД, обусловлен следующими факторами [12, 31]:

- Ограничивающее ресурс в РК ИД постоянного тока распыление катода и металлических стенок камеры отсутствует в ВЧИД.
- В ВЧИД не требуется применение дополнительных магнитных систем удержания плазмы, что упрощает конструкцию и снижает ее массу.
- ВЧИД малочувствителен к примесям в рабочем теле, что удешевляет процесс его испытаний и эксплуатации.

По этим причинам ВЧИД в настоящее время является одним из перспективных ЭРД; ведётся разработка новых моделей двигателей.



Первые исследования в области ВЧИД начались в 1960-х годах и велись в Германии под руководством Х.В. Лёба [12, 32]. Сначала двигатель по многим показателям проигрывал ИД с разрядом постоянного тока, даже несмотря на отсутствие в разрядной камере (РК) распыляемых электродов. Однако успехи в отработке 100 мм модели ВЧИД позволили начать комплексное исследование рабочего процесса двигателя, причём существенный интерес для всех разработчиков ВЧИД представляет процесс плазмообразования в РК двигателя и процесс передачи энергии от электромагнитного поля индуктора в плазменное образование [33, 34, 35]. Также можно назвать ряд исследований, проводившихся в последние годы, изучавших экспериментально и теоретически процессы, происходящие в РК [36, 37, 38, 39, 40]. В рамках этих исследований изучалось влияние: параметров тока в индукторе ВЧИД, формы РК, формы индуктора, расхода РТ на характеристики двигателя. В некоторых из этих исследований рассматривались локальные характеристики плазмы в РК.

В 2010 году в Московском авиационном институте были начаты работы по созданию первых отечественных ВЧИД. В рамках гранта (ГК №11.G34.31.0022 от 25 ноября 2010 года «Исследования и разработка космических высокоимпульсных высокочастотных плазодинамических электроракетных ионных двигателей») была создана лаборатория высокочастотных ионных двигателей; для обмена опытом в МАИ был приглашён профессор Х.В. Лёб [11]. За последующие годы в МАИ было проведено множество работ, в том числе с участием автора диссертации, по детальному исследованию ВЧИД с различными потребляемыми мощностями и их практическому применению [41, 42, 43, 44, 45, 46, 47]. В 2013 году в рамках государственных программ РФ (Договор от 23 сентября 2013 года № 02.G25.31.0072 «Создание высокотехнологичной производственно-испытательной базы для разработки, стендовой отработки и промышленного производства электроракетных двигателей нового поколения — высокочастотных ионных двигателей малой мощности») в МАИ совместно с ОАО «КБХА» была начата разработка ВЧИД малой мощности (ВЧИД ММ). Исследования, которым посвящена эта работа, являются частью исследований по этой программе.

Результатом этих исследований являются рекомендации по созданию опытной модели ВЧИД ММ [5, 13, 14, 15]. В 2014 году в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России на 2014-2020 годы» (Соглашение от 16 сентября 2014 года № 14.577.21.0101 «Разработка лабораторного образца электрического ракетного двигателя, использующего в качестве рабочего тела атмосферную среду, для низкоорбитальных космических аппаратов») начались исследования применимости ВЧИД в качестве прямоточных двигателей, работающих на атмосферных газах, для поддержания орбит низколетящих КА [7, 8, 48, 49].

В сводной таблице 1.2 приведены некоторые интегральные параметры современных ЭРД малой мощности (100...500 Вт), предназначенных для задач коррекции орбиты, ориентации и стабилизации МКА. Характеристики двигателей сравниваются с разработанной (в лаборатории ВЧИД МАИ) моделью малой мощности.

Таблица 1.2 — Параметры ЭРД ММ, эксплуатируемых на МКА [4, 12, 50, 51, 52].

	Модель ЭРД малой мощности (100...500 Вт)					
	ВЧИД ММ	RIT-10	RIT 10 EVO	СПД-50	КМ-45	ИД-50/ИД-100
Разработчик	ВЧИД МАИ	Giessen University	Airbus Safran Launchers	ОКБ «Факел»	ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша»	
Тип ЭРД	ВЧИД	ВЧИД	ВЧИД	СПД	СПД	ИД
Диаметр пучка, мм	80-100	100	100	50	50	50/100
Мощность, Вт	200-600	440	145 / 435	220	200-450	50-150 / 150-500
Тяга, мН	5-15	5-10	5 / 15	14	10-28	2-5 / 7-18
Удельный импульс, с	3000-4200	3000	1900 / 3000	860	1250-1500	до 3500 / до 3300
Состояние разработки	Лаб. и опыт. модели	Лётные модели	Лётные модели	Лётные модели	Лётные модели	Лабораторные модели
Ресурс, час	>20000	20000	>20000	>2500	4000	
Масса, кг	2-4	1	1,8	1,23		
Рабочее тело	Хе	Хе	Хе	Хе	Хе	Хе

Исходя из приведённых выше данных, можно заключить, что использование ЭРД (и в том числе ВЧИД) на МКА с длительным САС оправдано. Широкое изучение возможностей ВЧИД для большого круга лётных задач и

миниатюризация современной космической техники приводят к необходимости более детального исследования физики процессов, происходящих в отдельных узлах двигателей малой мощности и малых габаритов. Результаты подобных исследований могут привести к снижению массы ЭРДУ, повышению коэффициента полезного действия (КПД) двигателей, расширению пределов регулирования ВЧИД.

## 1.2 Принцип работы высокочастотного ионного двигателя

ВЧИД является разновидностью электростатических ИД, принципиальная схема ВЧИД приведена на рисунке 1.1. Как типичный ИД он состоит из трёх основных узлов: узла генерации плазмы — разрядной камеры, узла извлечения и ускорения ионного пучка в электростатическом поле — ионно-оптической системы (ИОС) и узла нейтрализации ионного пучка электронами — катод-нейтрализатора (КН). Отличительной особенностью ВЧИД является реализация безэлектродного высокочастотного (ВЧ) индукционного разряда в узле РК.

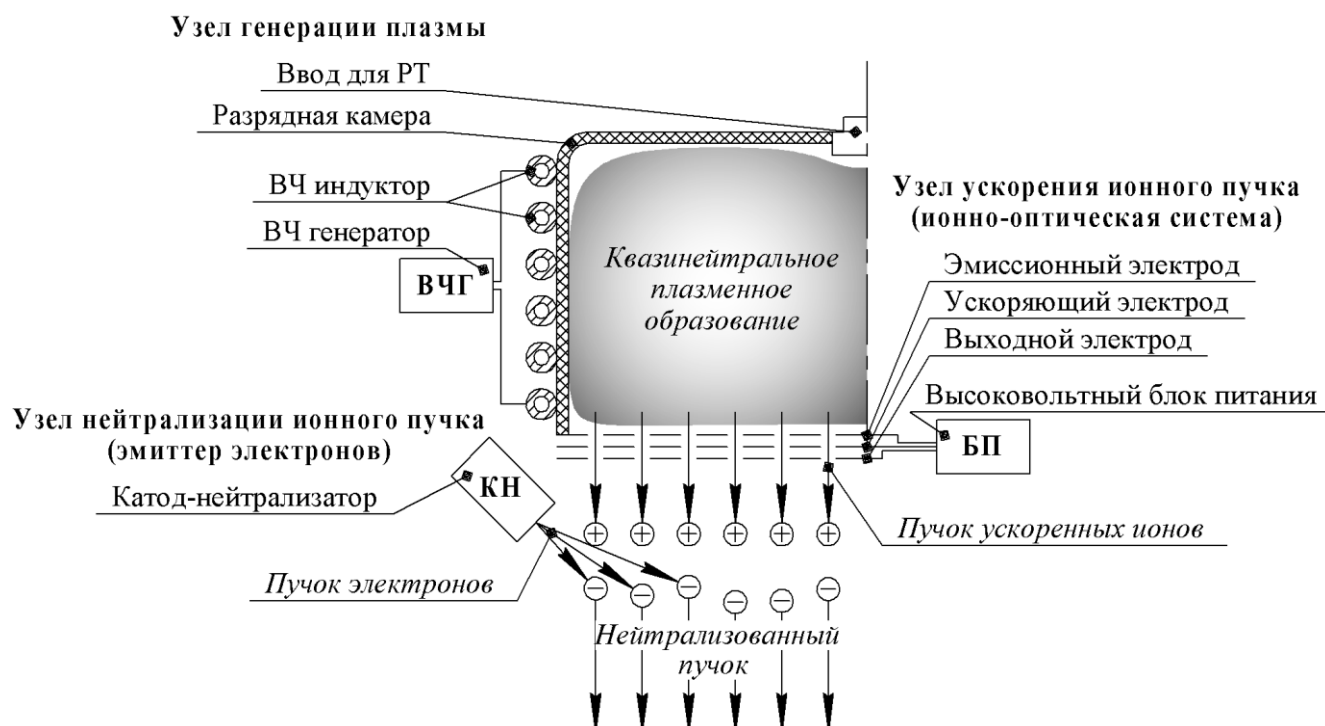


Рисунок 1.1 — Принципиальная схема ВЧИД.

Узел генерации плазмы ВЧИД состоит из камеры низкого давления с РТ, вокруг которой размещается индуктор. Через катушку индуктора течёт переменный ток с частотами  $f_{rf} = 1...30$  МГц, параметры тока определяются и регулируются ВЧ генератором (ВЧГ), работающим совместно с согласующим устройством (СУ). СУ обеспечивает согласование импеданса нагрузки (ВЧ индуктора) и волнового сопротивления токоподводящей линии с выходным сопротивлением ВЧГ таким образом, чтобы обеспечивалось условие минимизации потерь ВЧ мощности в передающих линиях. Наибольший КПД системы «ВЧГ — линия передачи — ВЧ индуктор» обеспечивается при коэффициенте стоячей волны (КСВ), стремящемся к «единице». КСВ определяется из соотношения наибольшей амплитуды вдоль линии передачи и наименьшей амплитуды в ВЧ индукторе:

$$\text{КСВ} = \frac{A_{for} + A_{ref}}{A_{for} - A_{ref}}, \quad (1.5)$$

где  $A_{for}$  — амплитуда падающей волны;  $A_{ref}$  — амплитуда отражённой волны.

В случае полного согласования с ВЧ генератором, отражённая волна отсутствует  $A_{ref} = 0$  и  $\text{КСВ} = 1$ : потери в линии передачи минимальны, а ВЧ генератор потребляет всю мощность, отданную ВЧГ.

Разрядная камера, выполненная из диэлектрического материала (кварц или  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), прозрачна для ВЧ излучения. Энергия в ВЧ разряд подводится бесконтактным способом. Атомы РТ в ВЧ разряде ионизируются неупругими ударами электронов, ускоренных вихревым электрическим током, созданным в плазме ВЧ индуктором.

Извлечение ионов из плазмы и их ускорение осуществляется с помощью узла ИОС, состоящего из эмиссионного электрода (ЭЭ), ускоряющего электрода (УЭ) и выходного электрода (ВЭ). Electrodes представляют собой тонкие диски, густо перфорированные соосными цилиндрическими отверстиями, выполненные из материалов с небольшим коэффициентом теплового расширения и малым коэффициентом ионного распыления. К ним относятся титан (включая сплавы инварного класса), молибден высокой чистоты, углерод-углеродный композит.

Электроды ИОС находятся под разными электрическими потенциалами, чтобы обеспечить необходимую для ускорения ионов плазмы конфигурацию электростатического поля в отверстиях и защитить от распыления медленными ионами перезарядки УЭ. Процесс распыления УЭ ограничивает ресурс ИОС в целом. Распределение потенциалов одной апертуры ИОС приведено на рисунке 1.2.

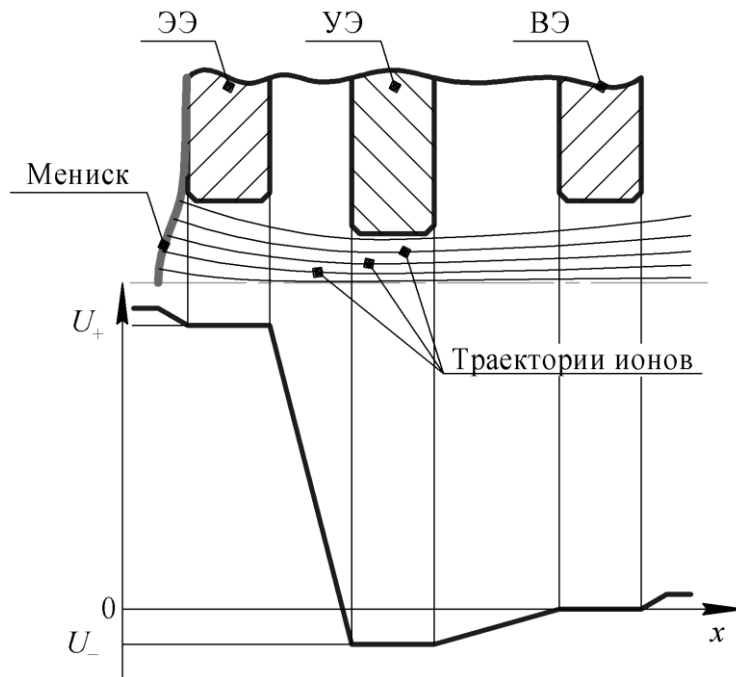


Рисунок 1.2 — Распределение потенциалов в ИОС ВЧИД.

Для извлечения только ионной составляющей из плазмы используется схема ускорения-замедления, благодаря этому в ускорительной области нарушается квазинейтральность, а для электронов создаются потенциальные барьеры как со стороны плазмы РК, так и со стороны нейтрализованного пучка [53]. Граница нейтральной плазмы и области ускорения ионов образуется в результате равенства давления плазмы со стороны РК и электрического поля ИОС. Обычно эта граница называется мениском исходя из ее формы. В правильно сконфигурированной апертуре ИОС область мениска не должна проваливаться в отверстие ЭЭ, а УЭ должен быть максимально приближен к плазме РК. Положительный потенциал, устанавливаемый на ЭЭ современных ИД, составляет

$U_+ = 1000 \dots 3000$  В. Потенциал на УЭ задаётся исходя из эмпирического условия:  $U_- \sim 0,1 \cdot U_+$ , обеспечивающего наименьший ток так называемых ионов «перехвата» на электрод. Меньший диаметр отверстия в УЭ способствует дополнительной фокусировке пучка. Потенциал ВЭ равен  $U_0 = 0$  В, ВЭ служит для защиты УЭ от распыления медленными ионами, образованными в процессе резонансной перезарядки между медленными атомами РТ и быстрыми ионами выходного пучка. Объемный заряд, создаваемый ионами в ускоряющей области, ограничивает максимально возможный ток ионного пучка; ограничение подчиняется закону Чайлда-Ленгмюра-Богуславского для вакуумного диода [10]:

$$I_i = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \cdot \frac{U_{eff}^{3/2}}{l_{eff}^2} \cdot S_{eff}, \quad (1.6)$$

где  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м — электрическая постоянная;  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл — элементарный электрический заряд;  $m_i$  — масса иона, кг;  $U_{eff}$  — ускоряющая разность потенциалов, В;  $l_{eff}$  — эффективная длина ускорения, м;  $S_{eff}$  — суммарная площадь поверхности мениска, м<sup>2</sup>.

Узел нейтрализации ионного пучка — источник электронов, выполненный в виде КН — необходим для компенсации положительного объемного заряда ионов и создания квазинейтрального пучка, покидающего КА. Во время запуска двигателя КН может служить источником первичных электронов в РК. Во время штатной работы двигателя выполнение условия квазинейтральности пучка необходимо, так как если КА будут покидать только ионы, он зарядится отрицательно и будет препятствовать дальнейшей работе ИД.

Наличие ярко выраженных функциональных узлов ВЧИД позволяет изучать отдельные части рабочего процесса двигателя независимо. С учётом этого можно разделить исследования, необходимые для моделирования современных ВЧИД, на четыре области, схематично представленные на рисунке 1.3.

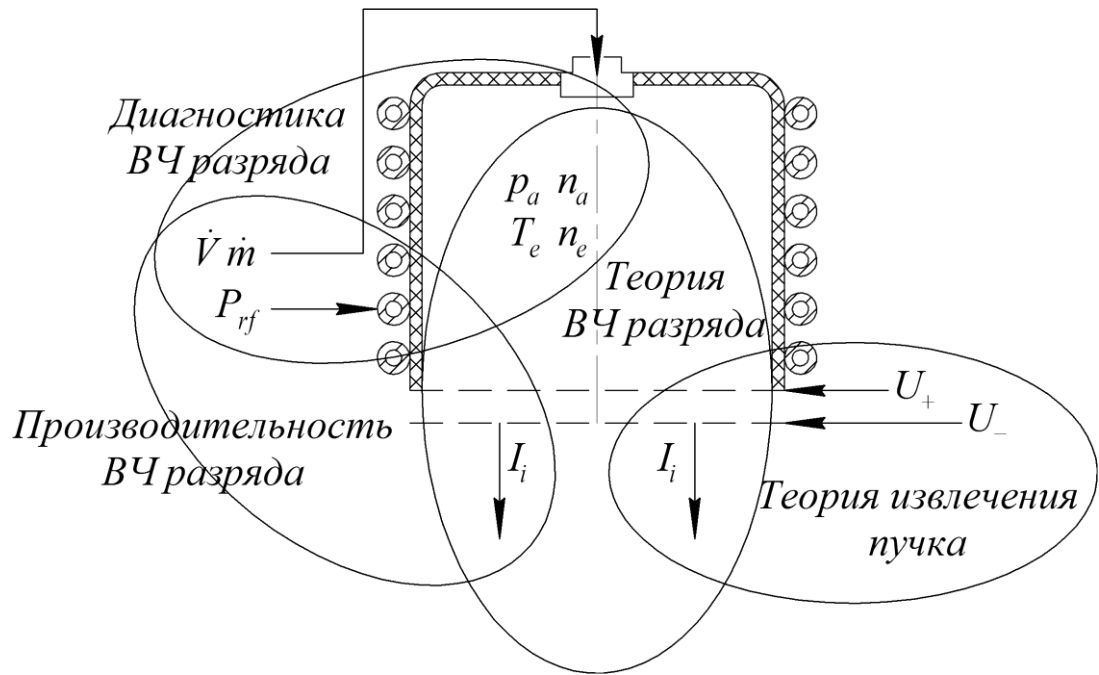


Рисунок 1.3 — Схема разделения областей исследований современных ВЧИД [54].

В области изучения *теории ВЧ разряда* рассматривается зависимость тока ионного пучка  $I_i$  от параметров РТ в камере ВЧИД: от давления РТ в РК  $p_a$  или от концентрации атомов в ней —  $n_a$ ; от температуры электронов  $T_e$  и их концентрации  $n_e$ ; от сечения ионизации РТ  $q_i$ . Изучение области *производительности ВЧ разряда* строится на исследовании зависимости тока ионного пучка  $I_i$  от подведённой к индуктору ВЧ мощности  $P_{rf}$  и от массового  $\dot{m}$  или объемного  $\dot{V}$  расхода РТ. Изучение области *теории извлечения пучка* связывает ток ионного пучка  $I_i$  и напряжения на ЭЭ  $U_+$ , на УЭ  $U_-$  в ИОС, позволяя обеспечить  $I_i$ , ограниченный только максимально возможным значением для конкретной РК. *Диагностика разряда* позволяет экспериментально получить значения температуры электронов  $T_e$  и их концентрации  $n_e$  внутри РК, а также их распределения в объеме плазмы. Параметры плазмы рассматриваются в связи с подведённой к индуктору ВЧ мощностью  $P_{rf}$  и массовым расходом РТ  $\dot{m}$ .

В данной диссертации в основном разбирается вопрос диагностики ксеноновой плазмы разряда ВЧИД ММ (см. гл. 2), также затрагиваются вопросы теории ВЧ разряда (см. п. 1.3 и гл. 3). Необходимо отметить что в работе часто

будут приводиться сведения из источников, использующих для обозначения объемного расхода РТ  $\dot{V}$  внесистемную единицу измерения — «ст.см<sup>3</sup>/мин.» или иначе «кубический сантиметр в минуту при стандартных условиях». При температуре РТ  $T_a = 273,15$  К эта единица измерения связана с «мг/с», используемой для измерения массового расхода РТ  $\dot{m}$ , следующим соотношением:

$$\frac{\dot{V}}{\dot{m}} = 10,24 \left( \frac{\text{ст. см}^3/\text{мин.}}{\text{мг/с}} \right); T_a = 273,15 \text{ К.} \quad (1.7)$$

Интерес в рамках научных исследований и практики использования ВЧИД среди прочих ИД обусловлен следующими факторами [12, 31]:

- В РК двигателя отсутствуют электроды, которые есть в ИД с разрядом постоянного тока. Распыление катода и металлических стенок РК в разряде постоянного тока ИД ограничивает ресурс двигателя больше, чем разрушение электродов ИОС. Ресурс ВЧИД с керамической РК ограничивает только распыление УЭ ИОС.

- По сравнению с распространёнными схемами ИД с разрядом постоянного тока для удержания плазмы в РК ВЧИД не требуется применение дополнительных магнитных систем, что упрощает конструкцию и снижает ее массу.

- Для функционирования ВЧИД возможно применять широкий спектр РТ от инертных газов (криптон, ксенон) до химически активных газов (кислород, йод), при необходимости двигатель может работать на парах жидких металлов (ртуть, цезий). Причем важным плюсом для современных ВЧИД, работающих преимущественно на ксеноне, является то, что ВЧ разряд малочувствителен к небольшим примесям любой природы в ксеноне, что существенно удешевляет процесс испытаний и эксплуатации двигателя.

- Из функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), близкой к распределению Максвелла, следует, что в плазме РК будет образовываться



менее 1% двузарядных ионов от их общего числа, что способствует повышению эффективности двигателя.

### 1.3 Ионизационные процессы в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя

Электрический разряд в разреженном газе, созданный внешним электрическим полем, индуцированным катушкой индуктивности, впервые наблюдал немецкий физик В. Хитторф в 1884 году [55]. Затем этот феномен изучался Н. Теслой, Э. Лехером, А. Штайнером, Дж.С. Таунсендом и другими исследователями, объяснявшими разряд процессами ионизации, возникающими благодаря действию электрического поля, существующего между витками катушки. В. Хитторф и Дж.Дж. Томсон рассматривали разряд, как разряд магнитной составляющей электромагнитного поля индуктора, создающей ток в газе. После множества опытных работ начала 1930-х годов, а также собственных эмпирических работ 1940-1941 годов Г.И. Бабат предложил разделение природы безэлектродного разряда на две формы: *H*-мода (индукционный разряд) и *E*-мода (ёмкостной разряд). Исследования безэлектродного разряда в первой половине XX века привели к созданию в 1950-х ВЧ плазмотронов для решения практических исследовательских задач, а в дальнейшем — к созданию промышленных плазмотронов для плазмохимических технологий [56].

В РК ВЧИД реализуется индукционный ВЧ разряд, в котором основную роль играет объёмная ионизация газа, происходящая за счёт ускорения электронов в электромагнитном поле индуктора. При этом процессы на поверхностях, ограничивающих разрядную область, имеют второстепенное значение. Ёмкостная составляющая разряда, существующая за счёт наличия паразитной ёмкости между витками индуктора, играет значимую роль во время зажигания разряда, в процессе стационарной работы двигателя она часто не рассматривается. Конфигурация электромагнитного поля ВЧ разряда, для ВЧИД с цилиндрической РК и индуктором, расположенным на её боковой стенке, приведена на рисунке 1.4.

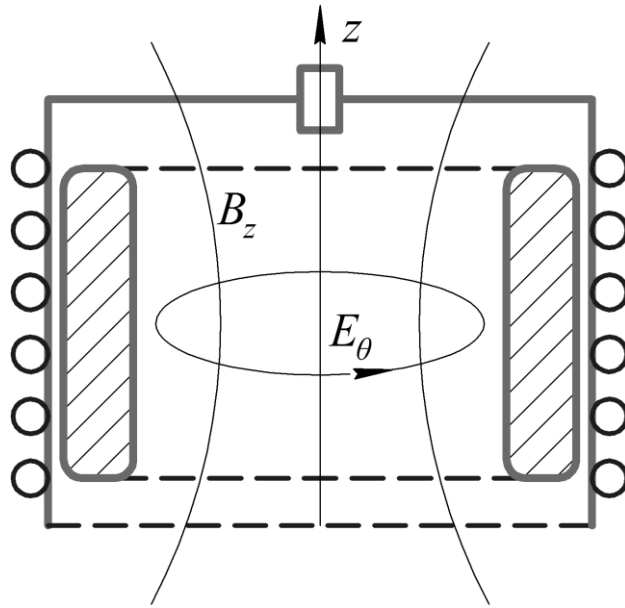


Рисунок 1.4 — Конфигурация электромагнитного поля в ВЧИД.

Переменный ВЧ ток, протекающий по индуктору, формирует, согласно закону Ампера, в объёме РК переменное аксиальное магнитное поле  $B_z$ , Тл:

$$B_z = \mu_0 \frac{N}{L} I_{rf0} \sin \omega t, \quad (1.8)$$

где  $\omega = 2\pi f_{rf}$  — угловая частота;  $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$  Гн/м — магнитная постоянная;  $I_{rf0}$  — амплитудное значение тока в катушке, А;  $N$  — количество витков ВЧ, шт.;  $L$  — длина катушки, м.

Согласно закону индукции Фарадея из системы уравнений Максвелла переменное аксиальное магнитное поле  $B_z$  индуцирует вихревое азимутальное электрическое поле  $E_\theta$ , В/м:

$$E_\theta = \frac{r\omega}{2} B_{z0} \cos \omega t, \quad (1.9)$$

где  $B_{z0}$  — амплитудное значение аксиального магнитного поля, Тл;  $r$  — расстояние от оси РК, м.

Азимутальное электрическое поле  $E_\theta$  ускоряет электроны, существующие в РК. Электроны, сталкиваясь с атомами РТ, ионизуют его. В момент инициации разряда первичные электроны подаются в РК с помощью КН, кратковременно эмитирующего их в область разряда; для чего на одном из электродов ИОС создается положительный потенциал ( $U_+ \sim 100 \dots 200$  В). В процессе

стационарного горения плазмы ВЧ разряда азимутальное электрическое поле  $E_\theta$  передаёт энергию электронам плазменного образования. Электроны, набрав достаточную энергию, способны ионизовать атомы РТ в результате неупругих соударений с ними. Чаще всего для ионизации одного атома требуется несколько ударов, поэтому часть энергии электронов тратится на возбуждение атомов РТ. Если электрон теряет энергию после соударения, но не рекомбинирует с ионом плазмы, энергия, вкладываемая в разряд, расходуется на повторное ускорение электрона. Таким образом, в РК создается и поддерживается квазинейтральное плазменное образование. Характерные параметры плазмы в РК современных ВЧИД приведены в таблице 1.3.

Таблица 1.3 — Параметры плазмы, характерные для ВЧИД.

Параметр плазмы	Типичное значение
Давление, $p_a$	$< 10$ Па
Рабочая частота, $f_{rf}$	1...30 МГц
Плотность плазмы, $n_e$	$10^{16} \dots 10^{19} \text{ м}^{-3}$
Температура электронов, $T_e$	1...10 эВ
Дебаевский радиус электрона, $\lambda_{De}$	$6 \cdot 10^{-6} \dots 1,5 \cdot 10^{-4}$ м
Средняя длина пробега иона, $\lambda_{ia}$	$4 \cdot 10^{-3} \dots 1$ м
Средняя длина пробега электрона, $\lambda_{ea}$	$2 \cdot 10^{-2} \dots 1$ м
Частота соударения электронов с атомами, $\nu_{ea}$	1...50 МГц

Эффективность генерации плазмы в ВЧ разряде РК ВЧИД зависит от следующих положительных и отрицательных факторов:

1. Малого процента создаваемых многозарядных ионов в плазме.
2. Потери заряженных частиц на стенках РК, что снижает степень ионизации РТ  $\alpha = n_e/n_a$  за счёт амбиполярной диффузии на стенку.
3. КПД передачи ВЧ мощности от электромагнитного поля индуктора в разряд РК  $\eta_{rf}$ .

Приведённые данные свидетельствуют о высокой разреженности газа в РК. Это приводит к относительно большим длинам свободного пробега электронов. Плазма в РК становится термически неравновесной: температура электронов на

порядки выше температуры нейтральных атомов и ионов РТ ( $T_e \gg T_a, T_i$ );  $T_a$  находится на уровне температуры окружающей конструкции. Функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в плазме должна переставать подчиняться распределению Максвелла при таких температурах, однако, благодаря эффекту известному как «парадокс Ленгмюра», ФРЭЭ остаётся близкой к распределению Максвелла. На рисунке 1.5 приведены оценки скорости ионизации при такой ФРЭЭ в ВЧ разряде, а также зависимость сечения ионизации  $q_i$  для ксенона от энергии электрона  $W_e$  или его скорости  $v_e$ .

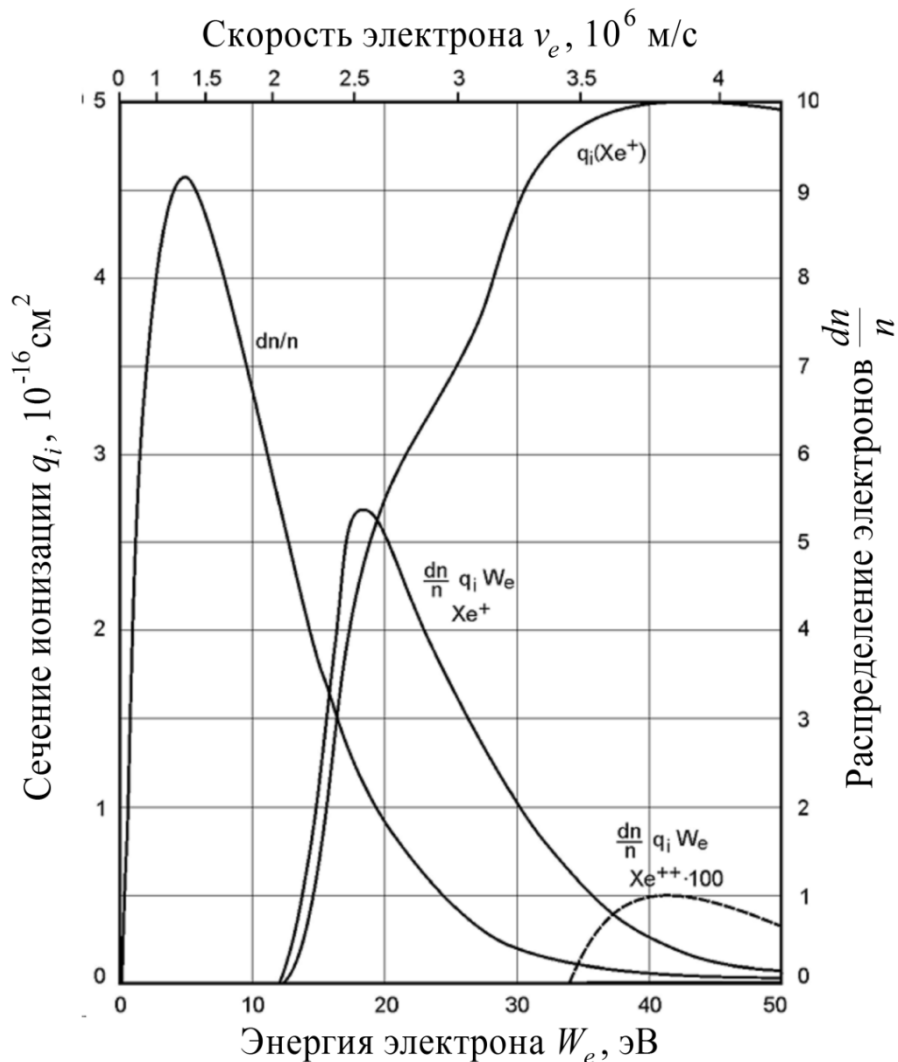


Рисунок 1.5 — Скорость образования однозарядных и двузарядных ионов в ксеноновой плазме ВЧ разряда [31, 54].

Число актов ионизации в единичном объеме в единицу времени зависит от [31]:

- плотности электронов в разряде и ФРЭЭ  $dn/n$ :

$$\frac{dn}{n} = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( -\frac{m_e v_e^2}{2k T_e} \right), \quad (1.10)$$

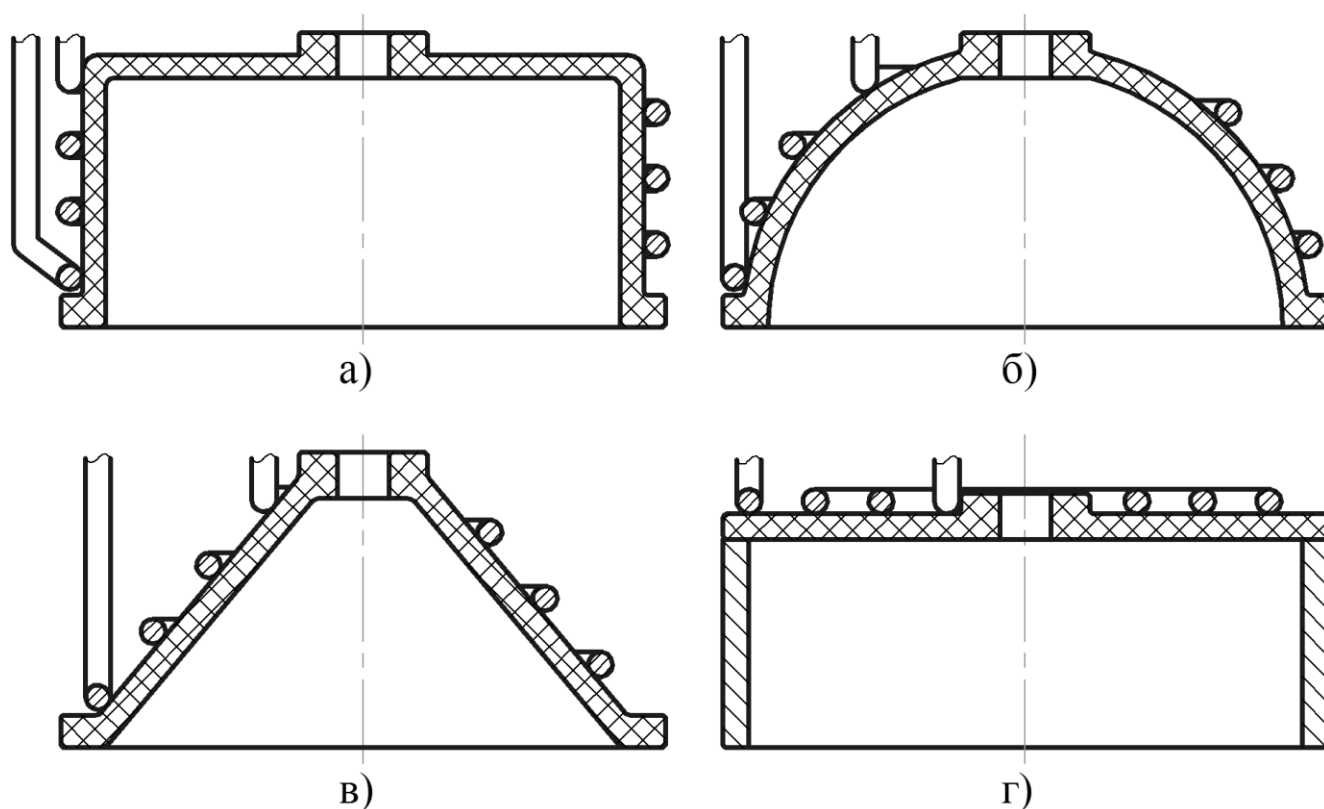
где  $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$  кг — масса электрона,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана.

- сечений ионизации  $q_i$  [57];
- энергии электрона  $W_e$  (или его скорости  $v_e$ ).

С повышением энергии электрона сечение ионизации также увеличивается, происходит снижение концентрации электронов этой энергии  $dn/n$ . Интеграл  $dn/n \cdot q_{iXe} \cdot W_e$  является кривой интенсивности ионизации ксенона до однозарядного иона  $Xe^+$ , максимум которого находится в области энергии электрона 18 эВ. Для ионизации ксенона до двузарядного иона  $Xe^{++}$  требуются электроны с большими энергиями, максимум интенсивности ионизации находится в области энергии электрона равной 42 эВ. Поскольку ионизация в РК ВЧИД осуществляется ступенчато, неупругими ударами электронов, а скорость рекомбинации выше скорости создания двузарядных ионов, в плазме ВЧИД будет существовать малая доля ионов  $Xe^{++}$  (менее 1 %) [31]. Это обеспечивает преимущество по сравнению с ИД постоянного тока, в разряде которого присутствуют электроны высоких энергий (30-40 эВ).

Исторически ВЧИД с цилиндрической РК и боковым индуктором появился первым, но большая площадь боковой стенки приводила к значительным потерям заряженных частиц на ней. Отношение площади поверхности РК к её объёму можно принять как одну из характеристик эффективности РК. В одной из работ по моделированию ВЧ разряда была произведена оптимизация цилиндрической РК и переход к конической и полусферической формам. При этом сокращение потребляемой ВЧГ мощности составило 25%, уменьшение массы РК — 40% [58]. Поэтому наиболее часто используемые сегодня РК имеют полусферическую или

коническую формы, позволяющие одновременно как сократить площадь выпадения частиц плазмы, так и сделать распределения локальных параметров внутри РК более равномерными. Существуют попытки уйти от бокового расположения индуктора и перейти к торцевому спиральному индуктору, расположенному на днище короткой цилиндрической РК. Выгода такой конструкции заключается в упрощении изготовления РК: нет необходимости создавать керамическую камеру сложной формы [40]. На рисунке 1.6 представлены схемы ВЧИД, показано разнообразие форм их РК и индуктора.



а) цилиндрическая; б) полусферическая; в) коническая;  
г) цилиндрическая РК и спиральный индуктор

Рисунок 1.6 — Существующие схемы компоновки РК и индуктора ВЧИД.

Поскольку цена иона  $S_i$  в современных ВЧИД ММ высока (доходит до 600 Вт/А) по сравнению с другими типами ИД, исследователи ищут способ увеличить КПД передачи ВЧ мощности от электромагнитного поля индуктора в разряд РК

$\eta_{rf}$ . Проводятся работы, изучающие влияние на интегральные параметры ВЧИД [44, 59]:

- формы РК (цилиндрическая, коническая и полусферическая);
- материала РК (кварц, корунд, нитрид бора и их композиции);
- геометрии индуктора (количество, плотность витков и их близость к ИОС).

Влияние вышеперечисленных геометрических параметров можно оценивать исходя из изменений распределения локальных параметров плазмы в ВЧ разряде.

#### 1.4 Особенности и методы экспериментальных и теоретических исследований плазмы в высокочастотном ионном двигателе

Работы по численному моделированию ВЧИД начались в 1965 году, вскоре после создания первых экспериментальных моделей двигателя. Исследования по диагностике выходного пучка двигателя зондами Фарадея и масс-спектрометрами начались в 1968 году. Диагностика плазмы в РК двойным зондом была впервые проведена в 1970 году [32]. Все практические исследования ВЧИД на Земле требуют проведения экспериментов на установках с вакуумными камерами и специальными блоками питания для узлов двигателя. Осуществление зондовых исследований усложняет систему электропитания экспериментальной установки. Необходимость гальванически развязывать системы электропитания ВЧИД и зондов для получения локальных параметров плазмы в РК двигателя в режиме извлечения ионного пучка привела к отсутствию экспериментальных исследований, в которых бы сравнивались разные режимы работы ВЧИД. Подробное рассмотрение зондовых методов диагностики приведено в п. 2.4 данной работы.

В работе [37] приводится краткий обзор существующих подходов к моделированию ВЧИД. Для общей характеристики индукционного разряда, без учёта геометрии индуктора, была разработана аналитическая трансформаторная модель [60]. По этой модели можно производить предварительный анализ

параметров плазмы как вторичного контура трансформатора, состоящего из ВЧ индуктора и витка тока, индуцируемого в ВЧ плазме. В данной модели уравнения Максвелла для проникающей в плазму ВЧ электромагнитной волны не решаются. Модели, рассматривающие взаимодействия электромагнитной волны и плазмы в индукционном ВЧ разряде, учитывают существование в плазме области эффективной передачи энергии от электромагнитного поля в плазму [61]. Эта область формируется в результате существования в плазме эффекта затухания ВЧ электромагнитной волны, аналогичного скин-эффекту в металлических проводниках [62, 63]. Также существуют более сложные модели, в которых плазма моделируется как двухкомпонентная жидкость, для которой решается весь набор уравнений Максвелла [64, 65, 66]. При этом также могут учитываться эффекты амбиполярной диффузии на стенки РК и изменение потенциала в пристеночном слое [67], электромагнитной связи ВЧ индуктора и плазмы [37, 38].

Одна из самых распространённых методик интегрального измерения основных параметров индукционного разряда основана на представлении разряда в виде трансформатора без сердечника. Так индукционный разряд (без учета влияния конструктивных паразитных элементов) можно представить в виде трансформатора, где первичный контур (ВЧ индуктор) присоединен к ВЧГ через СУ, а вторичный — образован плазмой разряда [68, 60, 69]. Такой вторичный контур обладает собственной индуктивностью и активным сопротивлением. Эквивалентную схему трансформатора можно представить в виде единого контура (см. рис 1.7).



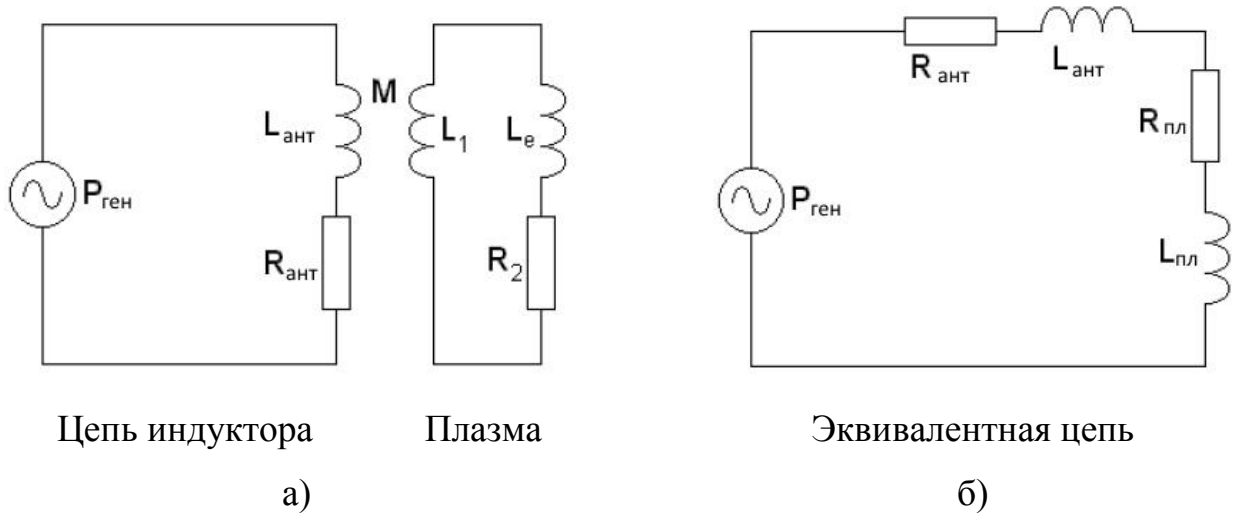


Рисунок 1.7 — Эквивалентная схема разряда в виде трансформатора без сердечника (а) и одновитковая эквивалентная схема разряда (б) [70].

Поскольку в ходе экспериментов с исследуемой лабораторной моделью ВЧИД ММ обеспечивается автоматическое согласование параметров нагрузки (индуктора) и ВЧГ (см. п. 2.3), нет необходимости учитывать дополнительные реактивные компоненты сопротивления фидера. Полное сопротивление элементов цепи после ВЧГ равняется заданной величине 50 Ом. СУ обеспечивает почти полное согласования суммарной нагрузки (отражённая волна отсутствует  $A_{ref} = 0$ , КСВ  $\sim 1$ ) как в режиме с ВЧ разрядом в РК, так и в режиме без него. Это позволяет провести измерения падающей мощности  $P_{rf0}$ , Вт и тока в индукторе без ВЧ разряда  $I_{rf0}$ , А и с разрядом  $I_{rf}$ , А, выделив в итоге мощность разряда и суммарную мощность потерь.

Выражение для мощности в режиме без ВЧ разряда:

$$P_{rf0} = I_{rf0}^2 R_0, \quad (1.11)$$

где  $R_0$  — активное сопротивление цепи «ВЧ индуктор — СУ», Ом.

Выражение для мощности в режиме с ВЧ разрядом:

$$P_{rf} = I_{rf0}^2 R_0 + I_{rf}^2 R_d = P_{\Sigma} + P_d, \quad (1.12)$$

где  $P_{\Sigma}$  — суммарная мощность потерь всех видов, Вт;  $P_d$  — мощность разряда.

При одинаковой падающей мощности  $P_{rf0} = P_{rf}$  мощность разряда есть:

$$P_d = P_{rf} - I_{rf0}^2 R_0, \quad (1.13)$$

Тогда КПД передачи ВЧ мощности в плазму:

$$\eta_{rf} = \frac{P_d}{P_{rf}}, \quad (1.14)$$

Если в эксперименте измерено напряжение индуктора  $U_{rf}$ , В, возможно оценить параметры ВЧ разряда. Предполагается, что система «ВЧ индуктор — ВЧ разряд» идеальный трансформатор, т.е. коэффициент взаимоиндукции плазменного контура с контуром индуктора стремится к  $M \sim 1$ . Чем тоньше стенка РК тем точнее выполняется это условие. В этом случае напряжение на плазменном контуре составит:

$$U_d = \frac{U_{rf}}{N}, \quad (1.15)$$

Тогда ток разряда, А:

$$I_d = \frac{P_d}{U_d}, \quad (1.16)$$

Среднее электрическое сопротивление разряда:

$$R_d = \frac{P_d}{I_d^2}, \quad (1.17)$$

Средняя напряжённость электрического поля разряда:

$$E_d = \frac{U_d}{\pi d_0}, \quad (1.18)$$

где  $d_0$  — средний диаметр плазменного витка, м, который можно оценить экспериментально по распределениям локальных параметров плазмы.

В данной диссертационной работе использовался автоматический ВЧГ, позволяющий оценить только общее потребление мощности при фиксированной величине тока в индукторе. Поэтому КПД оценивался по эмпирическому соотношению (см. п. 2.3):

$$\eta_{rf} = 1 - \frac{P_{rf0}}{P_{rf}}. \quad (1.19)$$

При использовании автоматического ВЧ генератора КСВ  $\sim 1$  в линии «ВЧГ — СУ — ВЧ индуктор», то есть практически вся переданная ВЧГ мощность расходуется в узле ВЧ индуктора. Численное моделирование показывает, что в ВЧИД малых габаритов (цилиндрическая РК с внутренним диаметром 70 мм) мощность, вложенная в индуктор, распределяется следующим образом [37]:

- 59 % — поглощается индукционным ВЧ разрядом:
  - 12 % — расходуется на ионизацию атомов Хе,
  - 18 % — расходуется на возбуждение атомов Хе,
  - 29 % — теряется в ходе амбиполярной диффузии на стенке РК;
- 41 % — идёт на омический нагрев проводника индуктора.

Поскольку электромагнитное поле вокруг индуктора затухает экспоненциально, он должен располагаться максимально близко к плазменному образованию и плотно прилегать к стенке РК. При этом нагрев стенки РК вызывает увеличение сопротивления проводника индуктора, что и приводит к большим потерям мощности на омический нагрев.

Проведение измерений локальных параметров плазмы в РК и в извлекаемом пучке ВЧИД необходимы для расчёта параметров индукционного разряда и параметров ИОС, для моделирования рабочего процесса двигателя и для расчёта потребляемой мощности [32]. Научный интерес представляет геометрия области эффективной передачи энергии от электромагнитного поля в плазму ВЧИД, которую возможно определить исходя из распределений температуры и концентрации электронов в плазме. Плазма в индукционном разряде неоднородна по сечениям, и, благодаря эффекту, аналогичному скин-эффекту в металлическом проводнике, в области максимальной напряженности азимутального электрического поля  $E_\theta$ , возникает скин-слой, определяющий, в случае плазмы, область эффективной передачи энергии (условно она показана на рис. 1.4). Поскольку  $E_\theta$  максимальна у стенки РК при приближении к оси двигателя на толщину скин-слоя  $\delta$  происходит затухание амплитуды электромагнитной волны, проникающей в плазму, в  $e$  раз. В силу подвижности электронов их концентрация

$n_e$  позволяет судить о геометрии скин-слоя, а толщина скин-слоя  $\delta$  в плазме ВЧИД определяет область, в которой ВЧ мощность от внешнего поля передаётся электронам плазмы. Поглощение мощности ВЧ-поля растёт с увеличением концентрации электронов  $n_e$ . При этом энергия в объёме плазмы поглощается двумя путями: омическим нагревом плазмы (при протекании в ней азимутального тока) и бесстолкновительным набором энергии электронами в электрическом поле. Скин-эффект, проявляющийся в плазме, обуславливает снижение амплитуды электромагнитной волны по мере проникновения её в объём плазмы. В плазме ВЧИД могут реализовываться два типа скин-эффекта в зависимости от: отношения длины свободного пробега электрона  $\lambda_{ea}$  и толщины скин-слоя  $\delta$  в плазме. При давлении РТ в РК  $p_a > 25$  Па длина свободного пробега электрона  $\lambda_{ea}$  и длина релаксации энергии электрона  $\lambda_{e\varepsilon}$  становятся соизмеримыми с толщиной скин-слоя  $\delta$ :

$$\lambda_{ea}, \lambda_{e\varepsilon} \leq \delta. \quad (1.20)$$

Выполнение этого условия свидетельствует о локальном характере диссипации энергии электронов в области скин-слоя, когда эффективная частота соударений электронов  $\nu_{eff} \gg \omega_{rf}$ . ВЧ волна, проникающая в такую плазму, быстро затухает по мере приближения к оси РК: это приводит к большим градиентам локальных параметров в плазме. Таким образом, можно говорить о существовании нормального скин-слоя, толщину которого в этом случае можно оценить так:

$$\delta = \sqrt{\nu_{eff} \frac{c^2}{\omega_{Le}^2 \omega_{rf}}}. \quad (1.21)$$

где  $\omega_{Le}$  — ленгмюровская частота, Гц.

При снижении давления РТ в РК и характерном давлении плазмы ВЧИД на уровне  $p_a < 0,2$  Па выполняется условие:

$$\lambda_{ea}, \lambda_{e\varepsilon} > \delta. \quad (1.22)$$

Длина свободного пробега электрона становится больше скин-слоя, а эффективная частота соударений электронов  $\nu_{eff} \ll \omega_{rf}$ . В плазме осуществляется

механизм нелокальной диссипации энергии электронов, когда часть электронов, набравших энергию в области максимального значения напряженности азимутального электрического поля  $E_\theta$ , диффундируют вглубь плазменного образования к оси РК, покидая скин-слой. Толщину такого аномального скин-слоя можно оценить по следующему соотношению [71]:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{c^2 \lambda_{ea}}{4\pi \omega_{rf} \sigma_{dc}}} \quad (1.23)$$

где  $\sigma_{dc}$  — проводимость плазмы по постоянному току, Ом<sup>-1</sup>.

В работе [72] приводится расчёт толщины скин-слоя в зависимости от изменения плотности плазмы, при этом как параметр дано соотношение  $\alpha = \nu_{eff}/\omega_{rf}$ . Зависимости глубины скин-слоя от плотности плазмы и от коэффициента  $\alpha$  приводятся на рисунке 1.8.

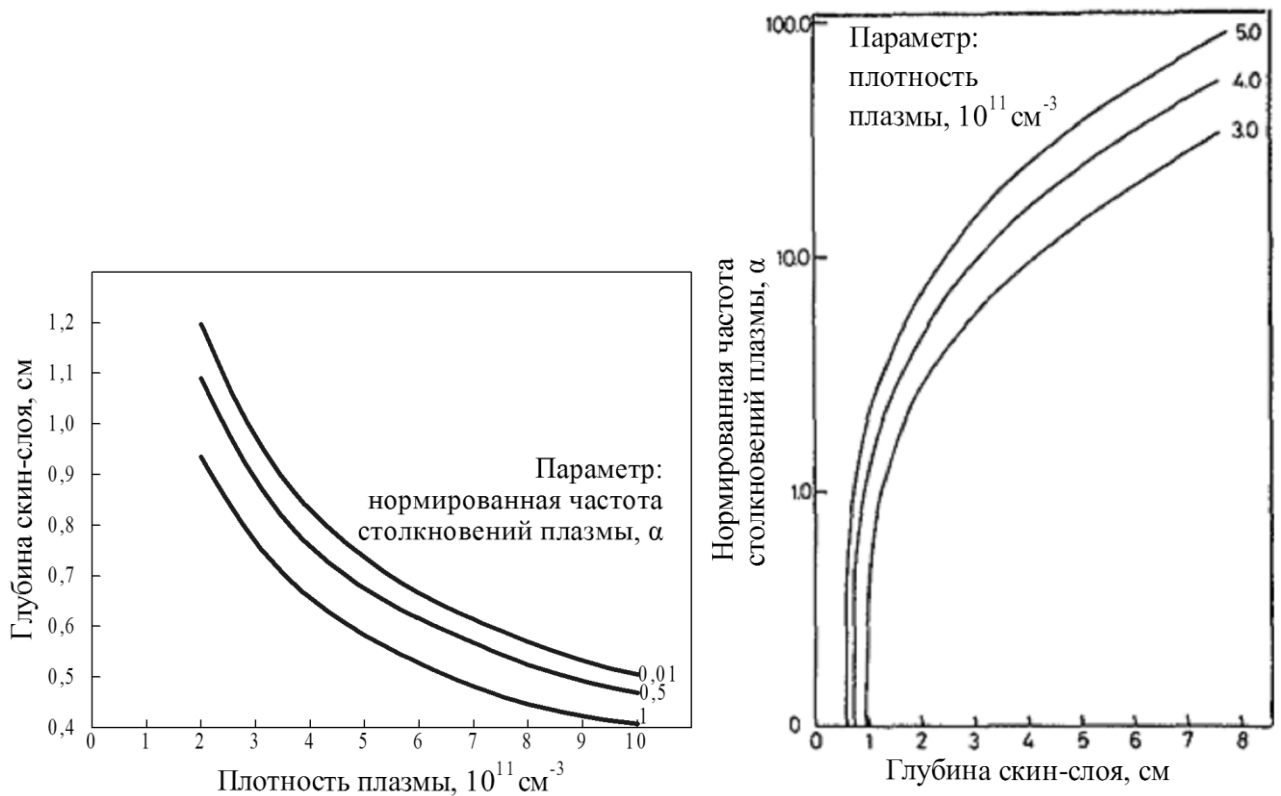


Рисунок 1.8 — Зависимости толщины скин-слоя от параметров плазмы [72].

Из рис. 1.8 видно, что при росте концентрации электронов плазмы  $n_e$  уменьшается толщина скин-слоя  $\delta$ , на которую способна проникнуть электромагнитная волна, т.е. уменьшается область эффективной передачи энергии от электромагнитного поля плазме и возникает неоднородность локальных параметров плазмы [69, 73]. Неоднородность локальных параметров плазмы в области мениска у поверхности ЭЭ может привести к снижению ресурса ИОС. Неравномерный прогрев электродов ИОС, связанный с большими градиентами плотности тока ионного пучка  $j_i$  по радиусу ИОС, приводит к возникновению дополнительных прогибов электродов, что может привести к замыканию электродов ИОС. При малых градиентах  $j_i$  обеспечивается равномерное распыление УЭ, что приводит к меньшему изменению параметров пучка при длительной работе. Плотность тока ионного пучка пропорциональна [31]:

$$j_i \sim n \sqrt{T_e}, \quad (1.24)$$

В работе [31, 74] экспериментально были получены следующие распределения локальных параметров плазмы по радиусу цилиндрической РК ВЧИД «RIT-10» с диаметром РК 100 мм, работающем на ртути. Графики представлены на рисунке 1.9.

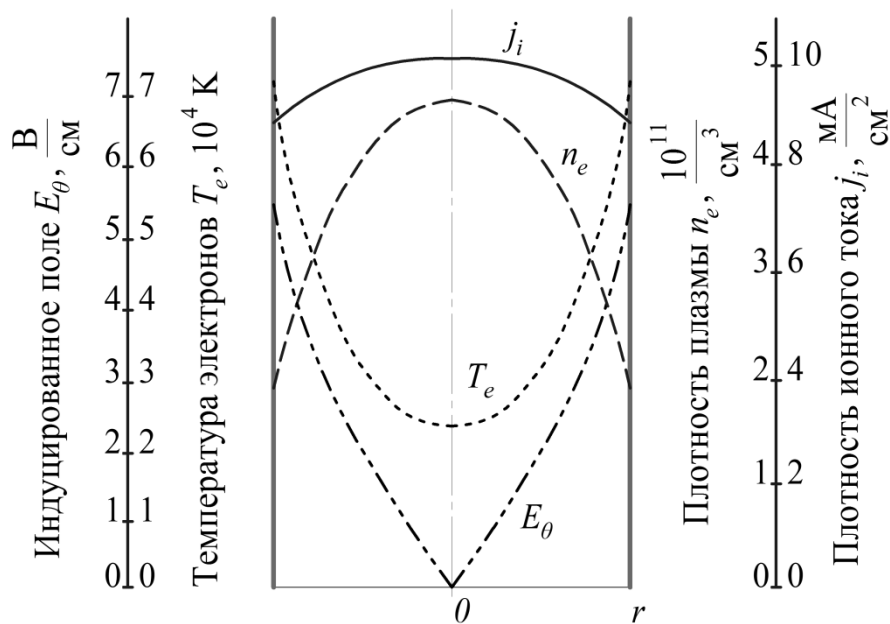


Рисунок 1.9 — Распределение локальных параметров по радиусу РК «RIT-10».

Так напряженность азимутального электрического поля  $E_\theta$  имеет максимум у стенок РК и уменьшается до нуля на оси двигателя из-за локализации тока заряженных частиц в области скин-слоя. При этом температура электронов  $T_e$  имеет аналогичное распределение, но  $T_e$  не становится нулевой на оси РК из-за высокой средней скорости электронов  $v_e$  в плазме. Рекомбинационные процессы на стенках камеры приводят к тому, что плотность плазмы минимальна у стенок и максимальна на оси РК. Плотность тока ионного пучка  $j_i$ , которую можно создать в двигателе с такими распределениями локальных параметров, носит равномерный характер, обеспечивая наилучшие условия для функционирования ИОС, продлевающие ресурс ВЧИД.

Экспериментальное изучение геометрии скин-слоя помогает выявить наиболее эффективные режимы работы ВЧИД. Изменение конструкции двигателя или параметров тока, протекающего в катушке, с целью увеличения области скин-слоя (при сохранении соотношения площади внутренней стенки РК к её объёму) позволяет повысить эффективность процесса ионизации в РК, увеличив время нахождения нейтральных атомов в области с высокоэнергичными электронами разряда.

### 1.5 Постановка задачи исследования

Для решения задачи создания ЭРДУ с ВЧИД для современных МКА с длительными сроками активного существования необходимо обеспечить ряд требований:

- длительный ресурс ЭРДУ (более 20000 часов);
- малую мощность, потребляемую ЭРДУ (менее 300 Вт);
- небольшую массу ЭРДУ.

Этим параметрам соответствует ВЧИД ММ с компактной геометрией РК полусферической формы с внутренним диаметром 80 мм. Настоящая работа посвящена исследованию лабораторной модели такого двигателя.

Отсутствие распыляемых электродов внутри разрядной камеры ВЧИД приводит к тому, что ресурс ЭРДУ с ВЧИД ограничивается ресурсом ИОС и ресурсом катодов-нейтрализаторов в составе ЭРДУ. Миниатюризация двигателя требует поиска оптимальной геометрии РК и рабочих параметров в ней. Уменьшение размеров ВЧИД приводит к росту давления в РК и к повышению рабочей частоты индуктора; из-за соотношения площади внутренней поверхности к объёму РК цена иона в таких системах возрастает [74]. Поскольку КПД современных блоков питания (БП) ИОС и ВЧГ достигает 90%, для дополнительного снижения цены иона необходимы фундаментальные исследования эффективности передачи ВЧ-мощности от ВЧГ в плазменное образование, находящееся в РК двигателя. Увеличение концентрации электронов возле оси двигателя малого размера может также привести к увеличенному разогреву центральной области электродов ИОС и сократить ресурс ЭРДУ. Поэтому изучение локальных параметров плазмы в РК лабораторной модели ВЧИД ММ представляет практический интерес.

Максимальную эффективность процессов получения плазмы можно определить из соотношения вложенной в разряд энергии и массового расхода РТ; варьируя эти параметры можно добиться наилучшего использования массы КА. Исследование основных интегральных характеристик ВЧИД ММ, выраженное в получении гиперболических кривых  $I_i(P_{rf}, \dot{m})$  или  $I_i(P_{rf}, \dot{V})$ , необходимо для получения основных номинальных параметров двигателя и пределов их регулирования. Также в ходе интегральных исследований построена зависимость мощности, потребляемой ВЧГ, от КПД передачи энергии в разряд  $\eta_{rf}(P_{rf})$ . По полученным данным можно рассчитать тягу двигателя и цену иона в РК. Основным варьируемым параметром в процессе работы двигателя является массовый расход РТ. От изменения массового расхода зависит изменение потребляемой ВЧГ мощности, необходимой для поддержания фиксированного тока ионного пучка ИОС. Эффективность использования РТ и энергии на борту КА определяет величину полезной нагрузки, которая является особенно



критической для МКА. Интерес представляет сравнительное исследование интегральных и локальных параметров ВЧИД ММ в разных режимах работы.

Сокращение площади поверхности внутренней стенки РК приводит к снижению цены иона двигателя относительно более простой цилиндрической геометрии РК, однако изменение геометрии РК и индуктора ставит вопрос об эффективности передачи энергии в плазму РК. Рассматривать этот вопрос возможно с позиции определения геометрии скин-слоя в плазме. Определив экспериментально распределения локальных параметров плазмы в РК (температуры  $T_e$  и концентрации электронов  $n_e$ ), можно оценить толщину скин-слоя  $\delta$ . Толщина скин-слоя  $\delta$  определяет область, в которой энергия максимально эффективно (для данной геометрии РК) передаётся в плазму. Это позволяет качественно сравнить разные режимы работы двигателя.

Исследования, проведённые в разных режимах работы ВЧИД, позволяют выяснить, как изменяется толщина скин-слоя  $\delta$  при переходе от режима стационарного горения индукционного разряда в РК без извлечения ионного пучка с помощью ИОС к режиму с извлечением ионного пучка. Сравнение этих режимов производится для разных расходов РТ, что позволяет оценить также изменение толщины скин-слоя  $\delta$  в зависимости от расхода РТ.

Экспериментальные исследования в РК ВЧИД ММ осложняются небольшими геометрическими размерами РК ( $d = 80$  мм) и наличием внешнего ВЧ поля. Выбор контактного метода исследования плазмы РК электростатическим зондом обусловлен относительной простотой метода, однако в ВЧ поле он может привести к погрешностям в измерениях. Необходимо разработать уточнённую методику измерения локальных параметров плазмы с помощью более устойчивых к помехам многоэлектродных зондов. Полученные в результате распределения локальных параметров плазмы необходимо сравнить с существующими исследованиями других авторов.

В рамках работы целесообразно создать упрощённые («инженерные») модели для численного расчёта локальных параметров плазмы в РК ВЧИД ММ, верификацию которых провести на основании полученных в ходе эксперимента

распределений, а также основываясь на данных, полученных другими исследователями. С помощью данных инженерных моделей при разработке новых ВЧИД возможно производить предварительную оценку параметров РК в зависимости от ее конструкции, расхода РТ, параметров тока в индукторе.

На основе вышесказанного можно выделить основные задачи исследования:

1. Диагностика интегральных параметров лабораторной модели ВЧИД.
2. Разработка методики исследования локальных параметров плазмы в РК ВЧИД ММ многоэлектродными электростатическими зондами с учётом всех затрудняющих исследование условий.
3. Зондовые исследования процесса плазмообразования в РК ВЧИД ММ, получение распределений локальных параметров плазмы (температуры и концентрации электронов).
4. Численное моделирование процесса плазмообразования и распределений локальных параметров в плазме РК ВЧИД ММ.
5. Подтверждение достоверности полученных экспериментальных и расчётных данных.

#### Выводы к главе 1

1. Произведён обзор работ по исследованию ВЧИД, а также работ, доказывающих их применимость для решения современных задач российской космонавтики, таких как создание МКА с легкими ЭРДУ на основе ВЧИД.
2. Доказана актуальность исследования процесса плазмообразования в разрядной камере ВЧИД ММ, а также показана необходимость экспериментального получения распределений локальных параметров в РК ВЧИД и теоретического описания этих распределений.
3. Сформулированы основные задачи данной работы, а также показаны основные пути их решения в сложных условиях компактного двигателя.

## Глава 2. Экспериментальное исследование локальных параметров плазменного образования в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя

### 2.1 Разработка лабораторной модели высокочастотного ионного двигателя малой мощности

В ходе совместных работ МАИ и ОАО «КБХА» в рамках реализации ОКР по Постановления Правительства РФ № 218 «О мерах государственной поддержки развития кооперации российских высших учебных заведений и организаций, реализующих комплексные проекты по созданию высокотехнологичного производства» была поставлена задача разработки и комплексной отработки опытной модели двигателя малой мощности ВЧИД ММ. Данный двигатель должен обеспечивать параметры, приведённые в таблице 2.1.

Таблица 2.1 — Основные характеристики опытной модели ВЧИД ММ.

Характеристика	Параметр
Суммарная потребляемая мощность $P$ , Вт	300
Ток ионного пучка на ЭЭ ИОС $I_i$ , мА	100...120
Тяга двигателя $F_t$ , мН	> 8
Ток перехвата на УЭ ИОС $I_i$ , мА	< 10
Вложенная в индуктор мощность $P_{rf}$ , Вт	< 80
Рабочая частота ВЧГ $f_{rf}$ , МГц	1...2
Диаметр ионного пучка $d$ , мм	80

Для выбора основных геометрических размеров и подтверждения заявленных характеристик при участии автора была создана лабораторная модель двигателя. Необходимость проведения измерений локальных параметров плазмы в его разрядной камере привела к созданию лабораторной модели ВЧИД ММ со специальной конструкцией РК, учитывающей необходимость внесения зондов в плазму индукционного разряда. Конструкция лабораторной модели ВЧИД ММ, на которой проводились исследования, описанные в данной работе, представлена на рисунке 2.1. В состав лабораторной модели двигателя входят следующие

основные узлы: РК (поз. 1), ИОС (поз. 2), кожух (поз. 3), нить накала (поз. 4), монтажный фланец (поз. 5).

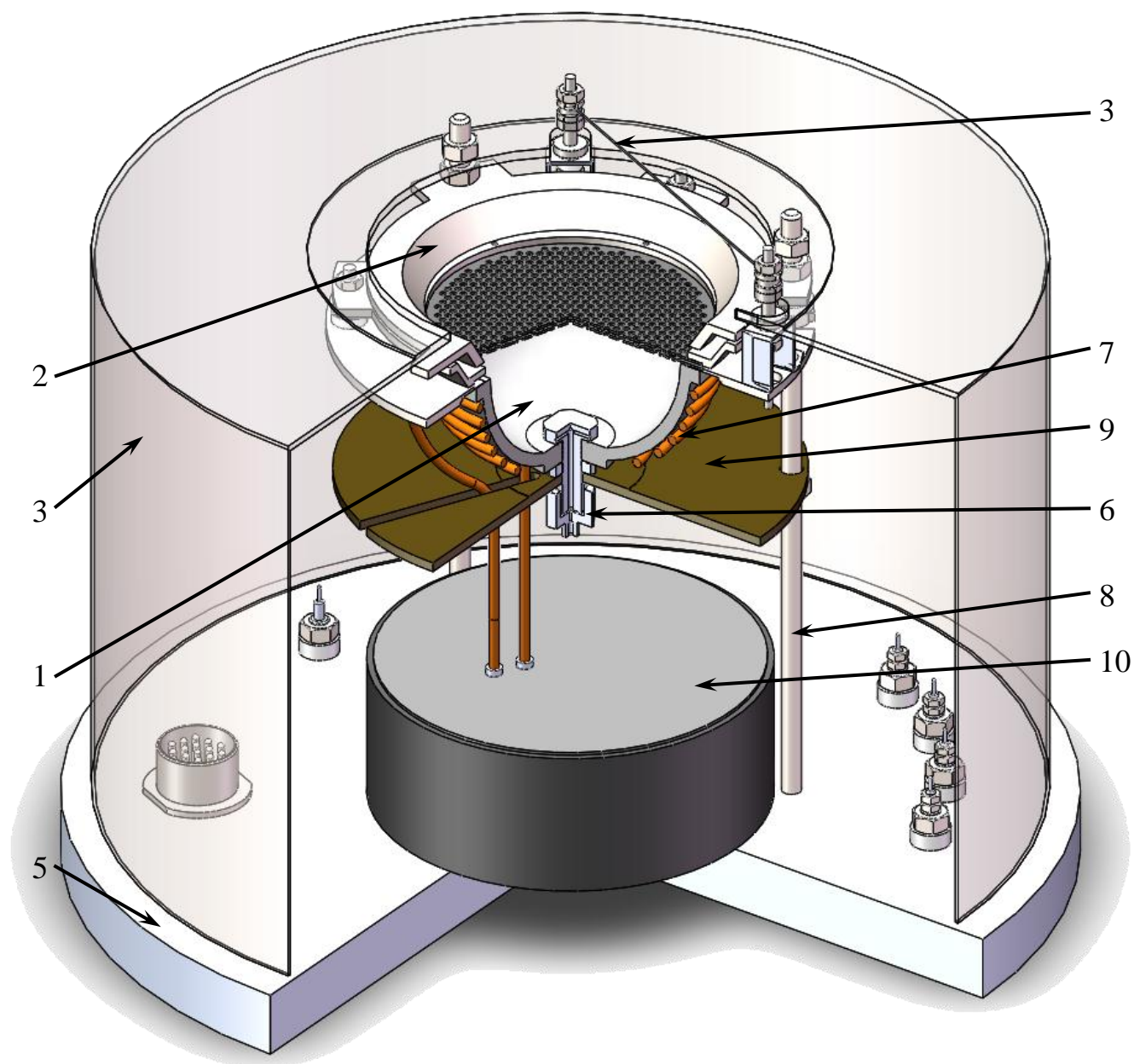


Рисунок 2.1 — Трехмерная визуализация конструкции лабораторной модели ВЧИД ММ.

РК модели была выполнена из радиопрозрачного материала: смеси оксида алюминия ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) и для экспериментальных моделей из нитрида кремния ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), которые являются «прозрачными» для ВЧ излучения индуктора (1...2 МГц).

Узел газораспределителя (поз. 6), размещен в торцевом отверстии РК, на внешней поверхности РК расположен полусферический индуктор (поз. 7), изготовленный из медной трубки внешним диаметром  $d_{mp} = 3$  мм со стенкой толщиной  $\delta_{mp} = 0,5$  мм.

Узел ИОС модели состоит из молибденового эмиссионного электрода и титанового ускоряющего электрода, фланцы-держатели электродов выполнены из стали 12Х18Н10Т. Выходной электрод выполнен в виде кольца, изготовленного из 12Х18Н10Т. Основные геометрические параметры электродов ИОС приведены в таблице 2.2. В состав ИОС входят три изоляторных узла, в конструкции которых применяются дистанцирующие втулки из керамики ВК94-1. На фланце-держателе ВЭ установлены токоподводы-держатели для вольфрамовой нити накала. Внешняя сторона фланца выходного электрода соединяется с кожухом из 12Х18Н10Т, служащим для защиты деталей лабораторной модели ВЧИД ММ от потоков вторичных частиц со стенок вакуумной камеры.

Таблица 2.2 — Параметры электродов ИОС лабораторной модели ВЧИД ММ.

	Эмиссионный электрод	Ускоряющий электрод
Материал	Mo (МЧ)	Ti (ОТ4-1)
Толщина $h$ , мм	0,3	1,0
Диаметр отверстия $d$ , мм	2,4	1,6
Межосевое расстояние $\lambda$ , мм	3,6	
Прозрачность $\sigma_t$	0,40	0,18
Межэлектродный зазор $\delta$ , мм	0,75	

В рамках лабораторных исследований модели было принято решение отказаться от использования дорогостоящего КН полого типа. КН был заменён на вольфрамовую нить накала, использующуюся только для зажигания разряда. Подобное решение оправдано тем, что в ходе экспериментов ионный пучок полностью нейтрализуется на водоохлаждаемой ловушке и стенках вакуумной камеры.

На монтажном фланце смонтированы три шпильки из стали 12Х18Н10Т (поз. 8). Шпильки проходят через отверстия в выходном электроде и закрепляют

кожух. К ним также крепится стеклотекстолитовый (СТЭФ-1) диск (поз. 9), фиксирующий индуктор и РК. Диск крепится гайками к шпилькам и обеспечивает плотное соединение между узлами ИОС и РК. Для обеспечения герметичности между РК и фланцем размещено кольцо из отожженной медной фольги. Также на диске поз. 9 во время эксперимента крепится подвижный кронштейн для удержания зонда.

На монтажный фланец, обеспечивающий лучшее рассеивание тепла, через термоинтерфейс (теплопроводящая паста) крепится ВЧГ (поз. 10). Во фланце предусмотрены: два изолированных токоввода для подачи высокого напряжения на электроды ИОС; два изолированных токоввода для подачи тока на нить накала; два изолированных токоввода для подачи напряжения на ВЧГ; разъём 2РМГП24Б19Ш1Е2 для управления ВЧГ и передачи сигнала электростатического зонда; изолированный газоввод. Токовводы соединяются со своими потребителями серебряным проводом в высоковольтной оплётке. Низковольтные соединения выполнены проводом МГТФ и собраны в экранированные жгуты. Проводные соединения и газоподводящая стальная трубка на рисунке 2.1 не указаны. С внешней стороны монтажного фланца обеспечивается подключение всех токовводов, а к газовводу подключается полиэтиленовый шланг системы подачи рабочего тела.

## 2.2 Описание экспериментальной установки и её основных систем

Все экспериментальные исследования лабораторной модели ВЧИД ММ, описанные в диссертации, производились на установке «2ИУ-3В» МАИ. На рисунке 2.2 приведены фотографии установки.

Установка «2ИУ-3В» состоит из: вакуумной камеры, системы вакуумных магистралей и насосов, системы электропитания и измерения интегральных параметров лабораторной модели ВЧИД ММ, системы регулировки расхода РТ. В ходе экспериментов по изучению локальных параметров плазмы ВЧИД ММ в состав установки также входят система питания зондов и система сбора данных

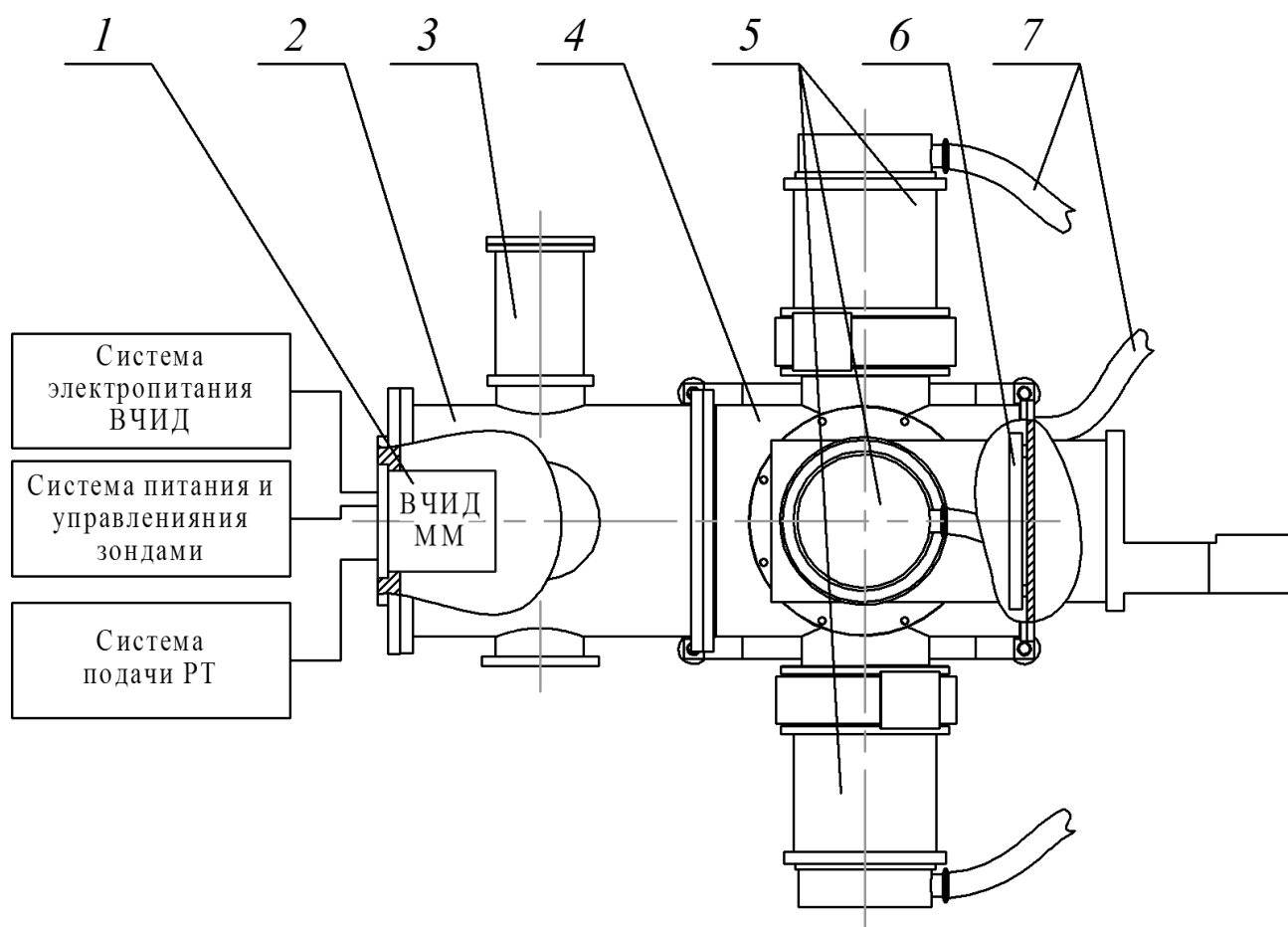
зондовых измерений. Данные системы подразумевают гальваническую развязку с остальными системами установки «2ИУ-3В».



Рисунок 2.2 — Фотографии установки «2ИУ-3В».

### 2.2.1 Вакуумная камера

Вакуумная камера установки «2ИУ-3В» имеет рабочий объем  $V \sim 0,4 \text{ м}^3$  в форме цилиндра и состоит из двух отсеков. «Насосный» отсек служит для подключения к вакуумной камере форвакуумной магистрали и высоковакуумных турбомолекулярных насосов, другой отсек служит для установки исследуемого двигателя, подключения экспериментальной аппаратуры и наблюдения за ходом экспериментов. В рабочем объеме камеры возможно создать статический вакуум до  $p_{ст} \sim 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ Па}$  и динамический вакуум на уровне  $p_{дин} \sim 1,33 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$  при массовом расходе ксенона до  $\dot{m} \sim 0,65 \text{ мг/с}$  ( $\dot{V} \sim 6,656 \text{ ст.см}^3/\text{мин.}$ ), что достаточно для исследования работы ВЧИД мощностью до 0,7 кВт [75]. Вакуумная камера установки снабжена водоохлаждаемой мишенью — приёмником ионного потока из алюминиевого сплава с кольцевыми концентрическими каналами конического сечения. Мишень принимает ионный пучок лабораторной модели ВЧИД ММ, обеспечивает его полную нейтрализацию, а её геометрия уменьшает потоки вторичных частиц (рабочего тела и распыленного материала) внутри вакуумной камеры. На рисунке 2.3 приведена схема вакуумной камеры установки «2ИУ-3В».



- 1 — лабораторная модель ВЧИД ММ; 2 — рабочий отсек установки;  
 3 — вспомогательный отсек (для визуального наблюдения); 4 — насосный отсек  
 установки; 5 — турбомолекулярный насос; 6 — мишень для ионного пучка;  
 7 — форвакуумная магистраль установки.

Рисунок 2.3 — Схема установки «2ИУ-3В» во время эксперимента с лабораторной моделью ВЧИД ММ (вид в плане сверху).

Откачная система установки «2ИУ-3В» состоит из форвакуумного безмасляного двухступенчатого насоса Kashijama MU-603 и четырех турбомолекулярных насосов с электромагнитным подвесом ротора Shimatzu TMP-2203LM, расположенных звездообразно на насосном отсеке вакуумной камеры. Безмаслянные средства откачки вакуумной системы обеспечивает суммарную скорость откачки по ксенону 8400 л/с.



## 2.2.2 Система подачи рабочего тела

Система подачи РТ для лабораторной модели ВЧИД ММ (приводится на рисунке 2.4) включает в себя: баллон с ксеноном (5 л) с запирающей и контрольной арматурой, механический регулятор давления РДМ-24 (фирмы ЭЛТОЧПРИБОР), соединительную газовую магистраль из нержавеющей стали, ресивер (2 л) из нержавеющей стали, регулятор расхода газа (РРГ) фирмы MKS Instruments марки 1179В с выносным цифровым блоком управления и индикации MKS PR4000В, полиэтиленовую газовую магистраль для соединения РРГ и газоввода на монтажном фланце лабораторной модели ВЧИД ММ. РРГ позволяет осуществлять регулирование расхода ксенона в диапазоне от 0,2 до 10 ст.см<sup>3</sup>/мин. при стандартных условиях с точностью 0,5% от показания и + 0,2 % от шкалы блока индикатора (от 10 ст.см<sup>3</sup>/мин). Газовая магистраль предусматривает возможность откачки остаточных атмосферных газов перед открытием баллона с ксеноном.

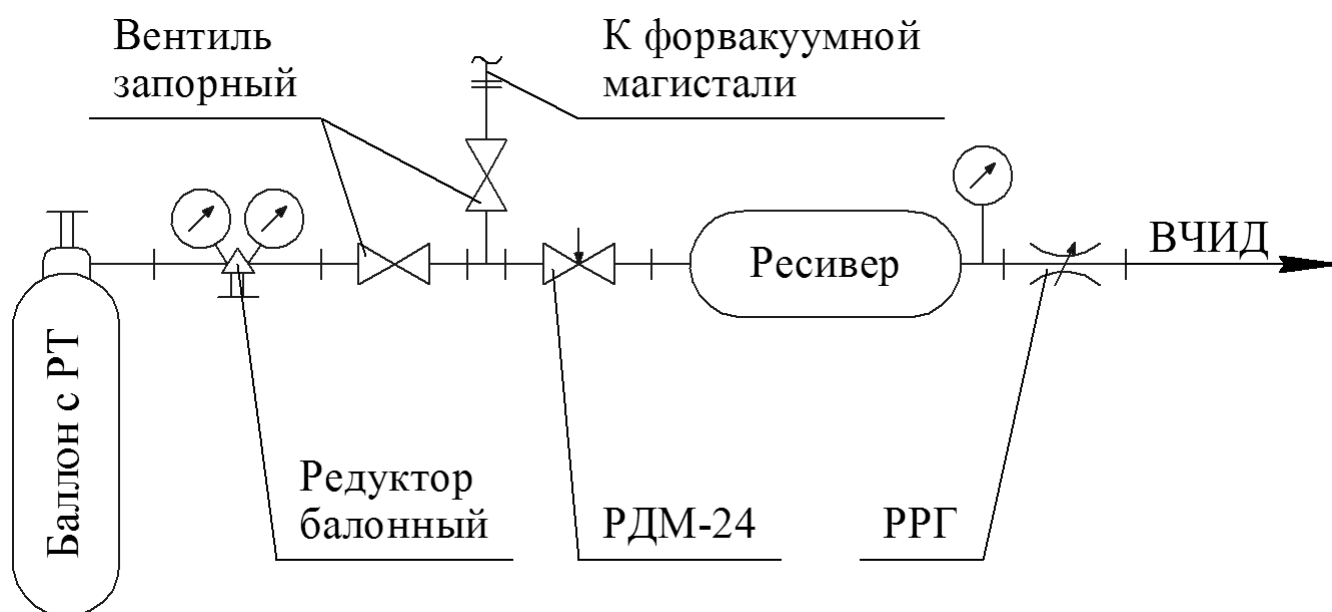
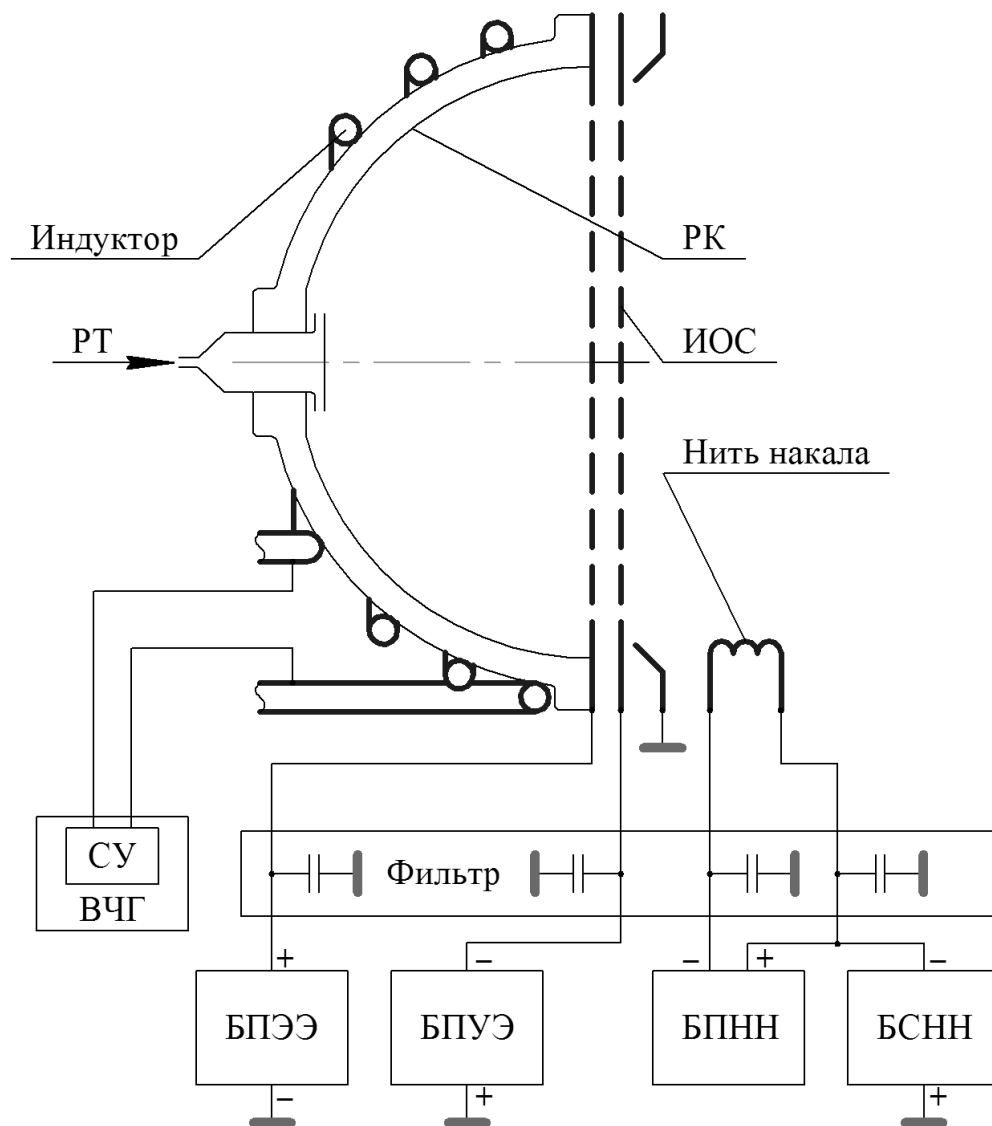


Рисунок 2.4 — Схема системы подачи РТ на установке «2ИУ-3В».

### 2.2.3 Система электропитания лабораторной модели двигателя

На рисунке 2.5 приведена система подключения лабораторной модели ВЧИД ММ к стационарным блокам питания установки «2ИУ-3В» и к автоматическому высокочастотному генератору.



ВЧГ с СУ — блок ВЧГ со встроенным согласующим устройством;  
 БПЭЭ — блок питания эмиссионного электрода; БПУЭ — блок питания ускоряющего электрода; БПНН — блок питания нити накала; БСНН — блок смещения нити накала.

Рисунок 2.5 — Схема электропитания лабораторной модели ВЧИД ММ.

Питание узла ИОС осуществляется блоком электропитания (БП) специальной разработки ООО НПК «Платар», БП включает в себя источник питания постоянного тока БПУЭ ( $U \leq 500$  В;  $I \leq 0,5$  А), источник питания постоянного тока БПЭЭ ( $U \leq 5000$  В;  $I \leq 0,5$  А) и БПНН ( $I \leq 20$  А с БСНН, обеспечивающим постоянное напряжение смещения нити  $U = 80$  В). БПЭЭ и БПУЭ обеспечены встроенной защитой от ВЧ-наводок, также предусмотрены фильтры ВЧ-наводок на оплётках токоподводов. БПЭЭ и БПУЭ имеют выходы для подключения цифровых индикаторов, в эксперименте использовались мультиметры фирмы Mastech.

Система питания индуктора ВЧИД ММ была выполнена в виде отдельного лабораторного блока ВЧГ разработки УНПЦ «ФРЭЛА» МАИ. В лабораторном блоке ВЧГ реализовано автоматическое СУ, обеспечивающие автоподстройку частоты генератора по минимуму отраженной в цепи индуктора ВЧ мощности. При этом диапазон изменения частоты составляет  $f_{rf} = 1,36 \dots 1,54$  МГц. ВЧГ создавался и отрабатывался в вакуумном исполнении специально для данной лабораторной модели двигателя. Генератор имеет интерфейс для управления параметрами тока в индукторе и для записи телеметрических данных (основные параметры: текущая частота ВЧГ  $f_{rf}$ , установленный и текущий ток индуктора  $I_{rf}$ , температура ВЧГ). ВЧГ питался постоянным током от лабораторного стабилизированного импульсного блока питания (БП) АКПП-1133-30-25 (напряжение питания поддерживалось на уровне  $U = 27$  В). В ходе эксперимента записывались параметры питания ВЧГ, встроенные индикаторы БП выводят показания с точностью по напряжению 0,1% от показания  $\pm 3$  ед. шкалы (30 В шкала, шаг шкалы 0,002 %) и точность по току 0,5% от показания  $\pm 3$  ед. шкалы (25 А шкала, шаг шкалы 0,002 %).

### 2.3 Исследование интегральных характеристик лабораторной модели двигателя

Основные удельные характеристики, которые показывают потребности ВЧИД в энергии и рабочем теле, это: цена иона  $C_i$  (Вт/А или эВ/ион) и

коэффициент использования РТ  $\eta_{РТ}$ . Цена иона определяется отношением вложенной в индукционный разряд мощности к току ионного пучка:

$$C_i = \frac{P_{rf.pl}}{I_i}, \quad (2.1)$$

ионный ток  $I_i$  в эксперименте вычисляется как модуль разницы показаний, зафиксированных индикаторами тока, подключёнными к БПЭЭ и БПУЭ.

Коэффициент использования РТ (1.2) для потока однозарядных ионов ксенона ВЧИД определяется следующим образом:

$$\eta_{РТ} = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}} = \frac{I_i m_{iXe}}{e \dot{m}}, \quad (2.2)$$

В расчёте цены иона учитывается только вложенная в индукционный разряд мощность, поэтому для оценки цены иона необходимо знать КПД передачи мощности ВЧГ в плазму  $\eta_{rf}$ . В эксперименте измерялись параметры постоянного тока, питающего ВЧГ. Оценивалось потребление мощности индуктора в режиме без горения разряда в РК, которое всегда находилось на уровне  $P_{rf0} = 11,3 \pm 0,3$  Вт. Это значение характеризует суммарные потери мощности в ВЧГ, подводщей линии и индукторе, а также потери на индуцированные вихревые токи в элементах конструкции ВЧИД ММ. Сравнив эту величину с мощностью, потребляемой ВЧГ во время горения ВЧ разряда, можно косвенно оценить КПД передачи мощности от ВЧГ в плазму по следующему эмпирическому соотношению:

$$\eta_{rf} = 1 - \frac{11,3}{P_{rf}}, \quad (2.3)$$

Было произведено исследование интегральных параметров лабораторной модели двигателя на режимах работы, аналогичных номинальным режимам опытного образца ВЧИД ММ. На рисунке 2.6 приведены результаты расчёта КПД передачи мощности в плазму в зависимости от потребляемой мощности по

эмпирическому соотношению (2.2). На график нанесены данные и их тренд для двух режимов работы двигателя с разным фиксированным уровнем тока ионного пучка  $I_i$ .

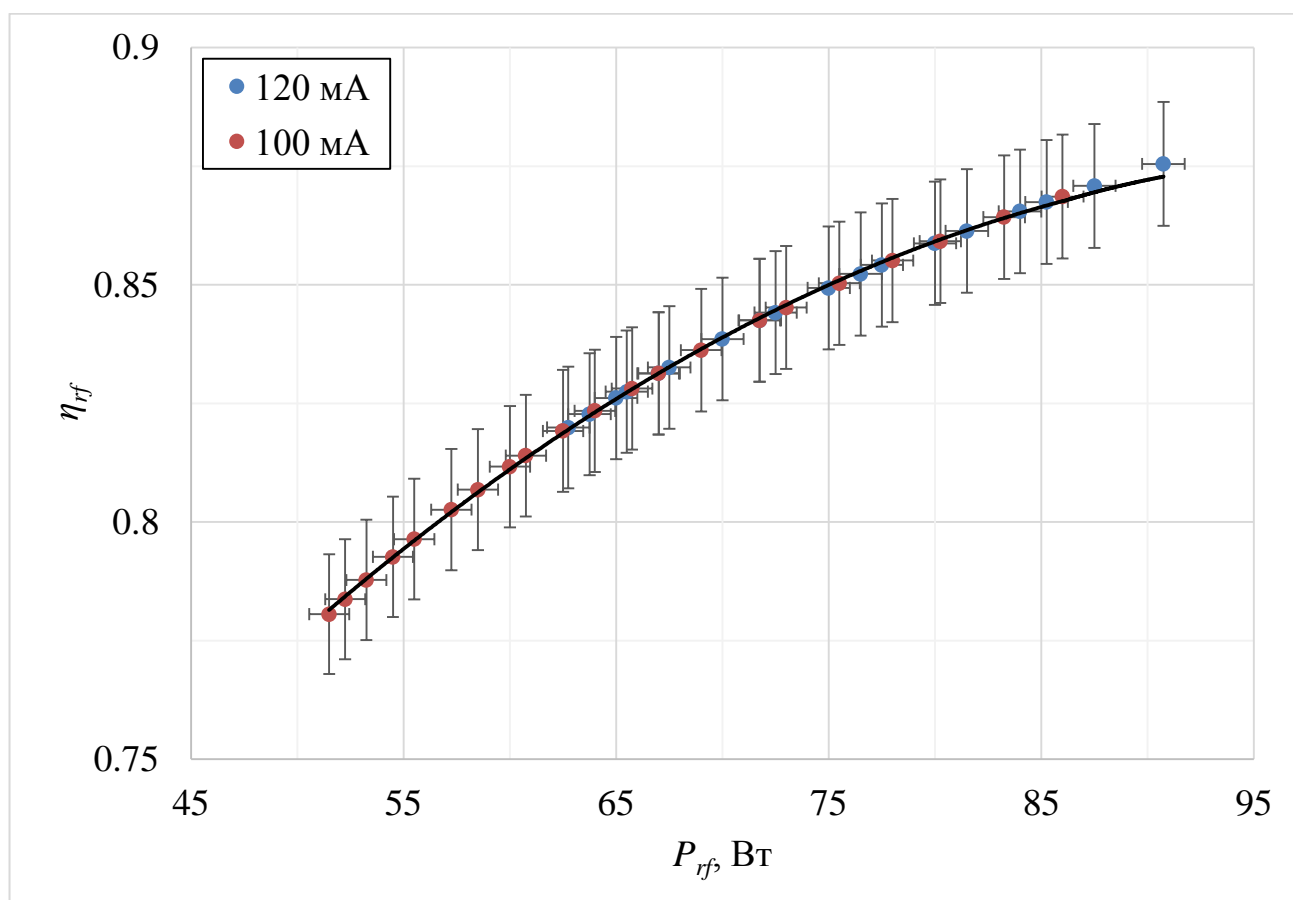


Рисунок 2.6 — Зависимость КПД передачи мощности в плазму ВЧИД ММ от мощности, потребляемой ВЧГ ( $I_i = 100; 120$  мА).

Данная зависимость характеризует эффективность конструкции ВЧИД ММ в целом, поскольку она учитывает суммарные потери мощности. Она является «идеальной» характеристикой, поскольку не учитывает изменение уровня потерь в ВЧГ, подводящей линии и индукторе во время горения индукционного разряда. Однако подобные характеристики используются для оценки КПД передачи мощности в плазму: так в работе [40] приводятся аналогичные зависимости для ВЧИД с торцевым индуктором (диаметр пучка 100 мм). Показано, что при уменьшении толщины стенки РК, КПД передачи мощности в плазму существенно возрастает (см. рис. 2.7).

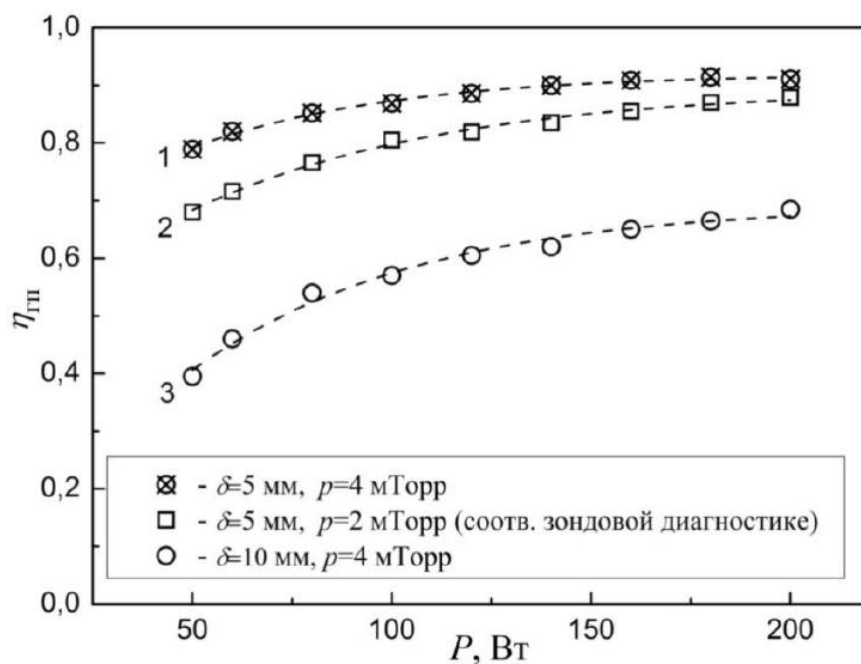


Рисунок 2.7 — Зависимость КПД передачи мощности в плазму ВЧИИП-10Ф от мощности, потребляемой ВЧГ [40].

В качестве основной характеристики производительности лабораторной модели ВЧИД ММ в эксперименте регистрировалась зависимость потреблённой ВЧГ мощности от расхода ксенона. При этом ток ионного пучка фиксировался на определённом уровне и поддерживался при изменении расхода ксенона. Данная зависимость характеризует эффективность индукционного разряда, так как в ней учитывается только мощность, потребляемая ВЧГ. Поскольку запасы РТ на борту КА ограничены, а энергопотребление ЭРДУ зависит от циклограммы работы энергоустановки КА, подобные характеристики позволяют выбрать режимы работы ВЧИД и пределы регулирования основных параметров ВЧИД при сохранении заданного уровня тока ионного пучка, который определяет уровень тяги ДУ. На рисунке 2.8 приводятся результаты измерений для двух уровней тока ионного пучка ( $I_i = 100; 120$  мА).

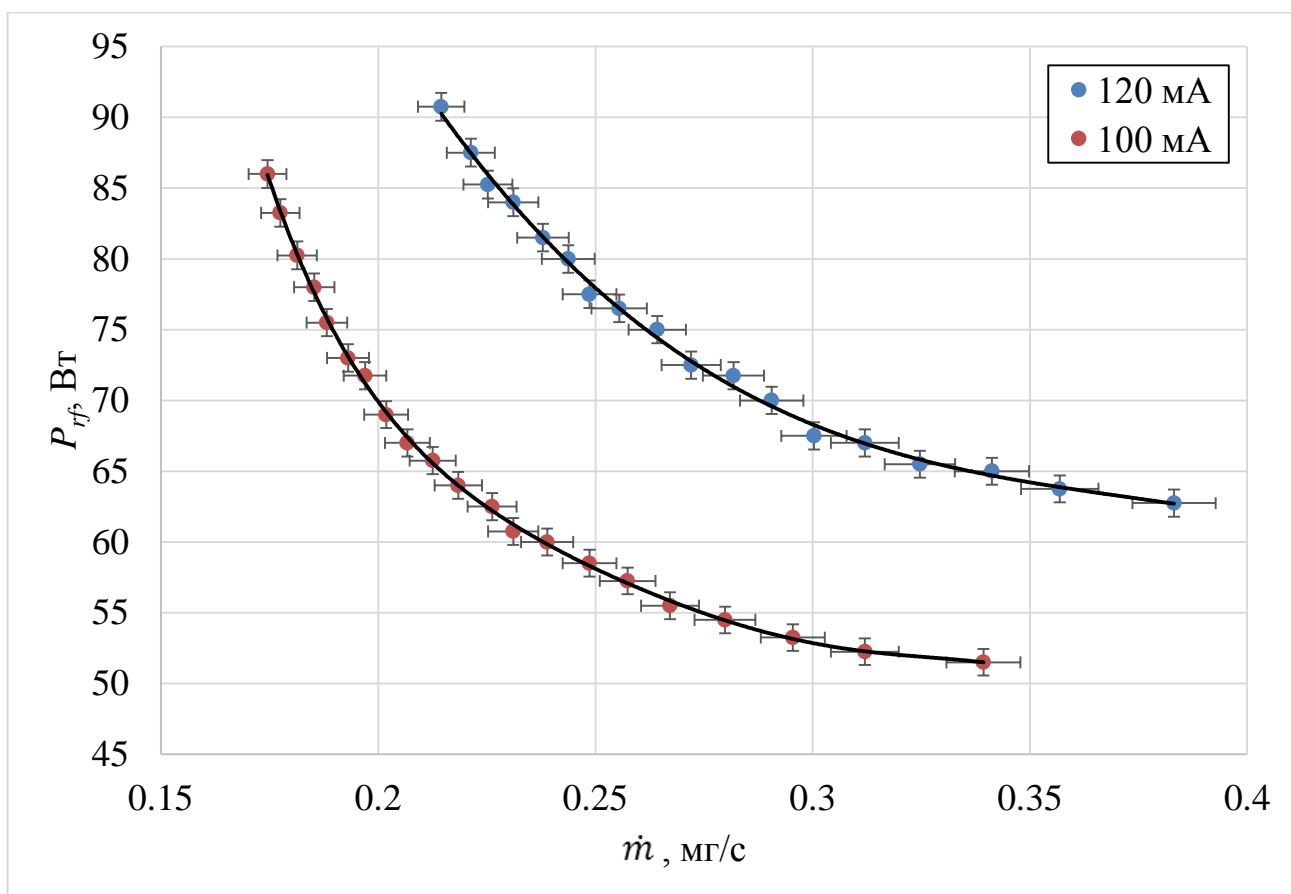


Рисунок 2.8 — Зависимости мощности ВЧГ, от расхода ксенона для лабораторного ВЧИД ММ, работающего при  $I_i = 100; 120$  мА.

Графики представляют собой гиперболические зависимости  $I_i(P_{rf}, \dot{m})$ , асимптотически приближающиеся к полной ионизации ксенона при максимальном потреблении ВЧ мощности, с одной стороны. И к неэффективной диссипации поглощённой мощности при росте концентрации ксенона, с другой стороны [31]. Параметры близкие к изгибу гиперболы обеспечивают стабильную работу двигателя. Характеристики позволяют наглядно сравнить влияние формы РК на интегральные параметры ВЧИД. Так в работе [59] проводилось сравнение полусферической и цилиндрической РК диаметром 150 мм, которое показало общий выигрыш полусферической РК во всех режимах работы двигателя. Причём цена иона снижается на 20...25% при переходе к полусферической РК. Данные этого исследования для двигателя RIT-15 приведены на рисунке 2.9.

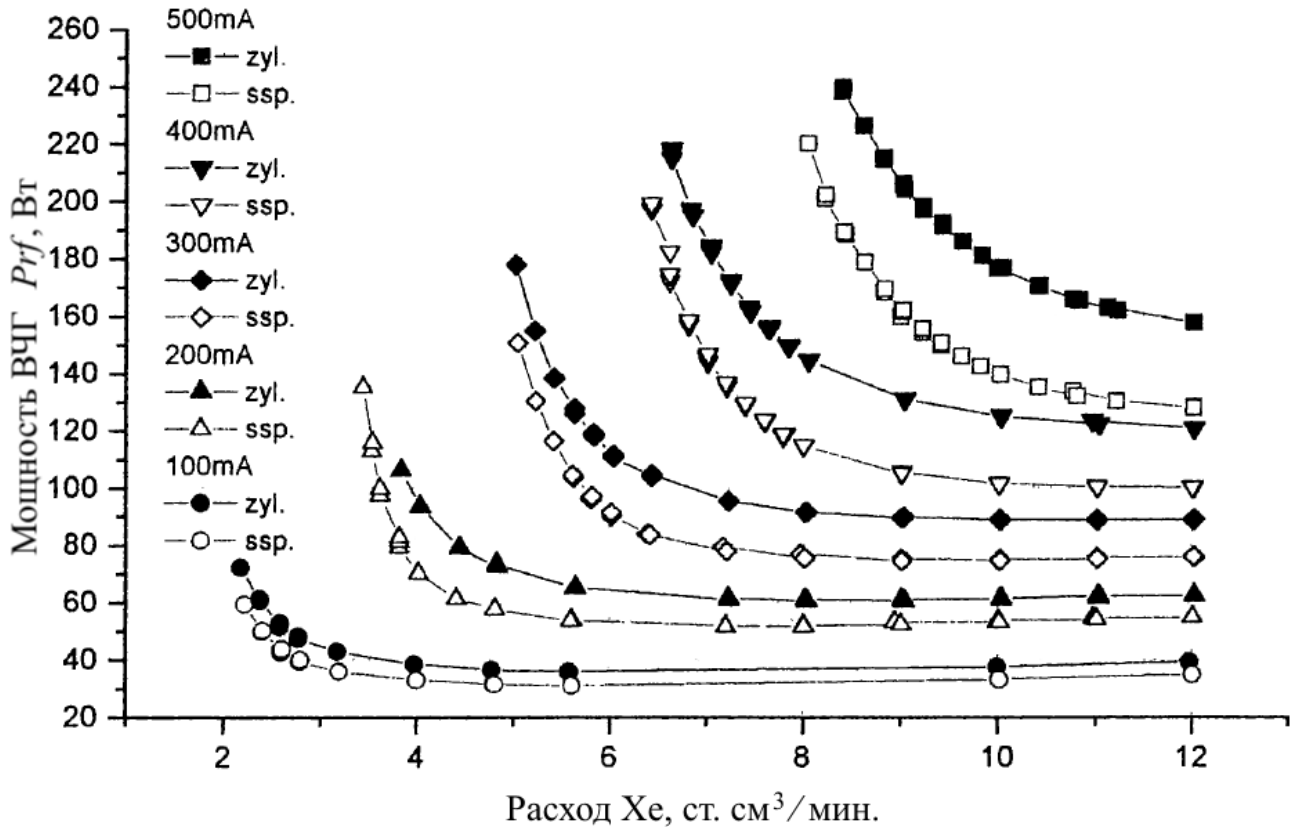


Рисунок 2.9 — Зависимости мощности ВЧГ, от расхода ксенона для RIT-15 для цилиндрической и полусферической РК [59].

Изучению влияния формы РК и геометрии индуктора на интегральные параметры ВЧИД в МАИ посвящены отдельные работы [76].

Для каждого уровня тока ионного пучка, состоящего из однозарядных ионов ксенона, можно рассчитать тягу двигателя по соотношению:

$$F_t = I_i \eta_\alpha \sqrt{\frac{2m_{ixe}(U_+ + \varphi_p)}{e}}, \quad (2.4)$$

где  $\eta_\alpha$  — КПД по расходимости ионного пучка (индекс  $\alpha$  — полуугол расходимости пучка);  $\varphi_p$  — потенциал плазмы в окрестностях ЭЭ, В.

Принимая для современных ИОС полуугол расходимости  $\alpha \leq 20^\circ$  ( $\eta_\alpha = 0,97$ ) и  $\varphi_p \leq 25$  В, оценивалась тяга лабораторной модели ВЧИД ММ [31]. В сводной таблице 2.3 приведены интегральные параметры лабораторной модели двигателя в двух наиболее устойчивых режимах работы.



Таблица 2.3 — Параметры лабораторной модели ВЧИД ММ при  $I_i = 100; 120$  мА.

№	$I_i$ , мА	$U_+$ , В	$U_-$ , В	$\dot{m}$ , мг/с	$P_{rf,pl}$ , Вт	$C_i$ , ВТ/А	$\eta_{PT}$	$F_t$ , мН
1	100	2000	-200	0,22...0,25	62...54	470...515	0,54...0,62	7,2
2	120	2000	-200	0,25...0,29	56...65	490...545	0,56...0,65	8,6

Во всех выше описанных экспериментах частота автоматического ВЧГ находилась на уровне  $f_{rf} = 1,5 \pm 0,03$  МГц. Интегральные исследования лабораторной модели ВЧИД, созданной для проведения зондовых исследований локальных параметров плазмы, показали, что лабораторная модель двигателя имеет характеристики, близкие к характеристикам опытного образца ВЧИД ММ (см. табл. 2.1).

## 2.4 Разработка зондового метода диагностики локальных параметров плазменного образования в разрядной камере лабораторной модели высокочастотного ионного двигателя малой мощности

### 2.4.1 Теоретические основы зондовых методов

Зондовый метод применялся для исследования газовых разрядов с самого начала XX века. Суть метода заключается в измерении тока заряженных частиц на изолированный металлический электрод небольших размеров — зонд, помещенный в плазму. Ток заряженных частиц на зонд  $I_z$  измеряется при различных значениях приложенного к зонду потенциала  $U_z$ , т.е. снимается вольт-амперная характеристика зонда, обычно относительно опорного электрода. Теория диагностики плазменных образований низкого давления зондами была впервые предложена и разработана И. Ленгмюром с коллегами в начале 1920-х годов [77, 78, 79]. Применимость диагностики плазменного образования зондами обоснована и экспериментально подтверждена в диапазоне давлений  $p = 10^{-3} \dots 10^4$  Па, при этом диапазон измеряемых концентраций плазмы составляет  $n = 10^{12} \dots 10^{20}$  м<sup>-3</sup>. В наилучших условиях эксперимента — плазменное образование низкого давления без дополнительных возмущающих факторов — из зондовой

характеристики можно определить: температуру электронов  $T_e$  и концентрацию заряженных частиц  $n_e$  и  $n_i$ ; потенциал невозмущенной плазмы в окрестностях зонда  $\varphi_p$ ; плавающий потенциал зонда  $\varphi_f$ ; функцию распределения электронов по энергиям  $dn/n$ . Достоинством зондовых методов диагностики плазмы является произведение прямых контактных измерений локальных параметров плазмы. Из этого следует и их основной недостаток — возмущение изучаемого плазменного образования зондом. Диэлектрический корпус зонда представляет дополнительную границу для плазмы: он вносит искажение в функции распределения заряженных частиц и потенциал пространства вокруг зонда. Таким образом, основным положением метода является допущение о том, что все возмущения плазмы локализируются вблизи зонда [80, 81].

Изначально наиболее полно была развита зондовая теория для сферического зонда в изотермической плазме ( $T_e = T_i, T_a$ ), а также в неизотермической (для случая  $T_e \gg T_i, T_a$ ). Создавая основы зондовой теории, И. Ленгмюр исходил из предположения о равновесной функции распределения заряженных частиц по скоростям в невозмущенной плазме, поэтому оценка локальных параметров плазмы по теории И. Ленгмюра возможна при допущении максвелловского характера ФРЭЭ в плазменном образовании. Однако многие исследователи показали, что ФРЭЭ для плазмы низкого давления может отличаться от максвелловского распределения. Благодаря работам М. Дрювестейна стало возможно получить ФРЭЭ, производя двойное дифференцирование зондовой характеристики. Дополнительное развитие метод получил в работах Е. Джонсона и Л. Молтера, в которых впервые была показана возможность исследования плазменного образования двойными зондами [81]. Зондовые методы продолжают развиваться и сегодня, преодолеваются первоначальные затруднения при исследовании более сложных плазменных образований. Так многоэлектродные зонды позволяют изучать плазму без дополнительного опорного электрода и в случае неопределённости потенциала пространства вблизи зонда, например, в безэлектродном индукционном ВЧ разряде [82].

### 2.4.1.1 Основные допущения методов зондовой диагностики плазмы

Зондовая теория диагностики плазмы нацелена на выявления функций, связывающих поток частиц, выпадающих на зонд, и параметров плазменного образования в окрестностях зонда. При этом необходимо знать распределение потенциала и плотность заряженных частиц в возмущенной зондом области. Причём, поскольку ход потенциала и плотность заряженных частиц взаимосвязаны, для соблюдения законов сохранения энергии, момента количества движения и уравнения Пуассона с соответствующими граничными условиями в зондовых соотношениях необходимо учитывать столкновения между частицами плазмы, диффузию частиц и их подвижность, а также частоту процессов ионизации и рекомбинации в возмущенной области. Поэтому одним из важных условий применимости зондового метода является отсутствие сильных магнитных полей, наличие которых усложняет трактовку результатов, поскольку процессы диффузии заряженных частиц поперёк линий магнитного поля остаются отдельной сложной областью исследований.

В классической зондовой теории диагностики плазмы рассматриваются две характерные области плазменного образования: область невозмущённой плазмы и область слоя объёмного заряда в окрестности зонда. Причём для приближенного определения хода потенциала в окрестности зонда И. Ленгмюр принял следующие допущения [80]:

- в области невозмущённой плазмы можно пренебречь объёмным зарядом из-за выполнения условия квазинейтральности;
- в области слоя при отрицательном потенциале зонда, можно пренебречь объёмным зарядом, создаваемым электронами;
- в области слоя не происходят процессы рекомбинации и ионизации, также на поверхности зонда не образуются вторичные частицы;
- возмущения, вносимые зондом в плазменное образование, локализируются в области слоя, а на его внешней границе потенциал плазмы обращается в нуль.

Исходя из этих допущений И. Ленгмюром были определены соотношения для определения ионного и электронного тока частиц на зонд при заданном потенциале. Эти соотношения связывают токи заряженных частиц, средние температуры заряженных частиц и концентрации заряженных частиц, однако в первоначальных исследованиях не было учтено проникновение электрического поля зонда в плазменное образование, поэтому величина потока притягивающихся частиц оказалась заниженной.

#### 2.4.1.2 Вольт-амперная характеристика зонда

Вольт-амперная характеристика зонда — «зондовая характеристика» — является источником информации о параметрах плазмы в окрестностях зонда. Для изучения взаимосвязи параметров зонда и параметров плазмы рассмотрим идеализированную зондовую характеристику цилиндрического зонда (см. рис. 2.10), помещённого в неизотермическую плазму ( $T_e \gg T_i, T_a$ ).

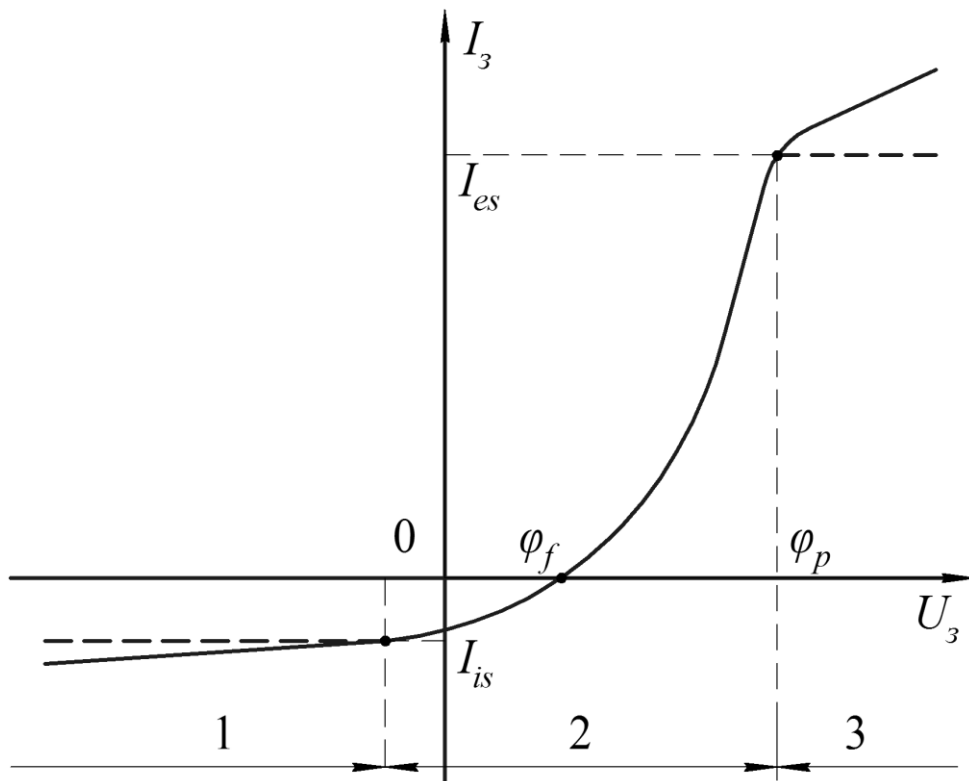


Рисунок 2.10 — Идеализированная вольт-амперная характеристика цилиндрического зонда.

Зондовую характеристику можно разделить на три области:

1. *Область ионного тока насыщения  $I_{is}$  ( $U_3 < 0$ ).* В этой области потенциал зонда смещён отрицательно относительно плазмы, этого смещения достаточно, чтобы электронный ток на зонд стал экспоненциально мал. Для этого должно выполняться условие отталкивания электронов тепловых энергий:  $|U_3| \gg (kT_e)/e$ . Весь зондовый ток переносится потоком ионов, при этом вокруг собирающей части зонда формируется положительный слой объемного заряда, экранирующий потенциал зонда от изучаемого плазменного образования. Участок характеристики в этой области не имеет строгого насыщения из-за увеличения толщины слоя объемного заряда с уменьшением напряжения на зонде.

2. *Область смешанного тока на зонд.* При росте напряжения зонда, на ионный поток накладывается возрастающий поток электронов, преодолевающих кулоновское отталкивание. Возрастающий поток электронов, обусловленный наличием быстрых электронов в плазме, приводит к изменению наклона зондовой характеристики. Точка, в которой потоки электронов и ионов на зонд становятся равны по величине, определяет плавающий потенциал зонда  $\varphi_f$ , при котором кривая зондовой характеристики проходит нулевое значение тока. При дальнейшем увеличении напряжения на зонде происходит увеличение потока электронов, собираемого зондом; в то же время ионы низких энергий начинают отталкиваться от зонда.

3. *Область электронного тока насыщения  $I_{es}$  ( $U_3 > 0$ ).* При достижении зондом напряжения, соответствующего излому зондовой характеристики вблизи потенциала плазмы  $\varphi_p$ , перестаёт существовать внешнее электрическое поле, формирующее самостоятельные потоки заряженных частиц на зонд. Однако на зонд продолжают выпадать потоки заряженных частиц, в основном электронов, обусловленные тепловым движением этих заряженных частиц. При дальнейшем увеличении напряжения зонда, собираемый зондом ток состоит только из электронов, так как вокруг собирающей части зонда формируется отрицательный слой объемного заряда. Участок характеристики в области электронного тока насыщения также не имеет строгого насыщения.

### 2.4.1.3 Основные соотношения для анализа зондовой характеристики

Ниже приведены основные соотношения для определения параметров плазменного образования в «идеальном» случае.

*Определение температуры электронов.*

В исследуемом плазменном образовании полагают максвелловскую ФРЭЭ. В таком случае концентрация электронов в области слоя будет меняться, подчиняясь распределению Больцмана:

$$n_{es} = n_{e0} \exp\left(\frac{e(\varphi_p - U_3)}{kT_e}\right), \quad (2.5)$$

где  $n_{e0}$  — концентрация электронов на границе между квазинейтральной плазмой и слоем объёмного заряда,  $\text{м}^{-3}$ .

Ток, попадающих на поверхность зонда электронов, определяется следующим образом:

$$I_e = \frac{1}{4} S_3 e n_{es} v_e, \quad (2.6)$$

где  $S_3$  — площадь собирающей поверхности зонда,  $\text{м}^2$ ;  $v_e$  — средняя скорость электронов, с учётом принятого допущения о максвелловской ФРЭЭ в невозмущенной плазме:

$$v_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}. \quad (2.7)$$

Тогда выражение для тока электронов на зонд запишется в виде:

$$I_e = S_3 e n_{e0} \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{e(\varphi_p - U_3)}{kT_e}\right). \quad (2.8)$$

Выражение для определения электронного тока насыщения, полученное И. Ленгмюром и Х. Мотт-Смисом, стало основой зондового метода [69]:

$$I_{es} = S_3 e n_{e0} \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}. \quad (2.9)$$

Из этого соотношения (2.8) видно, что если построить характеристику в полулогарифмическом масштабе  $\ln I_3(U_3)$  (см. рис. 2.11), график на переходной части характеристики должен быть линейным. Оценить температуру электронов можно по наклону этого участка:

$$\frac{d(\ln I_3)}{dU_3} = \frac{e}{kT_e}. \quad (2.10)$$

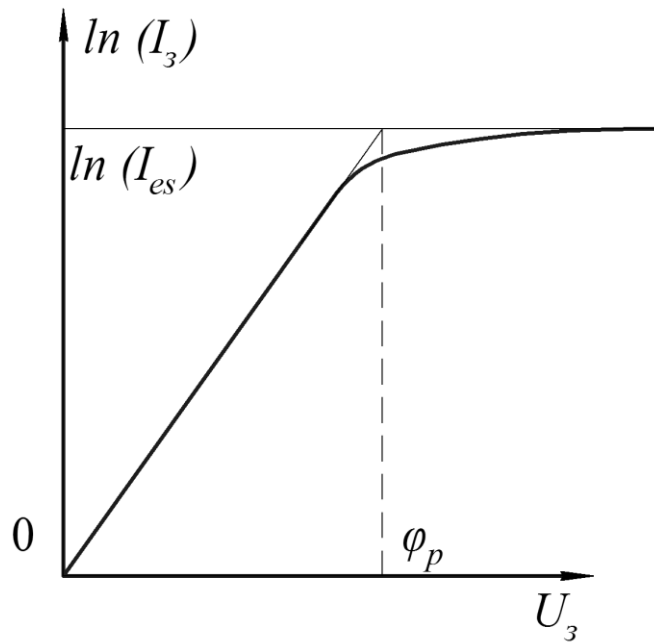


Рисунок 2.11 — Электронная ветвь зондовой характеристики, построенная в полулогарифмическом масштабе.

*Определение потенциала плазмы.* Потенциал плазмы  $\varphi_p$  характеризуется точкой перегиба зондовой характеристики, где кривая переходит из наклонной части в область, соответствующую, электронному току насыщения (см. рис. 2.11). Потенциал плазмы  $\varphi_p$  можно определить по обращению в нуль второй производной зондовой характеристики. Если нет возможности анализировать полноценную зондовую характеристику, потенциал плазмы  $\varphi_p$  также может быть получен при известном плавающем потенциале зонда  $\varphi_f$  и известной температуре электронов  $T_e$ :

$$\varphi_f - \varphi_p = \frac{kT_e}{2e} \left( \ln \left( 2\pi \frac{m_e}{m_i} \right) - 1 \right), \quad (2.11)$$

где  $m_e$  и  $m_i$  — масса электрона и иона соответственно, кг. Для ксенона ( $m_{iXe} = 2,18 \cdot 10^{-25}$  кг) это уравнение сводится к виду:

$$\varphi_p = \varphi_f + 5,77 \frac{kT_e}{e}. \quad (2.12)$$

*Определение концентрации электронов.* Принимая электронный ток, измеренный при потенциале плазмы, за электронный ток насыщения можно оценить концентрацию электронов на границе слоя объёмного заряда:

$$n_{e0} = \frac{I_{es}}{eS_3} \sqrt{\frac{2\pi m_e}{kT_e}}. \quad (2.13)$$

Более точную оценку плотности плазмы можно получить при измерениях ионного тока насыщения в квазинейтральной плазме. Для этого рассматривается поток ионов на границе слоя объёмного заряда с учётом критерия Бома:

$$\Gamma_i = n_s v_b, \quad (2.14)$$

где  $n_s$  — концентрация плазмы на границе области слоя,  $\text{м}^{-3}$ ;  $v_b$  — скорость Бома,  $\text{м/с}$ . Из критерия Бома следует, что для формирования монотонно уменьшающегося потенциала в области слоя ионам необходимо пройти через потенциал в плазме  $e\varphi_0 \geq kT_e/2$  перед попаданием в слой. Тогда ионы набирают скоростью большую, чем скорость Бома, и способны достигнуть поверхности зонда:

$$v_i \geq v_b = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}, \quad (2.15)$$

Область плазмы, в которой создаётся необходимая для ускорения ионов разность потенциалов, называется предслоем. При этом считается, что в предслое проникает потенциал зонда, не нарушающий квазинейтральность изучаемого плазменного образования. Принимая допущение о максвелловской ФРЭЭ, и



учитывая распределение Больцмана (2.5), ионный ток насыщения квазинейтральной плазмы можно определить из соотношения:

$$I_{is} = S_3 e n_{e0} \exp\left(-\frac{e}{kT_e} \cdot \frac{kT_e}{2e}\right) \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}. \quad (2.16)$$

Соотношение (2.16) сводится к [69]:

$$I_{is} = 0,61 S_3 e n_{e0} \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}. \quad (2.17)$$

Измеряя этот ток и зная температуру электронов, можно оценить концентрацию электронов плазмы. Однако приведенное уравнение для тока Бома справедливо только для слоя объёмного заряда плоского зонда. Обобщенная же формула для тока ионов на цилиндрический зонд определяется так [83]:

$$I_{is} = \alpha_r S_3 e n_{e0} \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}, \quad (2.18)$$

где  $\alpha_r$  — коэффициент, зависящий от отношения радиуса зонда к радиусу Дебая, эквивалентному толщине слоя ( $\xi = r_3/\lambda_D$ ). Зависимость для определения коэффициента  $\alpha_r$  приведена на рисунке 2.12. Простейшим способом, который часто применяется для анализа зондовой характеристики, является линеаризация в области ионного тока насыщения. За значение ионного тока насыщения  $I_{is}$  принимается ток, измеренный в точке, где зондовая кривая отклоняется от линейного участка (см. рис. 2.10). Чтобы при анализе зондовой характеристики получить оценки локальных параметров плазмы, необходимо разделить ионную и электронную компоненты тока на зонд. Линейная зависимость для области ионного тока насыщения может быть экстраполирована, и при каждом значении напряжения на зонде  $U_3$  из полного тока на зонд  $I_3$  можно вычитать экстраполированное значение ионного тока  $I_{i3}$  для получения электронного тока  $I_{e3}$ .

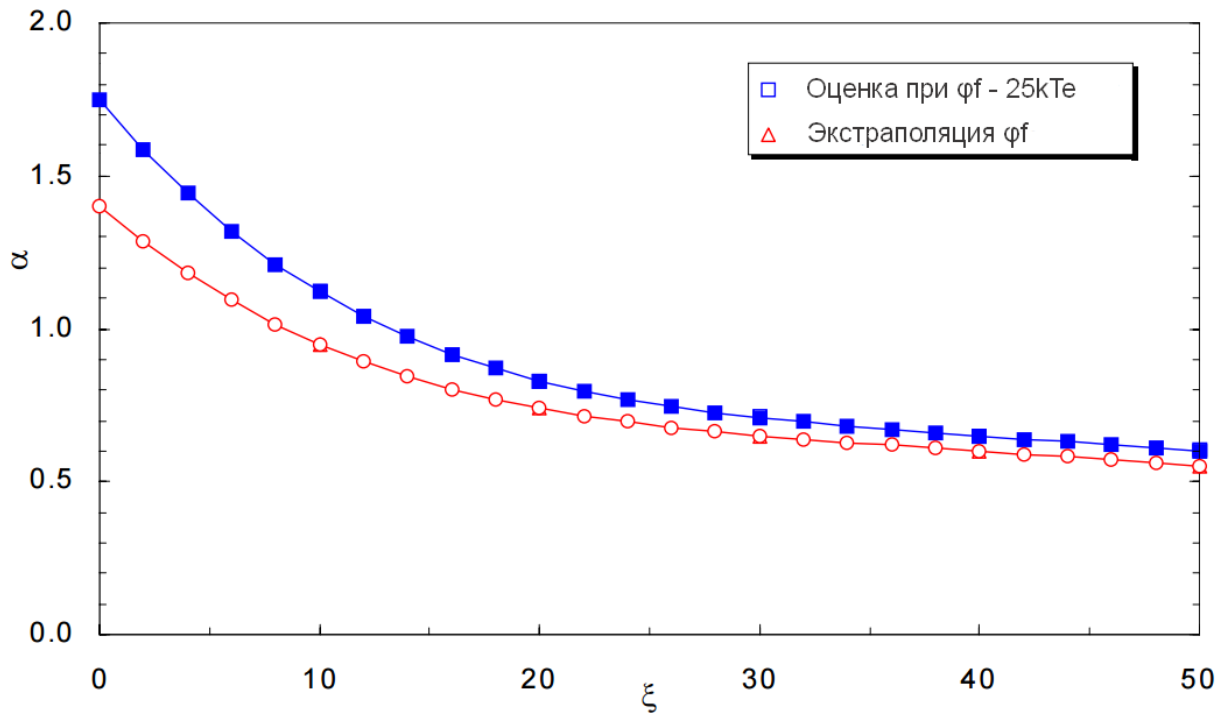


Рисунок 2.12 — Зависимость коэффициента  $\alpha_r$ , для определения тока Бома на цилиндрическом зонде Лангмюра, от соотношения  $\xi = r_3/\lambda_D$  [60].

Геометрия слоя объёмного заряда и процессы, происходящие в нём, влияют на ионный ток, собираемый зондом. Слой можно назвать толстым, если радиус зонда  $r_3$  много меньше радиуса Дебая:  $r_3 \ll \lambda_D$ . По процессам, происходящим в слое, их можно разделить на столкновительные и бесстолкновительные. Столкновительный слой характеризуется тем, что длины свободного пробега ион-ион  $\lambda_{ii}$ , ион-электрон  $\lambda_{ie}$  и ион-атом  $\lambda_{ia}$  меньше радиуса Дебая:  $\lambda_{ii}, \lambda_{ie}, \lambda_{ia} < \lambda_D$ . Как следует из основных допущений (см. п. 2.4.1.1), классическая зондовая теория И. Ленгмюра соответствует случаю тонкого ( $r_3 \gg \lambda_D$ ) и бесстолкновительного ( $\lambda_{ii}, \lambda_{ie}, \lambda_{ia} > \lambda_D$ ) слоя объёмного заряда вокруг зонда.

Увеличение области слоя объёмного заряда, столкновительные процессы в области слоя, вторичная эмиссия с поверхности зонда, загрязнение поверхности зонда, внешние магнитные поля, колебания в плазменном образовании и осреднение в процессе измерений влияют на профиль получаемой зондовой характеристики, что может привести к сглаживанию области перегиба характеристики. Очевидную область перегиба можно получить только для

разрядов постоянного тока с плазмой низкого давления и в отсутствии внешних магнитных полей. Видно, что в индукционном разряде лабораторной модели ВЧИД ММ применение классической зондовой теории затруднено.

#### 2.4.1.4 Особенности применения зондов в индукционном разряде

Классическая зондовая методика, рассматривающая электронный ток насыщения, применима к плазме низкого давления  $p_a = 10 \dots 30$  Па. Это является хорошим признаком для изучения электронной ветви характеристики зонда, помещённого в плазму ВЧИД, поскольку эта область давлений характерна для данных двигателей (см. табл. 1.3). Однако существуют ограничения на применение теории, которые необходимо учесть при разработке зонда для индукционного разряда ВЧИД.

По сравнению с плазмой разряда постоянного тока анализ характеристики одиночного зонда в условиях ВЧ плазмы усложняется тем, что колебания потенциала плазмы приводят к искажению зондовой характеристики, которое показано на рисунке 2.13.

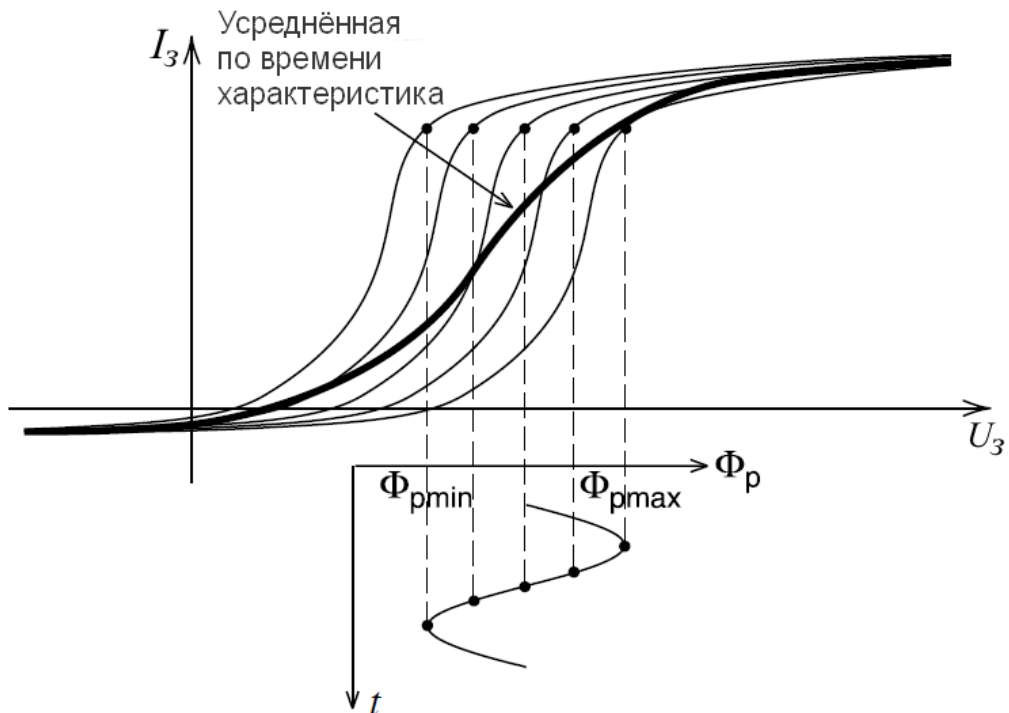


Рисунок 2.13 — Зондовая характеристика в индукционном ВЧ разряде [69].

Зондовая характеристика нелинейна — напряжение в ней на самом деле выражается как разница:  $U_z \sim U_c - \varphi_p$  где  $U_c$  — постоянное напряжение, приложенное к зонду, а  $\varphi_p$  — потенциал, колеблющийся на основной частоте ВЧ индуктора и её гармониках. По мере того, как потенциал плазмы  $\varphi_p$  колеблется, изгиб зондовой характеристики будет перемещаться во времени. Поскольку изменение напряжения зонда требует более длительного периода времени, чем период одного ВЧ колебания, регистрируемая приборами усредненная по времени зондовая характеристика будет отличаться от действительной мгновенной характеристики. Снятая в таких условиях зондовая характеристика, будет более широкой по сравнению с мгновенной характеристикой, что приведёт к смещению плавающего потенциала зонда к более низким значениям. Уменьшившийся наклон характеристики в области изгиба снизится, что приведёт к завышенной оценке температуры электронов по формуле (2.10). Эта особенность индукционного разряда приводит к необходимости компенсации эффектов искажающих зондовую характеристику для получения достоверных сведений о локальных параметрах плазмы при проведении зондовых исследований ВЧИД.

Существует две основные группы методов компенсации ВЧ помех: активные и пассивные [84]. Методы *активной компенсации* ВЧ помех предусматривают подключение зонда к дополнительному ВЧ источнику смещения напряжения, иногда напрямую к основному ВЧГ двигателя. Таким образом, обеспечивается изменение амплитуды и фазы сигнала для достижения максимального значения плавающего потенциала и минимального значения температуры электронов. Недостатком этой группы методов является существенное усложнение схемы подключения зондовой цепи. Так в случае работы двигателя в режиме ускорения плазмы с потенциалом на ЭЭ  $U_+ > 2000$  В, необходимо использование дополнительного источника переменного смещения, гальванически развязанного от схемы питания ВЧИД, но вместе с тем синхронизированного по времени с сигналом ВЧГ.

Методы *пассивной компенсации* ВЧ помех подразумевают использование каскадов узкополосных заграждающих фильтров в зондовой цепи, настроенных

на основную частоту разряда и её гармоники, или использование дроссельной катушки вблизи коллектора зонда, которая обеспечивает большое сопротивление переменной ВЧ составляющей тока в зондовой цепи. Недостатком этой группы методов является существенное искажение зондовой характеристики, обусловленное уменьшением измеренного тока заряженных частиц на зонд. Использование подобных фильтрующих систем ведёт к необходимости дополнительной математической обработки полученных данных, поскольку часть «полезного» сигнала вырезается фильтром [85]. В системах с автоматическим ВЧГ, которые обеспечивают согласование выходной цепи с индуктором по механизму фазовой автоподстройки частоты, использование методов пассивной компенсации осложнено. Изменение частоты в ходе работы вынуждает подбирать узкополосные заграждающие фильтры с большей шириной вырезания, это ещё больше усиливает искажения «полезного» сигнала зонда.

Вышесказанное требует поиска других методов зондовой диагностики индукционного разряда в лабораторной модели ВЧИД ММ. Применение средств компенсации ВЧ помех обязательно необходимо для ёмкостных ВЧ разрядов, поскольку в этих разрядах происходят большие колебания потенциала в слое объёмного заряда зонда. А частично компенсированные или полностью некомпенсированные зонды могут использоваться для определения электронной температуры в индукционных разрядах. В исследованиях [38, 84, 86, 87] было показано, что достоверную оценку температуры электронов можно получить с помощью частично компенсированных зондов (узкополосные заграждающие фильтры зонда не точно соответствуют ВЧ колебаниям в плазме) и даже с помощью полностью некомпенсированных зондов в случае использования многоэлектродных зондов (симметричного двойного зонда Ленгмюра и симметричного электростатического тройного зонда). Таким образом, для измерений локальных параметров плазмы индукционного разряда снимается необходимость в использовании фильтрующих методов. Использование многоэлектродных зондов приводит к изменению соотношений, необходимых для обработки зондового сигнала, и в случае тройного электростатического зонда это

упрощает регистрацию и обработку зондового сигнала (см. п. 2.4.1.5). В работе [38] показано применение тройного электростатического зонда для изучения плазмы индукционного разряда ВЧИД 38 мм двигателя MiDGIT.

В данной диссертационной работе для исследования индукционного разряда лабораторной модели ВЧИД ММ предложена методика диагностики локальных параметров плазмы с помощью тройного электростатического зонда без дополнительных средств компенсации ВЧ помех (см. раздел 2.4.3).

#### 2.4.1.5 Многоэлектродные электростатические зонды

Двойной зонд, впервые предложенный Джонсоном и Молтером, состоит из двух близко расположенных зондов одинаковой геометрии. Подобный зонд начали применять в случаях, когда в измеряемой плазме отсутствует большой опорный электрод и потенциал пространства не определён [81]. Тройной электростатический зонд, впервые предложенный в работе [82], состоит из трёх зондов одинакового размера, размещённых в непосредственной близости друг к другу.

Дальнейшие рассуждения пойдут о тройном электростатическом зонде. Методический эксперимент, в котором автором проведено сравнение методик измерений двойным и тройным зондом [16, 88], показал малое расхождение (менее 10%) рассчитанных значений температуры и концентрации электронов. Выбор тройного электростатического зонда для эксперимента обусловлен относительной простотой автоматической обработки собранных данных в созданной для этого программе.

Тройной электростатический зонд обеспечивает мгновенные и одновременные измерения температуры и концентрации электронов с возможностью пересчёта параметров зондовой цепи в локальные параметры плазмы через простые соотношения. Принципиальная схема подключения тройного электростатического зонда представлена на рисунке 2.14.

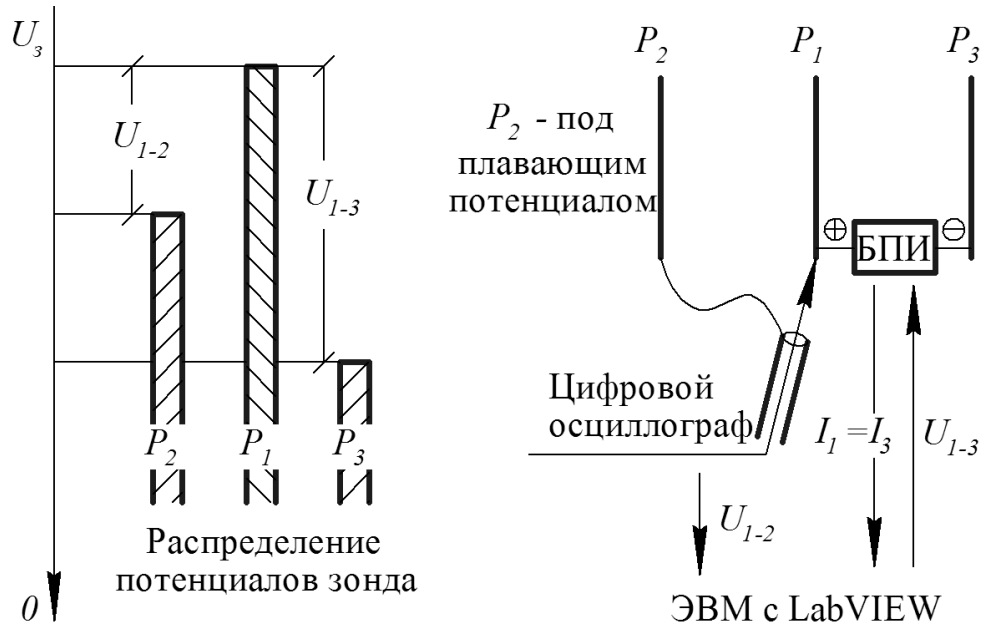


Рисунок 2.14 — Схема подключения тройного электростатического зонда и распределение потенциалов в зонде.

Измерения проводятся относительно зонда  $P_2$ , находящегося под плавающим потенциалом  $\varphi_f$ . Блок питания и измерения (БПИ) обеспечивает установку постоянной, смещающей относительно  $\varphi_f$ , разности потенциалов на зондах  $P_1$  и  $P_3$ , одновременно измеряя протекающий через себя ток  $I_1 = I_3$ . Напряжение на положительно смещённом зонде  $P_1$  измеряется цифровым осциллографом. Для обеспечения синхронных измерений  $U_{1-2}$  и  $I_1 = I_3$  данная система управляется компьютером.

Если приложенное к  $P_1$  и  $P_3$  напряжение составляет  $U_{1-3} \geq (2kT_e)/e$ , отрицательно смещённый зонд  $P_3$  будет собирать из плазмы ток, равный току ионного насыщения  $I_{is}$ , тогда как положительно смещённый зонд  $P_1$  будет набирать равный ток электронов. Одновременное измерение собранного тока  $I_1 = I_3$  и напряжения в зондовой системе  $U_{1-2}$  и  $U_{1-3}$ , по существу, обеспечивает измерение трёх точек на зондовой характеристике: точки плавающего потенциала  $\varphi_f$  (является опорной точкой системы) и двух точек токов насыщения. Применение соответствующего метода позволяет по этим точкам оценить значения температуры и концентрации электронов.

Преимущества метода тройного электростатического зонда [81, 88]:

- Все потенциалы зондовой системы остаются вблизи плавающего потенциала, таким образом, большие токи не могут повредить зонд и относительно слабо возмущают окружающее зонд плазменное образование.
- Практически мгновенные измерения ( $1 \dots 10$  мкс) могут быть сделаны благодаря отсутствию монотонно изменяющегося напряжения на коллекторах зонда.
- Тройной электростатический зонд обладает малой чувствительностью к колебаниям плазмы, так как все коллекторы испытывают одновременные возмущение. Это происходит при условии, что коллекторы разделены на несколько дебаевских длин  $\lambda_D$  так, что слои объёмного заряда, окружающие каждый из коллекторов зонда, не взаимодействуют друг с другом, но при этом коллекторы достаточно близки, чтобы в зондовой системе не было больших градиентов локальных параметров плазмы.

Соотношения для расчёта температуры и концентрации по методу тройных электростатических зондов получены в ряде допущений [82, 89]:

- в невозмущённой плазме сохраняется квазинейтральность  $n_e = n_i$  до границы плазмы со слоем объёмного заряда вокруг зонда;
- ФРЭЭ в невозмущённой плазме подчиняется распределению Максвелла;
- эксперимент проводится в условиях бесстолкновительного и тонкого слоя объёмного заряда, так что площадь собирания заряженных частиц коллектором принимается равной площади поверхности зонда  $S_3$ ;
- отдельные коллекторы зонда разделены расстоянием больше толщины слоя объёмного заряда так, что слои не перекрывают друг друга ( $\delta_3 > \lambda_D$ ).

Тогда полный ток для каждого из зондов, приведённых на рис. 2.14, описывается следующими соотношениями:



$$-I_1 = -I_{es} \exp\left(\frac{e(\varphi_p - U_1)}{kT_e}\right) + I_{is}(U_1), \quad (2.20)$$

$$I_2 = -I_{es} \exp\left(\frac{e(\varphi_p - U_2)}{kT_e}\right) + I_{is}(U_2), \quad (2.21)$$

$$I_3 = -I_{es} \exp\left(\frac{e(\varphi_p - U_3)}{kT_e}\right) + I_{is}(U_3). \quad (2.22)$$

Зонд  $P_1$  смещен положительно, зонд  $P_3$  — отрицательно, зонд  $P_2$  находится под плавающим потенциалом  $\varphi_f$ . Если считать, что изменение тока ионного насыщения  $I_{is}$  по мере изменения напряжения зонда является пренебрежимо малым по сравнению с изменением электронного тока, и что площадь поверхности каждого зонда одинакова, тогда  $I_{is}(U_1) = I_{is}(U_2) = I_{is}(U_3) = I_{is}(U)$ . Соотношение токов  $U_1 + U_2$  и  $U_1 + U_3$  запишется как:

$$\frac{I_1 + I_2}{I_1 + I_3} = \frac{1 - \exp\left(\frac{eU_{d2}}{kT_e}\right)}{1 - \exp\left(\frac{eU_{d3}}{kT_e}\right)}, \quad (2.23)$$

где  $U_{d2} = U_2 - U_1$  и  $U_{d3} = U_3 - U_1$ .

Однако предположение о том, что ток насыщения ионов, собираемый каждым коллектором одинаков, несмотря на то, что зонды смещены к разным потенциалам, не является строго обоснованным. Это предположение есть средство упрощения, используя которое можно оценить электронную температуру [82]. Поскольку зонд  $P_2$  находится под плавающим потенциалом, реализуется условие  $I_2 = 0$ . Кроме того по закону Кирхгоффа  $I_1 = I_3$ . Тогда уравнение (2.23) преобразуется следующим образом:

$$\frac{1}{2} = \frac{1 - \exp\left(\frac{eU_{d2}}{kT_e}\right)}{1 - \exp\left(\frac{eU_{d3}}{kT_e}\right)}. \quad (2.24)$$

Исходя из приведённого уравнения, можно найти температуру электронов  $T_e$ . Получив значение температуры электронов, можно произвести оценку концентрации электронов  $n_e$ , зависящую от измеренного тока зонда при условии, что ток будет равен току Бома (2.18). Для цилиндрических зондов концентрация электронов будет определяться следующим соотношением:

$$n_e = \frac{I_{is}}{\alpha_r e S_3 \exp \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}}, \quad (2.25)$$

где  $\alpha_r$  — коэффициент (см. рис. 2.12).

Таким образом, тройной электростатический зонд является привлекательным диагностическим инструментом для изучения меняющихся во времени плазменных процессов. Более того, он предлагает упрощенный диагностический метод по сравнению с одинарным зондом. Для анализа показаний зонда достаточно применять соотношения (2.24) и (2.25). Причём измерения могут быть получены с большим временным разрешением, хотя и за счет пространственного разрешения по сравнению с одинарным зондом.

#### 2.4.2 Расчет геометрии тройного электростатического зонда

Необходимым этапом при создании тройного электростатического зонда является расчёт коллектора зонда. При расчёте проверяется удовлетворение геометрии зонда основным допущениям методов зондовой диагностики (см. п. 2.4.1.1) с учётом особенностей применения тройного электростатического зонда в индукционном разряде лабораторной модели ВЧИД ММ (см. пп. 2.4.1.4; 2.4.1.5).

Исходные данные, принятые для расчета геометрии коллектора зонда, выбраны в соответствии с геометрией РК лабораторной модели ВЧИД ММ и средних значений локальных параметров плазмы ВЧИД из работ [31, 74]:

- Температура электронов в РК  $T_e = 5$  эВ.
- Концентрация частиц в РК  $n = 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ .

На рисунке 2.15 приведена схема разработанного тройного электростатического зонда с его основными геометрическими параметрами.

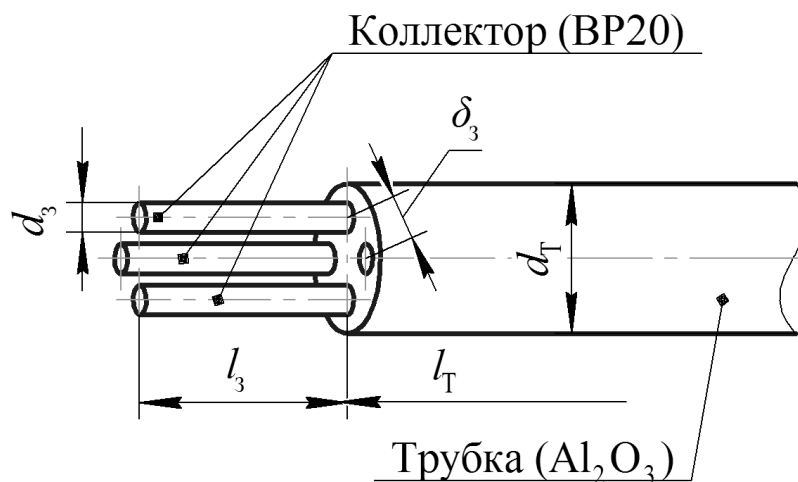


Рисунок 2.15 — Схема трехэлектродного электростатического зонда.

Для коллекторов было предложено использовать тугоплавкую проволоку из сплава ВР20, диаметр проволоки составил  $d_3 = 0,2$  мм. А для изготовления корпуса зонда применялась диэлектрическая трубка из  $Al_2O_3$   $d_T = 1,2$  мм, в которой имелись капиллярные отверстия  $d = 0,2$  мм, расположенные на расстоянии  $\delta_3 = 0,4$  мм друг от друга.

Исходя из основных механизмов возмущения плазменного образования, вносимым в него зондом, можно сформировать основные геометрические критерии для коллектора зонда. В области слоя объёмного заряда вокруг коллектора выделяют несколько возмущающих механизмов, обусловленных [81]:

- пространственной протяжённостью области отклонения от квазинейтральности исследуемого плазменного образования;
- пространственной протяжённостью области возмущения плотности исследуемого плазменного образования;
- пространственной протяжённостью области энергетического возмущения исследуемого плазменного образования;

- существованием квазинейтрального предслоя, вокруг слоя пространственного заряда зонда, в который проникает потенциал зонда.

При невысоких потенциалах зонда  $|qU_p| \lesssim kT_e$  дебаевский радиус может служить приближённой мерой протяжённости области пространственного заряда, поэтому расчет геометрии зонда начинается с определения радиуса Дебая:

$$h \approx \lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT_e}{2e^2 n}} \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ м} \quad (2.26)$$

Для качественной оценки длины свободного пробега ионов используется газокинетическое сечение столкновений между ионами и атомами  $\sigma_{ia}$ . По порядку величины оно равно сечению столкновений между соответствующими нейтральными атомами. Величина этого сечения для ксенона составляет:  $\sigma = 5,06 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$  [80]. Тогда средняя длина свободного пробега составит:

$$\lambda_{ia} = \frac{1}{n\sigma_{ia}} \approx 6,5 \text{ м}. \quad (2.27)$$

Полагая, что в собирающем слое зонда не происходит соударений частиц и его толщина соизмерима с радиусом Дебая, вводим критерий  $h \ll \lambda_{ia}$ . В нашем случае  $2 \cdot 10^{-5} \text{ м} \ll 6,5 \text{ м}$  — условие выполняется. Следовательно, в собирающем слое вокруг коллектора зонда не происходят процессы ионизации и рекомбинации, а концентрации заряженных частиц изменяются только под действием потенциала зонда. Таким образом, реализуется основное условие применимости зондового метода диагностики. Поскольку толщина области собирания  $h \approx \lambda_D$ , то зоны собирания отдельных коллекторов зонда диаметром  $d_3 = 0,2 \text{ мм}$  и разделённые расстоянием  $\delta_3 = 0,4 \text{ мм}$  не накладываются друг на друга.

Искажения зондовой характеристики может вызвать наличие внешнего магнитного поля индуктора, под влиянием которого заряженные частицы начнут вращаться вокруг магнитных линий. Это приведёт к тому, что скорости частиц вдоль и поперек поля станут различными. Эффективная длина свободного

пробега частиц поперек поля эквивалентна ларморовскому радиусу, и тогда можно говорить о том, что магнитное поле препятствует выпадению заряженных частиц на коллектор. Когда ларморовский радиус вращения заряженной частицы становится сравнимым или меньшим по сравнению с размерами коллектора, важную роль начинают играть диффузные процессы в магнитном поле [80].

Величина индукции магнитного поля  $B$  в РК, необходимая для оценки радиуса Лармора, рассчитывалась путем решения осесимметричной задачи нахождения вихревых полей с использованием программного пакета Maxwell (ANSYS Electromagnetics). В упрощенную геометрию лабораторной модели ВЧИД ММ включались: индуктор, РК, ЭЭ, держатель ЭЭ, газоввод. Для расчёта принимались типичные параметры тока в индукторе, полученные в ходе интегральной отработки лабораторной модели ВЧИД ММ: ток в ВЧ индукторе  $I_{rf} = 5$  А, частота  $f_{rf} = 1,5$  МГц. На рисунке 2.16 показано полученное распределение индукции магнитного поля  $B$  в РК при его максимальном амплитудном значении.

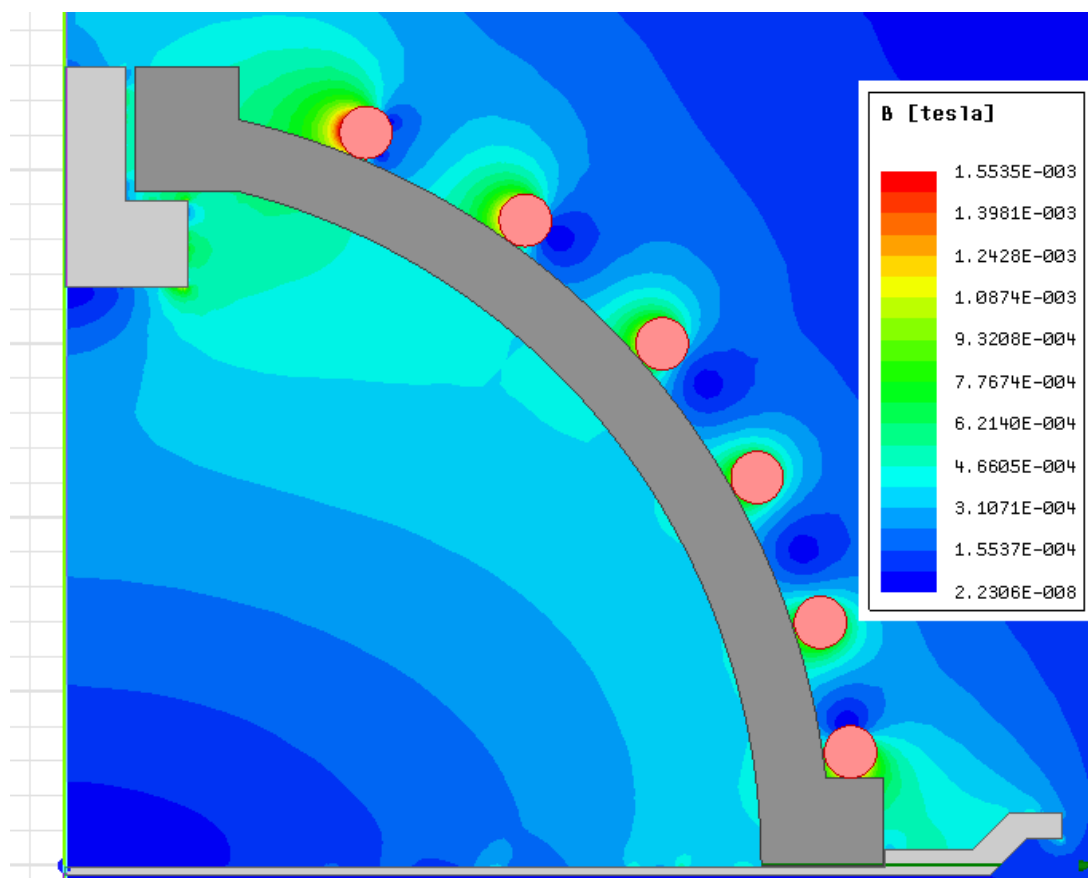


Рисунок 2.16 — Распределение индукции магнитного поля в РК лабораторной модели ВЧИД ММ.

Для дальнейшего расчёта необходимо принять значение индукции магнитного поля близкое к максимальному, чтобы определить минимальный ларморовский радиус вращения заряженных частиц. Примем для расчётов  $B = 0,5 \cdot 10^{-3}$  Тл.

Поскольку масса электрона существенно меньше массы иона ксенона рассчитаем ларморовский радиус вращения:

$$R_{Le} = \frac{m_e V_e}{eB}. \quad (2.28)$$

Найдём среднюю скорость электронов:

$$V_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \approx 1,5 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}, \quad (2.29)$$

Тогда ларморовский радиус вращения составит:  $R_{Le} \approx 1,7 \cdot 10^{-2}$  м. Для минимизации влияния магнитного поля необходимо ввести критерий для длины собирающей поверхности зонда  $l_3 \leq R_{Le}$ . Исходя из этого соотношения была выбрана длина коллектора  $l_3 = 10$  мм. Поскольку значение магнитного поля меняется с частотой  $f_{rf} = 1,5$  МГц, что приводит к перераспределениям электронов в РК лабораторной модели ВЧИД ММ по всем степеням свободы, эффект влияния магнитного поля на зонд дополнительно снижается. Если рассматривать плазму индукционного разряда без внешнего магнитного поля, можно сказать, что в ней реализуется следующее соотношение для длин свободного пробега частиц (в рассматриваемом случае средняя длина пробега электрона составляет  $\lambda_{ea} \approx 90$  м):

$$\lambda_{ia}, \lambda_{ea} \gg d_3, l_3. \quad (2.30)$$

Выполнение условия (2.30) в плазменном образовании лабораторной модели ВЧИД ММ означает, что влияние столкновений между частицами играет незначительную роль при рассмотрении зондовой характеристики. Применимость классической теории зондов Ленгмюра в условиях индукционного разряда ВЧИД ММ обеспечена с запасом. Кроме того, из (2.30) следует, что плазма ВЧИД ММ

не является континуальной средой, поскольку средняя длина свободного пробега электронов не отвечает условию  $\lambda_e \ll L$ , где  $L$  — характерный размер плазменного образования. Поэтому закон Ома в ней не работает, кольцо тока в индукционном разряде ВЧИД ММ не является квазистационарным: и в индукционном разряде двигателя реализуется аномальный скин-эффект (см. п. 1.4).

Также для снижения влияния искажающих эффектов необходимо соблюдение условия:

$$\lambda_D < d_3 \ll R_{Le}. \quad (2.31)$$

В случае используемой проволоки  $d_3 = 0,2$  мм соотношение (2.31) будет выполняться:  $2 \cdot 10^{-5}$  м  $<$   $2 \cdot 10^{-4}$  м  $\ll$   $1,7 \cdot 10^{-2}$  м.

Коллектор выполняется из устойчивого к распылению и нагреву сплава вольфрама и рения ВР20, имеющего температуру плавления  $T_{пл} \sim 3000$  °С. В работе [90] было установлено, что при действии зонда в области насыщения зондовой характеристики должна быть ограничена  $\tau_{раб} \leq 15$  с при концентрациях плазмы  $n_e \sim 5 \cdot 10^{17}$  м<sup>-3</sup>. Материал коллектора обладает достаточно высокой работой выхода, необходимой для того, чтобы свести к минимуму вторичные процессы на его поверхности [81].

Итак, рабочий участок изготовленного тройного электростатического зонда представляет собой три идентичных коллектора ( $d_3 = 0,2$  мм;  $l_3 = 10$  мм), расположенных на расстоянии  $\delta_3 = 0,4$  мм друг от друга. Коллекторы закрепляются в диэлектрической трубке ( $d_T = 1,2$  мм;  $l_T = 80$  мм), изготовленной на основе оксида алюминия  $Al_2O_3$  и фиксируются в трубке цементом на основе  $Al_2O_3$ . С противоположной стороны участки проволоки ВР20 также фиксировались цементом, обеспечивающим их взаимную изоляцию в области торца диэлектрической трубки. После сборки зонда производился его отжиг. С целью предотвращения растрескивания затвердевшего цемента при небольших изменениях температуры, производится визуальный контроль отсутствия каверн в отожженном цементе. Подключение каждого коллектора зонда к монтажному

проводу МГТФ осуществляется механически через алюминиевые гильзы для опрессовки, каждое из трёх соединений закрывается двойным слоем изоляции из термоусадочной трубки PBF. Для снижения вероятности механического повреждения соединительного участка, а также для предотвращения попадания заряженных частиц в эту область, соединительный участок закрывался диэлектрической трубкой из  $Al_2O_3$  длиной  $l_T = 15$  мм, которая фиксировалась между зондом и электроизоляционной фторопластовой трубкой жгута трехжильного зондового провода термоусадочной трубкой PBF. Для снижения возможных ВЧ помех в жгуте два проводника были выполнены в виде витой пары, а поверх электроизоляционной трубки располагался экранирующий металло-чулок ПМЛ, подключенный к общей «земле» экспериментальной установки. Фотография разработанного зонда приведена на рисунке 2.17.

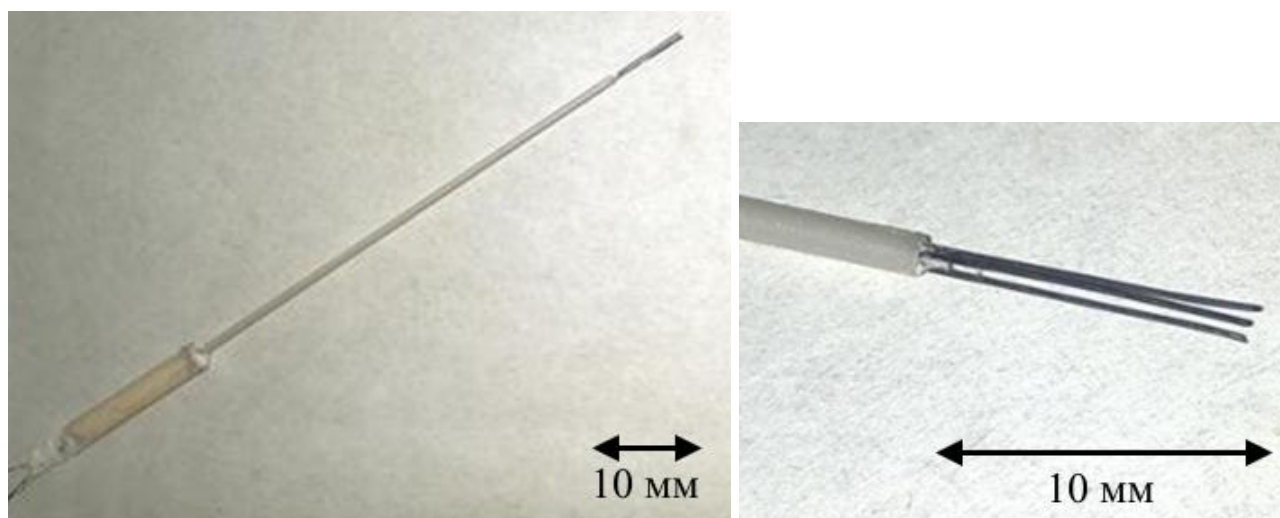


Рисунок 2.17 — Разработанный для диагностики локальных параметров лабораторной модели ВЧИД ММ тройной электростатический зонд.

#### 2.4.3 Методика проведения зондовых измерений, с применением тройного электростатического зонда

Плазма РК лабораторной модели ВЧИД ММ труднодоступна, поэтому для её исследования в стенке РК сделана группа отверстий для внедрения тройного электростатического зонда. Изготовление РК из смеси  $Al_2O_3$  и  $Si_3N_4$ , производится методом шликерного литья в металлическую форму с



последующим выжиганием технологической связки и спеканием готового изделия. Наличие промежуточной стадии производства позволило сделать отверстия в стенке РК перед её обжигом. Отверстия располагаются между витками индуктора и имеют диаметр  $d = 1,2$  мм. На рисунке 2.18 приведена схема расположения отверстий в РК лабораторной модели ВЧИД ММ, а также фотография установленного для эксперимента тройного электростатического зонда.

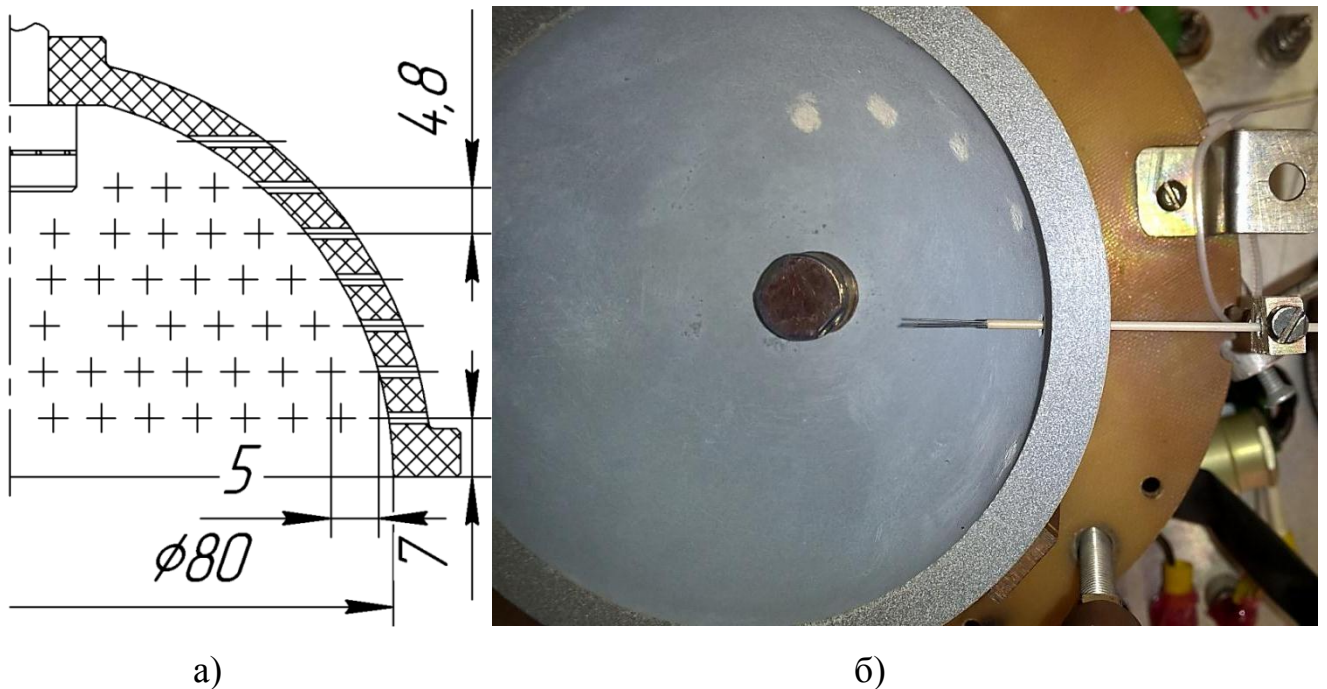


Рисунок 2.18 — Схема расположения отверстий в РК с указанными позициями, в которых проводились измерения (а, осевое сечение); фотография установленного для измерения локальных параметров плазмы лабораторной модели ВЧИД ММ тройного электростатического зонда (б, вид снизу).

Зонд в ходе эксперимента устанавливался на «зондодержатель», обеспечивающий возможность перемещения по радиусу РК. На рис. 2.18а знаком «+» отмечены ряды позиций, в которых проводились измерения. Поскольку  $l_3 = 10$  мм, то за точку измерения принималась середина рабочего участка коллектора. Для обеспечения герметичности РК свободные отверстия заполнялись цементом на основе порошка  $Al_2O_3$ .

Потенциал плазмы в индукционном разряде (относительно «земли» экспериментальной установки) определяется напряжением на ЭЭ ИОС ( $U_+ \sim 1000 \dots 2000$  В). Будучи внесенным в плазму тройной электростатический зонда приобретает потенциал плазмы. Для предотвращения разрушения элементов системы зондовых измерений, была осуществлена её гальваническая отвязка от БП лабораторной модели ВЧИД ММ через разделительный трансформатор (напряжение пробоя трансформатора  $U \sim 800$  В). Схема системы зондовых измерений с тройным электростатическим зондом приведена на рисунке 2.19.

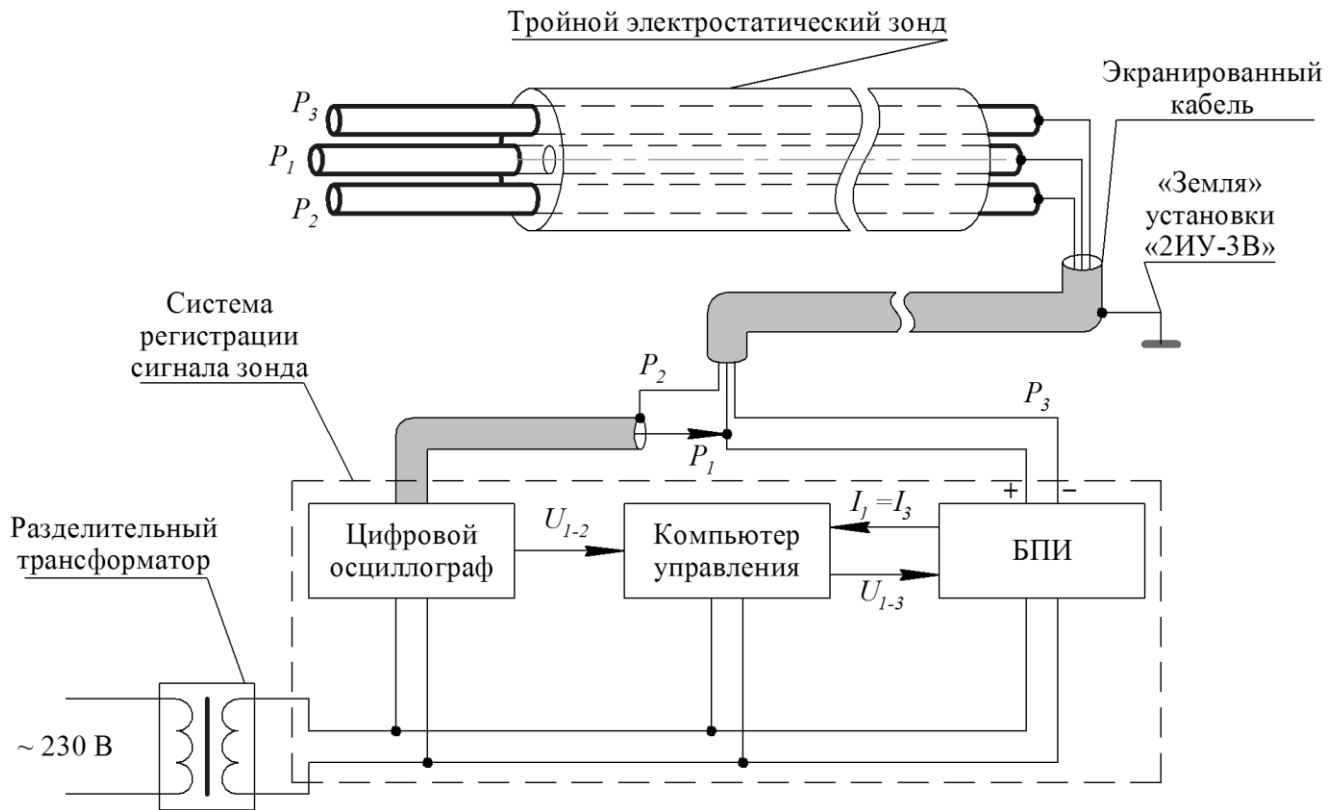


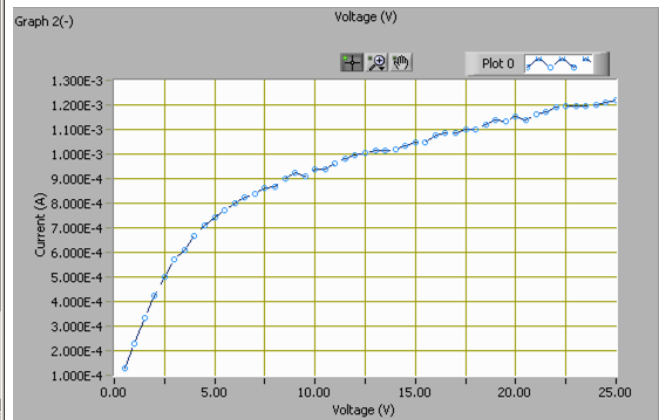
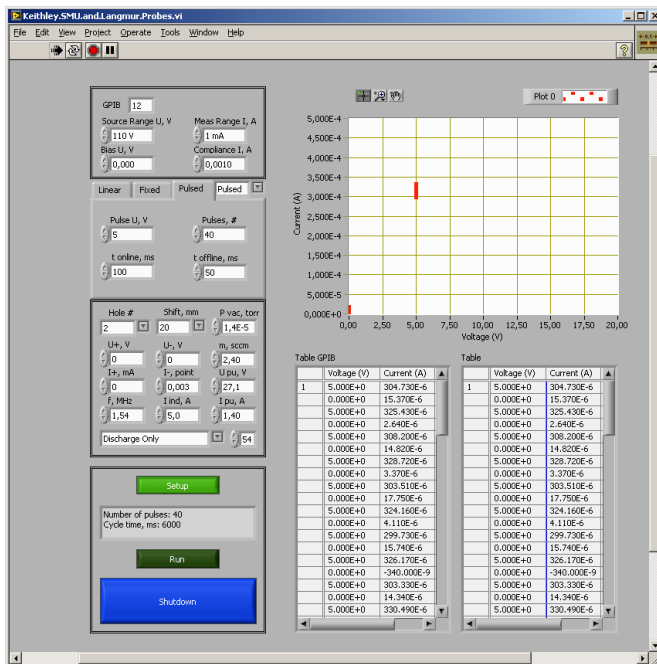
Рисунок 2.19 — Схема подключения тройного электростатического зонда.

Для задания потенциала на зонде был задействован программируемый блок питания и измерения (БПИ) Keithley 236, управляемый с помощью компьютера. На БПИ задается фиксированное напряжение  $U_{1-3}$  с точность  $\pm(0,033\%$  от шкалы + 24 мВ), для шкалы 110 В шаг шкалы — 10 мВ. В момент измерения система сбора данных на компьютере фиксирует параметры тока  $I_1 = I_3$  с точность  $\pm(0,035\%$  от шкалы + 60 нА), для шкалы 1 мА шаг шкалы — 10 нА. Цифровой осциллограф Velleman PCS500 измеряет напряжение  $U_{1-2}$  с максимальной относительной

погрешностью 2,5% от показания. Практически все погрешности измерений существенно ниже инструментальной погрешности зондовых измерений, за исключением погрешности измерений тока  $I_1 = I_3$ . Однако и её можно снизить уменьшением методической ошибки. В итоге, в ходе эксперимента погрешность определения тока не превышала 10% (см. п. 2.4.3.4).

### 2.4.3.1 Программа сбора данных и управления экспериментом

Управление работой системы измерения, а также сбор и первоначальная обработка полученных данных осуществлялся специальной программой, разработанной на языке графического программирования LabVIEW. Интерфейс данной программы приведён на рисунке 2.20а.



а)

б)

Рисунок 2.20 — Интерфейс программы управления и сбора данных зондовой системы (а); окно для просмотра калибровочной зондовой характеристики (б).

В программе формируется уровень напряжения  $U_{1-3}$ , значение которого передаётся на БПИ Keithley 236. Запись сигналов с БПИ и цифрового осциллографа Velleman PCS500 начинается после передачи команды на «старт» на БПИ. В каждой исследуемой позиции (см. рис. 2.18а) в импульсном режиме

производится подача напряжения  $U_{1-3}$  на зонд и сбор получаемых параметров тройного электростатического зонда: тока в зондовой цепи  $I_1 = I_3$  и напряжения  $U_{1-2}$ , измеренного цифровым осциллографом. Производится серия из 40 измерений параметров зонда, при этом длительность одного измерения составляет  $T = 150$  мс, скважность импульсов напряжения на зонде  $S_U = 3$ .

В каждой позиции зонда эти измерения повторяются для разных уровней расхода ксенона в диапазоне:  $\dot{m} = 0,16 \div 0,24$  мг/с с шагом 0,02 мг/с (область устойчивой работы исследуемой лабораторной модели двигателя). В ходе эксперимента перед каждой серией измерений по схеме тройного электростатического зонда снималась калибровочная характеристика (см. рис. 2.20б). Она получалась как электронная ветвь зондовой характеристики для одиночного коллектора, при этом напряжение на зонде менялось в пределах  $U_3 = 0 \div 19,8$  В с шагом 0,2 В. По перегибу этой характеристики выбирался уровень напряжения  $U_{1-3}$  таким образом, чтобы обеспечить условия выпадения на зонд ионного тока насыщения и минимальной толщины слоя объёмного заряда. Правильно подобранный уровень  $U_{1-3}$  снижает ошибку измерений, связанную с неравенством площади коллектора зонда и эффективной площади собирания тока зонда (см. п. 2.4.3.3).

#### 2.4.3.2 Порядок проведения зондовых измерений

Подготовка к эксперименту начинается с установки тройного электростатического зонда в одну из указанных на рисунке 2.18а позиций в РК лабораторной модели ВЧИД ММ. Перед помещением двигателя с установленным зондом в вакуумную камеру экспериментальной установки «2ИУ-3В» мегаомметром проверяется надёжность гальванической развязки зонда и «земли» экспериментальной установки. После установки лабораторной модели ВЧИД ММ на установку «2ИУ-3В» производится её вакуумирование. Порядок проведения эксперимента по измерению локальных параметров плазмы лабораторной модели ВЧИД ММ приведен в таблице 2.4.

Таблица 2.4 — Порядок проведения зондовых измерений локальных параметров лабораторной модели ВЧИД ММ.

№	Действие	t, мин.																											
1	Установка лабораторной модели ВЧИД ММ на рабочий фланец вакуумной камеры экспериментальной установки «2ИУ-3В»	5																											
2	Запуск и вакуумирование установки «2ИУ-3В»	30																											
3	Запуск лабораторной модели ВЧИД ММ и его прогрев	15																											
4	Проведение комплекса зондовых измерений в разных режимах работы лабораторной модели ВЧИД ММ: <table border="1" data-bbox="343 656 1305 1010" style="margin: 10px auto;"> <thead> <tr> <th rowspan="2"><math>\dot{m}</math>, мг/с</th> <th colspan="2">Параметры ИОС</th> <th>Параметры ИОС</th> </tr> <tr> <th colspan="2"><math>U_+ = 0 \text{ В}</math> <math>U_- = 0 \text{ В}</math></th> <th><math>U_+ = +750 \text{ В}</math> <math>U_- = -100 \text{ В}</math></th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0,16</td> <td>Калибровка</td> <td>Измерение</td> <td>Измерение</td> </tr> <tr> <td>0,18</td> <td>Калибровка</td> <td>Измерение</td> <td>Измерение</td> </tr> <tr> <td>0,20</td> <td>Калибровка</td> <td>Измерение</td> <td>Измерение</td> </tr> <tr> <td>0,22</td> <td>Калибровка</td> <td>Измерение</td> <td>Измерение</td> </tr> <tr> <td>0,24</td> <td>Калибровка</td> <td>Измерение</td> <td>Измерение</td> </tr> </tbody> </table>	$\dot{m}$ , мг/с	Параметры ИОС		Параметры ИОС	$U_+ = 0 \text{ В}$ $U_- = 0 \text{ В}$		$U_+ = +750 \text{ В}$ $U_- = -100 \text{ В}$	0,16	Калибровка	Измерение	Измерение	0,18	Калибровка	Измерение	Измерение	0,20	Калибровка	Измерение	Измерение	0,22	Калибровка	Измерение	Измерение	0,24	Калибровка	Измерение	Измерение	30
			$\dot{m}$ , мг/с	Параметры ИОС		Параметры ИОС																							
		$U_+ = 0 \text{ В}$ $U_- = 0 \text{ В}$		$U_+ = +750 \text{ В}$ $U_- = -100 \text{ В}$																									
		0,16	Калибровка	Измерение	Измерение																								
		0,18	Калибровка	Измерение	Измерение																								
		0,20	Калибровка	Измерение	Измерение																								
0,22	Калибровка	Измерение	Измерение																										
0,24	Калибровка	Измерение	Измерение																										
5	Остывание лабораторной модели ВЧИД ММ	15																											
6	Напуск атмосферы в установку «2ИУ-3В»	5																											
7	Демонтаж лабораторной модели ВЧИД ММ с рабочего фланца вакуумной камеры экспериментальной установки «2ИУ-3В»	10																											
8	Перемещение зонда на новую позицию в РК ВЧИД ММ	10																											
9	Повторная установка лабораторной модели ВЧИД ММ на рабочий фланец вакуумной камеры установки «2ИУ-3В»	5																											
10	Повторное вакуумирование установки «2ИУ-3В»	10																											

При проведении исследования контролировался уровень давления в вакуумной камере экспериментальной установки для обеспечения единых физических параметров измерений. Перед установкой зонда в новую позицию проводился визуальный контроль целостности коллекторов и изолирующих соединений зонда.

После повторения нескольких циклов измерений для позиций одного из рядов (см. рис. 2.18а) осуществляется полная остановка экспериментальной установки «2ИУ-3В» (30 мин.). В случае получения данных для полного ряда позиций производилась установка зонда в следующее отверстие. Для обеспечения

герметичности РК освободившееся отверстие заполнялось цементом на основе порошка  $Al_2O_3$ , после чего РК отжигалась в муфельной печи. Весь комплекс измерений был повторен для каждого ряда позиций.

На рисунке 2.21 приведена фотография работающей лабораторной модели ВЧИД ММ в режиме извлечения ионного пучка.



Рисунок 2.21 — Фотография лабораторной модели ВЧИД ММ в ходе эксперимента.

#### 2.4.3.3 Обработка данных эксперимента

После проведения комплекса измерений параметров тройным электростатическим зондом во всех точках РК (см. рис. 2.15а) и во всех режимах работы (см. табл. 2.4) лабораторной модели ВЧИД ММ производилась обработка массива собранных данных. Для расчётов локальных параметров плазмы и построения двумерных распределений этих параметров была создана специальная программа обработки и визуализации данных, написанная на языке программирования Python.

Программа управления и сбора данных в автоматическом режиме формирует файлы с данными эксперимента ( $U_{1-3}$ ,  $I_1 = I_3$ ,  $U_{1-2}$ ) для каждого режима работы двигателя. На первом этапе работы программы обработки и визуализации

данных производится проверка синхронизации сигналов цифрового осциллографа и БПИ зондовой системы. После чего осуществляется фильтрация данных калибровочной зондовой характеристики методом Савицкого-Голея [91]. Метод является более развитым методом скользящего среднего и отличается от него большей ресурсозатратностью, однако он позволяет более «экономично» отсортировать и учитывать значения выпадающих точек, что позволяет использовать при построении практически весь исходный массив данных. Типичная зондовая характеристика, получаемая после фильтрации экспериментальных данных, приведена на рисунке 2.22.

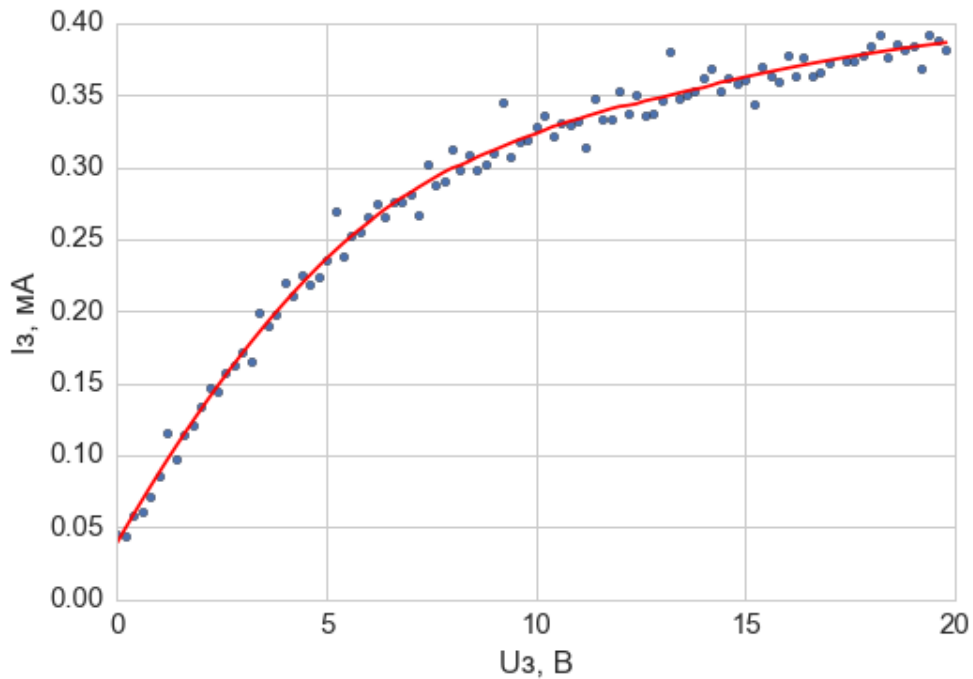


Рисунок 2.22 — Аппроксимация калибровочной зондовой характеристики.

Данные цифрового осциллографа ( $U_{1-2}$ ) требовали дополнительной обработки, поскольку представляли непрерывный ряд точек. Данные, полученные с БПИ, заносились в таблицу с величинами  $I_1 = I_3$ ,  $U_{1-3}$ . Данные осциллографа синхронизировались с данными БПИ и в точках каждого измерения (из серии 40 измерений) фиксировалась величина  $U_{1-2}$ . Для выявления выпадающих точек использовались сглаженные фильтром Савицкого-Голея значения точек,

сравниваемые с измеренными значениями. Типичная серия измерений  $I_1 = I_3$ , приведена на рисунке 2.23, красным пунктиром указан средний уровень  $I_1 = I_3$ .

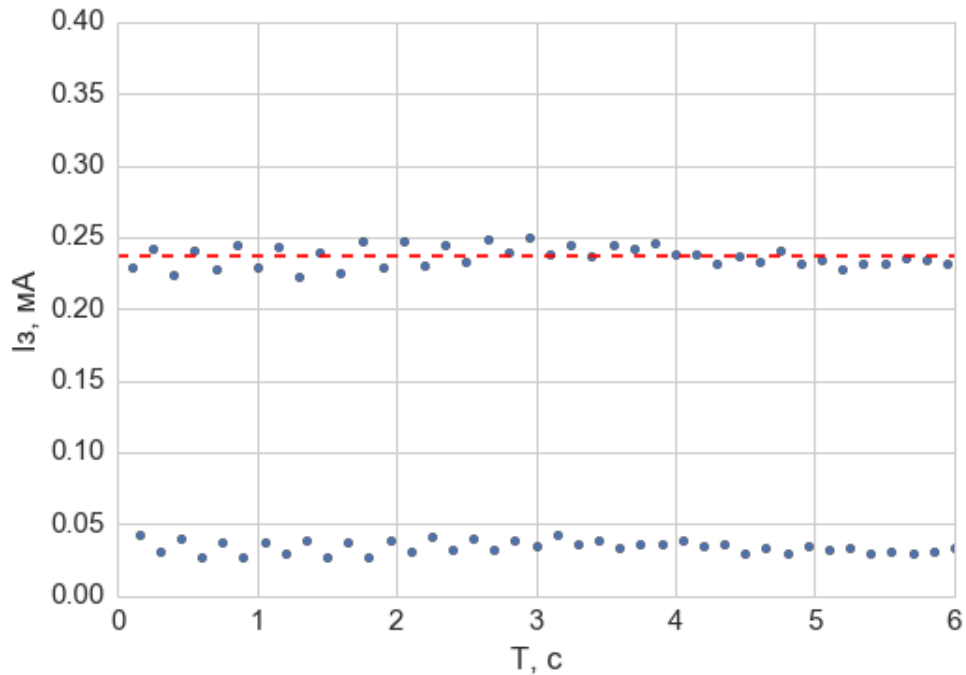


Рисунок 2.24 — Осреднение значения  $I_3 = I_1 = I_3$  тройного электростатического зонда.

В рассматриваемой зондовой системе с тремя коллекторами, соотношения для определения температуры (2.24) и концентрации электронов (2.25) запишутся следующим образом:

$$\frac{1 - \exp\left(\frac{-eU_{1-2}}{kT_e}\right)}{1 - \exp\left(\frac{-eU_{1-3}}{kT_e}\right)} = \frac{1}{2}, \quad (2.32)$$

$$n_e = \sqrt{\frac{m_i}{kT_e}} \cdot \frac{I_3 \cdot \exp\left(\frac{1}{2}\right)}{e \cdot S \cdot \left(\exp\left(\frac{eU_{1-2}}{kT_e}\right) - 1\right)}. \quad (2.33)$$

В работе [82] было показано, что соотношения (2.32) и (2.33) могут приводить к ошибкам измерения локальных параметров, связанным с увеличением эффективной площади собирания коллектора зонда. Этот эффект обусловлен тем, что при росте потенциала, приложенного к коллектору,



происходит рост толщины слоя объёмного заряда зонда. Для плазменных образований низкой плотности с температурой электронов  $T_e < 6$  эВ завышение измеренной величины температуры электронов не превысит 6%, а завышение измеренной величины концентрации электронов не превзойдёт 15% [82]. Предварительная калибровка напряжения, подаваемого на зонды (см. п. 2.4.3.1), позволяет дополнительно снизить эту ошибку за счёт минимизации толщины собирающего слоя.

В результате обработки данных тройного электростатического зонда для всех режимов работы лабораторной модели ВЧИД и для всех положений зонда внутри РК двигателя получаются наборы локальных параметров плазмы:  $T_e(r,z)$ ;  $n_e(r,z)$ , где  $r$  — радиальная координата РК, мм;  $z$  — аксиальная координата, мм. Наборы этих параметров удобно представить в виде двумерных распределений. В программе обработки и визуализации данных был реализован двумерный визуализатор, применяющий интерполяционный метод регрессии на основе гауссовских процессов [92]. Граничные условия на стенках РК и на ИОС задавались в явном виде, принятые в расчётах граничные условия представлены на рисунке 2.25.

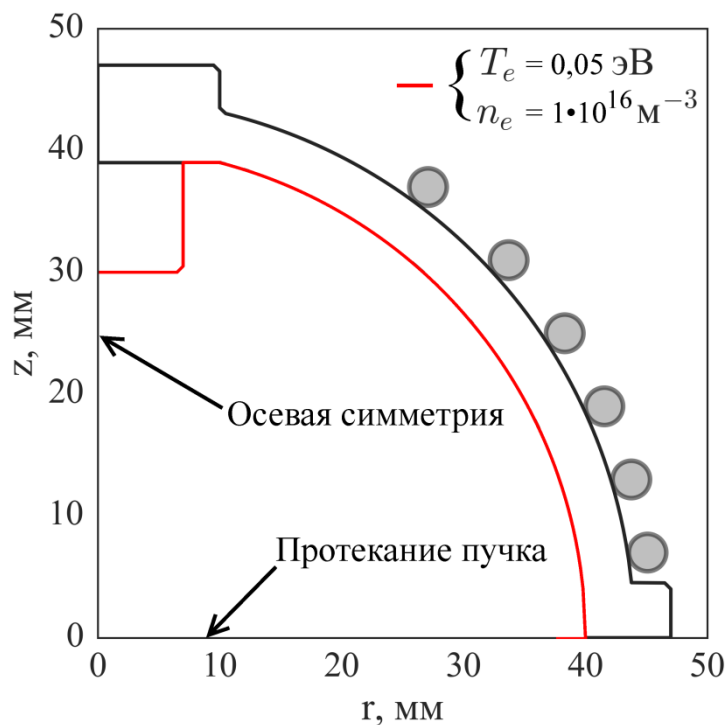


Рисунок 2.25 — Граничные условия в области построения распределений  $T_e$ ,  $n_e$ .

При разработке программы обработки и визуализации были использованы следующие модули языка программирования Python:

- pandas — для работы с массивами двумерных данных;
- SciPy (функция `savgol_filter`) — для первоначальной фильтрации экспериментальных данных;
- scikit-learn (функция `GaussianProcess`) — для интерполяции двумерных распределений;
- matplotlib; seaborn — для графической визуализации данных.

Результаты работы визуализатора представлены в п. 2.5.1. В программе предусмотрена возможность вывода рассчитанных параметров плазмы лабораторной модели ВЧИД ММ во внешний файл.

#### 2.4.3.4 Достоверность полученных экспериментальных данных

В исследовании [93] производилось сравнение концентрации заряженных частиц в индукционном разряде ( $f_{rf} = 13,56$  МГц), измеренных различными способами. Сравнивались данные, полученные методом микроволновой интерферометрии, не подверженным влиянию ВЧ колебаний, и методом одиночного зонда Ленгмюра. Авторами было показано, что некомпенсированные зонды позволяют получить оценку плотности ионов с точностью до 50% от измерений способом микроволновой интерферометрией для плазмы плотностью до  $\sim 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . При этом для получения достоверных сведений не нужно точное знание ФРЭЭ в плазме разряда.

Ряд допущений, принимаемых исследователями при проведении зондовых измерений, не позволяет количественно оценить инструментальную погрешность от остаточного влияния неучтённых факторов. Однако задача данного исследования проанализировать изменения в рабочем процессе конкретной лабораторной модели двигателя, поэтому можно говорить о проведении сравнительных измерений [90]. В ходе сравнительных измерений соблюдается единство физических условий эксперимента, исследования проводятся с участием

одного и того же оборудования, результаты измерений обрабатываются едиными методами. Соблюдая эти условия, можно оценить характер получаемых зависимостей и сравнить разные режимы работы лабораторной модели ВЧИД ММ.

Для максимального снижения инструментальной погрешности, при разработке методики измерения тройным электростатическим зондом, были учтены: геометрические параметры коллекторов зонда, эффекты, связанные с наличием в исследуемой области магнитного поля, влияние ВЧ колебаний плазмы. Также при проведении экспериментов проводилась ионная очистка рабочей поверхности зонда перед осуществлением каждого измерения. Предварительная калибровка напряжения, подаваемого на зонды, позволила дополнительно снизить ошибку за счёт минимизации толщины собирающего слоя.

Практически все погрешности измерений, приведенные в разделе 2.4.3, существенно ниже инструментальной погрешности зондовых измерений, за исключением погрешности измерений с помощью БПИ Keithley 236 тока  $I_3$ . Эта ошибка была снижена благодаря проведению серий измерений в каждом режиме работы двигателя. Для серии из 40 измерений значений ионного тока ошибка по  $t$ -критерию Стьюдента не превышает 10% при доверительном интервале  $\alpha = 0,95$  и коэффициенте Стьюдента  $t_\alpha(40) = 2,0227$ .

Достоверность полученных в ходе экспериментов данных в целом была обоснована повторяемостью собранных параметров. Так для 3 случайно выбранных позиций зонда был проведён повторный эксперимент, максимальное расхождение измерений температуры и концентрации электронов не превысило относительную погрешность измерений, и составило ~ 15%.

## 2.5 Обсуждение результатов измерений локальных параметров

Необходимость применения разделительного трансформатора (см. рис. 2.19) между БП лабораторной модели ВЧИД ММ и системой зондовых измерений ограничило максимальное напряжение на ЭЭ ИОС напряжением пробоя изоляции

разделительного трансформатора  $U \sim 800$  В. При этом вся система зондовых измерений смещалась относительно «земли» экспериментальной установки на значение  $\Delta U_{з.с.} = U_+ - \varphi_f$ . Напряжения на ЭЭ и УЭ в ходе последующих экспериментов находилось на следующих уровнях:  $U_+ = 750$  В;  $U_- = -100$  В. Данное обстоятельство потребовало изменения режимов работы лабораторной модели ВЧИД ММ, обсуждавшихся в п. 2.3. Во всех описанных ниже экспериментах частота автоматического ВЧГ находилась на уровне  $f_{rf} = 1,5 \pm 0,03$  МГц. В таблице 2.5 представлена сводка интегральных параметров режимов работы лабораторной модели ВЧИД ММ в ходе проведения измерений локальных параметров плазмы.

Таблица 2.5 — Режимы работы лабораторной модели ВЧИД ММ в ходе измерения локальных параметров плазмы.

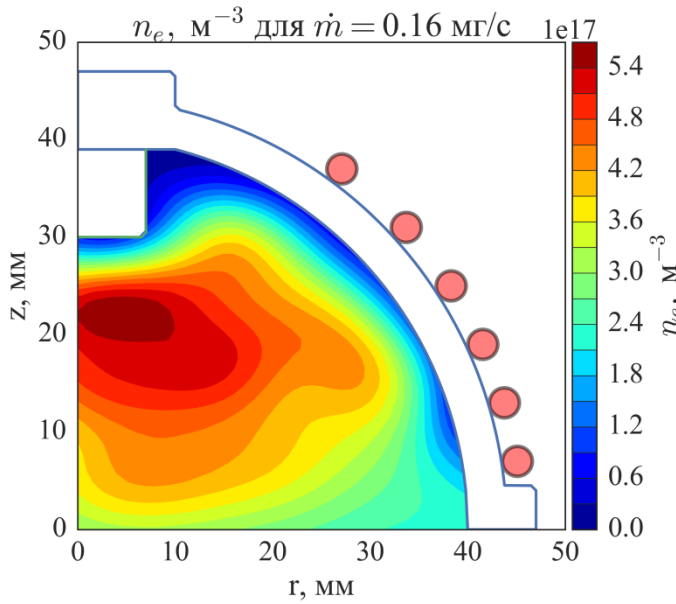
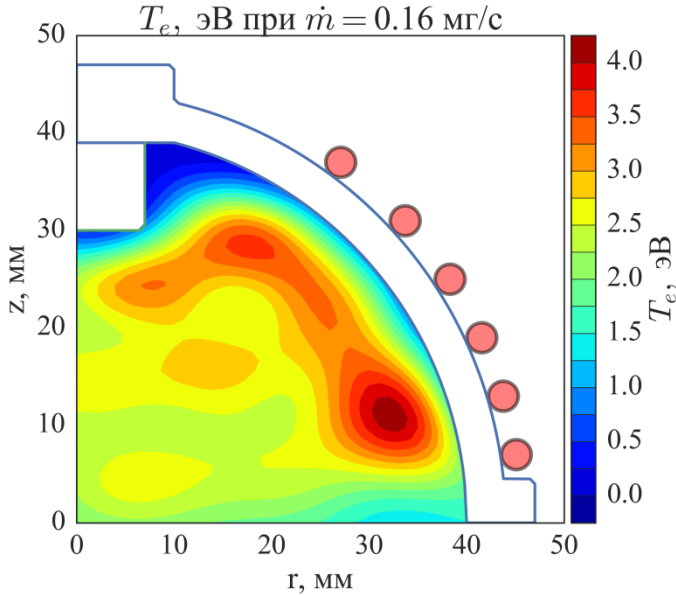
$\dot{m}$ , мг/с	$P_{rf}$ , Вт (без ускорения пучка ионов)	$P_{rf}$ , Вт (с ускорением пучка ионов)	$I_i$ , мА	$C_i$ , Вт/А (с ускорением пучка ионов)	$\eta_{PT}$	$F_i$ , мН
0,16	36	28	35	800	0,30	1,5
0,18	36	29	39	744	0,29	1,7
0,20	37,5	31,5	42	750	0,29	1,8
0,22	37,5	33,5	45	744	0,28	2,0
0,24	40	35	48	729	0,27	2,1

### 2.5.1 Двумерные распределения температуры и концентрации электронов по осевому сечению разрядной камеры ВЧИД ММ

Результаты обработки зондовых измерений по представленной выше методике приводятся на рисунках 2.25-2.29 в виде двумерных распределений локальных параметров по аксиальному сечению лабораторной модели ВЧИД ММ. Характер приведенных на рисунках распределений сохраняется на всех уровнях массового расхода РТ, на которых возможна работа двигателя ( $\dot{m} = 0,16 \div 0,24$  мг/с) [94].

Режим без извлечения пучка

Мощность ВЧГ:  $P_{rf} = 36$  Вт  
 ИОС:  $U_+ = 0$  В;  $U_- = 0$  В  
 Ток пучка:  $I_i = 0$  мА



Режим с извлечением пучка

Мощность ВЧГ:  $P_{rf} = 28$  Вт  
 ИОС:  $U_+ = 750$  В;  $U_- = -100$  В  
 Ток пучка:  $I_i = 35$  мА

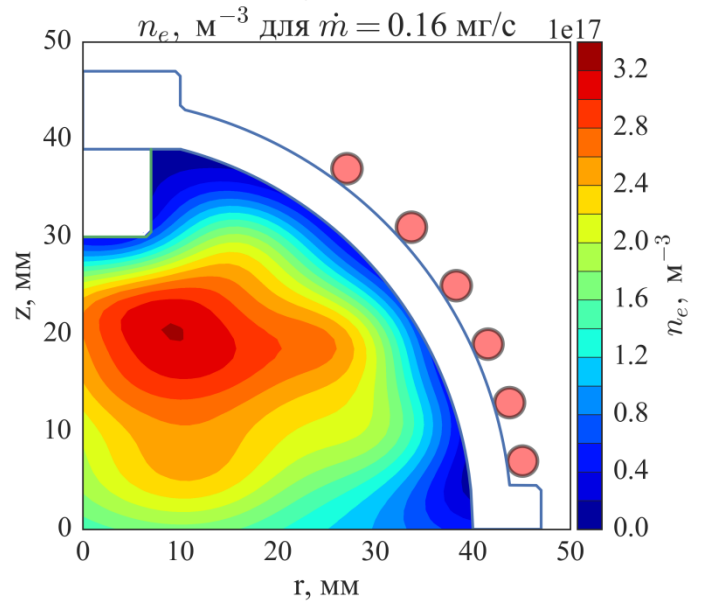
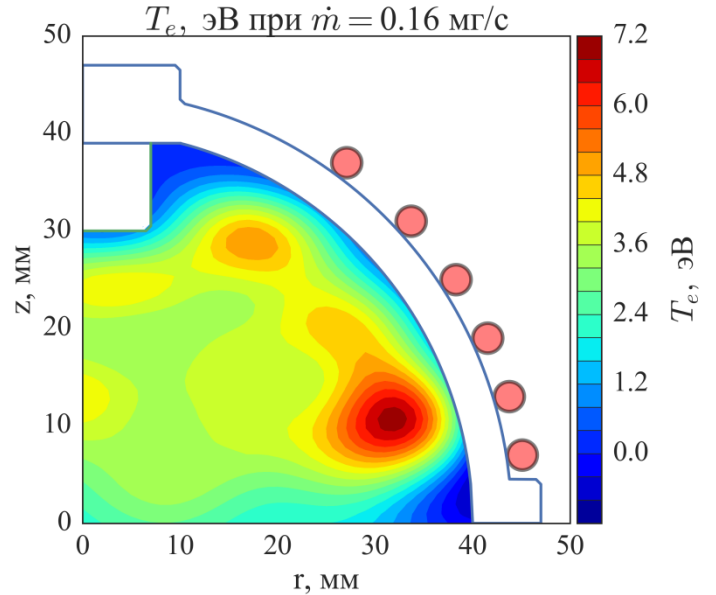
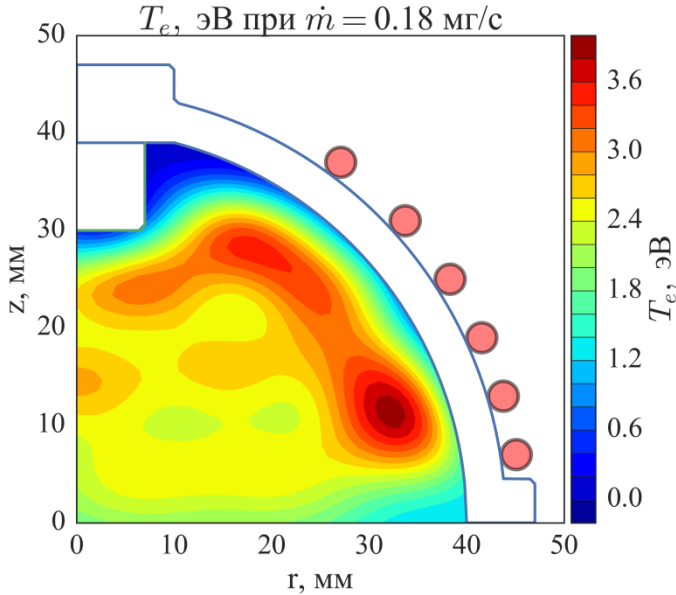


Рисунок 2.25 — Распределения локальных параметров в РК лабораторной модели ВЧИД ММ при массовом расходе ксенона  $\dot{m} = 0,16$  мг/с, частоте ВЧ индуктора  $f_{rf} = 1,5 \pm 0,03$  МГц, токе ВЧ индуктора  $I_{rf} = 5$  А, давлении в РК  $p_a = 3,6$  Па.

Режим без извлечения пучка

Мощность ВЧГ:  $P_{rf} = 36$  Вт  
 ИОС:  $U_+ = 0$  В;  $U_- = 0$  В  
 Ток пучка:  $I_i = 0$  мА



Режим с извлечением пучка

Мощность ВЧГ:  $P_{rf} = 29$  Вт  
 ИОС:  $U_+ = 750$  В;  $U_- = -100$  В  
 Ток пучка:  $I_i = 39$  мА

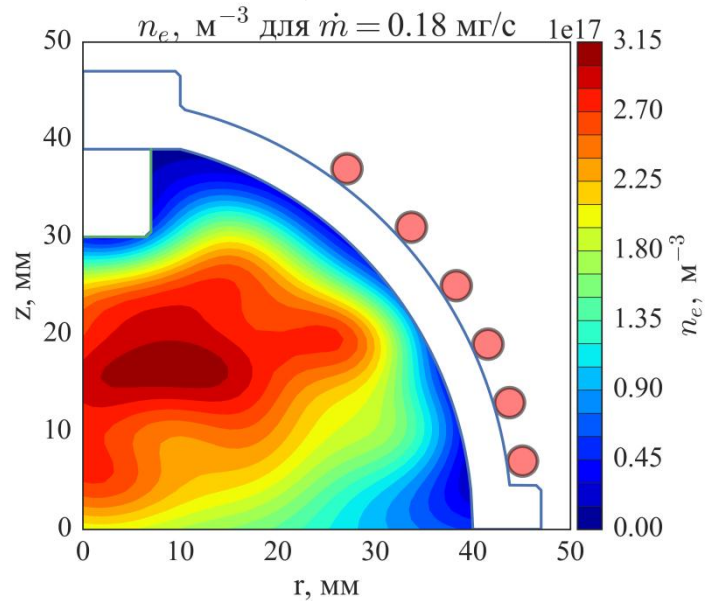
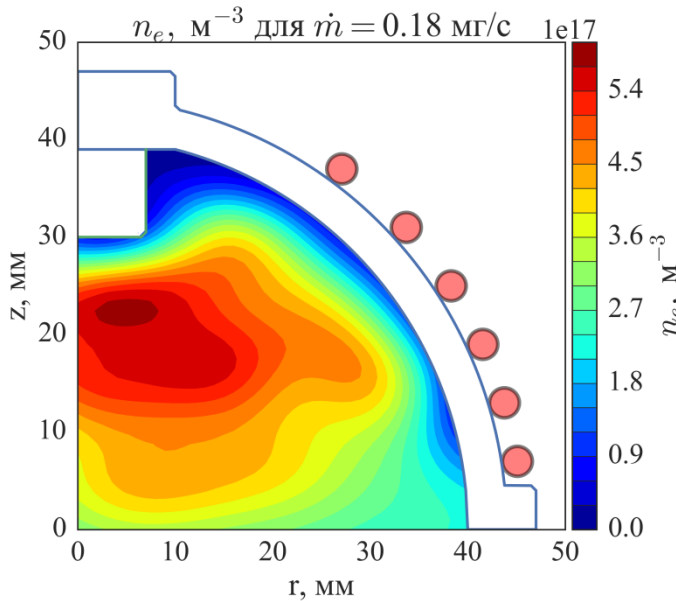
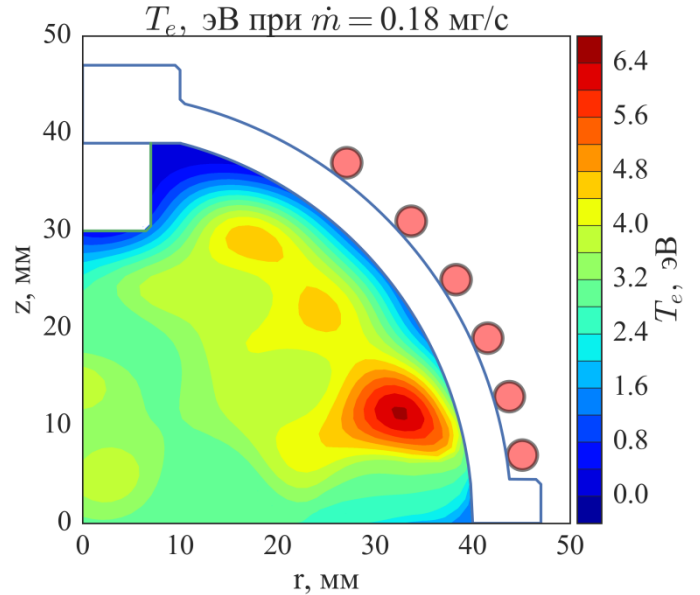


Рисунок 2.26 — Распределения локальных параметров в РК лабораторной модели ВЧИД ММ при массовом расходе ксенона  $\dot{m} = 0,18$  мг/с, частоте ВЧ индуктора  $f_{rf} = 1,5 \pm 0,03$  МГц, токе ВЧ индуктора  $I_{rf} = 5$  А, давлении в РК  $p_a = 3,6$  Па.

Режим без извлечения пучка

Мощность ВЧГ:  $P_{rf} = 37,5$  Вт

ИОС:  $U_+ = 0$  В;  $U_- = 0$  В

Ток пучка:  $I_i = 0$  мА

Режим с извлечением пучка

Мощность ВЧГ:  $P_{rf} = 31,5$  Вт

ИОС:  $U_+ = 750$  В;  $U_- = -100$  В

Ток пучка:  $I_i = 42$  мА

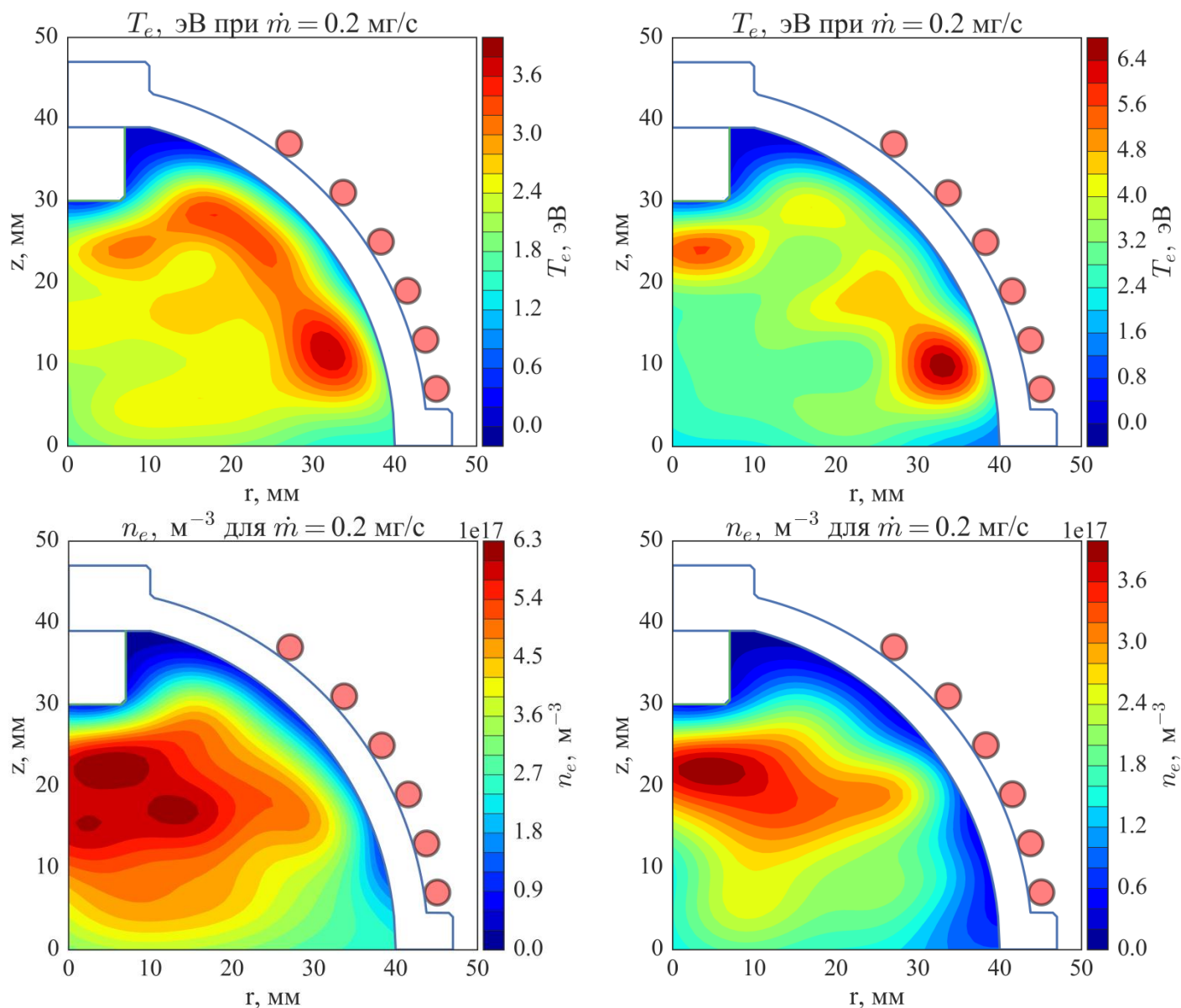
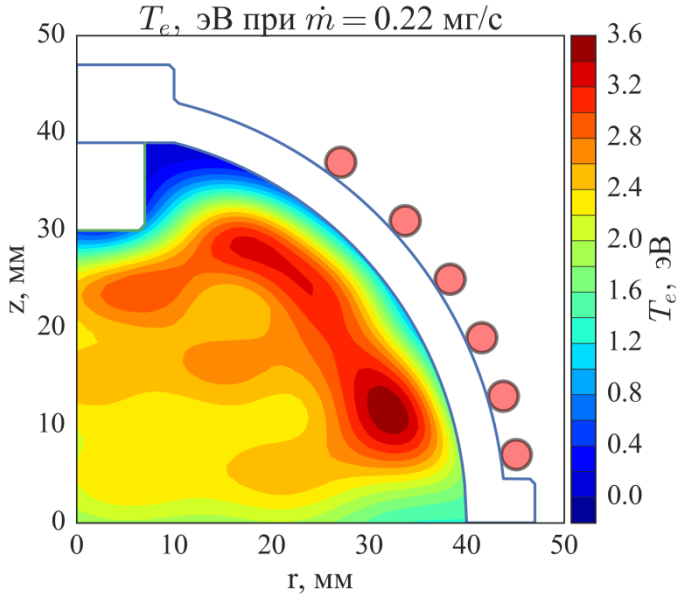


Рисунок 2.27 — Распределения локальных параметров в РК лабораторной модели ВЧИД ММ при массовом расходе ксенона  $\dot{m} = 0,2$  мг/с, частоте ВЧ индуктора  $f_{rf} = 1,5 \pm 0,03$  МГц, токе ВЧ индуктора  $I_{rf} = 5$  А, давлении в РК  $p_a = 3,7$  Па.

Режим без извлечения пучка

Мощность ВЧГ:  $P_{rf} = 37,5$  Вт  
 ИОС:  $U_+ = 0$  В;  $U_- = 0$  В  
 Ток пучка:  $I_i = 0$  мА



Режим с извлечением пучка

Мощность ВЧГ:  $P_{rf} = 33,5$  Вт  
 ИОС:  $U_+ = 750$  В;  $U_- = -100$  В  
 Ток пучка:  $I_i = 45$  мА

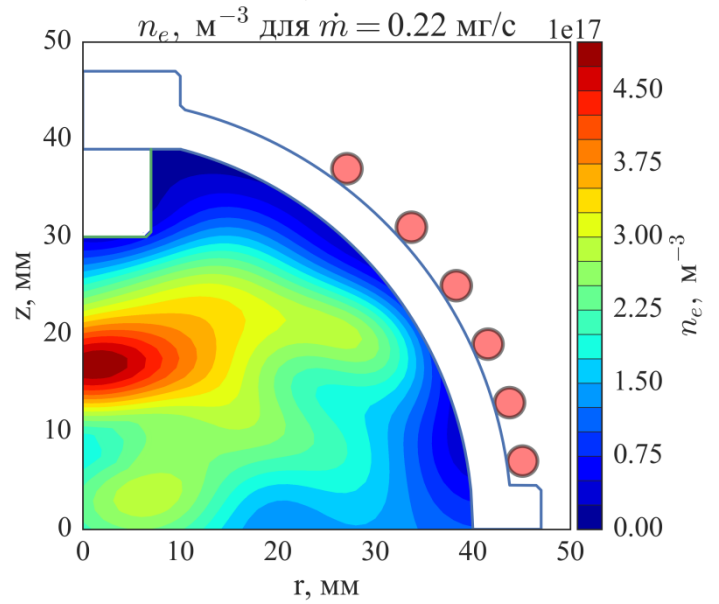
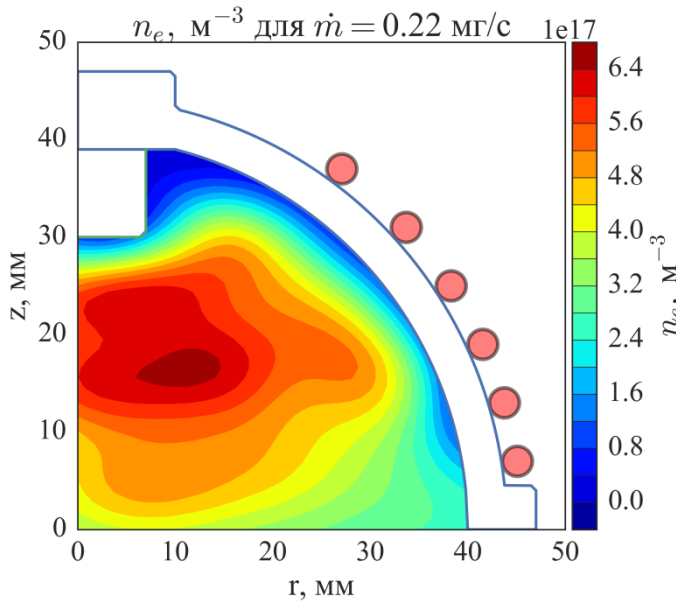
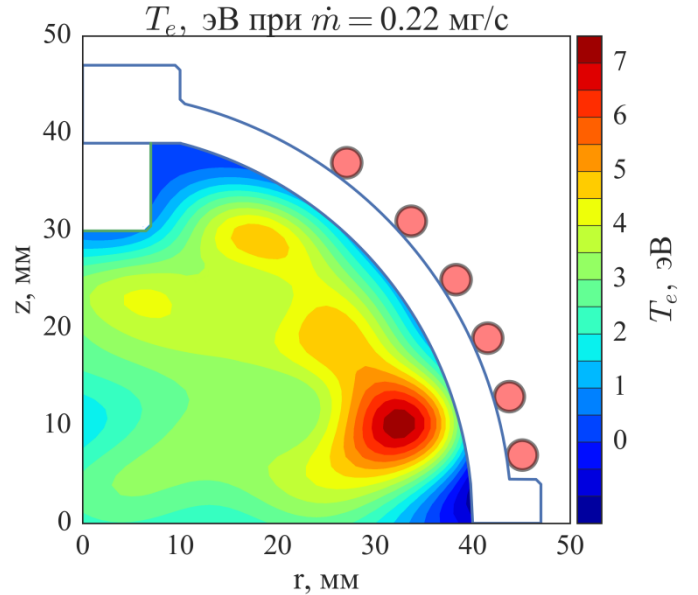


Рисунок 2.28 — Распределения локальных параметров в РК лабораторной модели ВЧИД ММ при массовом расходе ксенона  $\dot{m} = 0,22$  мг/с, частоте ВЧ индуктора  $f_{rf} = 1,5 \pm 0,03$  МГц, токе ВЧ индуктора  $I_{rf} = 5$  А, давлении в РК  $p_a = 3,7$  Па.



Режим без извлечения пучка

Мощность ВЧГ:  $P_{rf} = 40$  Вт

ИОС:  $U_+ = 0$  В;  $U_- = 0$  В

Ток пучка:  $I_i = 0$  мА

Режим с извлечением пучка

Мощность ВЧГ:  $P_{rf} = 35$  Вт

ИОС:  $U_+ = 750$  В;  $U_- = -100$  В

Ток пучка:  $I_i = 48$  мА

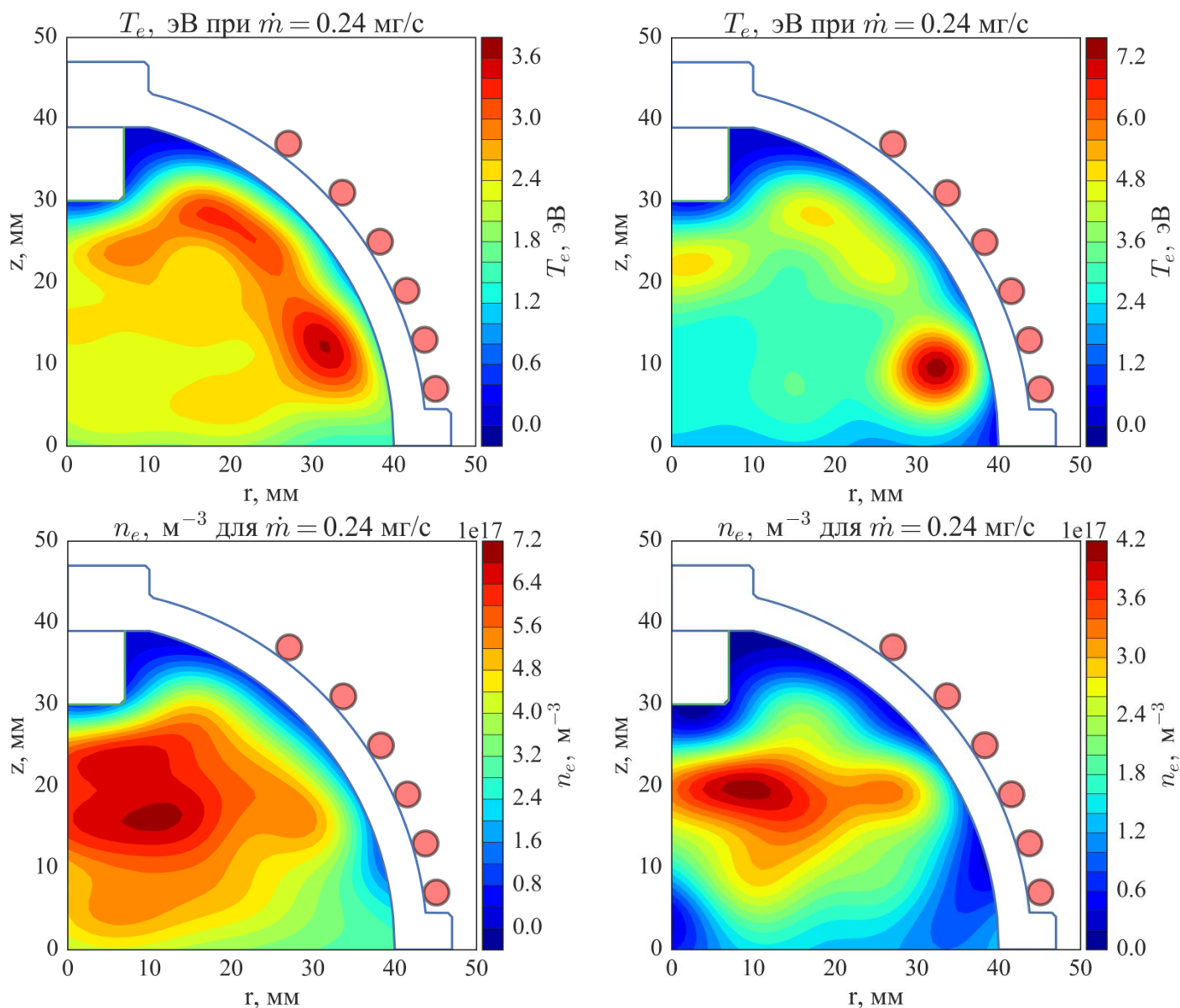


Рисунок 2.29 — Распределения локальных параметров в РК лабораторной модели ВЧИД ММ при массовом расходе ксенона  $\dot{m} = 0,24$  мг/с, частоте ВЧ индуктора  $f_{rf} = 1,5 \pm 0,03$  МГц, токе ВЧ индуктора  $I_{rf} = 5$  А, давлении в РК  $p_a = 3,8$  Па.

Анализируя полученные распределения, можно увидеть, что температура электронов имеет максимум в пристеночной области (напротив трех витков, близких к срезу ГРК). Передача энергии от азимутальной компоненты электромагнитного поля индуктора в плазму в этой области осуществляется наиболее эффективно. При полученных параметрах плазмы можно говорить о существовании аномального скин-слоя (см п. 1.4) в пристеночной области. В этой области азимутальная компонента электромагнитного поля  $E_\theta$  индуктора максимальна по сравнению с областью около оси двигателя. Электроны набирают энергию в этой пристеночной области и, покидая её, осуществляют ионизацию РТ во всём объёме РК двигателя. Таким образом, осуществляется механизм нелокальной диссипации энергии электронов в индукционном разряде лабораторной модели ВЧИД ММ. В работе [73] было показано, что для области с максимально поглощаемой мощностью в индукционных ВЧ разрядах концентрация электронов находится в пределах  $10^{17} \div 10^{18} \text{ м}^{-3}$ . Полученные в ходе эксперимента значения концентраций хорошо согласуются с этими пределами.

### 2.5.2 Сравнение распределения локальных параметров плазмы

С целью более наглядного сравнения данных для разных расходов РТ на рисунке 2.30-2.33 приведены распределения температуры и концентрации электронов по радиусу РК лабораторной модели ВЧИД ММ. Зависимости на рис. 2.30 и 2.31 построены для режима работы ВЧИД ММ с извлечением ионного пучка, а рис. 2.32 и 2.33 — без извлечения ионного пучка. Графики построены для двух радиальных срезов. На рис. 2.30 и 2.32 — расстояние от электрода ИОС составляет 7 мм, на рис. 2.31 и 2.33 расстояние от электрода ИОС составляет 12 мм. На графиках для температуры электронов опущены линии тренда, так как они усложняют восприятие графиков. Стоит отметить, что в режиме с вытягиванием ионного пучка картина распределений оказалась более неравномерной. Этот эффект связан с колебаниями напряжения в цепях, которые питают электроды ИОС. Эти колебания вызваны ВЧ наводками из плазмы двигателя.

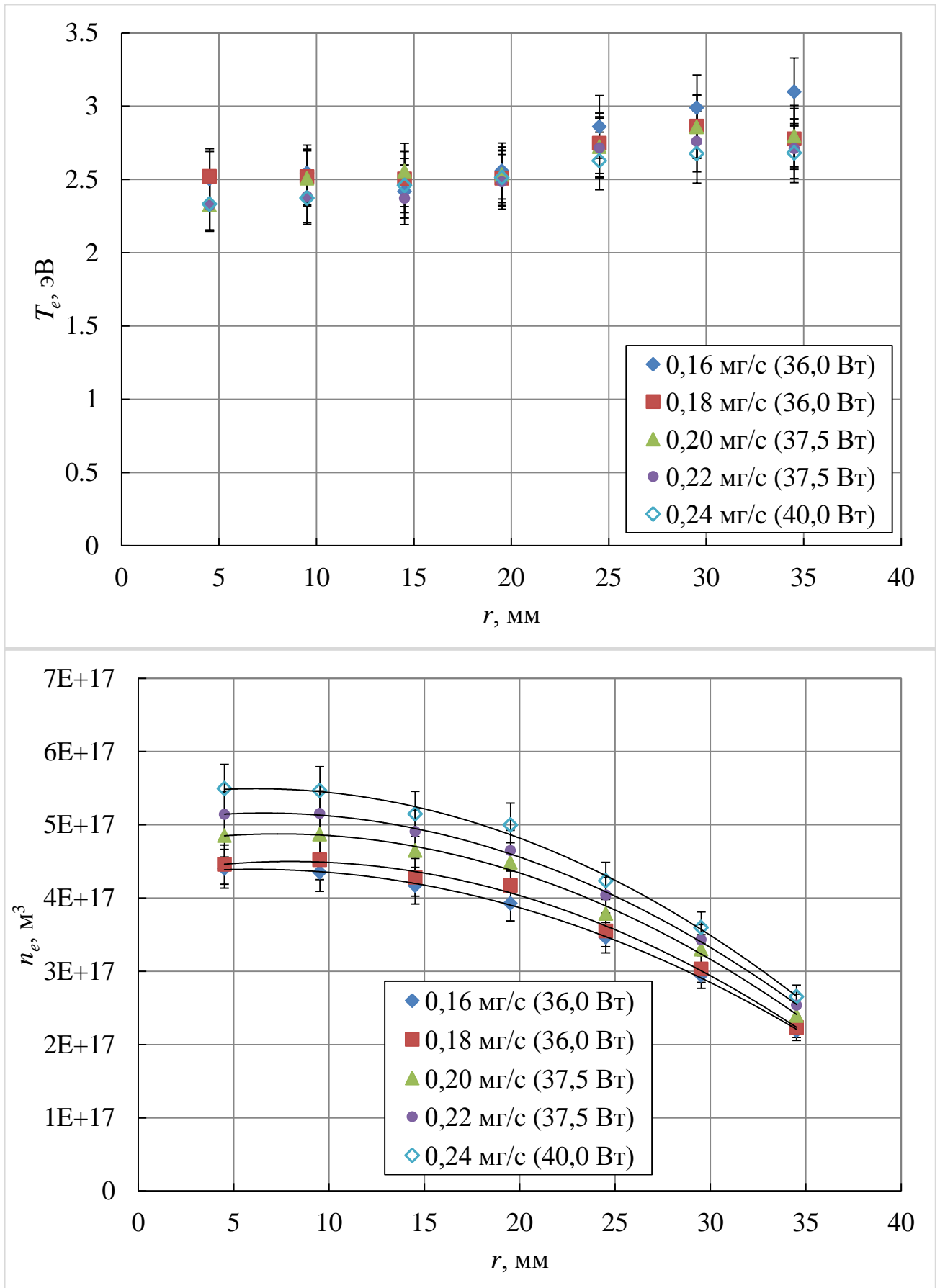


Рисунок 2.30 — Распределение локальных параметров по радиусу лабораторной модели ВЧИД ( $z = 7$  мм) в режиме без извлечения ионного пучка.

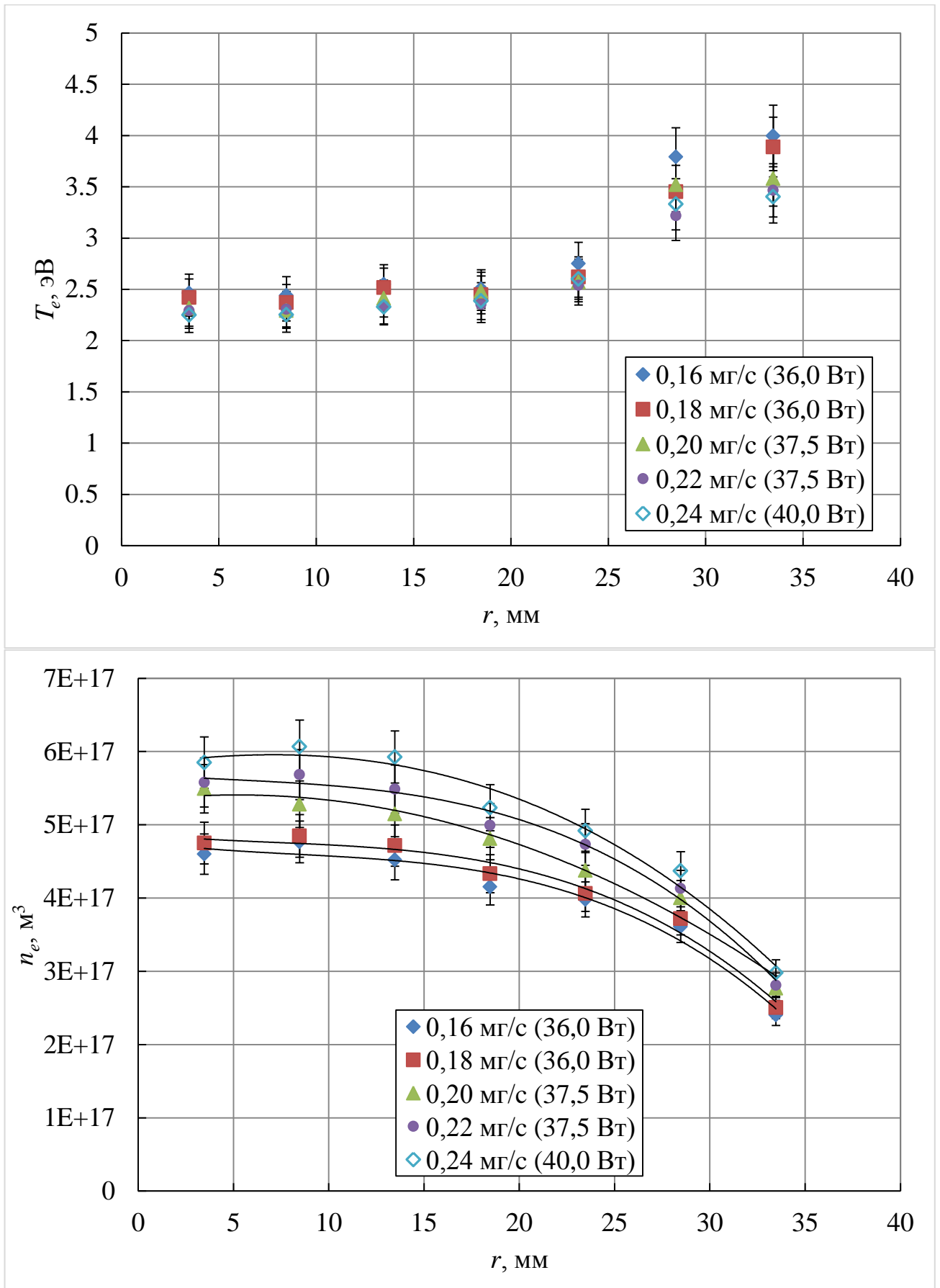


Рисунок 2.31 — Распределение локальных параметров по радиусу лабораторной модели ВЧИД ( $z = 12$  мм) в режиме без извлечения ионного пучка.

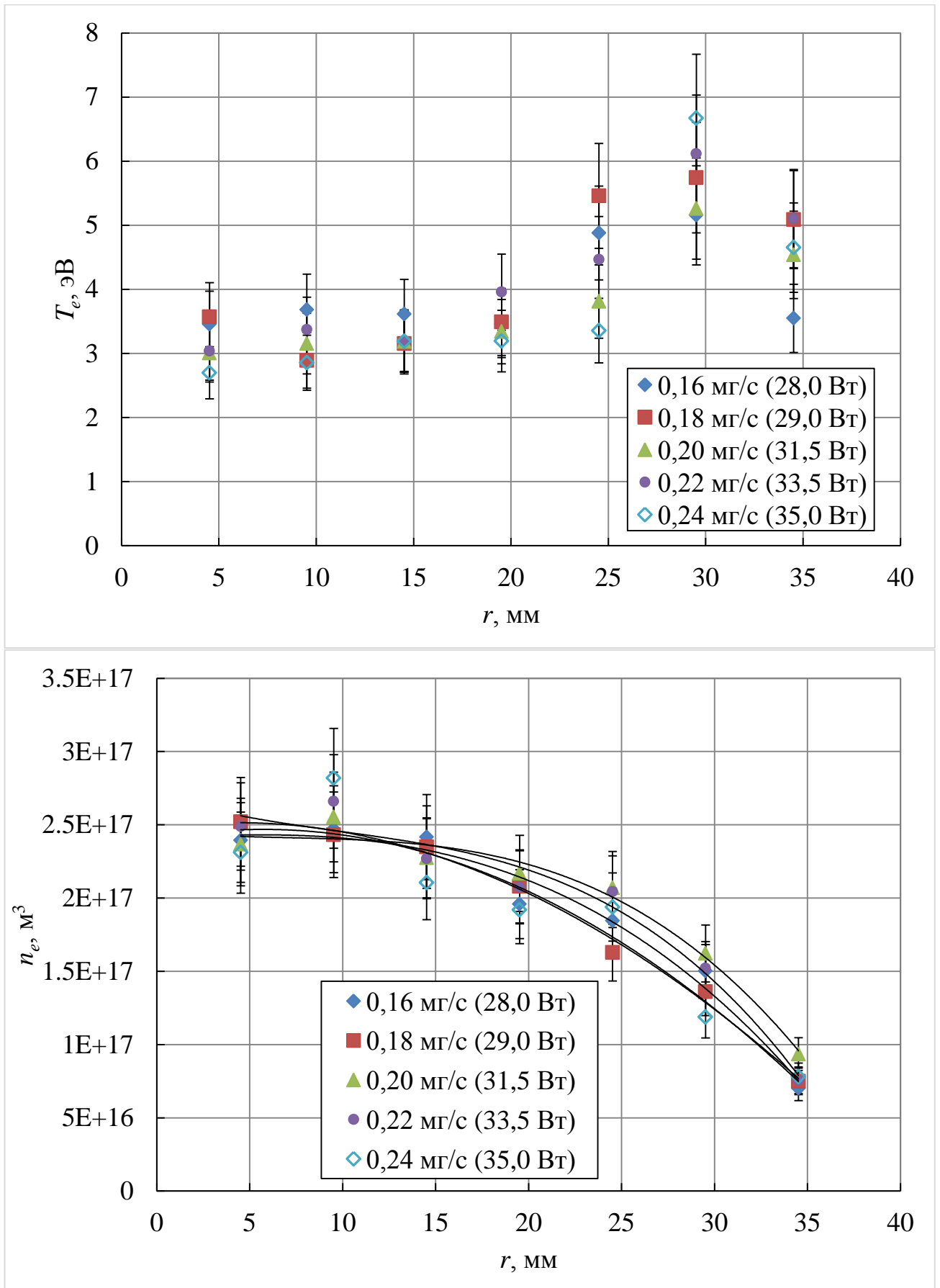


Рисунок 2.32 — Распределение локальных параметров по радиусу лабораторной модели ВЧИД ( $z = 7$  мм) в режиме с извлечением ионного пучка.

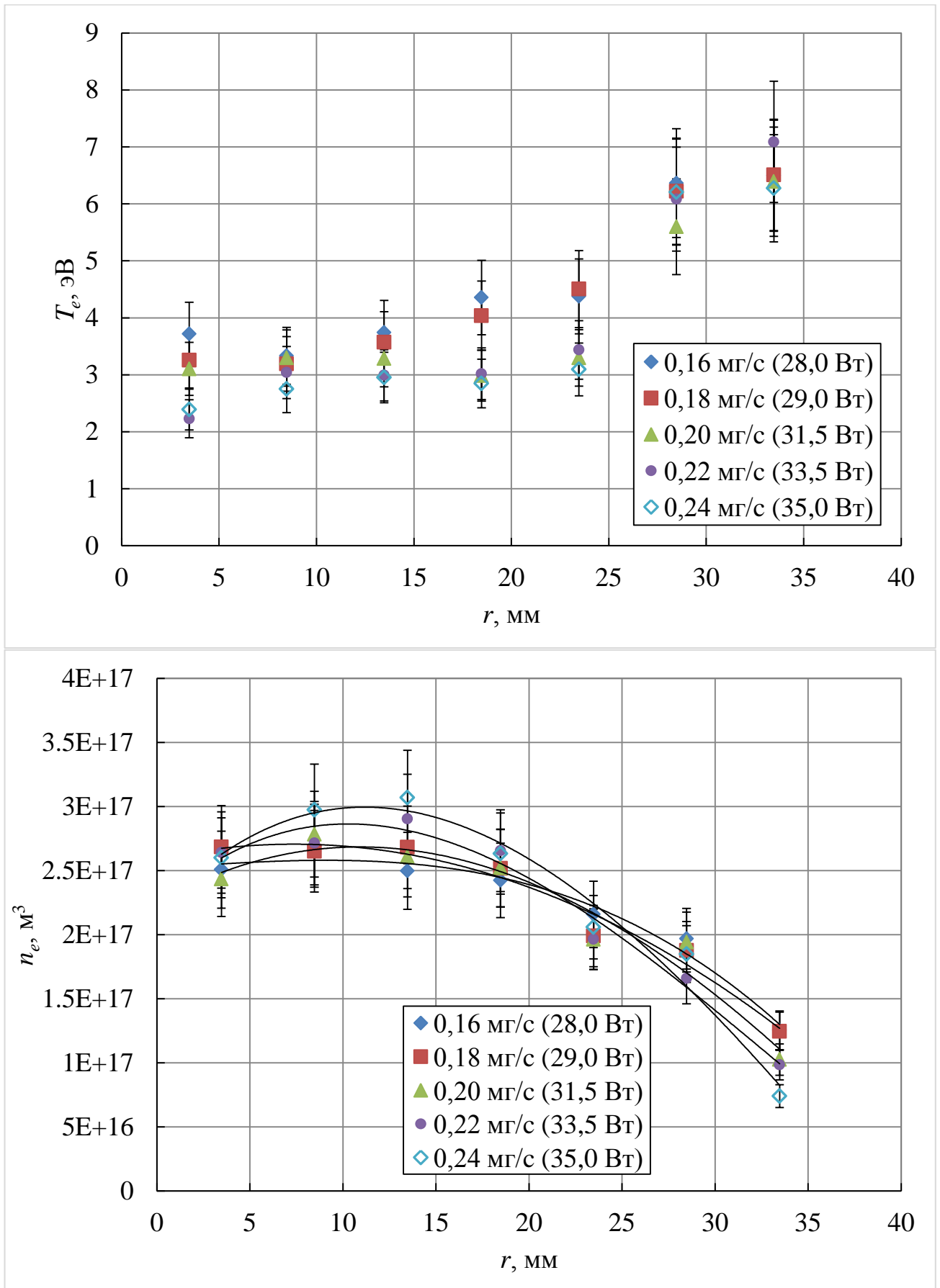


Рисунок 2.33 — Распределение локальных параметров по радиусу лабораторной модели ВЧИД ( $z = 12$  мм) в режиме с извлечением ионного пучка.

При переходе от режима стационарного горения индукционного разряда в РК без извлечения ионного пучка к режиму с извлечением ионного пучка происходит перестройка рабочего процесса двигателя — концентрация электронов снижается в 2 раза, а их температура возрастает в 2 раза. Это приводит к увеличению области скин-слоя и к снижению потребляемой ВЧГ мощности при каждом фиксированном расходе на 4...8 Вт. Данный эффект надо рассматривать как взаимосвязанный комплекс процессов.

Можно предложить следующую гипотезу. Увеличение температуры электронов в пристеночной области повышает потенциал плазмы в этой же области в соответствии с выражением (2.12). Потoki заряженных частиц, выпадающих на стенку, увеличиваются пропорционально энергетическим потерям плазмы:

$$\Gamma_{iw} \sim \frac{kT_e}{2e} + \varphi_p, \quad (2.34)$$

$$\Gamma_{ew} \sim \frac{2kT_e}{e} + \varphi_p. \quad (2.35)$$

Этот эффект, а также извлечение ионов из плазмы, приводит к снижению концентрации электронов при сохранении квазинейтральности плазмы. Поэтому для поддержания разряда в режиме с извлечением ионного пучка меньшее количество электронов должно поглощать прежнее количество энергии. Избыточный вклад энергии в разряд приводит к снижению мощности, затрачиваемой на ускорение меньшего количества электронов в увеличенном скин-слое.

Снижение потребляемой мощности свидетельствует о том, что режим без извлечения пучка, является менее эффективным, поскольку больше энергии тратится на ионизацию РТ.

Поскольку  $\varphi_f$  является потенциалом, относительно которого проводятся измерения тройным электростатическим зондом, в соответствии с соотношением (2.12) можно оценить распределение потенциалов в области ИОС двигателя.

Распределение потенциала по радиальному срезу двигателя ( $z = 7$  мм) для двух режимов работы лабораторной модели ВЧИД ММ, приведены на рисунке 2.34.

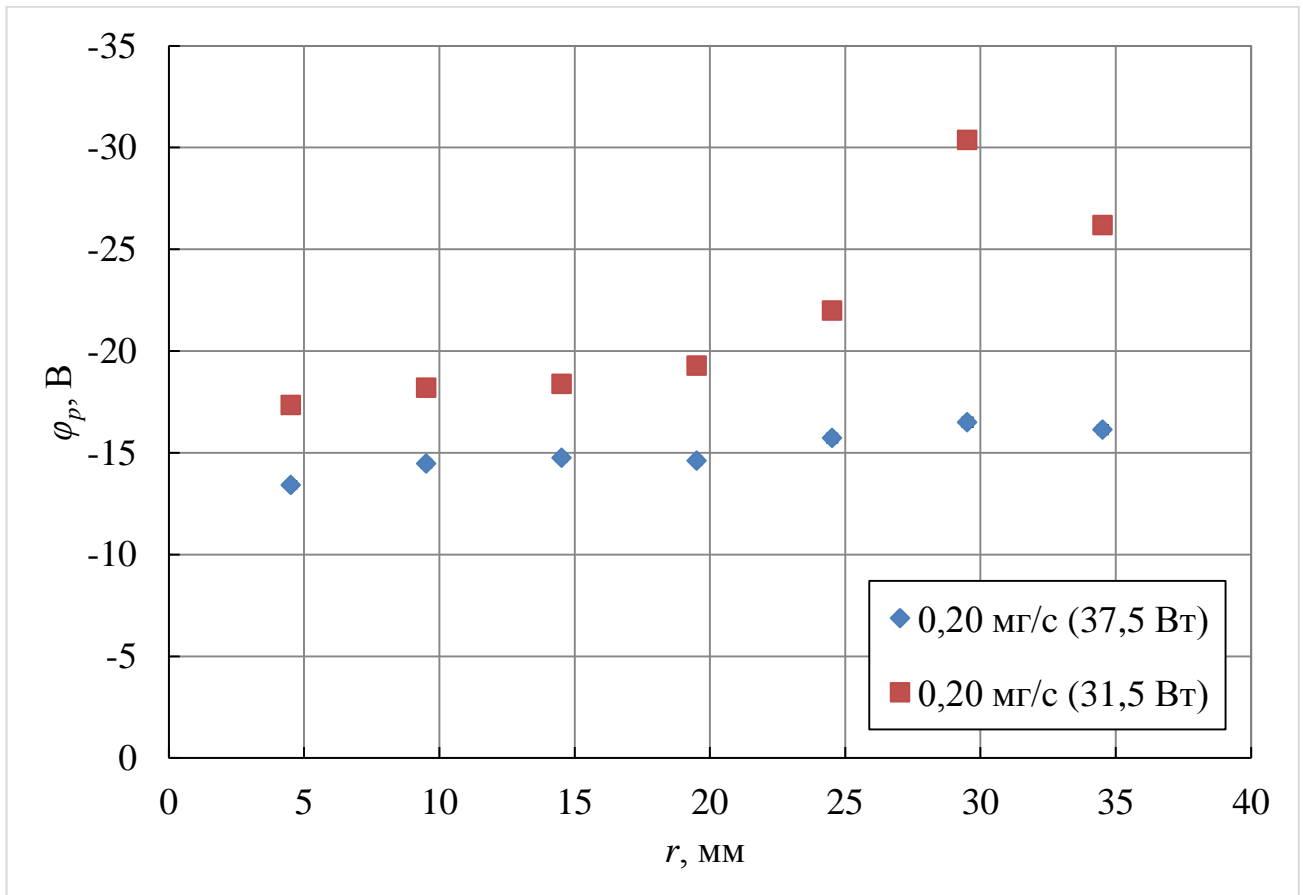


Рисунок 2.34 — Распределение потенциала плазмы по радиусу лабораторной модели ВЧИД ( $z = 7$  мм) в двух режимах работы.

Исходя из (2.34) и (2.35) потоки заряженных частиц, выпадающих на эмиссионный электрод зависят от потенциала плазмы. Существование больших градиентов потенциала плазмы может привести неравномерному прогреву электрода. Однако, большое расстояние, на котором проводилось ближайшее к ИОС измерение локальных параметров плазмы ( $z = 7$  мм), не даёт возможности достоверно судить о распределении потенциала плазмы вблизи эмиссионного электрода ИОС.



## Выводы к главе 2

1. Разработана конструкция лабораторной модели ВЧИД ММ, предназначенная для зондовой диагностики плазмы в РК двигателя.
2. Проведены исследования интегральных параметров лабораторной модели ВЧИД ММ. Построена эмпирическая зависимость КПД передачи мощности в плазму и зависимость тока ионного пучка от вкладываемой в индуктор мощности и массового расхода РТ  $I_i(P_{rf}, \dot{m})$ . Рассчитаны основные интегральные характеристики лабораторной модели ВЧИД ММ ( $F_t, C_i, \eta_{PT}$ )
3. С учётом всех осложняющих зондовые измерения в индукционном разряде лабораторной модели ВЧИД ММ факторов (наличие внешнего ВЧ поля, малые геометрические размеры РК) разработана экспериментальная методика проведения измерений температуры  $T_e$  и концентрации  $n_e$  электронов в плазме лабораторной модели ВЧИД ММ с применением тройного электростатического зонда.
4. Создана программа сбора данных и управления экспериментом. Разработаны алгоритмы для обработки полученных данных, на основании которых на языке Python написана программа обработки и визуализации данных эксперимента.
5. Представлены результаты экспериментов — двумерные распределения температуры  $T_e$  и концентрации  $n_e$  электронов в плазме ВЧИД ММ. Показана зависимость параметров плазмы от режимов работы ВЧИД ММ. При переходе от режима стационарного горения индукционного разряда в РК без извлечения ионного пучка к режиму с извлечением ионного пучка происходит снижение концентрации плазмы и возрастание температуры электронов.

### Глава 3. Подтверждение экспериментальных данных и создание инженерной модели для расчёта локальных параметров высокочастотного ионного двигателя

#### 3.1 Сравнение экспериментальных данных с данными других исследователей

Полученные в ходе исследований плазмы лабораторной модели ВЧИД ММ распределения локальных параметров целесообразно сравнить с экспериментальными и теоретическими данными других исследователей. В таблице 3.1 приведены средние параметры плазмы по сечению РК в каждом из режимов работы лабораторной модели двигателя, которые были экспериментально получены в гл. 2 данной работы.

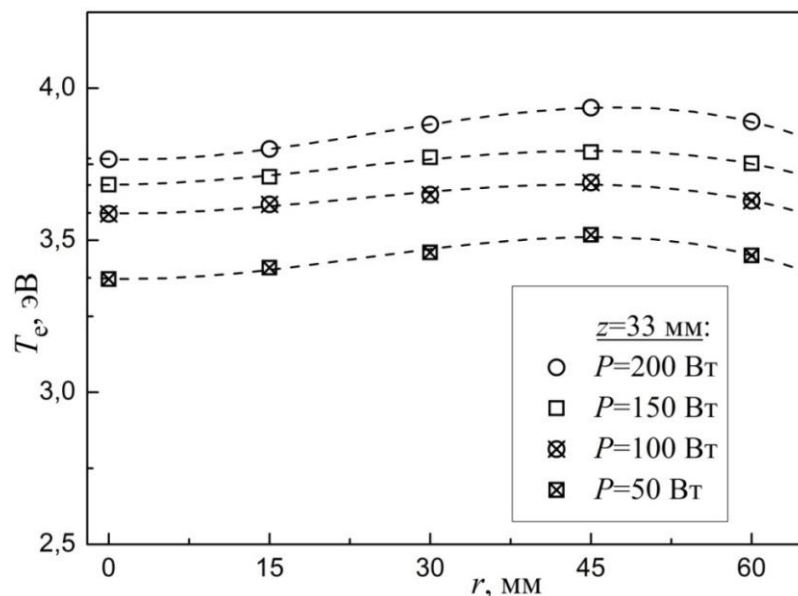
Таблица 3.1 — Средние величины локальных параметров плазмы лабораторной модели ВЧИД ММ в каждом режиме работы двигателя.

$\dot{m}$ , мг/с	$P_a$ , Па	$T_e$ , эВ (без ускорения пучка ионов)	$T_e$ , эВ (с ускорением пучка ионов)	$n_e$ , эВ (без ускорения пучка ионов)	$n_e$ , эВ (с ускорением пучка ионов)
0,16	3,6	2,0	3,0	$3,0 \cdot 10^{17}$	$1,8 \cdot 10^{17}$
0,18	3,6	1,9	3,2	$3,1 \cdot 10^{17}$	$1,6 \cdot 10^{17}$
0,20	3,7	1,8	3,4	$3,2 \cdot 10^{17}$	$2,1 \cdot 10^{17}$
0,22	3,7	1,7	3,5	$3,2 \cdot 10^{17}$	$2,3 \cdot 10^{17}$
0,24	3,8	1,8	3,6	$3,4 \cdot 10^{17}$	$2,1 \cdot 10^{17}$

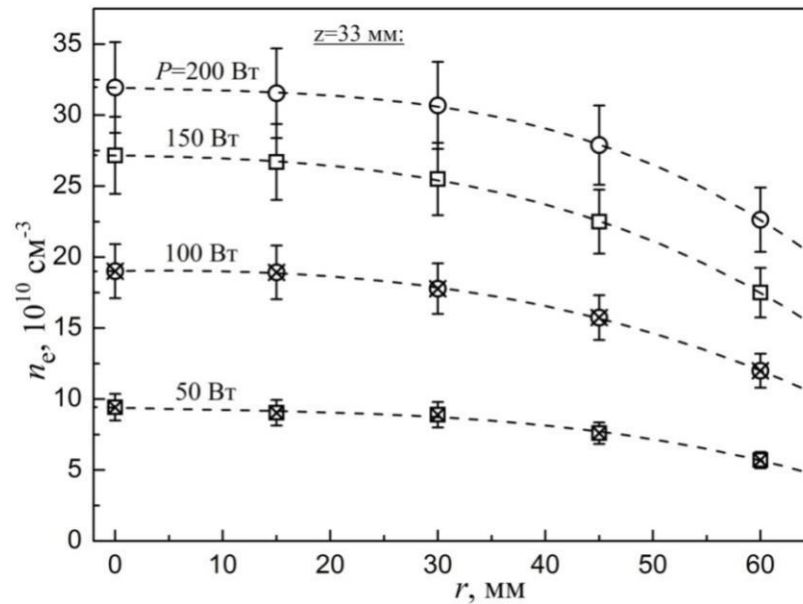
Ещё при разработке первых ВЧИД в Германии производились исследования локальных параметров плазмы по радиусу двигателя методом двойного зонда [32]. В главе 1 на рис. 1.9 приведены зависимости для температуры и концентрации электронов по радиусу цилиндрической РК ВЧИД «RIT-10» диаметром 100 мм, работающего на ртути и без извлечения ионного пучка. При сравнении с экспериментальными данными (см. п. 2.5.2), полученными в представляемой работе окажется, что распределения локальных параметров качественно совпадают. По данным работы [31] в РК «RIT-10» максимальная

температура электронов в пристеночной области разряда составляла  $T_{e\_max} = 6$  эВ, минимальная — на оси РК  $T_{e\_min} = 2$  эВ; максимальная концентрация электронов на оси  $n_{e\_max} = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ , минимальная — в пристеночной области  $n_{e\_min} = 2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . Порядки величин параметров соответствуют данным из табл. 3.1.

Качественное совпадение распределений локальных параметров наблюдается для ВЧ источника ионов «ВЧИИП-10Ф» диаметром 100 мм со спиральным торцевым индуктором, работающего на ксеноне. Измерения в работе [40] были проведены с помощью одиночного зонда с геометрическими параметрами коллектора, равными параметрам коллектора тройного электростатического зонда в представляемой работе. На рисунке 3.1 приведены радиальные распределения локальных параметров, полученные в этой работе для расхода ксенона на уровне 0,2 мг/с и разных уровней потребляемой ВЧ мощности. Причём для  $P_{rf} = 50$  Вт максимальная температура электронов в пристеночной области разряда составляла  $T_{e\_max} = 5$  эВ, минимальная на оси РК  $T_{e\_min} = 3,4$  эВ; максимальная концентрация электронов на оси  $n_{e\_max} = 9,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , минимальная  $n_e$  в пристеночной области  $n_{e\_min} = 7,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ .



а) зависимость  $T_e$  от радиуса в РК при разных уровнях потребляемой мощности



б) зависимость  $n_e$  от радиуса в РК при разных уровнях потребляемой мощности  
 Рисунок 3.1 — Радиальные распределения параметров плазмы в РК торцевого «ВЧИИП-10Ф» [40].

Качественное совпадение распределений, полученных в представляемой работе, с экспериментальными данными других авторов; а также их близкие количественные значения, позволяют рекомендовать методику измерения локальных параметров плазмы тройным электростатическим зондом для исследования индукционных разрядов. Это подтверждает применимость разработанного метода исследования локальных параметров индукционного разряда ВЧИД ММ тройными электростатическими зондами без дополнительных аппаратных средств фильтрации сигнала.

### 3.2 Инженерная модель процесса плазмообразования в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя малой мощности

В рамках исследования было целесообразно создать простой инструмент для оценки распределений локальных параметров плазмы для разработки новых образцов ВЧИД ММ. Инженерная модель должна позволять оценивать основные параметры ВЧИД ММ и отсеивать заведомо неудачные компоновочные решения его РК и индуктора. Результаты расчёта инженерной модели можно

верифицировать экспериментальными данными, полученными в гл. 2. Основными требованиями при создании инженерной модели ВЧИД ММ были:

- учёт геометрических параметров конструкции (размеры и форма РК, взаимного расположение РК, газопровода и эмиссионного электрода ИОС);
- учёт влияния параметров тока в индукторе (частоты и амплитуды);
- учёт параметров РТ (сечение ионизации и сечения рассеяния ксенона);
- возможность оценить распределение концентрации заряженных частиц в РК ВЧИД ММ;
- возможность разработки модели в сжатые сроки;
- возможность вычислений при ограниченных ресурсах.

Существует множество подходов к моделированию индукционного разряда. Все существующие модели можно разделить по двум важнейшим признакам: количеству пространственных измерений в модели и глубине физического описания рабочего процесса двигателя. В качестве модели для обобщённого описания индукционных разрядов вне зависимости от формы РК и геометрии индуктора в работе [60] была предложена аналитическая модель «нулевого» порядка, рассматривающая плазму индукционного разряда как одновитковый вторичный контур воздушного трансформатора (см. п. 1.4). Данная модель позволяет, при знании сопротивления плазмы и параметров тока в индукторе, найти мощность, вкладываемую в разряд. Распределение электромагнитного поля в данной модели не учитывается. Так для лабораторной модели ВЧИД ММ с автоматическим ВЧГ (известны частота и амплитуда тока в индукторе) это обобщённое описание позволяет эмпирически оценивать мощность, вкладываемую в индукционный разряд (см. п. 2.3). В работе [61] приводится более детальная модель, описывающая область эффективной передачи энергии от затухающего в проводящей среде электромагнитного поля в плазму (область скин-слоя). Рассматривается взаимодействие электромагнитной волны и плазмы. Данные подходы достаточны для определения частоты индуктора и мощности,

вкладываемой в разряд, при изменении размеров конструкции ВЧИД, однако они не способны показать распределения локальных параметров в РК.

Модели более высоких порядков, рассматривающие двумерные распределения и учитывающие плазму в качестве многокомпонентной жидкости, созданы в большом количестве для разрядов с плоским торцевым индуктором, краткий обзор таких моделей приведён в работе [37]. В этих моделях решается: полный набор уравнений Максвелла для нахождения распределения электромагнитного поля индуктора, задача молекулярного течения РТ в ВЧИД, задача поиска распределения электромагнитного поля; расчёт распределений локальных параметров плазмы по балансовым моделям.

На этапе моделирования можно применять готовые программные комплексы, решающие одну из этих или несколько связанных задач. Так в программных комплексах ООО «Тор» ELCUT и ANSYS Electromagnetics возможно решение задач нахождения распределений электромагнитных полей в объёме ВЧИД. Комплексный подход возможен при решении задачи в программной среде моделирования COMSOL Multiphysics, содержащей в себе готовый модуль для расчёта плазмы индукционного разряда. Данная среда моделирования предлагает широкие возможности для изменения отдельных уравнений, начальных и граничных условий, входящих в постановку задачи моделирования.

В связи с необходимостью оценки влияния геометрических параметров конструкции ВЧИД ММ была выбрана двумерная осесимметричная постановка задачи. Для решения задачи применялся программный комплекс COMSOL Multiphysics. Физическая постановка задачи моделирования лабораторной модели ВЧИД ММ включает в себя:

1. создание упрощённой геометрии расчётной области;
2. выбор параметров тока ( $f_{rf}$ ,  $I_{rf}$ ) в индукторе ВЧИД ММ;
3. выбор первоначального значения температуры и концентрации электронов ( $T_e$ ,  $n_e$ );
4. расчёт параметров электромагнитного поля;

5. расчёт концентраций и скоростей нейтральных частиц ( $n_a, v_a$ );
6. расчёт концентраций и скоростей заряженных частиц ( $n_i, v_i$ );
7. расчёт температуры и энергии электронов ( $T_e, \varepsilon_e$ );
8. проверка условия баланса энергии с заданной погрешностью;
9. при отсутствии баланса подводимой энергии и суммарных энергозатрат на ионизацию и потери в РК осуществляется переход к шагу 5 с новыми параметрами ( $T_e, n_e$ ).

### 3.2.1 Основные допущения численной модели

Для формулировки допущений, которые можно применить при создании инженерной модели, были оценены основные параметры плазмы в индукционном разряде лабораторной модели ВЧИД ММ. При этом плазма двигателя рассматривалась состоящей из 3 сортов частиц: нейтральных атомов ксенона, однозарядных положительных ионов и электронов. Доля двухзарядных ионов в плазме составляет  $< 1\%$ , см. п. 1.3. Предварительной оценке подвергались: скорости частиц, длины свободного пробега частиц, радиус Дебая. При оценках для распределения скоростей каждого из сортов частиц принимается распределение Максвелла. В таблице 3.2 приведены оценки, полученные для плазменного образования лабораторной модели ВЧИД ММ в ходе эксперимента, описанного в гл. 2 данной диссертации.

Таблица 3.2 — Оценка характеристик плазменного образования ВЧИД ММ в ходе эксперимента по изучению локальных параметров двигателя.

Характеристика	Параметр
Средняя скорость атомов ксенона $v_a$ , м/с	400
Средняя скорость электронов $v_e$ , м/с	$8 \cdot 10^5 \dots 2 \cdot 10^6$
Средняя длина свободного пробега атома ксенона до ионизации $\lambda_{ae}$ , м	0,8...3
Средняя длина свободного пробега иона ксенона до соударения $\lambda_{ia}$ , м	0,6...1
Средняя длина свободного пробега электрона до ионизации $\lambda_{ea}$ , м	10...12
Дебаевский радиус $\lambda_D$ , м	$1,5 \cdot 10^{-5} \dots 3,5 \cdot 10^{-5}$

Исходя из этих параметров плазмы индукционного разряда лабораторной модели ВЧИД ММ, можно заключить что:

- $\lambda_{ae}; \lambda_{ia} > d_{PK}$ , где  $d_{PK} = 0,08$  м — диаметр РК двигателя; допустимо пренебречь объемной перезарядкой, в этом случае рекомбинация ионов происходит только на стенках РК;
- $\lambda_{ea} > d_{PK}$ , допустимо пренебречь вязким взаимодействием частиц, тогда энергия переносится внутри объема РК только в процессе переноса массы;
- $\lambda_D \ll d_{PK}$ , в объёме РК выполняется условие квазинейтральности  $n_e = n_i$ , за исключением тонких пристеночных слоёв.

Для упрощения расчёта допустимо применять жидкостное макроскопическое приближенное описание поведения ионов и электронов вместо решения уравнений Больцмана. Жидкостное приближение применимо в основном к плазменным образованиям, в которых преобладает столкновительный механизм переноса энергии и давление превосходит 15 Па [95]. Поскольку давление в лабораторной модели ВЧИД ММ не превышает 4 Па, нужно доказать применимость жидкостного приближения. Следующее условие определяет существование столкновительного плазменного образования [96]:

$$Kn = \frac{\lambda_s}{d_{PK}} < 0,4, \quad (3.1)$$

где  $Kn$  — безразмерный критерий подобия, число Кнудсена;  $\lambda_s$  — средняя длина пробега для сорта  $s$  частиц, м.

Благодаря механизму амбиполярной диффузии вблизи стенок камеры существует слой, в котором нарушается условие квазинейтральности плазмы. Толщина слоя соизмерима с несколькими дебаевскими радиусами, в слое происходит падение потенциала плазмы. Существующий слой ускоряет ионы в направлении стенки и является потенциальным барьером, отражающим электроны. В рассматриваемом случае длина пробега электрона до его участия в процессе ионизации может достигать 12 м, однако наличие механизма отражения



электронов от стенки обратно в плазменное образование, увеличивает шанс столкновения электрона с нейтральным атомом ксенона.

Для ионов длина пробега достигает 1 м, однако наличие удерживающего механизма со стороны эмиссионного электрода ИОС и сокращение площади внутренней поверхности РК уменьшают значение  $Kn$ . Так в работе [37] были показаны значения числа Кнудсена в зависимости от давления ксенона для цилиндрической РК двигателя «BRFIT-7» диаметром 70 мм.

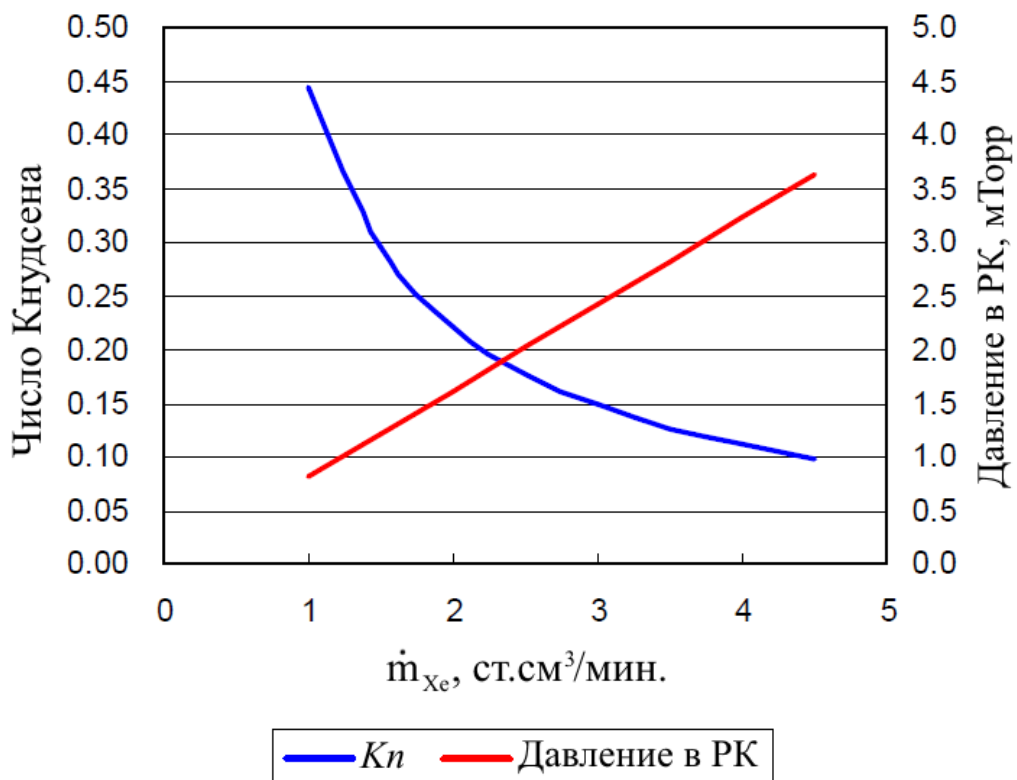


Рисунок 3.2 — Зависимость числа Кнудсена от давления в РК «BRFIT-7» [37].

Поскольку многие исходные данные (например, сечения столкновения частиц) определены с погрешностью в 10% и более, нет смысла в повышении точности инженерной модели сверх этого предела. Исходя из всего вышесказанного, при построении инженерной модели индукционного разряда лабораторной модели ВЧИД ММ принимались следующие допущения:

- ФРЭЭ подчиняется распределению Максвелла, для начала расчёта требуются первичные средние значения температуры  $T_e$  и концентрации электронов  $n_e$ ;
- В расчётной области, включающей плазменное образование, соблюдается условие квазинейтральности  $n_e = n_i$ .
- Поведение электронов и ионов рассматривается в жидкостном макроскопическом приближении.
- Плотность нейтральных частиц  $n_a$  считается равномерной по всей расчётной области с плазмой и определяется из заданного давления в РК и температуры стенки.
- Катушка индуктора задаётся как отдельные осесимметричные витки, соединённые как один источник тока.
- Разряд рассматривается как полностью индукционный, то есть не учитывается ёмкостная составляющая разряда, существующая благодаря межвитковым «паразитным» ёмкостям.
- В модели нет возможности полноценного расчёта скин-слоя, распределение температуры электронов в плазменном образовании эквивалентно  $T_e \sim A$ , где  $A$  — векторный потенциал электромагнитного поля, Вб/м.
- Процессы рекомбинации и релаксации, происходящие в пристеночном слое, не рассматриваются.

### 3.2.2 Методика проведения расчёта

На первом этапе была создана осесимметричная двумерная геометрическая модель ВЧИД ММ, включающую в себя внутреннюю границу РК, газопровод и эмиссионный электрод ИОС. Также в модель включался индуктор, представленный в виде 6 круговых сечений. Материал РК считался радиопрозрачным (с минимальным тангенсом угла диэлектрических потерь) и не учитывался. Начальные условия, задававшиеся в расчёте, приведены в таблице 3.3.

Таблица 3.3 — Начальные условия для численного расчёта концентрации заряженных частиц в ВЧИД ММ.

Начальное условие	Значение
Ток в индукторе $I_{rf}$ , А	5
Рабочая частота тока в индукторе $f_{rf}$ , МГц	1,5
Температура внутренней стенки РК $T_w$ , К	500
Массовый расход РТ $\dot{m}$ , мг/с	0,16 ... 0,24 (шаг 0,02)
Начальная температура электронов $T_e$ , эВ	6
Начальная концентрация электронов $n_i$ , м <sup>-3</sup>	$10^{17}$
Начальная концентрация атомов ксенона $n_a$ , м <sup>-3</sup>	$10^{18}$
Прозрачность ИОС для ионов, $\sigma_i$	0,4
Прозрачность ИОС для атомов, $\sigma_a$	0,18

Задавалась расчётная область, превышающая характерные линейные размеры модели ВЧИД ММ в 2-3 раза, геометрия данной области приведена на рисунке 3.3.

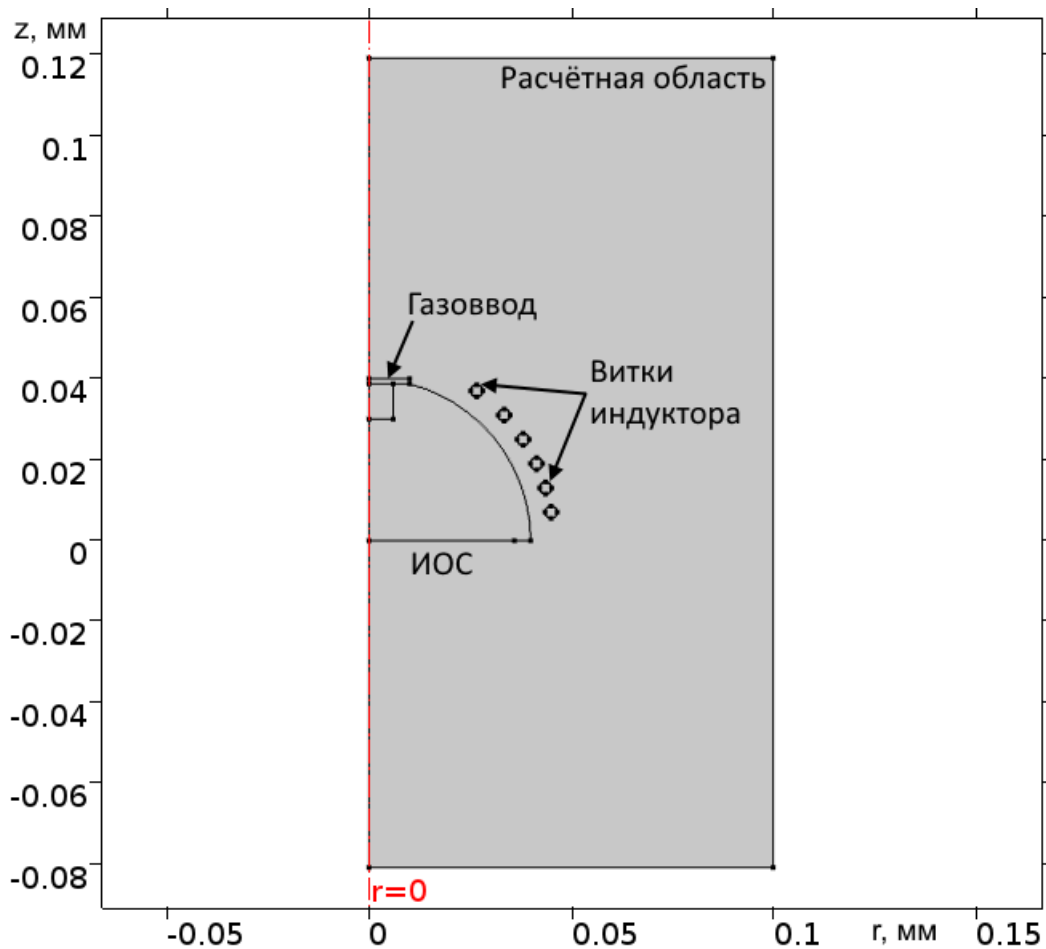


Рисунок 3.3 — Расчётная область с упрощённой геометрической моделью ВЧИД ММ.

Задача нахождения распределения заряженных частиц в РК ВЧИД была разбита на три связанные подзадачи по нахождению: распределения электромагнитного поля, распределения концентрации атомов, распределения концентрации заряженных частиц.

В задаче по нахождению распределения векторного потенциала электромагнитного поля  $A$  на границе расчётной области задавалось условие отсутствия магнитного поля:

$$\mathbf{n} \times A = 0, \quad (3.2)$$

где  $\mathbf{n}$  — нормаль к границе расчётной области.

Внутри круговых сечений витков индуктора задавались параметры тока, соответствующие экспериментальным значениям (см. табл. 3.1). При моделировании нестационарного индуцированного электромагнитного поля для рассматриваемой задачи достаточно знать амплитуду колебаний в каждой точке пространства. Распределение амплитуды можно найти из решения стационарной задачи. Для этого использовалось уравнение Ампера-Максвелла:

$$\nabla \times B = \mu_0 j. \quad (3.3)$$

где  $j$  — плотность тока, А/м<sup>2</sup>.

Плотность тока в индукторе задавалась в явном виде, плотность тока в плазме рассчитывалась по описанной ниже методике. Для дальнейших расчетов требовалось нахождение векторного электромагнитного потенциала, связанного с магнитной индукцией электромагнитного поля следующим соотношением:

$$B = \nabla \times A. \quad (3.4)$$

В задаче по нахождению концентрации нейтральных атомов ксенона  $n_a$  задавалось начальное условие, устанавливающее равномерное распределение атомов в объёме РК  $n_a = 10^{18} \text{ м}^{-3}$ . На внутренней границе газовода задавался массовый расход ксенона внутрь РК  $\dot{m} = 0,16 \dots 0,24 \text{ мг/с}$  (шаг 0,02 мг/с). На поверхности эмиссионного электрода ИОС задавалась прозрачность для ионов и атомов плазмы. На внутренней границе РК задавалось условие существования

потока нейтральных атомов со стенки, соответствующего «бумовской скорости» ионов:

$$\Gamma_{wa} = n_i \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}. \quad (3.5)$$

На стенках РК задавалось условие «непротекания» тяжёлых частиц:

$$n_a u_{a\perp} + n_i u_{i\perp} = 0, \quad (3.6)$$

где  $u$  с индексом « $\perp$ » — скорость перпендикулярной к стенке компоненты потока частиц, м/с.

Условие (3.6) модифицировалось для оценки расхода тяжёлых частиц через ИОС, с учетом частичной прозрачности для ионов и атомов ксенона.

В задаче по нахождению распределения концентрации ионов  $n_i$  задавалось начальное условие, устанавливающее равномерное распределение ионов в объёме РК  $n_i = 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . На внутренней границе РК вводилось граничное условие для потока частиц, выпадающих на стенку, с коэффициентом поглощения ионов, учитывающим «погибающие» на стенке ионы.

В работе [49], основываясь на работе [97] приводится вывод для приближённого уравнения концентрации ионов. Для нахождения концентраций ионов используется приближенное уравнение, полученное из связи между концентрацией и скоростью в центре плазмы. Вблизи стенок такое приближенное уравнение дает погрешность, допустимую в рамках решаемой задачи. Такой подход позволяет существенно уменьшить объем вычислений за счет отсутствия необходимости рассчитывать поле скоростей ионов.

$$\nabla^2 n_i = -2.5 \frac{m_i}{kT_e} n_e n_n \langle \sigma v \rangle \left( \frac{n_e n_n \langle \sigma v \rangle}{n_i} \right), \quad (3.7)$$

где  $\langle \sigma v \rangle$  — скорость ионизации, м<sup>3</sup>/с.

В качестве граничного условия на стенках камеры и ИОС задавалось условие Бома для нормальной к стенке компоненты скорости частицы.

$$\frac{\partial n_i}{\partial n} = -2.5 \sqrt{\frac{M}{kT_e}} n_i \left( \frac{n_e n_n \langle \sigma v \rangle}{n_i} \right). \quad (3.8)$$

Для описания электронов рассматривалась модель, состоящая из двух частей: стационарной и нестационарной. В стационарной части электроны имеют постоянную температуру, одинаковую во всем рассматриваемом объеме. В нестационарной части рассматриваются кольцевые токи, придающие электронам дополнительную энергию. Поэтому средние энергозатраты на ионизацию могут многократно превышать энергию ионизации атома. Усреднив эту энергию по времени и сложив ее с тепловой составляющей, получается суммарная энергия, соответствующая ей температура называется «эффективной».

Для осесимметричной геометрии амплитуда колебаний нестационарной части напряженности электрической компоненты электромагнитного поля определяется уравнением:

$$E_0 = -\omega A, \quad (3.9)$$

где  $\omega$  — циклическая частота индуктора, рад/с.

То есть напряженность электрического поля пропорциональна векторному потенциалу магнитного поля и частоте колебаний. Электроны ускоряются и замедляются под действием поля и теряют свой импульс в результате столкновений с тяжелыми частицами. В работе [49] была показана связь амплитуды колебаний скорости электронов  $u_{e0}$  и частоты соударений  $\nu$ :

$$u_{e0} = \frac{eE_0}{m_e \sqrt{\omega^2 + \nu^2}} = \frac{e\omega A}{m_e \sqrt{\omega^2 + \nu^2}}, \quad (3.10)$$

$$\nu = \sqrt{\frac{3kT_e}{m_e} + \frac{u_{e0}^2}{2} \sum n_n \sigma_e}, \quad (3.11)$$

где  $\sigma_e$  — сечение рассеяния электронов на атомах ксенона м<sup>2</sup>, ионы не учитываются, так как их концентрация на порядок меньше.

Подставив (3.10) в (3.11) получим:

$$\frac{u_{e0}^4}{2} (\sum n_n \sigma_e)^2 + u_{e0}^2 \frac{3kT_e}{m_e} (\sum n_n \sigma_e)^2 + u_{e0}^2 \omega^2 = \left( \frac{e\omega A}{m_e} \right)^2. \quad (3.12)$$

Необходимая для расчёта электромагнитного поля величина плотности тока, индуцированного в плазменном образовании ВЧИД запишется так:

$$j = -n_e e u_{e0}. \quad (3.13)$$

Знак «минус» указывает на то, что токи в плазме и индукторе текут в противоположных направлениях.

Усредняя по времени по времени энергию колебательного движения электронов в индукционной плазме:

$$\frac{m u_{e0}^2}{4} = \frac{e^2 \omega^2 A^2}{4 m_e (\omega^2 + \nu^2)}, \quad (3.14)$$

можно определить эффективную температуру электронов:

$$\frac{3}{2} k T_{eff} = \frac{3}{2} k T_e + \frac{e^2 \omega^2 A^2}{4 m (\omega^2 + \nu^2)}. \quad (3.15)$$

Относительно эффективной температуры в модели оценивались скорость ионизации и сечения столкновений. Значения для сечений были взяты из [10].

Подводимая от индуктора в плазму мощность в каждой точке пространства оценивалась как энергия кольцевого движения электронов, рассеиваемая в единицу времени при соударении электронов с тяжелой частицей. Затраты подводимой энергии оценивались как сумма затрат на ионизацию (с учетом радиационных потерь) и потерь от выпадения электронов на стенки. Температура электронов определялась из условия равенства интегралов подводимой  $P_{in}$  (слева) и затрачиваемой мощностей  $P_{loss}$  (справа):

$$\int_V \nu n_e \frac{m_e u_{e0}^2}{2} dV = \int_V n_e n_n \langle \sigma \nu \rangle \left( \varepsilon_{eff} + \frac{3}{2} k T_e \right) dV. \quad (3.16)$$

Эффективная энергия ионизации для всех газов считается по формуле:

$$\varepsilon_{eff} = 12,1 \left( 1 + \left( \frac{0,09}{T_{eff} / 12,1} \right)^2 \right). \quad (3.17)$$

Формула (3.17) получена аппроксимацией данных из [10] для ксенона.

После создания расчётной области, создания физического описания процессов в расчётной области и установки всех начальных и граничных условий, в автоматическом режиме генерировалась адаптивная сетка конечных элементов, сетка приведена на рисунке 3.4.

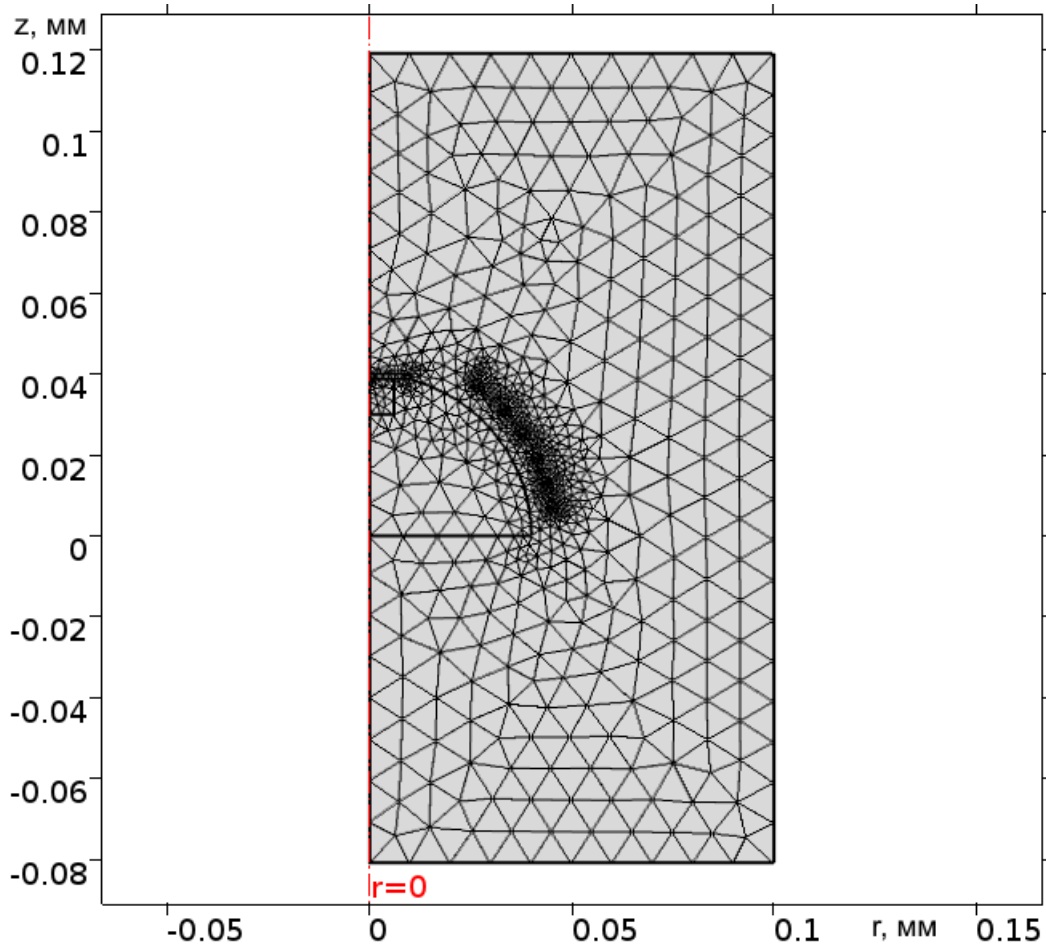


Рисунок 3.4 — Адаптивная сетка конечных элементов в расчётной области.

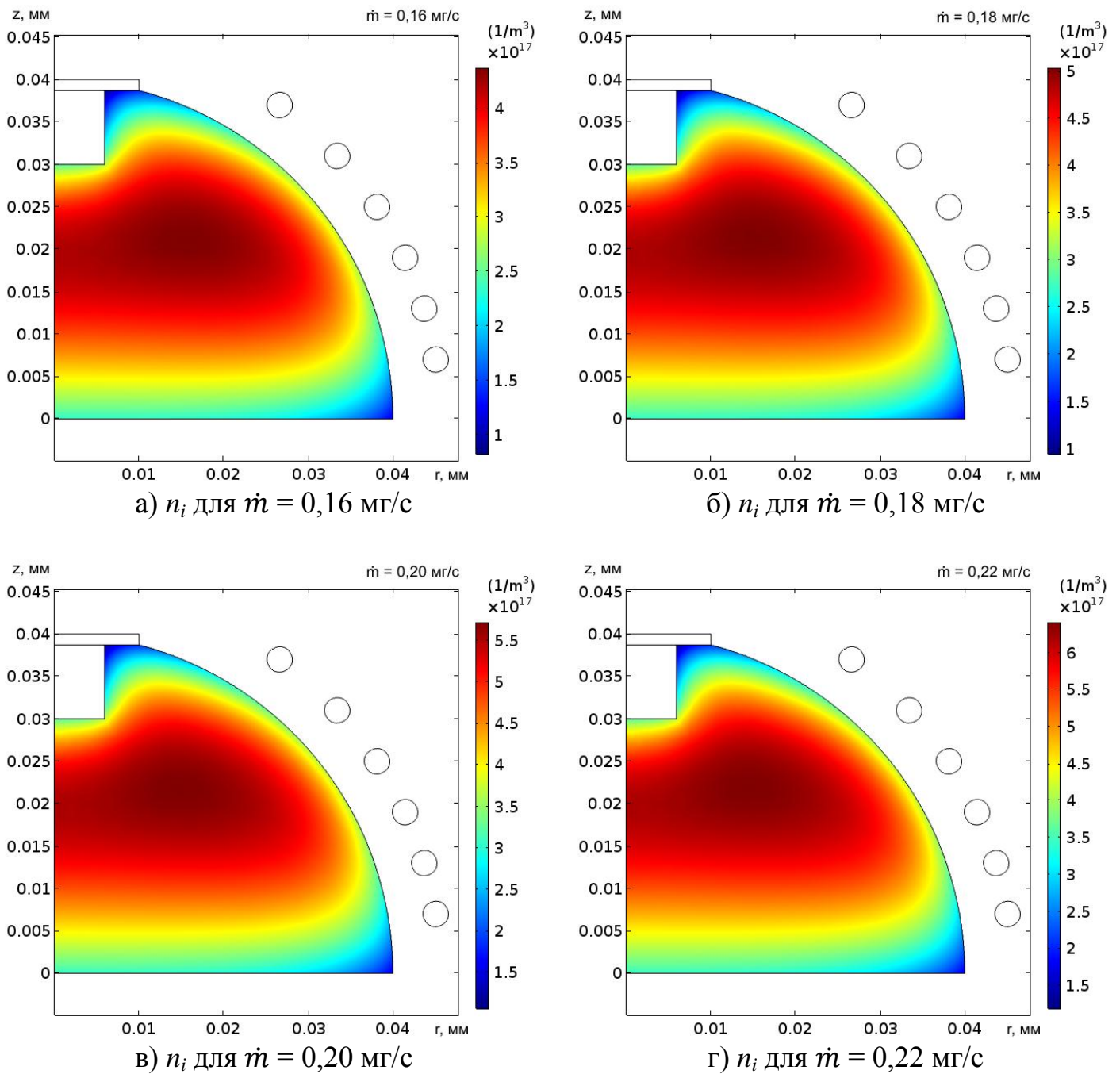
Для каждого массового расхода ( $\dot{m} = 0,16 \dots 0,24$  мг/с (шаг 0,02 мг/с)) проводился отдельный расчёт. В программной среде моделирования COMSOL Multiphysics реализован метод оптимизации Нелдера-Мида, ещё называемый методом деформируемого многогранника, позволяющий безусловную оптимизацию функции нескольких переменных [98]. В ходе расчёта за максимум 1000 итераций производится варьирование параметров плазмы ( $T_e$ ,  $n_i$ ,  $n_a$ ), на каждой итерации проверяется условие баланса подводимой в разряд энергии и



суммарных энергозатрат. При отсутствии баланса происходит переход к новой итерации до тех пор, пока не будет обеспечена сходимость решения.

### 3.3.3 Верификация результатов численного моделирования

На рисунке 3.5 приведены распределения концентрации заряженных частиц в плазме индукционного разряда ВЧИД ММ, полученные в ходе инженерного моделирования.



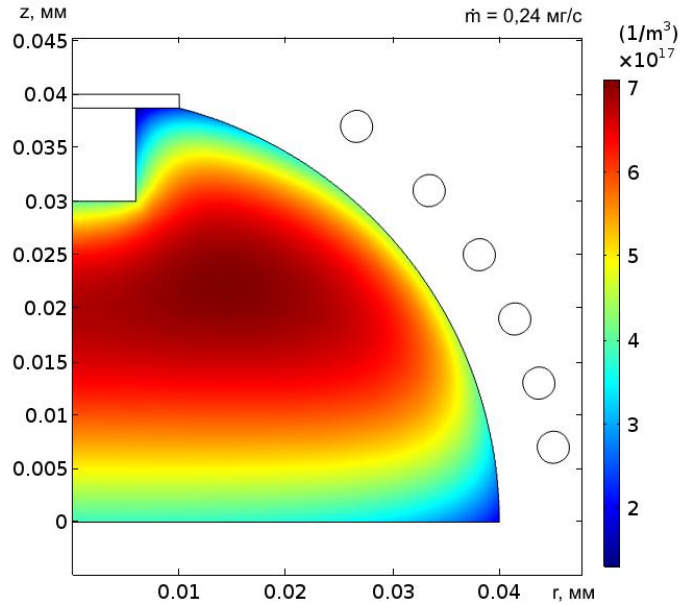
д)  $n_i$  для  $\dot{m} = 0,24$  мг/с

Рисунок 3.5 — Распределения концентрации электронов.

Результаты расчёта качественно повторяют распределения, полученные в ходе эксперимента (см. п. 2.5.1). При этом количественные расхождения с данными экспериментов не превышают 20%. Данная модель подходит для грубой оценки параметров ВЧИД ММ.

В таблице 3.4, для режимов без извлечения пучка ионов, приведены рассчитанные уровни вкладываемой в индукционный разряд мощности  $P_{ds}$ , уровни потребляемой ВЧГ мощности  $P_{rf}$ , измеренной в эксперименте, и КПД передачи энергии от электромагнитного поля в плазму  $\eta_{rf}$ . Данные для КПД передачи энергии  $\eta_{rf}$  в плазму лабораторной модели ВЧИД ММ являются грубой оценкой, и они характеризуют индукционный разряд ВЧИД только в режиме без извлечения ионов.

Таблица 3.4 — Отношение рассчитанной потребляемой разрядом мощности  $P_{ds}$  и измеренной потребляемой ВЧГ мощности  $P_{rf}$  для разных расходов РТ.

$\dot{m}$ , мг/с	$P_{rf}$ , Вт	$P_{ds}$ , Вт	$\eta_{rf}$
0,16	36	13,2	0,26
0,18	36	15,2	0,30
0,20	37,5	17,2	0,33
0,22	37,5	19,1	0,36
0,24	40	20,9	0,37

В целом разработанная инженерная модель имеет хорошую предсказательную силу, а рассчитанные распределения заряженных частиц соответствуют экспериментальным данным в пределах погрешности 20%.

Модель можно рекомендовать для обоснования допустимости изменений в конструкции при проектировании ВЧИД. В частности, модель позволяет подобрать распределение концентрации заряженных частиц в плазме РК. Плотность тока ионного пучка по выражению (1.24) пропорциональна концентрации и температуре электронов. С учетом этого предварительный расчёт позволит проектанту оценить и снизить градиенты изменения локальных параметров плазмы, обеспечив в результате равномерное выпадение ионов на электрод ИОС. Равномерный прогрев ИОС способствует стабильности тяговых характеристик, при этом обеспечивается деформация электрода не приводящая к увеличению угла расходимости пучка или короткому замыканию межэлектродного промежутка. Равномерные потоки заряженных частиц обеспечивают одинаковое распыление электродов ИОС в окрестностях каждой апертуры, снижая влияние процессов распыления электрода на тяговые характеристики, что продлевает ресурс двигателя в целом.

Модель позволяет оценить уровень подведённой в разряд мощности, омические потери в цепи «ВЧГ — СУ — индуктор» при этом не учитываются. В гл. 2 было показано, что с переходом в режим извлечения ионного пучка, суммарные затраты мощности на поддержание разряда снижаются. Таким образом, варьируя геометрические параметры ВЧИД и уровень расхода РТ, инженерная модель позволяет быстро оценить распределение заряженных частиц в РК двигателя и максимальные затраты мощности, требуемые на поддержание индукционного разряда ВЧИД.

### Выводы к главе 3

1. Проведена верификация экспериментальных данных, полученных в гл. 2 диссертационной работы. Показано качественное совпадение радиальных распределений локальных параметров плазмы с данными других исследователей.

2. Разработана инженерная модель для расчёта распределения концентрации заряженных частиц в индукционном разряде ВЧИД ММ в режиме без извлечения пучка.

3. Проведена верификация результатов численного расчета. Расхождения с распределениями, полученными в гл. 2 данной диссертации, не превысили 20%. Это позволяет рекомендовать инженерную модель процесса плазмообразования в ВЧИД ММ для предварительной оценки распределений заряженных частиц в проектируемых двигателях.

## Заключение

При решении поставленных в диссертации задач были достигнуты следующие результаты:

1. Разработана лабораторная модель ВЧИД ММ, приспособленная для зондовой диагностики локальных параметров плазмы в разрядной камере двигателя. Лабораторная модель при токе ионного пучка 120 мА и ВЧ мощности 65 Вт обеспечивает следующие тяговые характеристики: тяга двигателя 8,6 мН, цена иона — 490 Вт/А и коэффициент использования рабочего тела — 0,65. Эти тяговые характеристики соответствуют параметрам летных образцов ВЧИД.

2. Разработана методика автоматизированных измерений локальных параметров плазмы в разрядной камере ВЧИД ММ. Применение в методике тройного электростатического зонда позволило изучить распределения локальных параметров плазмы — температуры и концентрации электронов — в плазме РК на разных режимах работы двигателя. Обоснована достоверность и произведена верификация результатов измерений — погрешность определения значений локальных параметров плазмы, как и для аналогичных плазменных образований, составляют не более 30 %.

3. Экспериментальные результаты позволили впервые получить двумерные распределения локальных параметров плазмы в разрядной камере ВЧИД ММ при извлечении ионного пучка из ИОС двигателя. Сравнение с режимом без извлечения пучка показало, что происходит увеличение толщины аномального скин-слоя. Что повышает эффективность ввода энергии в разряд, о чем свидетельствует снижение потребляемой ВЧ мощности при каждом фиксированном расходе на 4...8 Вт.

4. Разработана инженерная модель для расчёта двумерных распределений концентрации заряженных частиц в индукционном ВЧ разряде, которая может быть рекомендована для быстрой оценки параметров индукционного разряда в ВЧИД.

5. Сравнение расчётных двумерных распределений параметров плазмы с экспериментальными данными свидетельствует об их качественном совпадении, количественное расхождение не превышает 20%.

**Список сокращений и условных обозначений**

БКА	большой космический аппарат
БП	блок питания
ВЧ	высокочастотный
ВЧГ	высокочастотный генератор
ВЧИД	высокочастотный ионный двигатель
ВЧИД ММ	высокочастотный ионный двигатель малой мощности
ВЭ	выходной электрод
ГСО	геостационарная орбита
ДЗЗ	дистанционное зондирование Земли
ДУ	двигательная установка
ИД	ионный двигатель
ИОС	ионно-оптическая система
ИСЗ	искусственные спутники Земли
КА	космический аппарат
КН	катод-нейтрализатор
КПД	коэффициент полезного действия
КСВ	коэффициент стоячей волны
МКА	малый космический аппарат
РК	разрядная камера
РН	ракета-носитель
РРГ	регулятор расхода газа
РТ	рабочее тело
САС	срок активного существования
СПД	стационарный плазменный двигатель
СПУ	система питания и управления
СУ	согласующим устройством
УЭ	ускоряющего электрода

ФРЭЭ	функции распределения электронов по энергиям
ЭРД	электроракетный двигатель
ЭРДУ	электроракетная двигательная установка
ЭЭ	эмиссионного электрода



### Список литературы

1. Федеральная космическая программа России на 2016 – 2025 годы // <http://www.roscosmos.ru/22347/>. Утверждена постановлением Правительства РФ от 23 марта 2016 г. № 230.
2. РИА Новости. Роскосмос хочет довести число спутников на орбите до 164 к 2025 году // <https://ria.ru/science/20170412/1492093913.html>. Апрель 2017.
3. Роскосмос. Обсуждение стратегии развития госкорпорации // [https://www.roscosmos.ru/media/files/docs/2017/doklad\\_strategia.pdf](https://www.roscosmos.ru/media/files/docs/2017/doklad_strategia.pdf); <https://www.roscosmos.ru/23380/>. Март 2017.
4. Важенин Н.А., Обухов В.А., Плохих А.П., Попов Г.А. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов и их влияние на радиосистемы космической связи. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012.
5. Ахметжанов Р.В., Богатый А.В., Дронов П.А., Дьяконов Г.А., Иванов А.В. Высокочастотный ионный двигатель малой мощности // Вестник СибГАУ. 2015. Т. 16. № 2. С. 378-385.
6. Яковлев А.В., Внуков А.А., Баландина Т.Н. Довыведение космических аппаратов на геостационарную орбиту с помощью электрореактивных двигателей // Инженерный журнал: наука и инновации. 2016. № 2(50). С. 11.
7. Ерофеев А.И., Суворов М.О., Никифоров А.П., Сырин С.А., Попов Г.А., Хартов С.А. Разработка воздушного прямоточного электрореактивного двигателя для компенсации аэродинамического // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2016. № 3. С. 104-110.
8. Кожевников В.В., Смирнов П.Е., Суворов М.О., Хартов С.А. Разработка высокочастотного ионного двигателя, работающего на атмосферных газах // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2017. № 3. С. 5-12.
9. Горшков О.А., Муравлев В.А., Шагайда А.А. Холловские и ионные плазменные двигатели для космических аппаратов. М.: Машиностроение,

2008.

10. Goebel D.M., Katz I. *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters* (JPL Space Science & Technology Series). John Wiley & Sons, 2008. 486 pp.
11. Лёб Х.В., Попов Г.А., Обухов В.А. Лаборатория высокочастотных двигателей Московского авиационного института - новая форма Российско-Германского сотрудничества // Труды МАИ. 2012. № 60. С. 1-13.
12. Groh K.H., Loeb H.W. State-of-Art of Radio-Frequency Ion Thrusters // *J. Propulsion*. July-August 1991. Vol. 7. No. 4. pp. 573-579.
13. Антропов Н.Н., Ахметжанов Р.В., Богатый А.В., Гришин Р.А., Кожевников В.В., Плохих А.П., Попов Г.А., Хартов С.А. Экспериментальные исследования высокочастотного ионного двигателя // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2016. № 2. С. 4-14.
14. Antropov N.N., Akhmetzhanov R.V., Belogurov A.I., Bogatyuy A.V., Grishin R.A., Dronov P.A., Ivanov A.V., Khartov S.A., Kozhevnikov V.V., Plokhikh A.P., Popov G.A., Rachuk V.S. Experimental research of radio-frequency ion thruster // *Proceedings of the International Astronautical Congress, IAC 2016, 67th International Astronautical Congress. Guadalajara, Mexico. September 2016.*
15. Antropov N.N., Akhmetzhanov R.V., Bogatyuy A.V., Grishin R.A., Kozhevnikov V.V., Plokhikh A.P., Popov G.A., Khartov S.A. Experimental research of radio-frequency ion thruster // *Thermal Engineering*. December 2016. Vol. 63. No. 13. pp. 957-963.
16. Кожевников В.В., Хартов С.А. Исследование многоэлектродными зондами локальных параметров плазмы в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя малой мощности // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2016. № 2. С. 26-33.
17. Звездин И. Малые космические аппараты: перспективы рынка // *Взлет*. 2005. № 1. С. 50-55.
18. Макриденко Л.А., Волков С.Н., Ходненко В.П., Золотой С.А. Концептуальные

- вопросы создания и применения малых космических аппаратов // Вопросы электромеханики. 2010. Т. 114. С. 15-26.
19. Севастьянов Н.Н., Бранец В.Н., Панченко В.А., Казинский Н.В. Анализ современных возможностей создания малых космических аппаратов для дистанционного зондирования Земли // Труды МФТИ. 2009. Т. 1. № 3. С. 15-23.
  20. Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. Т. 1. Элементы динамики потоков в ЭРД. Т. 1. М.: Атомиздат, 1978. 328 с.
  21. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.
  22. Casaregola C., Cesaretti G., Andrenucci M. HiPER: a European Programme to Develop Electric Propulsion Technologies for Future Space Exploration // Space Propulsion 2010. San Sebastian, Spain. May 2010.
  23. Гусев Ю.Г., Пильников А.В. Роль и место электроракетных двигателей в Российской космической программе // Труды МАИ. 2012. № 60. С. 1-20.
  24. Takegahara H., Kuninaka H., Funaki I., Ando A., et. A. Overview of Electric Propulsion Research Activities in Japan // 34th International Electric Propulsion Conference. Kobe, Japan. July July, 2015. Vol. IEPC-2015-01. pp. 1-22.
  25. del Amo J.G. European Space Agency (ESA) Electric Propulsion Activities // 34th International Electric Propulsion Conferenc. Kobe, Japan. July, 2015. Vol. IEPC-2015-02. pp. 1-10.
  26. Khartov S., Nadiradze A., Nazarenko I., Sevruk S., Smirnova M. Experience of Moscow Aviation Institute in the Field of Electric Propulsion: History and State of the Art // 34th International Electric Propulsion Conference. Kobe, Japan. July, 2015. Vol. IEPC-2015-03. pp. 1-3.
  27. Delgado J.J., Baldwin J. Space Systems Loral Electric Propulsion Subsystem: 10 Years of On-Orbit Operation // 34th International Electric Propulsion Conference. Kobe, Japan. July, 2015. Vol. IEPC-2015-04. pp. 1-17.

28. Boniface C., Arcis N. An Overview of Electric Propulsion Activities at CNES // 34th International Electric Propulsion Conference. Kobe, Japan. July, 2015. Vol. IEPC-2015-05. pp. 1-9.
29. Leiter H.J., Altmann C., Kukies R., Kuhmann J., Porst J.P., Berger M., M. R. Evolution of the AIRBUS DS GmbH Radio Frequency Ion Thruster Family // 34th International Electric Propulsion Conference. Kobe, Japan. July, 2015. Vol. IEPC-2015-90. pp. 1-10.
30. Killinger R., Gray H., Kukies R., Surauer M., Saccoccia G., Tomasetto A., Dunster R. Artemis Orbit Raising In-Flight Experience with Ion Propulsion // 28th International Electric Propulsion Conference. Toulouse, France. March 2003. Vol. IEPC 03-096. pp. 1-12.
31. Loeb H.W. Principle of Radio-Frequency Ion Thrusters RIT // RIT-22 Demonstrator Test of Astrium ST at University of Giessen. 2010.
32. Loeb H.W., Schartner K.H., Meyer B.K., Feili D., Weis S., Kirmse D. Forty Years of Giessen EP-Activities and the Recent RIT-Microthruster Development // 29th International Electric Propulsion Conference. Princeton, NJ, USA. 2005. Vol. IEPC-2005-031. pp. 1-11.
33. Loeb H.W. State of the Art and Recent Developments of the Radio Frequency Ion Motors // AIAA 7th Electric Propulsion Conference. Williamsburg, VA, USA. March 1969. Vol. AIAA-69-285. pp. 1-15.
34. Loeb H.W. Recent Work on Radio Frequency Ion Thrusters // J. Spacecraft. May 1971. Vol. 8. No. 5. pp. 494-500.
35. Walther R.J., Schaefer M., Freisinger J. Plasma Diagnostics of the RF-Ion Thruster «RIT-10» // AIAA 9th Electric Propulsion Conference. Bethesda, MD, USA. April 1972. Vol. AIAA-72-472. pp. 1-8.
36. Кралькина Е.А. Особенности энерговыклада в пространственно ограниченные ВЧ индуктивные источники плазмы низкого давления: дисс. ... док. физ.-мат. наук. М. 2008. 301 с.

37. Tsay M. Two-Dimensional Numerical Modeling of Radio-Frequency Ion Engine Discharge: thesis ... D.Phil. Cambridge, Massachusetts. 2010. 109 pp.
38. Collingwood C. Investigation of a Miniature Differential Ion Thruster: thesis ... D.Phil. Southampton. 2011. 228 pp.
39. Henrich R. Development of a Plasma Simulation Tool for Radio Frequency Ion Thrusters: Diss. ... Dr. rer. nat. Giessen. 2013. 101 pp.
40. Машеров П.Е. Разработка космического источника ионов на основе высокочастотного ионного двигателя: дис. ... канд. техн. наук. М. 2016. 169 с.
41. Канев С.В., Латышев Л.А., Нигматзянов В.В., Хартов С.А. Моделирование рабочего процесса в газоразрядной камере высокочастотного ионного двигателя // Труды МАИ. 2012. № 52. С. 1-17.
42. Лёб Х.В., Попов Г.А., Обухов В.А., Фейли Д., Коллингвуд Ш., Моголкин А.И. Крупногабаритные высокочастотные ионные двигатели // Труды МАИ. 2012. № 60. С. 1-9.
43. Константинов М.С., Петухов В.Г., Лёб Х.В. Применение высокочастотного ионного двигателя RIT-22 в проекте «Интергелио-Зонд» // Труды МАИ. 2012. № 60. С. 1-10.
44. Антипов Е.А., Балашов В.В., Вебер А.В., Куфтырев Р.Ю., Моголкин А.И., Нигматзянов В.В., Панков А.И., Попов Г.А., Ситников С.А., Хартов С.А. Выбор конструкционных материалов для высокочастотных ионных двигателей // Труды МАИ. 2013. № 65. С. 1-15.
45. Лёб Х.В., Моголкин А.И., Обухов В.А., Петухов В.Г. Анализ многоразового лунного транспортного корабля, использующего ядерную энергетическую установку // Труды МАИ. 2013. № 70. С. 1-25.
46. Кожевников В.В., Смирнов А.А., Смирнов П.Е., Черный И.А. Автоматизированная система диагностики параметров выходного пучка радиочастотного ионного двигателя // Труды МАИ. 2014. № 75. С. 1-24.
47. Гаврюшин В.М., Кожевников В.В., Нигматзянов В.В., Смирнова М.Е., Фейли

- Д., Хартов С.А. Патент на полезную модель — №158759 РФ. Ионно-плазменный двигатель, Заявитель: Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет). — № 2014142905, Заяв. 24.10.2014, Оpubл. 20.01.2016, Бюл. № 2.
48. Канев С.В., Петухов В.Г., Попов Г.А., Хартов С.А. Прямоточный электроракетный двигатель для компенсации аэродинамического торможения // Известия высших учебных заведений. Авиационная техника. 2015. № 3. С. 35-40.
49. Канев С.В., Кожевников В.В., Хартов С.А. Физико-математическая модель процессов в ионизационной камере электроракетного двигателя, использующего атмосферные газы в качестве рабочего тела // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2017. № 3. С. 21-30.
50. Groh K.H., Loeb H.W. State of the Art Radiofrequency Ion Sources For Space Propulsion // Review of Scientific Instruments. 1994. No. 65. pp. 1741-1744.
51. AIRBUS Electric Propulsion Thruster Family [Электронный ресурс] // Airbus Safran Launchers GmbH: [сайт]. URL: <http://www.space-propulsion.com/brochures/electric-propulsion/electric-propulsion-thrusters.pdf> (дата обращения: 5.05.2017).
52. Васин А.И., Коротеев А.С., Ловцов А.С., Муравлев В.А., Шагайда А.А., Шутов В.Н. Обзор работ по электроракетным двигателям в Государственном научном центре ФГУП «Центр Келдыша» // Труды МАИ. 2012. No. 60. P. 9.
53. Обухов В.А., Григорьян В.Г., Латышев Л.А. Источники тяжелых ионов // В кн.: Плазменные ускорители и ионные инжекторы / ред. Козлов Н.П., Морозов А.И. М.: Наука, 1984. С. 169-188.
54. Lotz B. Plasma physical and material physical aspects of the application of atmospheric gases as a propellant for Ion-Thruster of the RIT-Type: thesis ... Dr. sc. nat. Giessen. 2013. 115 pp.
55. Hittorf W.H. Über die Elektrizitätsleitung der Gase // Annalen der Physik, No. 21,

1884. P. 90.
56. Дресвин С.В., Паскалов Г.З., Сорокин Л.М. Высокочастотные индукционные плазмотроны // В кн.: ВЧ- и СВЧ-плазмотроны (Низкотемпературная плазма; Т. 6). Новосибирск: Наука, 1992. С. 319.
57. Stephen K., Mark T.D. Absolute Partial Electron Impact Ionization Cross Sections of Xe from Threshold up to 180 eV // Journal of Chemical Physics, Vol. 81, 1984. pp. 3116–3117.
58. Closs M.F. Numerical Modelling and Optimisation of Radio-Frequency Ion Thrusters: thesis ... D.Ing. Munich. 2001. 149 pp.
59. Leiter H.J., Loeb H.W., Schartner K.H. The RIT15 Ion Engines — A survey of the present state of Radio-Frequency Ion Thruster technology and its future potentiality // Spacecraft Propulsion, 3rd International Conference. Cannes, France. 2000. pp. 423-432.
60. Piejak R.B., Godyak V.A., Alexandrovich B.V. A Simple Analysis of an Inductive RF Discharge // Plasma Sources Science and Technology, Vol. 1, 1992. pp. 179-186.
61. Vahedi V., Lieberman M.A., DiPeso G., Rognlén T.D. Analytic model of power deposition in inductively coupled plasma sources // Journal of Applied Physics. 1995. Vol. 78. No. 3. pp. 1446-1458.
62. Вавилин К.В., Рухадзе А.А., Ри М.Х., Плаксин В.Ю. Радиочастотные источники плазмы малой мощности для технологических приложений I. Источники плазмы в отсутствие магнитного поля // Журнал технической физики, Т. 74, № 5, 2004. С. 44-49.
63. Вавилин К.В., Рухадзе А.А., Ри М.Х., Плаксин В.Ю. Радиочастотные источники плазмы малой мощности для технологических приложений. II. Источники плазмы в условиях аномального скин-эффекта // Журнал технической физики, Т. 74, № 6, 2004. С. 25-28.
64. Lymberopoulos D., Economou D. Two-Dimensional Self-Consistent Radio

- Frequency Plasma Simulations Relevant to the Gaseous Electronics Conference RF Reference Cell // Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, Vol. 100, No. 4, 1995. pp. 473-494.
65. Kumar H., Roy S. Two-Dimensional Fluid Model of DC and RF Plasma Discharges in Magnetic Field // Proceedings to the 36th AIAA Plasma Dynamics and Laser Conference. June 2005. Vol. AIAA-2005-4788. pp. Toronto, Canada.
66. Lee S., Iza F., Lee J. Particle-in-Cell Monte Carlo and Fluid Simulations of Argon-Oxygen Plasma: Comparisons with Experiments and Validations // Physics of Plasma, Vol. 13, No. 5, 2006. P. 057102.
67. Arzt T. Numerical Simulation of the RF Ion Source RIG-10 // Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 21, 1988. pp. 278-285.
68. Александров А.Ф., Бугров Г.Э., Вавилин К.В., Керимова И.Ф., Кралькина Е.А., Павлов В.Б., Плаксин В.Ю., Рухадзе А.А. Исследование индуктивного ВЧ-разряда как самосогласованной системы. Часть II. Исследование параметров плазмы и эффективности поглощения ВЧ-мощности плазмой индуктивного ВЧ-разряда низкого давления // Прикладная физика, Т. 5, 2005. С. 72-78.
69. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Material Processing. Second Edition. WILEY-INTERSCIENCE, inc., 2005. 794 pp.
70. Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.
71. Белоусов А.П., Мельников А.В., Хартов С.А. Модель динамики электронов в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя // Труды МАИ. 2017. № 94. С. 22.
72. Lenz B., Walther R.J., Loeb H.W. Plasma Diagnostic Contributions to Advanced RIT Engines // AIAA International Electric Propulsion Conference. Key Biscayne, FL, USA. November, 1976. P. 1012.
73. Александров А.Ф., Бугров Г.Э., Вавилин К.В., Керимова И.Ф., Кралькина Е.А., Павлов В.Б., Плаксин В.Ю., Рухадзе А.А. Исследование индуктивного ВЧ-



- разряда как самосогласованной системы. Часть IV. Результаты исследования эквивалентного сопротивления индуктивного ВЧ-разряда низкого давления без магнитного поля // Физика плазмы и плазменные технологии, № 2, 2006.
74. Loeb H.W., Schartner K.H., Weis S., Feili D., Meyer B.K. Development of RIT-Microthrusters // Intern. Astron. Congress. Vancouver. 2004. Vol. IAC-04-S.4.04.
75. Лаборатория ВЧИД МАИ; Руководитель ведущий ученый Х.В. Лёб. ГК №11.G34.31.0022. Исследования и разработка космических высокоимпульсных высокочастотных плазмодинамических электроракетных ионных двигателей. Этап №2. Годовой отчет о проводимом научном исследовании, М., Отчет о НИР (промежуточный) 2011. — 232 с.
76. Khartov S.A., Nigmatzyanov V.V., Sitnikov S.A. The influence of coil geometry and shape of discharge chamber on RIT parameters // Proceedings of 5th Russian-German Conference on Electric Propulsion and Their Application. Dresden, Germany. 2014. P. 26.
77. Langmuir I., Mott-Smith H. Studies of Electric Discharges in Gases at Low Pressures // General Electric Review. 1924. No. 27. P. 449; 538; 616; 762; 810.
78. Langmuir I., Mott-Smith H.M. The Theory of Collectors in Gaseous Discharges // Physical Review, No. 28, October 1926. pp. 727-763.
79. Langmuir I. Oscillations in Ionized Gases // Proceedings of the National Academy of Science of US. 1928. Vol. 14. pp. 627-637.
80. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.
81. Шотт Л. Электрические зонды // В кн.: Методы исследования плазмы / ред. Лохте-Хольтгревен В. М.: МИР, 1971. С. 459-505.
82. Chen S.L., Sekiguchi T. Instantaneous Direct-Display System of Plasma Parameters by Means of Triple Probe // J. Appl. Phys., Vol. 36, No. 8, August 1965. pp. 2363-2375.
83. Chen F. Lecture Notes on Langmuir Probe Diagnostics // Mini-Course on Plasma Diagnostics, IEEE-ICOPS meeting. Jeju, Korea. 2003.

84. Oksuz L., Soberon F., Ellingboe A.R. Analysis of uncompensated Langmuir probe characteristics in radiofrequency discharges revisited // *J. Appl. Phys*, Vol. 99, 2006. pp. 1-5.
85. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
86. Annaratone V.M., Counsell G.F., Kawano H., Allen J.E. On the use of double probes in RF discharges // *Plasma Sources Sci. Technol.*, Vol. 1, May 1992. pp. 232-241.
87. Naz M.Y., Ghaffar A., Rehman N.U., Naseer S., Zakaullah M. Double and Triple Langmuir Probes Measurements in Inductively Coupled Nitrogen Plasma // *Progress In Electromagnetics Research*, No. 114, 2011. pp. 113-128.
88. Кожевников В.В., Хартов С.А. Исследование локальных параметров плазмы в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя малой мощности // *Известия Российской академии наук. Энергетика*. 2017. № 3. С. 13-20.
89. Kamitsuma M., Chen S.L., Chang J.S. The theory of the instantaneous triple-probe method for direct-display of plasma parameters in low-density collisionless plasmas // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1977. Vol. 10. No. 7. pp. 1065-1077.
90. Зикеев М.В. Разработка высокоэффективной газоразрядной камеры плазменно-ионного двигателя малой мощности (50-150 Вт): дис. ... канд. техн. наук. М. 2002. 168 с.
91. Ляхов А.А., Шкуркин В.В. Применение фильтров Савицкого-Голея для обработки вольтамперных характеристик зондов Ленгмюра // *Вестник Омского университета*. 2012. Т. 4. С. 72–76.
92. Rasmussen C.E., Williams C.K.I. *Gaussian Processes for Machine Learning*. Massachusetts: the MIT Press, 2006. 248 pp.
93. Tuszewski M., Tobin J.A. The accuracy of Langmuir probe ion density measurements in low frequency RF discharges // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1996. Vol. 5. pp. 640-647.

94. Kozhevnikov V., Khartov S., Suvorov M., Cherniy I. Plasma Local Parameters Measuring in the Low Power Radio-frequency Ion Thruster's Discharge Chamber // *Procedia Engineering*. 2017. Vol. 185. pp. 432-437.
95. Chen G., Raja L. Fluid Modeling of Electron Heating in Low-Pressure, High-Frequency Capacitively Coupled Plasma Discharges // *Journal of Applied Physics*. 2004. Vol. 96. No. 11. pp. 6073-6081.
96. Mikellides I., Katz I., Goebel D., Polk J. Hollow cathode theory and experiment. II. A two-dimensional theoretical model of the emitter region // *Journal of Applied Physics*. 2005. Vol. 98. No. 11. P. 113303.
97. Tonks L., Langmuir I. A General Theory of the Plasma of an Arc // *Physics Review*. 1929. Vol. 34. pp. 876-922.
98. Barati R. Parameter estimation of nonlinear Muskingum models using Nelder–Mead Simplex algorithm // *Journal of Hydrologic Engineering*. 2011. pp. 946-954.