

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

На правах рукописи



**ГОРДЕЕВ СВЯТОСЛАВ ВАЛЕРЬЕВИЧ**

**ГАЗОРАЗРЯДНАЯ КАМЕРА ПРЯМОТОЧНОГО  
ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ**

Специальность 2.5.15.

«Тепловые, электроракетные двигатели и энергоустановки  
летательных аппаратов»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель:  
доктор технических наук, профессор  
Хартов Сергей Анатольевич

Москва — 2022

## Оглавление

<b>Введение .....</b>	<b>4</b>
<b>Глава 1. Анализ современного состояния разработок в области прямоточных электроракетных двигателей.....</b>	<b>12</b>
1.1 Анализ существующих реактивных двигателей малой тяги.....	15
1.2 Концепция прямоточного ЭРД.....	29
1.3 Анализ мирового задела в области прямоточных ЭРД.....	33
<b>Глава 2. Физико-математическая модель прямоточного высокочастотного ионного двигателя.....</b>	<b>42</b>
2.1 Анализ существующих математических моделей ВЧИД.....	42
2.2 Физико-математическая модель прямоточного ВЧИД.....	44
2.2.1 Математическая модель кольцевых токов в плазме индуктивного ВЧ разряда.....	46
2.2.2 Модель расчета концентрации нейтральных атомов .....	53
2.2.3 Расчет концентрации ионов в высокочастотном индукционном разряде..	66
2.3 Поиск начальных приближений для математической модели.....	71
2.3.1 Расчет начальных приближений для однокомпонентного не диссоциирующего рабочего тела.....	71
2.3.2 Расчет начальных приближений для диссоциирующего рабочего тела ....	73
2.4 Отладка составных частей физико-математической модели .....	75
<b>Глава 3. Экспериментальное исследование высокочастотного ионного двигателя с прямоточной конфигурацией разрядной камеры.....</b>	<b>81</b>
3.1 Описание экспериментального стенда и используемого оборудования.....	82
3.2 Описание экспериментального образца.....	87

3.2 Результаты экспериментального исследования .....	90
<b>Глава 4. Верификация разработанной математической модели и анализ полученных данных .....</b>	<b>97</b>
4.1 Верификация разработанной математической модели с использованием опубликованных данных по ВЧИД .....	97
4.2 Верификация разработанной математической модели с использованием экспериментальных данных по ВЧИД с прямоточной конфигурацией разрядной камеры .....	105
4.3 Рекомендации и дальнейшие исследования .....	108
<b>Заключение .....</b>	<b>109</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений .....</b>	<b>111</b>
<b>Список литературы.....</b>	<b>113</b>

## Введение

### Актуальность темы исследования

На сегодняшний день одним из перспективных направлений развития космической техники является создание низкоорбитальных космических аппаратов (КА) дистанционного зондирования земли (ДЗЗ) [1], [2], [3], [4].

Характерные высоты круговых околоземных орбит для таких аппаратов составляют 300-700 км. Снижение высоты орбитального полета таких спутников до уровня 200-300 км позволило бы повысить эффективность работы целевой аппаратуры [5], [6], [7]. Однако, в данном диапазоне высот становится значительным воздействие на КА силы аэродинамического сопротивления, вызванной наличием газов верхних слоев атмосферы. Это воздействие может быть скомпенсировано бортовой корректирующей двигательной установкой (КДУ), которая может работать непрерывно, создавая тягу равную силе аэродинамического сопротивления, или включаться периодически, создавая усилие, превосходящее сопротивление верхних слоев атмосферы. При этом для обеспечения длительного срока активного существования (САС) низкоорбитального КА потребуется значительный запас рабочего тела (РТ) на борту при использовании традиционных для таких КДУ жидкостных ракетных двигателей. Применение для этих целей электроракетных двигателей (ЭРД) позволит увеличить массу полезной нагрузки за счет сокращения запасов РТ. Так известно, что использование ионного двигателя Т5 фирмы «QinetiQ» позволило обеспечить существование европейского исследовательского КА GOCE (Gravity Field and Steady-state Ocean Circulation Explorer) на орбитах 240-280 км в течение 4-х лет при запасе РТ – ксенона порядка 40 кг [8]

Для дальнейшего повышения срока активного существования КА на низкой орбите возможно использовать в качестве РТ для электроракетного двигателя (ЭРД) газы остаточной атмосферы, то есть перейти к концепции прямого электроракетного двигателя. Также возможен вариант добавления атмосферных

газов, к рабочему телу, запасенному на борту КА, для повышения длительности его САС.

В случае успешного решения задачи создания такого двигателя появляется возможность освоения низких околоземных орбит, а также перспективы повышения эффективности работы аппаратов ДЗЗ.

**Объектом исследования** является лабораторная модель высокочастотного ионного двигателя (ВЧИД) с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры, т.е. с возможностью истечения рабочего тела, как через ускорительную систему, так и через входной канал, моделирующий устройство забора атмосферных газов.

**Целью работы** является разработка научно технических основ проектирования газоразрядной камеры прямоточного высокочастотного ионного двигателя, работающей в условиях пониженных концентраций рабочего тела.

#### **Основные задачи работы:**

Для достижения заданной цели в рамках данной работы были решены следующие задачи:

- Разработана инженерная физико-математическая модель высокочастотного индукционного разряда, поддерживаемого в различных газах как одноатомных, так и диссоциирующих
- Спроектирована и изготовлена лабораторная модель ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры, с возможностью регулирования прозрачности входного канала устройства забора атмосферных газов.
- Проведены экспериментальные исследования режимов работы лабораторной модели.
- Верифицирована физико-математическая модель с использованием опубликованных ранее и полученных в настоящей работе экспериментальных данных.

- Выработаны рекомендации по проектированию газоразрядной камеры прямоточного ВЧИД.

### **Научная новизна**

- Разработана оригинальная двумерная осесимметричная физико-математическая модель процессов в газоразрядной камере прямоточного ВЧИД, потребляющая умеренное количество вычислительных ресурсов, и позволяющая, в то же время, анализировать изменения локальных параметров плазмы высокочастотного разряда.
  - Впервые показана принципиальная возможность удержания высокопотенциальной плазмы в объеме газоразрядной камеры прямоточной конфигурации.
  - Впервые получены экспериментальные зависимости потребляемой высокочастотной мощности от расхода рабочего тела для высокочастотного ионного двигателя с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры в условиях пониженной концентрации рабочего тела.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

- Создан лабораторный макет ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры.
  - Доказана принципиальная возможность работы ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной в условиях пониженной концентрации рабочего тела.
  - Разработана двумерная осесимметричная физико-математическая модель высокочастотного индукционного газового разряда в газоразрядной камере прямоточного ВЧИД.

## **Методология и методы исследований**

В работе применялись эмпирические и теоретические методики исследования. В ходе экспериментов применялись современные методы регистрации параметров рабочих режимов ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры. Физико-математическая расчетная модель построена на известных принципах физики плазмы газового разряда.

## **Положения, выносимые на защиту**

- Двумерная осесимметричная математическая модель высокочастотного индукционного газового разряда в газоразрядной камере прямоточного ВЧИД.
- Результаты экспериментального исследования работы ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры.
- Рекомендации по проектированию газоразрядной камеры прямоточного ВЧИД.

**Достоверность** полученных результатов и экспериментальных исследований обусловлена использованием современных методик измерений, сбора и обработки данных. Все исследования проводились на сертифицированном оборудовании. Полученные результаты согласуются с данными других исследователей. Результаты расчета верифицировались с использованием экспериментальных данных полученных как в данной работе, так и в работах других исследователей

## **Апробация**

Результаты исследований, описанных в данной работе, представлены в девяти статьях в рецензируемых научных изданиях. Результаты работы были доложены в рамках 18-ти российских и международных конференций: XLII, XLIII, XLIV, XLV, XLVI Академических чтений по космонавтике (Москва, 23 – 26 января 2018, 29 января-01 февраля 2019, 28-31 января 2020, 29 марта – 01

апреля 2021, 26-29 января 2022 ), Международной молодежной научной конференции «Гагаринские чтения – 2017, 2019, 2020, 2021, 2022» (Москва, 5 – 20 апреля 2017, 16-19 апреля 2019, 27 декабря 2019 – 17 апреля 2020, 20-23 апреля 2021), 16-ой, 17-ой, 18-ой, 19-ой, 20-ой Международных конференциях «Авиация и космонавтика» (Москва, 20 – 24 ноября 2017, 19-23 ноября 2018, 18-22 ноября 2019, 23-27 ноября 2020, 22-26 ноября 2021), IV-й научно-технической конференции молодых специалистов АО «ИСС» им. М.Ф. Решетнева, посвященной 60-ти летию запуска первого спутника Земли (Железногорск, 2017), научно-технической конференции «Иосифьяновские чтения-2017» (Истра, 2017), международной научной конференции «Актуальные проблемы прикладной математики, информатики и механики» (Воронеж, 11–13 ноября 2019 года).

#### **Публикации автора по теме диссертации**

1. Гордеев С. В., Канев С. В., Суворов М.О., Хартов С.А. Оценка параметров прямого высокочастотного ионного двигателя // Труды МАИ, № 96, 2017.
2. Gordeev S.V., Filatyev A.S., Khartov S.A., Popov G.A., Suvorov M.O. The concept of a ramjet electric propulsion for a low-orbit spacecraft // IAA/AAS SCITECH FORUM 2019 on Space Flight Mechanics and Space Structures and Materials, ADVANCES IN THE ASTRONAUTICAL SCIENCES, IAA-AAS-SciTech2019-027 AAS 19-967. 2019. Vol. 174. pp. 245-256.
3. Gordeev S.V., Kanev S.V., Khartov S.A., Popov G.A., Suvorov M.O. Electric propulsion system based on the air-breathing radio-frequency ion thruster using the upper atmosphere gases as propellant // Proc. of 69TH INTERNATIONAL ASTRONAUTICAL CONGRESS: INVOLVING EVERYONE IAC 2018, Paper ID: 42673. Bremen. 2018.
4. Gordeev S.V., Kanev S.V., Khartov S.A. Numerical mathematical model for computation of neutral particle density in the chamber of a radio-frequency ion thruster // IAA/AAS SCITECH FORUM 2019 on Space Flight Mechanics and Space Structures



and Materials, ADVANCES IN THE ASTRONAUTICAL SCIENCES, IAA-AAS-SciTech2019-028 AAS 19-968. 2019. Vol. 174. pp. 257-267.

5. Gordeev S.V., Kanev S.V., Khartov S.A. Numerical mathematical model for calculation ion density in the gas-discharge chamber of a radio-frequency ion thruster // JOURNAL OF PHYSICS: CONFERENCE SERIES Applied Mathematics, Computational Science and Mechanics: Current Problems, doi: 10.1088/1742-6596/1479/1/012057. 2020.

6. Akhmetzhanov R.V., Gordeev S.V., Kanev S.V., Melnikov A.V., Khartov S.A. Estimation of parameters of radio-frequency ion injector with an additional magnetostatic field // Acta Astronautica, ISSN 0094-5765, <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.10.044>. 2021.

7. Gordeev S.V., Kanev S.V., Melnikov A.V., Nazarenko I.P., Khartov S.A. Modeling of Processes in Plasma of Radio-Frequency Ion Injector with an Antenna Placed inside the Volume of Discharge Chamber // Aerospace 2021, 8, 209. <https://doi.org/10.3390/aerospace8080209>.

8. Гордеев С.В., Канев С.В., Мельников А.В., Назаренко И.П., Хартов С.А. Исследование высокочастотного ионного двигателя с прямоочной конфигурацией газоразрядной камеры // Инженерный журнал: наука и инновации, 2022, вып. 5. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2022-5-2179>

9. Гордеев С.В., Мельников А.В., Хартов С.А. Экспериментальное исследование высокочастотного ионного двигателя с имитацией работы разрядной камеры в прямоочном режиме // Тепловые процессы в технике. Октябрь 2022. Т. 14. № 10.

#### **Личный вклад автора**

При непосредственном участии автора:

- разработана инженерная физико-математическая модель высокочастотного индукционного разряда, поддерживаемого в различных газах, и проведена её верификация с использованием экспериментальных данных

- разработана и изготовлена лабораторная модель ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры, с возможностью регулировки прозрачности входного канала устройства забора атмосферных газов, для исследования различных режимов работы модели.
- проведены экспериментальные исследования лабораторной модели с использованием азота в качестве рабочего тела.
- Выработаны рекомендации по проектированию газоразрядной камеры прямоточного ВЧИД.

### **Структура и объем работы**

Диссертация изложена на 127 страницах машинописного текста, включает в себя 104 рисунка, 3 таблицы, а также список литературы, содержащий 127 наименований. Работа разделена на введение, 4 главы содержательной части, заключение, список сокращений и условных обозначений, список литературы.

### **Краткое содержание работы**

- **Во введении** обоснована актуальность темы, определен объект исследования, сформулированы цель и задачи исследования, отражены научная новизна, практическая значимость, приведены научные положения, выносимые на защиту.
- **В первой главе** обсуждается применение ЭРД для поддержания орбиты аппаратов на низкой орбите. Приведены сведения о возможности использования остаточной атмосферной среды в качестве РТ двигателя. Рассмотрены различные схемы ЭРД с точки зрения их использования по прямоточной схеме. Рассмотрена концепция прямоточного ЭРД, и его составные части. Обосновано использование схемы высокочастотного ионного двигателя в качестве тягового узла прямоточного ЭРД.
- **Вторая глава** посвящена физико-математической модели прямоточного ВЧИД. Описаны основные допущения и подходы к моделированию и

получены основные расчетные соотношения и методики, а также приведены результаты отладки составных частей математической модели с использованием аналитических решений, полученных для упрощенных геометрических случаев.

- **В третьей главе** приводится описание экспериментального исследования ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры. Приведены схемы испытательных стендов, даны характеристики измерительных приборов. Описана разработанная лабораторная модель ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры. Приведены результаты экспериментальных исследований образца.
- **Четвертая глава** содержит сведения о верификации разработанной физико-математической модели с использованием опубликованных экспериментальных данных, полученных другими авторами, а также с использованием данных, полученных автором настоящей работы. Кроме того, приведен анализ характеристик ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры.
- **Заключение** содержит основные результаты и выводы по работе.

## Глава 1. Анализ современного состояния разработок в области прямоточных электроракетных двигателей

В случае снижения высоты орбиты космических аппаратов дистанционного зондирования Земли возможно повысить эффективность работы их целевой аппаратуры. Однако, при снижении высоты орбиты возникает необходимость компенсации силы аэродинамического сопротивления. В случае отсутствия корректирующей двигательной установки на борту КА срок активного существования (САС) существенно сокращается. На рисунке 1.1 представлена зависимость САС низкоорбитального КА от высоты орбиты [9] при отсутствии на борту двигательной установки.

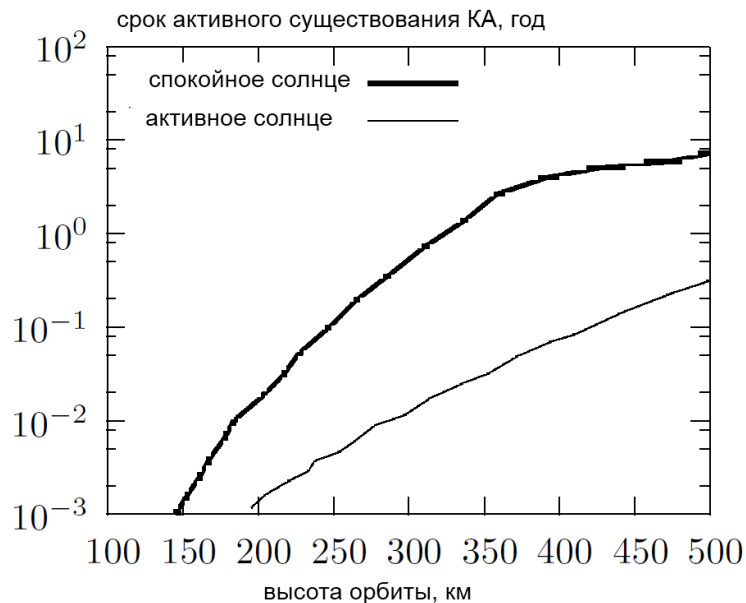


Рисунок 1.1 – Время существования аппарата без двигательной установки в зависимости от высоты орбиты [9].

При использовании двигательной установки САС будет ограничен запасом рабочего тела на борту низкоорбитального КА.

Решением может стать использование в качестве рабочего тела для двигателя газов остаточной атмосферы, то есть переход к концепции прямоточного электроракетного двигателя.

Для реализации прямоточного электроракетного двигателя необходимо определить уровень требуемой силы тяги, которая определяется силой аэродинамического сопротивления атмосферы. Сила сопротивления в свою очередь определяется концентрацией частиц на заданной высоте орбиты, а также формой и размерами КА. Кроме того, от параметров орбиты зависит и расход рабочего тела, который возможно подавать на вход в двигатель.

По результатам исследований, проведенных Европейским космическим агентством, был сделан вывод о целесообразности использования прямоточных ЭРД на орбитах ниже 250 км [5]. Для орбит выше 250 км целесообразно для компенсации силы аэродинамического сопротивления использовать ЭРД, работающие с использованием запасенного на борту рабочего тела. При этом для орбит ниже 160 км наблюдается значительный рост силы аэродинамического сопротивления и при использовании в качестве источника энергии солнечных батарей реализация прямоточного ЭРД также неосуществима.

Рассмотрим известные модели верхних слоев атмосферы Земли [10]. Известно, что концентрация и состав частиц в атмосфере существенно изменяются в зависимости от солнечной и геомагнитной активности. Кроме того, существуют суточные и годовые периодические изменения свойств атмосферы. Тем не менее, известны модели атмосферы, основанные на большом количестве наблюдений. Одной из наиболее проработанных на сегодняшний день является модель атмосферы НАСА NRLMSISE-00 (NRL – Naval Research Laboratory, MSIS – mass spectrometer and incoherent scatter radar) [11], [12]. На рисунке 1.2 представлена зависимость концентраций частиц от высоты при среднем уровне солнечной и геомагнитной активности полученных на основе данной модели.

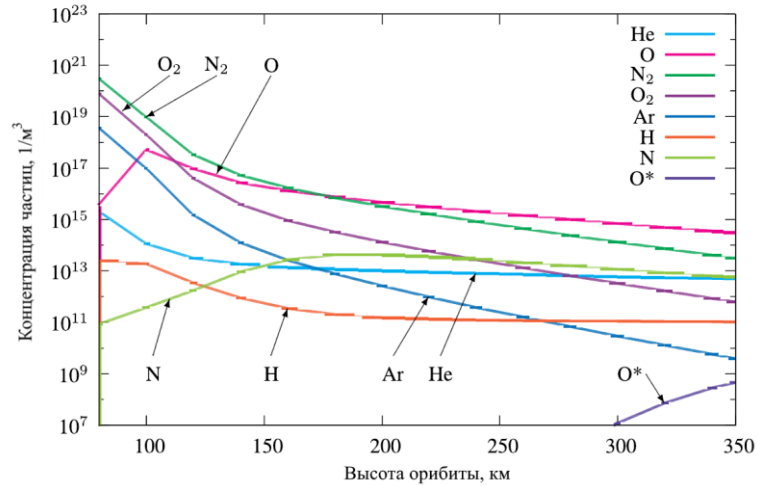
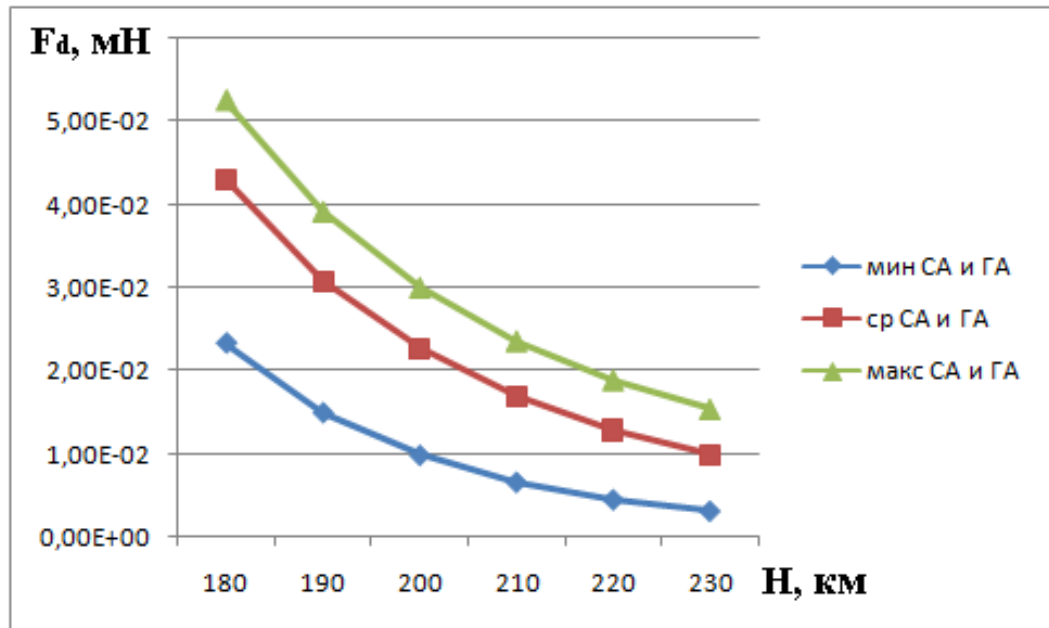


Рисунок 1.2– Зависимость концентраций компонентов атмосферы от высоты орбиты (атмосферная модель NRLMSISE-00) [11], [12]

Как видно из рисунка 1.2, наибольшую концентрацию на высотах около 200 км имеют атомарный кислород и молекулярный азот, поэтому данные газы рассматриваются в качестве потенциального рабочего тела для прямоточного ЭРД. В настоящей работе исследования проводились при использовании азота в качестве рабочего тела.

С увеличением концентрации частиц возрастает сила аэродинамического сопротивления, воздействующая на КА, и, как следствие необходимая тяга двигателя. На рисунке 1.3 представлена зависимость силы аэродинамического сопротивления от высоты для КА площадью миделевого сечения  $1 \text{ м}^2$  при различных уровнях солнечной и геомагнитной активности [12], [13]



(СА – солнечная активность; ГА – геомагнитная активность)

Рисунок 1.3 – Зависимость силы аэродинамического торможения от высоты для КА с миделем  $1 \text{ м}^2$  [12], [13]

Как видно из рисунка 1.3 требуемый средний уровень тяги на высотах 200-230 км составляет от единиц до десятков мН.

Рассмотрим различные виды реактивных двигателей с позиции возможности их реализации в прямоточном исполнении

### 1.1 Анализ существующих реактивных двигателей малой тяги

Большинство космических аппаратов используют для управления движением реактивные двигатели. Для работы таких двигателей требуется энергия и рабочее тело. В зависимости от вида используемой энергии различают химические ракетные двигатели, электрические ракетные двигатели и ядерные ракетные двигатели, а также газодинамические сопла.

В химических ракетных двигателях для ускорения рабочего тела используется энергия, запасенная в химических связях этого рабочего тела. Это вносит ограничение на скорость истечения рабочего тела, и, таким образом, на эффективность его использования. Такие двигатели обладают удельным

импульсом в тысячи метров в секунду [14] [15]. В зависимости от агрегатного состояния, в котором хранится рабочее тело, различают жидкостные ракетные двигатели, ракетные двигатели твердого топлива и гибридные ракетные двигатели.

В ядерных ракетных двигателях энергия ядерной реакции переходит в тепловую и, затем, передается рабочему телу и преобразуется в кинетическую энергию струи. Такие двигатели обладают удельным импульсом около 8000-10000 м/с и тягой на уровне десятков кН. [16]. Однако использование таких двигателей на орбитах ниже 800 км ограничено в связи с их радиационной опасностью.

В электроракетных двигателях источник энергии отделен от рабочего тела, что снимает ограничение на скорость истечения рабочего тела. Такие двигатели обладают удельным импульсом до десятков тысяч метров в секунду. Но при возрастании скорости истечения требуется подведение большей мощности, что приводит к увеличению массы энергоустановки космического аппарата. Поэтому особенностью электроракетных двигателей является относительно малая тяга. Такие двигатели широко используются для задач стабилизации, довыведения, изменения орбиты и компенсации аэродинамического торможения космических аппаратов.

Источник энергии в ЭРД может быть любым (солнечным, химическим или ядерным). На сегодняшний день разработано значительное количество видов ЭРД. Они различаются между собой по виду энергии, передаваемой рабочему телу для его ускорения и по виду самого рабочего тела. Наиболее распространенная классификация электроракетных двигателей – по принципу используемого в них механизма ускорения РТ.

Существующие в настоящий момент реактивные двигатели малой тяги приведены в таблице 1.1.



Таблица 1.1 – Реактивные двигатели малой тяги

	<b>Физический принцип ускорения РТ</b>	<b>Вид реактивного двигателя малой тяги</b>	<b>Примечания</b>
1	Тепловой (газодинамический) механизм ускорения	Газовые сопла	
2		Термокаталитические двигатели	
3		Электротермические двигатели	
4		Электродуговые двигатели	
5		Двигатели с магнитным соплом (Геликоновые ЭРД и VASIMR);	
6		Импульсные плазменные двигатели	
7	Электромагнитный механизм ускорения	Сильноточные двигатели с собственным магнитным полем	
8		Сильноточные двигатели с внешним магнитным полем	
9	Электростатический механизм ускорения	Ионные двигатели постоянного тока	Сеточные ЭРД
10		Высокочастотные ионные двигатели	
11		Сверхвысокочастотные ионные двигатели	
12		Двигатели с полевой эмиссией (Field Emission Electric Propulsion, FEED)	

## Продолжение таблицы 1.1

13		Коллоидные двигатели	
14		Стационарные плазменные двигатели	Холловские ЭРД
15		Двигатели с анодным слоем	
16		Многоступенчатые плазменные холловские двигатели (HEMP-Thrusters)	

Рассмотрим некоторые из приведенных двигателей с позиции их использования по прямоточной схеме.

В электронагревных двигателях (ЭНД) рабочее тело сначала разогревается от контакта с металлическим проводником, через который протекает электрический ток, а затем ускоряется в сопле (рисунок 1.4). Так как энергия к РТ проводится независимо от его вида, в таких двигателях оно может быть любым [17]. Однако давление в канале таких двигателей также должно быть значительным (на уровне 1 атмосферы), что обуславливает трудности при их реализации в прямоточном варианте.

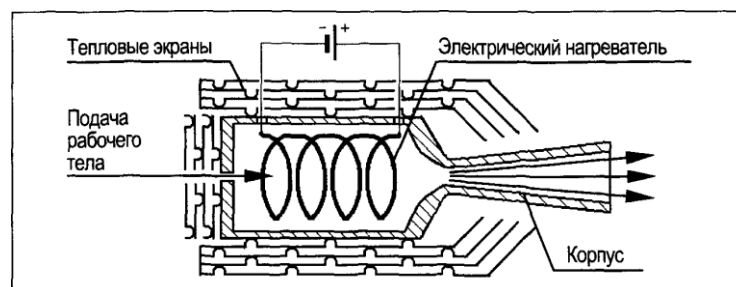


Рисунок 1.4 – Принципиальная схема ЭНД [18].

Для повышения температуры и, как следствие, скорости истечения рабочего тела в электродуговых двигателях (ЭДД) вместо металлического проводника (как в ЭНД) для разогрева рабочего тела используется электрическая дуга. При этом

возникает необходимость в качестве конструкционных материалов, контактирующих с электрической дугой, использовать тугоплавкие металлы. Данные двигатели обладают относительно простой конструкцией и более эффективны, чем ЭНД. При работе ЭДД между центральным катодом и кольцевым анодом, который также является соплом двигателя, поддерживается дуговой разряд (рисунок 1.5). РТ, подаваемое в пространство между катодом и анодом, разогревается электрической дугой до высоких температур. Затем, разогретое рабочее тело ускоряется в сопле-аноде и создает тягу двигателя [19]. На уровне лабораторных образцов в Германии были созданы ЭДД мощностью на уровне 100 кВт [20], но в настоящее время существует интерес к электродуговым двигателям малой мощности, для микро- и наноспутников [21], [22] [23].

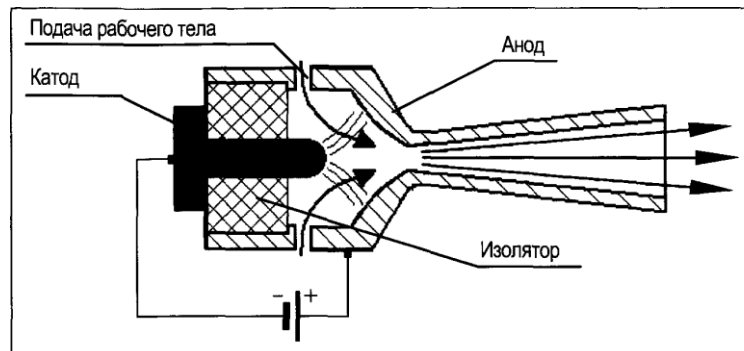


Рисунок 1.5 – Принципиальная схема ЭДД [19].

Данные двигатели также работают при относительно высоком давлении, что затрудняет их использование по прямоточной схеме.

В двигателях с магнитным соплом плазма удерживается в магнитном поле, разогревается электромагнитной волной и затем ускоряется магнитном сопле. Принципиальная схема такого двигателя приведена на рисунке 1.6. При этом в отличие от других двигателей с тепловым механизмом ускорения, в данном двигателе исключен контакт разогретого рабочего тела со стенками рабочей камеры, поэтому возможно разогреть плазму до высоких температур. Двигатель конструктивно состоит из двух ступеней: в первой генерируется плазма, во второй происходит её разогрев. Разработка таких двигателей ведется в США (VASIMR) [24], [25]. Поскольку такие двигатели обладают относительно высоким

уровнем потребляемой мощности, их использование предполагается для дальних космических перелетов. Для электропитания таких двигателей планируется использование ядерной энергоустановки. Реализация двигателя типа VASIMR по прямоточной схеме возможна только в атмосфере других планет.

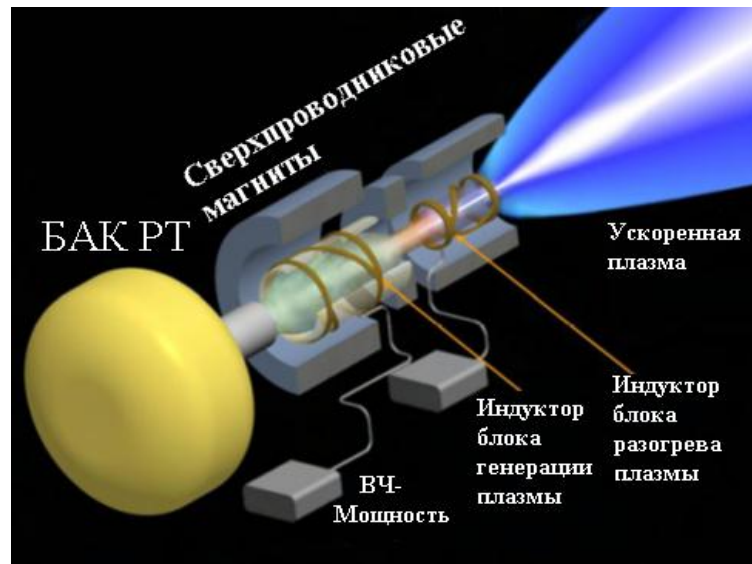


Рисунок 1.6 – Принципиальная схема ЭРД с магнитным соплом типа VASIMR [24]

Принципиальная схема сильноточных двигателей с собственным магнитным полем похожа на схему ЭДД: центральный катод, кольцевой анод и изолятор между ними. Рабочее тело подается в зазор между катодом и анодом и, частично через катод. При работе двигателя поддерживается разряд между катодом и анодом (рисунок 1.7). При малых токах работа двигателя аналогична работе ЭДД – преобладает газодинамический механизм ускорения РТ. При возрастании тока до величины  $\approx 10^3$  А значительной становится роль электромагнитного механизма ускорения РТ [26]. Ток протекающий между анодом и катодом взаимодействует с собственным магнитным полем и возникает сила Ампера, способствующая ускорению РТ по направлению от двигателя. При этом удельный импульс составляет десятки тысяч м/с. Такие двигатели обладают приемлемым КПД при потребляемой мощности  $> 300$  кВт, поэтому в космосе не используются [19].

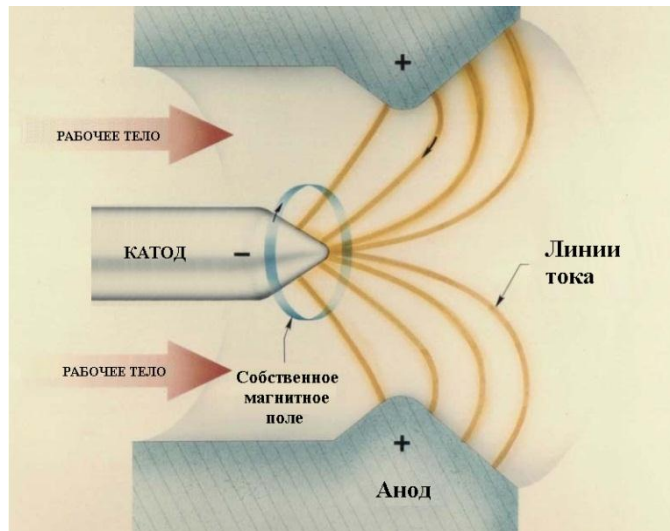


Рисунок 1.7 – Принципиальная схема сильноточного двигателя с собственным магнитным полем

Конструкция сильноточных двигателей с внешним магнитным полем (магнитоплазодинамических двигателей, МПД) аналогична конструкции сильноточных двигателей с собственным магнитным полем, но в состав двигателя, кроме того, входит катушка, создающая внешнее по отношению к плазме магнитное поле в области ускорения РТ (рисунок 1.8). Это позволяет добиваться относительно эффективного ускорения РТ при существенно меньших мощностях и токах плазмы. Такие двигатели эффективно работают при мощностях на уровне десятков кВт, в частности они испытаны в лабораторных условиях в диапазоне мощностей 20-500 кВт в Германии, США и России [19], но поскольку их потребляемая мощность не соответствует современному уровню космической энергетики они не нашли применение в космосе.

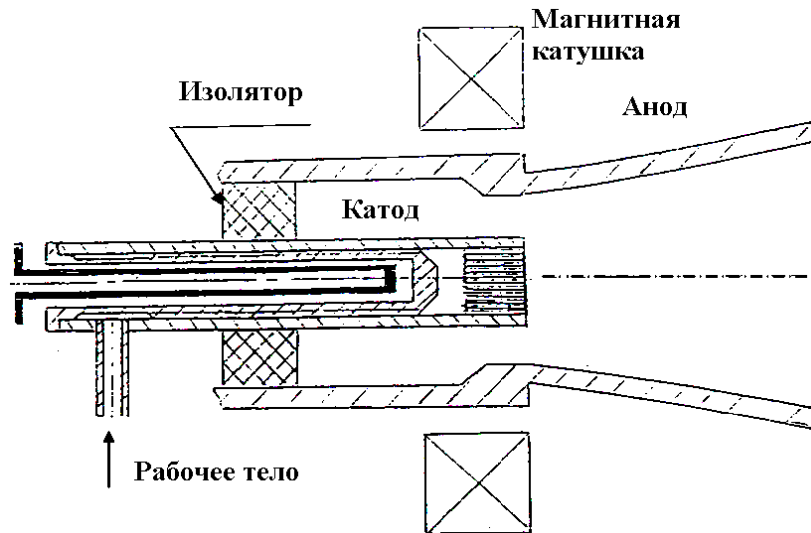


Рисунок 1.8 – Принципиальная схема МПД с дополнительным магнитным полем

В импульсных плазменных двигателях (ИПД) энергия подводится к рабочему телу импульсами после накопления в конденсаторах. В результате электростатического пробоя и последующего испарения или абляции рабочего тела и ускорения образовавшихся заряженных частиц между электродами возникает электрический ток. Этот ток взаимодействует с магнитным полем и, в результате рабочее тело ускоряется до значительных среднemasсовых скоростей (более 10000 м/с) [27]. В таких двигателях присутствует также газодинамический механизм ускорения рабочего тела. Наиболее широкое распространение получили импульсные двигатели с твердым рабочим телом, в качестве которого используется фторопласт-4 – абляционные импульсные плазменные двигатели (АИПД) [28] [29] [30].

Возможна реализация импульсных двигателей с жидкостным и газообразным рабочим телом. Кроме того, мощность в ИПД линейно зависит от частоты срабатывания двигателя [31]. Принципиально возможно их использование в прямоточном режиме, но при этом придется повышать давление забираемого из атмосферы рабочего тела.

Основная конструктивная особенность ионных двигателей – наличие системы электростатического ускорения положительно заряженных ионов,

которая представляет собой две или три перфорированных металлических пластины, расположенных близко, но гальванически изолированных друг от друга (так называемая ионно-оптическая система). К первой пластине подводится положительный потенциал, ко второй – отрицательный, третья – находится под потенциалом корпуса космического аппарата. Ионы РТ ускоряются разностью потенциалов между эмиссионным и ускоряющим электродами, пролетая сквозь отверстия в электродах. Существуют конструкции ионно-оптических систем (ИОС) со щелевыми отверстиями, а также так называемые струнные ИОС. В ионных двигателях с разрядом постоянного тока (ИДПТ) ионы, ускоряемые в ИОС, образуются в объемном газовом разряде постоянного тока из атомов рабочего тела (ионизация электронным ударом). Двигатель конструктивно состоит из газоразрядной камеры, ионно-оптической системы и катода-нейтрализатора, который служит источником электронов для компенсации заряда, уносимого ускоренными ионами рабочего тела (рисунок 1.9). Газоразрядная камера (ГРК) включает в себя катод, через который подается рабочее тело, и кольцевой анод, защищенный от выпадения на него электронов постоянным магнитным полем. Катод и металлические стенки ГРК находятся под потенциалом эмиссионного электрода (ЭЭ), а анод имеет более положительный потенциал, чем ЭЭ на  $\approx 20$  В. Таким образом, в ГРК ИДПТ организуется так называемая схема ионизации рабочего тела с осциллирующими электронами: электроны вылетают из катода, летят в сторону анода, улавливаются магнитным полем, пролетают мимо анода по инерции и затем летят обратно в сторону катода, под действием силы кулона со стороны анода. Работоспособность ИДПТ в космосе была показана в СССР и в США еще в 60-х – 70-х годах XX века [32], [33]. В настоящее время такие двигатели разрабатываются в США, в Англии, в Японии и в России [34], [35], [36], [37]. Удельный импульс эксплуатируемых ионных двигателей составляет 30000-80000 м/с. Потребляемая мощность составляет от десятков Вт до сотен кВт. Тяга – от долей до сотен мН. КПД наиболее отработанных ИДПТ составляет  $\approx 0,7$ . Цена ионизации составляет 200-

250 Вт/А [19]. На рисунке 1.10 представлен внешний вид лабораторной модели ИД-50 разработки Государственного Научного Центра Российской Федерации – Федеральное Государственное Унитарное Предприятие “Исследовательский Центр Имени М.В. Келдыша” [18].

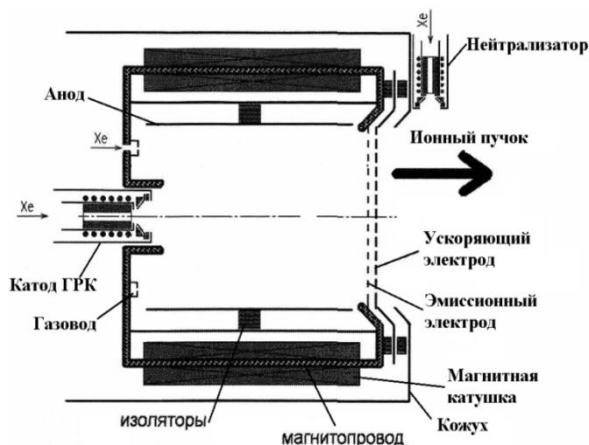


Рисунок 1.9 – Принципиальная схема ИДПТ [19]

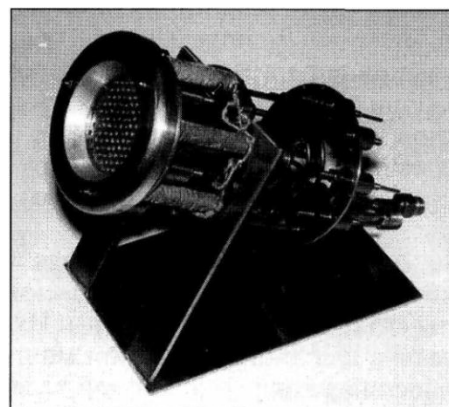


Рисунок 1.10 – Внешний вид лабораторной модели двигателя ИД-50, разработки ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша» [19]

Использование ИДПТ по прямоточной схеме затруднено в связи с отсутствием на сегодняшний день катодов, сохраняющих работоспособность при работе на коррозионно-активном рабочем теле.

Высокочастотные ионные двигатели (ВЧИД) отличаются от ИДПТ устройством газоразрядной камеры. ГРК ВЧИД представляет собой пристыкованный к ИОС объем, выполненный из диэлектрика, вокруг которого намотан индуктор (рисунок 1.11). По индуктору при работе двигателя протекает ток высокой частоты. Внутри ГРК нет катода, для запуска двигателя в камеру подается расход рабочего тела и включается катод-нейтрализатор. Часть электронов из катода-нейтрализатора попадает в объем камеры, и ускоряется вихревым электрическим полем, которое возникает при изменении магнитного поля в соответствии с законом Максвелла. Переменное магнитное поле в свою очередь порождается переменным током в индукторе. Ускоренные электроны



соударяются с атомами рабочего тела и ионизуют их. Часть образовавшихся ионов попадают в ионно-оптическую систему и ускоряются, создавая тягу двигателя. В таких двигателях затраты мощности на получение тока ионов выше, чем в ИДПТ, поскольку стенки не защищены магнитным полем от выпадения заряженных частиц. Преимуществом ВЧИД по отношению к ИДПТ является более простая конструкция, а также отсутствие в камере конструктивно сложного теплонагруженного элемента – катода. Разработка этих двигателей началась в Германии в 60-х годах XX века [38]. В настоящее время такие двигатели разрабатываются в Германии и в России [39], [40], [41]. Цена ионизации в ВЧИД составляют 300-350 Вт/А, что на 30-40% хуже, чем у ИДПТ [19].

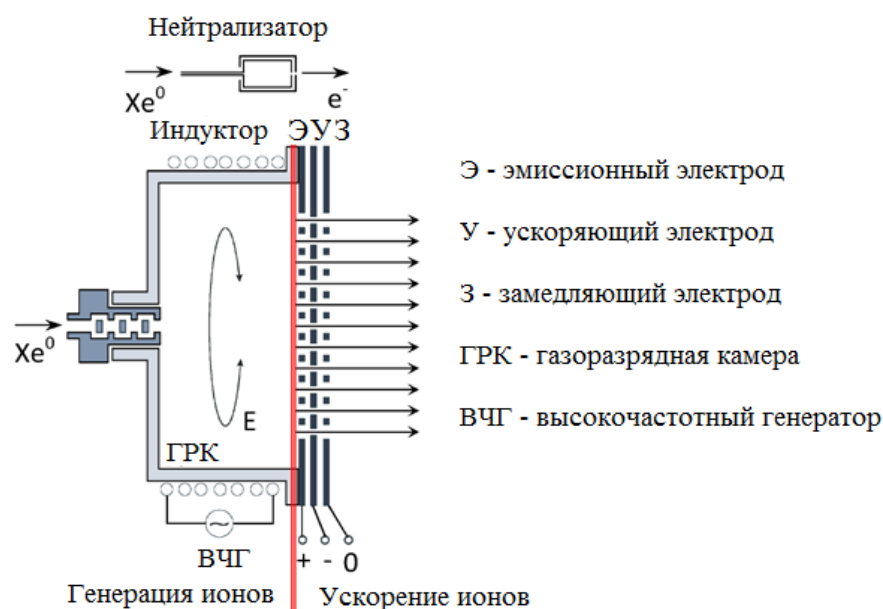


Рисунок 1.11 – Принципиальная схема ВЧИД

Принципиально возможна реализация прямоточного ВЧИД, поскольку индукционный высокочастотный разряд может поддерживаться при любом газообразном рабочем теле [42].

В сверхвысокочастотных ионных двигателях (СВЧИД) ионизация рабочего тела происходит в СВЧ разряде. Электроны удерживаются в объеме газоразрядной камеры магнитным полем и ускоряются СВЧ полем (рисунок 1.12). При этом частоту волны и конфигурацию магнитного поля подбирают так, чтобы добиться условия электронно-циклотронного резонанса, при котором передача

энергии электронам от волны наиболее эффективна. Электроны соударяются с атомами и ионизуют их. Образовавшиеся ионы ускоряются в ионно-оптической системе. Такие двигатели разрабатываются в Японии [43]. Цена иона в таких двигателях также существенно выше, чем в ИДПТ, но в их конструкции также отсутствует катод основного разряда, что говорит об их большей потенциальной надежности и о потенциальной возможности реализации на их основе прямоточного ЭРД.

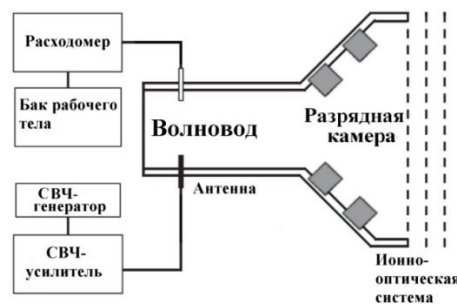


Рисунок 1.12 – Принципиальная схема СВЧИД [44]

Ионные двигатели работают при концентрациях частиц в камере близких к уровню, который возможно получить в условиях полета на низкой околоземной орбите. Однако реализация прямоточного ионного двигателя с ионизацией в разряде постоянного тока практически трудноосуществима, поскольку катод газоразрядной камеры не сохраняет работоспособность в коррозионно-активной среде, поэтому более перспективной представляется реализация прямоточного ЭРД на базе ВЧИД или СВЧИД.

В стационарных плазменных двигателях (СПД) ионы рабочего тела ускоряются электрическим полем, создаваемым облаком электронов, дрейфующих в магнитном поле по квазизамкнутым траекториям. Рабочее тело подается через кольцевой металлический анод, располагающийся на дне кольцевого канала, выполненного из изоляционного материала (керамики) (рисунок 1.13). Анод находится под положительным потенциалом. На выходе из канала создается магнитное поле. За срезом двигателя располагается катод-компенсатор, который находится под отрицательным потенциалом и служит источником электронов. Обычно используются газоразрядные полые катоды,

через которые подается небольшой расход рабочего тела. Электроны из катода-компенсатора летят в сторону анода, захватываются магнитным полем и совершают дрейфовое движение в азимутальном направлении в плоскости, параллельной плоскости среза канала. Таким образом, в области максимума магнитного поля возникает максимум напряжённости электрического поля, ускоряющего ионы. При соударениях с атомами электроны перемещаются в сторону анода, а атомы ионизируются. Образовавшиеся ионы ускоряются электрическим полем и вылетают из канала, создавая тягу. Протяженность зоны ускорения в СПД существенно превышает ларморовский радиус [45], [46]. Уровень тяги в СПД составляет десятки – сотни мН в зависимости от типоразмера [19], [47], [48]. На рисунке 1.14 представлен внешний вид двигателя СПД-100 производства ОКБ «Факел».

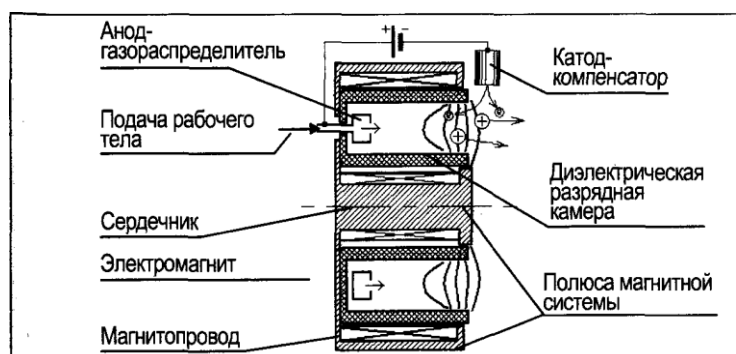


Рисунок 1.13 – Принципиальная схема СПД [18]

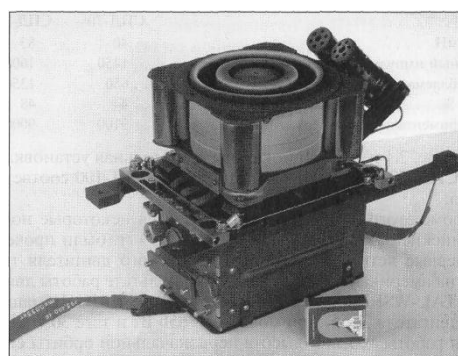


Рисунок 1.14 – Внешний вид двигателя СПД-100 производства ОКБ «Факел» [18]

Данные двигатели возможно использовать по прямоточной схеме, в случае, если катод-компенсатор будет работать с использованием инертных газов.

Конструкция двигателей с анодным слоем (ДАС) близка к СПД, но здесь используется кольцевой канал, выполненный из проводящего материала (рисунок 1.15). По этой причине протяженность зоны ускорения ионов в ДАС существенно меньше, чем в СПД и составляет величину порядка ларморовского радиуса. ДАС близки к СПД по характеристикам, но они менее отработаны, чем СПД. В

настоящий момент разработаны двухступенчатые ДАС, которые обладают удельным импульсом в 2-3 раза выше, чем у СПД. В первой ступени преимущественно реализуется ионизация РТ в разряде между анодом и катодом первой ступени, а во второй – ускорение. [18]. На рисунке 1.16 представлен внешний вид ДАС TAL-WSF, созданного в ЦНИИмаш на базе двигателя Д-55 и испытанного на американском аппарате STEX [18].

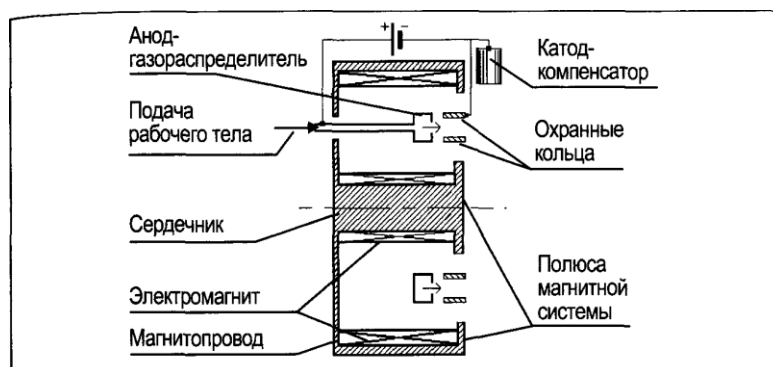


Рисунок 1.15 – Принципиальная схема ДАС [18]



Рисунок 1.16 –  
Двигатель с анодным  
слоем TAL-WSF/Д-55  
[18]

На основе ДАС также возможна реализация прямоточного ЭРД.

Принципиальная схема многоступенчатых плазменных холловских двигателей (НЕМР-Thrusters) включает в себя цилиндрический диэлектрический канал, на дне которого располагается анод, находящийся под положительным потенциалом. За срезом канала располагается катод-компенсатор. Рабочее тело подается в канал через анод и частично в катод-компенсатор для поддержания разряда в нем. Снаружи канала последовательно располагаются кольцевые магниты, создающие ряд областей с сильным магнитным полем в канале (рисунок 1.17). Электроны направляются к аноду и улавливаются магнитным полем. В результате в канале создается градиент электрического потенциала вдоль его оси. Электроны, как и в других холловских двигателях, совершают дрейфовое движение в условиях скрещенных электрического и магнитного полей. Движущиеся со скоростью дрейфа электроны ионизируют атомы рабочего тела в

канале, а образовавшиеся ионы ускоряются электрическим полем и вылетают из канала, создавая тягу. Эти двигатели исследуются в Германии с конца 90-х годов прошлого века [49], [50].

На основе такого двигателя также возможно создание прямоточного ЭРД

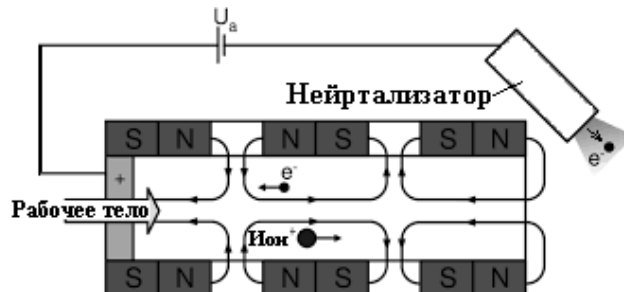


Рисунок 1.17 – Принципиальная схема холловского многоступенчатого плазменного двигателя [49]

Из проведенного обзора видно, что электростатические двигатели с ионизацией в объемном газовом разряде и холловские ЭРД наилучшим образом подходят для реализации на их основе прямоточного электроракетного двигателя. При этом реализация прямоточного ЭРД на основе ионного двигателя с разрядом постоянного тока сопряжена с серьезными трудностями, связанными с обеспечением работоспособности катода газоразрядной камеры на коррозионно-активных газах. Таким образом, возможна реализация прямоточного ЭРД на основе ВЧИД, СВЧИД, а также на основе холловских ЭРД.

## 1.2 Концепция прямоточного ЭРД

Прямоточный электрореактивный двигатель должен включать: устройство забора газов, область термализации потока (выравнивания распределения частиц по направлению скоростей) - термализатор и тяговый узел (Рисунок 1.18 [51]).

Устройство забора газов предназначено для приема набегающего потока частиц атмосферы и должно в условиях свободномолекулярного течения, снижать обратные потоки частиц из полости накопителя.

Накопитель – это камера, в которой происходит накопление частиц и их торможение до тепловых скоростей.

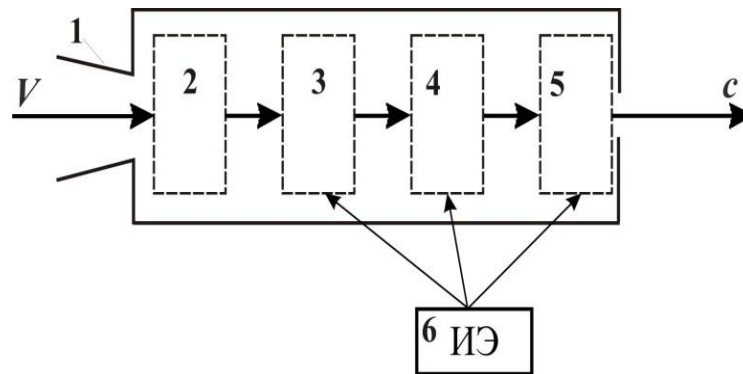


Рисунок 1.18 – Принципиальная схема прямоточного электрореактивного двигателя (1 – устройство забора газов, 2 – термолизатор, 3 – область ионизации рабочего тела, 4 – область ускорения рабочего тела, 5 – область нейтрализации, 6 – источник энергии (ИЭ), с – реактивная струя)

В качестве тягового узла двигателя рассматривается схема высокочастотного ионного двигателя, позволяющая получать высокоскоростные потоки ионов химически активных газов. Высокочастотный ионный двигатель содержит газоразрядную камеру, с обернутым вокруг неё индуктором и ионно-оптическую систему. При использовании данной схемы в прямоточном высокочастотном ионном двигателе рабочим телом является смесь азота и кислорода.

Для уменьшения потоков заряженных частиц из разрядной камеры в накопитель и для предотвращения «вываливания» плазмы в объем накопителя необходимо расположить на стыке разрядной камеры и накопителя разделительный узел. В качестве данного узла можно использовать специальную сетку с определенным размером ячейки. Данное решение также позволяет повысить концентрацию нейтральных атомов в разрядной камере следующим образом. Ионы, вылетающие из плазмы в сторону стенок, ускоряются до скоростей примерно на порядок больше, чем средняя скорость теплового движения нейтральных атомов [52]:

Попадая на сетку, они нейтрализуются и частично отражаются в обратную сторону в виде нейтральных атомов и уже с тепловой средней скоростью. Но

поскольку полный поток частиц сохраняется, при понижении средней скорости происходит пропорциональное повышение концентрации этих частиц, и полная концентрация нейтральных атомов в камере существенно повышается.

Устройство забора атмосферных газов служит для сбора частиц для последующей подачи их в двигатель. Оно должно минимизировать обратные потоки частиц и способствовать повышению их концентрации для поддержания высокочастотного разряда в камере двигателя.

Орбитальная скорость космического аппарата на орбите высотой около 200 км составляет  $\sim 7,8$  км/с. Средняя скорость теплового движения атомов на высоте около 200 км составляет около 900 м/с. Входной канал в виде трубы позволяет собрать большую часть частиц набегающего потока в случае зеркально-диффузной схемы отражения от стенки. При этом та же самая форма канала способствует уменьшению обратных потоков частиц из накопителя, так как эти частицы имеют равномерное распределение по направлениям скоростей и диффузно отражаются от стенок. Поскольку для свободномолекулярных течений работают законы подобия, целесообразен переход к сотовой конструкции устройства забора газов (при сохранении соотношения поперечного размера и длины канала). При этом каждый канал будет пропускать направленный поток частиц и препятствовать обратному вылету частиц из накопителя (рисунок 1.19). Такое решение позволяет:

- сократить габариты и массу заборного устройства (в отличие от одного канала);

- использовать для сбора набегающего потока всю площадь поперечного сечения аппарата (в отличие от щелевой схемы устройства забора газов);

- разместить боковые поверхности аппарата за устройством забора газа, сократив их вклад в аэродинамическое сопротивление аппарата.

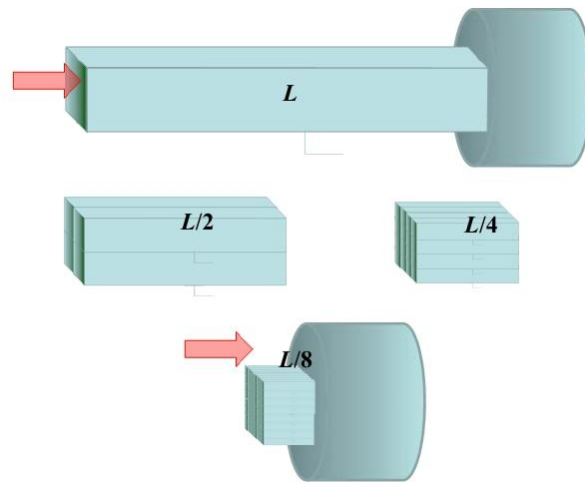


Рисунок 1.19 – Подобные геометрии каналов устройства забора газов [53]

Накопитель представляет собой объем, расположенный между устройством забора газов и разрядной камерой. В нем происходит торможение частиц потока до тепловых скоростей. Далее частицы рабочего тела попадают в разрядную камеру, где ионизируются в высокочастотном разряде и, затем, часть из них попадает в ионно-оптическую систему, где ускоряется, создавая тягу.

Варианты конструктивного исполнения макета прямогочного ВЧИД представлены на рисунке 1.20 и на рисунке 1.21.

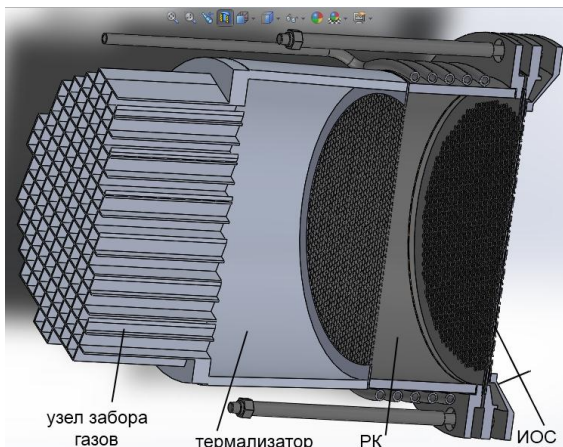


Рисунок 1.20 – Схема прямогочного ЭРД (квадратное сечение канала УЗАГ) [54].



Рисунок 1.21 – Макет прямогочного ЭРД, созданный в рамках выполнения проекта RFMEFI57714X0101 (гексагональное сечение канала УЗАГ). [51]



### 1.3 Анализ мирового задела в области прямоточных ЭРД

Идея прямоточного ЭРД для компенсации силы аэродинамического сопротивления была известна уже довольно давно [55]. На сегодняшний день в мире опубликовано значительное количество исследований на эту тему. В Европе исследования проводились Европейским Космическим Агентством, в США – НАСА, в Японии – Японским Агентством Аэрокосмических Исследований (JAXA – Japan Aerospace Exploration Agency)

Идея прямоточного электрореактивного двигателя «открытой конфигурации» с электростатическим ускорением была предложена в работе [56]. Принципиальная схема предложенного двигателя приведена на рисунке 1.22.

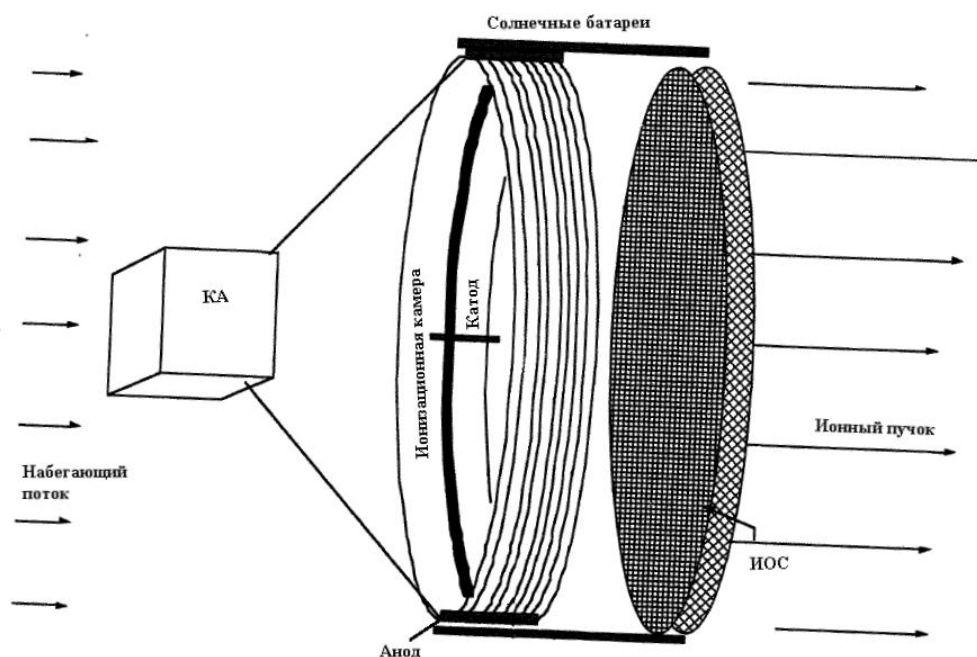


Рисунок 1.22 – Концепция прямоточного ИДПТ «открытой конфигурации»

[56]

Данная идея была развита в работе [57], в которой было предложено использовать для создания тяги ионы, присутствующие в атмосфере Марса (рисунок 1.23)

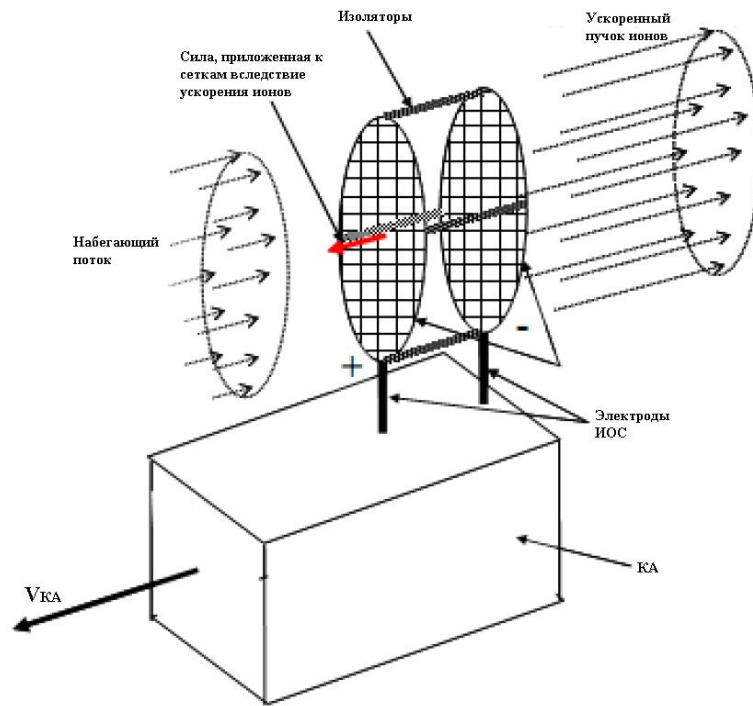


Рисунок 1.23 – Концепция ионного двигателя, ускоряющего существующие в атмосфере заряженные частицы [57]

В Японии прорабатывалась концепция прямоточного СВЧ ИД [58]. При этом набегающий поток атмосферных газов должен был собираться и поступать в ионизационную камеру для последующей ионизации в СВЧ разряде и ускорения образовавшихся ионов в ИЭС (рисунок 1.24). Так же разрабатывалась концепция устройства забора атмосферных газов для такого двигателя [59]

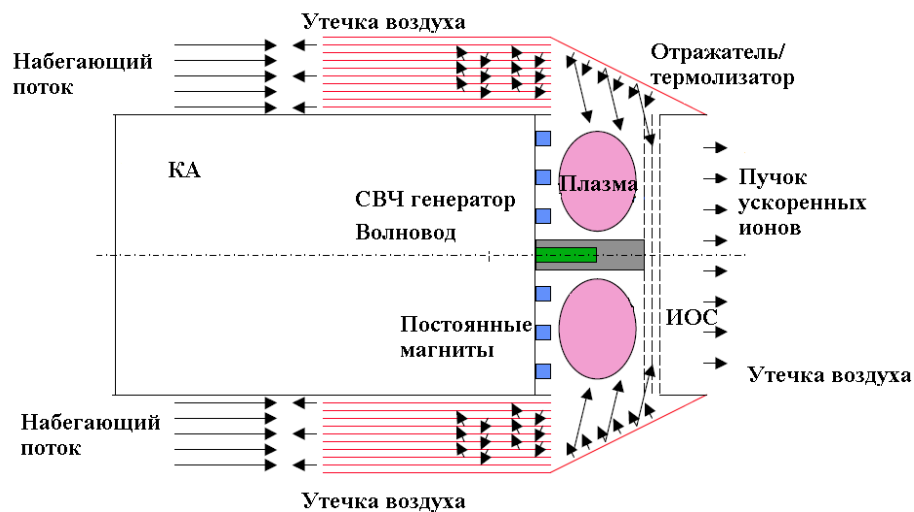


Рисунок 1.24 – Концепция прямоточного СВЧ ИД [58]

В работе [60] проводилось исследование вопросов сбора атмосферных газов для задачи создания прямоточного ЭРД.

Проводились различные баллистические расчетные исследования прямоточного ЭРД, с учетом свойств атмосферы и упрощенным моделированием работы двигателя [61], [62], [63].

Запущенный в рамках программы SLATS [64] японского космического агентства (JAXA) КА «Tsubame» позволил практически оценить повышение разрешающей способности съемки земной поверхности при снижении КА до высот ниже 200 км, а также уточнить данные по концентрации атомарного кислорода в этих слоях атмосферы. Аппарат использовал двигатель, работающий на ксеноне, что позволило ему в течение недели продержаться на высоте 181 км, после чего он спустился до 167 км и в течение нескольких дней поддерживал орбиту с помощью ЖРД.

В США запатентована концепция прямоточного холловского двигателя [65] (рисунок 1.25).

Так же была предложена идея прямоточного СПД, работающего в сильно разреженной среде [66]. Были проведены исследования при использовании ксенона в качестве окружающего газа и получены тяги на уровне микро Ньютонов.

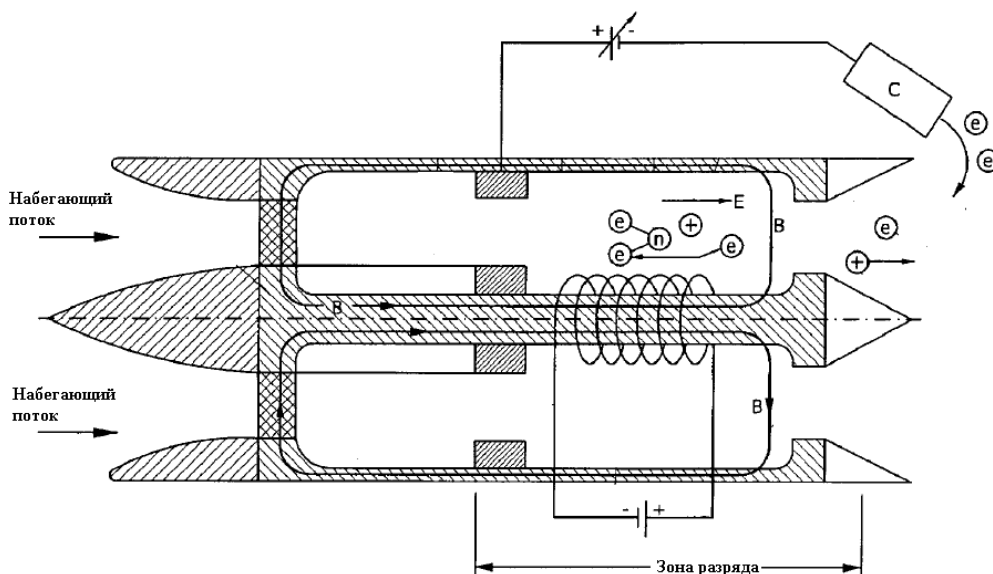


Рисунок 1.25 – Прямоточный холловский двигатель [65]

Проводились работы по расчетным исследованиям и оптимизации канала СПД при работе на атмосферном рабочем теле [67], [68].

Кроме того, в Европе были проведены экспериментальные исследования СПД и ВЧИД, работающих на смеси атмосферных газов [69], [70], [71], [72].

В рамках исследований работы ВЧИД RIT-10 с различными рабочими телами было показано, что характеристики двигателя при работе на атмосферных газах существенно хуже чем при работе того же двигателя на ксеноне [72]. Внешний вид двигателя RIT-10, работающего на смеси атмосферных газов приведен на рисунке 1.26 [71]



Рисунок 1.26 – Работа RIT-10 на смеси атмосферных газов [71]

В рамках исследования работы СПД в качестве тягового узла прямоточного двигателя были проведены исследования СПД PPS 1350-TSD компании «Спестра» на азоте и смеси атмосферных газов (рисунок 1.27). Запуск двигателя осуществлялся на ксеноне, а затем ксенон замещался атмосферным рабочим телом [69]

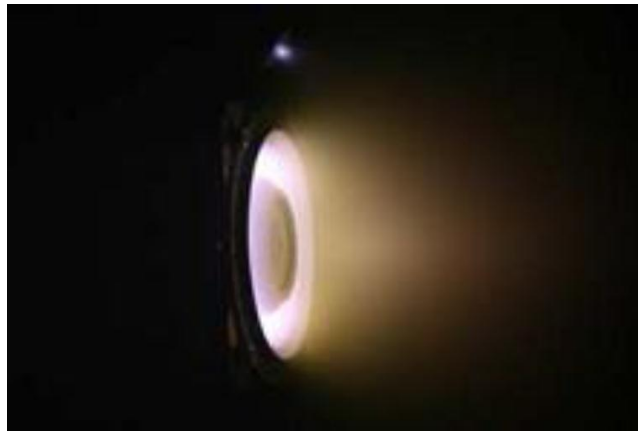


Рисунок 1.27 – Работа СПД PPS 1350-TSD на смеси азота и кислорода [70]

Разрабатывалась концепция прямооточного импульсного плазменного двигателя [73], [74], [75]. Была оценена необходимая мощность, и потребное соотношение тяги к мощности, при котором возможно обеспечение длительного существования КА с таким двигателем.

В работе [76] проводилось исследование геликонового плазменного двигателя (рисунок 1.28) при работе на азоте (рисунок 1.29). Исследование показало низкую тяговую эффективность данного класса двигателей при работе на азоте. В частности измерить прибавку в тяге от подвода ВЧ мощности по сравнению с просто истечением рабочего тела без разряда не удалось.

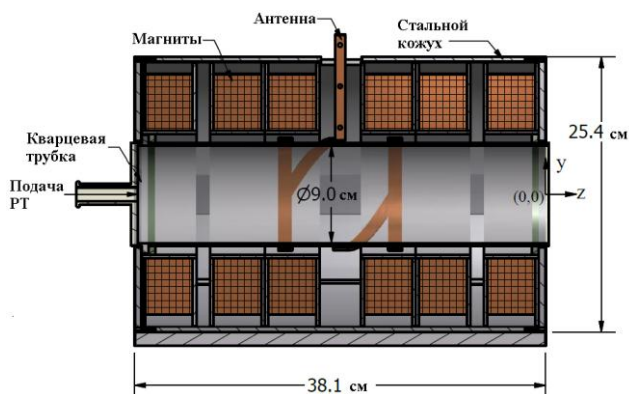


Рисунок 1.28 – Принципиальная схема геликонового двигателя, исследуемого в [76]

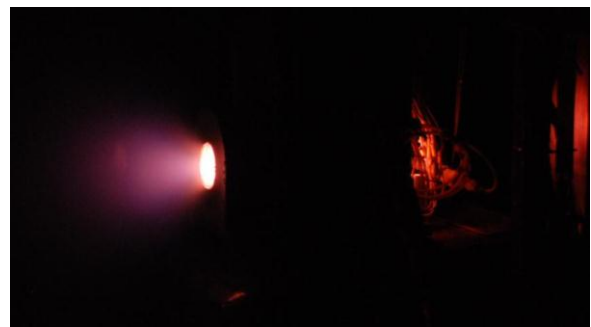


Рисунок 1.29 – Работа геликонового плазменного двигателя на азоте [76]

Кроме того, проводилось исследование работы СПД с возможностью подвода ВЧ-мощности рабочему телу в прианодной области (рисунок 1.30) с различными рабочими телами [76], в том числе и с азотом. Было показано, что

при вводе дополнительной ВЧ мощности наблюдается линейный рост цены тяги, но при этом растет коэффициент использования рабочего тела

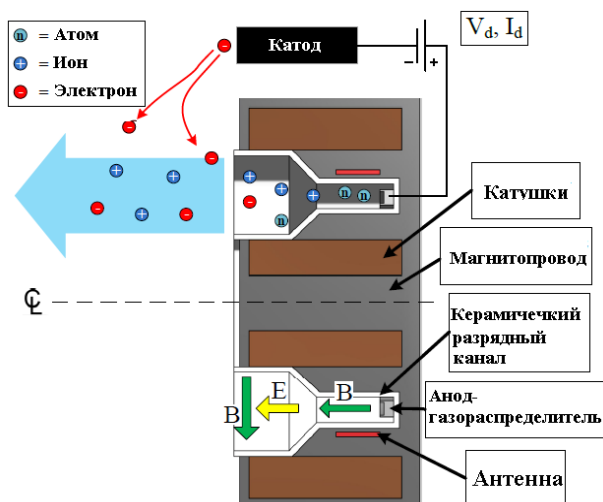


Рисунок 1.30 – Принципиальная схема СПД с дополнительным подводом ВЧ мощности

В 1966-71 годах прошли первые испытания в космическом полете ионного двигателя постоянного тока, работающего на атмосферных газах на космическом аппарате “Янтарь” [77].

В России была запатентована идея ионизации набегающего потока лазерным излучением, с последующим ускорением ионов в ИОС [78] (рисунок 1.31)

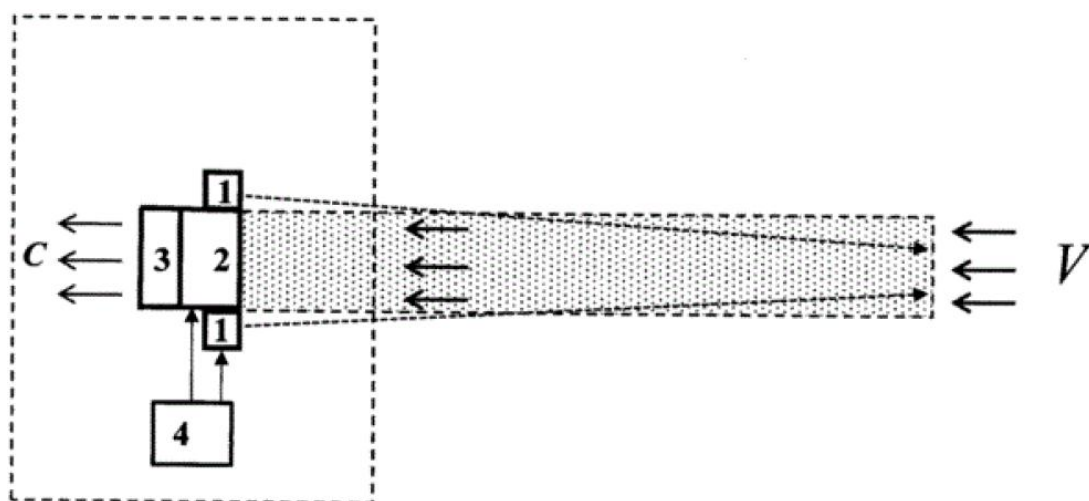


Рисунок 1.31 – Принципиальная схема прямоточного ЭРД [78]. 1 – устройство ионизации потока лазерным излучением, 2 – устройство ускорения рабочего тела, 3 – нейтрализатор, 4 – источник энергии.

Запатентована также идея повышения эффективности прямоточного ЭРД за счет химической реакции (рисунок 1.32) [79]

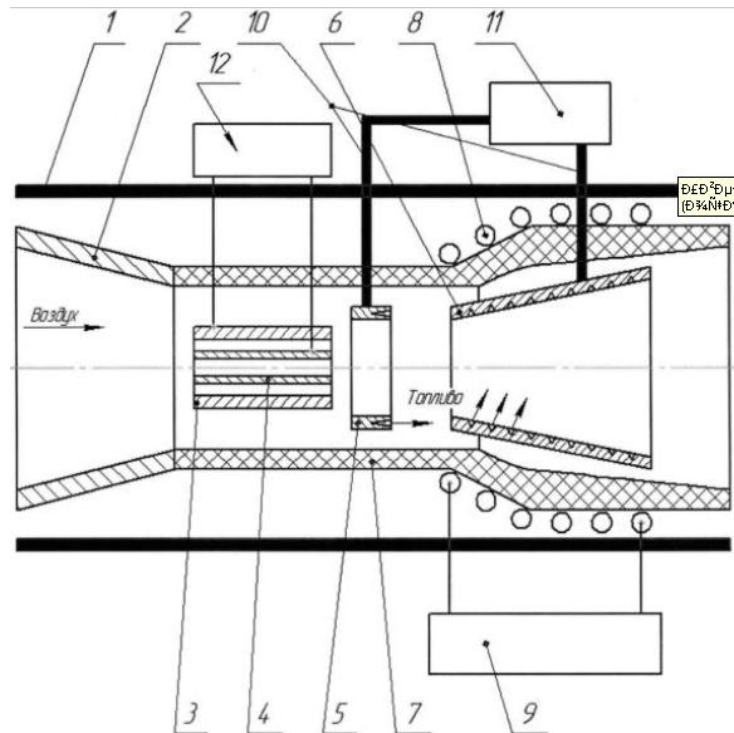


Рисунок 1.32 – Принципиальная схема прямоточного ЭРД с дополнительным химическим нагревом рабочего тела [79]. 1 – корпус, 2 – воздухозаборник, 3, 4 – электроды, 5, 6 – устройство впрыска горючего, 7 – диэлектрическая камера, 8 – индуктор, 9 – ВЧГ, 10 – трубопроводы, 11 – бак горючего, 12 – высоковольтный ВЧГ.

Наиболее проработанными на сегодняшний день являются схемы прямоточного ВЧИД [80] и прямоточного СПД [81].

В России ведутся исследования в области создания прямоточного ВЧИД [82], [83], [84]. В частности разработан патент [85], в рамках которого индуктор расположен внутри разрядной камеры и выполняет также роль термолизатора. Кроме того, внутри ГРК расположен нейтрализатор (рисунок 1.33)

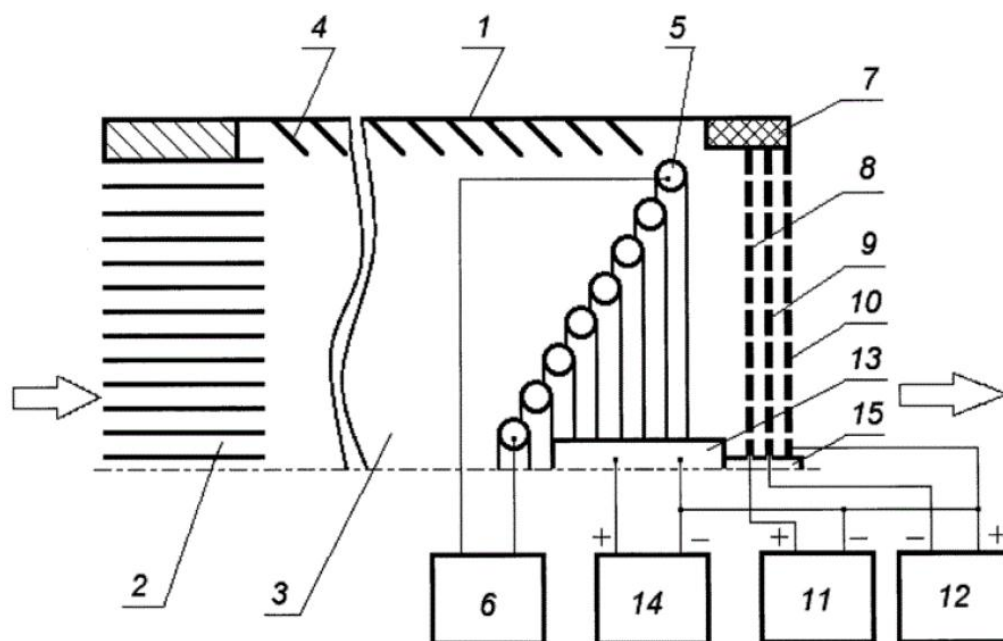


Рисунок 1.33 – Принципиальная схема прямоточного ЭРД [85]. 1 – корпус, 2 – входные каналы, 3 – внутренний объем двигателя, 4 – наклонные ребра, уменьшающие обратные потоки газа, 5 – внутренний индуктор, 6 – ВЧГ, 7 – ИОС, 8 – ЭЭ, 9 – УЭ, 10 – ЗЭ, 11 – источник питания ЭЭ, 12 – источник питания УЭ, 13 – нейтрализатор, 14 – источник питания нейтрализатора, 15 – диэлектрический канал.

Некоторые идеи, представленные в [85], были экспериментально проверены в работе [86]. В частности проведено исследование работы двигателя с индуктором расположенным внутри разрядной камеры (рисунок 1.34).



Рисунок 1.34 – Расположение индуктора внутри разрядной камеры ВЧИД [86]

При наземной отработке прямоточного ЭРД необходимо решать проблему имитатора набегающего потока, что связано с рядом трудностей. Поэтому



целесообразно создавать математические модели процессов, происходящих в узлах такого двигателя

Для анализа параметров прямого ВЧИД рассмотрим существующие методики математического моделирования индукционного высокочастотного разряда.

## **Глава 2. Физико-математическая модель прямоточного высокочастотного ионного двигателя**

### **2.1 Анализ существующих математических моделей ВЧИД**

В высокочастотных ионных двигателях рабочее тело подается в газоразрядную камеру, где поддерживается высокочастотный разряд. В разряде происходит ионизация атомов рабочего тела и, затем, часть ионов ускоряется в ионно-оптической системе, создавая тягу двигателя. Для сохранения заряда космического аппарата к струе ионов добавляются электроны из катоданейтрализатора. В прямоточном высокочастотном ионном двигателе рабочим телом является смесь газов верхних слоев атмосферы. При этом наибольшую концентрацию в смеси составляют азот и кислород.

В настоящее время разработан широкий спектр математических моделей плазмы в разрядной камере ВЧИД, работающего на различных рабочих телах. Они отличаются введенными допущениями и количеством учитываемых явлений, происходящих в разряде. К наиболее простым, но в то же время позволяющим быстро оценить параметры двигателя, относятся так называемые нуль-мерные балансовые модели. В рамках этих моделей параметры плазмы обычно считаются равномерно распределенными по объему камеры. Существуют одномерные математические модели, предполагающие сферическую или цилиндрическую симметрию в распределении параметров плазмы в камере ВЧИД. Большой точностью обладают двумерные осесимметричные математические модели процессов, поскольку камера ВЧИД с высокой точностью имеет осесимметричную геометрию.

Возможно различное представление плазмы при моделировании. В магнитогидродинамическом подходе плазма рассматривается как неразрывная среда, обладающая электрической проводимостью. В рамках кинетического подхода в каждой точке рассматриваемой области ищется функция распределения частиц по скоростям. Для этого приходится решать уравнение Больцмана

применительно к моделируемой геометрии. Существует метод частиц в ячейках (particle in cell, PIC), в рамках которого плазма представляется как достаточно большая совокупность частиц различного рода и рассматриваются взаимодействия этих частиц между собой и с границами расчетной области.

Математическая модель плазмы высокочастотного разряда в ВЧИД состоит из:

- математической модели поведения ионов;
- математической модели поведения электронов;
- математической модели поведения нейтральных атомов;
- математической модели электромагнитного поля.

При этом модель должна учитывать характер взаимодействия между различными группами частиц, а также частиц с полями.

В работах [52], [87], [88], [89], [90], [91] рассмотрены нуль-мерные балансовые модели газоразрядной камеры ВЧИД. В работе [92] рассмотрена балансовая модель для ВЧ источника ионов. При этом в работах [52], [87], [88], [89], [90], [93] получена хорошая сходимость расчетных значений интегральных параметров двигателя с экспериментальными, что свидетельствует о применимости балансовых моделей для качественных оценок параметров ВЧИД.

В работах [94], [95], [96], [97], [98], [82], [99], [100], [101], [102] рассмотрены двумерные осесимметричные модели плазмы в газоразрядной камере ВЧИД, основанные на использовании приближенных дифференциальных уравнений для расчета распределения концентраций ионов и нейтральных атомов. Расчет электрических полей в плазме производился с использованием уравнений Максвелла. Влияние магнитного поля на движение электронов не учитывалось. Не смотря на существенные упрощения, принятые при данном подходе, он позволил авторам получить неплохую сходимость результатов расчета и экспериментальных данных (расхождения <15-20%). При этом в работе [94] проводилось сравнение локальных параметров плазмы полученных расчетным и экспериментальным путем, а в работе [100] – сравнение расчетных и

экспериментальных интегральных параметров ВЧИД. Результаты сравнения показали применимость таких моделей к анализу процессов в газоразрядной камере ВЧИД.

В работах [103], [104], [105], [106] применен магнитогидродинамический подход к моделированию плазмы в газоразрядной камере ВЧИД.

В работе [107] создана гибридная модель камеры ВЧИД. Магнитное поле, создаваемое индуктором, рассчитывалось на основе закона Био-Савара-Лапласа, для расчета концентрации нейтральных атомов применен метод граничных элементов, концентрация ионов рассчитывалась на основе приближенного дифференциального уравнения. Приведено сравнение расчетных и экспериментально измеренных локальных и интегральных параметров. Получена хорошая сходимость.

В работах [108], [109] проводилось моделирование индуктивного ВЧ-разряда методом крупных частиц (PIC). Такие модели обладают наибольшей точностью и позволяют детально анализировать физику процессов в плазме, но требуют значительных вычислительных ресурсов, поскольку приходится моделировать движение и численно рассчитывать траектории большого количества частиц с маленьким временным шагом для устойчивой работы расчетного алгоритма.

## **2.2 Физико-математическая модель прямого ВЧИД**

В высокочастотном разряде присутствуют следующие виды частиц: атомы РТ, ионы РТ и электроны. В прямомоточном ВЧИД в камере, в основном, будут присутствовать атомарные и молекулярные азот и кислород. В настоящей работе исследование проводилось для азота, который является молекулярным газом, что позволяет учесть ряд важных эффектов, которые в дальнейшем необходимо будет также учитывать при анализе работы двигателя на смеси азота и кислорода. Рабочее тело поступает в газоразрядную камеру в виде нейтральных атомов (или молекул). Электроны в разряде ускоряются переменным электрическим полем,

возникающим вследствие протекания переменного тока в индукторе, соударяются с атомами и взаимодействуют с ними. В рамках описанной в данной работе математической модели учитываются процессы ионизации атомов и молекул рабочего тела и процесс диссоциации молекул на атомы. При этом образуются новые ионы РТ, атомы из молекул и электроны, а энергия электромагнитного поля передается рабочему телу. Ускоряемые электроны образуют азимутальный переменный электрический ток, направление которого противоположно направлению тока в индукторе. Образующиеся в объеме газоразрядной камеры ионы ускоряются в сторону стенок стационарной компонентой электрического поля, возникающей вследствие большей подвижности и электронов и более интенсивного выпадения их на стенки камеры. На стенках камеры ионы нейтрализуются, то есть возвращаются в объем газоразрядной камеры в виде нейтральных атомов и молекул.

При моделировании поведения электронов рассматриваются азимутальные токи электронов, протекающие в плазме, возникающие вследствие наличия переменного электромагнитного поля, которое в свою очередь генерируется током в индукторе. Результатом расчета является распределение азимутальной составляющей скорости электронов в плазме. Моделирование течения нейтральных атомов выполняется с использованием метода граничных элементов, с учетом ионизации атомов в объеме и дополнительного появления атомов на стенках камеры вследствие нейтрализации ионов, а также с учетом диссоциации молекул в объеме камеры. Расчет концентрации ионов основан на методе траекторий, при котором рассматривается поведение макроскопических групп ионов в электростатическом поле и их влияние на это поле. При этом интенсивность источников ионов в объеме камеры зависит от концентрации нейтральных атомов, а также от концентрации и эффективной температуры электронов.

При моделировании разряда выполняются следующие расчеты:

- расчет распределения амплитудного значения плотности вихревых электронных токов;
- расчет параметров электромагнитного поля;
- расчет распределения концентраций нейтральных атомов и молекул;
- расчет распределения концентраций атомарных и молекулярных ионов.

При этом модель учитывает характер взаимодействия между различными группами частиц, а также частиц с электромагнитным полем. Приведенные расчеты выполняются по очереди итерационно, с использованием в текущем расчете результатов предыдущего до получения результата.

### **2.2.1 Математическая модель кольцевых токов в плазме индуктивного ВЧ разряда**

При расчете кольцевых токов в плазме вводятся следующие допущения:

- ток в индукторе изменяется по синусоидальному закону (будем искать распределение амплитудных значений плотности кольцевого тока в плазме);
- индуктор заменяется набором замкнутых колец с током (не учитывается его спиральная форма);
- при анализе движения электронов не учитывается влияние магнитного поля (переменное магнитное поле рассматривается только как источник вихревого электрического поля, которое влияет на движение электронов);
- для модели кольцевых токов требуется знать распределение концентрации электронов и нейтральных атомов в камере ВЧИД. Поначалу задаются некоторые начальные пространственные распределения этих концентраций.

Амплитудную напряженность поля можно найти, зная векторный магнитный потенциал в каждой точке пространства. Для этого используют уравнение Максвелла [110]:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (2.1)$$

Из определения магнитного потенциала [111]:

$$\operatorname{rot} \vec{A} = \vec{B}. \quad (2.2)$$

Для синусоидального изменения тока в индукторе:

$$B = B_0 \sin(\omega t). \quad (2.3)$$

Примем для амплитудных значений:

$$B_0 = \operatorname{rot} \vec{A}_0. \quad (2.4)$$

Тогда с учетом (2.1):

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\operatorname{rot} \vec{A}_0 \frac{\partial \sin(\omega t)}{\partial t}. \quad (2.5)$$

И амплитудное значение напряженности поля:

$$E_0 = -\omega A_0. \quad (2.6)$$

Таким образом, чтобы найти напряженность электрического в некоторой точке в окрестности индуктора необходимо знать векторный потенциал магнитного поля и частоту изменения тока в индукторе.

Векторный магнитный потенциал, создаваемый током  $\vec{i}$ , протекающим по элементу  $dL$  (Рисунок 2.1) равен:

$$d\vec{A} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{\vec{i} \cdot dL}{r}, \quad (2.7)$$

где:  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_{\text{H}}}{\text{м}}$  – магнитная постоянная,  $\mu$  – магнитная проницаемость среды (в вакууме  $\mu = 1$ ).

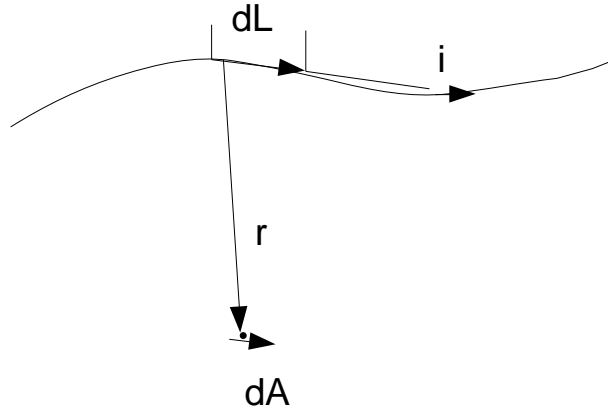


Рисунок 2.1 – Схема расчета векторного магнитного потенциала элементарного участка проводника с током.

Найдем магнитный потенциал в произвольной точке плоскости, содержащей кольцевой виток с током (Рисунок 2.2). Магнитный потенциал ищется в точке, находящейся на расстоянии  $a$  от центра витка, при известном радиусе витка  $R$  и токе  $I$  протекающем в нем.

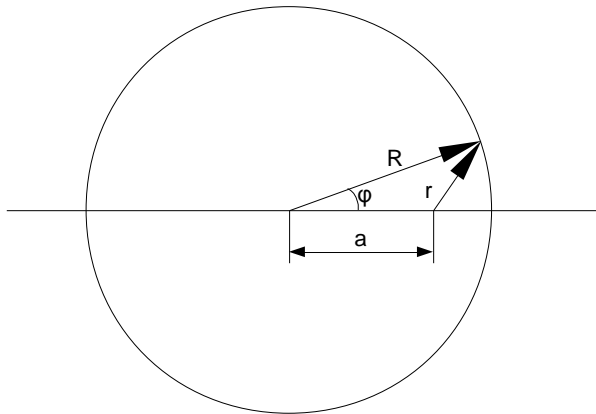


Рисунок 2.2– Схема расчета векторного магнитного потенциала в плоскости кольцевого витка с током

В этом случае расстояние  $r$  от элемента  $dL$  до точки, в которой ищется потенциал, будет равно:

$$r = \sqrt{a^2 + R^2 - 2 \cdot a \cdot R \cdot \cos \varphi}. \quad (2.8)$$

Тогда векторный магнитный потенциал запишется в виде:

$$A = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \frac{I \cdot \cos \varphi}{\sqrt{a^2 + R^2 - 2 \cdot a \cdot R \cdot \cos \varphi}} d\varphi. \quad (2.9)$$



Если необходимо найти магнитный потенциал витка в точке, лежащей на расстоянии  $b$  от его плоскости (рисунок 2.3), то расстояние от элемента  $dL$  до этой точки, будет:

$$r = \sqrt{a^2 + b^2 + R^2 - 2 \cdot a \cdot R \cdot \cos \varphi}, \quad (2.10)$$

и магнитный потенциал:

$$A = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \frac{I \cdot \cos \varphi}{\sqrt{a^2 + b^2 + R^2 - 2 \cdot a \cdot R \cdot \cos \varphi}} d\varphi. \quad (2.11)$$

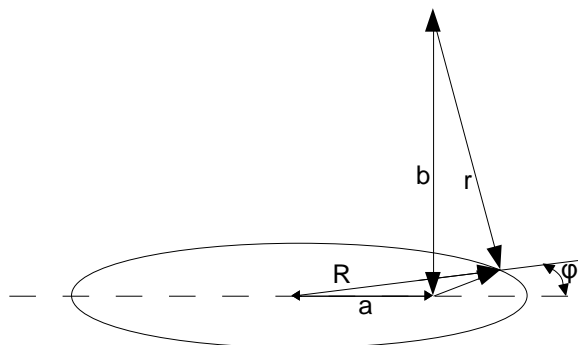


Рисунок 2.3 – Схема расчета векторного магнитного потенциала в произвольной точке в пространства вблизи витка с током.

На базе этих соотношений можно рассчитать токи, текущие в плазме. В высокочастотном разряде токи в плазме обусловлены в основном токами электронов, так как их подвижность существенно выше, чем у ионов, поэтому необходимо рассмотреть уравнение движения электронов в плазме. На электрон воздействует вихревое синусоидальное электрическое поле, и он теряет свой импульс в процессе столкновения с тяжелыми частицами в газоразрядной камере. Таким образом, уравнение движения электронов можно записать в виде [112]:

$$m_e \dot{v}_e = -q_e E_0 \sin \omega t - m_e v_e \nu, \quad (2.12)$$

где:  $m_e$  – масса электрона,  $v_e$  – скорость электрона,  $\nu$  – частота соударений электрона с тяжелыми частицами  $q_e$  – заряд электрона.

Это уравнение можно решить аналитически:

$$v_e = \frac{q_e E_0}{m_e(\omega^2 + \nu^2)} (\omega \cos \omega t - \nu \sin \omega t). \quad (2.13)$$

Если данное выражение умножить и разделить на  $\sqrt{\omega^2 + \nu^2}$ , можно получить:

$$v_e = \frac{q_e E_0 \sqrt{\omega^2 + v^2}}{m_e (\omega^2 + v^2)} \left( \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + v^2}} \cos \omega t - \frac{v}{\sqrt{\omega^2 + v^2}} \sin \omega t \right). \quad (2.14)$$

Введя обозначения:  $\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + v^2}} = \cos \alpha$ , и  $\frac{v}{\sqrt{\omega^2 + v^2}} = \sin \alpha$ , после упрощений получим:

$$v_e = \frac{q_e E_0}{m_e \sqrt{\omega^2 + v^2}} \cos(\omega t + \alpha). \quad (2.15)$$

Как видно, амплитуда колебаний скорости будет:

$$v_{e\max} = \frac{q_e E_0}{m_e \sqrt{\omega^2 + v^2}} = \frac{q_e \omega A}{m_e \sqrt{\omega^2 + v^2}}. \quad (2.16)$$

Частота соударений так же является функцией от скорости электронов:

$$v = \sqrt{\frac{3k_B T_e}{m_e} + \frac{v_{e\max}^2}{2}} \sum n_n \sigma_{en} + v_{ei}, \quad (2.17)$$

где:  $\sigma_{en}$  – сечение рассеяния электронов на нейтральных частицах (значения данного коэффициента были взяты из [113]),  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $n_n$  – концентрация нейтральных частиц,  $v_{ei}$  – частота электрон-ионных кулоновских взаимодействий [114]:

$$v_{ei} = 3,64 \cdot 10^{-6} \sum n_i \frac{\ln \Lambda}{T_e^{3/2}}, \quad (2.18)$$

$$\Lambda = 1,24 \cdot 10^7 \left( \frac{T_e^3}{n_e} \right)^{1/2}, \quad (2.19)$$

$n_i$  – концентрация ионов.

В случае расчета двигателя, работающего на смеси газов, в уравнениях (2.17) и (2.18) частоты взаимодействия электронов с отдельными компонентами смеси суммируются.

Плотность токов в плазме определяется соотношением:

$$j = -n_e q_e v_{e\max}. \quad (2.20)$$

Зная концентрации электронов и нейтральных частиц в плазме можно получить распределение плотности тока в ней.

Для расчета процессов в камере ионизации двигателя исследуемая область разбивается на  $n$  элементов по горизонтали и по вертикали (рассматривается осесимметричная постановка задачи). Рассчитываются координаты  $r$  и  $z$  в узлах полученной сетки, и, таким образом, получают две матрицы размерностью  $n$  на

$n$ . Далее рассматриваются амплитудные значения тока в каждом узле сетки, находящемся в плазме.

Обозначим:

$$k = -n_e q_e \frac{q_e \omega S}{m_e \sqrt{\omega^2 + \nu^2}}, \quad (2.21)$$

где:  $S = dr \cdot dz$  – площадь сечения элементарной кольцевой ячейки, в которой рассчитывается ток. Тогда в каждой точке:

$$I_{i,j} = k \cdot A_{i,j}. \quad (2.22)$$

В свою очередь, магнитный потенциал зависит от координат точки, в которой ищется, а также радиуса и расположения витка, в котором течет ток, порождающий его. То есть магнитный потенциал в точке с координатами  $(r_{i,j}, z_{i,j})$ , порождаемый витком с током  $I$ , с координатами  $(R, Z)$  будет:

$$A = f(r_{i,j}, z_{i,j}, R, Z, I). \quad (2.23)$$

При этом магнитный потенциал прямо пропорционален току, который его порождает, и можно записать:

$$A = f(r_{i,j}, z_{i,j}, R, Z, 1)I. \quad (2.24)$$

Для магнитного потенциала, который ищется в точке с координатами  $(r_{i,j}, z_{i,j})$ , и создается кольцевым током с координатами  $(r_{l,k}, z_{l,k})$ , введем обозначение:

$$A = f(r_{i,j}, z_{i,j}, r_{l,k}, z_{l,k}, 1) \cdot I_{l,k} = f_{i,j}^{l,k} I_{l,k}. \quad (2.25)$$

Магнитный потенциал в точке  $(r_{i,j}, z_{i,j})$ , порождаемый индуктором, обозначим:

$$A_{\text{инд}_{i,j}} = f_{\text{инд}}(r_{i,j}, z_{i,j}, R_{\text{инд}}, Z_{\text{инд}}, 1) \cdot I_{\text{инд}}. \quad (2.26)$$

Тогда можно записать:

$$\begin{aligned} I_{0,0} &= k(f_{0,0}^{0,0} I_{0,0} + f_{0,0}^{0,1} I_{0,1} + \dots + f_{0,0}^{n,n} I_{n,n} + A_{\text{инд}_{0,0}}), \\ I_{0,1} &= k(f_{0,1}^{0,0} I_{0,0} + f_{0,1}^{0,1} I_{0,1} + \dots + f_{0,1}^{n,n} I_{n,n} + A_{\text{инд}_{0,1}}), \\ &\dots \\ I_{n,n} &= k(f_{n,n}^{0,0} I_{0,0} + f_{n,n}^{0,1} I_{0,1} + \dots + f_{n,n}^{n,n} I_{n,n} + A_{\text{инд}_{n,n}}). \end{aligned} \quad (2.27)$$

Разделив обе части на  $k$ , перенеся слагаемые  $\frac{I_{i,j}}{k}$ , вправо, а  $A_{инд_{i,j}}$  влево получим систему из  $n^2$  уравнений:

$$\begin{aligned} (f_{0,0}^{0,0} - \frac{1}{k})I_{0,0} + f_{0,0}^{0,1}I_{0,1} + \dots + f_{0,0}^{n,n}I_{n,n} &= A_{инд_{0,0}}, \\ f_{0,1}^{0,0}I_{0,0} + (f_{0,1}^{0,1} - \frac{1}{k})I_{0,1} + \dots + f_{0,1}^{n,n}I_{n,n} &= A_{инд_{0,1}}, \\ &\dots \\ f_{n,n}^{0,0}I_{0,0} + f_{n,n}^{0,1}I_{0,1} + \dots + (f_{n,n}^{n,n} - \frac{1}{k})I_{n,n} &= A_{инд_{n,n}}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Так как частота соударений является функцией скорости, данная система не является линейной. Она решается сначала при  $v_{emax} = 0$ , а затем делается несколько итераций. При этом скорость рассчитывается из полученных значений токов с помощью соотношения (2.20).

В результате решения данной системы получаются значения токов в каждой элементарной ячейке плазмы. С их учетом можно пересчитать реальный магнитный потенциал, а также среднеквадратичные азимутальные скорости электронов в каждом узле сетки внутри расчетной области.

После определения поля скоростей электронов, из следующего уравнения вычисляется их эффективная температура [107]:

$$\frac{3}{2}k_B T_{eff} = \frac{3}{2}k_B T_e + \frac{m_e v_e^2}{2}. \quad (2.29)$$

Температура электронов  $T_e$  определяется на основе уравнения баланса мощности [115].

Для не диссоциирующего рабочего тела (ксенон):

$$\int_V v n_e \frac{m_e v_e^2}{2} dV = \int_S q_e n_i v_i (\varepsilon_{eff} + \frac{3}{2}k_B T_{eff} + k_B T_e + q_e \Delta\varphi) dS. \quad (2.30)$$

Для диссоциирующего рабочего тела (азот):

$$\begin{aligned} \int_V v n_e \frac{m_e v_e^2}{2} dV = \int_S & (q_e (n_{iN} v_{iN} \varepsilon_{effN} + n_{iN_2} v_{iN_2} \varepsilon_{effN_2}) + (n_{iN} v_{iN} + n_{iN} v_{iN}) (\frac{3}{2}k_B T_{eff} + k_B T_e + \\ & q_e \Delta\varphi)) dS + \int_V n_e n_{N_2} \langle \sigma v_{d_{N_2}} \rangle \varepsilon_{d_{N_2}} dV, \end{aligned} \quad (2.31)$$

где:  $n_i$  – концентрация ионов у стенки разрядной камеры,  $v_i$  – скорость Бома,  $\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{ion} \left( 1 + \left( \frac{0,09}{T_{eff}/\varepsilon_{ion}} \right)^2 \right)$  – эффективные энергии ионизации газов рабочего тела (с учетом потерь на излучение возбужденных атомов) [116],  $\varepsilon_{d_{n_2}}$  – энергия диссоциации молекулярных компонентов рабочего тела,  $\Delta\varphi = \frac{k_B T_e}{q_e} \ln(0,61 \cdot \sqrt{\frac{2\pi m_e}{M_i}})$  – пристеночное падение потенциала [117],  $V$  – объем разрядной камеры,  $S$  – площадь стенок разрядной камеры,  $M_i$  – масса ионов рабочего тела,  $\langle \sigma v_i \rangle$  – коэффициент интенсивности ионизации рабочего тела (в настоящей работе был получен из данных, приведенных в [113]),  $\langle \sigma v_{d_{n_2}} \rangle$  коэффициент интенсивности диссоциации молекул рабочего тела (в настоящей работе также был получен из данных, приведенных в [113]).

### 2.2.2 Модель расчета концентрации нейтральных атомов

Рассматривается метод расчета концентрации в любой точке рассматриваемой области засчет моделирования источников частиц на границах данной области, что применимо для свободномолекулярного течения («метод граничных элементов»).

При моделировании принимаются следующие допущения:

- нейтральные атомы рассматриваются в приближении твердых сфер;
- скорость движения нейтральных атомов принимается равной средней тепловой скорости;
- принимается диффузная модель отражения частиц от стенок камеры
- ионно-оптическая система рассматривается как стека с частичной прозрачностью для нейтральных частиц;
- рассматривается свободномолекулярное течение, то есть считается, что длина свободного пробега частиц значительно превосходит характерные геометрические размеры задачи.

Рассмотрим точечный источник частиц, испускающий в единицу времени  $N$  частиц. Массовый расход испускаемых частиц равен:

$$\dot{m} = N \cdot M, \quad (2.32)$$

где:  $M$  – масса частицы

Поток частиц на расстоянии  $R$  от источника обратно пропорционален площади сферы радиусом  $R$  с центром, совпадающим с источником (рисунок 2.4) и равен:

$$nv = \frac{\dot{m}}{M \cdot 4\pi R^2}, \quad (2.33)$$

где:  $n$  – концентрация частиц испускаемых рассматриваемым точечным источником на расстоянии  $R$  от него,  $v$  – скорость частиц.

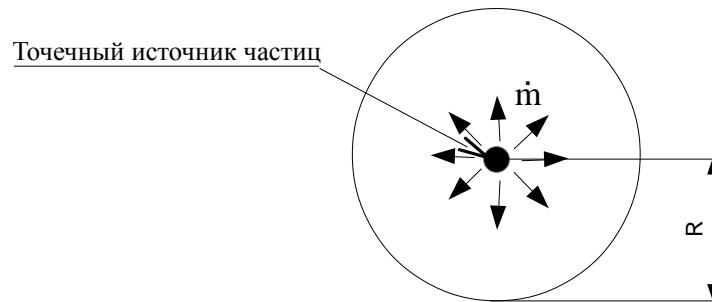


Рисунок 2.4 – Точечный источник частиц

Учитывая, что скорость всех испускаемых частиц равна средней скорости теплового движения  $v_T = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M_i}}$  при температуре стенки  $T$ , концентрацию частиц на расстоянии  $R$  от точечного источника можно рассчитать по формуле:

$$n = \frac{\dot{m}}{M \cdot v_T \cdot 4\pi R^2}. \quad (2.34)$$

Теперь рассмотрим кольцевой источник радиусом  $r_0$  (в осесимметричной постановке задачи). Найдём концентрацию частиц в окрестности кольцевого источника, в точке  $A$  (рисунок 2.5). Для этого представим кольцевой источник как совокупность точечных источников, и просуммируем потоки частиц от них:

$$n = \oint \frac{\dot{m} d\varphi}{M \cdot 2\pi v_T \cdot 4\pi R(\varphi)^2}, = \frac{\dot{m}}{M \cdot 2\pi v_T \cdot 4\pi} \oint \frac{d\varphi}{R(\varphi)^2}. \quad (2.35)$$

Расстояние от точки А до произвольной точки кольцевого источника равно (рисунок 2.5):

$$R = \sqrt{r^2 + r_0^2 + z^2 - 2rr_0 \cos \varphi}. \quad (2.36)$$

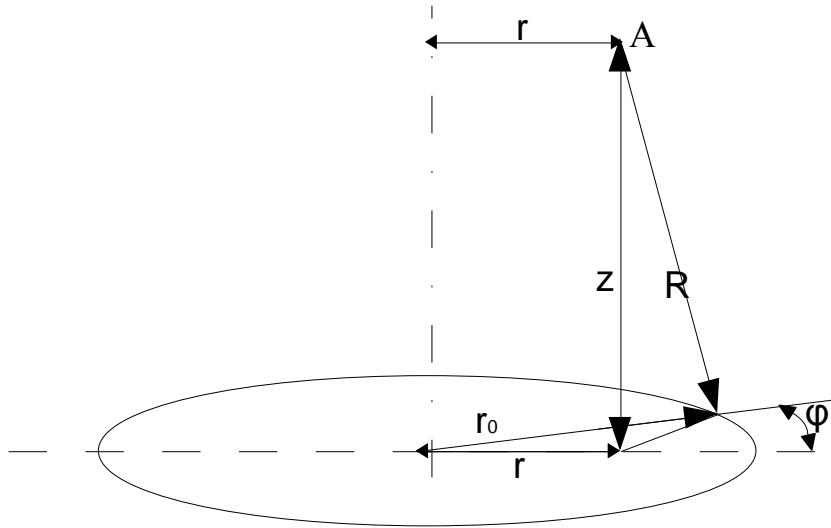


Рисунок 2.5 – Схема для расчета концентрации в окрестности кольцевого источника

При моделировании контур камеры заменяется набором линейных отрезков (рисунок 2.6), а границы моделируемого объема, таким образом, заменяются набором конических поверхностей. При этом на каждой конической поверхности располагаются один или несколько кольцевых источников частиц. Интенсивность источников находится с учетом вида граничного условия на данной границе. На входе в камеру поток частиц определяется подаваемым массовым расходом рабочего тела.

$$nv_{\perp} = \frac{\dot{m}}{MS_{\text{вх}}}, \quad (2.37)$$

где:  $S_{\text{вх}}$  – площадь сечения канала, через который рабочее тело подается в камеру,  $v_{\perp}$  – средняя нормальная составляющая макроскопической скорости потока частиц на входной границе.

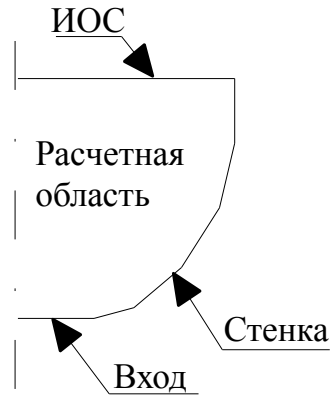


Рисунок 2.6 – Расчетная осесимметричная область.

В случае прямоточной конфигурации двигателя на входной части УЗАГ задается расход частиц, поступающих внутрь двигателя, и прозрачность для потока газа, вылетающего через входную часть УЗАГ из двигателя:

$$nv_{\perp} = \frac{\dot{m}}{MS_{\text{вх}}} - nv_T. \quad (2.38)$$

На стенках камеры задается условие непротекания: поток частиц отраженных от стенки равен потоку частиц, выпадающих на неё частиц, с учетом потока нейтрализованных ионов.

$$n_n v_T = n_i v_i. \quad (2.39)$$

На ионно-оптической системе задается стенка с частичной прозрачностью для нейтральных частиц.

$$(n_n v)_{\text{отр}} = (n_n v)_{\text{пад}}(1 - T_n) + n_i v_i(1 - T_i), \quad (2.40)$$

где:  $(n_n v)_{\text{отр}}$  – отраженный поток частиц,  $(n_n v)_{\text{пад}}$  – падающий поток частиц,  $T_n$  – прозрачность ИОС для нейтральных атомов,  $T_i$  – прозрачность ИОС для ионов.



Рассмотрим поток частиц с элементарной площадки  $d\sigma_k$  на площадку  $d\sigma_l$  (рисунок 2.7)

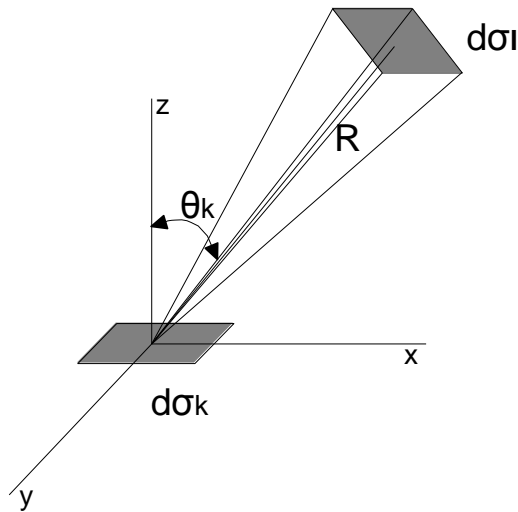


Рисунок 2.7 – Пояснительная схема расположения элементарных площадок

Для диффузной модели отражения частиц от стенки поток частиц с элементарной площадки  $d\sigma_k$  на площадку  $d\sigma_l$  будет равен [118]:

$$dN_1 = n_k v_T \frac{\cos \theta_k d\Omega}{\pi} d\sigma_k, \quad (2.41)$$

где:  $n_k$  – концентрация частиц в окрестности элементарной площадки  $d\sigma_k$ ,  $\theta_k$  – угол между нормалью к площадке  $d\sigma_k$  и направлением на площадку  $d\sigma_l$   $d\Omega = \frac{d\sigma_l \cos \theta_l}{R^2}$  – телесный угол, под которым площадку  $d\sigma_l$  видно из центра площадки  $d\sigma_k$ .

Разместим две элементарные площадки на двух элементарных конических поверхностях, ограничивающих расчетную область, которые расположены так, что частицы, вылетающие с одной из них, могут напрямую попадать на другую [119]. Рассчитаем косинусы углов между нормальями к рассматриваемым площадкам и линией, соединяющей их ( $\theta_k$  и  $\theta_l$  на рисунке 2.8).

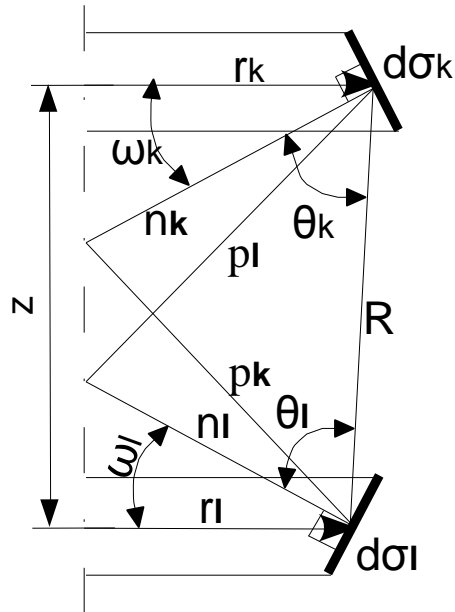


Рисунок 2.8 – Пояснительная схема к расчету косинусов углов между линией соединяющей элементарные площадки и нормальями к этим площадкам

Рассмотрим треугольник  $R-n_k-p_k$ :

$$R^2 + n_k^2 - 2Rn_k \cos \theta_k = p_k^2 \quad (2.42)$$

При этом:

$$n_k = \frac{r_k}{\cos \omega_k}, \quad (2.43)$$

$$p_k^2 = (z - r_k \tan \omega_k)^2 + r_l^2. \quad (2.44)$$

То есть можно записать:

$$\cos \theta_k = \frac{\left(\left(\frac{r_k}{\cos \omega_k}\right)^2 + R^2 - \left(z - \frac{r_k}{\tan \omega_k}\right)^2 - r_l^2\right) \cos \omega_k}{2Rr_k}. \quad (2.45)$$

И аналогично:

$$\cos \theta_l = \frac{\left(\left(\frac{r_l}{\cos \omega_l}\right)^2 + R^2 - \left(z - \frac{r_l}{\tan \omega_l}\right)^2 - r_k^2\right) \cos \omega_l}{2Rr_l}. \quad (2.46)$$

Площадь элемента  $d\sigma_k$  равна:

$$d\sigma_k = l_k r_k d\varphi, \quad (2.47)$$

где:  $l_k$  – длина отрезка (образующей элементарного усеченного конуса).

С учетом соотношений (2.41) и (2.47) поток частиц из кольца  $k$  на элементарную площадку  $d\sigma_l$  равен:

$$dN_2 = \frac{n_k v_T l_k r_k d\sigma_l}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta_k \cos \theta_l}{R^2} d\varphi. \quad (2.48)$$

Интеграл в левой части можно рассчитать численно для любого расположения конических поверхностей, частицы с одной из которых могут попадать на другую.

Площадь кольца  $l$  равна:

$$\sigma_l = 2\pi l r_l. \quad (2.49)$$

С учетом (2.48) и (2.49) поток частиц из кольца  $k$  на кольцо на кольцо  $l$  равен:

$$N_{kl} = 2n_k v_T l_k r_k l_l r_l \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta_k \cos \theta_l}{R^2} d\varphi. \quad (2.50)$$

Также необходимо учесть влияние ионизации в объеме камеры.

Из рисунка 2.9 следует, что при малых размерах образующих  $l$  и  $k$  все траектории частиц, стартующих с кольца  $k$  и попадающих на кольцо  $l$ , проходят внутри объема, образуемого вращением треугольника  $k-l-zc$  вокруг оси симметрии, далее «объем  $k-l-zc$ ».

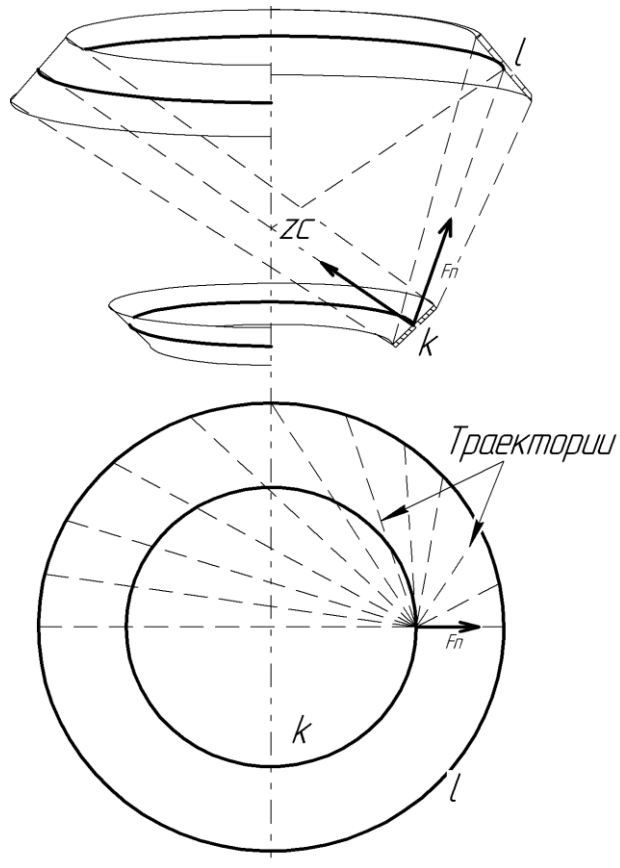


Рисунок 2.9 – Схема расчета потока частиц между элементарными площадками

Для учета ионизации строятся линейные траектории потоков нейтральных частиц из одной точки кольца  $k$  в различные точки кольца  $l$  (рисунок 2.9). Затем, для каждой траектории ищется процент частиц, выбывающих из потока в результате ионизации и диссоциации. Для этого, траектория разбивается на  $imax$  участков и для каждого участка рассчитывается доля частиц потока для данной траектории, проходящих до следующего участка не претерпев ионизацию или диссоциацию (рисунок 2.10).

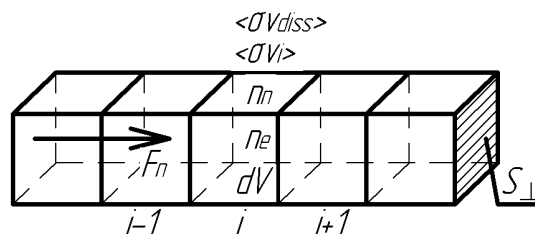


Рисунок 2.10 – Схема расчета ионизации нейтральных частиц по траекториям

Для каждого участка траектории рассматривается объем  $dV$ , в котором параметры плазмы считаются равномерно распределенными. Поток нейтральных частиц в  $i$ -м объеме пропорционален их концентрации, площади сечения объема  $dV - S_{\perp}$  и средней тепловой скорости движения нейтральных частиц:

$$F_n^i = n_n^i v_t S_{\perp}^i. \quad (2.51)$$

При этом после прохождения  $i$ -го объема часть нейтральных частиц претерпит ионизацию и диссоциацию (в случае молекул), и можно записать:

$$F_n^i = F_n^{i-1} - n_n^{i-1} n_e^{i-1} (\langle \sigma v_i^{i-1} \rangle + \langle \sigma v_{diss}^{i-1} \rangle) dV. \quad (2.52)$$

Для каждой траектории ищется коэффициент прохождения потока, показывающий долю частиц, стартовавших с кольца  $k$  и долетевших до кольца  $l$  без ионизации:

$$k_{\Pi} = \frac{F_n^{i_{max}}}{F_n^0}. \quad (2.53)$$

После расчета данного коэффициента для каждой траектории, производится его усреднение с учетом доли полного потока частиц, приходящейся на каждую траекторию, в результате которого получается доля частиц, стартовавших с кольца  $k$  и достигших кольца  $l - \overline{k_{\Pi kl}}$

С учетом данного коэффициента поток частиц с кольца  $k$  на кольцо  $l$  можно записать в виде:

$$N_{kl} = n_k \overline{k_{\Pi kl}} \left( 2v_T l_k r_k l_l r_l \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta_k \cos \theta_l}{R^2} d\varphi \right), \quad (2.54)$$

где:  $N_{kl} = \int dN$  – суммарный поток нейтральных атомов с кольца  $k$  на кольцо  $l$ .

Обозначим:

$$2\overline{k_{\Pi kl}} v_T l_k r_k l_l r_l \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta_k \cos \theta_l}{R^2} d\varphi = B_{kl}. \quad (2.55)$$

Тогда:

$$N_{kl} = n_k B_{kl}. \quad (2.56)$$

В случае полупрозрачной стенки:

$$N_{kl} = n_k B_{kl} (1 - T_n). \quad (2.57)$$

Рассмотрим поток, попадающий на кольцо  $l$  с кольца  $k$ , если через кольцо  $k$  подается массовый расход  $\dot{m}_k$ . Полный поток частиц с элементарной площадки  $d\sigma_k$  равен:

$$nv = \frac{\dot{m}_k}{M \cdot \sigma_k}. \quad (2.58)$$

Поток частиц с элементарной площадки  $d\sigma_k$  на элементарную площадку  $d\sigma_l$  равен:

$$dN_1 = \frac{\dot{m}_k \overline{k_{nkl}}}{M \cdot \sigma_k} \frac{\cos \theta_k}{\pi} \frac{d\sigma_l \cos \theta_l}{R^2} d\sigma_k. \quad (2.59)$$

Зная, что площадь всей входной границы  $S_{in}$ , а в двигатель подается расход  $\dot{m}$ , можно рассчитать расход через кольцо  $k$  из соотношения:

$$\dot{m}_k = \frac{\dot{m} \sigma_k}{S_{in}}. \quad (2.60)$$

Поток частиц с  $k$ -го кольца на элементарную площадку  $d\sigma_l$  равен:

$$dN_2 = \frac{\dot{m}_k \overline{k_{nkl}} l_k r_k d\sigma_l}{M \cdot \sigma_k \pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta_k \cos \theta_l}{R^2} d\varphi. \quad (2.61)$$

Поток частиц с  $k$ -го кольца на кольцо  $l$  равен:

$$N_{kl} = \frac{\dot{m}_k \overline{k_{nkl}}}{M \cdot \pi} l_l r_l \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta_k \cos \theta_l}{R^2} d\varphi. \quad (2.62)$$

Введем обозначение:

$$F_{kl} = \frac{\dot{m}_k \overline{k_{nkl}}}{M \cdot \pi} l_l r_l \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta_k \cos \theta_l}{R^2} d\varphi. \quad (2.63)$$

С учетом соотношений (2.62) и (2.63) поток частиц, достигающий кольца  $l$  равен:

$$N_l = \sum_{f=0}^{K_w-1} n_{f,w} B_{fl} (1 - T_n) + \sum_{g=0}^{K_{in}-1} F_{gl}, \quad (2.64)$$

где:  $K_w$  – количество элементов с граничным условием типа «стенка» и «ионно-оптическая система»  $K_{in}$  – количество элементов с граничным условием типа «вход»,  $n_{k,w}$  – концентрация частиц на  $k$ -ом элементе с граничным условием типа «стенка» или «ионно-оптическая система».

В то же время:

$$N_l = n_l v_T \sigma_l. \quad (2.65)$$

где:  $\sigma_l$  – площадь поверхности кольца  $l$ .

Подставив (2.65) в (2.64) получим систему уравнений относительно  $n_k$ :

$$\begin{aligned} n_1(v_T \sigma_1 - B_{11}) - \sum_{k=0}^{K_w-1, k \neq 1} n_k B_{k1} (1 - T_{n,1}) &= \sum_{g=0}^{K_{in}-1} F_{g1} (1 - T_{n,1}), \\ n_2(v_T \sigma_2 - B_{22}) - \sum_{k=0}^{K_w-1, k \neq 2} n_k B_{k2} (1 - T_{n,2}) &= \sum_{g=0}^{K_{in}-1} F_{g2} (1 - T_{n,2}), \end{aligned} \quad (2.66)$$

.....

$$\begin{aligned} n_{(K_w-1)}(v_T \sigma_{(K_w-1)} - B_{(K_w-1)(K_w-1)}) - \sum_{k=0}^{K_w-2} n_k B_{k(K_w-1)} (1 - T_{n,k}) &= \\ \sum_{g=0}^{K_{in}-1} F_{g(K_w-1)} (1 - T_{n,(K_w-1)}). \end{aligned}$$

Решив систему уравнений (2.66), найдем концентрации вблизи каждого кольца.

Для расчета концентрации в произвольной точке расчетной области в окрестности этой точки выделим элементарную площадку  $d\sigma_l$  и просуммируем потоки частиц на эту площадку от каждого кольца, рассчитанные по формуле (2.62).

Тогда концентрация частиц в этой точке будет равна:

$$n_l = \frac{N_\Sigma}{v_T d\sigma_l}, \quad (2.67)$$

где:  $N_\Sigma$  – суммарный поток частиц от всех кольцевых источников в рассматриваемой точке.

Для расчета концентрации атомов рабочего тела, которые могут образовываться в объеме камеры при диссоциации молекул необходимо доработать описанную выше методику расчета.

Рассмотрим кольцевой объем  $dV_{r,z}$ , построенный в окрестности точки с координатами  $(r,z)$ . Количество диссоциаций в этом объеме в единицу времени будет:

$$dN_{r,z} = n_e n_M \sigma v_{diss} dV_{r,z}, \quad (2.68)$$

где:  $n_e$  – средняя концентрация электронов в объеме  $dV_{r,z}$ ,  $n_M$  – средняя концентрация нейтральных молекул в объеме  $dV_{r,z}$ ,  $\sigma v_{diss}$  – коэффициент интенсивности диссоциации молекул

Поток атомов из этого объема на элементарный сегмент границы (рисунок 2.11) равен:

$$N_{rz-l} = \frac{dN_{r,z}}{\pi} l_l r_l \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta_l}{R^2} d\varphi. \quad (2.69)$$

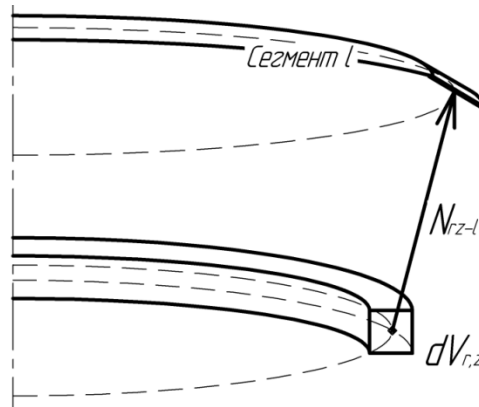


Рисунок 2.11 – Схема расчета потоков частиц из объема камеры на стенки

Полный поток атомов, приходящий на кольцо  $l$ , складывается из потоков с остальной поверхности камеры и потока атомов, образовавшихся в объеме камеры в результате диссоциации, рассчитываемого в узлах прямоугольной равномерной сетки (рисунок 2.12):

$$N_l = \sum_{k=0}^{K_w-1} N_{kl} + \sum_{i=0}^{i_{max}} \sum_{j=0}^{j_{max}} N_{r_{i,j} z_{i,j}-l}, \quad (2.70)$$

где:  $K_w$  – количество элементов границы камеры,  $N_{r_{i,j} z_{i,j}-l}$  – поток атомов из кольцевого объема, построенного около узла сетки с координатами  $(r_{i,j} z_{i,j})$  на кольцевой сегмент границы  $l$ ,  $u$  – коэффициент, определяющий нахождение узла сетки с координатами  $(r_{i,j} z_{i,j})$  внутри расчетной области: для внутренних точек  $u = 1$ , для точек, находящихся вне области  $u = 0$ .



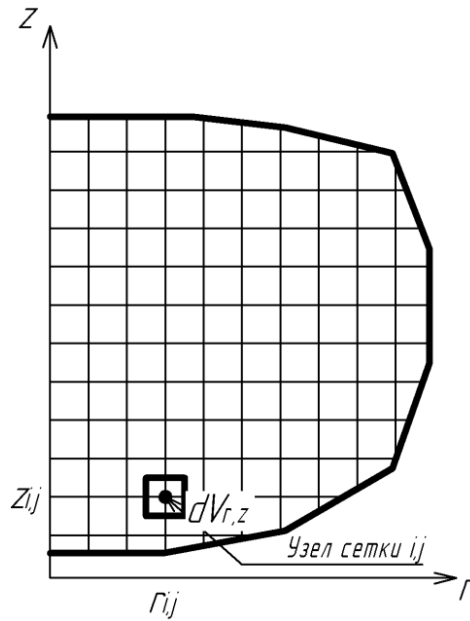


Рисунок 2.12 – Вид равномерной прямоугольной расчетной сетки, используемой при моделировании

В то же время поток нейтральных частиц, истекающий с кольцевого сегмента  $l$ , равен:

$$N_l = n_{a,l} v_T \sigma_l, \quad (2.71)$$

Введя обозначение аналогичное (2.55), получим:

$$N_{kl} = n_{a,k} B_{kl}. \quad (2.72)$$

В уравнении (2.70) последнее слагаемое не зависит от концентрации атомов рабочего тела (а зависит от концентрации молекул). Приравняв уравнения (2.70) (2.71), можно получить систему уравнений относительно концентраций нейтральных атомов  $n_a$  вблизи кольцевых сегментов границы области:

$$n_{a,0} v_T \sigma_0 (1 - T_{n,0}) - \sum_{k=0}^{K_w-1} n_{a,k} B_{k0} (1 - T_{n,k}) = \sum_{i=0}^{i_{max}} \sum_{j=0}^{j_{max}} N_{r_{i,j} z_{i,j-0}},$$

$$n_{a,1} v_T \sigma_1 (1 - T_{n,1}) - \sum_{k=0}^{K_w-1} n_{a,k} B_{k1} (1 - T_{n,k}) = \sum_{i=0}^{i_{max}} \sum_{j=0}^{j_{max}} N_{r_{i,j} z_{i,j-1}}, \quad (2.73)$$

.....

$$n_{a,l} v_T \sigma_l (1 - T_{n,l}) - \sum_{k=0}^{K_w-1} n_{a,k} B_{kl} (1 - T_{n,k}) = \sum_{i=0}^{i_{max}} \sum_{j=0}^{j_{max}} N_{r_{i,j} z_{i,j-l}}.$$

Решив данную систему уравнений и определив значения концентраций атомов около каждого сегмента, можно найти концентрацию в узлах сетки по методике, аналогичной описанной выше:

$$n_{i,j} = \frac{N_{\Sigma}}{v_T \sigma_{i,j}}, \quad (2.74)$$

где:  $N_{\Sigma}$  – суммарный поток частиц от всех кольцевых источников в рассматриваемой точке (и со стенок и из объема камеры).

### 2.2.3 Расчет концентрации ионов в высокочастотном индукционном разряде

В высокочастотном индукционном разряде электроны выпадают на стенки более интенсивно, поскольку обладают большей подвижностью (благодаря их меньшей массе), чем ионы [112], поэтому потенциал плазмы в центральной области разряда выше, чем потенциал стенок. Ионы образуются в объеме камеры и ускоряются в сторону стенок образовавшейся разностью потенциалов. Как только ионы долетают до стенок, они нейтрализуются и возвращаются в объем камеры в виде нейтральных атомов.

В настоящей работе используется метод траекторий для расчета поля концентрации ионов в камере. Приняты следующие основные допущения.

- Рассматривается двумерная осесимметричная квазистационарная задача.
- Учитывается воздействие на ионы только стационарной составляющей электрического поля.
- Считается, что влияние переменного магнитного поля на ионы пренебрежимо мало.
- Считается, что долетев до стенок, ионы нейтрализуются, то есть превращаются в нейтральные атомы.
- Не учитываются двухзарядные ионы

В работе [120] приводится уравнение для распределения потенциала в плазме для одномерной задачи:

$$\exp\left(\frac{q_e\varphi}{kT_e}\right) - \int_0^\xi \frac{\exp\left(\frac{q_e\varphi_1}{kT_e}\right)}{\sqrt{\frac{q_e\varphi}{kT_e} - \frac{q_e\varphi_1}{kT_e}}} d\xi_1 = 0, \quad (2.75)$$

где:  $\xi, \xi_1$  – безразмерные координаты,  $\varphi, \varphi_1$  – потенциал плазмы в точках с координатами  $\xi$  и  $\xi_1$  соответственно.

Использованная в настоящей работе методика расчета концентрации заряженных частиц основана на данном уравнении [121].

Зададимся некоторым распределением потенциала в рассматриваемом объеме  $\varphi_0(r, z)$ , таким, что потенциал будет спадать от некоторой точки внутри области по направлению к её границам. Расставим в узлах сетки по одному иону и смоделируем их движение в сторону стенок камеры (рисунок 2.13). Напряженность электрического поля в любой точке рассматриваемой области выражается соотношением

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(\varphi). \quad (2.76)$$

На ионы будет действовать сила Кулона, описываемая соотношением:

$$\vec{F} = q_e \vec{E}. \quad (2.77)$$

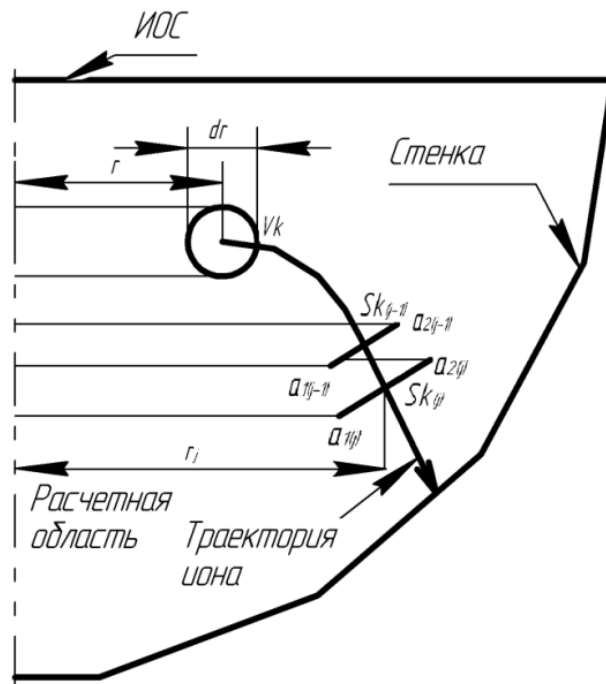


Рисунок 2.13 – Схема расчета траекторий ионов в камере ВЧИД

Считается, что начальная скорость ионов равна средней тепловой скорости атомов, а направление этой скорости считается таким же, как направление электрического поля. Ускорение, создаваемое электростатической силой, описывается соотношением:

$$\vec{a} = \frac{q_e \vec{E}}{M_i}. \quad (2.78)$$

Задав шаг временным шагом  $dt$ , рассчитаем скорости и координаты ионов в рассматриваемой области, считая, что ионы движутся с постоянным ускорением в течение времени  $dt$ :

$$v_{ir(j)} = v_{ir(j-1)} + a_{ir(j-1)} \cdot dt, \quad (2.79)$$

$$v_{iz(j)} = v_{iz(j-1)} + a_{iz(j-1)} \cdot dt, \quad (2.80)$$

$$r_{(j)} = r_{(j-1)} + v_{ir(j-1)} \cdot dt + \frac{a_{ir(j-1)} \cdot dt^2}{2}, \quad (2.81)$$

$$z_{(j)} = z_{(j-1)} + v_{iz(j-1)} \cdot dt + \frac{a_{iz(j-1)} \cdot dt^2}{2}, \quad (2.82)$$

где:  $j$  – номер шага, на котором рассчитываются параметры траекторий.

Теперь выделим кольцевые объемы  $V_k$  в окрестности узлов сетки (рисунок 2.13):

$$V_k = 2\pi r \cdot \pi dr^2. \quad (2.83)$$

Количество ионов, образующихся в кольцевом объеме в единицу времени равно [112]:

$$N = n_e n_n \langle \sigma v_i \rangle V_k, \quad (2.84)$$

где:  $n_e$  – концентрация электронов в рассматриваемой точке,  $n_n$  – концентрация нейтральных атомов в рассматриваемой точке.

Рассмотрим поверхность  $S_k$ , представляющую собой боковую поверхность усеченного конуса с образующей, перпендикулярной рассматриваемой траектории. Длину образующей рассчитаем исходя из предположения, что ионы разлетаются в направлении перпендикулярном траектории с тепловой скоростью:

$$S_{k(j)} = 2\pi r_{(j)} \cdot (dr + 2 \cdot j \cdot V_t dt). \quad (2.85)$$

Поток ионов через площадку  $S_k$  описывается соотношением:

$$N = n_{i(j)} v_{i(j)} S_{k(j)}. \quad (2.86)$$

Приравняв соотношения 2.81 и 2.83, можно получить выражение для расчета концентрации в  $j$ -й точке траектории:

$$n_{i(j)} = \frac{n_{e(0)} n_a \sigma v_i V_k}{v_{i(j)} S_{k(j)}}. \quad (2.87)$$

Концентрация, получаемая из соотношения (2.87), суммируется с концентрацией в узлах, расположенных в окрестности  $j$ -й точки траектории, рассчитанной с помощью того же соотношения при  $S_k = S_{k(0)}$ . Для этого при каждом значении  $j$  производится расчет координат  $r_{v(j)}$ ,  $z_{v(j)}$ ,  $r_{n(j)}$  и  $z_{n(j)}$  границ конической поверхности  $S_{k(j)}$ . Затем, проверяется, попадают ли узлы сетки в трапецию, образованную точками с координатами  $(r_{v(j)}, z_{v(j)})$ ,  $(r_{n(j)}, z_{n(j)})$ ,  $(r_{v(j-1)}, z_{v(j-1)})$ ,  $(r_{n(j-1)}, z_{n(j-1)})$  (рисунок 2.13). Если точка сетки оказывается внутри трапеции, то концентрация из  $j$ -й точки траектории суммируется с концентрацией в узловой точке сетки.

Кроме того, на каждой итерации в узлах сетки рассчитываются потоки ионов. Расчет концентрации и потоков в узле сетки с координатами  $(f, k)$  описывается следующими соотношениями:

$$(n_i)_{\Sigma}^{(f,k)} = \sum_l \sum_m (n_i)_j^{(l,m)}, \quad (2.88)$$

$$(n_i v_i)_{r\Sigma}^{(f,k)} = \sum_l \sum_m (n_i)_j^{(l,m)} (v_{ir})_j^{(l,m)}, \quad (2.89)$$

$$(n_i v_i)_{z\Sigma}^{(f,k)} = \sum_l \sum_m (n_i)_j^{(l,m)} (v_{iz})_j^{(l,m)}, \quad (2.90)$$

где:  $(l, m)$  – номер траектории (номера траекторий совпадают с координатами узлов сетки, из которых они начинаются),  $j$  – номер шага траектории, на котором узел сетки с координатами  $(f, k)$  оказался рядом с траекторией,  $(n_i)_j^{(l,m)}$  – концентрация ионов на  $j$ -м шаге траектории  $(l, m)$ ,  $(v_{ir})_j^{(l,m)}$  и  $(v_{iz})_j^{(l,m)}$  – радиальная и осевая компоненты скорости ионов на  $j$ -м шаге траектории  $(l, m)$ .

$(n_i v_i)_{r\Sigma}^{(f,k)}$  и  $(n_i v_i)_{z\Sigma}^{(f,k)}$  – радиальная и осевая компоненты полного потока ионов в узле сетки с координатами  $(f, k)$ .

При расчете суммарной концентрации и потока ионов в узлах сетки в соответствии с соотношениями (2.88)-(2.90) суммирование по траекториям происходит только при условии, что узел сетки  $(f, k)$  оказался в окрестности  $j$ -й точки траектории  $(l, m)$ .

Затем рассчитываются радиальная и осевая компоненты средней скорости ионов в узлах сетки:

$$(v_i)_r^{(f,k)} = \frac{(n_i v_i)_{r\Sigma}^{(f,k)}}{(n_i)_{\Sigma}^{(f,k)}}, \quad (2.91)$$

$$(v_i)_z^{(f,k)} = \frac{(n_i v_i)_{z\Sigma}^{(f,k)}}{(n_i)_{\Sigma}^{(f,k)}}. \quad (2.92)$$

Полученные значения средней скорости ионов в узлах сетки используются в качестве начальных скоростей ионов при расчете траекторий на последующей итерации.

После расчета концентрации в узлах сетки вычислим потенциал плазмы в каждой точке рассматриваемой области. Известно, что концентрация частиц в потенциальном поле описывается соотношением:

$$n_e = n_{e0} \cdot \exp\left(\frac{-q_e \varphi}{k_B T_e}\right), \quad (2.93)$$

где:  $n_{i0}$  – максимальная концентрация ионов в рассматриваемой области.

Отсюда:

$$\varphi = -\ln\left(\frac{n_e}{n_{e0}}\right) \cdot \frac{k_B T_e}{q_e}. \quad (2.94)$$

Далее полученное распределение потенциала используется для повторного расчета концентрации ионов описанным выше способом. Расчет выполняется итерационно до тех пор, пока изменение концентрации при переходе от итерации к итерации не станет меньше определенной заранее задаваемой маленькой величины.

## 2.3 Поиск начальных приближений для математической модели

Поскольку описанная в настоящей работе методика численного моделирования распределения концентрации заряженных частиц носит итерационный характер, необходимо для каждой исходной геометрии определять начальные приближения значений концентраций заряженных частиц. Для этого используются аналитические балансовые математические модели высокочастотного разряда.

### 2.3.1 Расчет начальных приближений для однокомпонентного не диссоциирующего рабочего тела.

Описанная в настоящем разделе методика использовалась для поиска начального приближения для расчета концентрации ионов в разряде применительно к ВЧИД, работающему на ксеноне.

В рамках нуль-мерной математической модели предполагается равномерное распределение параметров рабочего тела в расчетной области. Таким образом, в случае однокомпонентного рабочего тела необходимо определить значения концентрации ионов ( $n_i$ ) и нейтральных атомов ( $n_n$ ) при известном значении температуры электронов. В данной работе применялась известная методика [52].

Концентрация нейтральных атомов оценивается из уравнения баланса потока заряженных частиц при условии квазинейтральности плазмы ( $n_e = n_i$ ):

$$n_e n_n \langle \sigma v_i \rangle V_{\text{кам}} = 0.7 n_i v_i S_{\text{ст}}, \quad (2.95)$$

где:  $V_{\text{кам}}$  – объем разрядной камеры,  $S_{\text{ст}}$  – площадь поверхности всех стенок (границ) разрядной камеры,  $\langle \sigma v_i \rangle$  – коэффициенты интенсивности ионизации атомов, коэффициент 0.7 учитывает неравномерность распределения концентрации ионов по объему разрядной камеры,  $v_i$  – скорость ионов вблизи границы плазмы (скорость Бома) [52]:

$$v_i = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M_i}}. \quad (2.96)$$

Концентрация заряженных частиц рассчитывается с использованием уравнения баланса расхода рабочего тела:

$$\dot{m} = \dot{m}_i + \dot{m}_n, \quad (2.97)$$

где:  $\dot{m}_i = 0.7n_i v_i M_i S_{uoc} \sigma_i$  – расход ионов РТ через ИОС,  $\dot{m}_n$  – расход нейтральных атомов РТ через ИОС,  $\dot{m}$  – расход РТ, подаваемый на вход двигателя.

Расход нейтральных атомов оценивается из одномерной задачи течения газа в трубе. Если обозначить концентрацию нейтральных атомов, имеющих проекцию скорости на ось двигателя, направленную в сторону ИОС  $n_1$ , а в противоположную сторону -  $n_2$ , то для полной концентрации можно записать:

$$n_n = n_1 + n_2. \quad (2.98)$$

Полный поток нейтральных атомов вблизи ИОС складывается из потока нейтральных атомов в сторону ИОС, потоков отраженных от электродов ионов и атомов:

$$n_n v = n_1 \frac{v_T}{2} - n_1 \frac{v_T}{2} (1 - \sigma_0) - n_i v_i (1 - \sigma_i), \quad (2.99)$$

где:  $\sigma_0$  – прозрачность ИОС для нейтральных атомов.

Аналогично концентрация нейтральных атомов вблизи ИОС:

$$n_n = n_1 + n_1 (1 - \sigma_0) + \frac{2n_i v_i (1 - \sigma_i)}{v_T}. \quad (2.100)$$

Выразив из уравнения (2.100)  $n_1$  и подставив результат в уравнение (2.99), после преобразований можно получить:

$$n_n v = n_i v_i (1 - \sigma_i) \left( \frac{-2}{2 - \sigma_0} \right) + \frac{n_n}{(2 - \sigma_0)} \frac{v_T}{2} \sigma_0. \quad (2.101)$$

Умножив уравнение (2.99) на  $\sigma_0$ , выразив из него поток нейтральных атомов, истекающий из ИОС ( $n_1 \frac{v_T}{2} \sigma_0$ ) и подставив в полученное соотношение выражение (2.101), после преобразований можно получить:

$$n_1 \frac{v_T}{2} \sigma_0 = \left( n_n \frac{v_T}{2} - n_i v_i (1 - \sigma_i) \right) \left( \frac{\sigma_0}{2 - \sigma_0} \right). \quad (2.102)$$

Тогда расход атомов через ИОС будет:



$$m_n = \left( n_n \frac{v_T}{2} - n_i v_i (1 - \sigma_i) \right) \left( \frac{\sigma_0}{2 - \sigma_0} \right) M_i S_{uoc}. \quad (2.103)$$

А полный расход:

$$\dot{m} = n_i v_i M_i S_{uoc} \sigma_i + \left( n_n \frac{v_T}{2} - n_i v_i (1 - \sigma_i) \right) \left( \frac{\sigma_0}{2 - \sigma_0} \right) M_i S_{uoc}. \quad (2.104)$$

Из уравнения (2.104) можно получить выражение для расчета концентрации ионов в разрядной камере:

$$n_i = \frac{\dot{m}(2 - \sigma_0)}{v_i M_i S_{uoc} (2\sigma_i - \sigma_0)} - n_n \frac{v_T}{2v_i} \left( \frac{\sigma_0}{2\sigma_i - \sigma_0} \right). \quad (2.105)$$

Расчет производится при известном значении (начальном приближении) температуры электронов

### 2.3.2 Расчет начальных приближений для диссоциирующего рабочего тела

В данном случае необходимо рассчитать значения концентраций электронов, атомов и молекул азота, а также атомарных и молекулярных ионов азота внутри разрядной камеры и концентрации атомов и молекул азота в объеме накопителя УЗАГ.

Условие квазинейтральности плазмы в данном случае будет иметь вид:

$$n_e = n_{iN} + n_{iN_2}, \quad (2.106)$$

где:  $n_e$  – концентрация электронов,  $n_{iN}$ ,  $n_{iN_2}$  – концентрация атомарных и молекулярных ионов азота, соответственно.

Количество атомарных и молекулярных ионов, образующихся в объеме разрядной камеры, приравнивается количеству соответствующих ионов выпадающих на стенки:

$$n_e n_N \langle \sigma v_{Ni} \rangle V_{кам} = 0.7 n_{iN} v_{iN} S_{ст}, \quad (2.107)$$

$$n_e n_{N_2} \langle \sigma v_{N_2i} \rangle V_{кам} = 0.7 n_{iN_2} v_{iN_2} S_{ст}, \quad (2.108)$$

где:  $n_N, n_{N_2}$ , – концентрации атомов и молекул азота,  $\langle \sigma v_{Ni} \rangle, \langle \sigma v_{N_2i} \rangle$  – коэффициенты интенсивности ионизации атомов и молекул азота,  $v_{iN}, v_{iN_2}$  –

скорости Бома для атомарных и молекулярных ионов азота, определяемые из соотношений [52]:

$$v_{iN} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M_{iN}}}, \quad (2.109)$$

$$v_{iN_2} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M_{iN_2}}}, \quad (2.110)$$

где:  $M_{iN}, M_{iN_2}, M_{iO}, M_{iO_2}$  – массы атомарных и молекулярных ионов азота и кислорода.

Расход азота, подаваемый в камеру, складывается из расходов атомов, молекул, атомарных и молекулярных ионов через ионно-оптическую систему и через разделительную сетку, в накопитель:

$$\frac{\dot{m}_{N_2}}{M_{iN}} = v_{iN} (n_{iN} + \sqrt{2} n_{iN_2}) \left( \frac{(2\sigma_i - \sigma_0) S_{иос}}{2 - \sigma_0} + \frac{\sigma_{pc} S_{pc}}{2 - \sigma_{pc}} \right) + \frac{v_N}{2} (n_N + \sqrt{2} n_{N_2}) \left( \frac{\sigma_0 S_{иос}}{2 - \sigma_0} + \frac{\sigma_{pc} S_{pc}}{2 - \sigma_{pc}} \right) - n_{N_2\_УЗАГ} \frac{v_{N_2}}{2} \sigma_{pc} S_{pc} - n_{N\_УЗАГ} \frac{v_N}{2} \sigma_{pc} S_{pc}, \quad (2.111)$$

где:  $\dot{m}_{N_2}$  – массовый расход азота, подаваемый в двигатель,  $\sigma_i$  – прозрачность ионно-оптической системы для ионов,  $\sigma_0$  – прозрачность ИОС для нейтральных атомов,  $v_N, v_{N_2}$  – тепловые скорости атомов и молекул азота,  $S_{иос}$  – площадь перфорированной части ИОС,  $\sigma_{pc}$  – прозрачность разделительной сетки,  $S_{pc}$  – площадь разделительной сетки,  $n_{N\_УЗАГ}, n_{N_2\_УЗАГ}$  – концентрации атомов и молекул азота и кислорода в устройстве забора атмосферных газов.

Кроме того, считается, что атомы азота появляются внутри разрядной камеры в результате диссоциации молекул, а затем либо покидают камеру через ионно-оптическую систему и УЗАГ, либо ионизируется:

$$n_e n_{N_2} \langle \sigma v_{N_2 diss} \rangle V_{кам} = (n_N \frac{v_N}{2} + n_{iN} v_{iN} (1 - \sigma_i)) \frac{\sigma_0}{2 - \sigma_0} S_{иос} + (n_N \frac{v_N}{2} + n_{iN} v_{iN} (1 - \sigma_{pc})) \frac{\sigma_{pc}}{2 - \sigma_{pc}} S_{pc} + n_e n_N \langle \sigma v_{Ni} \rangle V_{кам}. \quad (2.112)$$

Для расчета концентраций атомов и молекул азота в объеме накопителя используются уравнения баланса потоков атомов и молекул для этого объема. Для атомов азота:

$$(n_N \frac{v_N}{2} + n_{iN} v_{iN} (1 - \sigma_{pc})) \frac{\sigma_{pc}}{2 - \sigma_{pc}} S_{pc} = n_{N_{УЗАГ}} S_{вхуз} \sigma_{вхуз} + n_{N_{УЗАГ}} S_{pc} \sigma_{pc} \frac{v_N}{2}. \quad (2.113)$$

Для молекул азота:

$$(n_{N_2} \frac{v_{N_2}}{2} + n_{iN_2} v_{iN_2} (1 - \sigma_{pc})) \frac{\sigma_{pc}}{2 - \sigma_{pc}} S_{pc} = (n_{N_2_{УЗАГ}} S_{вхуз} \sigma_{вхуз} + n_{N_2_{УЗАГ}} S_{pc} \sigma_{pc}) \frac{v_{N_2}}{2}. \quad (2.114)$$

Здесь:  $S_{вхуз}$  – площадь входной границы УЗАГ,  $\sigma_{вхуз}$  – прозрачность входной границы УЗАГ.

Таким образом, имеем систему из семи уравнений: (2.106)-(2.108), (2.111)-(2.114). И семь неизвестных:  $n_e, n_{iN}, n_{iN_2}, n_N, n_{N_2}, n_{N_{УЗАГ}}, n_{N_2_{УЗАГ}}$ .

Из решения полученной системы уравнений для данной геометрии двигателя, определяются значения концентраций частиц, которые в дальнейшем используются в качестве начальных приближений для численной математической модели.

#### 2.4 Отладка составных частей физико-математической модели

Для верификации методики расчета концентрации нейтральных атомов был проведен тестовый расчет течения газа из резервуара в вакуум через канал со сферической формой стенки (рисунок 2.14). Для такого канала известно аналитически полученное распределение концентрации по длине канала на его оси (ось Z на рисунке 2.14) [122].

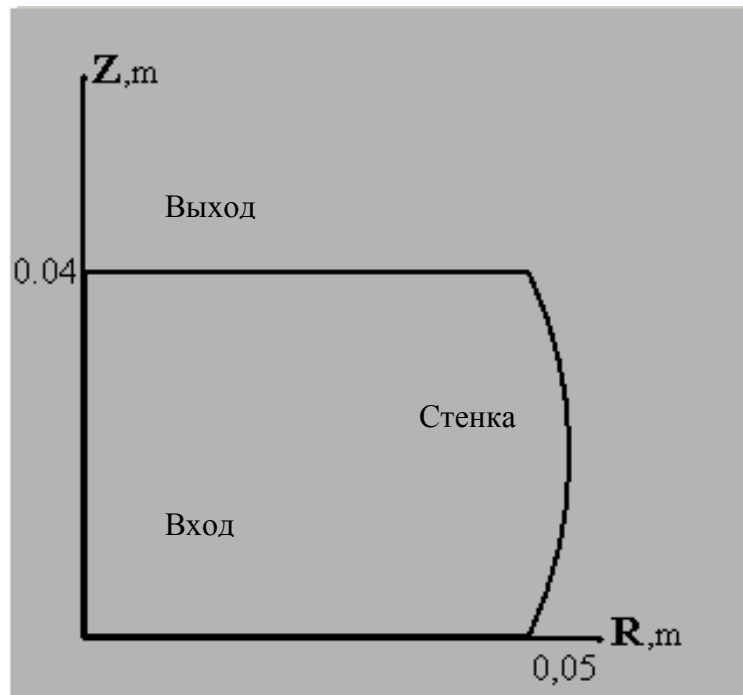


Рисунок 2.14 – Исходная геометрия для расчета канала со сферической формой стенки

Было получено распределение концентрации в канале и производилось сравнение значений полученных на оси с аналитическим решением. Расчетное распределение концентрации частиц в канале представлено на рисунке 2.15. Результаты сравнения значений концентрации на оси канала с аналитическим решением приведены на рисунке 2.16.

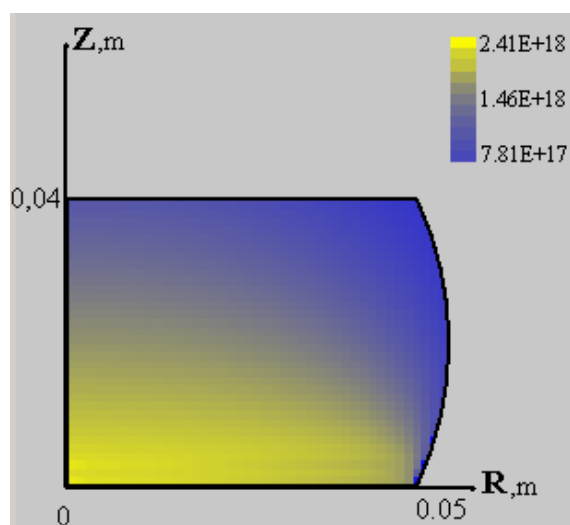


Рисунок 2.15 - Распределение концентрации нейтральных атомов [ $1/\text{м}^3$ ] в канале со сферической формой стенки

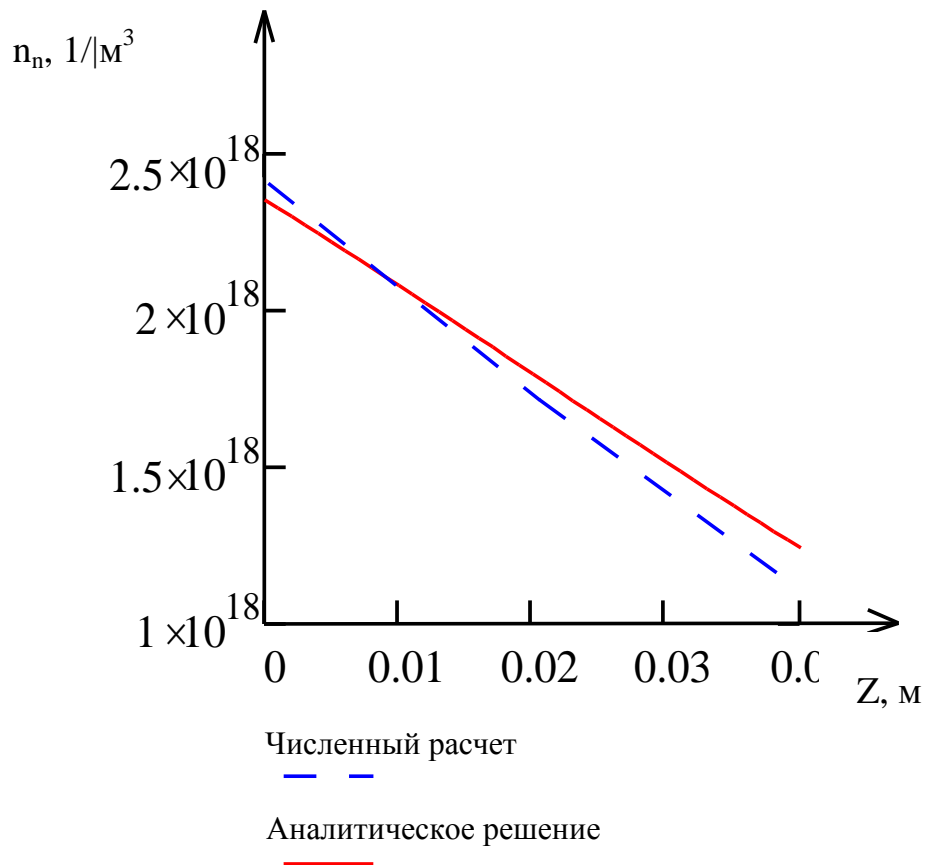


Рисунок 2.16 – Сравнение численного расчета концентрации на оси канала со сферической формой стенки с аналитическим решением для того же канала

Как видно из рисунка 2.16, максимальное расхождение численного расчета с аналитическим решением составляет около 10-15%. Расхождения могут быть обусловлены заменой сферического канала поверхностью, состоящей из элементарных усеченных конусов, и другими погрешностями, возникающими при численном моделировании

В работе [120] приводится аналитическое решение для пространственного распределения потенциала плазмы при ионорождении пропорциональном концентрации ионов для плоской, цилиндрической и сферической геометрии плазменной области. Эта зависимость использовалась для верификации полученной модели. Для этого на основе данного аналитического решения с помощью соотношения 2.91 было получено распределение концентрации по радиусу сферического объема.

Для отладки методики расчета ионов рассчитывалось распределение концентрации ионов в сферическом объеме при интенсивности ионизации, пропорциональной концентрации заряженных частиц (для такой задачи известно аналитическое решение [122]). Была смоделирована сферическая расчетная область радиусом  $r_c = 50$  мм, представленная на рисунке 2.17. Осью симметрии является ось  $Z$ . Далее была построена равномерная прямоугольная сетка, представленная на рисунке 2.18. Перед проведением расчета определялись узлы сетки, находящиеся внутри расчетной области. Узлы, оказавшиеся за пределами расчетной области, при расчете не рассматривались. Были заданы начальные приближения для электрического потенциала и для концентрации ионов и рассчитаны параметры траекторий ионов в электрическом поле.

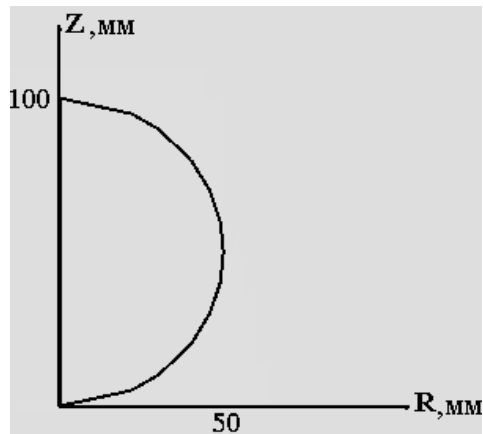


Рисунок 2.17 – Сферическая расчетная область

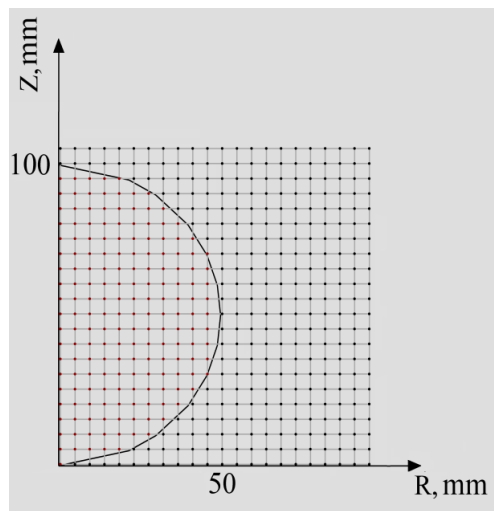


Рисунок 2.18 – Прямоугольная равномерная сетка, использованная в расчете

Затем, с помощью описанной численной модели построено распределение относительной концентрации по радиусу сферы, приведенное на рисунке 2.19. Расчет производился при равномерном распределении концентрации нейтральных атомов и коэффициента скорости ионизации. Результаты сравнения численного расчета с аналитическим решением приведены на рисунке 2.20.

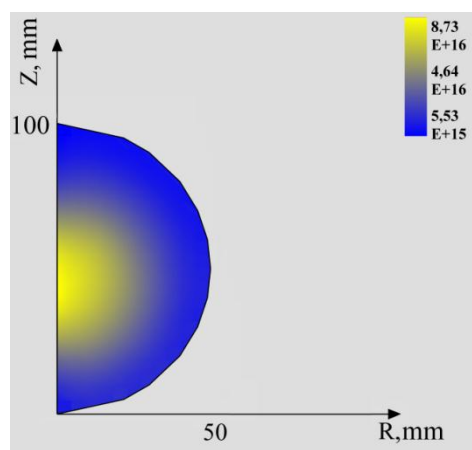


Рисунок 2.19 – Расчетное распределение концентрации в сферическом объеме ( $1/\text{м}^3$ )

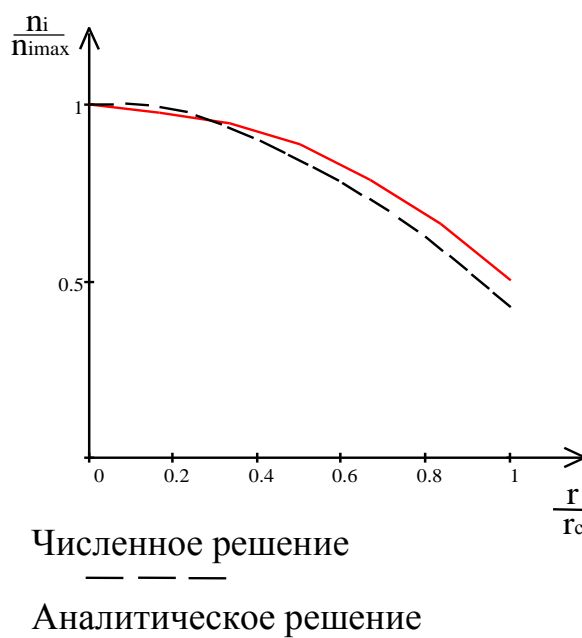


Рисунок 2.20 – Сравнение численного расчета распределения концентрации ионов по радиусу сферической области с аналитическим решением

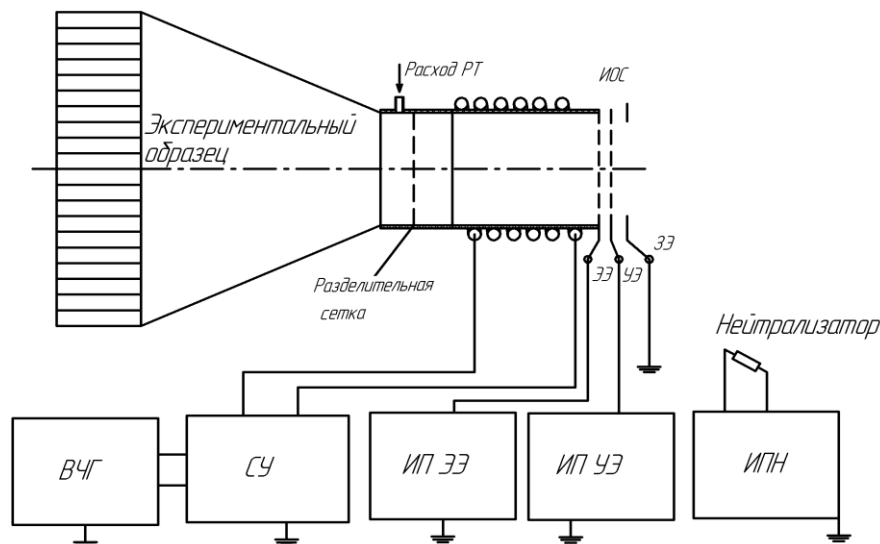
Как видно из рисунка 2.20, описанная методика позволяет получить распределение концентрации ионов с достаточно хорошей точностью (максимальные расхождения результатов численного расчета с аналитическим решением не превышают 10 %). Приведенная математическая модель может быть использована для расчета концентрации ионов при моделировании разряда в высокочастотных ионных двигателях.



### Глава 3. Экспериментальное исследование высокочастотного ионного двигателя с прямоточной конфигурацией разрядной камеры

Исследования прямоточного ВЧИД по собственно прямоточной схеме, при подаче рабочего тела на вход устройства забора атмосферных газов в виде ускоренной струи связаны с необходимостью создания имитатора набегающего потока, который обеспечил бы струю атмосферных газов с плотностью и скоростью частиц в потоке, соответствующими условиям орбитального полета. Создание такого устройства связано с рядом технологических трудностей

В настоящей работе исследуется упрощенная постановка данной задачи: рабочее тело подается в область ионизации и, при этом, есть возможность его истечения не только через ионно-оптическую систему, но и через входной канал устройства забора атмосферных газов (рисунок 3.1). Такой подход позволит приблизительно оценить параметры прямоточного ВЧИД в различных режимах работы, его относительно просто реализовать экспериментально.



ВЧГ – высокочастотный генератор, СУ – согласующее устройство, ИП ЭЭ – источник питания эмиссионного электрода, ИП УЭ – источник питания ускоряющего электрода, ИПН – источник питания нейтрализатора

Рисунок 3.1 – Схема эксперимента по исследованию ВЧИД с прямоточной конфигурацией разрядной камеры

### 3.1 Описание экспериментального стенда и используемого оборудования

Экспериментальные исследования лабораторного образца ВЧИД с прямоточной конфигурацией разрядной камеры проводились в МАИ на вакуумном стенде «2ИУ-4В». Стенд состоит из вакуумной камеры, системы вакуумных насосов, для создания разрежения внутри камеры, системы измерения давления в камере, и систем регулировки и управления параметрами испытываемого двигателя.

Рабочий объем вакуумной камеры  $V_{2ИУ-4В} \approx 5,6 \text{ м}^3$  (диаметр  $d_{2ИУ-4В} = 1,2 \text{ м}$  и длина камеры  $l_{2ИУ-4В} \approx 5 \text{ м}$ ). Для создания предварительного разрежения на уровне  $10^{-2}$ - $10^{-3}$  мм.рт.ст. используется безмасляный двухступенчатый форвакуумный насос Kashiyama MU-603. Для дальнейшего понижения давления в вакуумной камере в состав стенда включены два турбомолекулярных насоса Edwards STP-XA4503С.



Рисунок 3.2 – Общий вид стенда «2ИУ-4В».

Скорость откачки вакуумной системы – 12000 л/с по азоту. Уровень динамического вакуума, возможный на стенде «2ИУ-4В», составляет от  $1,5 \cdot 10^{-5}$  до  $8 \cdot 10^{-6}$  мм.рт.ст. Схема вакуумной системы стенда «2ИУ-4В» приведена на рисунке 3.3. Перечень элементов приведен в таблице 3.1.

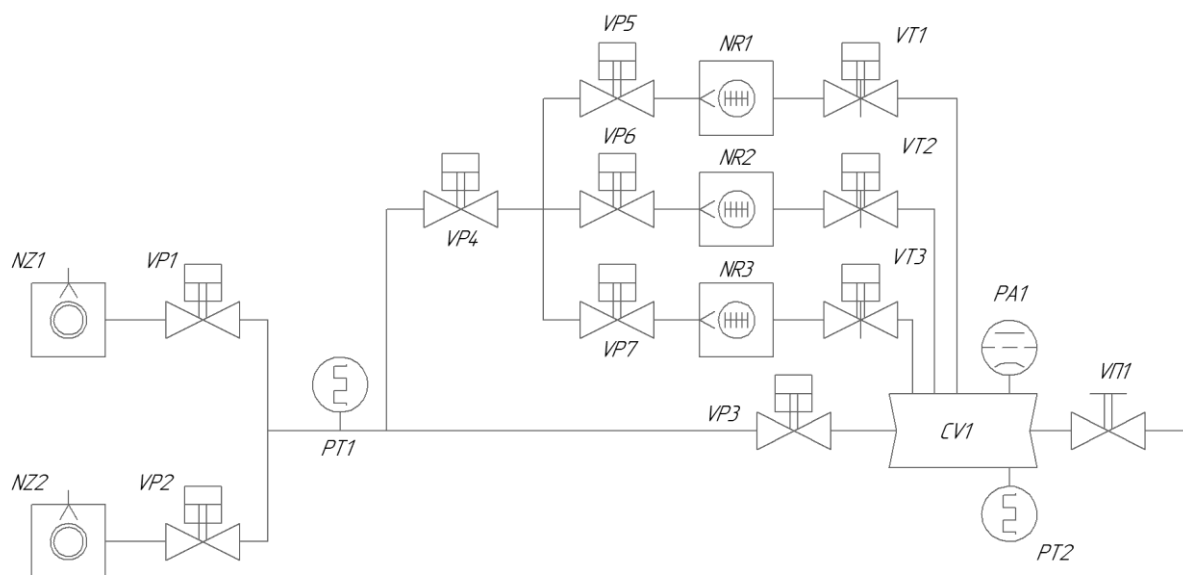


Рисунок 3.3 – Схема вакуумной системы стенда «2ИУ-4В».

Таблица 3.1 - Элементы вакуумного стенда.

Обозначение на схеме	Наименование
CV1	Вакуумная камера
NR1, NR2, NR3	Турбомолекулярный насос
NZ1, NZ2	Форвакуумный агрегат (Рутс)
PA1	Вакуумметр ионизационный
PT1, PT2	Вакуумметр теплоэлектрический
VP1, VP2, VP3, VP4, VP5, VP6, VP7	Клапан с пневмоприводом
VT1, VT2, VT3	Клапан тарельчатый с пневмоприводом (шибер)
VII1	Клапан с ручным приводом

В состав стенда включена система хранения и подачи рабочего тела (СХПРТ), схема которой приведена на рисунке 3.4.

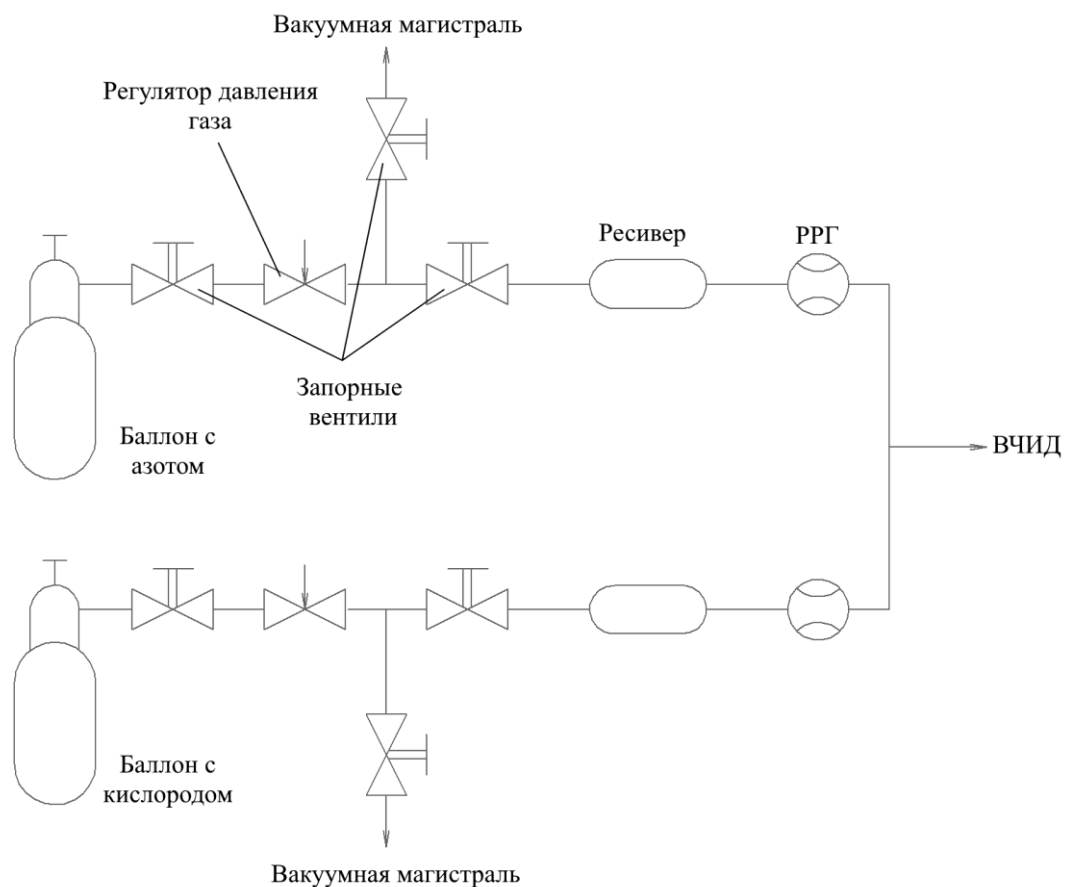


Рисунок 3.4 – Система хранения и подачи рабочего тела стенда «2ИУ-4В».

Система состоит из двух параллельных независимых газовых магистралей для подачи РТ в двигатель. Каждая магистраль включает в себя баллон с газом, трубопровод, запорные краны, кран для обезгаживания магистрали, механический регулятор давления, ресивер, а также регулятор-измеритель расхода газа (РРГ). Фотография СХПРТ стенда «2ИУ-4В» представлена на рисунке 3.5. В качестве РРГ на установке «2ИУ-4В» использовалась пара расходомеров MKS 1179C 100 SCCM с максимальным массовым расходом -  $100 \text{ ст. см}^3/\text{мин}$ . Блок управления РРГ - MKS 247D Readout [123], [124]. На блоке был рассчитан и настроен

коэффициент, учитывающий поправку на вид газа «Gas Correction Factor» для азота.



Рисунок 3.5 – Фотография СХПРТ стенда «2ИУ-4В».

В систему электропитания двигателя ВЧИД входят высокочастотный генератор ВЧГ с согласующим устройством СУ, источник питания эмиссионного электрода ИПЭЭ, источник питания ускоряющего электрода ИПУЭ, а также

источник питания нейтрализатора ИПН с блоком смещения накала БСНН. Все блоки, кроме ВЧГ с СУ были изготовлены ООО НПК «Платар».

Источник питания эмиссионного электрода обеспечивает максимальный ионный ток до 1 А. Значение напряжения на эмиссионном электроде может задаваться в диапазоне от 0 до +5000 В. Источник питания ускоряющего электрода (ИПУЭ) обеспечивает максимальное напряжение -500 В, максимальный ток перехвата 300 мА. Источник питания нейтрализатора (ИПН) обеспечивает пропускание через накальную нить-нейтрализатор тока номиналом до 20 А. При этом, ИПН обеспечивает смещение потенциала нити на -80 В. Потенциалы источников питания задаются относительно земли. Для предотвращения наводок ВЧ мощности, все цепи питания содержат специальные электротехнические фильтры. Управление системой и регистрация информации осуществляется как в ручном режиме, так и от стендовой вычислительной машины. Значения напряжения и ионного тока регистрировались с датчиков компенсационного типа и выводились на внешние цифровые измерители в виде сигнала в вольтах. Коэффициент пересчета получаемого сигнала в истинное значение был задан производителем блоков НПК «Платар» и, кроме того был проверен с использованием тарировочной нагрузки и поверенных измерителей напряжения и тока.

По проведенным оценкам погрешность измерений на стендовом оборудовании не превышала пяти процентов. Для увеличения точности часть данных измерялась несколько раз в разных экспериментальных сессиях с целью определения повторяемости результата.

В ходе экспериментальных исследований использовался высокочастотный генератор американской фирмы Seren модель R1001, с согласующим устройством Seren AT6 Automatic Matching Device. Высокочастотный генератор Seren R1001 имеет диапазон частот 1700÷2100 КГц, номинал выходной мощности 1÷1000 Вт. Погрешность показаний прибора складывалась из величины равной 1% от всей шкалы показаний и величины равной 1% от текущего показания [125].

### 3.2 Описание экспериментального образца

Для экспериментального исследования параметров был создан лабораторный образец ВЧИД с прямооточной конфигурацией разрядной камеры [126], [127], представленный на рисунке 3.6



а



б

Рисунок 3.6 – Лабораторный образец ВЧИД с прямооточной конфигурацией разрядной камеры (а – без кожуха, б – с кожухом)

Внешняя торцевая граница узла, моделирующего влияние УЗАГ на работу двигателя (далее будем условно называть этот узел «УЗАГ»), была выполнена с возможностью изменения прозрачности путем поворота специальных створок. Таким образом, было возможно исследовать работу двигателя при различных уровнях давления газа в УЗАГ.

При свободномолекулярном течении прозрачность щелевых каналов (коэффициент Клаузинга) для газа, вылетающего из объема УЗАГ в вакуумную камеру, можно оценить с использованием данных, полученных в работе [118] (рисунок 3.7)

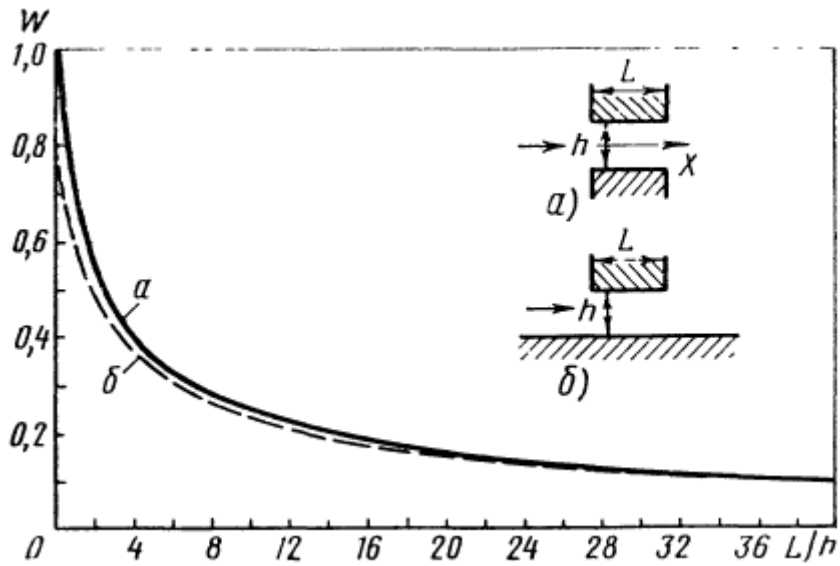


Рисунок 3.7 – Зависимость коэффициентов Клаузинга от геометрических параметров щелевого канала [118]

Пояснительная схема к расчету геометрических параметров щелевого канала для экспериментального образца представлена на рисунке 3.8

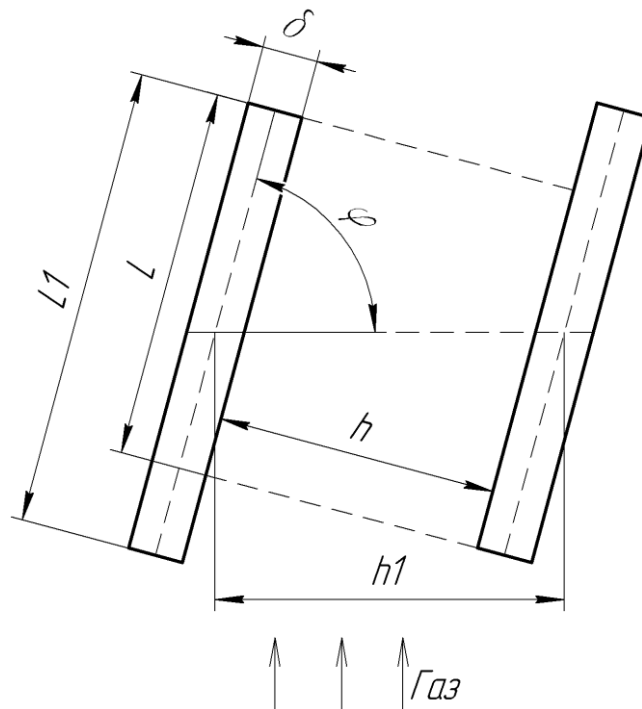


Рисунок 3.8 – Пояснительная схема к расчету геометрических параметров щелевого канала в жалюзи



Для рассматриваемой геометрии использовались следующие расчетные соотношения:

$$h = h1 \sin \varphi - \delta, \quad (3.1)$$

$$L = L1 - h1 \cos \varphi. \quad (3.2)$$

Геометрические параметры створок в исследуемом экспериментальном образце приведены в таблице 3.1

Таблица 3.1 - геометрические параметры жалюзи

Параметр	Значение
$h1$	32 мм
$L1$	32 мм
$\delta$	2 мм

Кроме того, следует отметить, что часть площади входной границы УЗАГ механически перекрывается створками, что также будет влиять на прозрачность (рисунок 3.9). Приблизительно можно считать, что весь поток, подошедший к элементарной ячейке справа от линии «с», попадет на вход щелевого канала.

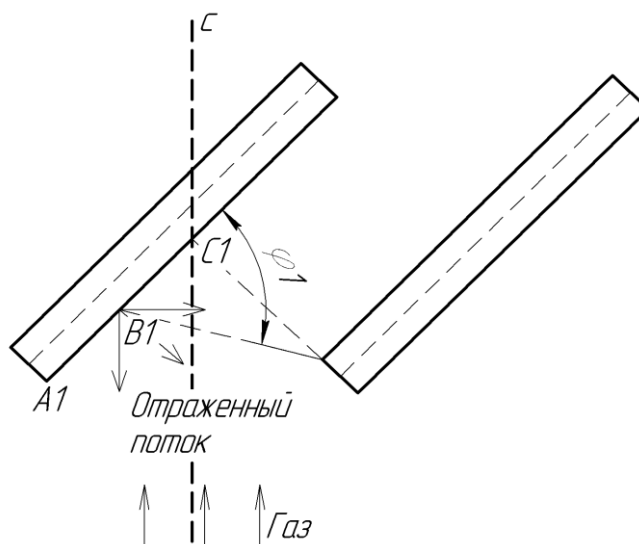


Рисунок 3.9 – Пояснительная схема для оценки прозрачности входной границы УЗАГ

Также приблизительно учитывается поток частиц, отраженный от внутренней поверхности левой створки и направленный в сторону щелевого канала. Считается, что доля отраженного потока, направленная в сторону щели, примерно

равна отношению углов  $\left(\frac{\varphi_1}{\pi}\right)$ . Тогда можно получить приближенное соотношение для оценки прозрачности входной границы УЗАГ:

$$\sigma_{in} = W \left( \frac{h \sin \varphi}{h_1 - \delta} + \frac{h_1 - \delta - h \sin \varphi}{h_1 - \delta} \frac{\varphi_1}{\pi} \right), \quad (3.3)$$

где  $W$  – коэффициент Клаузинга для щелевого канала, первое слагаемое в скобках характеризует долю потока, поступающего на вход щели напрямую, второе – долю потока, поступающую на вход щели после отражения от внутренней поверхности створки.

### 3.2 Результаты экспериментального исследования

Затем, лабораторный образец ВЧИД был установлен в вакуумную камеру и запущен при подаче в разрядную камеру азота. Внешний вид лабораторного образца во время работы представлен на рисунке 3.10

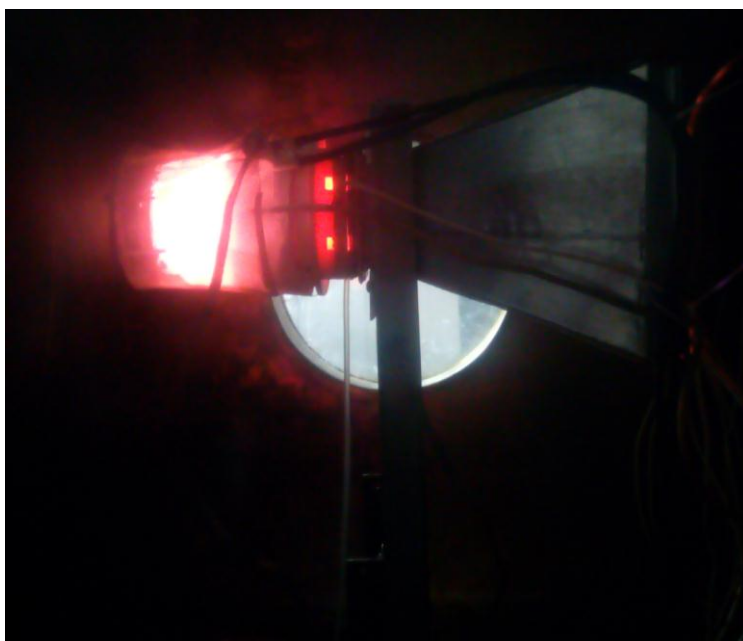
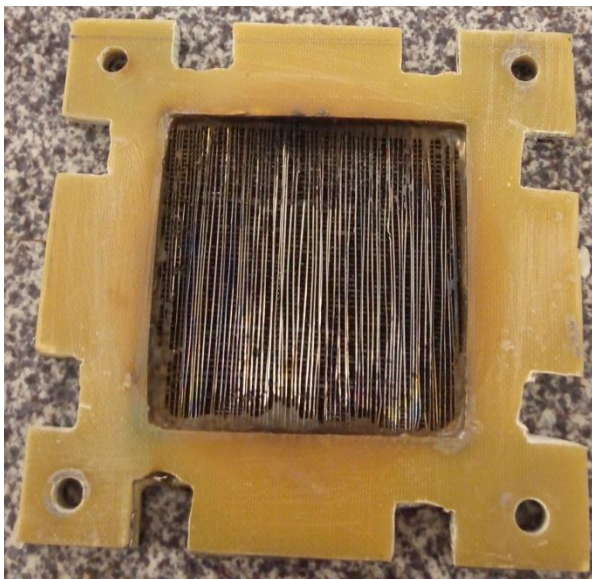


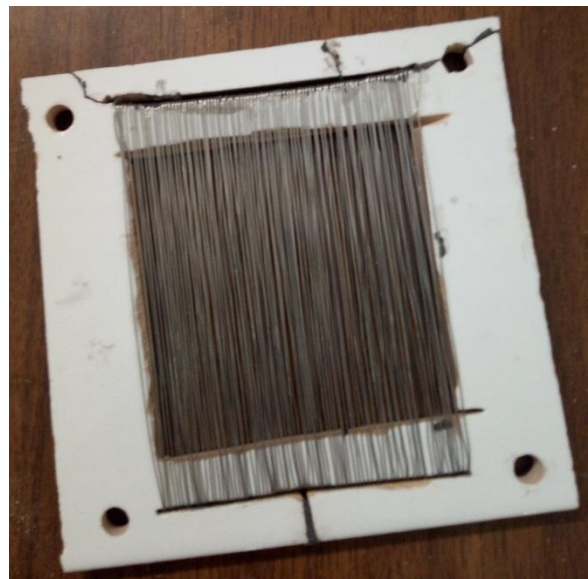
Рисунок 3.10 – Лабораторный образец ВЧИД с прямоточной конфигурацией разрядной камеры, работающий на азоте

На первом этапе решалась проблема работоспособности разделительной сетки, предназначенной для удержания плазмы ВЧ разряда в объёме разрядной камеры. При установке одной сетки (рисунок 3.11 а), удалось поднять напряжение на эмиссионном электроде до +400 В. При дальнейшем повышении напряжения,

происходил электрический пробой между ЭЭ и заземленной конструкцией УЗАГ. Следует также отметить, что проводилось экспериментальное исследование работы образца при УЗАГ, находящемся под плавающим потенциалом. При этом в момент пробоя сетки УЗАГ заряжался до потенциала плазмы, а затем происходил пробой между УЗАГ и стенкой вакуумной камеры (вследствие наличия плазмы внутри вакуумной камеры), что приводило к погасанию ВЧ-разряда в двигателе.



а)



б)

Рисунок 3.11 – Разделительные сетки, использованные в конструкции лабораторного образца

Большей стабильности работы двигателя удалось достигнуть, установив две разделительные сетки (обе – под плавающим потенциалом). Вторая сетка представлена на рисунке 3.11 б. При этом напряжение на ЭЭ удалось увеличить до +600 В. Все дальнейшие исследования проводились при данном значении потенциала ЭЭ.

При повышении потенциала до +600 В наблюдалось формирование ионного пучка (рисунок 3.12).



Рисунок 3.12 – Пучок ионов при потенциале ЭЭ +600 В

После достижения стабильной работы двигателя были начаты исследования параметров системы.

Были экспериментально получены зависимости тока пучка ионов от ВЧ-мощности при различных расходах рабочего тела (рисунки 3.13-3.17) при различных положениях створок входной границы (вследствие несовершенства конструкции створок прозрачность входной границы при полностью закрытых створках принималась  $\approx 0.05$ ).

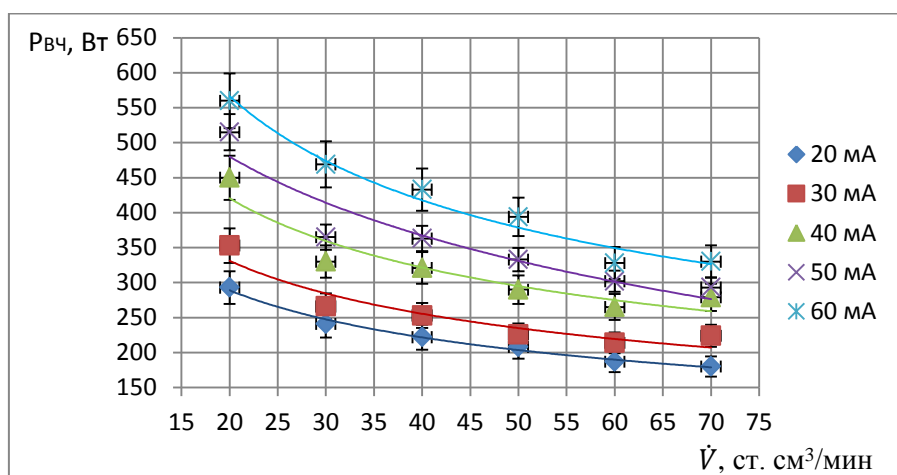


Рисунок 3.13 – Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода азота при различных токах ионного пучка (створки закрыты), прозрачность входной границы  $\approx 0.05$

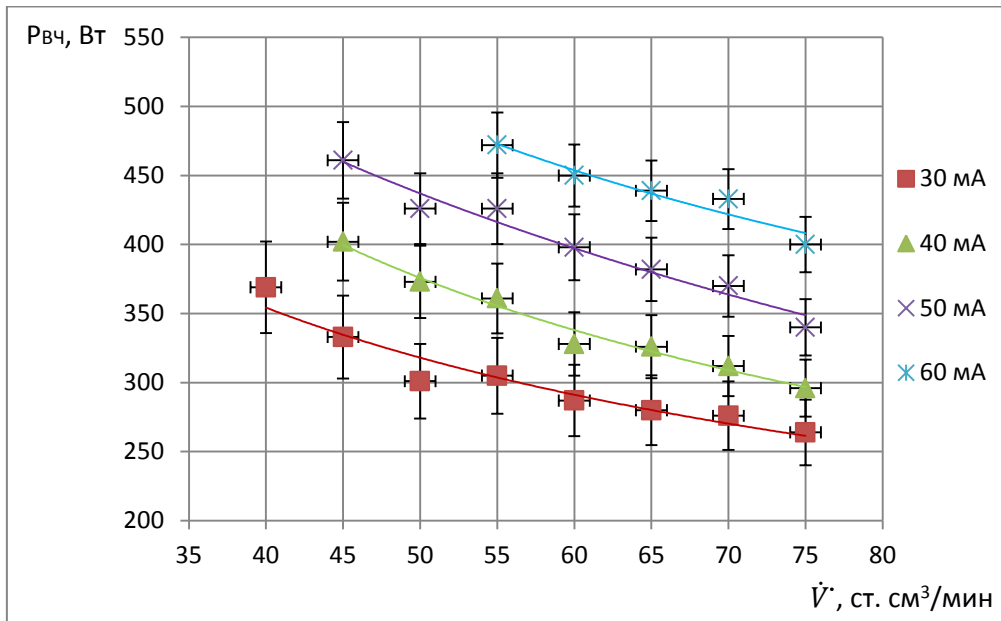


Рисунок 3.14 – Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода азота при различных токах ионного пучка (угол между створками и плоскостью входной границы  $8^\circ$ ), прозрачность входной границы  $\approx 0.1$

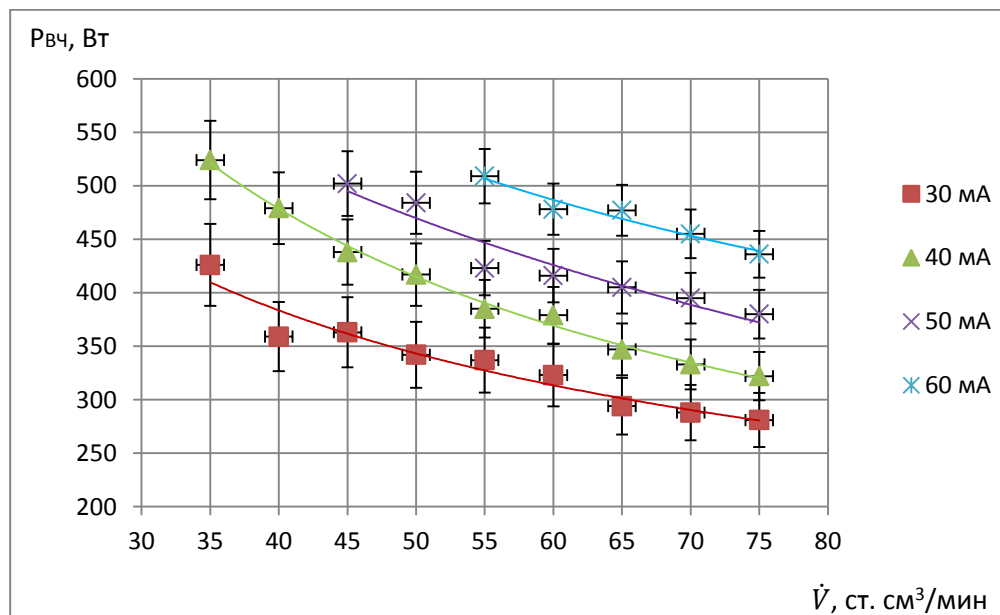


Рисунок 3.15 – Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода азота при различных токах ионного пучка (угол между створками и плоскостью входной границы  $15^\circ$ ), прозрачность входной границы  $\approx 0.2$

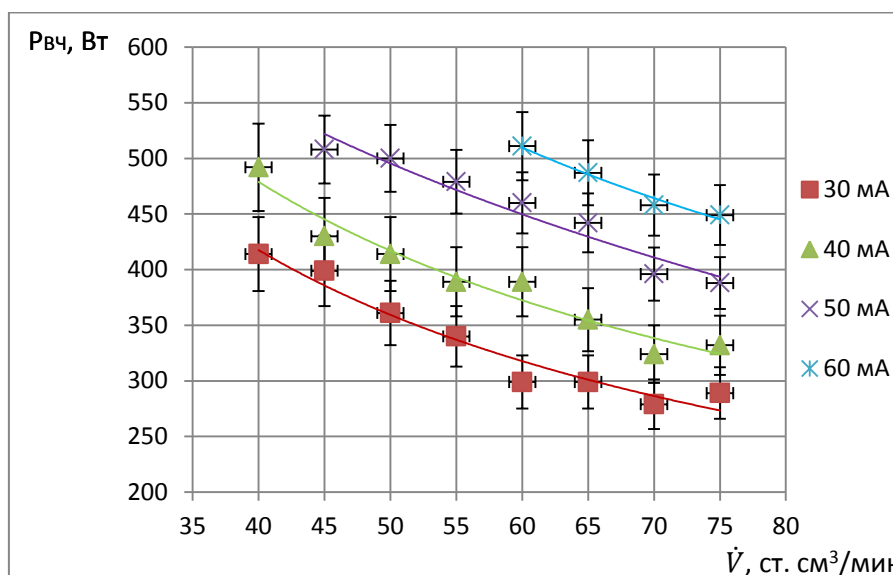


Рисунок 3.16 – Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода азота при различных токах ионного пучка (угол между створками и плоскостью входной границы  $30^\circ$ ), прозрачность входной границы  $\approx 0.38$

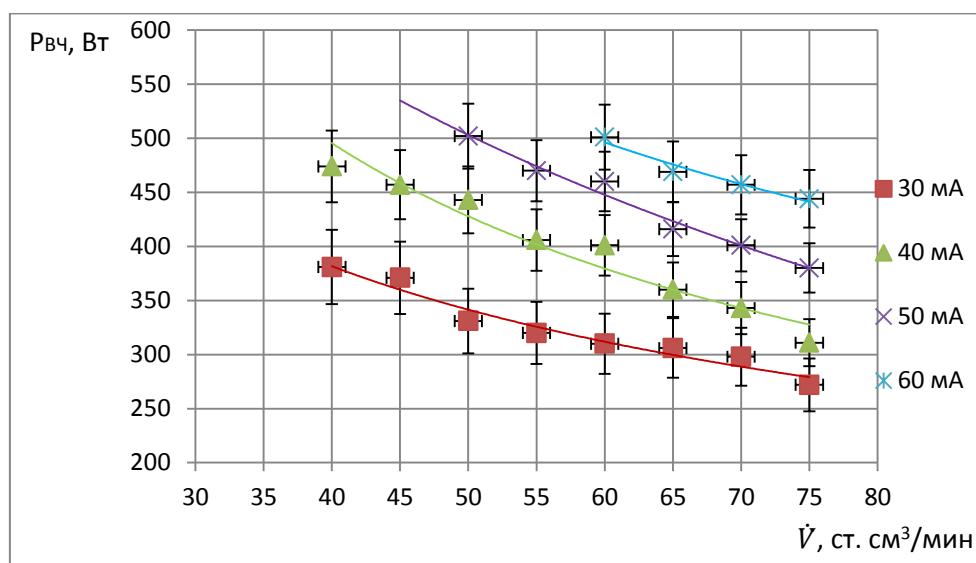


Рисунок 3.17 – Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода азота при различных токах ионного пучка (угол между створками и плоскостью входной границы  $45^\circ$ ), прозрачность входной границы  $\approx 0.51$

Как видно из рисунков 3.13-3.17, до угла створок  $15^\circ$  при увеличении прозрачности входной границы УЗАГ наблюдается рост потребляемой ВЧ мощности для обеспечения заданного тока пучка ионов. Кроме того, повышается нижняя граница по расходу рабочего тела, при котором двигатель еще сохраняет

работоспособность. Однако при дальнейшем увеличении угла раскрытия створок параметры двигателя практически перестают изменяться (рисунки 3.18-3.19).

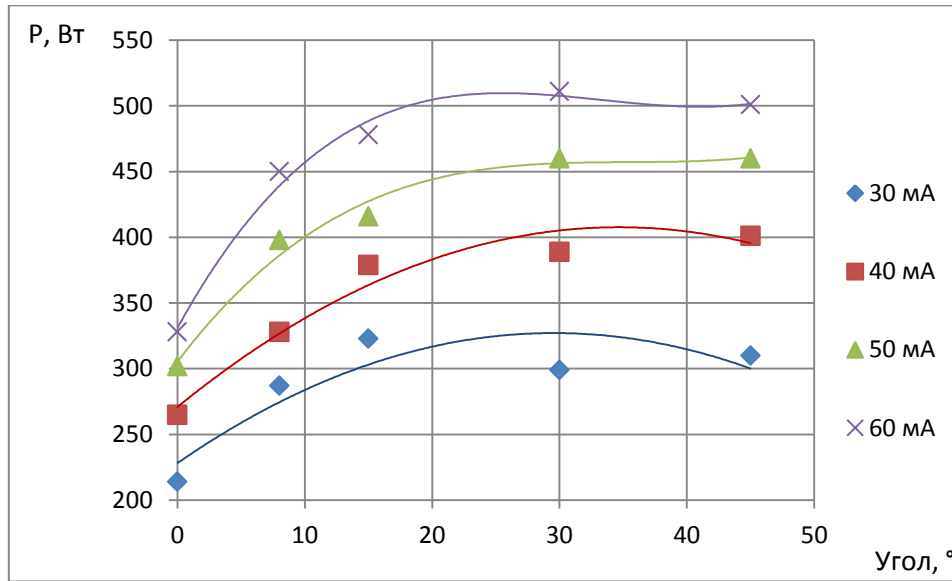


Рисунок 3.18 – Зависимость ВЧ мощности от угла поворота створок при расходе азота 60 ст.см<sup>3</sup>/мин. для различных значений тока пучка ионов.

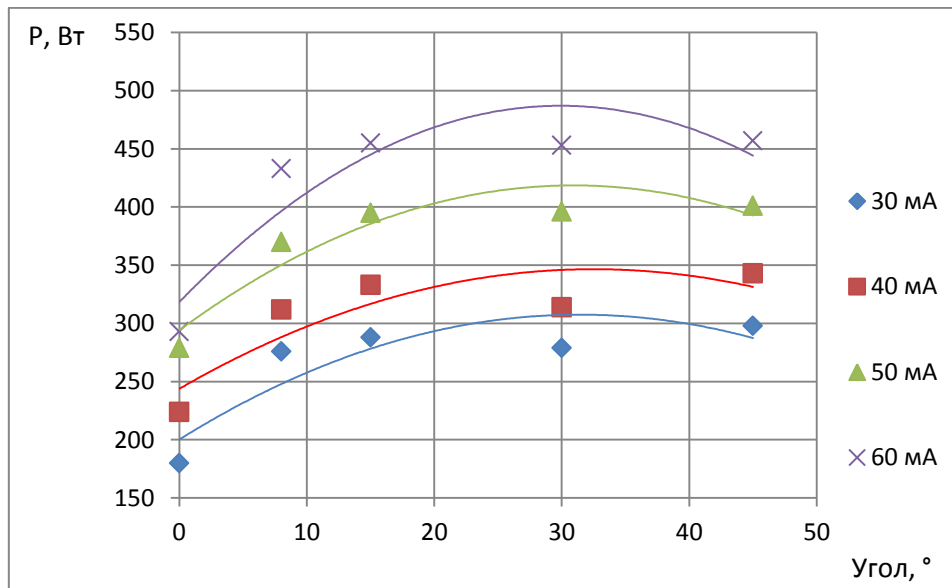


Рисунок 3.19 – Зависимость ВЧ мощности от угла поворота створок при расходе азота 70 ст.см<sup>3</sup>/мин. для различных значений тока пучка ионов.

Как видно из рисунков 3.18-3.19, при угле поворота створок больше 15° изменение параметров двигателя сохраняется на уровне погрешности эксперимента. Это может быть вызвано недостаточной пропускной способностью внутреннего объема УЗАГ для потока частиц, отраженного от створок.

Таким образом, проведено экспериментальное исследование высокочастотного ионного двигателя с прямоточной конфигурацией разрядной камеры. Получены экспериментальные зависимости, которые могут быть использованы при проектировании устройства забора атмосферных газов для такого двигателя. Показано, что с повышением прозрачности входной границы УЗАГ до угла поворота створок  $15^\circ$  происходит существенное снижение тока пучка ионов для заданных значений расхода и ВЧ мощности, что вызвано увеличением потерь рабочего тела через входную границу. При дальнейшем увеличении прозрачности изменение параметров мало (сопоставимо с погрешностью измерений), что может быть вызвано недостаточной пропускной способностью внутреннего объема УЗАГ для потока частиц, отраженного от створок.



## **Глава 4. Верификация разработанной математической модели и анализ полученных данных**

Поскольку разработанная математическая модель позволяет производить расчеты высокочастотных разрядов в различных газах, сначала была смоделирована работа ВЧИД на ксеноне, как не диссоциирующем рабочем теле, для которого опубликовано значительное количество экспериментальных данных

### **4.1 Верификация разработанной математической модели с использованием опубликованных данных по ВЧИД**

Сначала для верификации разработанной математической модели были использованы данные, полученные в работе [72]. В данной работе проводились исследования ВЧИД с диаметром пучка 10 см с различными рабочими телами: ксеноном, азотом, кислородом и атмосферной смесью. В работе приведена трехмерная модель исследуемого двигателя (рисунок 4.1)

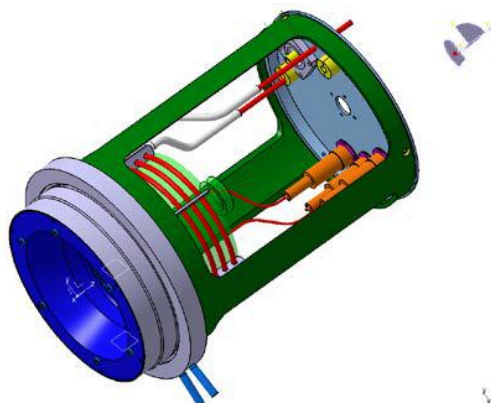


Рисунок 4.1 – Трехмерная модель двигателя, исследуемого в работе [72]

На первом этапе верификация проводилась для ксенона. В работе [72] были экспериментально получены зависимости ВЧ-мощности от объемного расхода ксенона для различных токов пучка ионов (рисунок 4.2).

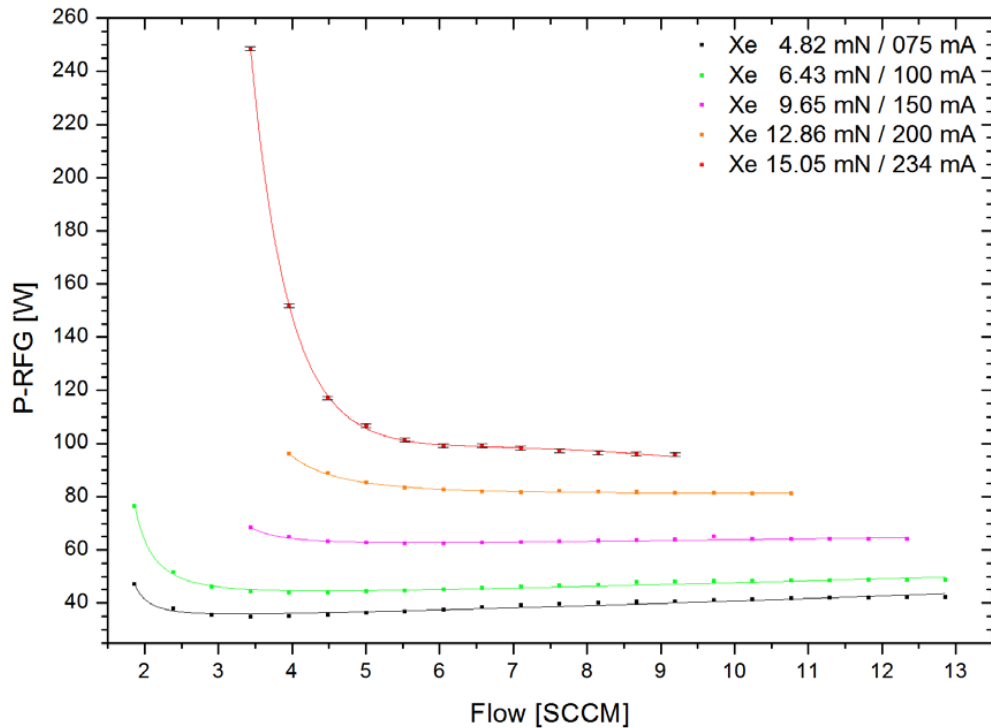


Рисунок 4.2 – Результаты экспериментального исследования ВЧИД на ксеноне, приведенные в работе [72]

С использованием разработанной в данной работе математической модели был проведен расчет ВЧИД с приближенной к использованной в [72] формой разрядной камеры (рисунок 4.3).

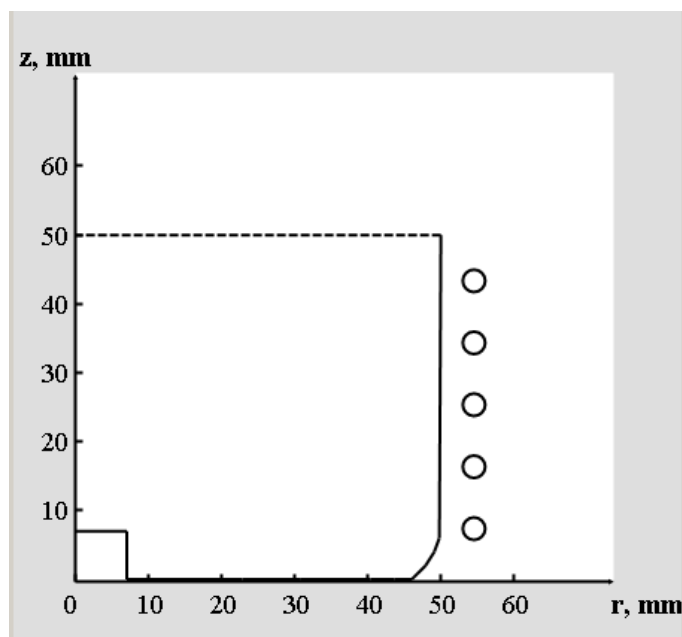


Рисунок 4.3 – Исходная геометрия для расчета ВЧИД на ксеноне

Расчетным путем получены зависимости, аналогичные представленным на рисунке 4.2. Результаты сравнения приведены на рисунках – 4.4-4.8

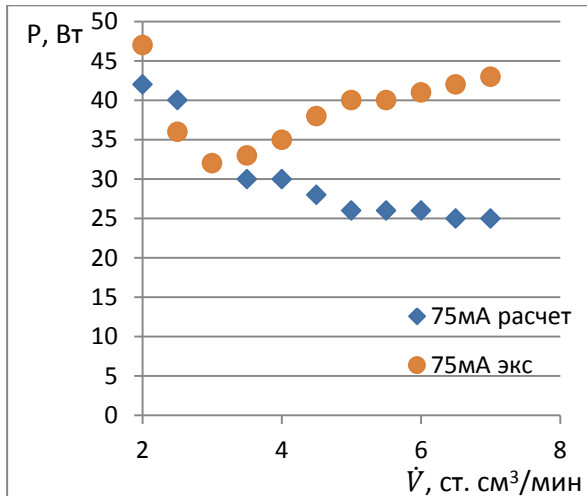


Рисунок 4.4 - Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода для тока пучка ионов 75 мА (результаты эксперимента взяты из [72])

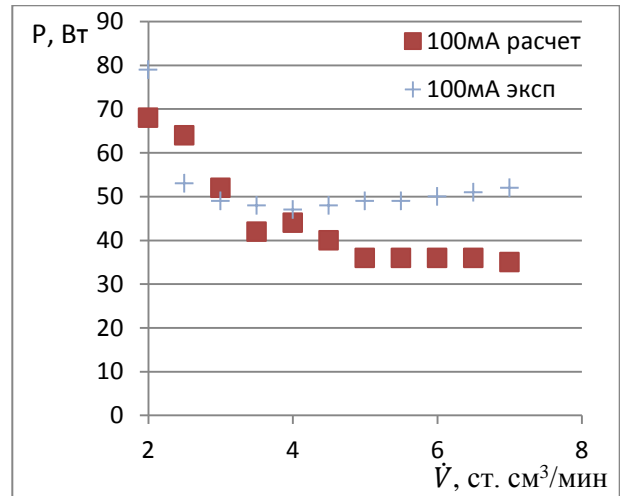


Рисунок 4.5 - Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода для тока пучка ионов 100 мА (результаты эксперимента взяты из [72])

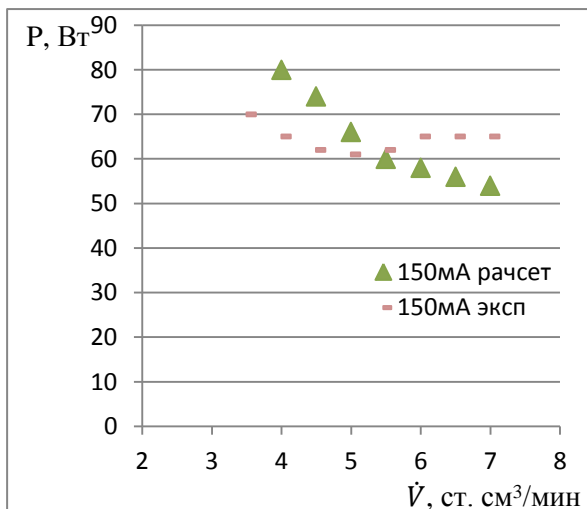


Рисунок 4.6 - Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода для тока пучка ионов 150 мА (результаты эксперимента взяты из [72])

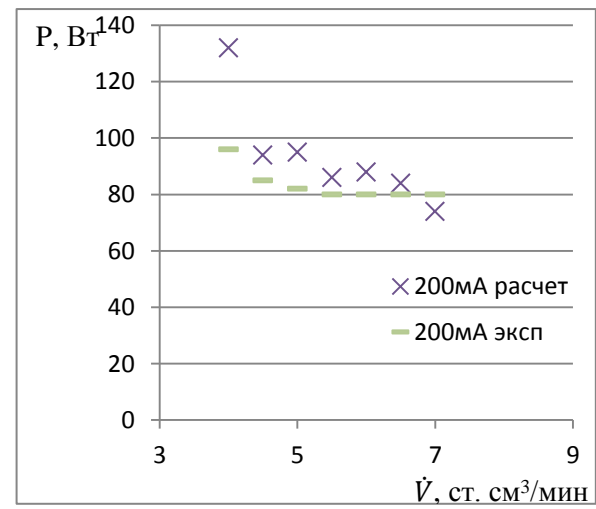


Рисунок 4.7 - Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода для тока пучка ионов 200 мА (результаты эксперимента взяты из [72])

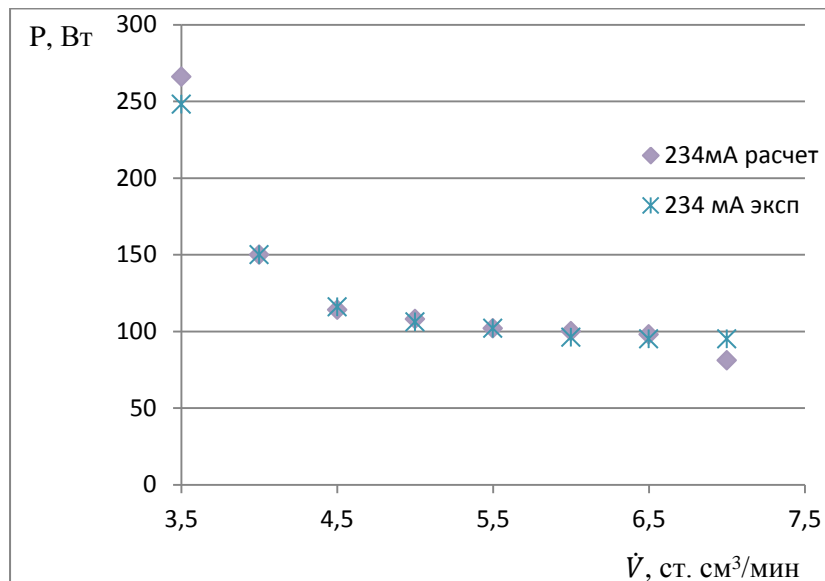


Рисунок 4.8 - Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода ксенона для тока пучка ионов 234 мА (результаты эксперимента взяты из [72])

Следует отметить, что представленная в настоящей работе математическая модель ВЧ разряда не учитывает потери в электрических цепях подачи ВЧ-мощности и в индукторе. В настоящей работе КПД индуктора был принят равным 0,5.

Как видно из результатов сравнения расчетных и экспериментальных данных, в большинстве случаев расхождения не превышают 10%. Для малых токов ионного пучка в области больших расходов рабочего тела отмечены значительные расхождения, что может быть вызвано приближенным учетом в рамках математической модели потерь энергии на возбуждение атомов рабочего тела. Однако следует отметить, что в области изгиба кривых, в которой преимущественно стараются выбирать рабочие режимы двигателя, расходимость результатов моделирования и эксперимента не превышает 10 %.

Разработанная математическая модель позволяет получать распределения локальных параметров плазмы по объему разрядной камеры.

Полученные для цилиндрической геометрии ГРК (рисунок 4.3), характерные распределения концентраций ионов и нейтральных атомов, а также температуры электронов представлены на рисунках 4.9-4.11

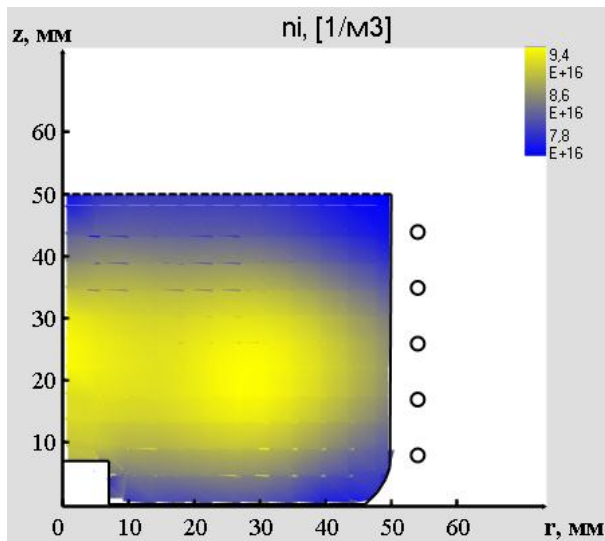


Рисунок 4.9 – Распределение концентрации ионов ксенона в цилиндрической разрядной камере ВЧИД

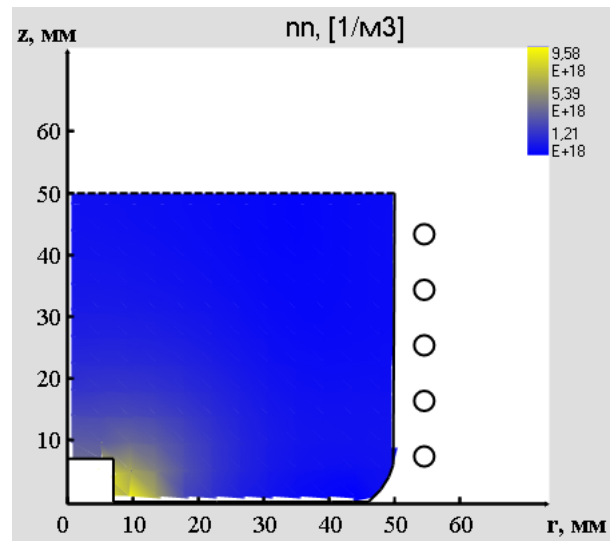


Рисунок 4.10 – Распределение концентрации атомов ксенона в цилиндрической разрядной камере ВЧИД

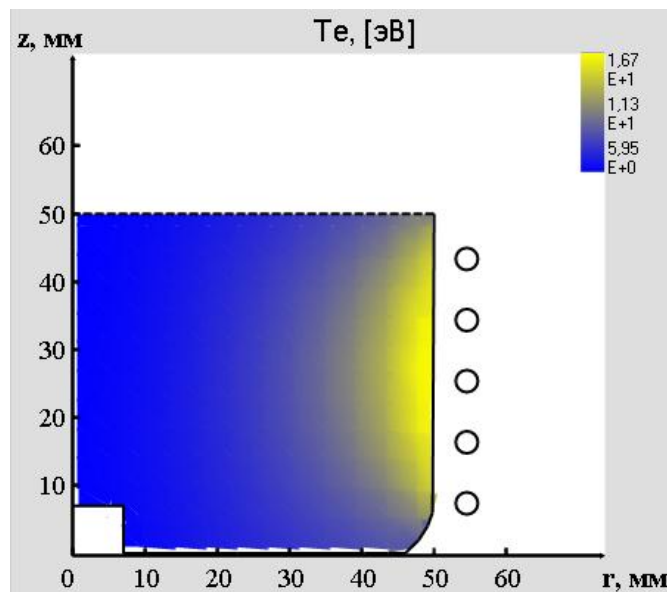


Рисунок 4.11 – Распределение температуры электронов в цилиндрической разрядной камере ВЧИД

Как видно из рисунка 4.11, разработанная математическая модель позволяет учесть наличие «скин-слоя», связанного с экранированием электромагнитных полей токами плазмы. Кроме того, из рисунка 4.10 видно, что концентрация

нейтральных атомов имеет почти равномерное распределение в большей части расчетной области, за исключением области вблизи газоведа, около которого наблюдается максимум концентрации.

На втором этапе проводилась верификация разработанной математической модели для ВЧ разряда на азоте. Для этого также были использованы экспериментальные данные, полученные в работе [72]. (рисунок 4.12)

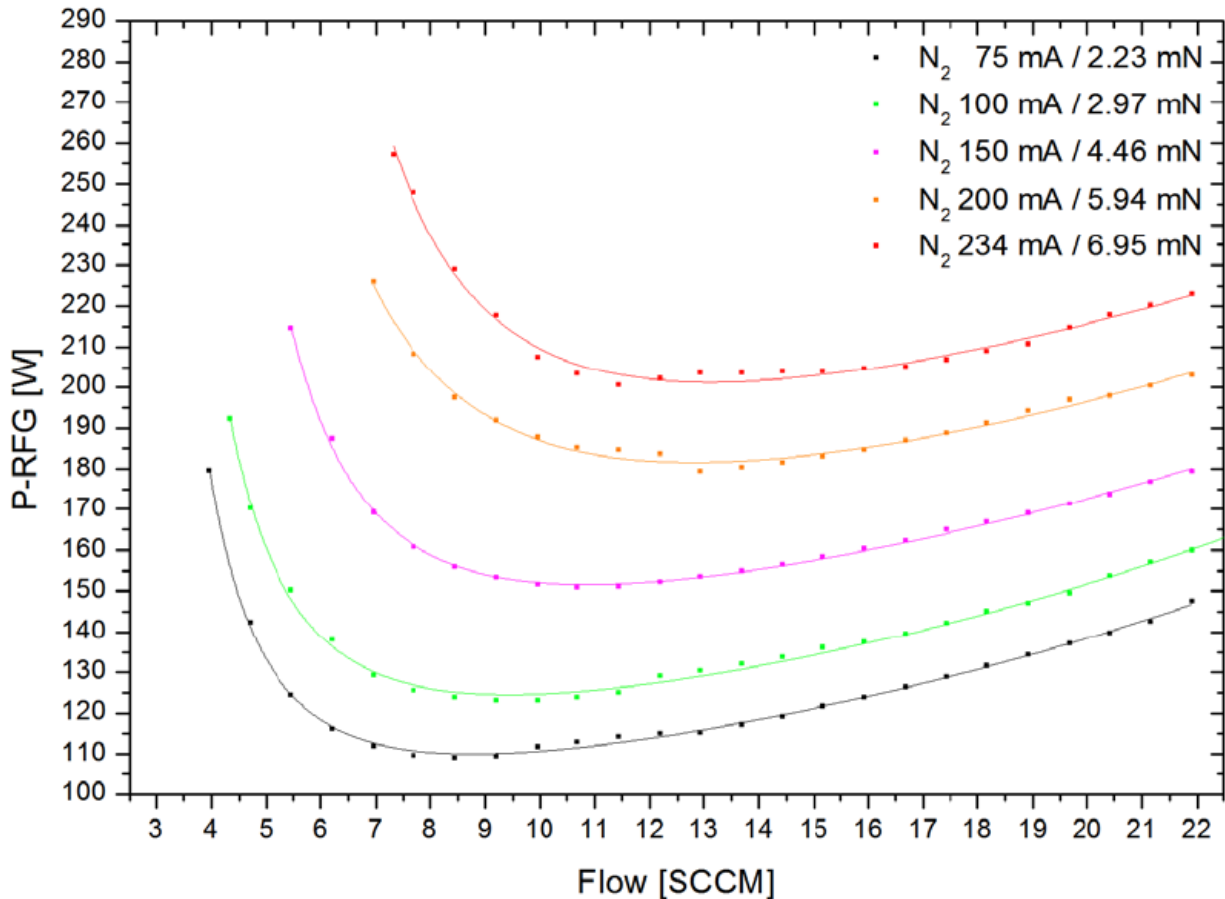


Рисунок 4.12 – Результаты исследования двигателя RIT-10 на азоте [72]

Данные кривые также были получены с использованием разработанной математической модели (рисунки 4.13-4.14)

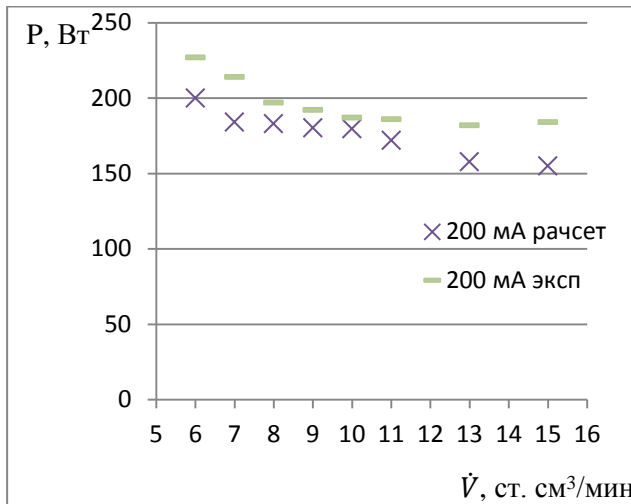


Рисунок 4.13 - Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода азота для тока пучка ионов 200 мА (результаты эксперимента взяты из [72])

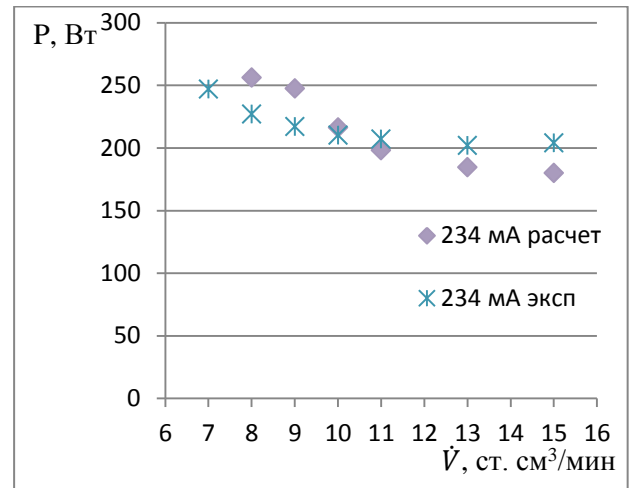


Рисунок 4.14 - Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода азота для тока пучка ионов 234 мА (результаты эксперимента взяты из [72])

Расчетные распределения параметров плазмы в разрядной камере при работе двигателя на азоте представлены на рисунках 4.15-4.20

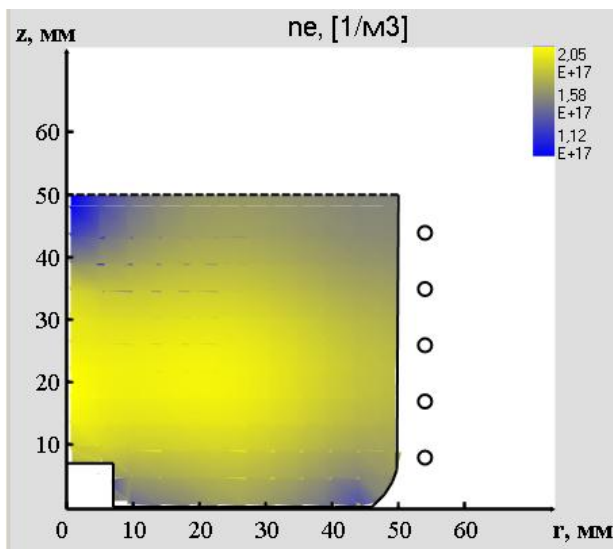


Рисунок 4.15 – Распределение концентрации электронов в цилиндрической разрядной камере ВЧИД

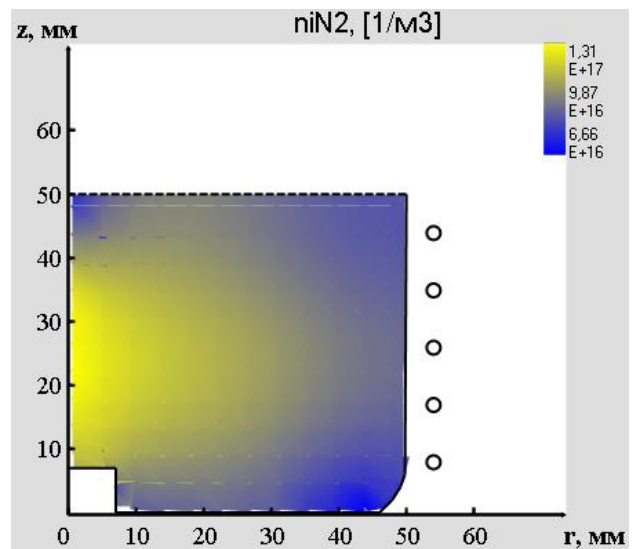


Рисунок 4.16 – Распределение концентрации ионов молекулярного азота в цилиндрической разрядной камере ВЧИД

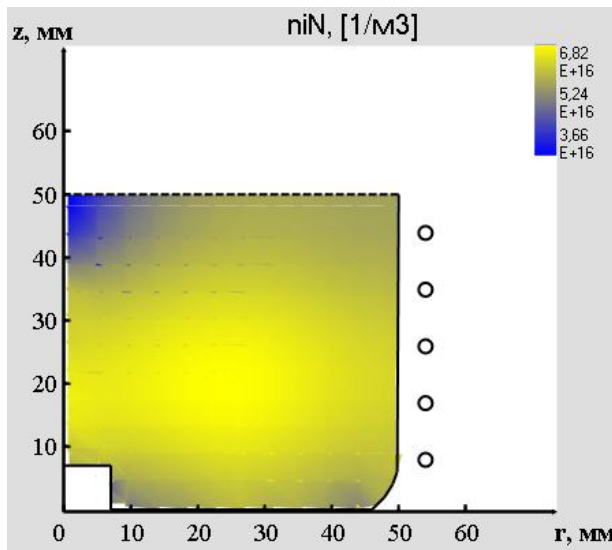


Рисунок 4.17 – Распределение концентрации атомарных ионов азота в цилиндрической разрядной камере ВЧИД

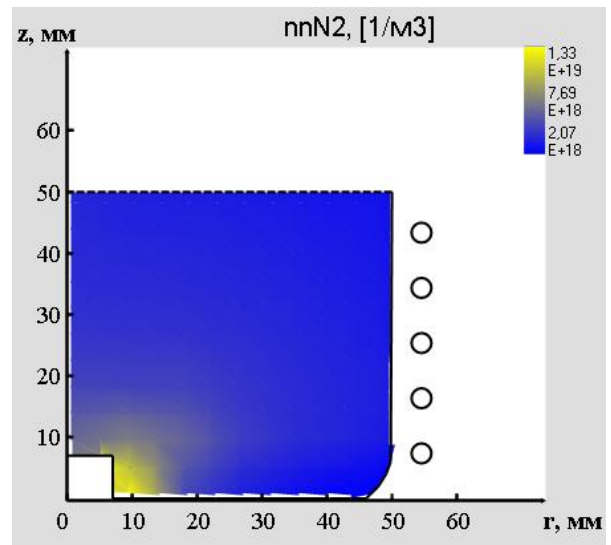


Рисунок 4.18 – Распределение концентрации молекул азота в цилиндрической разрядной камере ВЧИД

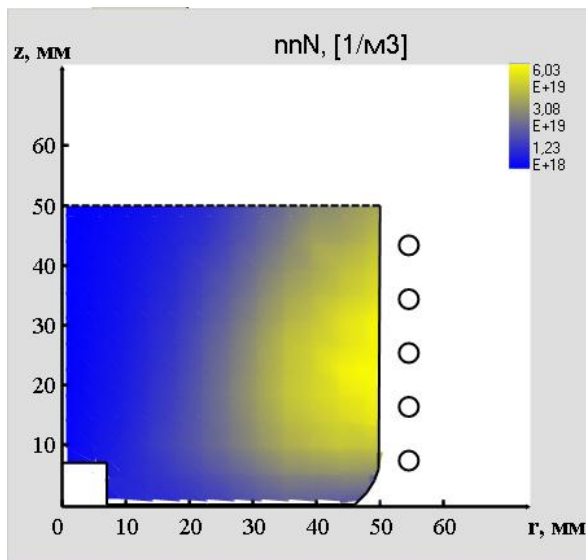


Рисунок 4.19 – Распределение концентрации атомов азота в цилиндрической разрядной камере ВЧИД

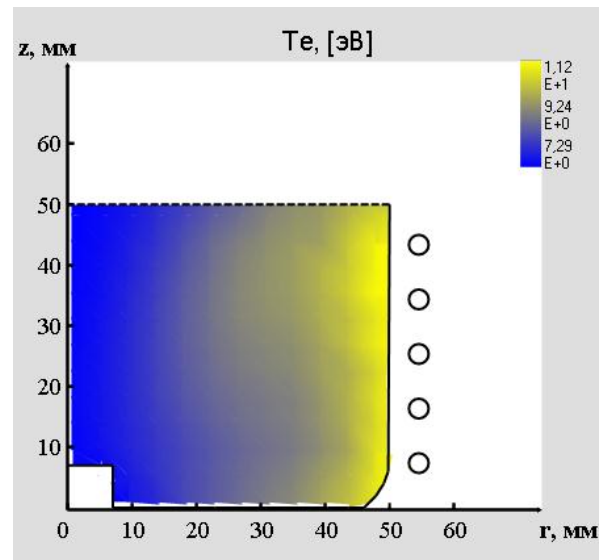


Рисунок 4.20 – Распределение концентрации температуры электронов в цилиндрической разрядной камере ВЧИД



#### 4.2 Верификация разработанной математической модели с использованием экспериментальных данных по ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры

С помощью разработанной математической модели была смоделирована работа ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры. В качестве рабочего тела рассматривался азот.

Была задана расчетная геометрия, приближенная к внутренней геометрии экспериментального образца, представленная на рисунке 4.21.

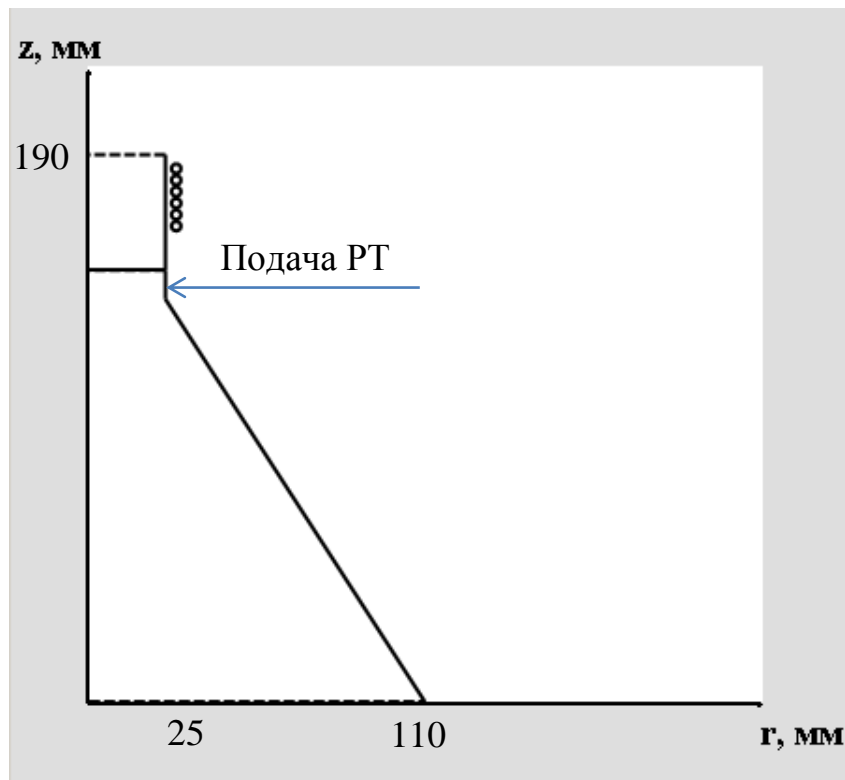


Рисунок 4.21 – исходная геометрия для расчета ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры.

Были получены распределения локальных параметров плазмы, представленные на рисунках 4.22-4.27.

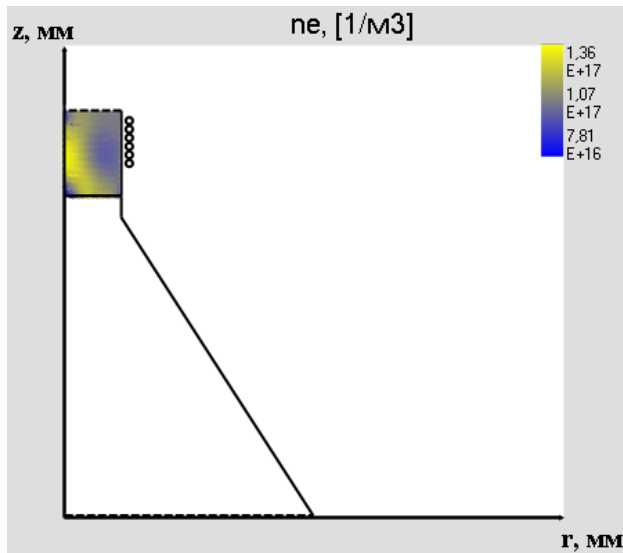


Рисунок 4.22 – Распределение концентрации электронов в ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры

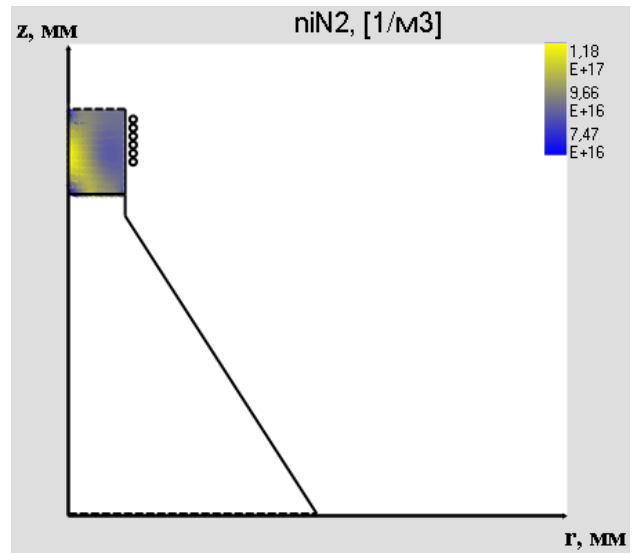


Рисунок 4.23 – Распределение концентрации ионов молекулярного азота в ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры

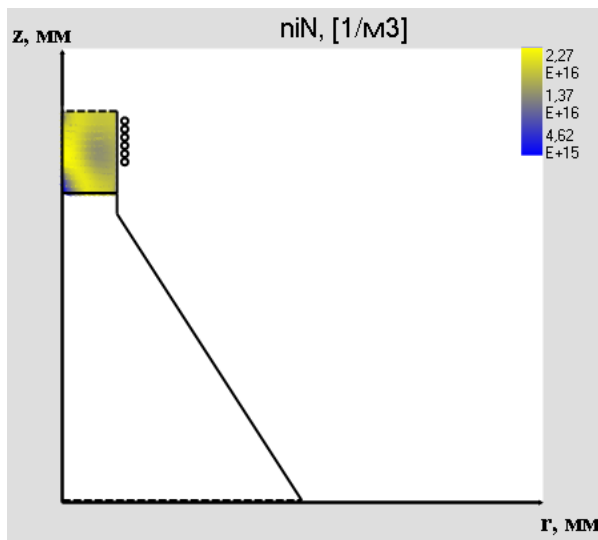


Рисунок 4.24 – Распределение концентрации атомарных ионов азота в ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры

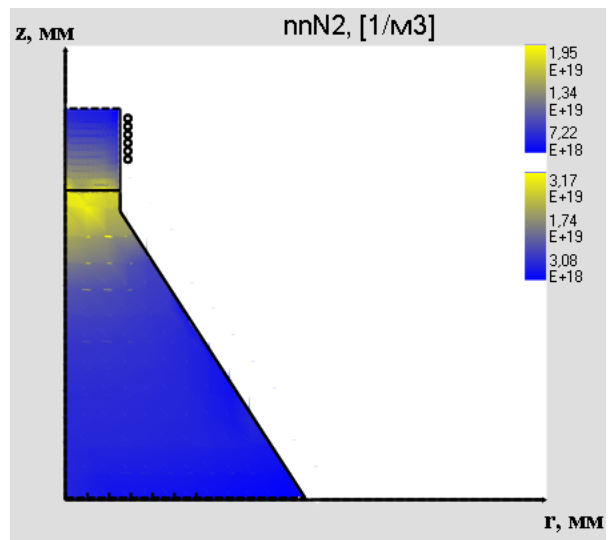


Рисунок 4.25 – Распределение концентрации молекул азота в ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры (верхняя шкала – камера, нижняя - УЗАГ)

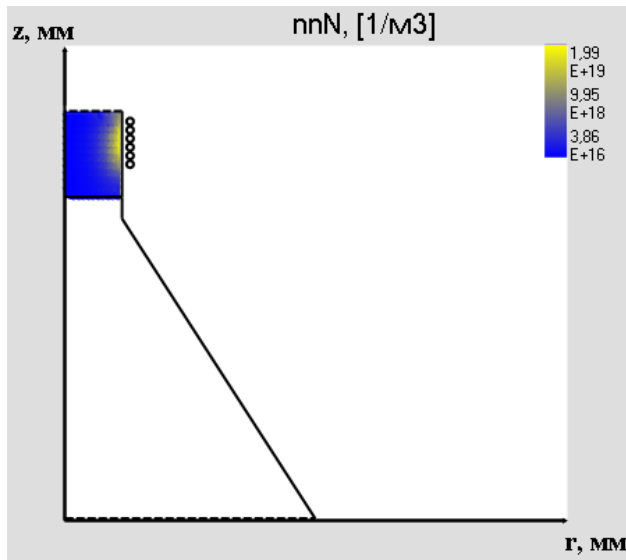


Рисунок 4.26 – Распределение концентрации атомов азота в ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры

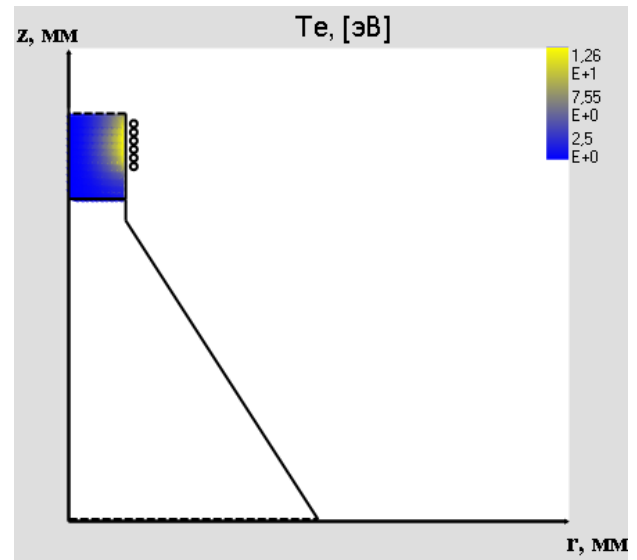


Рисунок 4.27 – Распределение концентрации температуры электронов в ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры

Результаты расчета сравнивались с данными, приведенными на рисунках 3.13-3.15. Результаты сравнения для токов пучка ионов 40 мА и 50 мА при закрытых створках и угле раскрытия створок  $15^\circ$  (при прозрачности створок  $\approx 0,2$ ) приведены на рисунках 4.28-4.31.

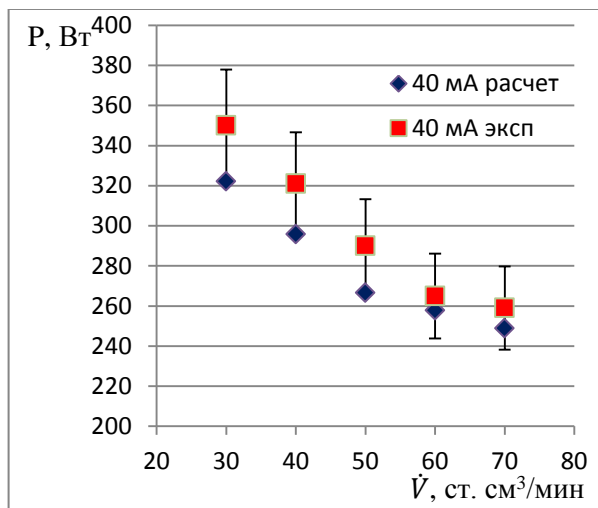


Рисунок 4.28 - Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода азота для тока пучка ионов 40 мА (створки закрыты)

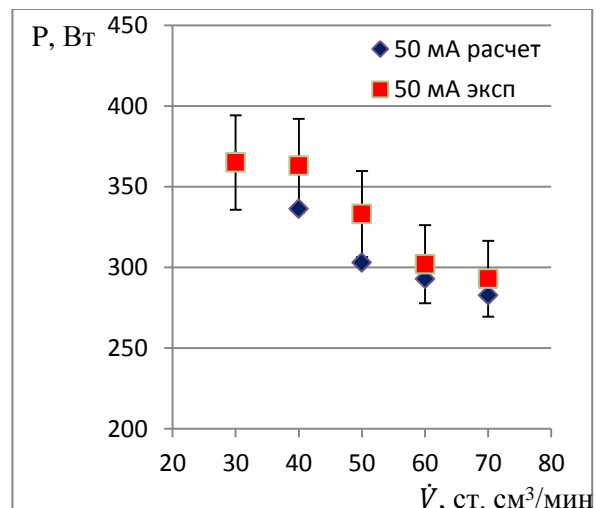


Рисунок 4.29 - Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода азота для тока пучка ионов 50 мА (створки закрыты)

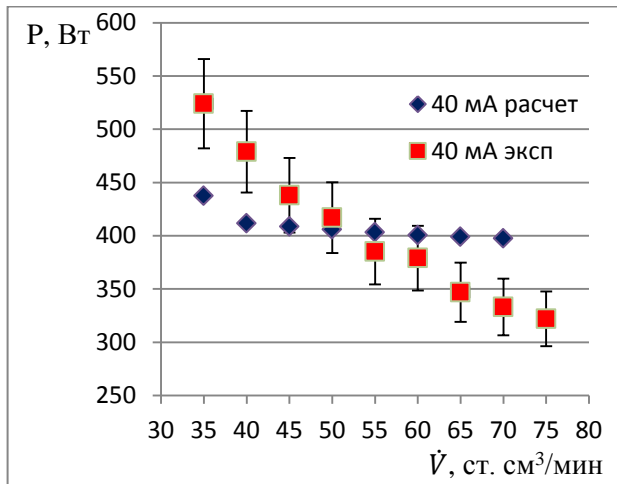


Рисунок 4.30 - Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода азота для тока пучка ионов 40 мА (угол раскрытия створок - 15°)

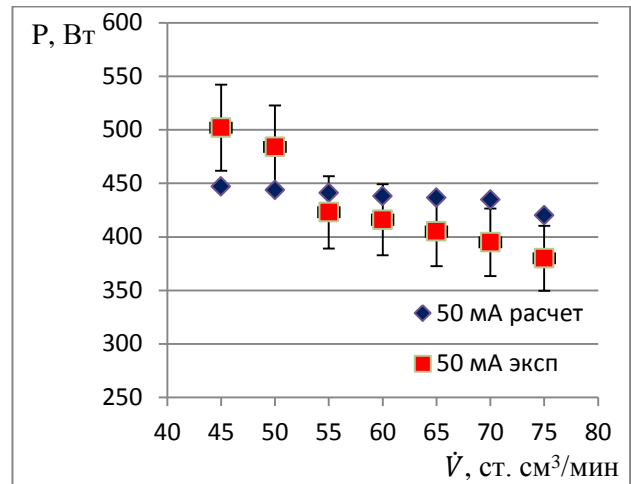


Рисунок 4.31 - Зависимость потребляемой ВЧ-мощности от объемного расхода азота для тока пучка ионов 50 мА (угол раскрытия створок - 15°)

Как видно из графиков, расхождения расчетных и экспериментальных данных для азота не превышают 10%, что является приемлемой точностью, с учетом точности, с которой определены сечения взаимодействий электронов с частицами рабочего тела, а также приближенного учета потерь в электрических цепях подвода ВЧ мощности

### 4.3 Рекомендации и дальнейшие исследования

В результате исследования лабораторного образца ВЧИД с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры были показаны:

- Возможность зажигания высокочастотного разряда в газоразрядной камере при работе двигателя на азоте и при наличии паразитного расхода рабочего тела через входной канал УЗАГ;
- Условия стабильного поддержания разряда и работы двигателя при ускоряющем напряжении +600 В.

Были выработаны следующие рекомендации для проектирования газоразрядной камеры прямоточного ВЧИД:

- газоразрядную камеру целесообразно выполнять цилиндрической формы, чтобы обеспечить более эффективное прохождение потока из УЗАГ;
- необходимо устанавливать между газоразрядной камерой и УЗАГ разделительный узел в виде как минимум двух разделительных сеток, которые должны содержать в конструкции проводящие элементы, но, при этом, должны отсутствовать замкнутые контуры, по которым могли бы протекать токи Фуко;
- внутреннюю поверхность УЗАГ целесообразно покрыть диэлектрическим материалом, чтобы увеличить расстояние пробоя, для более эффективного удержания плазмы в объеме газоразрядной камеры.

### **Заключение**

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках «Госзадания», грант FFSF-2020-0014.

При достижении поставленных в настоящей работе задач были получены следующие результаты:

1. разработана физико-математическая модель высокочастотного индукционного разряда низкого давления, поддерживаемого в различных (в том числе диссоциирующих) газах, проведена ее верификация с использованием опубликованных ранее и полученных в настоящей работе экспериментальных данных, и рассчитаны параметры высокочастотного ионного двигателя с прямоточной конфигурацией газоразрядной камеры при работе на азоте. Расхождения результатов расчета и экспериментальных данных не превышают 10%;
2. создана лабораторная модель высокочастотного ионного двигателя, позволяющая проводить исследование имитации работы его газоразрядной камеры в прямоточном режиме;

3. предложена схема разделительного узла, расположенного на входе в высокочастотную газоразрядную камеру прямоточной конфигурации, доказывающего принципиальную возможность удержания плазмы от проникновения в заборное устройство атмосферных газов при ускоряющем напряжении в двигателе до +600 В;
4. экспериментальное исследование лабораторного образца прямоточного двигателя с диаметром ионного пучка 50 мм продемонстрировало возможность создания им силы тяги до 1 мН при работе высокочастотной разрядной камеры в условиях пониженной концентрации рабочего тела.

**Список сокращений и условных обозначений**

АИПД	абляционный импульсный плазменный двигатель,
ВЧ	высокочастотный,
ВЧГ	высокочастотный генератор,
ВЧИД	высокочастотный ионный двигатель,
ГА	геомагнитная активность,
ГРК	газоразрядная камера,
ДЗЗ	дистанционное зондирование Земли,
ДАС	двигатель с анодным слоем,
ЖРД	жидкостный ракетный двигатель,
ИД	ионный двигатель,
ИДПТ	ионный двигатель постоянного тока,
ИДПЭ	ионный двигатель с полевой эмиссией,
ИОС	ионно-оптическая система,
ИПД	импульсный плазменный двигатель,
ИПН	источник питания нейтрализатора,
ИПУЭ	источник питания ускоряющего электрода,
ИПЭЭ	источник питания эмиссионного электрода,
КА	космический аппарат,
КН	катод-нейтрализатор,
МПД	магнитоплазмодинамический двигатель,
РРГ	регулятор расхода газа,
РТ	рабочее тело,
САС	срок активного существования,
СВЧ	сверхвысокочастотный,
СПД	стационарный плазменный двигатель,
СПУ	система питания и управления,
СУ	согласующее устройство,
СХПРТ	система хранения и подачи рабочего тела,

УЗАГ	устройство забора атмосферных газов,
УЭ	ускоряющий электрод,
ЭДД	электродуговой двигатель,
ЭНД	электронагревный двигатель,
ЭРД	электроракетные двигатели,
ЭЭ	эмиссионный электрод.



**Список литературы**

1. Федеральная космическая программа России на 2016 – 2025 годы: утв. постановлением Правительства Рос. Федерации от 23 марта 2016 г. № 230.
2. Горбунов А.В. Малые космические аппараты - новые средства дистанционного зондирования Земли из космоса // Вопросы Электромеханики. Труды ВНИИЭМ. 2001. Т. 100. С. 18-41.
3. Larson W.J., Wertz J.R. Space Mission Analysis and Design // Microcosm, Inc. Kluwer AP, Torrance, CA, USA/ Dordrecht, the Netherlands, 2nd ed. 1992.
4. Роскосмос. Основные положения федеральной космической программы 2016-2025 URL: <https://www.roscosmos.ru/22347/>
5. DiCara D., Gonzalez del Amo J. RAM Electric Propulsion for Low Earth Orbit Operation: an ESA study // IEPC-2007-162 30th International Electric Propulsion Conference. Florence, Italy. 2007.
6. Алифанов О.М., Медведев А.А., Соколов В.П. Малые космические аппараты как эволюционная ступень перехода к микро и наноспутникам // Труды МАИ., № 49, 2011. С. 30.
7. Горбунов А.В. Малые космические аппараты - новые средства дистанционного зондирования Земли из космоса // Вопросы Электромеханики. Труды ВНИИЭМ., Т. 100, 2001. С. 18-41.
8. GOCE [Электронный ресурс] URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki/GOCE>
9. Wertz J., Larson J.W. Space Mission Analysis and Design. 3rd ed. El Segundo, CA: Microcosm Press, 1999. 969 pp.
10. Эмпирические модели верхней атмосферы [Электронный ресурс] URL: [https://uamod.wordpress.com/keywords/empirical\\_models/](https://uamod.wordpress.com/keywords/empirical_models/)
11. Picone J.M. Enhanced empirical models of the thermosphere // Physics and Chemistry of the Earth, Part C: Solar, Terrestrial & Planetary Science, Vol. 25, No. 5-6, 2000. pp. 537-542.

12. Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // *Journal of Geophysical Research*, 2002.
13. Gordeev S.V., Filatyev A.S., Khartov S.A., Popov G.A., Suvorov M.O. The concept of a ramjet electric propulsion for a low-orbit spacecraft // *IAA/AAS SCITECH FORUM 2019 on Space Flight Mechanics and Space Structures and Materials, ADVANCES IN THE ASTRONAUTICAL SCIENCES, IAA-AAS-SciTech2019-027 AAS 19-967*. 2019. Vol. 174. pp. 245-256.
14. Алемасов Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П. Теория ракетных двигателей. 4-е изд. 1989. 4th ed. 1989.
15. Sutton G.P., Biblarz O. *Rocket propulsion elements*. John Wiley & Sons, 2017. 751 pp.
16. Акимов В.Н., Коротеев А.С., Гафаров А.А., и др. Исследовательский центр имени М. В. Келдыша. 1933-2003: 70 лет на передовых рубежах ракетно-космической техники. М: Машиностроение, 2003. 439 с.
17. Pete S., Roland M., Dave G. Smallsat propulsion // *5th IAA Symposium on small satellites for Earth observation*. German Space Center. 4-8 April 2005 IAA-B5-1104.
18. Горшков О.А., Муравлёв В.А., Шагайда А.А. Холловские и ионные плазменные двигатели для космических аппаратов. М: Машиностроение, 2008. 278 с.
19. Важенин Н. А., Обухов В. А., Плохих А. П., Попов Г. А. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов и их влияние на радиосистемы космической связи. Москва: Физматлит, 2013. 432 с.
20. Anweter-Kurts M., Goelz T., Habiger H., et al. High Power Hydrogen Arc jet Thruster // *Journal of Propulsion and Power*. 1998. Vol. 14. No. 5. pp. 769–773.
21. Aheieva K., Toyoda K., Cho M. Vacuum Arc thruster development and testing for micro and nanosatellites. IEPC-2015-425p/ISTS-2015-b-425p // *Joint Conference*

- of 30th International Symposium on Space Technology and Science 34th International Electric Propulsion Conference and 6th Nano-satellite Symposium. Hyogo-Kobe, Japan. July 4 – 10, 2015.
22. Schein J., Qi N., Binder R., Krishnan M., Zi J.K. Low mass vacuum arc thruster system for station keeping missions. IEPC-01-228 // paper presented at the 27th International Electric Propulsion Conference. Pasadena, CA, USA. 15-19 October 2001.
  23. Wollenhaupt B., Herdrich G., Fasoulas S., Roser. Overview of Thermal Arcjet Thruster Development, ISTS 2011-b-51 // 28th International Symposium on Space Technology and Science. June 2011.
  24. Cassady L.D., Longmier B.W., Olsen C.S., Ballenger M.G., McCaskill G.E., Ilin A.V., Carter M.D., Glover T.W., Squire J.P., Chang Diaz F.R. VASIMR. Performance results // 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. Nashville, TN. 25 - 28 July 2010.
  25. Bering E.A., Giambusso M., Carter M.D., Ilin A.V., Olsen C.S., Squire J.P., Chang Diaz F.R. Using VASIMR for the Proposed Europa Mission // AIAA SPACE Conferences & Exposition. San Diego, CA. 4-7 August 2014.
  26. Гришин С.Д., Лесков Л.В., Козлов Н.П. Электрические ракетные двигатели. М: Машиностроение, 1975. 271 с.
  27. Морозов А.И. Физика и применение плазменных ускорителей. Минск: Наука и техника, 1974.
  28. Антропов Н.Н., Богатый А.В., Дьяконов Г.А., Любинская Н.В., Попов Г.А., Семенихин С.А., Тютин В.К., Хрусталеv М.М., Яковлев В.Н. Новый этап развития абляционных импульсных плазменных двигателей в НИИ ПМЭ // Вестник ФГУП «НПО им. С.А. Лавочкина», № 5, 2011. С. 30-40.
  29. Bogatyı A.V., Bogatyı V.I., Gordeev S.V. Development of power processing unit for a low-power ablative pulsed plasma thruster // IOP Conference Series Material Science Engeneering 2020. 927 012003 doi:10.1088/1757-899X/927/1/012003.

2020.

30. Щепетилов. В.А. Разработка электроракетных двигателей в институте атомной энергии им. И.В. Курчатова // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, Т. 40, № 2, 2017. С. 5-18.
31. Choueiri E.Y. Gas-fed Pulsed Plasma Thrusters: Fundamentals, Characteristics and Scaling Laws, Princeton University, Princeton, NJ, USA, Final report March 2001.
32. Kerslake W.R., Goldman R.G., Nieberding W.C. SERT-II: Mission Thruster Performance, and In-Flight Thrust Measurements // Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 8, No. 3, 1971.
33. Попов Г.А. Электрические ракетные двигатели (ЭРД). Разработки ЭРД в России. Роль Московского авиационного института // Вестник Московского авиационного института, Т. 12, № 2, 2005.
34. Schmidt G.R., Patterson M.J., Benson S.W. NASA's Evolutionary Xenon Thruster: NASA's Next Step in Electric Propulsion // 5th International Spacecraft Propulsion Conference. Paper 100. 2008.
35. Puttmann N. Electric Propulsion in Germany: Current Activities and Novel Aspects // 5th International Spacecraft Propulsion Conference. 2008. Vol. 182.
36. Kuninaka H., Kajivara K. Overview of JAXA's Activities on Electric Propulsion // 32rd International Electric Propulsion Conference. IEPC 2011-332. 2011.
37. 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» // Электронный журнал «Труды МАИ». № 60. url: <http://trudymai.ru/published.php?ID=35335>.
38. Groh K.H., Loeb H.W. State-of-the-art of radio-frequency ion thrusters // Journal of Propulsion and Power. 1991. Vol. 7. No. 4. pp. 573-579.
39. Bogatyi A.V., Akhmetzhanov R.V., Antropov N.N., Khartov S.A., Kozhevnikov V.V., Plokhikh A.P., Popov G.A., Grishin R.A. Development of Low-Power

- Radio-Frequency Ion Thruster at the Moscow Aviation Institute // 5th Russian-German Conference on Electric Propulsion. Dresden, Germany. September 7-12, 2014.
40. Dropmann M., Herdrich G., Laufer R., et.al. Dropmann M., Herdrich G., Laufer R., et.al. A New Inductively Driven Plasma Generator (IPG6) - Setup and Initial Experiments // IEEE Transactions on Plasma Science. April 2013. Vol. 41. No. 4. pp. 804- 810.
  41. Henrich R., Becker M., Gartner W., Holste K., Heiliger C., Volkmar C. Overview of RIT Simulation Areas in Giessen with Focus on Plasma Simulation // paper presented at Joint Conference of 30th International Symposium on Space Technology and Science, 34th International Electric Propulsion Conference and 6th Nano-satellite Symposium. Hyogo-Kobe, Japan. July 4–10, 2015.
  42. Абгарян В.К., Лёб Х.В., Обухов В.А., Шкарбан И.И. Высокочастотные источники ионов инертных и химически активных газов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2012. № 8. С. 70.
  43. Nishiyama K., Hosoda S., Ueno K., Tsukizaki R., Kuninaka H. Development and Testing of the Hayabusa2 Ion Engine System // paper presented at Joint Conference of 30th International Symposium on Space Technology and Science 34th International Electric Propulsion Conference and 6th Nano-satellite Symposium. IEPC-2015-333. Hyogo-Kobe, Japan. July 4 – 10, 2015.
  44. Coral G., Tsukizaki R., Nishiyama K., Kuninaka H. Plasma Sources Sci. Technol. 27 095015 <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aadf04>, 2018.
  45. Архипов А.С., Ким В.П., Сидоренко Е.К. Стационарные плазменные двигатели Морозова. М: МАИ, 2012. 293 с.
  46. Белан Н.В., Ким В.П., Оранский А.И., Тихонов В.Б. Стационарные плазменные двигатели. Харьков: ХАИ, 1989. 315 с.
  47. Ким В.П. Конструктивные признаки и особенности рабочих процессов в современных стационарных плазменных двигателях Морозова // Журнал

технической физики, Т. 85, № 3, 2015.

48. Ким В.П., Семенкин А.В., Хартов С.А. Конструктивные и физические особенности двигателей с замкнутым дрейфом электронов. М: МАИ, 2016. 161 pp.
49. Kornfeld G., Koch N., Harmann H. Physics and Evolution of HEMP-Thrusters IEPС-2007-108 // paper presented at the 30th International Electric Propulsion Conference. Florence, Italy. 17-20 September, 2007.
50. Weis S., Lazurenko A., Genovese A., Heidemann R., Holtmann P., Stalzer H., Püttmann N., Wolf T. Overview, Qualification and Delivery Status of the HEMP-Thruster based Ion Propulsion System for SmallGEO, IEPС-2017-197 // paper presented at the 35th International Electric Propulsion Conference. Georgia Institute of Technology, Atlanta, Georgia, USA. October 8 – 12, 2017.
51. Филатьев А.С., Ерофеев А.И., Голиков А.А., Хартов С.А., Никифоров А.П., Попов Г.А., Суворов М.О., Янова О.В. Прямоточные воздушные электрореактивные двигатели для длительных полетов аэрокосмических аппаратов на сверхнизких орбитах // Международная конференция наука и технологии высокоскоростных летательных аппаратов. Москва. 26-29 ноября 2018.
52. Goebel D.M. Analytical Discharge Model for RF Ion Thrusters // IEEE Transactions on Plasma Science. October 2008. Vol. 36. No. 5.
53. Ерофеев А.И., Никифоров А.П., Плугин В.В. Экспериментальные исследования воздухозаборника в свободномолекулярном потоке газа // Ученые записки ЦАГИ, Vol. XLVIII, No. 3, 2017. pp. 56-69.
54. Разработка лабораторного образца электрического ракетного двигателя, использующего в качестве рабочего тела атмосферную среду, для низкоорбитальных космических аппаратов, Отчет о ПНИ. Этап 4. Доработка эскизной документации на ЭРД АТМС и экспериментальные исследования лабораторных образцов УЗАГ и ЭРД. Руковод. проекта - Попов Г.А. Исп. -

- СЫРИН С.А., СВОТИНА В. В., ХАРТОВ С.А., ПЛОХИХ А.П., ПЕТУХОВ В.Г. и др., Москва, 2016 - 154 с.
55. Cann G.L. A Space Electric Ramjet. // AIAA 11th Electric Propulsion Conference. New Orleans, LA. 1975, AIAA 75-377.
  56. Conley B.R. Utilization of Ambient Gas as a Propellant for Low Earth Orbit Electric Propulsion, Department of Aeronautics and Astronautics, Massachusetts Institute of Technology, Vol. Master of Science. 1995.
  57. Dressler G.A. Spacecraft Propulsive Device Using Ambient Upper Atmospheric Constituents for Reaction Mass // 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. Sacramento, CA. 2006. AIAA 2006-4650.
  58. Nishiyama K. Air breathing ion engine concept, IAC-03-S4-02 // 54th International Astronautical Congress of the International Astronautical Federation, the International Academy of Astronautics, and the International Institute of Space Law. Bremen, Germany. 29 September - 3 October 2003.
  59. Fujita K. Air Intake Performance of Air Breathing Ion Engines // Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 52, No. 610, November 2004. pp. 514-521.
  60. Singh L.A. Very low earth orbit propellant collection feasibility assessment // Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy (Aerospace Engineering). Georgia Institute of Technology. September 5, 2014.
  61. King S., Walker M., Chianese S. Atmospheric Electric Propulsion Mission Performance Tool // Journal of Spacecraft and Rockets. 2014. Vol. 51. No. 3. pp. 931-937.
  62. King , Walker. Ambient Atmosphere Ion Thruster Proof-of-concept Modeling // Proc. of 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. San Diego, California, USA. 31 July – 03 August 2011.
  63. Sentman L. H. Comparison of the exact and approximate methods for predicting free-molecular aerodynamic coefficients // American Rocket Society Journal, Vol.

- 31, 1961. pp. 1576-1579.
64. Imamura S., Utashima M., Ozawa T., Akiyama K., Sasaki M. Current status of the on-going orbit transfer of Super Low Altitude Test Satellite (SLATS) // Proceedings of the 69th International Astronautical Congress. Bremen, Germany. 01-05 October 2018.
  65. Hraby V., Pote B., Brogan T., et. al. Air Breathing Electrically Powered Hall Effect Thruster // Patent US 6,834,492 B2, Busek Company, Inc. Natick MA, USA. 2004.
  66. Pigeon T.D., Whitaker R.B. Analysis of a Near-Vacuum Hall Thruster 2004. // 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, NV. 2004. AIAA 2004-127.
  67. Garrigues L. Computational Study of Hall-Effect Thruster with Ambient Atmospheric Gas as Propellant // Journal of Propulsion and Power, Vol. 28, No. 2, 2012. pp. 345-354.
  68. Pekker L., Keidar M. Analysis of Airbreathing Hall-Effect Thrusters // Journal of Propulsion and Power. 2012. Vol. 28. No. 6. pp. 1399-1405.
  69. Cifali G., Misuri T., Rossetti P., et al. Experimental characterization of HET and RIT with atmospheric propellants, IEPC-2011-224 // 32nd International Electric Propulsion Conference. September 2011.
  70. Cifali G., Dignani D., Misuri T., Rossetti P., et. al. Completion of HET and RIT characterization with atmospheric propellants // Space Propulsion 2012. May 2012.
  71. Feili D., Lotz B., Meyer B., et al. Testing and Comprehensive Modeling of a GIE Utilizing Atmospheric Propellants / IEPC-2013-354 // Proc. of 33rd International Electric Propulsion Conference. The George Washington University, Washington, D.C. , USA. 6-10 Okt. 2013.
  72. Lotz B. Plasma physical and material physical aspects of the application of atmospheric gases as a propellant for Ion-Thruster of the RIT-Type // Inaugural dissertation to graduate to the doctor's degree in natural sciences at the Justus-



- Liebig-University of Giessen (FB-07 Physics). Giessen, Germany. 2013.
73. Schonherr T., Komurasaki R., Herdrich G. Analysis of Atmosphere-Breathing Electric Propulsion IEPC-2013-421 // 33rd IEPC. The George Washington University, USA. October 6-10, 2013.
  74. Schonherr T., Abe Y., Okamura K., Koizumi H., Arakawa Y., Komurasaki K. Influence of propellant in the discharge process of PPT // 48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. Atlanta, Georgia, USA. 2012.
  75. Schonherr T., Komurasaki T., Romano F., Massutti-Ballester B., Herdrich G. Analysis of atmosphere-breathing electric propulsion // IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 43, No. 1, 2015.
  76. Shabshelowitz A. Study of RF Plasma Technology Applied to Air-Breathing Electric Propulsion // Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy (Aerospace Engineering). University of Michigan. 2013.
  77. Marov M.Y., Filatyev A.S. Integrated Studies of Electric Propulsion Engines during Flights in the Earth's Ionosphere // Cosmic Research, No. 56 (2), 2018. pp. 123–129, <https://doi.org/10.1134/S0010952518020041>.
  78. Филатьев А.С., Ширковский И.А. Патент на изобретение RU 2766966 С1. Способ создания тяги прямоточного электрореактивного двигателя и прямоточный электрореактивный двигатель. Опубликовано 16.03.22,.
  79. Геча В.Я., Сидняев Н.И., Онуфриев В.В. Патент на изобретение RU 2727103 С2. Электрореактивная двигательная установка. Опубликовано 20.07.2020,.
  80. 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 торможения низкоорбитальных космических аппаратов // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина, № 3, 2016. С. 104-110.
  81. Andrenucci M., Cifali G., Feili D., Lotz B., Misuri T., Rossetti P., Valentian D.

- Experimental characterization of HET and RIT with atmospheric propellants // 32nd International Electric Propulsion Conference (IEPC-2011). Kurhaus, Wiesbaden, Germany. 2011.
82. Суворов М.О., Гордеев С.В., Канев С.В., Хартов С.А. Высокочастотный ионный двигатель, работающий на ионизированных газах верхних слоев атмосферы. // Сб. тез. докл. конференции «Иосифьяновские чтения-2017». Истра. 2017. С. 187-188.
83. 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., № 3, 2017. С. 5-12.
84. Суворов М.О., Хартов С.А. Разработка высокочастотного ионного двигателя, работающего на атмосферных газах. // Сб. тез. докл. международной молодежной научной конференции «Гагаринские чтения – 2016». Москва. 12-15 апреля 2016. Т. 3. С. 719.
85. Канев С. В., Попов Г. А., Суворов М. О., Сырин С. А., Хартов С. А., Ерофеев А. И. Патент на изобретение RU 2614906 С1. Прямоточный электроракетный двигатель. Опубликовано 30.03.17.,.
86. Суворов М.О. Тяговый узел прямоточного воздушного электрореактивного двигателя. Диссертация на соискание научной степени кандидата технических наук по специальности 05.07.05., 2018.
87. Chabert P., Monrea J.A., Bredin I.J., Popelier L. Chabert, P. Global model of a gridded-ion thruster powered by a radiofrequency inductive coil / // Physics of Plasmas, Vol. 19, No. 7, 2012.
88. Celik M., Turkoz E. Optimization of radio-frequency ion thruster discharge chamber using an analytical model // Recent Advances in Space Technologies (RAST), 6th International Conference, IEEE. Istanbul, Turkey. 2013. pp. 511-516.
89. Nigmatzyanov V.V., Kanev S.V., Khartov S.A. Analytical Model of Radio-Frequency Ion Thruster // Proceedings of 6th Russian-German Conference

«Electric Propulsion and Their Application». Samara. 2016. P. 21.

90. Нигматзянов В. В. Выбор параметров разрядной камеры высокочастотного ионного двигателя. Диссертация на соискание научной степени кандидата технических наук по специальности 05.07.05., 2017.
91. Гордеев С. В., Канев С. В., Суворов М.О., Хартов С.А. Оценка параметров прямогоочного высокочастотного ионного двигателя // Труды МАИ, № 96, 2017.
92. Круглов К.И. Моделирование теплофизических процессов в высокочастотном ионном двигателе. Диссертация на соискание научной степени кандидата технических наук по специальности 05.07.05., 2017,.
93. Lee C., Lieberman M.A. Global model of Ar, O<sub>2</sub>, Cl<sub>2</sub>, and Ar/O<sub>2</sub> high-density plasma discharges // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, Vol. 13, No. 2, 1995. pp. 368-380.
94. Кожевников В.В. Исследование локальных параметров плазмы в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя малой мощности. Диссертация на соискание научной степени кандидата технических наук по специальности 05.07.05., 2017.
95. Гордеев С.В., Канев С.В., Суворов М.О., Хартов С.А. Исследование рабочих процессов в прямогоочном высокочастотном ионном двигателе // Сб. тез. 17-й международной конференции «Авиация и Космонавтика - 2018». Москва. 2018. С. 125-126.
96. Гордеев С.В. Анализ течения газа в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя // Сб. тез. докл. XLV международной конференции «Гагаринские чтения - 2019». Москва. 2019. Т. 1. С. 188-189.
97. Гордеев С.В., Канев С.В., Суворов М.О., Хартов С.А. Анализ характеристик высокочастотного ионного двигателя, работающего на ионизированных газах верхних слоев атмосферы.

98. Суворов М.О., Гордеев С.В., Канев С.В., Хартов С.А. Высокочастотный ионный двигатель, использующий в качестве рабочего тела смесь газов верхних слоев атмосферы. // Сб. тез. IV-й научно-технической конференции молодых специалистов АО «ИСС», посвященная 60-ти летию запуска первого спутника Земли на тему «Разработка, производство, испытания и эксплуатация космических аппаратов и систем». Железногорск. 2017. С. 123-124.
99. Gordeev S.V., Kanev S.V., Khartov S.A., Popov G.A., Suvorov M.O. Electric propulsion system based on the air-breathing radio-frequency ion thruster using the upper atmosphere gases as propellant // Proc. of 69TH INTERNATIONAL ASTRONAUTICAL CONGRESS: INVOLVING EVERYONE IAC 2018, Paper ID: 42673. Bremen. 2018.
100. Гордеев С.В., Канев С.В., Хартов С.А. Моделирование процессов в газоразрядной камере высокочастотного ионного двигателя с использованием приближенных дифференциальных уравнений // Сб. тез. докл. XLIII академических чтений по космонавтике, посвященных памяти академика С.П. Королева. Москва. 29 января-01 февраля 2019. Р. 71.
101. Gordeev S.V., Kanev S.V., Melnikov A.V., Nazarenko I.P., Khartov S.A. Modeling of Processes in Plasma of Radio-Frequency Ion Injector with an Antenna Placed inside the Volume of Discharge Chamber // Aerospace 2021, 8, 209. <https://doi.org/10.3390/aerospace8080209>.
102. Akhmetzhanov R.V., Gordeev S.V., Kanev S.V., Melnikov A.V., Khartov S.A. Estimation of parameters of radio-frequency ion injector with an additional magnetostatic field // Acta Astronautica, ISSN 0094-5765, <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.10.044>. 2021.
103. Closs M. RF Ion Thruster Design Software Based on Numerical Modelling, ESASP-465 // 3rd Spacecraft Propulsion. Cannes, France. 2001. P. 419.
104. Tsay M.M.T. Two-dimensional numerical modeling of radio-frequency ion engine

- discharge // дис. PhD. Massachusetts Institute of Technology. 2010. P. 109.
105. Celik M., Turkoz E. 2-D electromagnetic and fluid models for inductively coupled plasma for RF ion thruster performance evaluation // IEEE Transactions on Plasma Science. 2014. Vol. 42. No. 1. pp. 235-240.
106. Heiliger C., Henrich R. Three Dimensional Simulation of Micro Newton RITs // Proceedings of the thirty-third international electric propulsion conference, Electric Rocket Propulsion Society. Washington DC, USA. 2013.
107. 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. No. 3. pp. 21-30.
108. Такао Y., Kusaba N., Eriguchi K., Ono K. Two-dimensional particle-in-cell Monte Carlo simulation of a miniature inductively coupled plasma source // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 108.
109. Henrich R., Becker M., Heiliger C. Investigation of the Plasma in a RIT using PIC Modelling // paper presented at the 35th International Electric Propulsion Conference Georgia Institute of Technology. Atlanta, Georgia, USA. October 8-12, 2017.
110. Канев С.В., Латышев Л.А., Нигматзянов В.В., Хартов С.А. Моделирование рабочего процесса в газоразрядной камере высокоточного ионного двигателя // Труды МАИ URL: <https://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=29483>, № 52, 2012.
111. Серкерев С.А. Теория гравитационного и магнитного потенциалов: Учебник для вузов. М: Недра, 1990. 304 с.
112. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: Учеб руководство: Для вузов. 2е-е изд. М: Наука, 1992. 536 с.
113. Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М., Винокурова Л. И. и др. Под редакцией Григорьева И.С. и Мейлихова Е. З. Физические величины. М.:

- Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
114. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. М: Мир, 1976. 496 с с.
115. Kanev S.V., Melnikov A.V., Nazarenko I.P., Khartov S.A. Mathematical model of radio-frequency ion thruster with an additional magnetostatic field // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering, Vol. 868, 2019, 012010 doi:10.1088/1757-899X/868/1/012010.
116. Goebel D.M., Katz I. Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters. Wiley, 2008.
117. Чен Ф. Введение в физику плазмы. М: Мир, 1987. 282 pp.
118. Кошмаров Ю.А., Рыжов Ю.А. Прикладная динамика разреженного газа. М: Машиностроение, 1977. 184 с.
119. Gordeev S.V., Kanev S.V., Khartov S.A. Numerical mathematical model for computation of neutral particle density in the chamber of a radio-frequency ion thruster // IAA/AAS SCITECH FORUM 2019 on Space Flight Mechanics and Space Structures and Materials, ADVANCES IN THE ASTRONAUTICAL SCIENCES, IAA-AAS-SciTech2019-028 AAS 19-968. 2019. Vol. 174. pp. 257-267.
120. Форрестер А.Т. Интенсивные ионные пучки. М: Мир, 1991. 358 с.
121. Gordeev S.V., Kanev S.V., Khartov S.A. Numerical mathematical model for calculation ion density in the gas-discharge chamber of a radio-frequency ion thruster // JOURNAL OF PHYSICS: CONFERENCE SERIES Applied Mathematics, Computational Science and Mechanics: Current Problems, doi: 10.1088/1742-6596/1479/1/012057. 2020.
122. Tonks L., Langmuir I. Tonks L., Langmuir I. A General Theory of the Plasma of an Arc // Phys. Rev, Vol. 34, September 15 1929. pp. 876–922.
123. MKS Type 1179A and 2179A Mass-Flow Controller and Type 179A Mass-Flow Meter, Andover, MA, USA, Instruction Manual, MKS instruments Inc.

124. MKS Type 247D Four-Channel Readout, Andover, MA, USA, Manual, MKS Instruments Inc.
125. RX01/LX01 Series radio frequency power supply. Operators Manual. Seren Industrial power systems inc., Vineland, NJ, USA,.
126. Гордеев С.В., Канев С.В., Мельников А.В., Назаренко И.П., Хартов С.А. Исследование высокочастотного ионного двигателя с прямоточной конфигурацией разрядной камеры // Инженерный журнал: наука и инновации, № 5, Май 2022, <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033>.
127. Гордеев С.В., Мельников А.В., Хартов С.А. Экспериментальное исследование высокочастотного ионного двигателя с имитацией работы разрядной камеры в прямоточном режиме // Тепловые процессы в технике. Октябрь 2022. Т. 14. № 10.