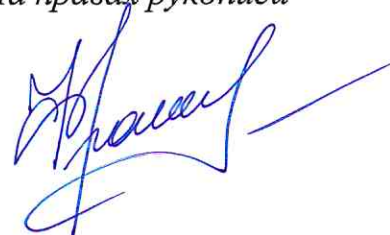


Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«МОСКОВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ  
(национальный исследовательский университет)»

*На правах рукописи*

Фролова Юлия Леонидовна



**ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ ОСТАТОЧНОЙ АТМОСФЕРЫ ВАКУУМНОЙ  
КАМЕРЫ НА РАСХОДИМОСТЬ СТРУИ СТАЦИОНАРНОГО  
ПЛАЗМЕННОГО ДВИГАТЕЛЯ**

Специальность 05.07.05 – Тепловые, электроракетные двигатели и  
энергоустановки летательных аппаратов

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель:  
доктор технических наук  
Надирадзе Андрей Борисович

Москва - 2020 г.

## Оглавление

|  |    |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ.....  | 5  |
| Глава 1. Анализ современного состояния проблемы .....  | 14 |
| 1.1    Общая характеристика и параметры плазменной струи СПД.....  | 14 |
| 1.2    Математическая модель струи СПД.....  | 17 |
| 1.3    Обзор влияния давления в вакуумной камере на параметры струи<br>СПД .....                               | 21 |
| Глава 2. Измерение параметров струи стационарного плазменного двигателя в<br>стендовых условиях .....          | 28 |
| 2.1    Эксперименты на вакуумном стенде ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша»   | 28 |
| 2.1.1    Описание установки.....   | 28 |
| 2.1.2    Система измерений .....   | 29 |
| 2.1.3    Описание эксперимента.....  | 31 |
| 2.1.4    Результаты измерений .....  | 32 |
| 2.2    Эксперименты на вакуумном стенде АО «ИСС».....  | 40 |
| 2.2.1    Описание установки.....   | 40 |
| 2.2.2    Система измерений .....   | 41 |
| 2.2.3    Описание эксперимента в АО «ИСС».....   | 42 |
| 2.2.4    Результаты измерений .....  | 44 |
| Глава 3. Обработка результатов измерений параметров струи в условиях<br>вакуумного стенда.....                 | 48 |
| 3.1    Спектральный состав ионов струи .....   | 48 |
| 3.2    Анализ механизмов образования ионов промежуточных энергий .....   | 64 |
| 3.2.1    Анализ экспериментальных данных .....   | 65 |
| 3.2.2    Оценка параметров ионов упругого рассеяния.....   | 70 |
| 3.3    Учет ослабления потока ионов струи в результате их взаимодействия с<br>частицами фонового газа.....     | 75 |
| 3.3    Разработка методики оценки параметров многофракционной модели<br>струи по экспериментальным данным..... | 78 |

|   |   |     |
|---|---|-----|
| 3.3.1   | Деление ионов струи на фракции.....   | 79  |
| 3.3.2   | Сглаживание тормозных характеристик.....  | 81  |
| 3.3.3   | Аппроксимация угловых распределений.....  | 84  |
| 3.4   | Калибровка модели струи по интегральным параметрам двигателя..  | 87  |
| 3.4.1   | Калибровка по разрядному току.....  | 89  |
| 3.4.2   | Калибровка по массовому расходу.....  | 90  |
| 3.4.3   | Калибровка по тяге.....   | 91  |
| 3.5   | Оценка параметров модели струи высокоимпульсного СПД по результатам измерений.....                          | 92  |
| Глава 4. Анализ влияния давления в вакуумной камере на параметры струи стационарного плазменного двигателя..... |   | 96  |
| 4.1   | Влияние давления в вакуумной камере на угловые и энергетические характеристики струи .....                  | 97  |
| 4.2   | Влияние давления в вакуумной камере на интегральные параметры струи.....                                    | 101 |
| Глава 5 Определение параметров струи СПД для условий натурной эксплуатации.....                                 |   | 121 |
| 5.1   | Определение функции источника.....  | 121 |
| 5.2   | Экстраполяция функции источника .....   | 124 |
| 5.3   | Экстраполяция энергетических спектров .....   | 127 |
| 5.4   | Калибровка модели струи по тяге двигателя.....  | 132 |
| 5.5   | Сопоставление с результатами натуральных измерений.....   | 134 |
| 5.6   | Оценка влияния фонового давления на результаты прогнозирования воздействия плазменной струи СПД на КА ..... | 138 |
| 5.7   | Разработка рекомендаций по измерению параметров плазменных струй СПД в условиях стенда.....                 | 144 |
| 5.7.1   | Требования к зондам и блоку измерения.....  | 144 |
| 5.7.2   | Последовательность измерения спектров при различном давлении в камере .....                                 | 147 |
| 5.7.3   | Выбор диапазона давления для испытаний.....   | 148 |

|  |     |
|--|-----|
| 5.7.4 Требования к измерениям тяги ..... | 151 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....                         | 152 |
| Список литературы .....                  | 154 |

## ВВЕДЕНИЕ

### **Актуальность темы исследования**

Стационарные плазменные двигатели (СПД) находят широкое применение на борту современных космических аппаратов (КА). Это связано, с одной стороны, с повышением требований к транспортным задачам в космосе, а с другой – с прогрессом в развитии средств бортовой энергетики. Такие достоинства как высокий удельный импульс, малые массовые и габаритные характеристики, возможность регулирования величины тяги делают применение СПД весьма перспективным.

В первую очередь, СПД используются для решения таких задач как приведение геостационарных КА в точку стояния, удержания КА в орбитальной позиции и увода КА на орбиту захоронения по окончании срока его эксплуатации [1]. Известны применения СПД для межпланетных перелетов, например, для полета к Луне [2]. В последние годы СПД начали применяться для довыведения высокоорбитальных спутников связи с низкой околоземной орбиты на геостационарную [3, 4].

Столь широкое применение СПД обусловлено тем, что высокие скорости истечения, достигающие 20-30 км/с позволяют (по сравнению с традиционными химическими двигателями, у которых скорость истечения не превышает 3,5 км/с) существенно снизить массу топлива, необходимого для решения задачи, и, следовательно, значительно увеличить массу полезной нагрузки КА.

Вместе с тем, высокие скорости истечения частиц и их ионизированное состояние приводят к тому, что струя СПД может интенсивно взаимодействовать с материалами внешних поверхностей КА и его системами [5, 6].

Среди возможных эффектов воздействия работающего СПД на КА выделяют эрозионное, механическое, тепловое и загрязняющее воздействие. Так, например, эрозия защитных стекол солнечных батарей (СБ) под

воздействием плазменной струи СПД может явиться причиной дополнительной деградации характеристик фотоэлектрических преобразователей и возникновения электрических разрядов. Существенным фактором, ограничивающим ресурс КА, является осаждение продуктов распыления на радиаторах системы терморегулирования и астронавигационной аппаратуре. Механическое воздействие, возникающее в результате взаимодействия ионов струи с поверхностями КА, приводит к возникновению дополнительных возмущающих моментов, потерям тяги и, как следствие, к повышенному расходу рабочего тела двигателей коррекции и стабилизации для парирования данного вида воздействия [7].

Таким образом, воздействие струи СПД на КА является весьма сложным и многообразным процессом, в который вовлекаются многие жизненно важные системы и подсистемы КА. При определенных условиях перечисленные выше эффекты могут приводить к различным негативным последствиям вплоть до полной потери работоспособности КА или его систем. Поэтому одной из важнейших проблем применения СПД в космосе является обеспечение его совместимости с элементами и системами КА, а также минимизация последствий воздействия СПД на КА.

Для решения этой проблемы уже на ранних стадиях проектирования КА необходимо провести комплексный анализ взаимодействия плазменной струи СПД с функциональными поверхностями и системами КА. Очевидно, что для проведения такого анализа необходимо обладать набором параметров струи двигателя в натурных условиях эксплуатации. Однако получение этих данных в условиях космоса сопряжено со значительными технологическими трудностями, обусловленными ограничениями по количеству и местам установки зондов, измеряющих параметры струи, а также большими затратами. Количество реализованных в настоящее время летных экспериментов измеряется единицами [2, 8–10], а их информативность относительно невысока.

Существенно более полными и информативными являются измерения параметров струи в стендовых условиях [11–13]. Однако в ходе наземных испытаний невозможно в полном объеме имитировать условия окружающей среды, характерной для работы двигателя в космосе. Так, например, концентрация частиц остаточной атмосферы в вакуумных камерах (даже при использовании высокопроизводительных средств откачки [14]) на несколько порядков превосходит реальную концентрацию частиц в космическом пространстве. При этом на результаты измерений значительное влияние оказывают столкновения ионов струи с частицами остаточной атмосферы вакуумной камеры, а также проникновение частиц остаточной атмосферы в область ионизации и ускорения, локализованных в разрядном канале двигателя.

Измерения параметров струи в условиях относительно большого давления остаточной атмосферы сопряжено с появлением паразитных потоков, искажающих результаты измерений и существенно снижающих их точность [15]. Причем, вследствие быстрого падения плотности ионного тока струи от оси к периферии (специфика струй СПД), наибольшие ошибки в оценке параметров возникают именно в периферийной области струи, то есть там, где происходит наиболее интенсивное воздействие ионов на поверхности конструктивных элементов КА и где требуется наибольшая точность прогнозирования воздействия струи на КА.

Если оценки воздействия струи на КА окажутся завышенными, это может повлечь за собой необходимость потенциально неоправданного изменения конструкторско-компоновочной схемы КА для исключения возможных негативных последствий воздействия струи СПД. Если же оценки окажутся заниженными, увеличивается риск невыполнения КА поставленной задачи из-за того, что последствия воздействия струи были учтены, но не в полном объеме.

Учитывая возможность возникновения таких ошибок, разработчики КА вынуждены вводить дополнительные запасы по мощности и другим

функциональным характеристикам бортовых систем, существенно снижающие эксплуатационные характеристики КА в целом. В некоторых случаях разработчик может и вовсе отказаться от применения СПД, чтобы исключить возможные риски и обеспечить выполнение требуемой задачи.

Решение этой проблемы в настоящее время ведется по нескольким направлениям. Одно из них состоит в переносе результатов наземных измерений параметров струи СПД на условия натурной эксплуатации. В основе данного подхода лежит тот или иной метод экстраполяции, позволяющий определить параметры струи, реализуемые в космосе, по экспериментальным данным, полученным в условиях стенда. Наиболее сложным в данном случае является выбор и обоснование метода экстраполяции, позволяющего получить гарантированный результат, не требующий дополнительного экспериментального подтверждения.

В настоящее время исследования в этом направлении ведутся крайне ограниченным числом специалистов и пока не привели к практически значимым результатам.

Таким образом, актуальность темы диссертации обусловлена следующим.

1. На сегодняшний момент не существует полноценной методики переноса результатов наземных измерений параметров струи СПД на условия натурной эксплуатации, позволяющей получить гарантированные оценки параметров струи, не требующие дополнительного экспериментального подтверждения.

2. Разработка такой методики позволит значительно повысить точность определения параметров струи, реализуемых в космосе, и, как следствие – повысить точность прогнозирования воздействия плазменной струи СПД на элементы и системы КА.

#### **Степень разработанности темы исследования.**

Наиболее полно вопросы экстраполяции параметров струи на условия натурной эксплуатации были раскрыты в [16]. В этой работе рассматривалась



струи высокоимпульсного двигателя ВНТ-1500, работающего на ксеноне при разрядном напряжении от 300 до 1000 В с расходом 2,44 мг/с. Автором были проанализированы существующие и предложены новые методы экстраполяции. Однако рассмотренные им методы не учитывают возможного влияния условий эксперимента на процессы формирования и распространения плазменной струи, что не позволяет применять эти методы без дополнительного экспериментального подтверждения.

В части развития математического аппарата моделирования процессов формирования и распространения плазменной струи следует отметить, что до сих пор не создано единой математической модели, позволяющей проводить расчет течения плазмы от разрядного канала двигателя до дальней зоны струи с учетом давления фонового газа без привлечения каких-либо входных параметров, которые должны определяться из эксперимента. Однако имеется достаточно много упрощенных моделей, описывающих те или иные процессы в струе, которые могут быть использованы при построении процедуры экстраполяции.

#### **Объект и предмет исследования.**

Объектом исследования является плазменная струя СПД.

Предметом исследования является влияние условий проведения наземных испытаний, в частности – давления остаточного газа вакуумной камеры, на параметры плазменной струи СПД.

#### **Цель работы.**

Целью диссертации является разработка методики переноса результатов измерений параметров плазменной струи СПД, полученных в стендовых условиях, на условия натурной эксплуатации.

Для достижения поставленной цели требуется решить следующие задачи.

1. Разработать программу и методику измерения параметров плазменной струи высокоимпульсного СПД, получить экспериментальные

данные об угловом и энергетическом распределении ионов струи в различных условиях.

2. Провести обработку и анализ полученных данных, выявить закономерности изменения параметров струи в зависимости от давления в вакуумной камере, расстояния от двигателя и других условий эксперимента.

3. На основании выявленных закономерностей разработать методику переноса результатов измерений параметров струи, полученных в стендовых условиях, на условия натурной эксплуатации. Определить параметры струи высокоимпульсного СПД для условий натурной эксплуатации.

4. Разработать рекомендации по порядку проведения измерений параметров плазменных струй СПД для получения данных в объеме, достаточном для последующей экстраполяции на условия натурной эксплуатации.

**Достоверность** результатов экспериментальных исследований обеспечена применением современной, поверенной измерительной аппаратуры, апробированных методик измерений, а также проверкой полученных результатов с использованием различных способов и измерительных приборов. Достоверность теоретических исследований обеспечена использованием общепринятых физических моделей и математических методов и подтверждена удовлетворительным совпадением результатов расчетов с результатами эксперимента.

#### **Научная новизна диссертации**

- Выявлены закономерности изменения угла расходимости, углового и энергетического распределения потоков ионов струи высокоимпульсного СПД при изменении давления в вакуумной камере и расстояния от двигателя.
- Разработана методика переноса результатов наземных измерений параметров струи СПД на условия натурной эксплуатации, в которой учитывается ослабление потока ионов в вакуумной камере и исключены

индуцированные ионы перезарядки из тормозных характеристик зондов-энергоанализаторов.

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

Предложенные методики позволяют значительно повысить точность измерений параметров плазменных струй СПД и оценить параметры струи, реализуемые в условиях натурной эксплуатации КА.

Разработанные рекомендации по порядку проведения измерений параметров струй СПД в стендовых условиях позволяют получить данные, необходимые для оценки параметров струи в условиях натурной эксплуатации.

Выявленные закономерности позволяют конкретизировать направления дальнейших теоретических и экспериментальных исследований в области формирования и распространения плазменных струй СПД.

Результаты исследования внедрены в АО «Информационные спутниковые системы» имени академика М.Ф.Решетнёва» (далее – АО «ИСС») при проведении плановых ОКР.

### **Личное участие автора**

1. Разработана программа и методика проведения измерений параметров струи высокоимпульсного СПД в ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша» (далее – ИЦК) и АО «ИСС».

2. Проведена обработка и анализ полученных экспериментальных данных, выявлены закономерности изменения параметров струи СПД при изменении давления в вакуумной камере и расстояния от двигателя.

3. Разработана методика переноса результатов измерений параметров струи СПД в стендовых условиях на условия натурной эксплуатации.

4. Определены параметры струи высокоимпульсного СПД.

5. Разработаны рекомендации по порядку проведения измерений параметров струй СПД в стендовых условиях.

## **Методологическая основа исследования**

Теоретическую и методологическую основу исследования составили апробированные теории, научные подходы и методы, применяемые при исследовании физических процессов, протекающих в СПД. Эмпирическая база исследования представлена результатами измерений параметров струи высокоимпульсного СПД при различном давлении, на различном расстоянии и в различных вакуумных камерах. Методика и средства измерений были выбраны на основании накопленного мирового опыта и с учетом ограничений, накладываемых имеющимся оборудованием и ресурсами. По результатам каждой серии измерений были определены параметры многофракционной модели струи, используемой в настоящее время для прогнозирования воздействия плазменной струи СПД на КА. Методика определения параметров строилась с применением сглаживающих сплайнов. Полученные таким образом модельные угловые и энергетические характеристики струй подвергались всестороннему анализу дедуктивным методом с целью выявления основных закономерностей изменения параметров струи при изменении давления в вакуумной камере. На основании выявленных закономерностей была разработана методика переноса параметров струи, измеренных в стендовых условиях, на условия натурной эксплуатации КА.

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

- Закономерности изменения угла расходимости, углового и энергетического распределений потоков ионов струи высокоимпульсного СПД при изменении давления в вакуумной камере и расстояния от двигателя.
- Методика переноса результатов наземных измерений параметров струи СПД на условия натурной эксплуатации, отличающаяся от существующих методик тем, что в ней учитывается ослабление потока ионов в вакуумной камере и исключены ионы перезарядки из тормозных характеристик зондов-энергоанализаторов.
- Рекомендации по порядку проведения измерений параметров струй СПД в стендовых условиях, позволяющие получить данные требуемой

точности, необходимые для определения параметров струи в условиях натурной эксплуатации.

### **Апробация результатов исследования**

1. «Влияние давления в вакуумной камере на процессы формирования плазменной струи СПД» Конференция «Авиация и космонавтика» 21.11.2018 г.

2. «Оценка эффективной площади многосеточных зондов-энергоанализаторов по скорости распыления образца-свидетеля», Международная конференция «ИНЖЕНЕРНЫЕ СИСТЕМЫ-2020» 20-22 мая 2020 г., г. Москва, РУДН (перенесено на 14-16 октября 2020)

### **Публикации по теме диссертации**

По теме диссертации опубликовано 5 работ, из них в рецензируемых научных изданиях опубликовано 3 работы.

## Глава 1. Анализ современного состояния проблемы

Стационарный плазменный двигатель (СПД) – это электроракетный двигатель на основе плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения [17]. Впервые он был испытан в космосе в 1972 г., т. е. более 45 лет назад, и с тех пор успешно используется в составе отечественных КА.

Как известно, в СПД ионизация и ускорение рабочего тела осуществляются в разряде, горящем в продольном электрическом и поперечном магнитном полях.

Тяга в СПД создается в основном ионами, покидающими двигатель. Вклад в тягу электронов, поступающих в плазменную струю из катода-компенсатора и уходящих из двигателя вместе с ионами, пренебрежимо мал из-за малости массы электронов по сравнению с массой ионов [18].

Ионы, покидающие двигатель, образуют плазменную струю, которая в силу принципиально большой расходимости и особенности размещения двигателя на борту КА может попадать на элементы конструкции КА, приводя к деградации их функциональных характеристик.

Исследования в области рабочих процессов в СПД ведутся с момента его создания. Исследования плазменной струи СПД начались позже, когда стало ясно, что их воздействие на КА без принятия соответствующих мер может привести к катастрофическим последствиям. В настоящее время достигнуты значительные успехи в этой области, однако единой математической модели плазменного потока СПД, учитывающей его формирование в канале двигателя и распространение от канала до дальних зон струи, пока не создано и ряд параметров потока приходится определять экспериментально.

### 1.1 Общая характеристика и параметры плазменной струи СПД

Характерные зоны и компоненты струи СПД показаны на рисунке 1.1 [19]. Основную часть (90–95 %) потока частиц струи составляют ускоренные

высокоэнергетические ионы. Плотность ионного тока и средняя энергия ионов быстро падает от оси струи к ее периферии. Исходя из этого, в струе выделяют две области: ядро и периферию, граница между которыми является условной.

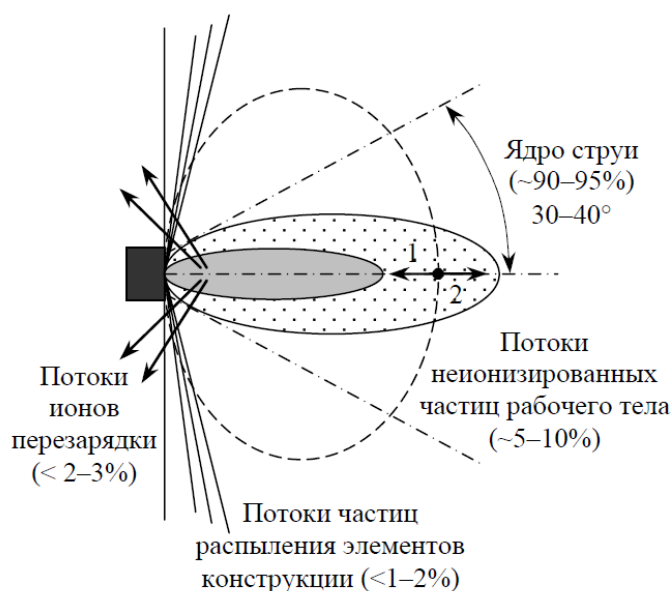


Рисунок 1.1 – Основные зоны струи СПД: 1 – ближняя зона струи; 2 – дальняя зона струи

Обычно ядро струи ограничивают конусом, в который попадает 95 % ускоренного ионного потока. Угол полураствора этого конуса называют «углом расходимости» струи  $\varphi_{95\%}$ . Для двигателей типа СПД этот угол составляет 45-50°. Относительно большие углы расходимости струи СПД обусловлены тем, что ускоряющее электрическое поле в разрядном канале имеет существенную неоднородность в радиальном направлении. В результате заметная часть ионов приобретает радиальную составляющую скорости, что и приводит к расфокусировке струи.

От внешней границы ядра струи начинается широкая периферийная зона. В этой зоне частицы имеют существенно меньшие энергии, а плотности их потоков на порядки меньше, чем в ядре струи.

Вдоль линий тока можно выделить ближнюю и дальнюю зоны струи. В дальней зоне поток плазмы от двигателя можно рассматривать как бесстолкновительный поток частиц от точечного источника.

Хотя надо отметить, что, струя СПД не является строго конической. В работах [20, 21] убедительно показано, что за счет процессов амбиполярной диффузии расширение плазмы на расстояниях более 1-2 м от двигателя происходит быстрее, чем  $1/r^2$ . Причем данное обстоятельство находит и экспериментальное подтверждение [21]. Этот фактор следует учитывать при расчетах параметров струи на больших расстояниях от двигателя. Но в радиусе 3-5 метров, где струя оказывает наибольшее воздействие на КА, а отклонения от конической струи относительно невелики, применение конической модели вполне оправдано [19].

В ближней зоне струи (см. рисунок 1.2) модель точечного источника не работает в результате процессов взаимодействия между частицами и влияния формы источника.

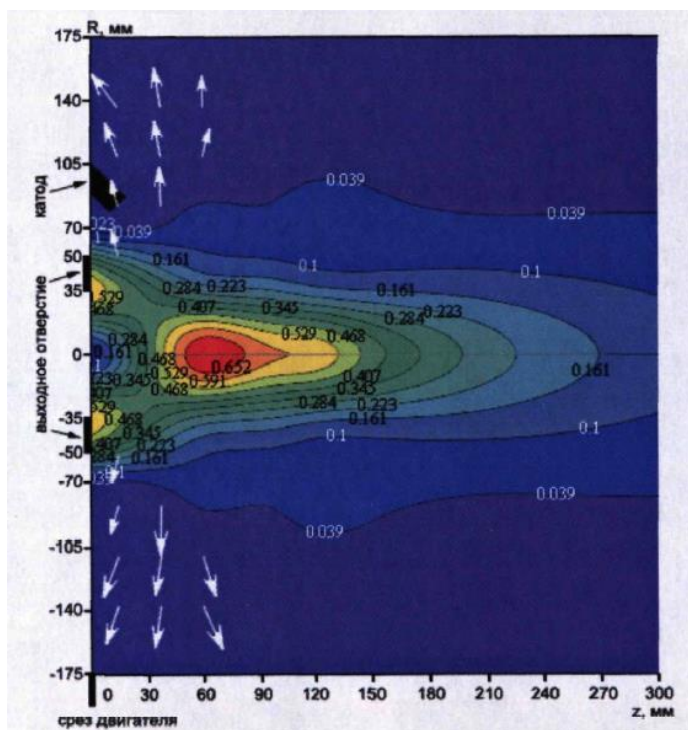


Рисунок 1.2 – Распределение плотности ионов в ближней зоне струи СПД при напряжении разряда 700 В [22]



Как видно из рисунка 1.2 на расстоянии радиуса выходного сечения потоки ионов, вылетающих из противоположных частей канала, сливаются и образуют на оси струи так называемый «кроссовер», в котором концентрация частиц достигает максимальных значений. Однако на расстоянии более 300-500 мм форма источника перестает влиять на параметры потока и его можно рассматривать как коническое течение от точечного источника с приведенными выше оговорками.

По составу в струе различают первичные и вторичные частицы, а также частицы неионизированного рабочего тела. К первичным частицам относят ускоренные ионы, образующиеся в результате ионизации рабочего тела и дающие основной вклад в тягу двигателя. Вторичными называют частицы, которые образуются в результате взаимодействия частиц струи между собой и с элементами конструкции двигателя.

Основными параметрами струи, необходимыми для оценки рабочих характеристик двигателя и прогнозирования воздействия СПД на КА, являются угловое и энергетическое распределения ионов струи. Угловое распределение задают в виде функции плотности ионного тока от угла вылета ионов  $\varphi$  на расстоянии 1-1,5 м от двигателя. Энергетическое распределение задают на том же расстоянии от двигателя для нескольких значений  $\varphi$ .

Как правило, угловое и энергетическое распределения определяют экспериментально. Наиболее подробно вопросы измерений параметров струи СПД были рассмотрены в работах [13, 16, 22].

## **1.2 Математическая модель струи СПД**

В настоящее время существует множество моделей струи СПД от простейших полуэмпирических, до сложных кинетических моделей [20, 22-27]. Однако сложность процессов, протекающих в области горения разряда и в области катодной плазмы, до сих пор не позволяют получить модель, обладающую достаточно хорошими прогностическими качествами и совпадением с экспериментальными данными. В связи с этим, на данном этапе

развития представлений о рабочих процессах в СПД для инженерного анализа воздействия плазменной струи СПД на КА, как правило, применяют полуэмпирические модели, построенные по результатам экспериментальных измерений параметров струй конкретных моделей двигателей. И в этой связи крайне важно, чтобы используемые экспериментальные данные были достаточно точны и достоверны, а их интерпретация – корректна.

Решение проблемы возможно только путем создания кинетической модели рабочих процессов в СПД, учитывающей влияние вакуумной установки, позволяющей интерпретировать результаты стендовых измерений и корректно экстраполировать их на условия летной эксплуатации КА [16, 28, 29]. И пока такая модель не будет создана, инженерные расчеты воздействия плазменных струй СПД на КА будут проводиться по относительно простым полуэмпирическим моделям, базирующимся на экспериментальных данных, полученных в стендовых условиях. Одной из таких моделей, является многофракционная коническая модель струи.

Многофракционная коническая модель струи СПД была впервые предложена в [30] применительно к задачам инженерного анализа воздействия струи СПД на элементы конструкции КА. Данная модель основана на модели точечного источника и позволяет описать сложное угловое и энергетическое распределения ионов в струе СПД. За 20 лет своего существования она многократно применялась в инженерных расчетах [31], что можно рассматривать как свидетельство ее универсальности и приемлемой точности.

При построении этой модели принято, что частицы струи движутся бесстолкновительно вдоль лучей от центра выходного сечения СПД. При этом обмен энергией, массой и зарядом между частицами отсутствует. Частицы струи разделены на  $M$  моноэнергетических фракций. Каждая фракция характеризуется массой  $m_f$ , зарядом  $q_f$  и интервалом энергий  $(E_f, E_{f+1})$ , где  $f = 0 \dots M + 1$  – индекс фракции. Угловое распределение частиц каждой фракции задается моделью точечного источника:

$$n_f(r, \varphi) = n_{0,f}(\varphi) \cdot \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad (1.1)$$

где  $n_f(r, \varphi)$  – концентрация частиц  $f$ -ой фракции в точке  $B(r, \varphi)$ ;  $r$  – расстояние от двигателя до точки  $B$  вдоль луча  $r$ ;  $\varphi$  – угол отклонения луча от оси струи;  $n_{0,f}(\varphi)$  – начальная концентрация частиц  $f$ -ой фракции на расстоянии  $r = r_0$  от двигателя.

Данная модель применима на достаточно большом расстоянии от двигателя (при  $r \geq (5 - 10) \cdot R_{mid}$ , где  $R_{mid}$  – радиус центральной линии разрядного канала СПД), где на параметры потока перестают влиять геометрическая форма источника и столкновения между частицами струи.

Для определения параметров данной модели обычно используются результаты измерений плотности тока и функции распределения ионов по энергиям в стендовых условиях, полученные с помощью электростатических зондов – энергоанализаторов (далее – ЭА) [32]. При проведении измерений ЭА устанавливают на одинаковом расстоянии  $r_0$  от источника под разными углами  $\varphi_k$  к оси струи. Изменяя значения задерживающего потенциала на управляющей сетке ЭА, получают так называемую тормозную характеристику  $I_{>E,k}(E)$ , которая описывает функцию распределения ионов струи по энергиям  $f(E, \varphi_k)$ :

$$I_{>E,k}(E) = j(\varphi_k) \cdot S_{eff} \int_E^{\infty} f(E, \varphi_k) dE, \quad (1.2)$$

где  $I_k(E)$  – ток коллектора зонда;  $j(\varphi_k)$  – плотность ионного тока в  $k$ -ой точке установки зонда;  $E$  – энергия иона ( $E = qU$ );  $U$  – задерживающий потенциал на управляющей сетке;  $S_{eff}$  – эффективная площадь зонда.

Поскольку электростатический ЭА не позволяет различить частицы разного заряда и массы, вместо функции распределения ионов по энергиям  $f(E, \varphi_k)$  удобнее использовать распределение по значению задерживающего потенциала  $f(U, \varphi_k)$ :

$$I_{>U,k}(U) = j(\varphi_k) \cdot S_{eff} \int_U^{\infty} f(U, \varphi_k) dU, \quad (1.3)$$

В этом случае неопределенность в значении  $\frac{q}{m}$ , возникающая при наличии в струе частиц разной массы и заряда, пропадает. По тем же соображениям, разбиение частиц на фракции производят по величине задерживающего потенциала  $U$ . Возникающее при этом «смешение» частиц с разными  $\frac{q}{m}$  в одной фракции учитывают введением понятий зарядового и массового состава фракций и последующим делением фракций на компоненты.

Поскольку в подавляющем большинстве СПД используется одно рабочее тело, можно считать, что все ионы струи имеют одинаковую массу. Тогда, для учета эффекта «смешения» достаточно задать зарядовый состав ионов струи.

Как известно [33], зарядовый состав может изменяться в зависимости от угла вылета частиц, но учитывая большую неопределенность в этом параметре и его относительно небольшое влияние на параметры струи, принимают, что зарядовый состав постоянен во всех точках струи. В этом случае, плотность потока и плотность тока частиц  $i$ -ой зарядовой компоненты  $f$ -ой фракции будут определяться соотношениями:

$$nv_{f,i} = \mu_i \cdot nv_f, \quad (1.4)$$

$$j_{f,i} = j_f \frac{\mu_i q_i}{\bar{q}}, \quad (1.5)$$

где  $\bar{q} = \sum_i \mu_i q_i$  – средний заряд ионов струи;  $\mu_i$  – доля массового потока частиц  $i$ -ой зарядовой компоненты, имеющей заряд  $q_i = i \cdot e$ , причем  $\sum_{i=1}^{i=Z} \mu_i = 1$ , где  $Z$  – количество зарядовых компонент;  $e$  – заряд электрона.

Если в струе присутствуют только одно и двух зарядные ионы, а содержание ионов более высокой кратности пренебрежимо мало, зарядовый состав струи можно охарактеризовать только одним коэффициентом  $\mu_2$ . В этом случае

$$\mu_1 = 1 - \mu_2 \quad (1.6)$$

$$\bar{q} = e(1 + \mu_2) \quad (1.7)$$

Средняя скорость и концентрация частиц  $i$ -ой зарядовой компоненты  $f$ -ой фракции, соответственно, равны:

$$v_{f,i} = \sqrt{(U_f + U_{f+1}) \frac{q_i}{m}}, \quad (1.8)$$

$$n_{f,i} = \frac{j_{f,i}}{v_{f,i} q_i}. \quad (1.9)$$

где  $m$  – масса иона,  $U_f$ ,  $U_{f+1}$  – граничные значения задерживающего потенциала для частиц  $f$ -ой фракции.

Суммарная концентрация частиц всех зарядовых компонент фракции:

$$n_f = \frac{j_f}{\bar{q}} \sum_i \frac{\mu_i}{v_{f,i}}. \quad (1.10)$$

Полная плотность тока ионов в точке установки зонда (на расстоянии  $r = r_0$  от двигателя) определяется по тормозной характеристике как:

$$j_i(\varphi_k) = \frac{I_{>U,k}(0)}{S_{eff}}, \quad (1.11)$$

а полная плотность тока частиц  $f$ -ой фракции:

$$j_f(\varphi_k) = j_i(\varphi_k) \frac{I_{>U,k}(U_{f+1}) - I_{>U,k}(U_f)}{I_{>U,k}(0)}, \quad (1.12)$$

При этом  $j_i(\varphi_k) = \sum_f j_f(\varphi_k)$ .

Таким образом, по набору тормозных характеристик  $I_{>U,k}(U)$ , значению  $S_{eff}$  можно рассчитать параметры фракций. А зная зарядовый состав струи  $\{\mu_i\}^Z$  – параметры зарядовых компонент.

### 1.3 Обзор влияния давления в вакуумной камере на параметры струи СПД

Обзор открытой литературы показал, что на результаты измерений существенное влияние оказывает давление частиц фонового газа вакуумной камеры, однако механизмы этого влияния еще не до конца понятны [34].

Отмечается, что при увеличении давления в вакуумной камере увеличивается и частота столкновений ионов струи с частицами остаточной

атмосферы, что приводит к уменьшению плотности ионного тока в области средних углов [16].

В то же время плотность тока на оси увеличивается вместе с фоновым давлением (рисунок 1.3). Это, можно объяснить ионизацией фоновых нейтральных частиц, после того как они проникают в разрядную камеру двигателя. Ионизация фоновых нейтральных частиц может происходить как внутри канала двигателя, так и около выходного отверстия двигателя. При этом можно отметить, что существует экспериментальное подтверждение, которое указывает на изменение расположения области ионизации в качестве потенциального фактора, влияющего на расхождение струи.

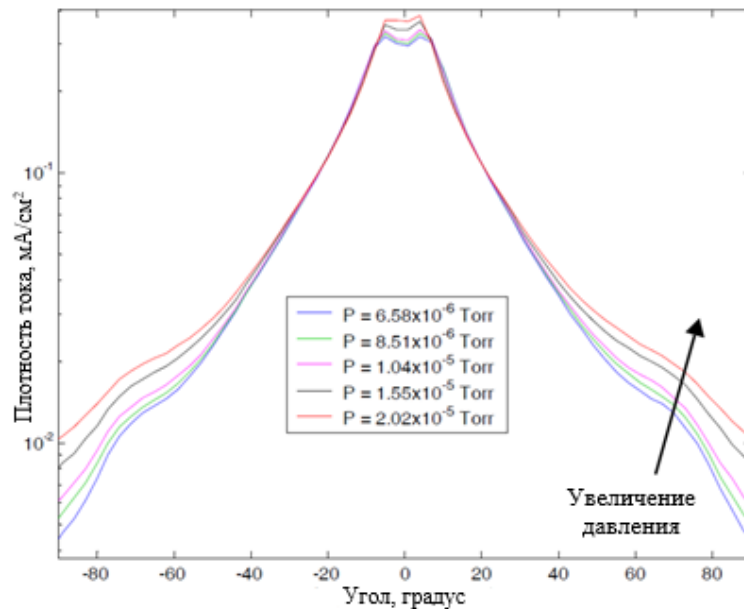


Рисунок 1.3 – Влияние фонового давления на плотность тока [16].

Увеличение фонового давления также приводит к увеличению тяги, которое является искусственным. В зависимости от фонового давления ионизация нейтральных частиц может добавлять до 1-2 % от общей измеренной тяги [16].

Изменение фонового давления в вакуумной камере также влияет и на изменение энергетического распределения ионов. В ходе эксперимента установлено, что увеличение фонового давления приводит к увеличению пика

ионов перезарядки при углах от  $-90^\circ$  до  $-60^\circ$  и его смещению в сторону меньшей энергии (рисунок 1.4) [16].

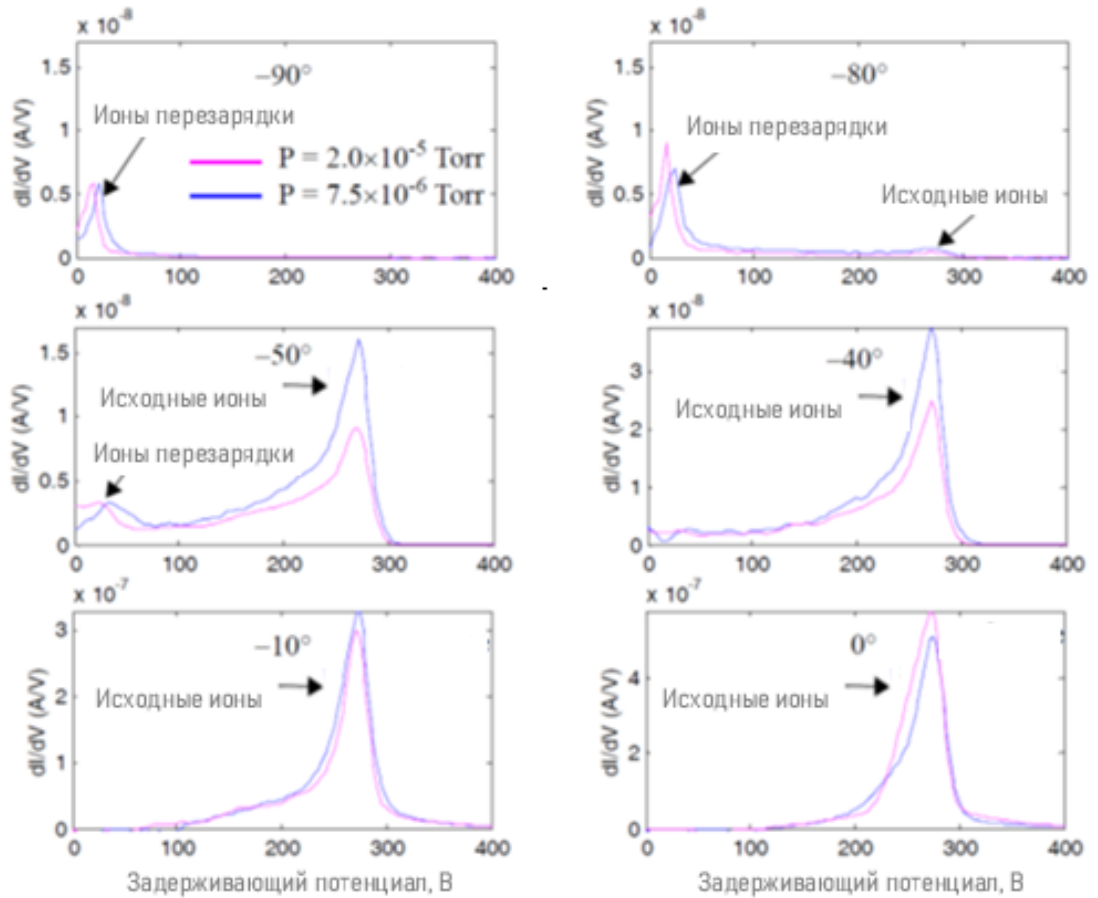


Рисунок 1.4 – Влияние фонового давления на энергетическое распределение ионов [16]

Увеличение фонового давления также приводит к снижению пикового значения исходных ионов струи для углов от  $-70^\circ$  до  $-10^\circ$  вследствие увеличения упругих столкновений ионов и нейтральных частиц, а также столкновений с перезарядкой [16].

В работе [35] отмечено, что влияние на измеряемые параметры плазменной струи обусловлено «поглощением» частиц остаточной атмосферы, а также соударениями с ними ионов струи в объеме вакуумной камеры. Изменения в составе плазмы за счет поглощения частиц остаточной атмосферы приводят к увеличению амплитуды колебаний тока разряда. Это может быть также вызвано увеличением числа электрон-нейтральных

столкновений, создаваемых в разрядной камере при более высоком фоновом давлении, что увеличивает поток электронов к аноду. Поскольку одновременно возникают увеличение фонового давления, тока разряда и амплитуды колебаний разрядного тока, трудно определить, что именно влияет на эти изменения, кроме увеличения плотности нейтральных частиц.

Для корректировки характеристик, полученных при повышенных фоновых давлениях, необходимо учитывать изменения в многозарядной ионной фракции, распределении энергии ионов и расходимости струи при увеличении фонового давления в вакуумной камере.

В работе [36] отмечается, что расходимость струи возрастает при более низком давлении, потенциально указывая, что зона ускорения смещается вниз по потоку от двигателя, позволяя электрическому полю отклоняться, чтобы обеспечить повышенную поперечную составляющую ускорения для ионов, тем самым снижая производительность двигателя. Авторами была разработана простая модель, описывающая поток плазмы в области вблизи катода. На практике выявлено, что сила магнитного поля, необходимого для наблюдения влияния остаточной атмосферы сильно зависит от конструкции двигателя, так что никаких количественных рекомендаций не может быть дано на основе простой модели. Тем не менее, некоторые общие законы масштабирования очевидны. Во-первых, потеря тяги с давлением больше при более высоких значениях тока разряда. Во-вторых, влияние остаточной атмосферы возрастает с увеличением величины перпендикулярного магнитного поля.

В ходе испытаний двигателя НАСА  $NiVNAc$  был проведен ряд диагностических исследований плазмы для изучения влияния фонового давления на работу двигателя [37]. Результаты показали увеличение тяги и тока разряда с изменением фонового давления. Наблюдалось уменьшение значения отношения средней энергии ионов на заряд, увеличение выработки многозарядных частиц, уменьшение расходимости струи и уменьшение тока струи с ростом фонового давления. Для объяснения данных явлений была



разработана упрощенная двухпоточковая модель поглощения, в которой нейтральный поток в двигателе может рассматриваться как два независимых потока атомов, накладываемых друг на друга (рисунок 1.5).

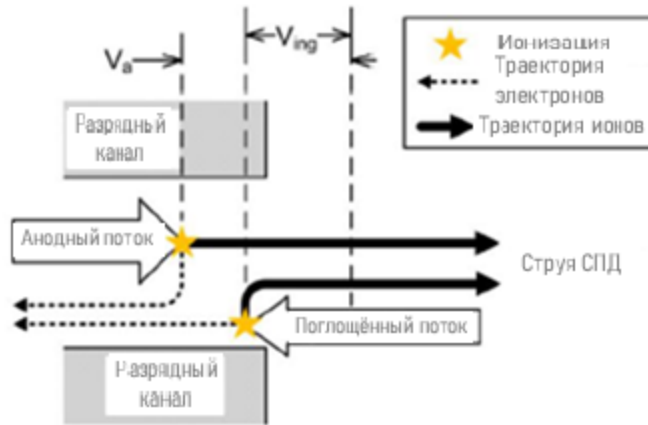


Рисунок 1.5 – Иллюстрация двухпоточковой модели поглощения [37]

Один поток атомов идет от анода, ионизируется в зоне ионизации, ускоряется электрическим полем вдоль канала и набирает энергию несколько меньшую, чем приложенное напряжение, а другой – поступает из фонового газа в камере, ионизируется где-то посередине зоны ускорения и приобретает направленную энергию, которая по величине составляет часть от энергии приобретаемой исходными ионами. В ходе апробации данной модели были выявлены существенные противоречия. Данная модель не позволяет объяснить изменения параметров плазменной струи и двигателя без введения коэффициента «сбора», увеличивающего величину инжектируемого потока нейтральных частиц в 3-5 раз, по сравнению с расчетной. Было сделано предположение, что поглощение фоновых атомов меняет физику двигателя, а именно зоны ионизации и ускорения перемещаются вверх по потоку с ростом фонового давления.

В работе [38] было оценено влияние фонового давления на характеристики СПД-100. Одним из результатов этого исследования является то, что данные о характеристиках, полученные в различных вакуумных камерах согласуются с точностью измерений, несмотря на различия в размерах

вакуумных камер и закреплении двигателя. Также сделан вывод, что модель «простого поглощения», в соответствии с которой поглощенные атомы из вакуумной камеры рассматриваются как эквивалент рабочего тела, подаваемого в двигатель через анод, явно недостаточна для объяснения изменения тяги, т.к. для сопоставления результатов измерений необходимо принимать эффективную площадь поглощения приблизительно в 4 раза большую, чем площадь плоскости выхода. Однако эта идея предполагает, что поток, поглощенный через некоторую границу, которая простирается далеко за плоскостью выхода, ионизируется и ускоряется таким же образом, как если бы он подавался через анод, что очень маловероятно.

Были проведены эксперименты [39] показывающие, что однозначно зоны ионизации и ускорения пространственно различны внутри канала двигателя. В ходе исследования разработана квазинейтральная одномерная модель. Несмотря на простоту модели, численные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В работе [40] отмечается, что различия в методах поддержания уровня давления в вакуумных камерах затрудняют сравнение полученных результатов. Общий вывод заключается в том, что влияние давления на характеристики двигателя было ситуативным и в значительной степени зависящим от таких особенностей, как конструкция и условия эксплуатации двигателя и характеристики вакуумной камеры. Показано, что в одной и той же вакуумной камере с одним и тем же двигателем увеличение фонового давления приводило как к уменьшению, так и к увеличению характеристик двигателя, например, таких как мощность двигателя. Испытания, в ходе которых давление регулировалось путем изменения мощности откачки насосов, показали, что влияние фонового давления значительно сложнее, чем первоначально предполагалось, и может, например, приводить к изменениям расположения области ускорения ионов, которую невозможно обнаружить с помощью измерений характеристик двигателя.

Последующие детальные численные исследования сильно занижали влияние фонового давления. Кроме того, из-за отсутствия летных данных сравнение летных и наземных характеристик двигателя было невозможно.

В работе [16] был предложен метод экстраполяции полученных в ходе испытаний результатов измерений на условия эксплуатации СПД, основанные на учете только взаимодействия ионов струи с остаточной атмосферой вакуумной камеры. Измерения проводились в диапазоне давлений от 0,8 до 2,6 мПа (по воздуху).

Показано, что плотность тока при фиксированном значении угла имеет линейную зависимость от величины фонового давления. Таким образом, для определения плотности тока на орбите необходимо применять линейную зависимость для экстраполяции измерений на нулевое давление при каждом угловом положении.

В целом, обзор открытой литературы показал широкий диапазон испытательных процедур и условий, существующих для испытаний двигателей, и крайне ситуативный, а иногда и противоречивый характер воздействия давления установки на параметры струи СПД. При этом в основном отмечается, что на измеряемые параметры струи влияют два фактора (помимо чисто технической точности измерений потоков ионов), а именно: процессы формирования струи в разрядном канале и процессы распространения ионов струи в пространстве за срезом двигателя. Оба эти фактора являются чувствительными к давлению в вакуумной камере, что требует применения специальных математических моделей для интерпретации полученных данных и их экстраполяции на условия натурной эксплуатации КА.

## Глава 2. Измерение параметров струи стационарного плазменного двигателя в стендовых условиях

### 2.1 Эксперименты на вакуумном стенде ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша»

#### 2.1.1 Описание установки

Криогенно-вакуумная установка КВУ-90 предназначена для наземной экспериментальной отработки ЭРД в условиях безмасляной откачки и имеет вакуумную камеру объемом 90 м<sup>3</sup> [18]. Внешний вид установки КВУ-90 приведен на рисунке 2.1.



Рисунок 2.1 – Внешний вид КВУ-90 [18]

Вакуумная камера состоит из двух отсеков – основного, где производятся испытания двигателей, и дополнительного – предкамеры, предназначенной для размещения тягоизмерительного устройства (ТИУ). Размеры основной вакуумной камеры: диаметр 3,8 м, длина 8 м.

Высоковакуумная ступень откачки объединяет семь криовакуумных насосов: три насоса НВК-900 (скорость откачки 15 м<sup>3</sup>/с по Хе) и четыре насоса НВК-630 (скорость откачки 7 м<sup>3</sup>/с по Хе).

Для управления работой двигателем и подачей на него всех необходимых питающих напряжений используется лабораторная система

питания-управления (СПУ). При испытаниях СПД ток разряда двигателя стабилизирован посредством изменения расхода. Напряжение разряда, подаваемое на анод двигателя, также стабилизировано.

### 2.1.2 Система измерений

Давление в вакуумной камере измерялось ионизационным вакуумметром с магнитным преобразователем. Принцип их действия основан на зависимости тока самостоятельного газового разряда в скрещенных магнитном и электрическом полях от давления [41]. Экспериментальное значение коэффициента относительной чувствительности магнитных преобразователей для ксенона составляет 3,5 [42]. Погрешность измерений применяемого при наземных испытаниях в данной работе магнитного преобразователя составила  $\pm 30\%$ .

Регистрация параметров двигателя и плазменной струи производится с помощью специально разработанной автоматизированной системы измерений, построенной на основе средств автоматизации фирмы L-Card.

Основным устройством системы измерений параметров плазменной струи является трехсеточный зонд-энергоанализатор, конструктивная схема которого приведена на рисунке 2.2 [43].

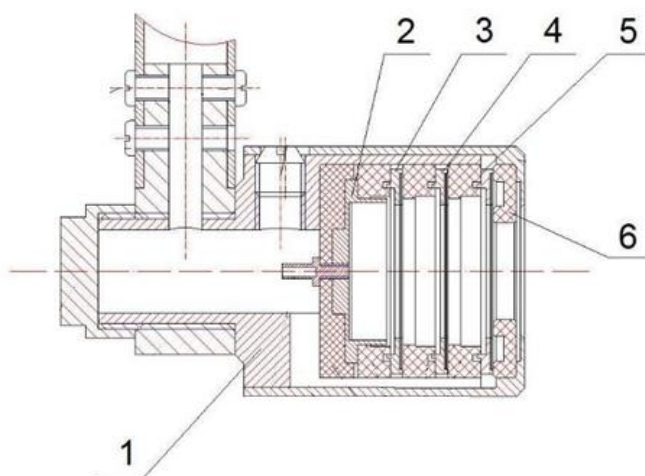


Рисунок 2.2 – Конструкция многосеточного зонда ООО НТЦ «Фирма ПЛАТАР»: 1 – корпус, 2 – коллектор, 3 – анализирующая сетка, 4 – отсекающая сетка, 5 – экранирующая сетка, 6 – входная диафрагма.

Расстояния между всеми сетками равны 3 мм, расстояние от анализирующей сетки до коллектора, на котором регистрируется ионный ток, равно 1 мм. Размеры ячеек (в экранирующей сетке – 206 мкм, в отсежной – 41 мкм, в анализирующей – 161 мкм) выбраны так, чтобы обеспечить разрыв плазмы и надежную отсечку электронов при плотности плазмы до  $10^{15} \text{ м}^{-3}$ . Диаметр входной диафрагмы зонда составляет 20 мм.

Несмотря на простоту использования, у многосеточного зонда есть несколько проблем. Например, внутреннее давление многосеточного зонда может привести к столкновению ионов до достижения коллектора, что приводит к уменьшению пика энергии и расширенному распределению энергии в сторону более низкой энергии ионов. Кроме того, зонд не различает однозарядные и многозарядные ионы. Струя СПД обычно состоит из 89 %  $\text{Xe}^+$ , 10 %  $\text{Xe}^{2+}$  и 1 %  $\text{Xe}^{3+}$ . Поэтому при восстановлении данных измерений все собранные ионы считаются однозарядными [16].

В вакуумной камере ЭА размещается на специальном сканирующем устройстве, которое позволяет перемещать его в плазменной струе в различных направлениях. Подсистема перемещения состоит из двух независимых частей, позволяющих проводить измерения в ближней и дальней областях относительно исследуемого двигателя. Ближняя часть позволяет исследовать струю двигателя при различных расстояниях от среза (от 0,6 до 1,1 метра) и при различных углах в горизонтальной плоскости. Дальняя часть позволяет, при фиксированном расстоянии от двигателя (1,5 м), проводить сканирование в интересующей области телесного угла, то есть имеет возможность перемещения датчиков по двум угловым координатам.

Трехмерная схема системы, иллюстрирующая принцип ее пространственного построения, приведена на рисунке 2.3.

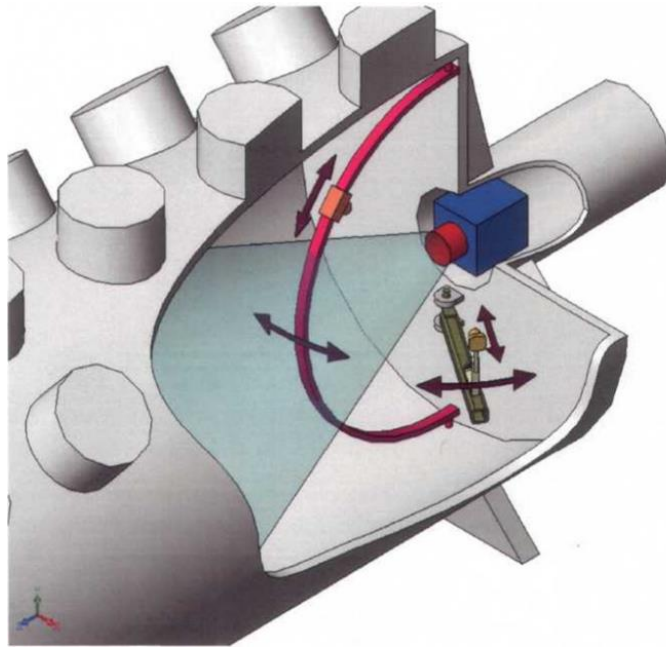


Рисунок 2.3 – Схема системы диагностики струи двигателя

В ходе проведения эксперимента восстановление истинного значения плотности ионного тока по измеренному току коллектора проводилось по методике ИЦК, описанной в [44].

### 2.1.3 Описание эксперимента

Для определения параметров плазменной струи двигателя при различных уровнях давления в вакуумной камере была проведена серия испытаний. При этом в ходе испытаний проводились как измерения параметров плазменной струи (плотность ионного тока и энергетические спектры ионов на расстояниях 0,6-1,5 м от двигателя при различных углах отклонения от оси струи и при различных давлениях в вакуумной камере), так и измерения интегральных параметров двигателя (ток разряда, ускоряющее напряжение, расход рабочего тела, тяга, пульсации тока разряда) при каждом значении давления в вакуумной камере. Массив данных был снят в диапазоне давлений от 1,1 до 4,3 мПа (здесь и далее значения давления приведены по Хе) с шагом 1,1 мПа.

Требуемые значения давления задавались и поддерживались в процессе измерений путем изменения величины дополнительного расхода с относительной погрешностью не хуже  $\pm 5\%$ . Поддержание давления осуществлялось при помощи ручной регулировки расхода при выходе давления за значение, превышающее  $\pm 5\%$  от номинального значения на данном режиме.

Для всех расстояний были сняты зависимости плотности ионного тока (без подачи напряжения на анализирующую сетку зонда) от угла.

#### 2.1.4 Результаты измерений

При измерении угловых распределений варьировалось три параметра: давление  $P$ , угол  $\varphi$ , расстояние от двигателя  $r$ . При измерении энергетических распределений, помимо указанных, варьировался еще один параметр – задерживающий потенциал на анализирующей сетке  $U_A$ . При этом измерялась плотность ионного тока на коллектор зонда. Интегральные выходные характеристики двигателя зависят только от давления в вакуумной камере  $P$ . Напряжение разряда задавалось равным 820 В, ток разряда – 2,9 А. Стабилизация тока разряда осуществлялась автоматически путем изменения расхода рабочего тела через анод.

На первом этапе первой серии порядок измерений был следующим:

- 1)  $\varphi \rightarrow r \rightarrow P$  – для измерений угловых распределений;
- 2)  $U_A \rightarrow \varphi \rightarrow r \rightarrow P$  – для энергетических распределений.

Результаты измерений показали, что при таком порядке измерений сложно восстановить зависимость параметров струи двигателя (угловых и энергетических распределений) от давления. На рисунке 2.4 для примера приведена зависимость угловых распределений от давления в вакуумной камере.



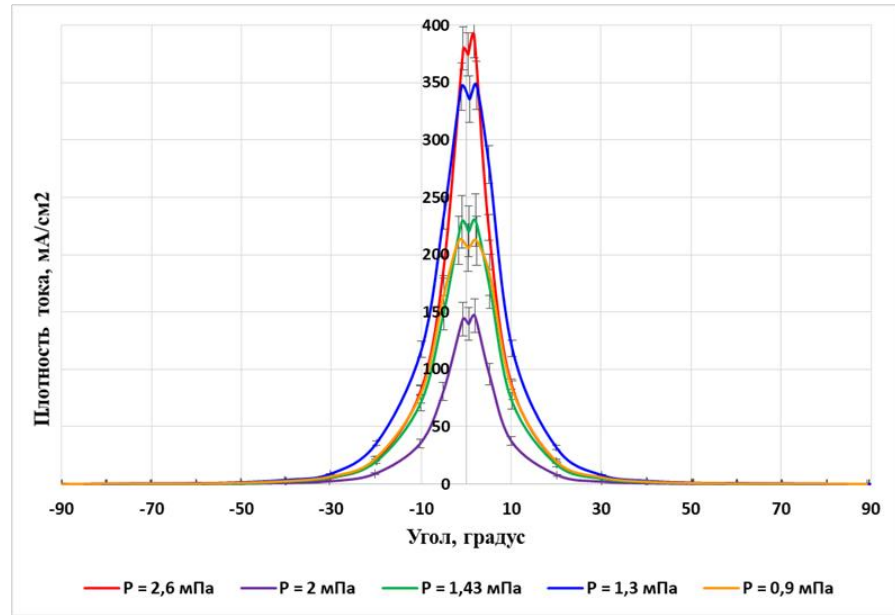


Рисунок 2.4 – Зависимость угловых распределений от давления в вакуумной камере на расстоянии 1,48 м от среза двигателя до зонда

При последующих испытаниях последовательность измерений была изменена. Для измерения угловых зависимостей порядок измерений был следующий:  $\varphi \rightarrow r \rightarrow P$ , а для энергетических:  $U_A \rightarrow \varphi \rightarrow r \rightarrow P$ . На рисунке 2.5 приведена зависимость, соответствующая представленной на рисунке 2.4.

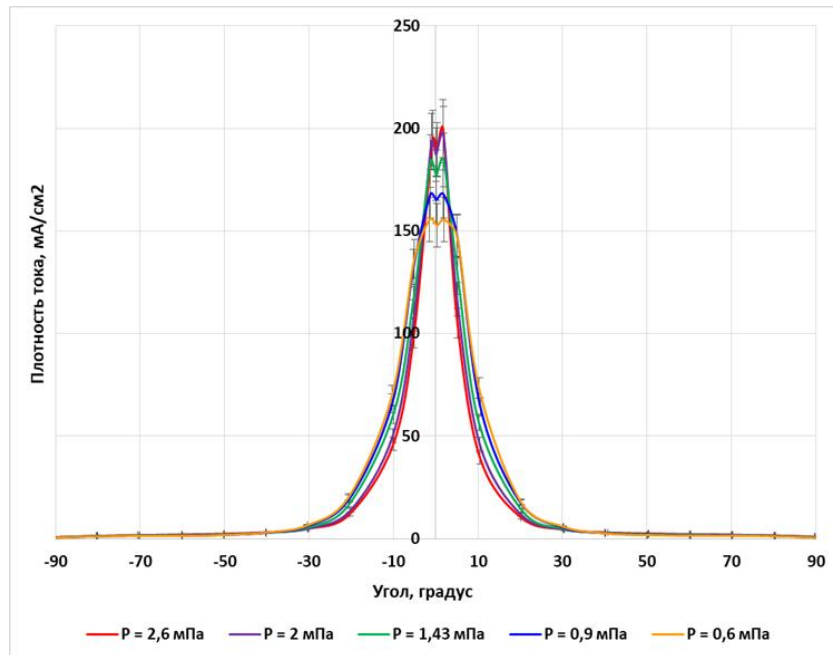


Рисунок 2.5 – Зависимость угловых распределений от давления в вакуумной камере на расстоянии 1,48 м от среза двигателя до зонда

На рисунке 2.6 приведена зависимость энергоспектров от давления в вакуумной камере для угла  $40^\circ$  и расстояния 1,48 м.

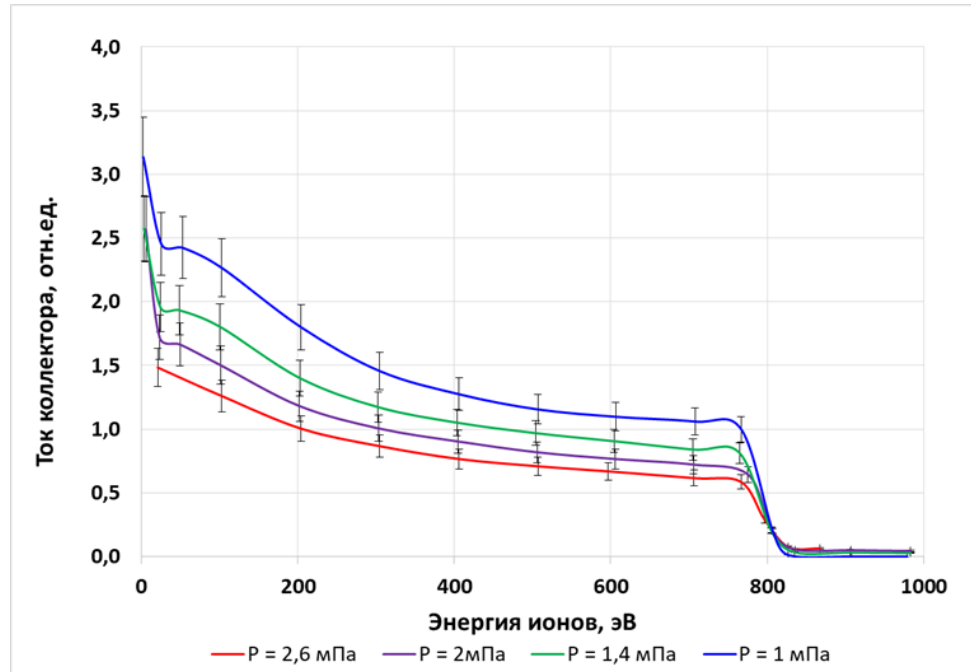


Рисунок 2.6 – Зависимость энергоспектров от давления в вакуумной камере на расстоянии 1,48 м и угле  $40^\circ$  от оси

На рисунках 2.5 и 2.6 можно видеть, что при данной последовательности измерений угловых и энергетических распределений отчетливо видна их зависимость от давления в вакуумной камере.

Измерения были проведены дважды, для различных последовательностей измерений, указанных выше. Для следующей серии испытаний была выбрана вторая последовательность измерений.

На рисунке 2.7 приведены угловые распределения плотности тока в зависимости от величины давления в вакуумной камере на расстоянии 1,1 м от двигателя.

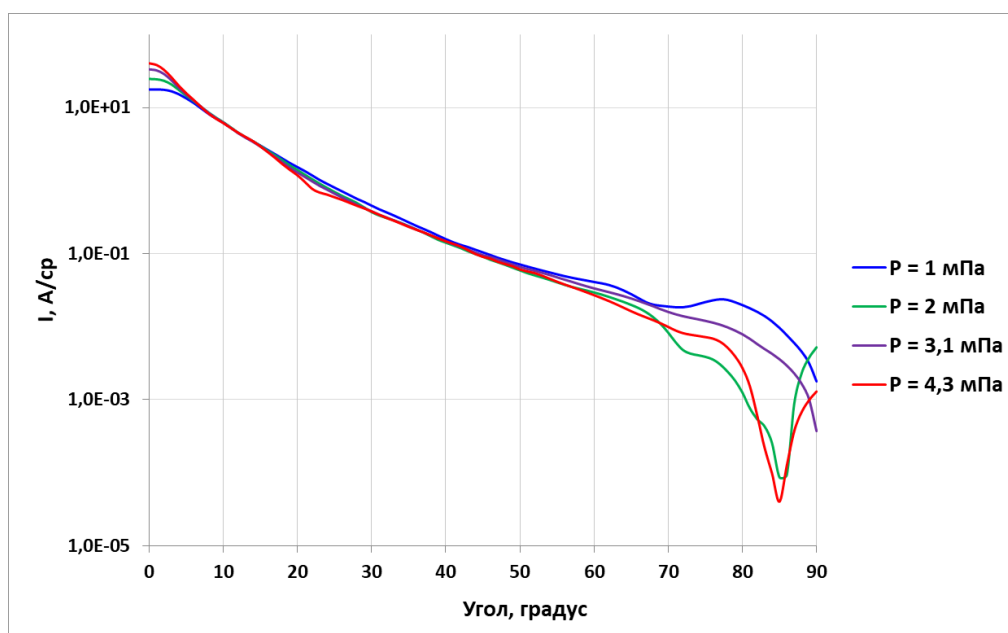


Рисунок 2.7 – Угловые распределения на расстоянии 1,10 м в зависимости от режима давления

Параметры проведения испытаний приведены в таблице 2.1, где  $P_c$  – давление в центральной части вакуумной камеры;  $m_{доп}$  – дополнительный расход в камеру;  $U_{к-з}$ , – потенциал «катод-земля»;  $I_a$ , – осцилляции анодного тока;  $R$  – тяга.

Таблица 2.1 – Параметры работы вакуумной камеры и СПД во время измерений параметров струи

| Режим | $P_c$ ,<br>мПа | $m_{доп}$ ,<br>мг/с | $I_d$ ,<br>А | $U_d$ ,<br>В | $m_a$ ,<br>мг/с | $R$ ,<br>мН | $U_{к-з}$ ,<br>В | $\sim I_a$ ,<br>А |
|-------|----------------|---------------------|--------------|--------------|-----------------|-------------|------------------|-------------------|
| 1     | 1,1            | 0,0                 | 2,85         | 812          | 3,49            | 95,33       | -17,7            | 0,44              |
| 2     | 2              | 6,5                 | 2,85         | 812          | 3,46            | 95,07       | -18,1            | 0,34              |
| 3     | 3,14           | 15                  | 2,85         | 810          | 3,44            | 94,95       | -17,9            | 0,42              |
| 4     | 4,3            | 21,2                | 2,85         | 813          | 3,38            | 93,97       | -17,8            | 0,20              |

Параметры двигателя и зонда, полученные расчетным путем из измеренных параметров струи сведены в таблице 2.2.

Таблица 2.2 – Структура коэффициентов эффективности и параметры струи двигателя

| Режим | $\eta_m$ | $\eta_I$ | $\eta_U$ | $\eta_q$ | $\gamma_\varphi$ | $\gamma_E$ | $\eta_a$ | trans | $I_b, A$ | $A_{90\%},$<br>град | $A_{95\%},$<br>град |
|-------|----------|----------|----------|----------|------------------|------------|----------|-------|----------|---------------------|---------------------|
| 1     | 0,873    | 0,898    | 0,855    | 0,982    | 0,928            | 0,921      | 0,563    | 0,105 | 2,558    | 34,93               | 46,67               |
| 2     | 0,868    | 0,885    | 0,865    | 0,982    | 0,944            | 0,917      | 0,564    | 0,088 | 2,520    | 31,24               | 40,45               |
| 3     | 0,888    | 0,900    | 0,852    | 0,982    | 0,940            | 0,906      | 0,569    | 0,074 | 2,560    | 32,49               | 43,00               |
| 4     | 0,898    | 0,895    | 0,846    | 0,982    | 0,946            | 0,894      | 0,564    | 0,059 | 2,547    | 31,24               | 40,57               |

Первый блок таблицы 2.2 представляют коэффициенты эффективности работы двигателя [44], во втором блоке введены следующие обозначения trans – эффективный коэффициент прозрачности зонда,  $I_b$  – ионный ток пучка,  $A_{90\%}$  ( $95\%$ ) – плоский угол, образующий телесный угол, в который попадает  $90\%$  ( $95\%$ ) тока пучка.

На рисунке 2.8 приведены угловые распределения плотности тока в зависимости от давления в вакуумной камере на расстоянии  $0,8$  м от двигателя.

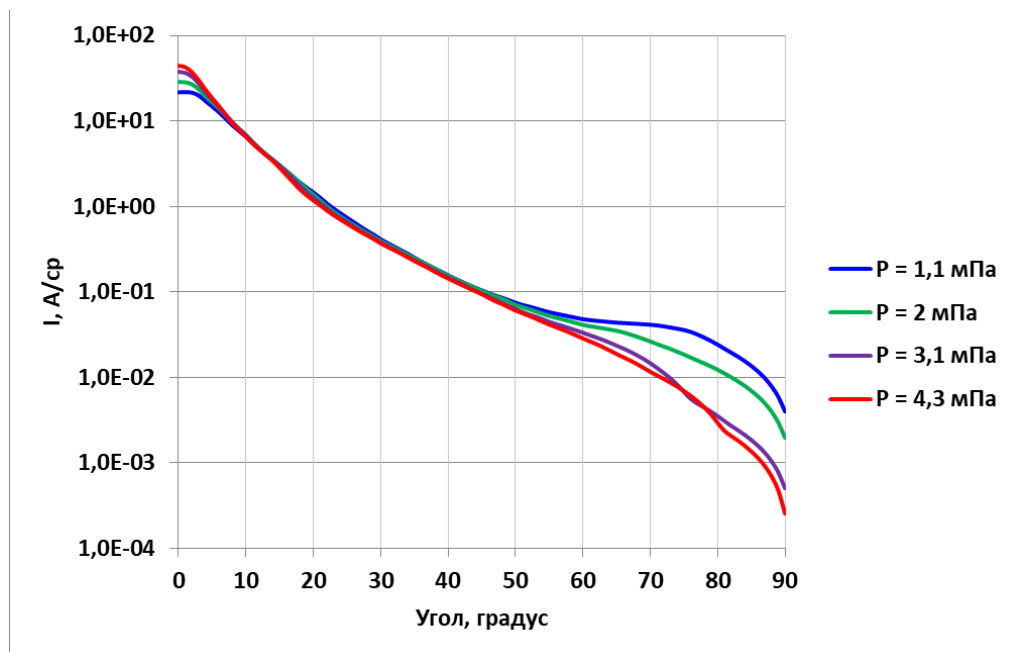


Рисунок 2.8 – Угловые распределения на расстоянии  $0,80$  м в зависимости от давления

Параметры проведения испытаний приведены в таблице 2.3.

Таблица 2.3 – Параметры работы вакуумной камеры и СПД во время измерений параметров струи

| Реж<br>им | $P_{ц}$ ,<br>мПа | $m_{доп}$ ,<br>мг/с | $I_d$ ,<br>А | $U_d$ ,<br>В | $m_a$ ,<br>мг/с | R,<br>мН | $U_{к-з}$ ,<br>В | $\sim I_a$ ,<br>А |
|-----------|------------------|---------------------|--------------|--------------|-----------------|----------|------------------|-------------------|
| 1         | 1,1              | 0,00                | 2,85         | 812,00       | 3,49            | 95,30    | -17,7            | -                 |
| 2         | 2,0              | 6,71                | 2,85         | 812,00       | 3,46            | 94,90    | -18,1            | -                 |
| 3         | 3,14             | 13,96               | 2,85         | 812,00       | 3,44            | 94,90    | -17,9            | -                 |
| 4         | 4,3              | 21,09               | 2,85         | 812,00       | 3,41            | 94,00    | -17,8            | -                 |

Параметры двигателя и зонда, полученные расчетным путем из измеренных параметров струи сведены в таблице 2.4.

Таблица 2.4 – Структура коэффициентов эффективности и параметры струи двигателя

| Режи<br>м | $\eta_m$ | $\eta_I$ | $\eta_U$ | $\eta_q$ | $\gamma_\phi$ | $\gamma_E$ | $\eta_a$ | trans | $I_b$ ,<br>А | $A_{90\%}$ ,<br>град | $A_{95\%}$ ,<br>град |
|-----------|----------|----------|----------|----------|---------------|------------|----------|-------|--------------|----------------------|----------------------|
| 1         | 0,891    | 0,918    | 0,838    | 0,982    | 0,922         | 0,908      | 0,563    | 0,107 | 2,610        | 36,58                | 51,85                |
| 2         | 0,887    | 0,907    | 0,844    | 0,982    | 0,932         | 0,905      | 0,563    | 0,093 | 2,579        | 33,63                | 45,63                |
| 3         | 0,889    | 0,903    | 0,848    | 0,982    | 0,943         | 0,899      | 0,566    | 0,081 | 2,569        | 30,93                | 40,91                |
| 4         | 0,898    | 0,902    | 0,840    | 0,982    | 0,945         | 0,889      | 0,562    | 0,070 | 2,567        | 30,31                | 39,93                |

Обозначения таблицы 2.4 соответствуют обозначениям таблицы 2.2.

На рисунке 2.9 приведены угловые распределения плотности тока в зависимости от давления в вакуумной камере на расстоянии 0,6 м от двигателя.

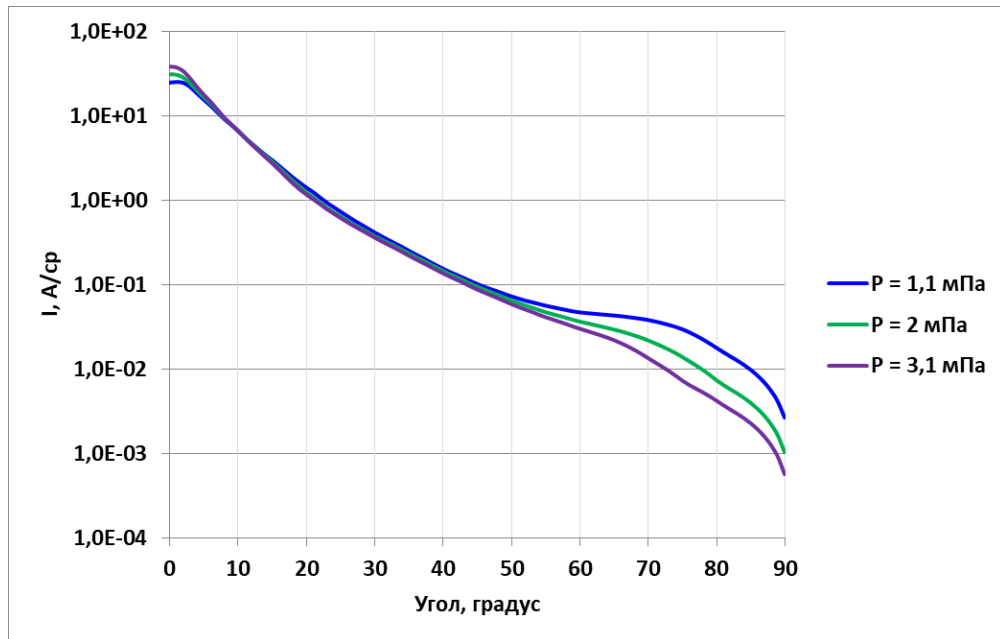


Рисунок 2.9 – Угловые распределения на расстоянии 0,6 м в зависимости от давления

Параметры проведения испытаний приведены в таблице 2.5.

Таблица 2.5 – Параметры работы вакуумной камеры и СПД во время измерений параметров струи

| Режи<br>м | $P_{ц}$ ,<br>мПа | $m_{доп}$ ,<br>мг/с | $I_d$ ,<br>А | $U_d$ ,<br>В | $m_a$ ,<br>мг/с | R,<br>мН | $U_{к-з}$ ,<br>В | $\sim I_a$ ,<br>А |
|-----------|------------------|---------------------|--------------|--------------|-----------------|----------|------------------|-------------------|
| 1         | 0,9              | 0,00                | 2,85         | 812,00       | 3,48            | 95,35    | -16,60           | 0,55              |
| 2         | 2,0              | 7,08                | 2,85         | 812,00       | 3,44            | 95,15    | -17,20           | 0,23              |
| 3         | 3,14             | 14,38               | 2,85         | 812,00       | 3,43            | 94,98    | -16,90           | 0,42              |
| 4         | 4,3              | 21,59               | 2,85         | 812,00       | 3,39            | 93,95    | -16,60           | 0,30              |

Параметры двигателя и зонда, полученные расчетным путем из измеренных параметров струи сведены в таблице 2.6.

Таблица 2.6 – Структура коэффициентов эффективности и параметры струи двигателя

| Режим | $\eta_m$ | $\eta_l$ | $\eta_U$ | $\eta_q$ | $\gamma_\phi$ | $\gamma_E$ | $\eta_a$ | trans | $I_b$ ,<br>А | $A_{90\%}$ ,<br>град | $A_{95\%}$ ,<br>град |
|-------|----------|----------|----------|----------|---------------|------------|----------|-------|--------------|----------------------|----------------------|
| 1     | 0,887    | 0,909    | 0,846    | 0,982    | 0,925         | 0,914      | 0,566    | 0,121 | 2,586        | 35,27                | 49,36                |
| 2     | 0,881    | 0,895    | 0,858    | 0,982    | 0,938         | 0,914      | 0,569    | 0,112 | 2,545        | 32,29                | 49,29                |
| 3     | 0,883    | 0,894    | 0,857    | 0,982    | 0,945         | 0,907      | 0,569    | 0,101 | 2,543        | 30,45                | 40,38                |
| 4     | -        | -        | -        | -        | -             | -          | -        | -     | -            | -                    | -                    |

Обозначения таблицы 2.6 соответствуют обозначениям таблицы 2.2.

Для оценки влияния остаточной атмосферы на дальнюю область плазменной струи был рассчитан коэффициент пропускания зонда (отношение потока ионов на коллектор к ионному потоку перед зондом), результаты представлены на рисунке 2.10.

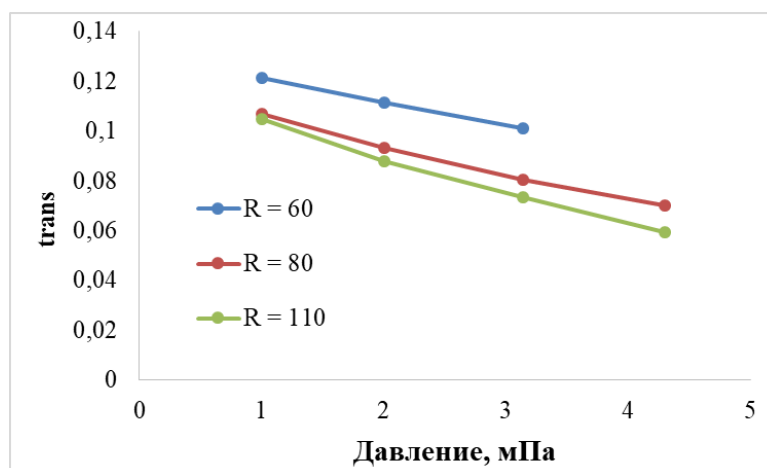


Рисунок 2.10 – Зависимость коэффициента прозрачности зонда от давления остаточной атмосферы в камере на различных расстояниях от двигателя

На рисунке 2.10 можно видеть, что коэффициент прозрачности снижается как с увеличением давления, так и с увеличением расстояния до зонда, с другой стороны, с физической точки зрения такой зависимости быть не должно, если не брать во внимание процесс уменьшения ионного потока на пути от двигателя до зонда, то есть данный эффект, вероятнее всего, связан не с изменением прозрачности самого зонда (то есть не с изменением его

физических свойств), а с изменением «прозрачности» пути от двигателя до зонда, то есть с перезарядкой ионов, в то время как используемая методика определения данного коэффициента в принципе не может различить эти два эффекта. Можно предположить, что реальный коэффициент прозрачности для данного зонда находится в пределах 0,12-0,14 (при этом, отметим, что 0,14 – коэффициент прозрачности в соответствии с технической документацией на данный зонд).

## 2.2 Эксперименты на вакуумном стенде АО «ИСС»

### 2.2.1 Описание установки

Одной из крупнейших действующих тепловакуумных испытательных установок в России является горизонтальная вакуумная установка АО «ИСС им. академика М.Ф. Решетнева» (рисунок 2.11).

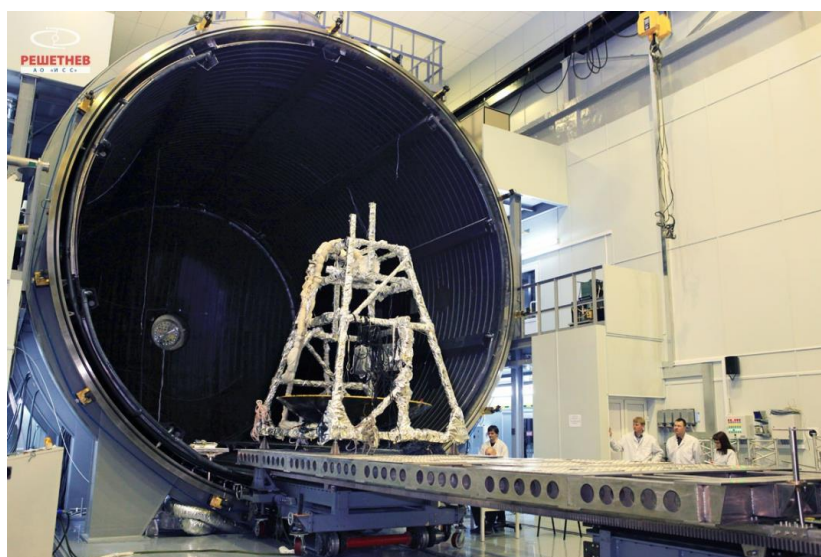


Рисунок 2.11 – Внешний вид установки [45]

Испытываемый двигатель был установлен по оси камеры на ферме, расположенной на выкатной платформе. Противоположный торец камеры («дно») и прилегающие к нему стенки были укрыты полиимидной пленкой («Каптон») с целью защиты стенок камеры от распыления ионами струи двигателя и загрязнения продуктами распыления.



### 2.2.2 Система измерений

Давление в вакуумной камере измерялось несколькими ионизационными вакуумметрами, расположенными в разных точках камеры. Принцип действия электронных преобразователей этого типа вакуумметров основан на пропорциональности между давлением и ионным током, образовавшимся в результате ионизации термоэлектронами остаточных газов [46]. Относительная чувствительность электронных преобразователей к ксенону, найденная экспериментально, составляет 2,8 [47]. Электронные преобразователи этого типа позволяют измерять давление в диапазоне от  $10^{-3}$  до  $10^{-7}$  мм рт. ст. с погрешностью  $\pm 30\%$  [48].

Система измерений, предназначенная для измерений плотности ионного тока и энергии ионов в струе, состоит из следующих датчиков: модуль плазменных зондов (МПЗ), энергоанализатор (ЭА), плоский зонд (ПЗ) и датчик натекающего потока (ДНТ), установленных на координатное устройство (КУ), представленное на рисунке 2.12. Координатное устройство крепилось к ферме, на которой был установлен СПД.

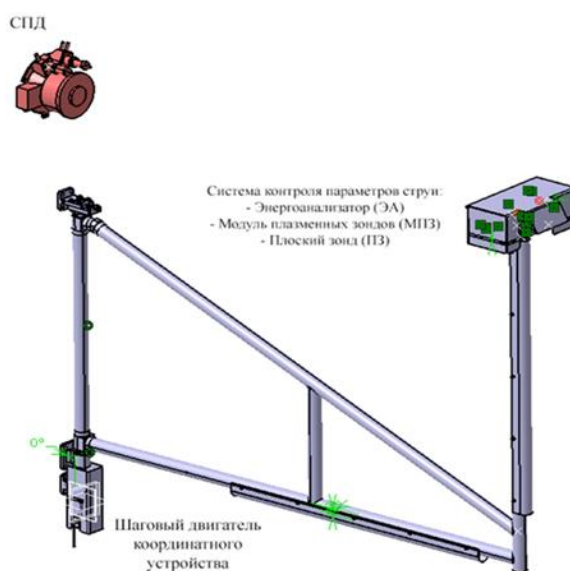


Рисунок 2.12 – Координатное устройство и средства контроля параметров струи

По ряду технических причин измерения параметров струи удалось провести только с помощью датчика МПЗ.

Конструкция МПЗ приведена на рисунке 2.13.

Входная апертура датчика – 36 мм. Для струи СПД это слишком много (при измерениях возникало ограничение по входному току, т.к. в датчике применен высокочувствительный усилитель тока), поэтому на датчик установили входную диафрагму диаметром 6,5 мм – площадь входного отверстия  $0,33 \text{ см}^2$ . Коэффициент геометрической «прозрачности» сеток зонда (расчетный) составляет  $\vartheta^0_{\text{МПЗ}} = 0,42$ .

С целью повышения точности и достоверности результатов измерений в ходе данной работы была разработана методика определения эффективной площади ЭА по скорости распыления образца-свидетеля, расположенного в непосредственной близости от ЭА. [49] Дальнейшая обработка полученных результатов измерений проводилась с применением данной методики.

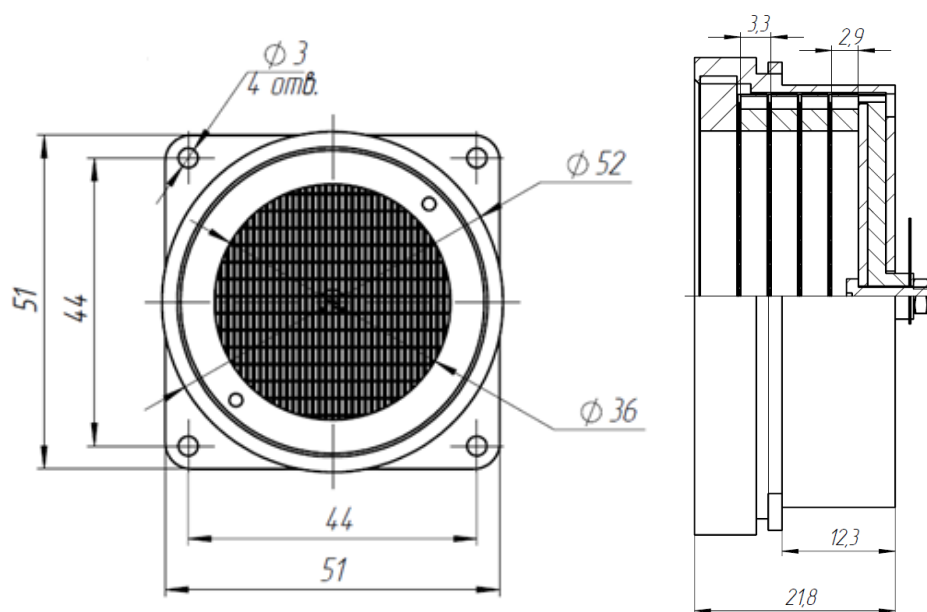


Рисунок 2.13 – Конструкция МПЗ

### 2.2.3 Описание эксперимента в АО «ИСС»

Эксперимент был направлен на измерения параметров струи при различном давлении в камере. Расстояние до зондов – 1,5 м. Давление регулировалось путем отключения одного или двух крионасосов. Измерения производились с помощью датчика МПЗ. В ходе эксперимента было реализовано 11 серий измерений при различных давлениях, однако при

последующей обработке полученных данных было обнаружено, что датчик МПЗ уже после 2-ой серии измерений вышел из строя. Последующий анализ показал, что причиной нештатной работы датчика явилось осаждение продуктов распыления коллектора датчика на межсеточные промежутки внутри зонда. Образование проводящих перемычек привело к межсеточному пробую и перегрузке источника высокого напряжения и, в конечном итоге, к невозможности измерения параметров струи.

Второй эксперимент проводился при максимальной производительности откачных средств, т.е. при наилучшем уровне вакуума. Параметры струи во время эксперимента измерялись энергоанализаторами и плоскими зондами, установленными на стойках с образцами, а также отремонтированными датчиками МПЗ, установленными на КУ. Всего было реализовано 6 серий измерений при различных уровнях вакуума. Однако только первые 3 серии измерений оказались успешными. Во время проведения последующих измерений наблюдались пробои в МПЗ, что не позволило получить повторные данные.

Таким образом, пригодными для обработки были данные, полученные в первых трех сериях измерений второго эксперимента.

Показания датчиков давления за время проведения эксперимента приведены на рисунке 2.14.

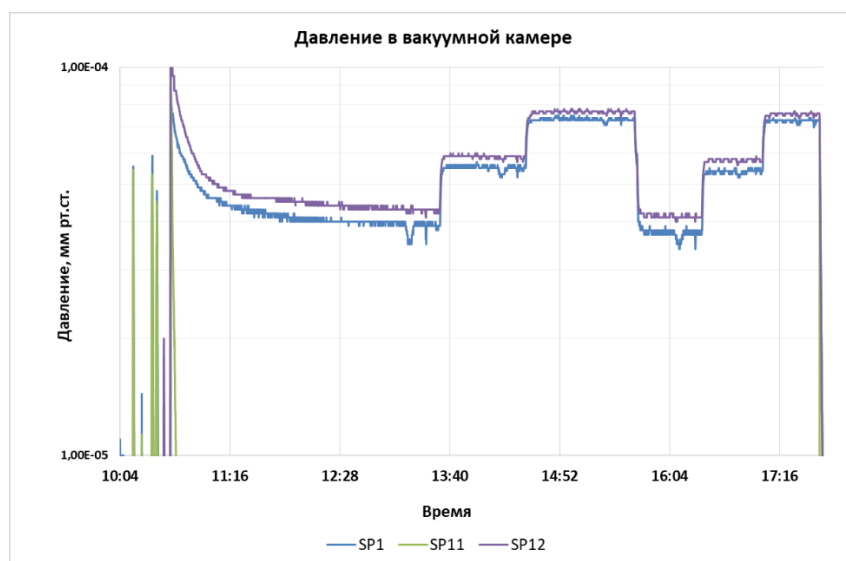


Рисунок 2.14 – Давление в камере во время проведения эксперимента

Как видно из рисунка 2.14 в ходе эксперимента дважды было реализовано 3 «ступеньки» по давлению во время которых производились измерения параметров струи с помощью МПЗ, установленного на КУ.

#### 2.2.4 Результаты измерений

Как уже отмечалось, в ходе эксперимента было реализовано три серии измерений параметров струи (№ 15, 16 и 17), при которых датчик МПЗ работал корректно. Измерения производились при давлении в камере от 2 до 3,6 мПа по ксенону, что и требовалось для получения необходимых данных.

Угловые зависимости плотности тока, приведенные к расстоянию 1 м от двигателя, представлены на рисунке 2.15.

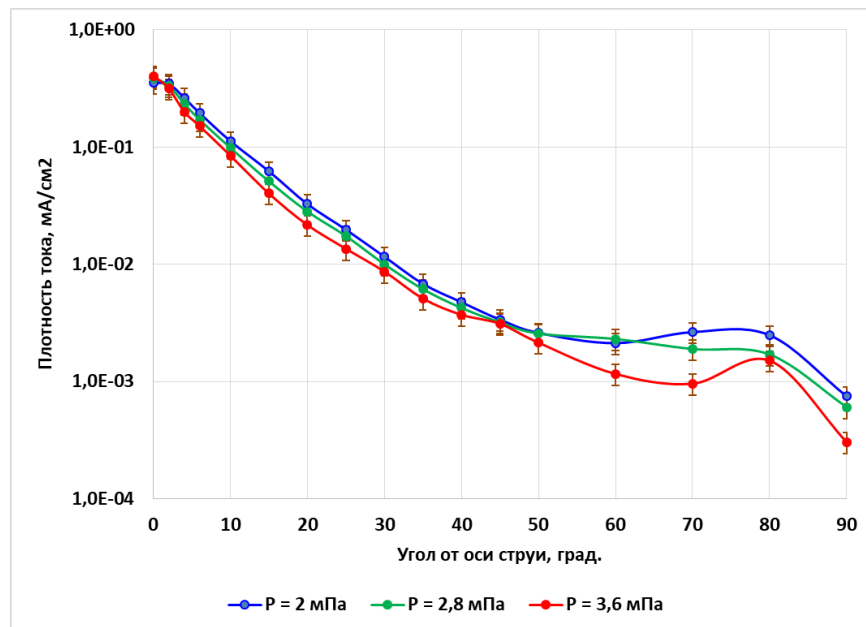
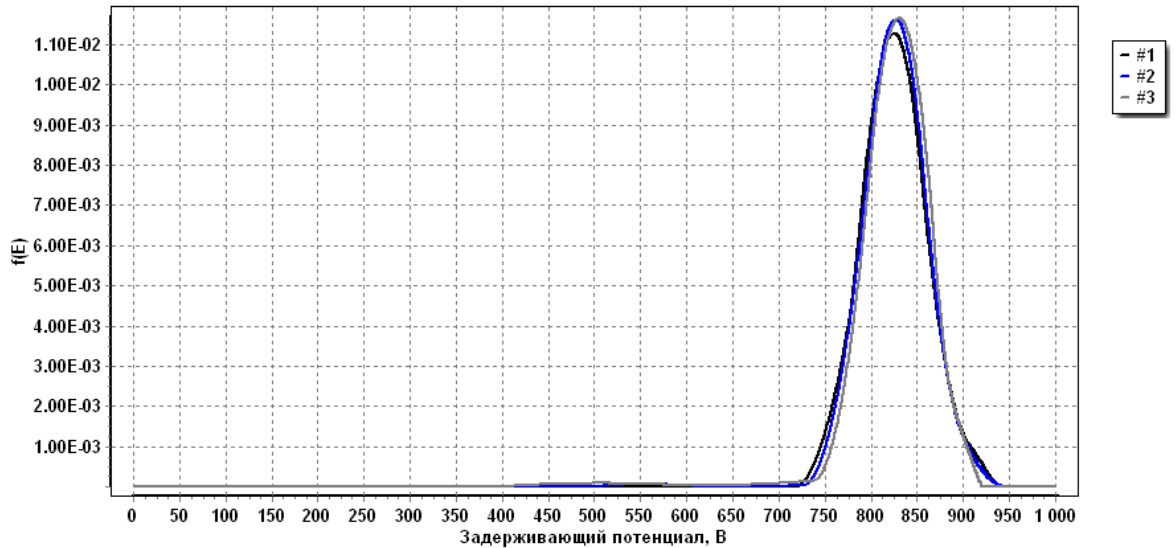


Рисунок 2.15 – Угловые характеристики ионов струи при различном давлении в вакуумной камере

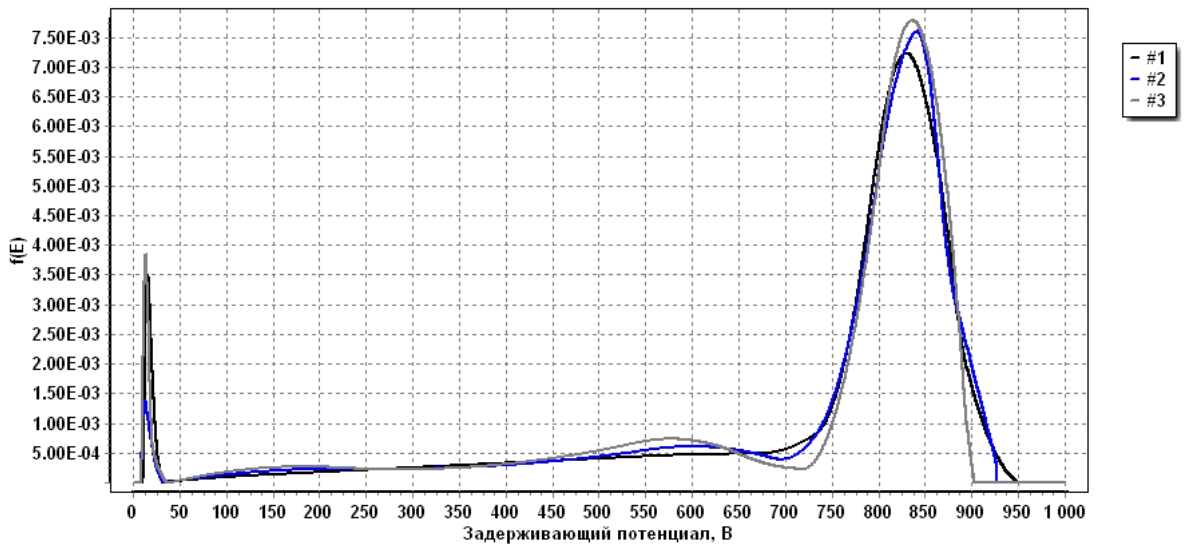
Как можно видеть из рисунка 2.15 при изменении давления плотность тока в центральной области струи (от 5 до 50°) практически не меняется. В периферийной зоне струи (при углах вылета > 50°) по мере возрастания давления плотность тока убывает, что можно объяснить влиянием давления на расположение областей ионизации и ускорения в разрядном канале двигателя.

На оси струи картина обратная – с ростом давления плотность тока возрастает. Возможно, что это связано с впрыском остаточного газа из камеры в зону ионизации – ускорения и последующей ионизации этих частиц.

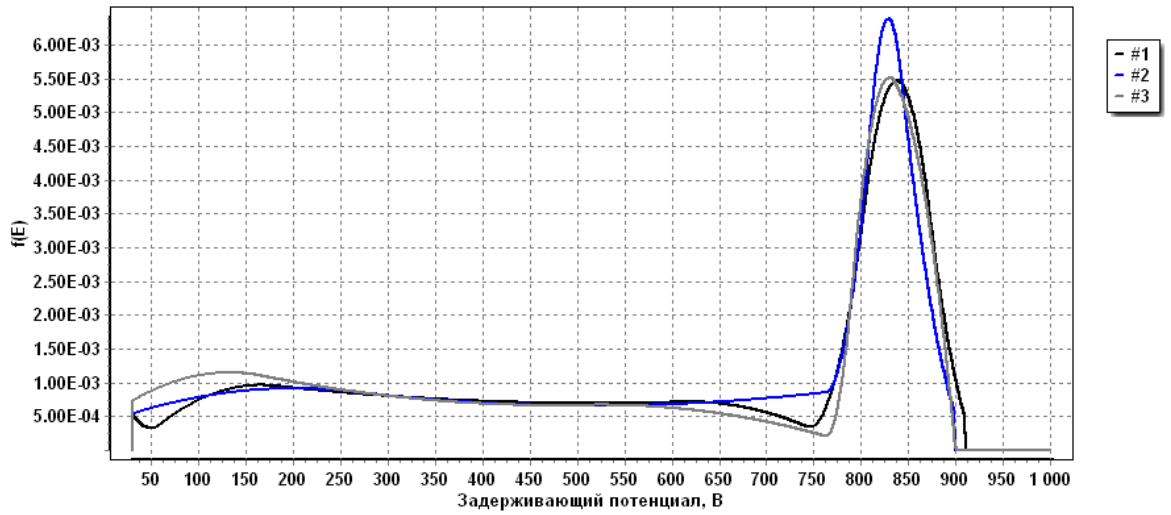
Энергетические спектры ионов струи для серий измерений № 15, 16 и 17 приведены на рисунке 2.16.



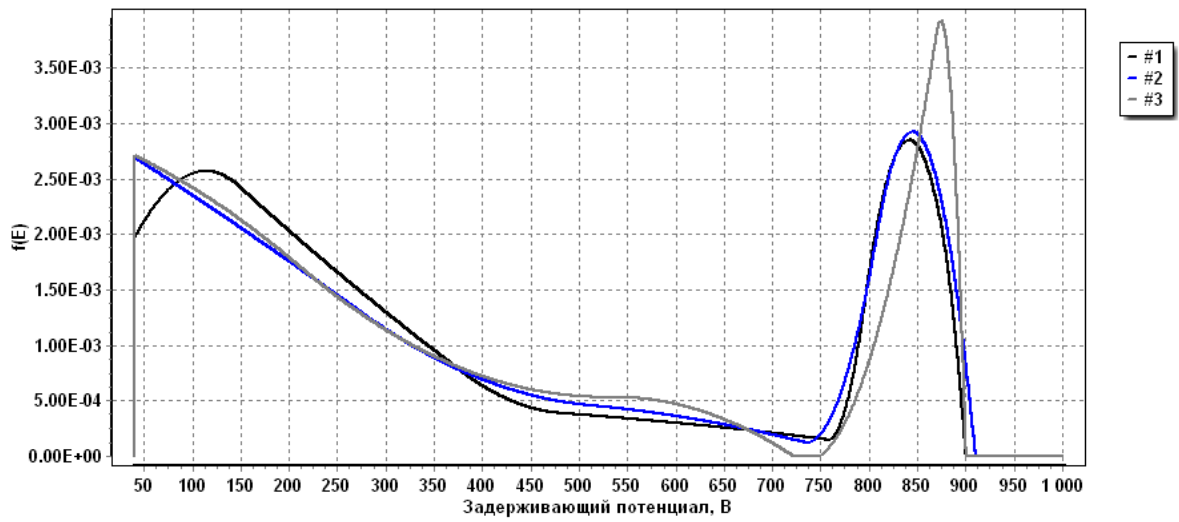
(a)



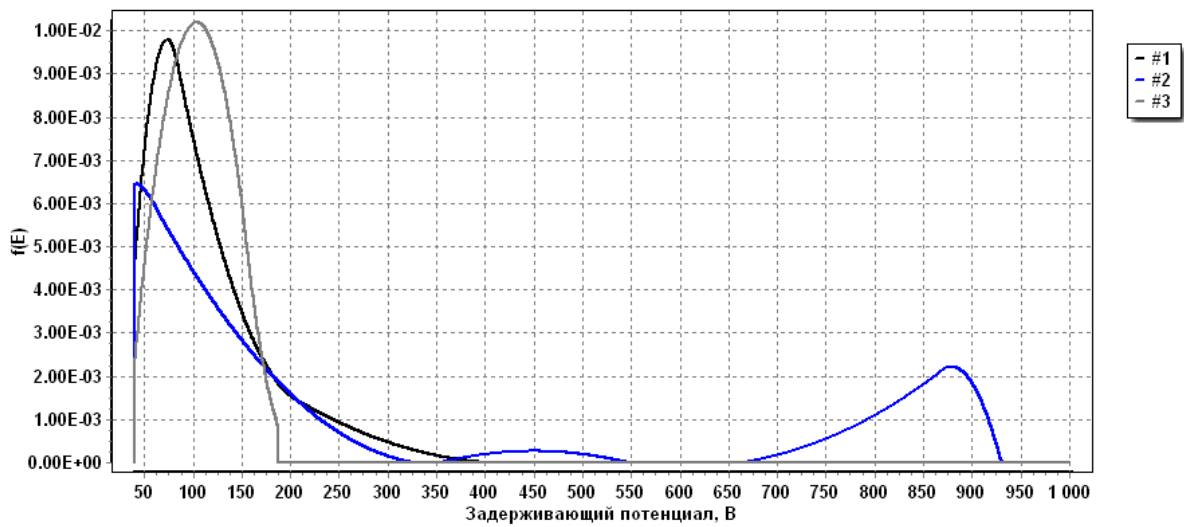
(б)



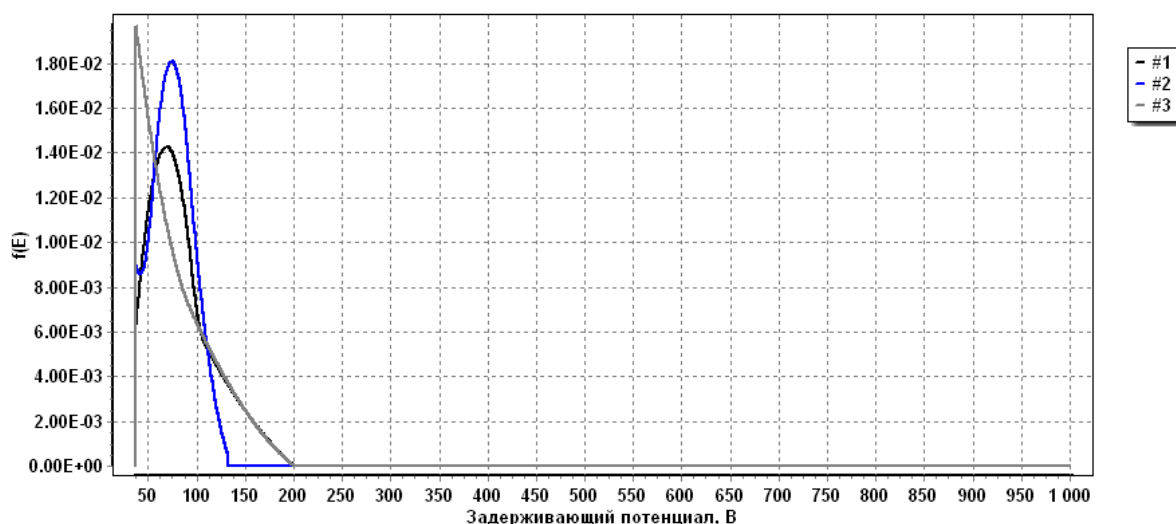
(B)



(Г)



(Д)



(e)

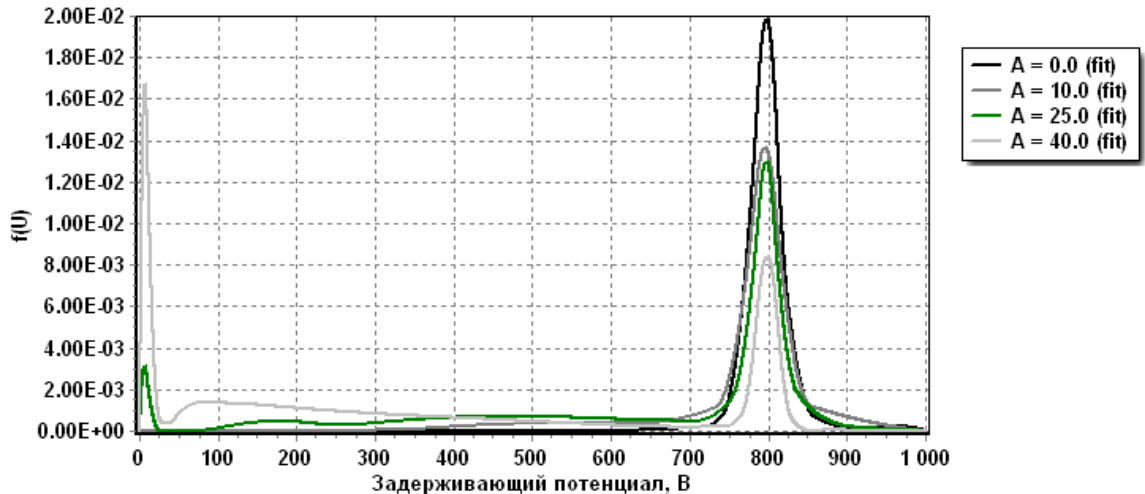
Рисунок 2.16 – Энергетические спектры ионов струи при различном давлении в камере:  $0^\circ$  (а),  $15^\circ$  (б),  $30^\circ$  (в),  $45^\circ$  (г),  $60^\circ$  (д),  $80^\circ$  (е). #1 – 2 мПа, #2 – 2,8 мПа, #3 – 3,6 мПа

Поскольку доля ионов перезарядки сильно увеличивается при повышении давления в камере, периферийные спектры приведены с отсечкой по энергии 30 эВ. Высокоэнергетические (ускоренные) ионы струи обнаруживаются до углов  $60^\circ$ . При больших углах вылета ускоренные ионы практически отсутствуют. Содержание ионов промежуточных энергий в спектре зависит от давления, но явных закономерностей на полученных спектрах не просматривается.

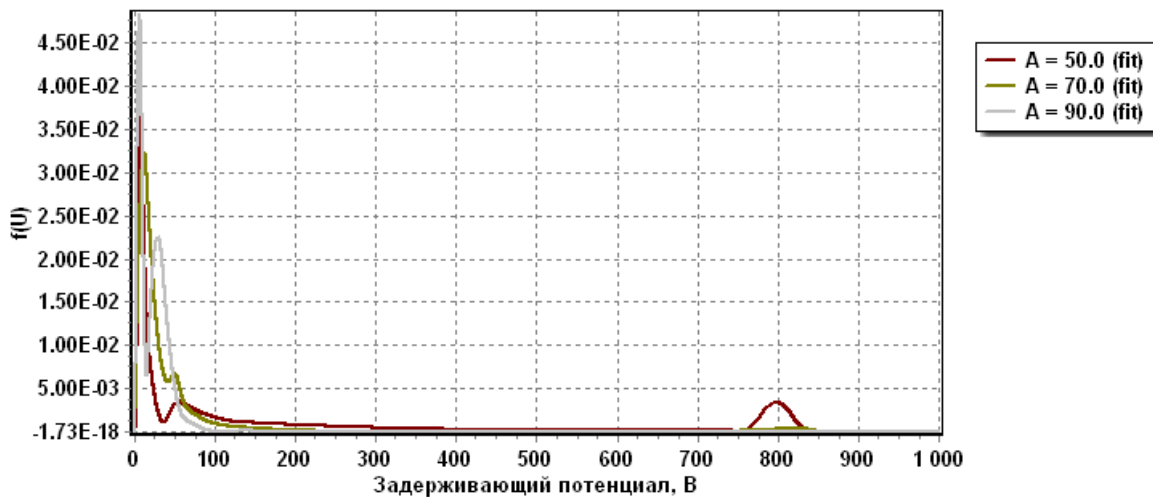
### Глава 3. Обработка результатов измерений параметров струи в условиях вакуумного стенда

#### 3.1 Спектральный состав ионов струи

На рисунке 3.1 приведены энергетические спектры ионов струи высокоимпульсного СПД, измеренные в ИЦК при давлении 1,1 мПа, на расстоянии 1,5 м от двигателя.



(а)



(б)

Рисунок 3.1 – Энергетические спектры ионов струи при давлении 1 мПа на расстоянии 1,5 м от двигателя: для углов отклонения 0°, 10°, 25° и 40° (а) и 50°, 70° и 90° (б)

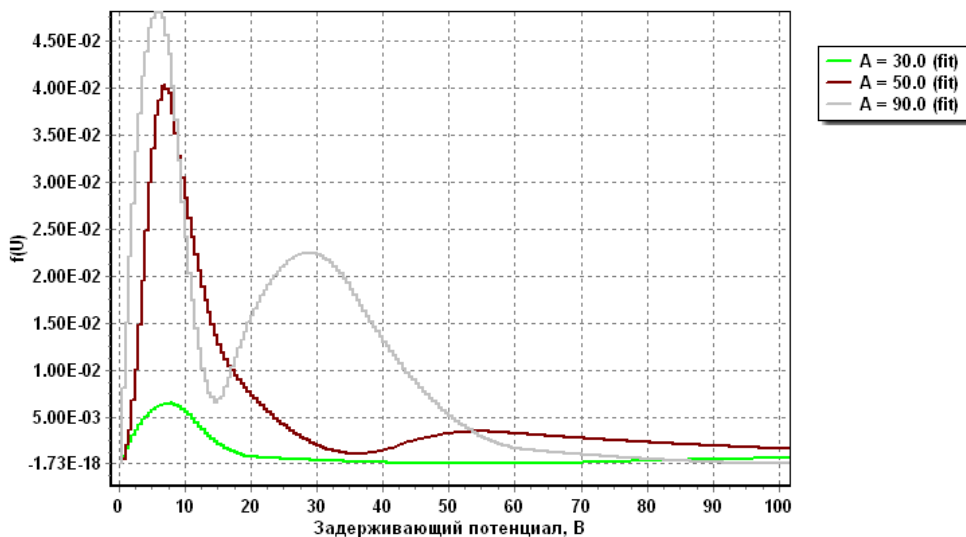


На этих спектрах хорошо просматриваются пики *быстрых ионов* (в области 700-950 эВ) и *ионов перезарядки* (0-30 эВ). Также в спектре присутствуют *ионы промежуточных энергий* с энергиями от 30 до 700 эВ.

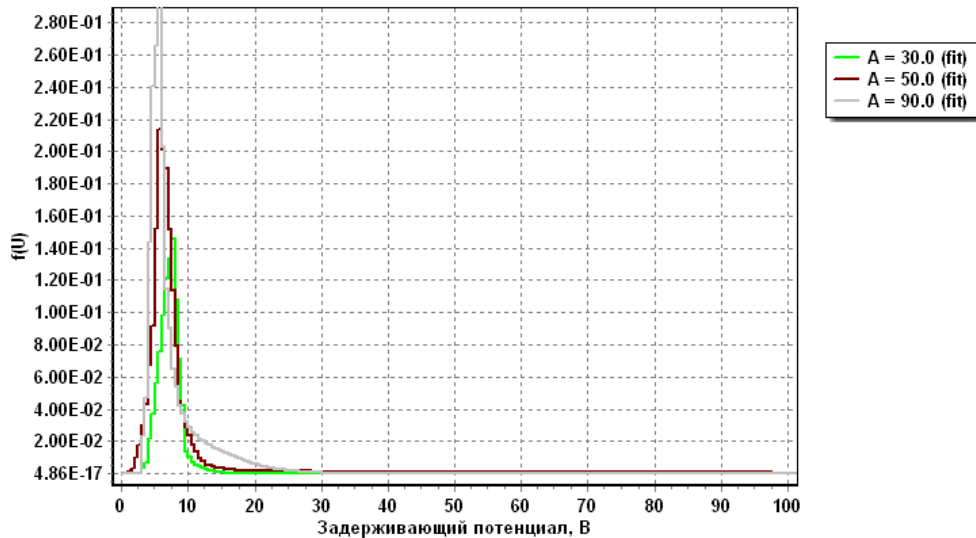
Быстрые ионы и ионы промежуточных энергий образуются в результате их ускорения в электрическом поле разряда. По этому признаку эти ионы можно объединить и отнести к классу ускоренных ионов струи.

*Ионы перезарядки*, фиксируемые ЭА, образуются в результате процессов резонансной перезарядки ускоренных ионов на нейтральных атомах [50]. Этот процесс возможен как в двигателе, так и в объеме вакуумной камеры. Ионы перезарядки, образовавшиеся из частиц неионизированного рабочего тела, будем называть собственными, а из частиц фонового газа – индуцированными ионами перезарядки.

Энергетический спектр ионов перезарядки определяется, как правило, потенциалом струи. Это связано с тем, что в момент образования ион перезарядки имеет энергию порядка 0,1 эВ. В электрическом поле струи ион ускоряется и «выталкивается» за ее пределы, приобретая, таким образом, энергию порядка потенциала плазмы, который у СПД составляет ~10-30 В. Пик ионов перезарядки хорошо просматривается на энергетических спектрах, особенно, на больших углах от оси струи (см. рисунок 3.2), что позволяет достаточно надежно выделить эти ионы на общем фоне.



(a)



(б)

Рисунок 3.2 – Спектры ионов перезарядки при давлении в камере 1,1 мПа (а) и 4,3 мПа (б)

Заметим, что при увеличении давления в вакуумной камере амплитуда пика ионов перезарядки возрастает. Это связано с увеличением полного тока ионов перезарядки, образованных из атомов фонового газа. При этом поток ионов перезарядки существенно превышает потоки ионов более высоких энергий в диапазоне энергий 30-80 эВ (рисунке 3.2а), которые, предположительно, образуются в результате упругого рассеяния ускоренных ионов или из-за неоднородности области ионизации и ускорения.

**Собственные ионы перезарядки** – это те ионы, которые образовались в ускорительном канале и в области катодной плазмы в результате процессов резонансной перезарядки ускоренных ионов на атомах неионизированного рабочего тела. Эти ионы входят в состав «вакуумной» струи и должны учитываться в модели струи.

Верхней оценкой тока собственных ионов перезарядки является величина:

$$I_{\beta, \max} = (1 - \eta_m) \cdot I_i \quad (3.1)$$

где  $\eta_m$  – коэффициент использования рабочего тела двигателя.

Однако далеко не все атомы рабочего тела испытывают столкновения перезарядки, поэтому фактический ток собственных ионов перезарядки будет значительно меньше.

Вероятность генерации собственных ионов перезарядки можно оценить по формуле:

$$p = 1 - \exp(-n_a \sigma_{сех} L) \quad (3.2)$$

где  $n_a$  – концентрация частиц неионизированного рабочего тела;  $\sigma_{сех}$  – сечение перезарядки;  $L$  – длина области генерации ионов перезарядки.

Концентрация нейтральных частиц в выходном сечении двигателя составит:

$$n_a = \frac{\dot{m}_a (1 - \eta_m)}{mA} \sqrt{\frac{m}{2kT}} \quad (3.3)$$

где  $A$  – площадь выходного сечения двигателя;  $\dot{m}_a$  – массовый расход.

Откуда для полного тока ионов перезарядки получим:

$$I_\beta = (1 - \eta_m) \cdot I_i \cdot p \quad (3.4)$$

Длину области перезарядки  $L$  можно оценить как расстояние вдоль оси струи, на котором концентрация нейтральных частиц уменьшается в 10 раз.

Если принять, что концентрация нейтральных частиц падает по закону  $1/r^2$ , для  $L$  получим:

$$L \approx \sqrt{\frac{10}{2\pi}} A \quad (3.5)$$

Тогда, при  $A = 64 \text{ см}^2$  из (3.5) находим, что  $L = 10 \text{ см}$ .

Расчеты по (3.2), (3.4) показывают, что при  $\eta_m = 0.9$ ,  $n_a \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $\sigma_{сех} = 7,97 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$  и  $L = 10 \text{ см}$  вероятность ионизации  $p = 0,15$ , а ток ионов перезарядки  $I_\beta \approx 1,5 \% I_i$ .

Таким образом, с учетом возможной неточности оценок, можно сказать, что ток собственных ионов перезарядки не превышает 1-2 % полного ионного тока струи.

**Индукцированные ионы перезарядки** – это те ионы, которые образовались в результате столкновений ускоренных ионов струи с частицами фонового газа (преимущественно – ксенон). Такие столкновения могут происходить как в области горения разряда, так и в объеме вакуумной камеры. Поскольку эти ионы не входят в состав вакуумной струи, они должны быть исключены из рассмотрения.

Для оценки потоков индуцированных ионов перезарядки воспользуемся моделью, приведенной в работе [16]. В данной модели струя СПД представлена в виде тонкого цилиндрического пучка с постоянной по сечению плотностью тока. При этом полный ток ионов, возникающих при столкновениях ускоренных ионов и нейтральных атомов, определяется следующим образом:

$$I_{in} = eF_b \int_0^l \vartheta_{in} dx \quad (3.6)$$

где  $l$  – длина вакуумной камеры;  $F_b$  – площадь поперечного сечения пучка;  $\vartheta_{in}$  – частота столкновений ионов и нейтральных атомов на единицу объема, которая равна:

$$\vartheta_{in} = n_n n_i v_i \sigma_{in} \quad (3.7)$$

где  $\sigma_{in}$  – сечение столкновения ионов и нейтральных атомов.

Подставляя уравнение (3.7) в уравнение (3.6), ток выражается как

$$I_{in} = eF_b \int_0^l n_n n_i v_i \sigma_{in} dx \quad (3.8)$$

Плотность потока ускоренных ионов:

$$n_i v_i = \frac{I_b}{eF_b} \quad (3.9)$$

где  $I_b$  – полный ионный ток струи.

Однако в [16] не учтено, что поток ускоренных ионов затухает за счет перезарядки на частицах фонового газа, поэтому (3.9) следует записать в виде:

$$n_i v_i = \frac{I_b}{e F_b} \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (3.10)$$

где  $\lambda$  – длина пробега ускоренного иона струи до перезарядки.

Таким образом, уравнение (3.8) можно переписать в виде:

$$I_{in} = I_b n_n \sigma_{in} \int_0^l \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) dx = I_b n_n \sigma_{in} \lambda \left\{1 - \exp\left(-\frac{l}{\lambda}\right)\right\} \quad (3.11)$$

Как известно [51], ионы перезарядки распространяются преимущественно в радиальных направлениях, вдоль градиентов электрического поля струи. Поэтому точная оценка потоков этих ионов на зонд невозможна без учета электрического поля струи. Для приближенной оценки можно принять, что все индуцированные ионы перезарядки равномерно распространяются в полусферу с площадью  $2\pi r_s^2$ , где  $r_s$  – радиус установки зондов. Тогда, для плотности тока индуцированных ионов на зонд получим:

$$j_\beta = \frac{I_b n_n \sigma_{in} \lambda}{2\pi r_s^2} K_\beta(n_n, r_s) \quad (3.12)$$

где  $K_\beta(n_n, r_s)$  – коэффициент, характеризующий содержание индуцированных ионов перезарядки в потоке ионов на расстоянии  $r_s$  от двигателя:

$$K_\beta(n_n, r_s) = 1 - \exp\left(-\frac{r_s}{\lambda}\right) \quad (3.13)$$

Расчетная зависимость коэффициента  $K_\beta(n_n, r_s)$  от давления в вакуумной камере на различных расстояниях от двигателя приведена на рисунке 3.3. Из этого рисунка видно, что доля индуцированных ионов перезарядки на расстоянии 1,5 м от двигателя при давлении фонового газа 1,1 мПа (минимальное давление в вакуумной камере при проведении измерений) может достигать 20% потока быстрых ионов. При давлении 15 мПа (максимальное давление в камере) доля индуцированных ионов перезарядки составляет уже 80-90%. Полная перезарядка быстрых ионов произойдет, если давление в камере превысит 30 мПа.

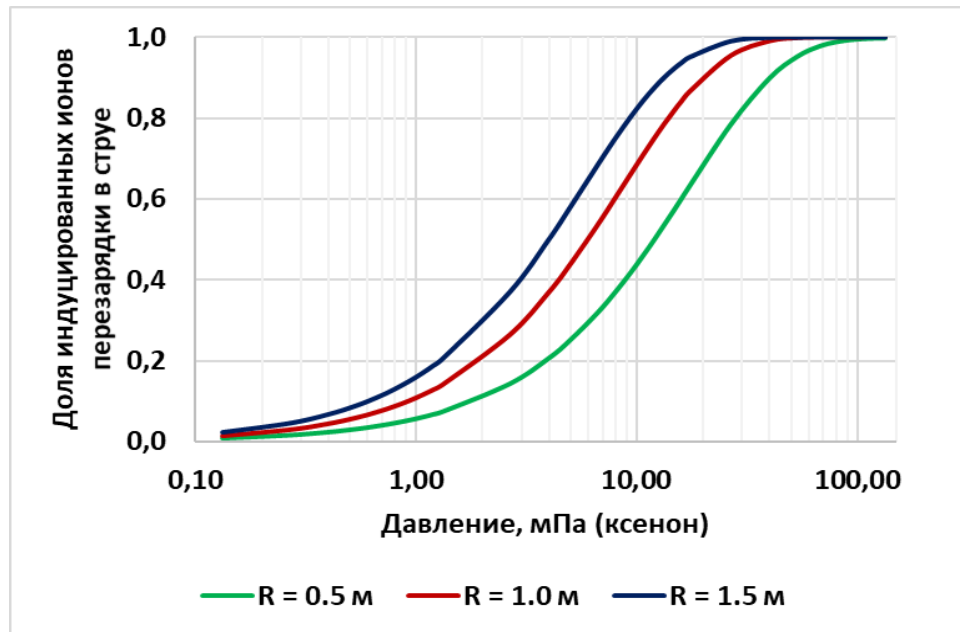
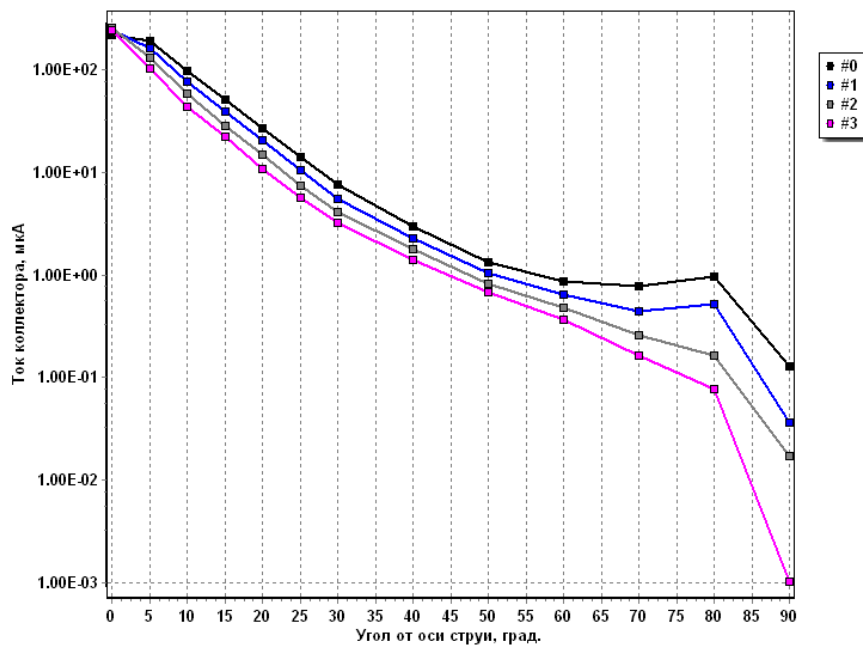
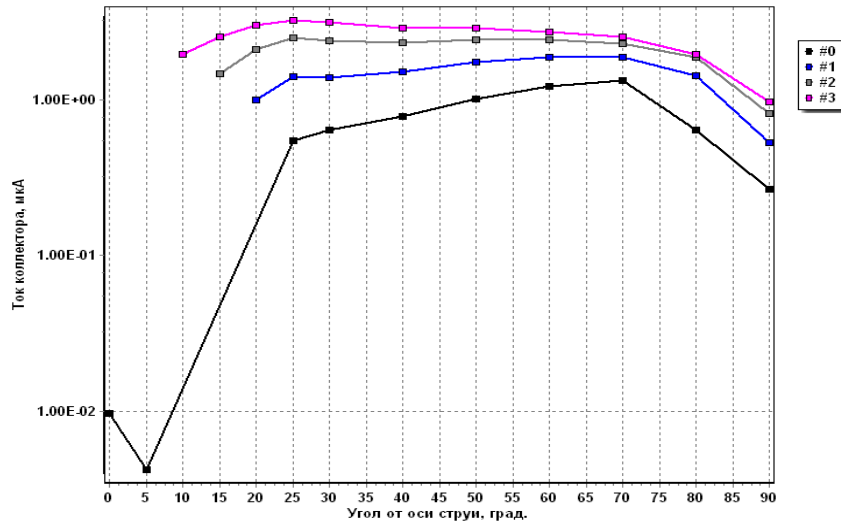


Рисунок 3.3 – Доля индуцированных ионов перезарядки в зависимости от давления в вакуумной камере на различном расстоянии от двигателя

На рисунке 3.4 приведены угловые зависимости плотности тока ионов перезарядки (ионы с энергиями 0-30 эВ) и ускоренных ионов струи (ионы с энергиями от 30 до 1000 эВ), построенные по первичным тормозным характеристикам ЭА на расстоянии 1,5 м от двигателя.



(a)



(б)

Рисунок 3.4 – Угловые зависимости плотности тока ускоренных ионов струи (а) и ионов перезарядки (б) при различном давлении в камере (#0 – 1,1 мПа; #1 – 2 мПа; #2 – 3,1 мПа; #3 – 4,3 мПа)

На рисунке 3.5 приведена зависимость полного тока ускоренных ионов и ионов перезарядки от давления в камере. Расчет полного тока проводился путем численного интегрирования плотности ионного тока по углу:

$$I = 2\pi r_0^2 \sum_k \frac{1}{2} (j_k \sin(\varphi_k) + j_{k+1} \sin(\varphi_{k+1})) (\varphi_{k+1} - \varphi_k) \quad (3.14)$$

где  $k$  – номер точки по углу.

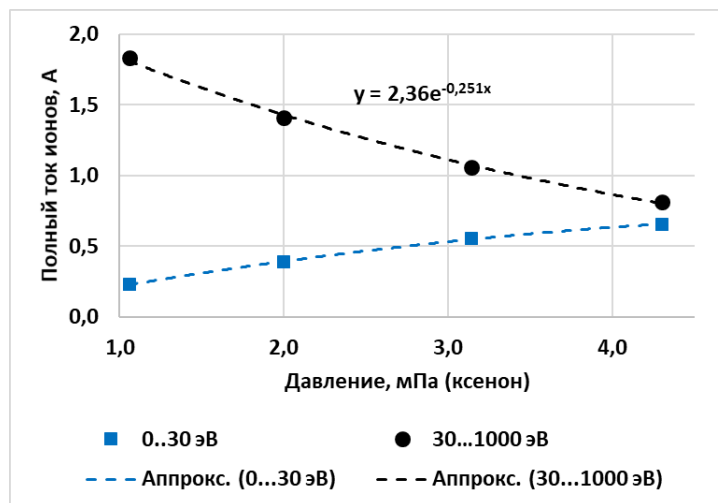


Рисунок 3.5 – Зависимости полного тока ускоренных ионов струи (30-1000 эВ) и ионов перезарядки (0-30 эВ) от давления в камере

Соответствующая этим кривым зависимость доли ионов перезарядки в струе от давления в камере приведена на рисунке 3.6.

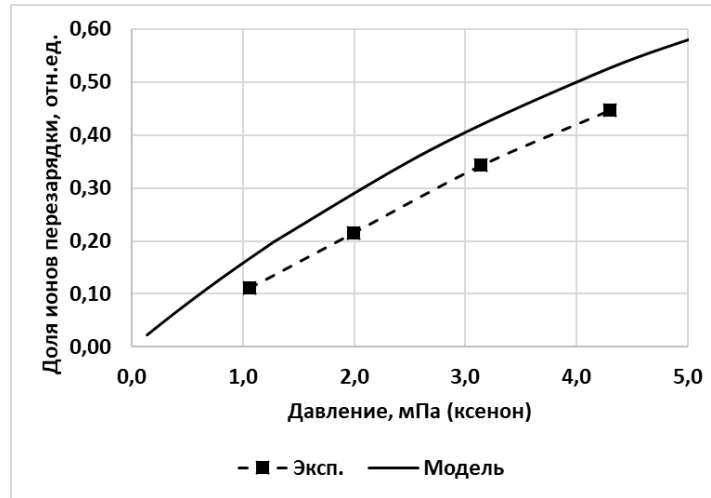


Рисунок 3.6 – Зависимости доли ионов перезарядки в струе от давления в камере

Согласно рисунку 3.5, с ростом давления наблюдается рост тока ионов перезарядки, что качественно согласуется с моделью (3.13). Из рисунка 3.6 видно, что модель (3.13) и количественно вполне удовлетворительно описывает результаты измерений (наблюдается систематическая погрешность на уровне 20-25 %). Несколько заниженные измеренные значения тока ионов перезарядки можно объяснить тем, что ЭА собирает не все перезарядочные ионы, поскольку их траектории направлены по линиям электрического поля струи и не совпадают с осевыми линиями апертур ЭА. Кроме того, угол «зрения» ЭА составляет около 15-20°, поэтому не все ионы перезарядки могут быть зарегистрированы этими датчиками. Также, вполне возможно, что оценки по модели (3.13) дают завышенный результат, поскольку полный ток ионов оценивается по длине зоны ионизации равной расстоянию от двигателя до зонда, что явно больше, чем в действительности. Но в любом случае погрешность определения тока ионов перезарядки на уровне 20-25 % можно считать вполне приемлемой.



Для учета перечисленных выше факторов при оценке полного тока ускоренных ионов и ионов перезарядки будем использовать следующие соотношения:

$$K_{\text{осл}} = \exp\left(-\frac{R}{\lambda_*}\right), \lambda_* = \frac{1}{\delta n_b \sigma_{\text{exch}}}, n_b = \frac{P}{kT},$$

$$I_i = 2\pi r^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} j_i(r, \varphi) \sin(\varphi) d\varphi = I_i^0 \cdot K_{\text{осл}},$$

$$I_{\text{exch}} = \gamma I_i^0 \{1 - K_{\text{осл}}\}.$$

где  $K_{\text{осл}}$  – коэффициент ослабления потока ускоренных ионов за счет резонансной перезарядки на частицах остаточного газа вакуумной камеры;  $I_i^0$  – полный ионный ток на выходе из двигателя при  $P = 0$ ;  $\delta$  – коэффициент, учитывающий неравномерность поля концентрации и погрешность измерений давления нейтральных частиц;  $\gamma$  – коэффициент, учитывающий систематические погрешности измерений плотности тока ионов перезарядки зондами-энергоанализаторами;  $\lambda_*$  – фактическая длина пробега ионов струи до перезарядки (с учетом  $\delta$ ).

Значение  $I_i^0$  определяют путем экстраполяции экспериментальных значений  $I_i(r, p)$  экспоненциальной зависимостью на  $P = 0$ , а коэффициенты  $\delta$  и  $\gamma$  – методом наименьших квадратов по наилучшему совпадению с экспериментом.

Из эксперимента находим, что  $\delta = 1,43$ ,  $\gamma = 0,46$ , что согласуется с приведенными выше рассуждениями.

Заметим, что экстраполяция экспериментальной зависимости доли ионов перезарядки (рисунок 3.6) на давление  $P = 0$  дает значение около 1 %, что не противоречит приведенным выше оценкам.

В периферийных зонах струи, где потоки ускоренных ионов малы, доля ионов перезарядки существенно возрастает и может достигать 80-100 % (см. рисунок 3.7).

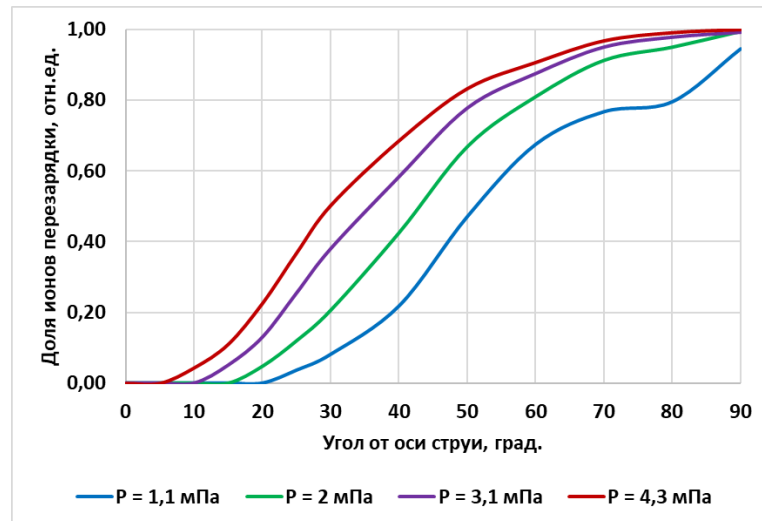


Рисунок 3.7 – Угловые зависимости доли ионов перезарядки при различном давлении в камере

Очевидно, что на этом фоне измерение собственных ионов перезарядки, доля которых не превышает 1-2 % полного тока струи, становится практически невозможной, а измерение потоков ускоренных ионов – затруднительным.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что ионы перезарядки, фиксируемые ЭА, являются, преимущественно, индуцированными ионами перезарядки и вносят значительную дополнительную погрешность (до 100 % и более) в результаты измерений.

Исходя из этого при интерпретации результатов измерений (в частности при определении плотности ионного тока и определении энергетических спектров собственных ионов струи по тормозным характеристикам) ионы с энергиями менее  $E_* = 20-50$  эВ следует исключать из рассмотрения. Для этого тормозные характеристики нужно использовать не от нуля, а от  $E_*$ . Порог отсечки ионов перезарядки  $E_*$  следует выбирать индивидуально для каждого двигателя и условий эксперимента, исходя из спектра ионов струи в области низких значений задерживающего потенциала ЭА.

**Быстрые ионы** образуются в области ионизации-ускорения двигателя. Они проходят всю разность потенциалов, благодаря чему приобретают энергию, близкую к максимально возможной.

*Собственные быстрые ионы* образуются из частиц рабочего тела и являются ионами струи. *Индукцированные быстрые ионы* образуются из частиц фонового газа, проникающих в зону разряда из вакуумной камеры, и должны быть исключены из рассмотрения.

Спектр быстрых ионов у большинства типов СПД представляет собой четко выраженную колоколообразную функцию с максимумом в районе напряжения разряда (рисунок 3.8).

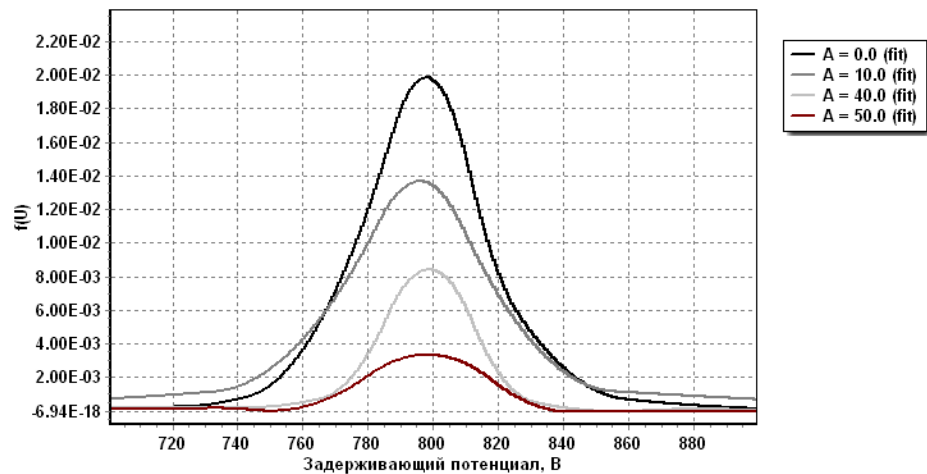


Рисунок 3.8 – Спектры быстрых ионов струи при различных углах отклонения

Как видно из рисунка 3.8, положение пика почти не изменяется в зависимости от угла вылета ионов. Амплитуда пика снижается по мере увеличения угла отклонения, что связано с увеличением доли ионов перезарядки и ионов промежуточных энергий. Ширина основания «колокола» связана с параметрами зоны ионизации-ускорения [23]. Пик быстрых ионов практически полностью исчезает при углах отклонения более 70-75°, что связано с ограничением угла раствора потока элементами конструкции двигателя.

Оценим долю индуцированных быстрых ионов в потоке. Для этого воспользуемся двухпоточковой моделью, предложенной в работе [37]. Согласно этой модели, нейтральные частицы фонового газа проникают в зону горения разряда, ионизируются и ускоряются так же, как собственные

быстрые ионы. Таким образом, поток индуцированных ионов можно оценить по потоку нейтральных частиц, проходящих через выходное сечение двигателя.

Как известно из молекулярной физики [52], плотность потока частиц на элементарную площадку определяется соотношением:

$$(nV) = \frac{1}{4} nV_a \quad (3.15)$$

где  $V_a = \sqrt{\frac{8kT_a}{2\pi m}}$  – среднеарифметическая скорость частиц;  $T_a$  – температура газа.

Концентрация частиц рассчитывается через давление газа  $P$  по известной формуле:

$$n = \frac{P}{kT_a} \quad (3.16)$$

Тогда суммарный поток массы частиц фонового газа, принадлежащих в зону горения разряда, составит:

$$g_m = \frac{1}{4} \frac{P}{kT} \sqrt{\frac{8kT}{2\pi m}} F_{\text{ВО}} m = PF_{\text{ВО}} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT_a}} \quad (3.17)$$

где  $F_{\text{ВО}}$  – суммарная эффективная площадь выходного отверстия.

Зависимость  $g_m$  от давления в камере, рассчитанная по (3.17), приведена на рисунке 3.9.

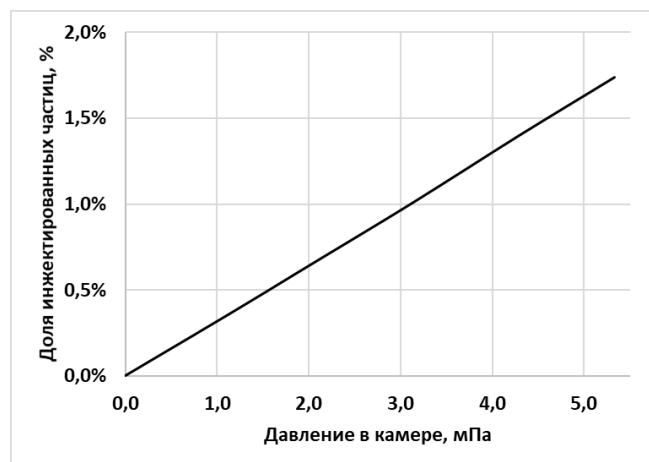


Рисунок 3.9 – Зависимость доли индуцированных быстрых ионов от давления в вакуумной камере

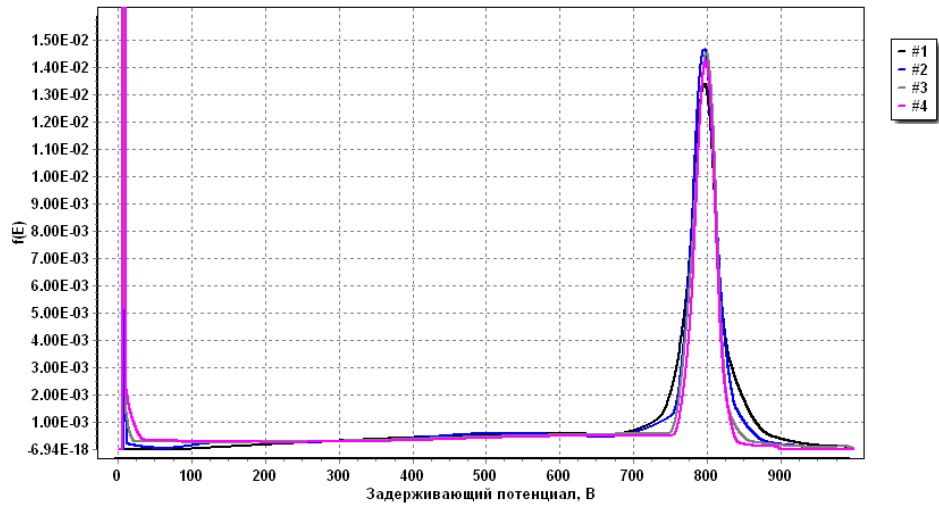
Из рисунка 3.9 следует, что в диапазоне рабочих давлений в вакуумной камере доля частиц фонового газа в массовом расходе двигателя не превышает 1-2 %. Следовательно, содержание в потоке индуцированных ионов и обусловленное этим увеличение тяги двигателя не может быть больше 1-2 %.

В то же время в экспериментах в ИЦК наблюдалось не увеличение, а уменьшение массового расхода и тяги двигателя с ростом давления, что противоречит двухпотоковой модели. Специалисты ИЦК объясняют этот эффект увеличением проводимости (увеличением тока электронов к аноду) в разрядном промежутке, которое компенсировалось (при стабилизированном токе разряда) уменьшением расхода, как это было описано в разделе 2.1.

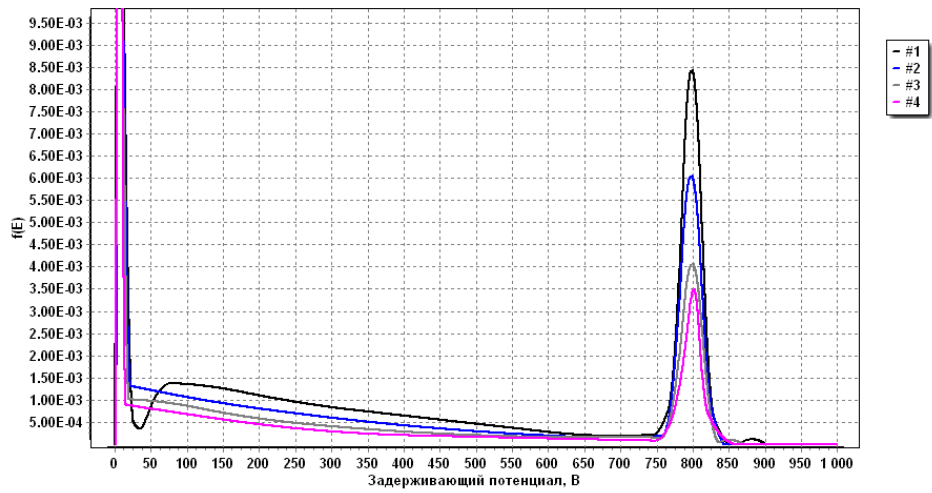
Принимая, что вклад индуцированных ионов в поток быстрых ионов не превышает 1-2 %, а изменения потока ускоренных ионов происходят, преимущественно, в результате перестройки области разряда, будем считать, что все регистрируемые быстрые ионы являются ионами струи и должны учитываться в модели.

*Ионы промежуточных энергий* являются наименее изученными ионами струи. По предварительным оценкам полный ток этих ионов может достигать 20-30 % тока струи, а вклад в тягу – 15-20 % тяги двигателя, что говорит о необходимости учета этих ионов при построении модели струи.

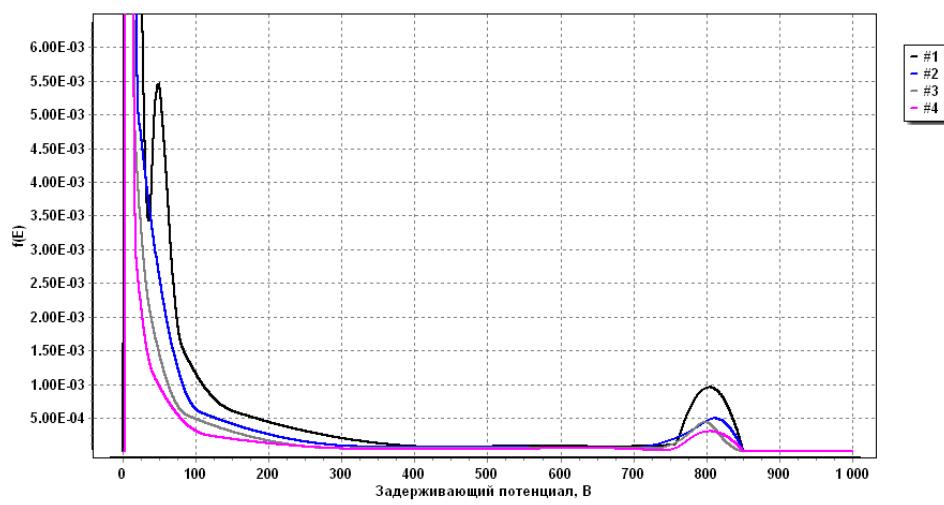
Спектры ионов промежуточных энергий при различных давлениях в камере приведены на рисунке 3.10.



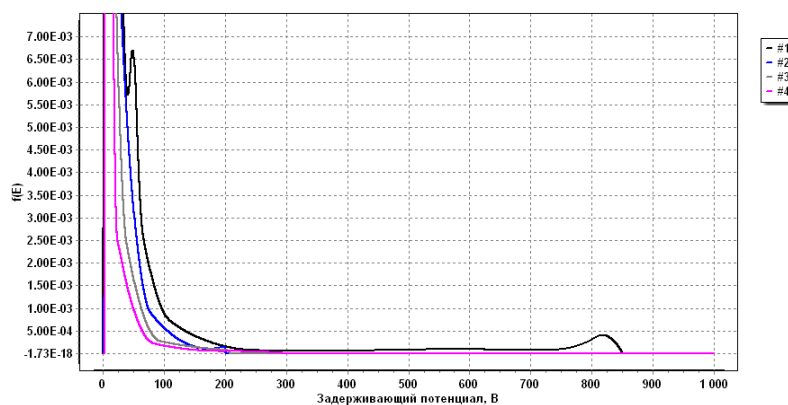
(a)



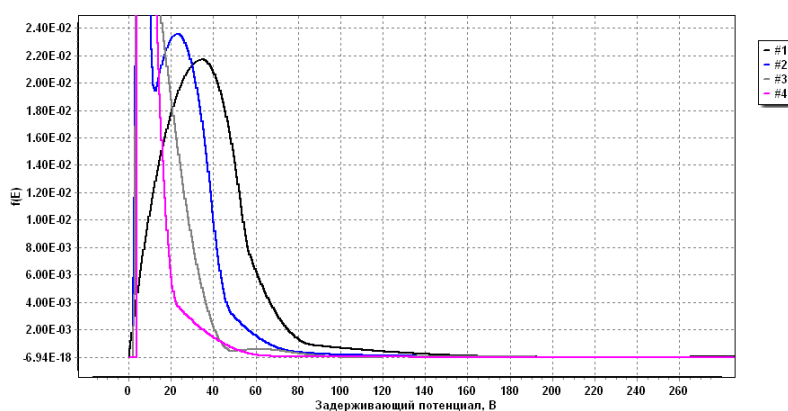
(б)



(B)



(Г)



(Д)

Рисунок 3.10 – Спектры ионов средних энергий: 20° (а), 40° (б), 60° (в), 70° (г), 80° (д). #1 – 1,1 мПа, #2 – 2 мПа, #3 – 3,1 мПа, #4 – 4,3 мПа

При малых углах отклонения спектр ионов промежуточных энергий можно рассматривать как основание (левый «хвост») пика быстрых ионов. С ростом угла отклонения характер спектра меняется на противоположный. Это хорошо видно на рисунке 3.10 (б), где максимальное количество ионов приходится на область 50-150 эВ, а с ростом энергии количество ионов уменьшается. При больших углах отклонения (после 70°) пик быстрых ионов пропадает и в спектрах обнаруживаются только ионы перезарядки и ионы промежуточных энергий. Причем, как видно из рисунка 3.10 (д), энергия этих ионов может достигать 100-150 эВ. Это особенно важно с точки зрения воздействия струи на КА, поскольку от точности определения спектра ионов промежуточной энергии будет во многом зависеть точность расчетов.

### 3.2 Анализ механизмов образования ионов промежуточных энергий

Как отмечалось выше, в струях СПД присутствуют ионы промежуточных энергий, природа возникновения которых пока не совсем понятна [53]. На тормозных характеристиках эти ионы проявляются в виде пологого, почти прямолинейного склона, простирающегося от 30-40 эВ до  $eU_d$  где  $U_d$  – напряжение разряда. Доля этих ионов в струе (в отличие от быстрых ионов) увеличивается по мере увеличения угла вылета. У некоторых моделей СПД ионы промежуточных энергий обнаруживаются в энергетических спектрах даже при углах вылета больше  $90^\circ$  [22, 54, 55], хотя пик быстрых ионов практически полностью исчезает после  $60-70^\circ$ .

Преобладание ионов промежуточных энергий в периферийной зоне струи делает их наиболее значимыми с точки зрения прогнозирования воздействия струй СПД на КА. И поскольку механизм образования этих ионов неясен, при интерпретации результатов измерений могут возникать значительные ошибки.

В настоящее время существуют различные гипотезы, объясняющие механизмы образования этих ионов [16, 54]. В частности, в работе [16] выдвигается предположение, что ионы промежуточных энергий возникают в результате упругого рассеяния быстрых ионов на нейтральных частицах струи и вакуумной камеры. В работе [54] напротив, гипотеза упругого рассеяния не подтверждается, а предполагается, что радиальные потоки ионов промежуточных энергий формируются в разряде, часть зоны ускорения которого располагается вне ускорительного канала двигателя.

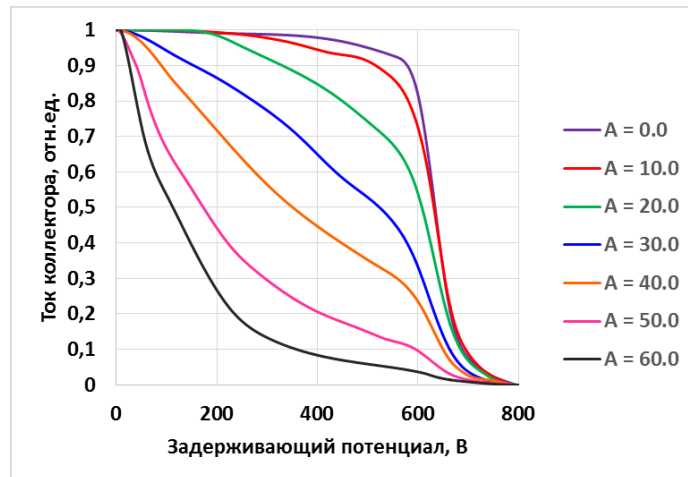
Таким образом, необходимо ответить на два вопроса: 1) возникают ли эти ионы в ближней зоне струи или образуются при распространении в вакуумной камере (т.е., по сути, являются ли эти ионы ионами струи) и 2) насколько сильно подвержены эти ионы влиянию давления в вакуумной камере при проведении зондовых измерений параметров струи.



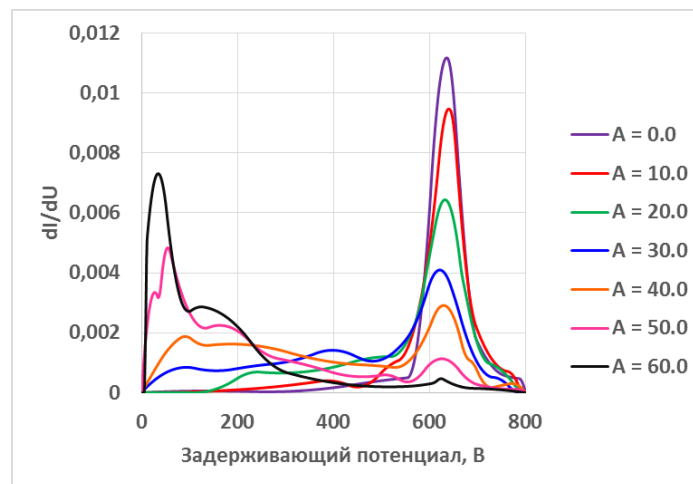
### 3.2.1 Анализ экспериментальных данных

Для анализа использовались данные, представленные в работе [16] применительно к высокоимпульсному двигателю ВНТ-1500 [56].

На рисунке 3.11 приведены нормированные тормозные характеристики электростатических ЭА и энергетические спектры ионов струи, при различных углах вылета ионов.



(а)



(б)

Рисунок 3.11 – Тормозные характеристики (а) и энергетические спектры (б) ионов струи ВНТ-1500 при различных углах вылета ионов (700 В, 2,44 мг/с, 2,7 мПа)

На этих спектрах можно выделить три класса ионов: быстрые ионы струи с энергиями от 550 до 800 эВ, ионы перезарядки с энергиями 0-60 эВ и

ионы промежуточных энергий с энергиями 60-550 эВ. Для краткости предлагается называть эти ионы  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -ионами, соответственно. Относительное содержание этих ионов в струе приведено на рисунке 3.12.

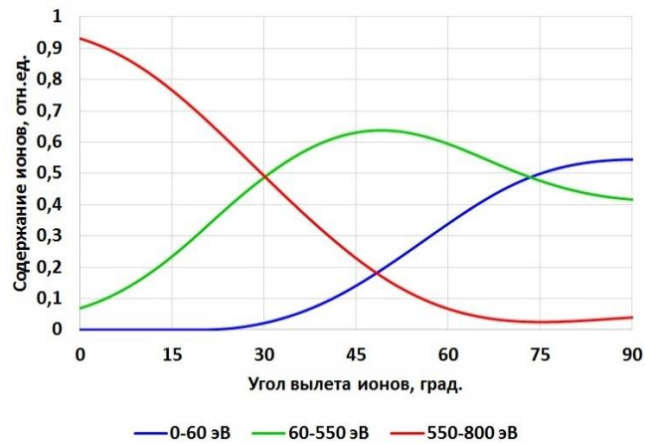


Рисунок 3.12 – Зависимость энергетического состава струи от угла вылета ионов в струе двигателя ВНТ-1500

Из этого рисунка видно, что в периферийной зоне струи преобладают  $\beta$ - и  $\gamma$ -ионы, а доля  $\alpha$ -ионов существенно меньше. Поскольку  $\beta$ -ионы не являются ионами струи исключим их из рассмотрения и учитывать в анализе не будем, т.е. будем рассматривать только  $\alpha$ - и  $\gamma$ -ионы.

Угловые распределения плотности тока и содержания этих двух классов ионов в струе ВНТ-1500 приведены на рисунке 3.13.

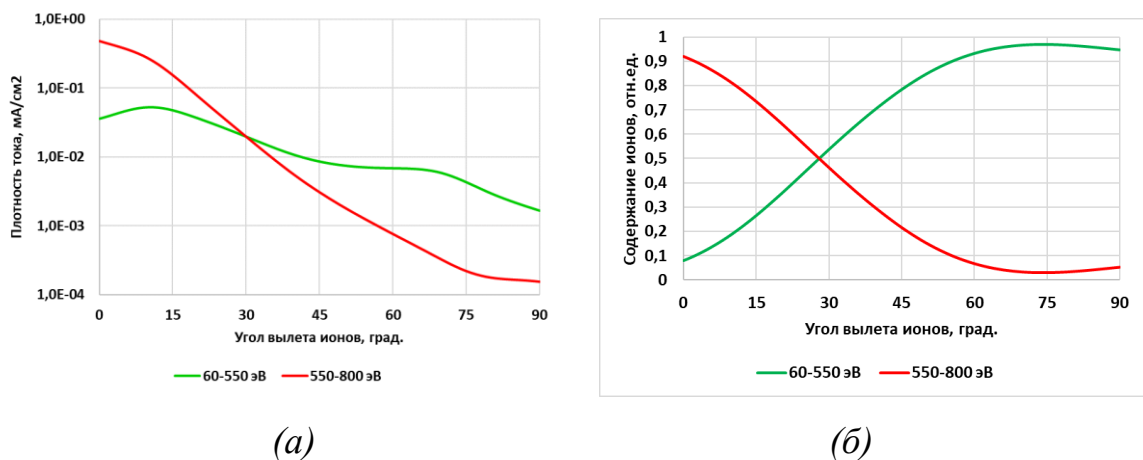


Рисунок 3.13 – Зависимость плотности тока (а) и энергетического состава струи (б) от угла вылета ионов в струе двигателя ВНТ-1500

Из рисунка 3.13 следует, что  $\gamma$ -ионы начинают преобладать над  $\alpha$ -ионами при углах вылета  $\varphi > 30^\circ$  и обнаруживаются вплоть до  $\varphi = 90^\circ$ , где  $\alpha$ -ионы практически отсутствуют (рост содержания  $\alpha$ -ионов при  $\varphi > 70^\circ$ , по-видимому, обусловлен возрастанием погрешности измерений в периферийной зоне струи).

Интегральные значения осевого импульса  $P_i$ , тока  $I_i$  и массового расхода  $\dot{m}_i$  ионов струи (без учета ионов перезарядки) приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1 – Интегральные параметры ионов струи ВНТ-1500, %

| Класс ионов | $P_i$ | $I_i$ | $\dot{m}_i$ |
|-------------|-------|-------|-------------|
| $\alpha$    | 72,1  | 56,1  | 56,1        |
| $\gamma$    | 27,9  | 43,9  | 43,9        |

На рисунке 3.14 приведены зависимости содержания  $\gamma$ -ионов от угла вылета ионов при различном давлении в вакуумной камере.

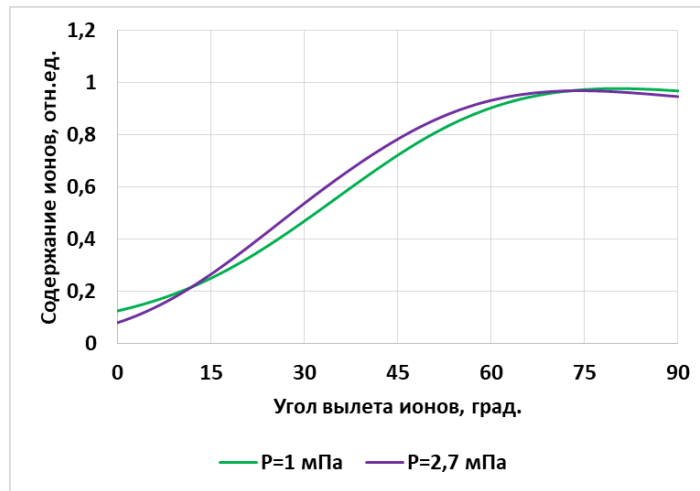


Рисунок 3.14 – Содержание  $\gamma$ -ионов от давления в вакуумной камере

Как видно из этого рисунка, при изменении давления почти в 3 раза содержание  $\gamma$ -ионов изменяется незначительно. Из этого следует, что генерация  $\gamma$ -ионов может происходить в зоне разряда (там, где действует ускоряющая разность потенциалов) и в ближней зоне струи (там, где еще возможны столкновения между частицами струи). В образовании  $\gamma$ -ионов участвуют, в основном, частицы, истекающие из разрядного канала двигателя,

а частицы остаточной атмосферы вакуумной камеры, по-видимому, не участвуют в этом процессе.

Небольшие изменения содержания  $\gamma$ -ионов при изменении давления в вакуумной камере могут быть связаны с изменением конфигурации электрического поля и концентрации частиц в зонах ионизации и ускорения, о чем говорится в работах [36-38, 57].

Из рисунка 3.11б видно, что содержание  $\gamma$ -ионов в спектре при малых углах вылета (спектры  $0^\circ$  и  $20^\circ$ ) с ростом энергии увеличивается, а при больших углах (спектры  $40^\circ$  и  $60^\circ$ ) – уменьшается. Кроме того, на спектрах (особенно при больших углах вылета), помимо двух типичных максимумов  $\alpha$ - и  $\beta$ -ионов, в районе 150-200 В просматривается третий максимум, соответствующий  $\gamma$ -ионам, что согласуется с данными [58].

Таким образом, на основании проведенного анализа можно утверждать следующее:

- а) генерация  $\gamma$ -ионов происходит в зоне разряда и в ближней зоне струи;
- б) содержание  $\gamma$ -ионов в энергетических спектрах при малых углах вылета с ростом энергии ионов увеличивается, а при больших – уменьшается;
- в) внешнее давление оказывает незначительное влияние на содержание  $\gamma$ -ионов в струе.

Рассмотрим три возможных механизма генерации  $\gamma$ -ионов (их может быть и больше):

- 1) «поздняя» ионизация и последующее ускорение в зоне разряда;
- 2) перезарядка и последующее ускорение в зоне разряда;
- 3) упругое рассеяние в зоне разряда и в ближней зоне струи.

В первом случае  $\gamma$ -ион образуется и ускоряется в зоне разряда так же, как  $\alpha$ -ион, но только ниже по потоку. Такие  $\gamma$ -ионы это недоускоренные  $\alpha$ -ионы, а их энергетический спектр образует левое «крыло» колоколообразной функции распределения  $\alpha$ -ионов. Однако в периферийной области струи наблюдается совершенно иной вид спектра, при котором количество  $\gamma$ -ионов уменьшается по мере роста их энергии (утверждение «б», кривые  $40^\circ$  и  $60^\circ$  на

рисунке 3.11б, данные [58]). Это возможно только в том случае, если нейтральные частицы, из которых образуются  $\gamma$ -ионы, входят в зону разряда не со стороны анода, а с противоположной стороны или вводятся сбоку, т.е. имеет место неоднородность, нарушающая идеализированное представление зоны разряда. Подобные неоднородности наблюдаются в СПД [1, 23, 59].

Во втором случае  $\alpha$ -ион еще не набрав энергию перезарядается на нейтральном атоме. Образовавшийся при этом ион перезарядки (будущий  $\gamma$ -ион) ускоряется в электрическом поле разряда, а атом продолжает движение с прежней скоростью. Энергия  $\gamma$ -иона будет тем меньше, чем ниже по потоку произошла перезарядка. И поскольку вероятность перезарядки снижается вниз по потоку (в силу «выгорания» нейтральных частиц), такой механизм не может объяснить наблюдающиеся экспериментально спектры при больших углах вылета ионов. В то же время, если поток нейтральных атомов неоднороден (например, если он пересекает поток  $\alpha$ -ионов), точка перезарядки может смещаться вниз по потоку в зависимости от угла вылета  $\alpha$ -иона. И тогда увеличение количества  $\gamma$ -ионов по мере уменьшения их энергии становится возможным.

В третьем случае предполагается, что  $\gamma$ -ионы образуются в результате упругих столкновений с нейтральными частицами в зоне разряда или в ближней зоне струи.

Если столкновение произошло в зоне разряда, то в однородном поле такие столкновения не приведут к изменению энергии ионов, поскольку после столкновения ион продолжает ускоряться полем и проходит ту же разность потенциалов, что и без столкновения. Если же поле неоднородно, после столкновения ион может быть «выброшен» из зоны разряда, не набрав максимальной энергии.

Столкновения в ближней зоне струи (за границей действия электрического поля) могут приводить к существенному изменению энергии и направления движения ионов. Однако малое сечение упругих столкновений (порядка  $2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$  [13]) и малая концентрация нейтральных частиц в ближней

зоне струи (менее  $10^{18} \text{ м}^{-3}$  [23]) говорят о том, что вероятность таких столкновений ничтожно мала, и они не могут служить объяснением наблюдающихся в эксперименте значительных потоков  $\gamma$ -ионов.

В то же время, гипотеза упругого рассеяния ускоренных ионов является весьма привлекательной, поскольку (если не принимать во внимание количественный аспект) она позволяет объяснить многие особенности углового и энергетического распределений ионов струи [2, 60]. В связи с этим далее будут представлены оценки углового распределения и энергетических спектров  $\gamma$ -ионов в различных точках струи при их образовании по механизму упругого рассеяния.

### 3.2.2 Оценка параметров ионов упругого рассеяния

Оценим плотность тока и функцию распределения (тормозную характеристику)  $\gamma$ -ионов в точках установки зондов, реализуемых во время измерений параметров струи. Будем считать, что эти ионы возникают в результате упругого рассеяния  $\alpha$ -ионов на нейтральных атомах. В силу малой вероятности упругих столкновений задачу будем решать в приближении первых столкновений.

Пусть рассеяние частиц происходит в тонком полусферическом слое, толщиной  $h$  и радиусом  $r_0 \approx R_{\text{вых}}$ , где  $R_{\text{вых}}$  – радиус средней линии разрядного канала двигателя. Тогда элементарный рассеивающий объем:

$$dV = r_0^2 h \sin(\varphi) d\varphi d\psi \quad (3.18)$$

где  $\varphi$  – полярный угол;  $\psi$  – азимутальный угол.

Положение элементарного объема  $dV$  в пространстве задается вектором  $\vec{r}_V(x_V, y_V, z_V)$ , а зонда – вектором  $\vec{r}_S(x_S, y_S, z_S)$ . Поскольку  $|\vec{r}_S| \gg |\vec{r}_V|$ , угол рассеяния:

$$\theta = \arccos\left(\frac{\vec{r}_V \cdot \vec{r}_S}{|\vec{r}_V| \cdot |\vec{r}_S|}\right) \quad (3.19)$$

Количество частиц, рассеиваемых в объеме  $dV$  в телесный угол  $d\Omega$  в направлении  $\theta$ , определяется соотношением:

$$dN = \frac{j_i(r_0, \varphi)}{e} n_{sc} dV \left( \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right) d\Omega \quad (3.20)$$

где  $j_i(r_0, \varphi)$  и  $n_{sc}$  – плотность тока  $\gamma$ -ионов и концентрация центров рассеяния в точке  $\vec{r}_V$ , соответственно;  $\left( \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)$  – дифференциальное сечение рассеяния на угол  $\theta$ .

Для определения  $\left( \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)$  примем, что рассеяние частиц является упругим, нецентральным. В этом случае, из законов сохранения энергии и импульса следует, что при равных массах сталкивающихся частиц их разлет происходит под прямым углом (рисунок 3.15) [61].

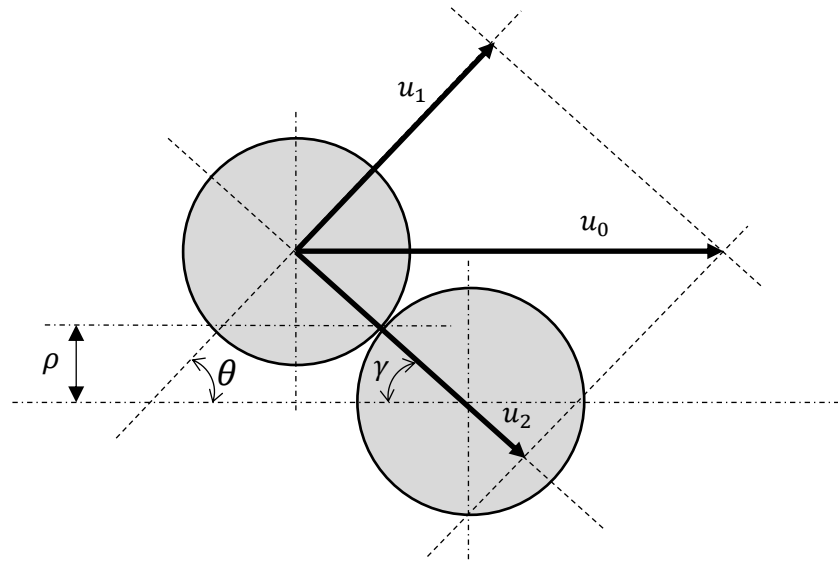


Рисунок 3.15 – Схема упругого столкновения частиц равной массы

Дифференциальное сечение рассеяния [62]:

$$d\sigma = 2\pi\rho \left( \frac{d\rho}{d\theta} \right) d\theta = 2\pi R_0 \cos(\theta) R_0 \sin(\theta) d\theta = \pi R_0^2 \sin(2\theta) d\theta \quad (3.21)$$

где  $R_0$  – газокинетический радиус частиц, а прицельный параметр:

$$\rho = R_0 \sin(\gamma) = R_0 \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) = R_0 \cos(\theta), 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \quad (3.22)$$

Откуда, для  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$  можно получить:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{R_0^2 \sin(2\theta)}{2 \sin(\theta)} = R_0^2 \cos(\theta) \quad (3.23)$$

Полное сечение рассеяния:

$$\sigma_{sc} = \int_0^{\pi/2} d\sigma = \pi R_0^2 \int_0^{\pi/2} \sin(2\theta) d\theta = \frac{1}{2} \pi R_0^2 \quad (3.24)$$

Зная  $\sigma_{sc}$ , газокинетический радиус частицы  $R_0$  можно определить по формуле:

$$R_0 = \sqrt{\frac{2\sigma_{sc}}{\pi}} \quad (3.25)$$

Плотность потока ионов рассеяния в точке установки зонда:

$$dnv_s = \frac{dN}{|\vec{r}_{sc}|^2 d\Omega} = \frac{1}{|\vec{r}_{sc}|^2} \frac{j_i(r_0, \varphi)}{e} n_{sc} \frac{2\sigma_{sc}}{\pi} \cos(\theta) r_0^2 h \sin(\varphi) d\varphi d\psi \quad (3.26)$$

Поскольку рассеяние происходит вблизи выходного сечения двигателя на большом расстоянии от зонда, можно принять, что  $|\vec{r}_{sc}|^2 \approx r_s^2$ . Тогда, пренебрегая пространственной неоднородностью центров рассеяния в ядре потока  $\alpha$ -ионов (поскольку именно в нем формируется основная доля потока ионов рассеяния) и полагая, что  $n_{sc} \approx const$ , для плотности ионного тока на зонде можно записать:

$$j_s = \frac{2}{\pi} K_{sc} \iint_{\varphi=0, \psi=0}^{\varphi=\frac{\pi}{2}, \psi=2\pi} j_i(r_s, \varphi) \cos(\theta) \sin(\varphi) d\varphi d\psi \quad (3.27)$$

где  $K_{sc} = n_{sc} h \sigma_{sc}$  – коэффициент рассеяния  $\alpha$ -ионов в  $h$ -слое.

Для получения тормозной характеристики зонда  $I_{>E}(U)$ , где  $U$  – задерживающий потенциал, при вычислении интеграла (3.27) необходимо учесть отсечку ионов.

В соответствии с рисунком 3.11б, при упругом рассеянии скорость ионов, летящих на зонд:

$$u'_i = u_i^0 \cos(\theta) \quad (3.28)$$

где  $u_i^0$  – скорость первичных ионов до рассеяния.

Таким образом, условием отсечки ионов будет:

$$u'_i \leq \sqrt{\frac{2eU}{m_1}} \quad (3.29)$$



Для оценок возьмем параметры струи двигателя ВНТ-1500 на режиме 700 В, 2,44 мг/с [16], что соответствует рисункам 3.11-3.14, приведенным выше. Согласно данным таблицы 3.1, примем, что  $K_{sc} = 0.44$ . Энергетический спектр  $\alpha$ -ионов для всех углов вылета примем равным спектру на оси струи.

Результаты расчетов приведены на рисунках 3.16-3.18.

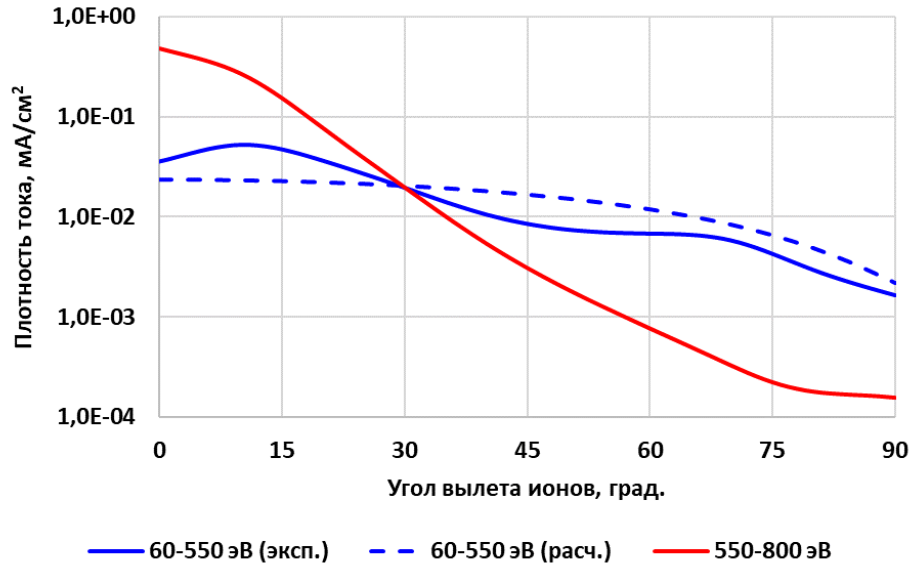


Рисунок 3.16 – Зависимость плотности тока  $\alpha$ -ионов (эксперимент) и  $\gamma$ -ионов (расчет и эксперимент) от угла вылета

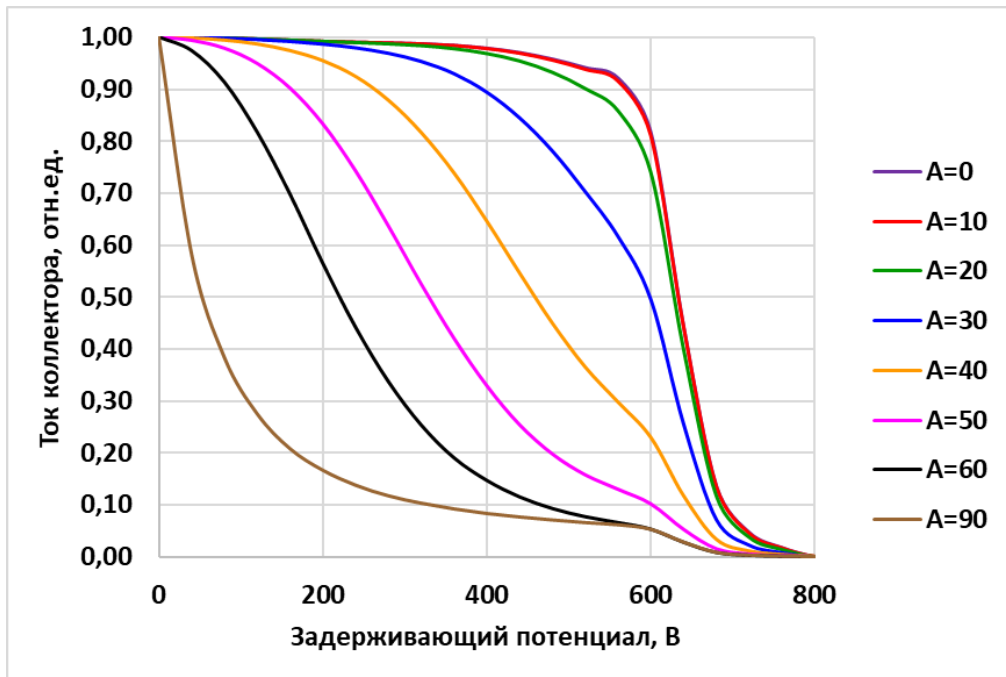


Рисунок 3.17 – Расчетные тормозные характеристики ионов струи

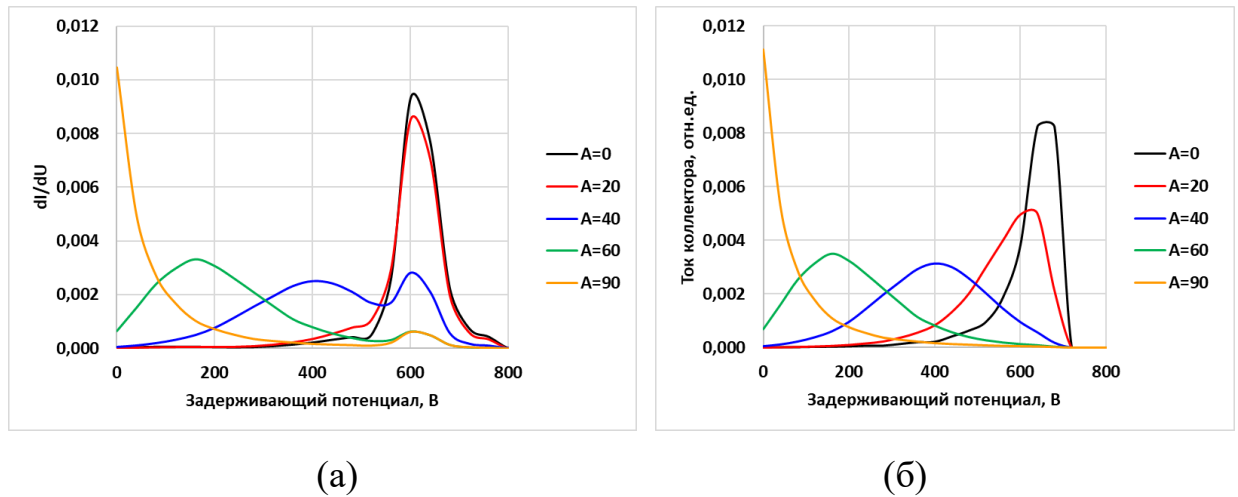


Рисунок 3.18 – Расчетные энергетические спектры  $\alpha$ - и  $\gamma$ -ионов струи (а) и только  $\gamma$ -ионов (б) при различных углах вылета

Сравнение рисунков 3.16-3.18 и 3.11-3.14 показывает, что имеется хорошее качественное совпадение результатов расчета с экспериментом как по угловому распределению, так и по энергетическим спектрам  $\gamma$ -ионов. Из этого следует, что параметры  $\gamma$ -ионов удовлетворительно описываются моделью упругого рассеяния.

Однако, говорить о том, что в двигателе действительно реализуется механизм упругого рассеяния  $\gamma$ -ионов пока рано. Приведенное выше значение коэффициента  $K_{sc}$  при  $h = 0,02$  м и  $\sigma_{sc} = 2 \cdot 10^{-20}$  м<sup>2</sup> [16], соответствует концентрации центров рассеяния  $n_{sc} \approx 2 \cdot 10^{21}$  м<sup>-3</sup>, что значительно (на 2-3 порядка величины) превышает концентрацию атомов в разрядном канале двигателя.

Таким образом, можно утверждать, что  $\gamma$ -ионы образуются в зоне разряда и в ближней зоне струи. Частицы фонового газа не участвуют в процессах генерации  $\gamma$ -ионов, поэтому можно считать, что  $\gamma$ -ионы являются собственными ионами струи, а не вторичными (индуцированными) ионами, образующимися в условиях вакуумного стенда. Влияние фонового давления на содержание  $\gamma$ -ионов незначительно.

Модель генерации  $\gamma$ -ионов за счет упругого рассеяния ускоренных ионов дает хорошее качественное совпадение с экспериментом как по угловому распределению, так и по энергетическим спектрам  $\gamma$ -ионов. В то же

время, обосновать полученное значение коэффициента рассеяния ускоренных ионов  $K_{sc} \approx 0,44$  не удалось, поэтому предложенная модель пока может рассматриваться только как рабочая гипотеза.

Для выяснения истинных механизмов генерации  $\gamma$ -ионов необходима трехмерная кинетическая модель, описывающая процессы в ускорительном канале двигателя и в ближней зоне струи, учитывающая положение катода и влияние частиц остаточной атмосферы вакуумной камеры или более подробные измерения полей частиц и электрического поля в непосредственной близости к выходному сечению канала.

Возможно, что источником  $\gamma$ -ионов являются нейтральные атомы, распространяющиеся вдоль стенок разрядного канала. Влияние давления на конфигурацию электрического поля в канале и, следовательно, на поле течения ионов, может происходить в области двойного слоя, образующегося на стенках разрядного канала и меняющегося при «впрыске» атомов остаточного газа в канал двигателя.

### **1.3. Учет ослабления потока ионов струи в результате их взаимодействия с частицами фонового газа**

По результатам анализа полученных данных при испытаниях двигателя в ИЦК (см. рисунок 3.5) видно, что с ростом давления ток ускоренных ионов, фиксируемый ЭА, снижается. Как уже отмечалось, это связано с перезарядкой ускоренных ионов на частицах фонового газа.

Коэффициент ослабления потока ионов за счет перезарядки оценивается соотношением (3.13), приведенным ранее в разделе 3.1:

$$K_{\beta}(P, l) = \exp\left(-\frac{l}{\lambda(P)}\right) \quad (3.30)$$

Результат сравнения экспериментальных данных и расчета по формуле (3.30) приведен на рисунке 3.19.

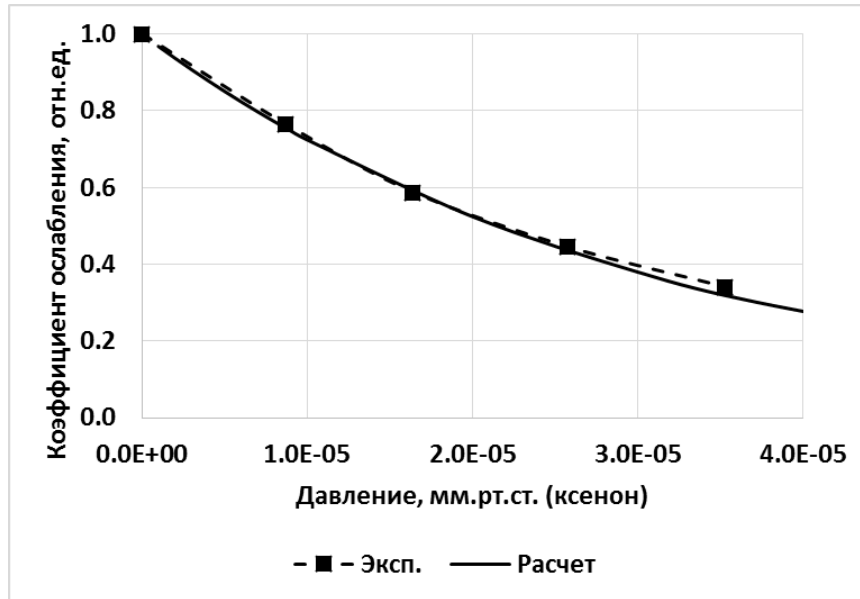


Рисунок 3.19 – Зависимость коэффициент ослабления потока ионов от давления в камере (на расстоянии 1,5 м от двигателя)

Экспериментальные значения коэффициента ослабления, приведенные на рисунке 3.19, были получены по данным рисунка 3.5 путем экстраполяции на  $P=0$  экспериментальных значений полного тока ускоренных ионов экспоненциальной зависимостью.

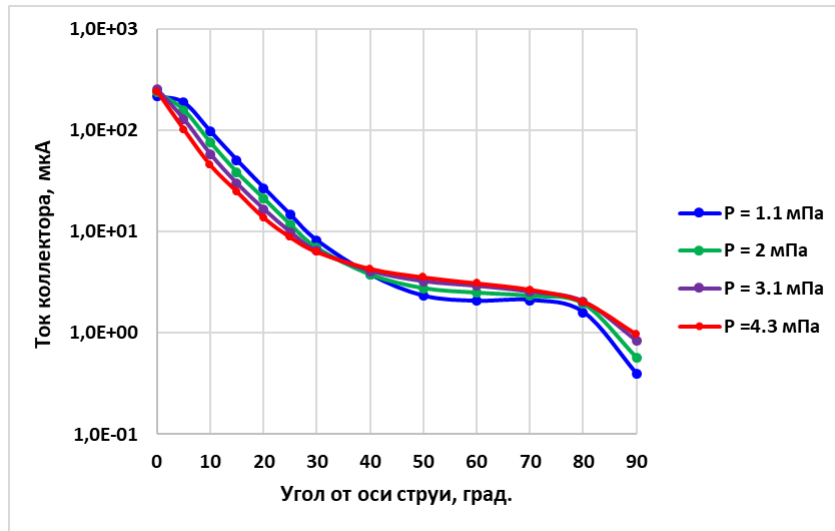
Таким образом, соотношение (3.30) позволяет получить хорошие количественные оценки коэффициента ослабления от давления в вакуумной камере, даже с учетом того, что давление по ксенону пересчитывают с использованием коэффициента чувствительности, а погрешность измерений давления магнетронным вакуумметром составляет около 30 %.

Применим (3.30) для приведения значений плотности тока ионов струи, измеренных при некотором давлении  $P$ , к  $P = 0$ .

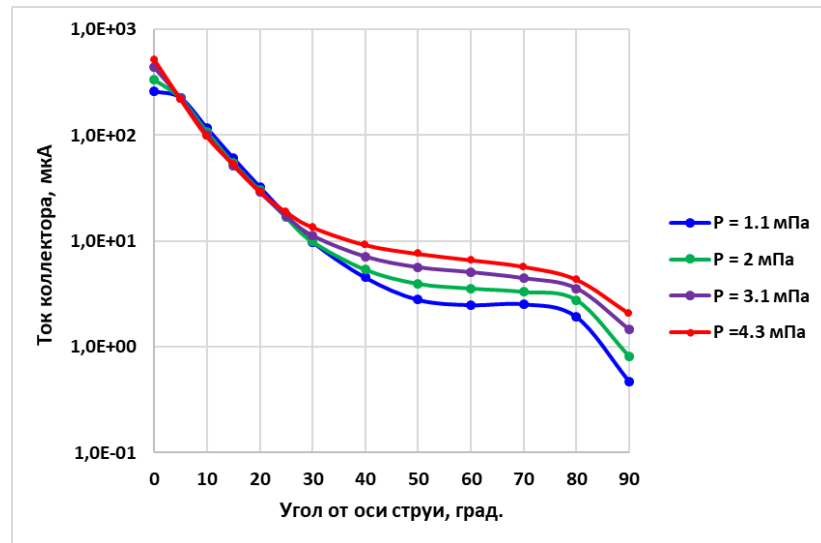
Значение плотности тока  $j_i^{(0)}(r)$ , которое было бы реализовано при  $P=0$ , если измеренное значение плотности тока при давлении в камере  $P$  равно  $j_i^{(p)}(r)$ , вычисляют по формуле:

$$j_i^{(0)}(r) = j_i^{(p)}(r) \frac{1}{K_{\text{осл}}(P, R)} \quad (3.31)$$

На рисунке 3.20а для сравнения приведены угловые характеристики ионов струи, полученные при разных давлениях, а на рисунке 3.20б – те же характеристики, но приведенные к  $P = 0$  с учетом  $K_{осл}$ .



(а)



(б)

Рисунок 3.20 – Угловые характеристики ионов струи: исходные (а) и приведенные (б)

Из рисунка 3.20б видно, что при углах отклонения  $\varphi = 10-30^\circ$  угловые характеристики практически совпадают. При  $\varphi > 30^\circ$  угловые характеристики начинают расходиться, что связано с увеличением доли ионов перезарядки.

Если исключить ионы перезарядки (отсечка по энергии  $E_*=30$  эВ), хорошее совпадение наблюдается в интервале углов  $\varphi = 10-60^\circ$  (см. рисунок 3.21).

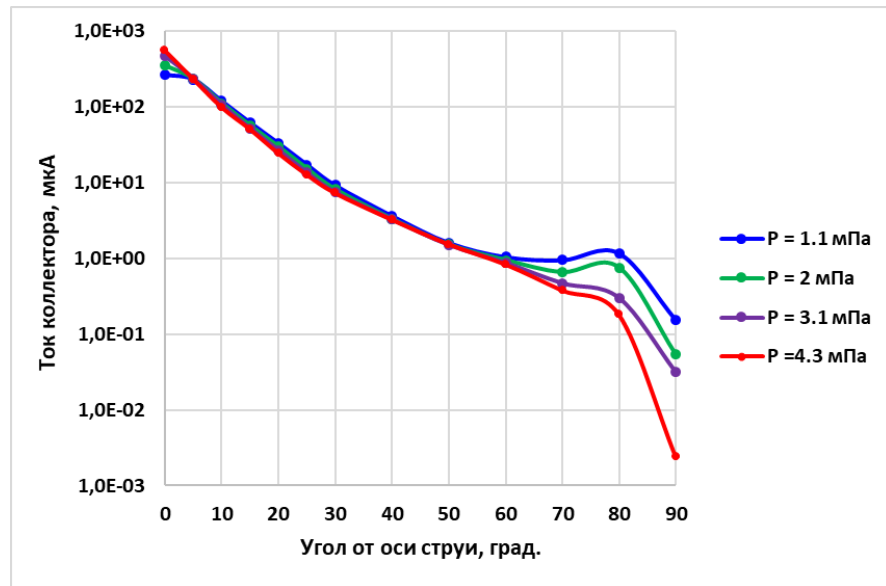


Рисунок 3.21 – Угловые характеристики ускоренных ионов струи (30-1000 эВ), приведенные к  $P=0$

Таким образом, в отношении быстрых ионов можно сказать, что их ослабление за счет перезарядки на частицах фонового газа подчиняется закону (3.30). Кроме того, хорошее совпадение угловых характеристик в интервале углов  $\varphi=10-60^\circ$  говорит о том, что существенной перестройки зоны ускорения-ионизации при изменении фонового давления в интервале от 1,1 до 4,3 мПа в указанном диапазоне углов не происходит.

Расхождение угловых характеристик на оси струи и при больших углах отклонения ( $\varphi > 60^\circ$ ) может быть связано с изменениями профиля зоны ускорения-ионизации, впрыском частиц фонового газа и изменением электрического поля струи.

#### 1.4. Разработка методики оценки параметров многофракционной модели струи по экспериментальным данным

Для дальнейшей обработки и интерпретации результатов измерений воспользуемся многофракционной конической моделью струи, основные

положения которой были изложены в разделе 1.2. Параметрами этой модели являются деление ионов на моноэнергетические фракции и угловые зависимости фракций.

### 3.4.3 Деление ионов струи на фракции

Для деления ионов струи на фракции воспользуемся хорошо известным и надежным методом обратной функции. Примем, что ток ионов каждой фракции равен  $\frac{I_i}{M}$ , где  $I_i$  – полный ток ионов струи,  $M$  – количество фракций.

Тогда, для граничных значений задерживающих потенциалов фракций получим

$$U_f = F^{-1} \left( \frac{M-f}{M} \right), f = 0, \dots, M, \quad (3.32)$$

где  $F(U)$  – интегральная функция распределения всех ионов струи, которая определяется соотношением:

$$F(U) = \frac{\int_{\varphi} I_{>U}(U, \varphi) \sin(\varphi) d\varphi}{\int_{\varphi} I_{>U}(0, \varphi) \sin(\varphi) d\varphi} \quad (3.33)$$

При делении на фракции основным вопросом является выбор количества фракций и, соответственно, ширины интервалов  $\Delta U_f = (U_f, U_{f+1})$ .

Слишком широкий интервал снижает точность аппроксимации, слишком узкий – может привести к противоречивым результатам. Опытным путем установлено, что наиболее рациональным с этой точки зрения является деление частиц струи на 15-30 фракций. При этом достигается приемлемая точность аппроксимации (в районе 5-10 %), а вероятность возникновения противоречивых ситуаций невелика.

Пример деления на фракции ионов струи двигателя ВНТ-1500, работающего на режиме 700 В [16], приведен на рисунке 3.22.

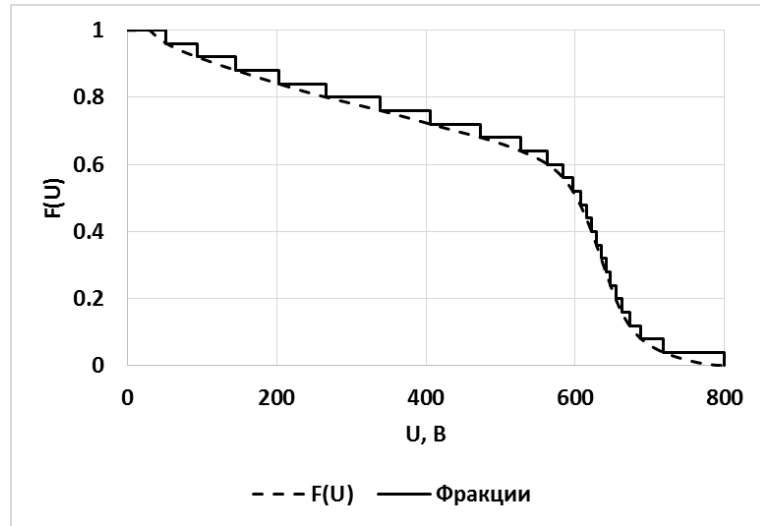


Рисунок 3.22 – Интегральная функция распределения ионов струи  $F(U)$  и ее деление на фракции (25 фракций)

Как видно из рисунка 3.22, наибольшая «плотность» фракций реализуется там, где производная  $\frac{d}{dU} F(U)$  имеет наибольшие значения. В свою очередь, наибольшая «ширина» фракций реализуется в области минимальных значений производной  $\frac{d}{dU} F(U)$ .

Слишком широкие интервалы  $\Delta U_f$  удаляют путем деления пополам. Критерием необходимости деления интервалов является условие  $\Delta U_f > \Delta U_{max}$ , где  $\Delta U_{max}$  – максимально допустимая ширина интервала.

Слишком узкие интервалы  $\Delta U_f$  удаляют путем объединения с соседними интервалами. Критериями необходимости объединения интервалов являются неразличимость углового распределения двух соседних фракций или возникновение противоречивых ситуаций. Поскольку данные критерии вычисляются по результатам последующей обработки, построение модели струи производят в несколько итераций.



### 3.4.4 Сглаживание тормозных характеристик

Исходные тормозные характеристики  $I_{>U,k}(U)$ , особенно при больших углах  $\varphi$ , как правило, сильно зашумлены (см. рисунок 3.23) в связи с чем возникает необходимость их сглаживания.



Рисунок 3.23 – Типичная тормозная характеристика электростатического ЭА в периферийной зоне струи

Основная сложность решения этой задачи состоит в том, что применение стандартных методов сглаживания, например, кубических сплайнов, часто приводит к противоречивым ситуациям, когда производная  $\frac{d}{dU}I_{>U,k}(U)$  оказывается больше нуля. Большое влияние на качество сглаживания оказывает также выбор количества и положения узлов интерполяции. Если узлов недостаточно, точность аппроксимации оказывается низкой, а если слишком много – сплайн начинает описывать не только полезный сигнал, но и шумы.

Для решения названных проблем в рамках данной работы предлагается алгоритм, использующий кусочно-линейную аппроксимацию для выбора узлов интерполяции, и кубические сглаживающие сплайны для построения искомой аппроксимирующей функции.

Будем исходить из того, что значения  $I_{>U,k}(U)$  измерены с некоторой погрешностью  $\xi_I$ . На практике  $\xi_I$  определяется разрешающей способностью

измерительного прибора и уровнем шумов и может быть оценена по тормозным характеристикам при максимальных углах  $\varphi$ .

Обозначим через  $y = I_{>U,k}(U)$  и  $x = U$ . Результаты измерений  $y(x)$  имеют вид массива  $D\{x_i, y_i\}^N$ , где  $N$  – количество элементов массива. Найдем непрерывную кусочно-линейную функцию  $g_m(x)$ , аппроксимирующую  $y(x)$  и отвечающую критерию:

$$\Delta_{max} = \max |g_m(x) - y(x)| \leq \varepsilon_I, x = x_0, \dots, x_{N-1} \quad (3.34)$$

Ограничим также, количество узлов  $g_m(x)$  минимально необходимым и потребуем, чтобы  $g_m(x_i) \geq g_m(x_{i+1})$ .

Алгоритм построения  $g_m(x)$  в этом случае может быть реализован в виде последовательного рекурсивного деления отрезка  $[a, b]$  промежуточной точкой  $c = x_i$  из массива  $D$ , такой, что

$$c = \underset{x_i \in (a,b)}{\operatorname{argmax}} (|g_m(x_i) - y(x_i)|) \quad (3.35)$$

На первой итерации берем отрезок  $[x_0, x_{N-1}]$  и находим точку деления  $x_i$ . Затем делим левый  $[x_0, x_i]$  и правый  $[x_i, x_{N-1}]$  отрезки. На каждом отрезке проверяем выполнение условия  $g_m(x_i) \geq g_m(x_{i+1})$  и исключаем возможные противоречивые ситуации. Деление отрезка рекурсивно продолжается если, на нем не выполнено условие (3.34). Пример деления приведен на рисунке 3.24.

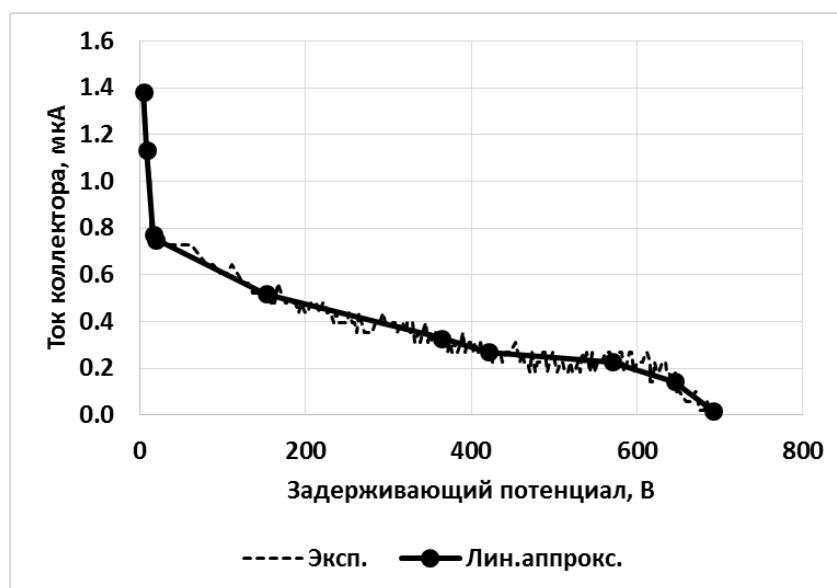


Рисунок 3.24 – Аппроксимация тормозной характеристики кусочно-линейной функцией (10 узлов)

Полученная функция  $g_m(x)$  отвечает требованию по точности аппроксимации  $\Delta_{max} \leq \varepsilon_I$  и непротиворечива  $\frac{d}{dx} g_m(x) \leq 0$ . Но наличие разрывов производной не позволяет применять ее для определения параметров модели. Кроме того, на характерных изгибах тормозной характеристики, особенно в районе энергии ускоренных ионов, точность такой аппроксимации оказывается недостаточно высокой.

В связи с этим на следующем этапе производим аппроксимацию  $y(x)$  кубическим сглаживающим сплайном  $S_3(x)$  [28], построенном на узловых точках функции  $g_m(x)$ . На границах отрезка принимаем, что  $S_3(0) = 0$  и  $S_3(U_{max}) = 0$ , где  $U_{max}$  – правая граница тормозной характеристики.

Чтобы исключить возможность возникновения точек с отрицательной производной (противоречивые ситуации) положение узлов интерполяции корректируется путем решения оптимизационной задачи:

$$\{x_{b,j}, y_{b,j}\}^L = \operatorname{argmin}(\Omega) \quad (3.36)$$

$$\Omega = \sum_i (S_m(x_i) - y_i(x_i)) \quad (3.37)$$

где  $\{x_{b,j}, y_{b,j}\}^L$  – массив узлов интерполяции.

Решение (3.36) находится методом покоординатного спуска путем последовательного варьирования положения узлов интерполяции. Положение промежуточных узлов варьируется в пределах положения соседних с ними узлов. На каждом шаге проверяют условие  $\frac{d}{dx} S_m(x) \leq 0$ , и если оно не выполняется, текущее положение узла игнорируется и осуществляется переход к следующему шагу. Поиск прекращается, когда значения  $\Omega$  стабилизируются. Результаты аппроксимации приведены на рисунке 3.25.

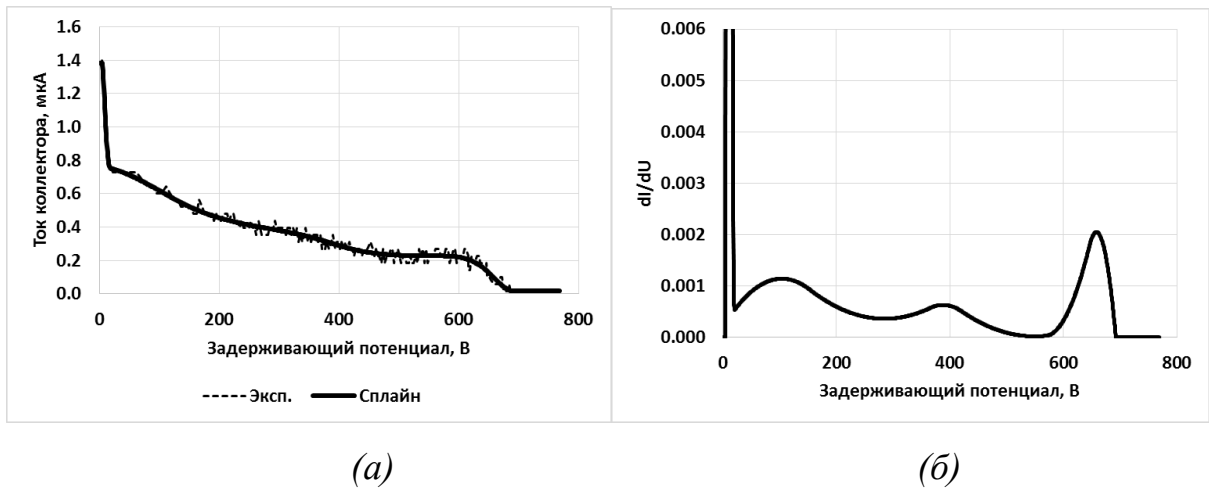


Рисунок 3.25 – Аппроксимация тормозной характеристики сглаживающим кубическим сплайном (а) и соответствующая ей функция распределения (б)

Однако рассмотренный выше алгоритм не является универсальным. На практике достаточно часто встречаются ситуации, требующие ручной подстройки параметров аппроксимации. Поэтому работы в этом направлении пока продолжают.

### 3.4.5 Аппроксимация угловых распределений

После сглаживания тормозных характеристик переходят к сглаживанию угловых распределений фракций  $j_f(\varphi)$ . Необходимость такого сглаживания обусловлена двумя причинами. Во-первых, количество тормозных характеристик обычно относительно невелико и для вычисления спектров при промежуточных значениях углов  $\varphi$  требуется использовать ту или иную интерполяцию. Во-вторых, если использовать тормозные характеристики «как есть», полученный набор угловых распределений фракций оказывается весьма неравномерным (рисунок 3.26).

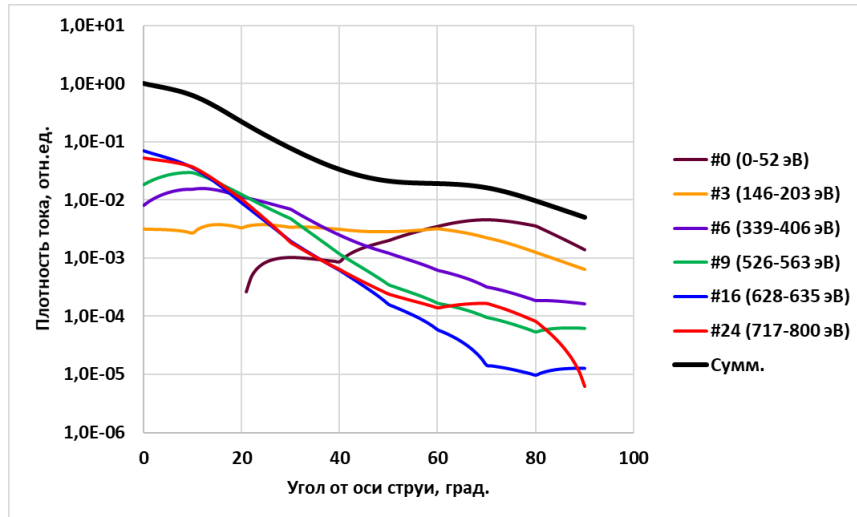


Рисунок 3.26 – Угловые распределения фракций без применения процедуры сглаживания

Вряд ли такая неравномерность связана с неравномерностью физических полей в двигателе. Более вероятной причиной представляется неточность и дискретность измерения энергетических спектров. Исходя из этого будем считать, что угловые распределения фракций являются гладкими функциями угла вылета ионов  $\varphi$ .

Введем функцию деления фракций по величине задерживающего потенциала  $U$ :

$$\gamma_f(\varphi) = \frac{I_{>U}(U_f, \varphi)}{I_{>U}(0, \varphi)}, f = 0, \dots, M. \quad (3.38)$$

Тогда, угловое распределение плотности тока ионов каждой фракции можно представить в виде:

$$j_f(\varphi) = j(\varphi) \cdot \eta_f(\varphi) \quad (3.39)$$

где  $\eta_f(\varphi) = \gamma_f(\varphi) - \gamma_{f+1}(\varphi)$  – весовые функции фракций, характеризующие содержание ионов  $f$ -ой фракции в потоке.

Заметим, что  $\gamma_0(\varphi) = 1$ ,  $\gamma_M(\varphi) = 0$ ,  $0 \leq \eta_f(\varphi) \leq 1$ , причем для всей совокупности  $\eta_f(\varphi)$  выполняется условие:

$$\sum \eta_f(\varphi) = 1 \quad (3.40)$$

Если процедуру сглаживания применить к  $\eta_f(\varphi)$ , условие (3.40) может нарушаться. Поэтому процедуру сглаживания будем применять к функциям  $\gamma_f(\varphi)$ . Для исключения противоречивых ситуаций (когда  $\eta_f(\varphi) < 0$  или  $\eta_f(\varphi) > 1$ ) потребуем совпадения значений сплайна и функции  $\gamma_f(\varphi)$  на краях диапазона значений углов  $\varphi$ .

В качестве примера на рисунке 3.27 приведены исходные значения  $\gamma_f(\varphi)$ , полученные по данным [16], и результат их аппроксимации сглаживающими сплайнами [34]. На рисунке 3.28 представлены угловые распределения фракций, полученные по сглаженным  $\gamma_f(\varphi)$ .

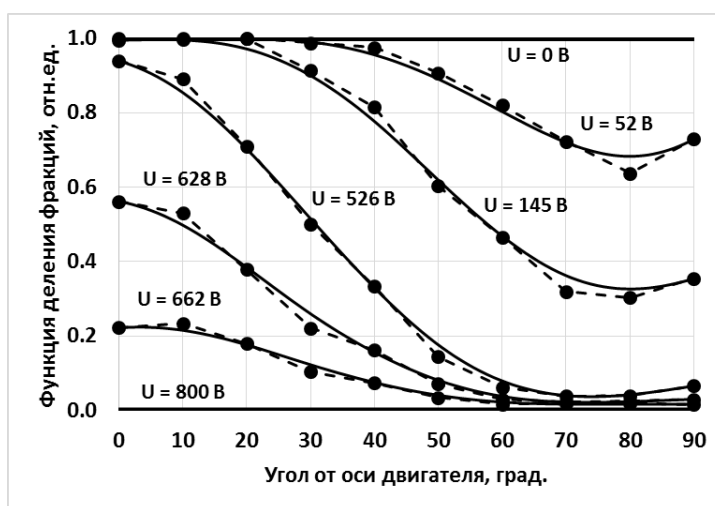


Рисунок 3.27 – Исходные (маркеры и пунктир) и сглаженные (сплошные линии) значения функции деления фракций

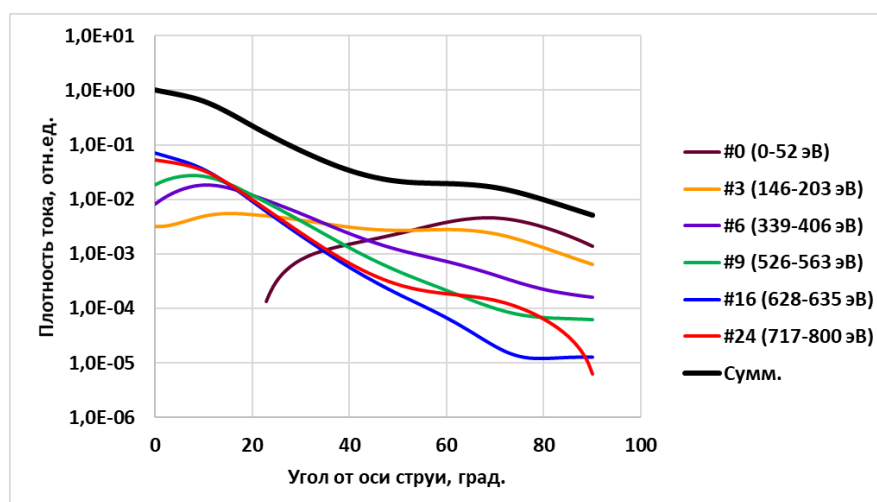


Рисунок 3.28 – Угловые распределения фракций после применения процедуры сглаживания

Поскольку при сглаживании соотношение плотности тока фракций изменяется, энергетические спектры ионов, восстановленные по параметрам фракций, будут отличаться от исходных спектров. Для иллюстрации этого эффекта на рисунке 3.29 приведены исходные тормозные характеристики и тормозные характеристики, построенные по параметрам фракций.

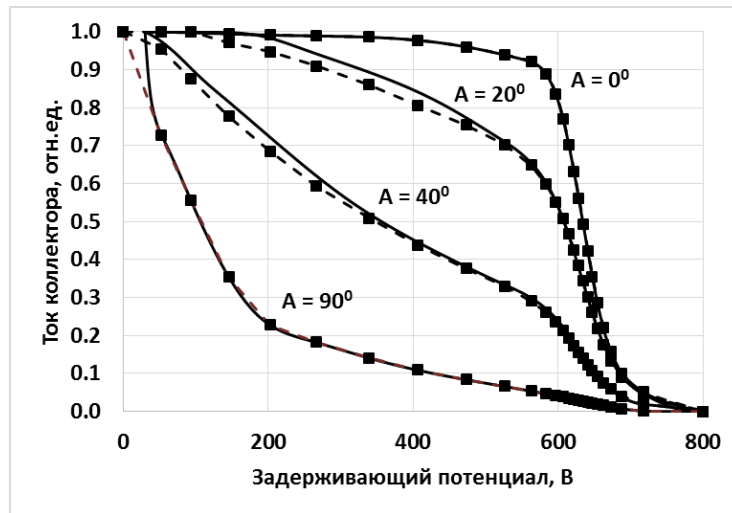


Рисунок 3.29 – Тормозные характеристики до (маркеры и пунктир) и после (сплошные линии) применения процедуры сглаживания

Таким образом, сглаживание угловых распределений фракций приводит к некоторому искажению энергетических спектров ионов. Хотя сказать, какие из этих спектров ближе к истинным пока довольно трудно.

### 3.5 Калибровка модели струи по интегральным параметрам двигателя

При построении модели струи по тормозным характеристикам могут возникать значительные расхождения между интегральными параметрами струи и двигателя [62]. Основными причинами этих расхождений являются:

1. неточность определения  $S_{eff}$ ;
2. неточность определения зарядового состава струи  $\{\mu_i\}^L$ ;
3. рассеяние частиц струи, приводящее к изменению плотности тока и искажению функции распределения ионов струи;

4. наличие процессов перезарядки, в результате которых часть ускоренных ионов струи теряет заряд и не может быть зарегистрирована ЭА;

5. наличие большого количества ионов перезарядки, образующихся при взаимодействии ускоренных ионов с частицами остаточной атмосферы вакуумной камеры, которые не являются частицами струи и вносят искажения в результаты измерений;

6. погрешности измерений тормозных характеристик и их большая зашумленность (особенно, в периферийной зоне струи);

7. погрешности обработки тормозных и угловых характеристик.

Снизить погрешность измерений можно 1) путем калибровки ЭА; 2) использованием данных о зарядовом составе струи, полученных с помощью времяпролетных ЭА, позволяющих разделить частицы струи по их заряду; 3) исключением из спектров ионов перезарядки за счет отсечки ионов с энергиями менее 30-40 эВ; 4) учетом ослабления потока ионов из-за их перезарядки на частицах остаточной атмосферы вакуумной камеры. Однако на практике, полностью исключить влияние перечисленных выше факторов практически невозможно. В связи с этим, чтобы свести к минимуму возникающие из-за них ошибки, производится калибровка модели струи по интегральным параметрам двигателя [64].

Исследования в этом направлении ведутся уже давно. Например, в работе [59], был проведен детальный анализ влияния параметров вакуумной установки и условий эксперимента на результаты измерений параметров струи. Помимо анализа динамики распространения ионов струи в вакуумной камере, были рассмотрены некоторые основные способы коррекции модели струи. Однако до сих пор остается открытым вопрос о степени соответствия результатов измерений параметров струи, выполненных в условиях вакуумной камеры, с фактическими параметрами струи, реализуемыми в космосе.

Далее рассмотрено три возможных способа калибровки модели струи – по разрядному току, по расходу и по тяге двигателя, а также метод



комплексной калибровки, путем определения коэффициентов эффективности двигателя. Все эти методы применяются при обработке результатов измерений и позволяют повысить точность расчетов.

### 3.5.1 Калибровка по разрядному току

Разрядный ток, это один из тех параметров, который измеряется с наибольшей точностью. Однако в силу физических процессов, протекающих в двигателе, только часть разрядного тока преобразуется в ионный ток струи [65]:

$$I_i = \eta_I \cdot I_d \quad (3.41)$$

где  $I_d$  – разрядный ток;  $I_i$  – полный ионный ток струи;  $\eta_I$  – коэффициент использования тока разряда [66].

Величина  $(1 - \eta_I)$  это та доля электронов, которая неэффективно расходуется в результате процессов шумовой и пристеночной проводимости, осуществляющей перенос электронов поперек магнитного поля и приводящие к увеличению тока разряда. При условии оптимальности параметров двигателя коэффициент  $\eta_I$  достаточно консервативен и изменяется в пределах 0,75-0,95 в зависимости от типоразмера и режима работы двигателя.

С другой стороны, полный ионный ток струи

$$I_i = 2\pi R^2 \int_{\varphi} j(\varphi) \sin(\varphi) d\varphi \quad (3.42)$$

Поскольку  $I_i$  не зависит от зарядового состава струи, он может быть приближенно вычислен по формуле:

$$I_i = 2\pi R^2 \sum_{f=0}^{f=M-1} \sum_{j=0}^{j=N-2} j_{f,j} \cdot S_f(\bar{\varphi}_j) \sin(\bar{\varphi}_j) \Delta\varphi_j \quad (3.43)$$

где  $j_{f,j} = \frac{j_f(\varphi_j) + j_f(\varphi_{j+1})}{2}$  – средняя плотность ионного тока;  $\bar{\varphi}_j = \varphi_j + \frac{\Delta\varphi_j}{2}$  – средний угол;  $\Delta\varphi_j = \varphi_{j+1} - \varphi_j$  – ширина интервала  $(j, j+1)$  по углу отклонения  $\varphi$ .

Из (3.43) следует, что основным источником погрешности определения  $I_i$  является величина эффективной площади зонда  $F_{эфф}$ , которая зависит от

множества геометрических и физических параметров, а также ослабление плотности потока ускоренных ионов за счет процессов перезарядки. Для учета этих факторов вводится поправочный коэффициент  $K_I$ , который связывает измеренное значение плотности тока  $j(\varphi)$  и его фактическое значение  $j_*(\varphi)$ :

$$j_*(\varphi) = K_I \cdot j(\varphi) \quad (3.44)$$

Тогда, задавшись величиной  $\eta_I$ , значение коэффициента  $K_I$  можно оценить по формуле

$$K_I = \frac{\eta_I I_d}{I_i} \quad (3.45)$$

где  $I_i$  – полный ионный ток струи, рассчитанный по формуле (3.43).

### 3.5.2 Калибровка по массовому расходу

Суммарный массовый расход рабочего тела  $\dot{m}_\Sigma$  складывается из расхода через анод  $\dot{m}_a$  и расхода через катод  $\dot{m}_c$ :

$$\dot{m}_\Sigma = \dot{m}_a + \dot{m}_c \quad (3.46)$$

Катодная часть расхода обычно составляет 10 % анодного расхода и практически не участвует в создании ионного тока и тяги. Ионизируется и ускоряется только анодная часть расхода. Причем, поскольку ионизация является не полной, только часть частиц рабочего тела, проходящего через анод, участвует в формировании струи. Таким образом, расход ионизированных частиц струи может быть рассчитан по формуле:

$$\dot{m}_i = \gamma \cdot \dot{m}_a \quad (3.47)$$

где  $\gamma$  – коэффициент ионизации рабочего тела ( $\gamma=0,85-0,95$ ).

С другой стороны, массовый расход ионизированных частиц

$$\dot{m}_i = 2\pi R^2 \int_{\varphi} m \cdot (nv) \cdot \sin(\varphi) d\varphi \quad (3.48)$$

Тогда, с учетом (1.8) и (1.12), для массового расхода ионов можно записать:

$$\dot{m}_i = 2\pi R^2 \sum_{f=0}^{f=M-1} \sum_{j=0}^{j=N-2} \left[ m \cdot j_{f,j} \cdot S_f(\bar{\varphi}_j) \sum_{i=1}^{i=L} \frac{\mu_i}{q_i} \right] \sin(\bar{\varphi}_j) \Delta\varphi_j \quad (3.49)$$

Введем поправочный коэффициент, учитывающий наличие в струе многозарядных ионов:

$$\mu_* = \sum_{i=1}^{i=L} \frac{\mu_i}{i} \quad (3.50)$$

Тогда для расхода можно записать:

$$\dot{m}_i = 2\pi R^2 \frac{m}{e} \mu_* \sum_{f=0}^{f=M-1} \sum_{j=0}^{j=N-2} j_{f,j} \cdot S_f(\bar{\varphi}_j) \sin(\bar{\varphi}_j) \Delta\varphi_j \quad (3.51)$$

или, с учетом (3.43)

$$\dot{m}_i = \frac{m}{e} \mu_* I_i \quad (3.52)$$

Таким образом, связь между расходом ионов и полным ионным током струи задается зарядовым составом струи, который выражается коэффициентом  $\mu_*$ .

Задавшись значением коэффициента  $\gamma$  и приравнявая (3.47) и (3.52), для  $\mu_*$  получим:

$$\mu_* = \frac{\gamma \cdot \dot{m}_a}{I_i} \frac{e}{m} \quad (3.53)$$

где в качестве  $I_i$  может использоваться скорректированное значение полного ионного тока струи, вычисленное по (3.43).

Теперь, зная  $\mu_*$ , можно определить зарядовый состав струи. Следует отметить, что при содержании в струе 10 % двухзарядных ионов  $\mu_* = 0,95$ , т.е. несоответствие между расходом и током, обусловленное наличием двухзарядных ионов, составляет около 5 %.

### 3.5.3 Калибровка по тяге

Калибровка по тяге предполагает, что измеренное значение тяги двигателя равно осевому импульсу струи, который определяется соотношением:

$$P = 2\pi R^2 \int_{\varphi} (nv)(mv) \cos(\varphi) \sin(\varphi) d\varphi \quad (3.54)$$

С использованием (1.5), (1.8) соотношение (3.54) может быть записано в виде:

$$P = 2\pi R^2 \sum_{f=0}^{f=M-1} \sum_{j=0}^{j=N-2} \left[ m \cdot j_{f,j} \cdot S_f(\bar{\varphi}_j) \sum_{i=1}^{i=L} \frac{\mu_i}{q_i} v_{f,i} \right] \cos(\bar{\varphi}_j) \sin(\bar{\varphi}_j) \Delta\varphi_j \quad (3.55)$$

В простейшем случае для калибровки по тяге в формулу (3.55) вводится поправочный множитель

$$K_P = \frac{P_{\text{эксн}}}{P_{\text{мод}}} \quad (3.56)$$

где  $P_{\text{эксн}}$  и  $P_{\text{мод}}$  – измеренное и модельное значение тяги, которое позволяет получить полное соответствие по тяге. Однако по ионному току и расходу ионов совпадение будет нарушено.

В [64] было показано, что оценки худшего случая реализуются при калибровке модели струи по тяге. Это связано с тем, что из-за рассеяния ускоренных ионов в ближней зоне струи и на частицах остаточного газа вакуумной камеры осевой импульс струи уменьшается. Если данных по тяге нет, можно применять калибровку по току или расходу. Но в виду неточности коэффициентов  $\eta_l$ ,  $\eta_m$  и эффектов рассеяния точность калибровки снизится.

### 3.6 Оценка параметров модели струи высокоимпульсного СПД по результатам измерений

По рассмотренной выше методике были проведены оценки параметров модели струи для всех серий измерений, реализованных в АО «ИСС» и ИЦК.

Исходными данными для оценок являлись тормозные характеристики ЭА, измеренные при различных условиях. Для обработки были использованы данные 17 серий измерений, проведенных при различных расстояниях зондов от двигателя, различном давлении в камере и на двух разных установках. Для каждой серии применяли одинаковую методику обработки и получали отдельную модель струи с индивидуальным набором параметров.

При построении моделей струи использовалась отсечка ионов перезарядки по уровню 30 эВ. Для возможности последующего сравнения для всех моделей использовалось одинаковое разделение на фракции, приведенное на рисунке 3.30.

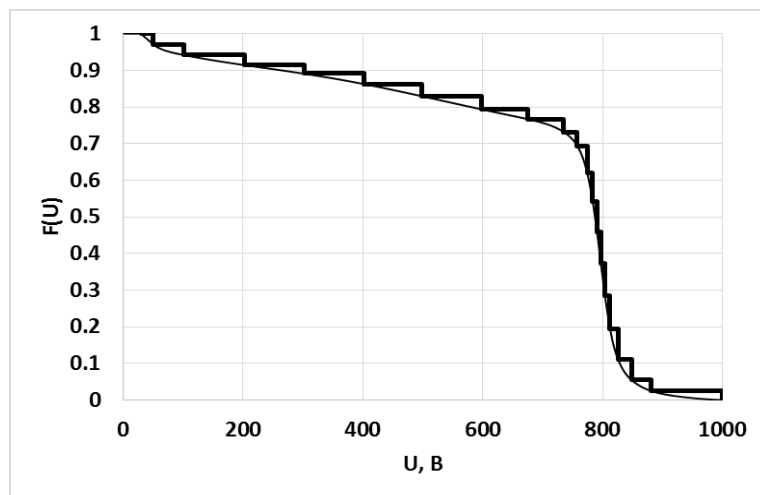


Рисунок 3.30 – Деление ионов струи высокоимпульсного СПД на фракции

Соответствующие этому разбиению параметры энергетических фракций ионов струи приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 – Параметры энергетических фракций ионов струи высокоимпульсного СПД

| №  | $U_1, В$ | $U_2, В$ | $U_{mid}, В$ | $V_i, км/с$ |
|----|----------|----------|--------------|-------------|
| 0  | 30,0     | 49,7     | 39,9         | 7,6         |
| 1  | 49,7     | 101,4    | 75,6         | 10,5        |
| 2  | 101,4    | 201,8    | 151,6        | 14,9        |
| 3  | 201,8    | 302,1    | 251,9        | 19,2        |
| 4  | 302,1    | 402,0    | 352,1        | 22,7        |
| 5  | 402,0    | 498,7    | 450,4        | 25,6        |
| 6  | 498,7    | 597,5    | 548,1        | 28,3        |
| 7  | 597,5    | 675,8    | 636,6        | 30,5        |
| 8  | 675,8    | 735,5    | 705,6        | 32,1        |
| 9  | 735,5    | 757,9    | 746,7        | 33,0        |
| 10 | 757,9    | 774,5    | 766,2        | 33,4        |
| 11 | 774,5    | 783,6    | 779,1        | 33,7        |
| 12 | 783,6    | 790,7    | 787,2        | 33,9        |
| 13 | 790,7    | 797,2    | 794,0        | 34,0        |
| 14 | 797,2    | 804,1    | 800,7        | 34,2        |
| 15 | 804,1    | 812,6    | 808,4        | 34,3        |

| №  | $U_1, \text{В}$ | $U_2, \text{В}$ | $U_{mid}, \text{В}$ | $V_i, \text{км/с}$ |
|----|-----------------|-----------------|---------------------|--------------------|
| 16 | 812,6           | 826,0           | 819,3               | 34,6               |
| 17 | 826,0           | 848,8           | 837,4               | 35,0               |
| 18 | 848,8           | 880,4           | 864,6               | 35,5               |
| 19 | 880,4           | 1000,0          | 940,2               | 37,0               |

Перечень полученных таким образом моделей и их основных параметров приведен в таблице 3.3.

В этой же таблице приведены параметры модели вакуумной струи, полученные путем экстраполяции на  $P=0$  данных, полученных при различных значениях давления. Подробное описание процедуры экстраполяции будет приведено в Главе 5.

Модели, построенные по данным ИЦК, калибровали по фактической (измеренной) тяге двигателя. Модели, построенные по данным АО «ИСС», калибровали по паспортному значению тяги  $R = 95 \text{ мН}$ .

Отметим, что в таблице 3.3 приведены удельные доли только  $\alpha$ - и  $\gamma$ -ионов, поскольку  $\beta$ -ионы были исключены путем отсечки по уровню 30 эВ.

Однако надо учитывать, что данное деление является весьма условным и чувствительно к уровню отсечки. Фракция 30-49,7 эВ все еще чувствительна к давлению в камере, поэтому ее можно отнести как к ионам перезарядки, так и к ионам промежуточных энергий.

Таблица 3.3 – Перечень моделей струи, построенных по результатам экспериментов в АО «ИСС» и ИЦК

| № п.п. | Стенд | $P_c$                | $\varphi_{95\%}$ | $E_i$ | $j_0$              | $R_i$  | $m_i$ | $m_a$ | $I_i$ | $r_s$ | Содержание струе |          |
|--------|-------|----------------------|------------------|-------|--------------------|--------|-------|-------|-------|-------|------------------|----------|
|        |       |                      |                  |       |                    |        |       |       |       |       | $\alpha$         | $\gamma$ |
|        |       | торр.                | градус           | эВ    | мА/см <sup>2</sup> | мН     | мг/с  | мг/с  | А     | м     | %                | %        |
| 1      | ИЦК   | $2,78 \cdot 10^{-5}$ | 61               | 679   | 1,22               | 95,4   | 3,32  | 3,49  | 2,44  | 1,5   | 72,4             | 27,6     |
| 2      | ИЦК   | $5,25 \cdot 10^{-5}$ | 54               | 675   | 1,72               | 95,0   | 3,29  | 3,46  | 2,42  | 1,5   | 71,8             | 28,2     |
| 3      | ИЦК   | $8,25 \cdot 10^{-5}$ | 49               | 674   | 2,38               | 94,7   | 3,26  | 3,44  | 2,39  | 1,5   | 71,0             | 29,0     |
| 4      | ИЦК   | $1,13 \cdot 10^{-4}$ | 47               | 669   | 2,93               | 93,9   | 3,24  | 3,39  | 2,38  | 1,5   | 69,8             | 30,2     |
| 5      | ИЦК   | $2,85 \cdot 10^{-5}$ | 60               | 690   | 1,46               | 95,33  | 3,27  | 3,49  | 2,40  | 1,0   | 74,9             | 25,1     |
| 6      | ИЦК   | $5,25 \cdot 10^{-5}$ | 51               | 698   | 1,97               | 95,07  | 3,20  | 3,46  | 2,36  | 1,0   | 75,8             | 24,2     |
| 7      | ИЦК   | $8,25 \cdot 10^{-5}$ | 43               | 697   | 2,72               | 94,95  | 3,17  | 3,44  | 2,33  | 1,0   | 74,8             | 25,2     |
| 8      | ИЦК   | $1,13 \cdot 10^{-4}$ | 42               | 695   | 3,27               | 93,97  | 3,14  | 3,38  | 2,31  | 1,0   | 75,4             | 24,6     |
| 9      | ИЦК   | $2,63 \cdot 10^{-5}$ | 56               | 695   | 1,73               | 95,3   | 3,24  | 3,49  | 2,38  | 0,8   | 76,8             | 23,2     |
| 10     | ИЦК   | $5,25 \cdot 10^{-5}$ | 49               | 700   | 2,01               | 94,9   | 3,18  | 3,46  | 2,34  | 0,8   | 78,5             | 21,5     |
| 11     | ИЦК   | $8,25 \cdot 10^{-5}$ | 42               | 702   | 2,48               | 94,9   | 3,15  | 3,44  | 2,32  | 0,8   | 78,2             | 21,8     |
| 12     | ИЦК   | $2,40 \cdot 10^{-5}$ | 49               | 697   | 1,44               | 95,35  | 3,19  | 3,48  | 2,35  | 0,6   | 77,5             | 22,5     |
| 13     | ИЦК   | $5,25 \cdot 10^{-5}$ | 43               | 703   | 1,67               | 95,15  | 3,14  | 3,44  | 2,31  | 0,6   | 79,5             | 20,5     |
| 14     | ИЦК   | $8,25 \cdot 10^{-5}$ | 38               | 699   | 2,01               | 94,98  | 3,13  | 3,43  | 2,30  | 0,6   | 79,2             | 20,8     |
| 15     | ИСС   | $4,10 \cdot 10^{-5}$ | 75               | 636   | 1,52               | (95,0) | 3,57  | (3,4) | 2,62  | 1,5   | 65,0             | 35,0     |
| 16     | ИСС   | $5,75 \cdot 10^{-5}$ | 73               | 642   | 1,93               | (95,0) | 3,54  | (3,4) | 2,60  | 1,5   | 66,2             | 33,8     |
| 17     | ИСС   | $7,50 \cdot 10^{-5}$ | 71               | 645   | 2,43               | (95,0) | 3,49  | (3,4) | 2,56  | 1,5   | 66,7             | 33,3     |
| 18     | -     | 0                    | 70               | 676   | 0,64               | (95,0) | 3,35  |       | 2,46  | 1,5   | 71,9             | 28,1     |
| 19     | -     | 0                    | 73               | 675   | 0,71               | (95,0) | 3,36  |       | 2,47  | 1,0   | 73,9             | 26,1     |
| 20     | -     | 0                    | 63               | 687   | 1,54               | (95,0) | 3,27  |       | 2,41  | 0,8   | 76,2             | 23,8     |

Обозначения:  $P_c$  – давление в вакуумной камере (по воздуху);  $r_s$  – расстояние на котором установлен зонд-энергоанализатор;  $j_0$  – плотность тока на оси струи на расстоянии 1 м от двигателя;  $R_i$  – осевой импульс струи;  $m_i$  – поток массы ионов струи;  $I_i$  – полный ионный ток струи;  $m_a$  – анодный расход;  $E_i$  – средняя энергия ионов струи; (..) – паспортное значение параметра.

#### **Глава 4. Анализ влияния давления в вакуумной камере на параметры струи стационарного плазменного двигателя**

Исходными данными для анализа являлись модели струй, построенные по результатам измерений, полученным на стендах ИЦК и АО «ИСС» и приведенные в таблице 3.3 Главы 3. Измерения в ИЦК проводились при различном давлении в вакуумной камере (от 1,1 до 4,3 мПа) и на различном расстоянии от двигателя (0,6, 0,8, 1 и 1,5 м). Измерения в АО «ИСС» – при фиксированном расстоянии от двигателя (1,5 м) и при различных значениях давления в вакуумной камере. Основными отличиями экспериментов в ИЦК и АО «ИСС» являлись: объем вакуумной камеры, система питания – управления (СПУ) двигателем (лабораторная и штатная), конструкция ЭА. Давление в камере регулировали путем выключения одного или двух насосов, снижая, тем самым суммарную производительность насосов (в ИЦК давление меняли путем натекания в вакуумную камеру ксенона при постоянной скорости откачки). Диапазон изменения давления составил при этом от 1,95 до 3,6 мПа.

Все данные, необходимые для анализа, из-за чередующихся ссылок приведены в конце текста данной главы на рисунках 4.1-4.19. Угловые зависимости плотности тока приведены к расстоянию 1 м от двигателя.

При анализе рассматриваются три возможные причины изменения параметров струи в зависимости от давления в вакуумной камере, а именно:

- 1) взаимодействие частиц струи с остаточным газом вакуумной камеры в дальней зоне струи (условно – «столкновения»);
- 2) впрыск частиц рабочего тела из вакуумной камеры в область горения разряда (условно – «впрыск») и
- 3) перестройка зон ионизации и ускорения в ускорительном канале двигателя (изменения формы электростатической «линзы»), обусловленное влиянием давления остаточного газа вакуумной камеры (условно – «линза»). На параметры струи могут влиять как один из этих факторов, так и все факторы одновременно.



#### 4.1 Влияние давления в вакуумной камере на угловые и энергетические характеристики струи

Из анализа данных, представленных на рисунках 4.1-4.4, следует, что в интервале углов отклонения от 10 до 60° влияние давления на угловые характеристики струи  $j(\varphi)$  незначительно. В то же время, на оси струи (в диапазоне углов  $\varphi = 0-10^\circ$ ) и в периферийной зоне (при  $\varphi >60^\circ$ ) изменения существенны. С ростом давления плотность тока на оси струи увеличивается в 3-4 раза (см. также рисунок 4.13), а в периферийной зоне струи – уменьшается в 5-10 раз.

Можно утверждать, что изменение плотности тока на оси струи  $j_0$  обусловлено, в основном, изменением плотности тока  $\alpha$ -ионов. Это следует из того, что содержание  $\gamma$ -ионов на оси струи не превышает 3-5 % (см. рисунки 4.1-4.4, 4.18, 4.19). В то же время, зависимости  $j_0$  от расстояния от двигателя не наблюдается (см. рисунок 4.5б). Следовательно, изменения  $j_0$  обусловлены, в основном, изменениями в зоне ионизации-ускорения.

Поскольку эти изменения затрагивают только небольшую область струи от 0 до 10°, можно предположить, что изменения происходят на краях электростатической «линзы», а ее центральную часть не затрагивают.

На это указывают также изменения формы линий равной плотности тока, приведенные на рисунке 4.9. Форма изолиний с плотностью тока менее  $2 \times 10^{-1}$  мА/см<sup>2</sup> практически не меняется, в то время как форма изолиний с плотностью тока больше указанного значения, локализованных вблизи оси струи, изменяется значительно.

Таким образом, из сказанного следует, что с увеличением давления происходит изменение формы электростатической «линзы» в краевой части, ответственной за формирование приосевой области струи. Геометрия потока  $\alpha$ -ионов в приосевой области струи сильно меняется, плотность тока  $\alpha$ -ионов на оси струи увеличивается в 3-5 раз.

Влияние «впрыска» частиц фонового газа на изменения  $j_0$  можно исключить, поскольку, согласно проведенным ранее оценкам, доля инжектированного из вакуумной камеры газа не превышает 1-2 % массового расхода двигателя. В то же время величина  $j_0$  изменяется в несколько раз.

Влияние «столкновений» так же маловероятно исходя из того, что изменения  $j_0$  не зависят от расстояния от двигателя.

Изменения плотности ионного тока в периферийной зоне струи, наоборот, обусловлены, в основном, изменением плотности тока  $\gamma$ -ионов.

Во-первых, из рисунков 4.1-4.4 и 4.6, 4.7 видно, что  $\alpha$ -ионы распространяются до некоторого предельного угла  $\varphi_\alpha^{max} = 70-80^\circ$ . При  $\varphi > \varphi_\alpha^{max}$   $\alpha$ -ионы не регистрируются, что связано с экранированием потока стенками разрядного канала. Определить точное значение угла  $\varphi_\alpha^{max}$  по имеющимся данным не представляется возможным, поскольку при измерении угловых характеристик ЭА перемещался с шагом  $10^\circ$ . Однако из рисунков 4.1б-4.4б и 4.5б можно заметить, что на расстоянии 0,6-1 м  $\alpha$ -ионы фиксируются только до углов  $70^\circ$ . И только на расстоянии 1,5 м – при  $\varphi = 80^\circ$ . В экспериментах в АО «ИСС» (см. рисунок 4.11б) были получены еще меньшие значения  $\varphi_\alpha^{max} \approx 60-70^\circ$ . Поскольку на большом расстоянии  $\alpha$ -ионы могут попадать в периферийную зону в результате процессов упругого рассеяния или амбиполярной диффузии (за счет неконичности струи) можно утверждать, что у испытуемого двигателя  $\varphi_\alpha^{max} \approx 70^\circ$ .

Отметим, что уменьшение  $\varphi_\alpha^{max}$  с ростом давления в камере (см. рисунок 4.1б) может быть связано с тем, что зона генерации  $\alpha$ -ионов смещается вглубь разрядной камеры. Такой же вывод был сделан в работе [9] по результатам численных исследований.

Во-вторых, начиная с углов  $\varphi > 30-40^\circ$  доля  $\alpha$ -ионов в струе становится меньше доли  $\gamma$ -ионов, а на периферии ( $\varphi > 50-60^\circ$ ) преобладают исключительно  $\gamma$ -ионы (см. рисунки 4.6, 4.7).

Исходя из этого следует, что только изменение плотности тока  $\gamma$ -ионов является причиной изменений суммарной плотности тока в периферийной зоне струи. Влияние  $\alpha$ -ионов в этой области не существенно (см. также рисунки 4.1-4.4).

При изменении давления в камере содержание  $\gamma$ -ионов в струе меняется незначительно. Согласно рисункам 4.12а, 4.15 эти изменения не превышают 2-3 %, что согласуется с оценками потоков ионов упругого рассеяния. При этом, однако, форма струи (по  $\gamma$ -ионам) заметно меняется (см. рисунок 4.10). Особенно сильно меняют свою форму линии равной плотности тока  $\gamma$ -ионов в периферийной области. При малом давлении в области углов  $\varphi > 50-60^\circ$  видны характерные «уши», которые постепенно исчезают по мере увеличения давления. Плотность тока  $\gamma$ -ионов уменьшается на 1-2 порядка величины. Не менее сильные изменения формы струи наблюдаются и в приосевых областях струи. Здесь с ростом давления плотность тока  $\gamma$ -ионов увеличивается в 5-10 раз (см. рисунки 4.1-4.4.). В диапазоне углов  $\varphi > 20-50^\circ$  изменения незначительны.

С другой стороны, из рисунков 4.15, 4.12б, 4.16 следует, что по мере удаления от двигателя содержание  $\gamma$ -ионов в струе заметно (на 5-7 %) увеличивается. Судя по интегральной тормозной характеристике, приведенной на рисунке 4.12б, это относится к ионам в диапазоне энергий от 30 до 700 эВ. Эти изменения не могут быть обусловлены столкновениями частиц струи с частицами остаточного газа вакуумной камеры, поскольку если бы это было так, чувствительность полного тока  $\gamma$ -ионов к давлению в камере была бы существенно выше. В то же время, изменения полного тока  $\gamma$ -ионов во всем диапазоне давлений не превышают 2 %. Следовательно, столкновительный механизм генерации  $\gamma$ -ионов может быть исключен.

Уменьшение тока  $\gamma$ -ионов по мере приближения к двигателю можно объяснить тем, что потоки  $\alpha$ -ионов и  $\gamma$ -ионов направлены по-разному. Потоки  $\alpha$ -ионов выходят из наиболее глубоких слоев области ионизации и на выходе из ускорительного канала имеют уже почти предельную скорость. Генерация

же  $\gamma$ -ионов происходит ниже по потоку, следовательно, векторы их скорости будут направлены не так, как векторы скорости  $\alpha$ -ионов. Особенно сильные отличия будут именно на краях потока, где силовые линии электрического поля направлены, преимущественно, в радиальных направлениях. Если допустить, что  $\alpha$ -ионы распространяются по конусу, а  $\gamma$ -ионы – в радиальном направлении, то зонды, установленные на одном и том же угле  $\varphi$ , но на разных расстояниях от двигателя  $r$ , будут фиксировать разные значения потоков  $\alpha$ - и  $\gamma$ -ионов. В какой-то мере эту гипотезу подтверждают диаграммы линий равной плотности тока  $\gamma$ -ионов на разном расстоянии от двигателя, приведенные на рисунке 4.19. Если бы струя была строго конической, то изменения формы изолиний в периферийной зоне не происходило бы. Однако, как видно из этого рисунка, по мере приближения к двигателю форма изолиний заметно меняется.

Таким образом, можно утверждать, что генерация  $\gamma$ -ионов происходит существенно ниже по потоку, чем  $\alpha$ -ионов, а траектории  $\gamma$ -ионов не совпадают с траекториями  $\alpha$ -ионов.

Влияние давления в вакуумной камере на интегральное содержание  $\gamma$ -ионов в струе относительно невелико (в пределах 1-2 %) и обусловлено, в основном, столкновениями частиц струи с частицами остаточного газа.

В то же время форма потока  $\gamma$ -ионов очень сильно меняется в зависимости от давления в камере. В приосевых областях струи плотность тока  $\gamma$ -ионов увеличивается в 5-10 раз, а в периферийных уменьшается в 10-100 раз. Столь сильные изменения при постоянстве интегрального потока можно объяснить перераспределением потоков  $\gamma$ -ионов, обусловленных изменениями формы электрического поля в зоне ускорения и в ближней зоне струи. Постоянство потока  $\gamma$ -ионов объясняется при этом тем, что их генерация происходит в ядре потока  $\alpha$ -ионов, который достаточно стабилен и слабо меняется при изменении внешнего давления.

## 4.2 Влияние давления в вакуумной камере на интегральные параметры струи

Анализ влияния давления на интегральные характеристики струи начнем с рассмотрения рисунков 4.18а, 4.18б, на которых приведены зависимости анодного расхода и осевого импульса струи от давления в камере. Наблюдаемое уменьшение анодного расхода при увеличении давления (рисунок 4.18а) происходит (по мнению специалистов ИЦК [44]) в результате увеличения проводимости (тока электронов тока на анод) в разрядном промежутке, которое компенсируется системой регулирования (при стабилизированном токе разряда) уменьшением расхода через анод. Как следствие происходит уменьшение фиксируемой тяги двигателя (рисунок 4.18б).

Поскольку модели струи калибруются по измеренной тяге двигателя, уменьшение тяги приводит к уменьшению осевого импульса струи (рисунок 4.1б), которое достигается путем уменьшения полного ионного тока струи (рисунок 4.17) и потока массы ионов (рисунок 4.18в).

Отметим, что на рисунке 4.18а видно, что значения анодного расхода в экспериментальных точках, соответствующих расстоянию  $r=0,6$  м от двигателя, выпадают из общей массы точек. Причиной этого может быть неточность измерений угловых характеристик и плотности тока на оси струи, обусловленная чрезмерно большой плотностью тока. Поэтому данные, полученные на расстоянии  $r = 0,6$  м нельзя считать достоверными.

Относительно небольшой разброс значений осевого импульса для различных значений  $r$  (рисунок 4.18б) связан с тем, что параметры струи калибруются по измеренной тяге двигателя. А вот на рисунке 4.18в наблюдаются значительные изменения потока массы в зависимости от  $r$ . Этот эффект связан с тем, что по мере удаления от двигателя форма струи и ее энергетический спектр меняются.

Из рисунка 4.14 видно, что при увеличении давления в вакуумной камере происходит заметное (на 10-15°) уменьшение угла расходимости

струи. Причем эта тенденция сохраняется на различном расстоянии от двигателя.

Из рисунков 4.1-4.4 следует, что изменение угла расходимости происходит в результате изменения профиля  $j_i(\varphi)$  быстрых ионов и ионов промежуточных энергий. На оси струи (при  $\varphi < 20^\circ$ ) по мере увеличения давления плотность тока значительно увеличивается, а в периферийной области (при  $\varphi > 60^\circ$ ) – уменьшается. В диапазоне углов  $\varphi = 20-60^\circ$  изменения плотности тока незначительны.

Поскольку угол расходимости не зависит от абсолютных величин плотности ионного тока  $j_i(\varphi)$ , а определяется исключительно характером изменения  $j_i(\varphi)$  и энергетическим распределением ионов струи, влияние изменения величины расхода на угол расходимости струи можно исключить.

Поскольку столкновения частиц струи с частицами остаточного газа вакуумной камеры могут приводить только к уширению струи, единственной причиной уменьшения угла расходимости с ростом давления является перестройка зоны ускорения-ионизации и изменение формы электростатической «линзы». Учитывая, что наибольшие изменения плотности тока происходят в приосевой и в периферийной зонах струи можно сделать вывод, что при увеличении давления в камере происходит изменение формы краевых участков электростатической «линзы».

Открытым остается вопрос о возможном изменении угла расходимости при изменении расхода (тока разряда) при фиксированном давлении в вакуумной камере. Однако для выяснения этого вопроса требуется проведение дополнительных исследований.

Из рисунка 4.12 так же видно, что при удалении от двигателя угол расходимости увеличивается, т.е. по мере удаления от двигателя струя постепенно «разваливается». Это может происходить по ряду причин.

Во-первых, на малом расстоянии от двигателя значительное влияние оказывает геометрия источника, который не является точечным, а распределен

в ближней зоне струи в радиусе 10-15 см от двигателя. Особенно протяженной является зона «кроссовера» (см. рисунок 1.2).

Во-вторых, известно [20], что в результате процесса амбиполярной диффузии разлет плазменной струи не является коническим. По мере удаления от двигателя происходит «развал» струи, что выражается в увеличении угла ее расходимости.

В-третьих, «развал» струи может происходить в результате столкновений ионов струи с частицами остаточного газа вакуумной камеры.

Однако наиболее вероятной причиной является, по-видимому, изменение энергетического состава струи (рисунок 4.15), которое происходит из-за разнонаправленности потоков  $\alpha$ - и  $\gamma$ -ионов. По мере удаления от двигателя доля  $\gamma$ -ионов в периферийной зоне увеличивается, а  $\alpha$ -ионов в приосевых зонах уменьшается. В итоге наблюдается увеличение угла расходимости.

Следует отметить, что угол расходимости струи в камере АО «ИСС» оказался значительно больше, чем в камере ИЦК. Также сильно отличается и энергетический состав струи. Доля  $\gamma$ -ионов в камере ИЦК существенно меньше, чем в камере АО «ИСС». Причем, плотность тока  $\gamma$ -ионов в периферийной зоне в АО «ИСС» значительно возросла, по сравнению с ИЦК.

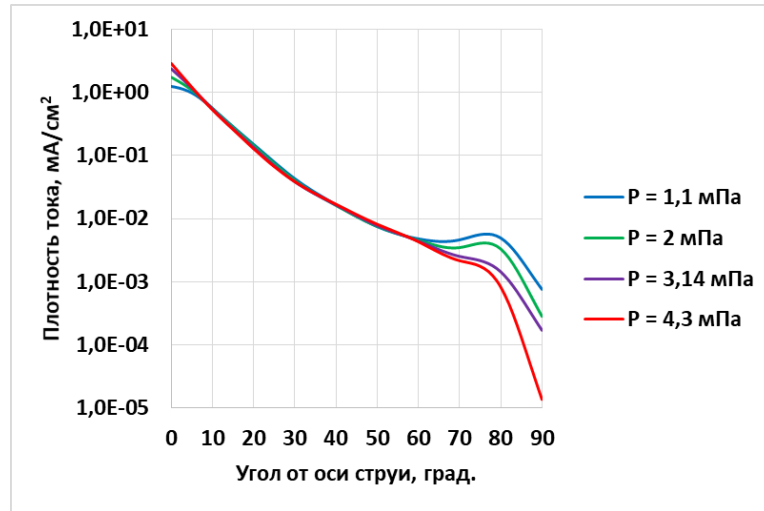
Если принять гипотезу радиальных потоков  $\gamma$ -ионов, можно предположить, что использование в экспериментах в АО «ИСС» штатной СПУ повлияло на геометрию электростатической «линзы» и, соответственно, на увеличение потоков  $\gamma$ -ионов в периферийной зоне струи.

Таким образом по результатам анализа полученных экспериментальных данных установлено, что:

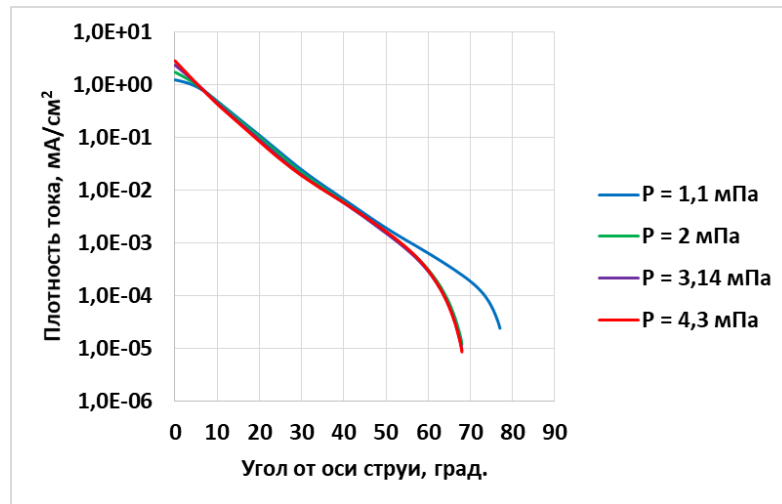
1. С увеличением давления происходит существенное уменьшение угла расходимости струи (на 15-20°), увеличение плотности ионного тока на оси струи (в 5-10 раз) и уменьшение плотности тока в периферийной зоне струи (в 10-100 раз). Причиной изменения угла расходимости является изменение формы краевых участков электростатической «линзы»;

2. Значения плотности ионного тока на оси струи в обеих камерах примерно совпадают.
3. Угловые зависимости струи в диапазоне углов от 20 до 50° практически не меняются при изменении давления в вакуумной камере.
4. Энергетический состав ионов струи при изменении давления изменяется незначительно.
5. По мере удаления от двигателя доля ионов промежуточных энергий увеличивается, а доля быстрых ионов уменьшается, угол расходимости увеличивается. Это объясняется тем, что генерация ионов промежуточных энергий происходит существенно ниже по потоку, чем быстрых ионов струи. В результате этого вектора скорости этих сортов частиц не совпадают. Быстрые ионы распространяются, преимущественно, по конусу, а ионы промежуточных энергий в радиальном направлении;
6. Угол расходимости струи в камере АО ИСС оказался значительно выше, чем в камере ИЦК, что может быть связано с применением штатной СПУ.

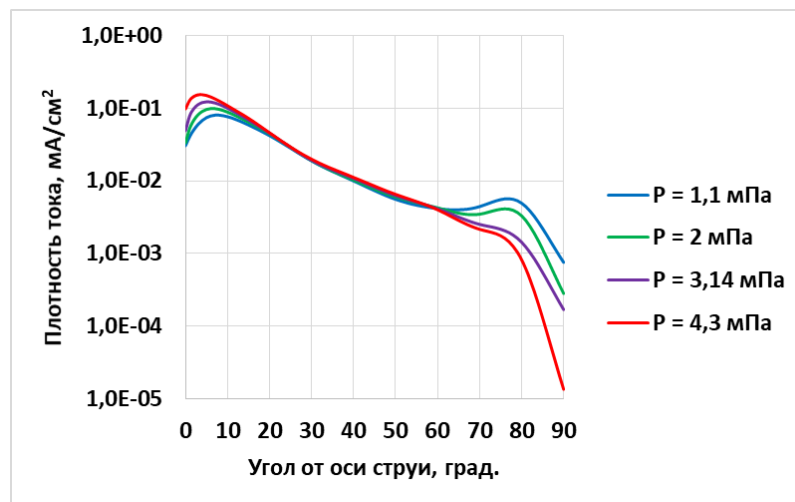




(a)

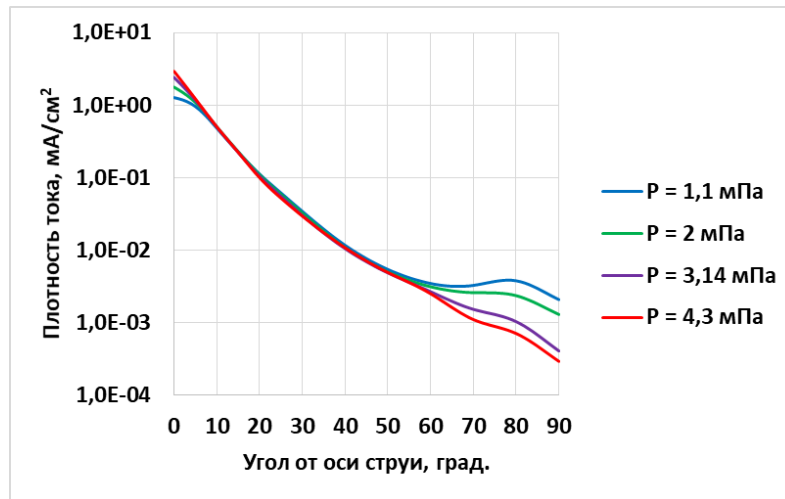


(б)

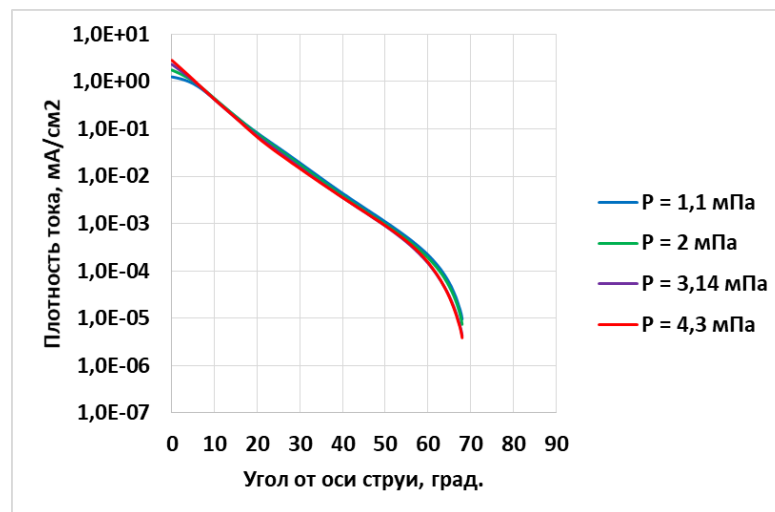


(в)

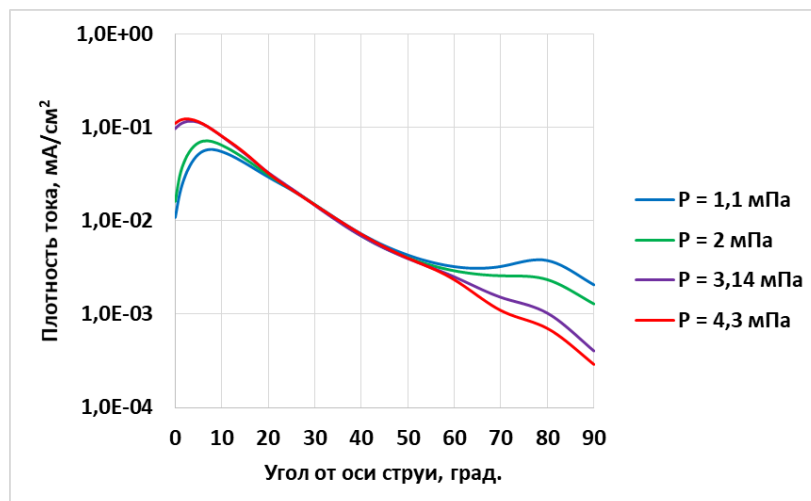
Рисунок 4.1 – Угловое распределение плотности тока ионов струи на расстоянии 1,5 м от двигателя (эксперименты в ИЦК): все ионы (а);  $\alpha$ -ионы (б);  $\gamma$ -ионы (в)



(a)

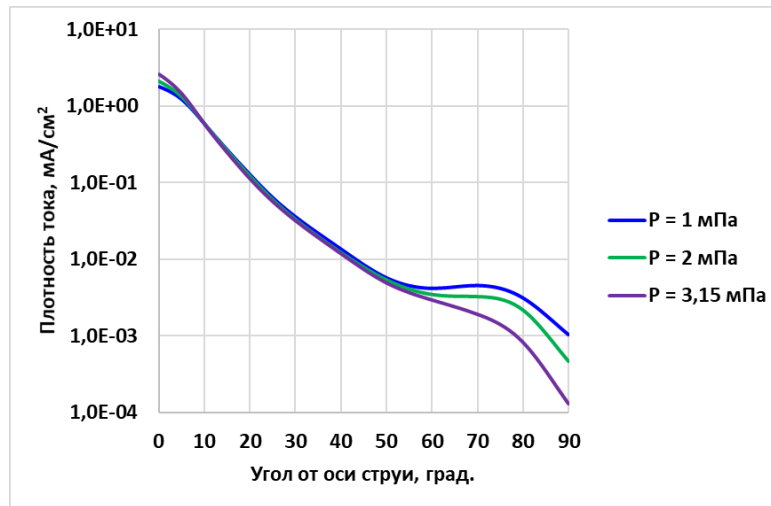


(б)

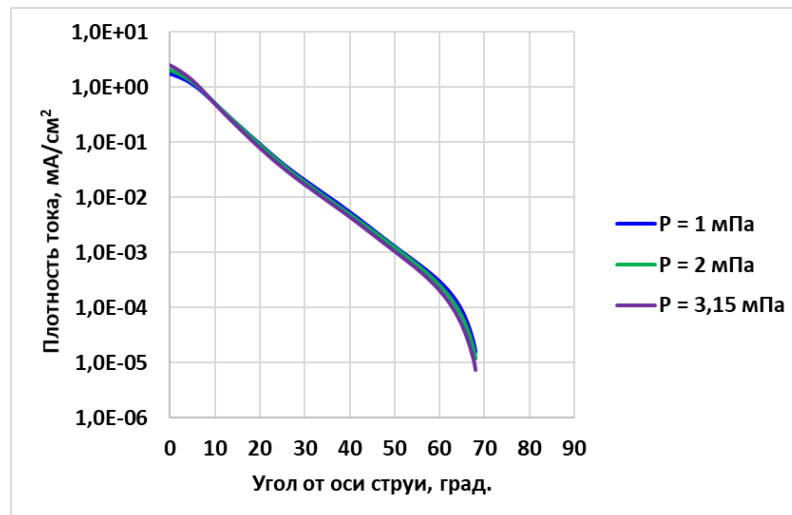


(в)

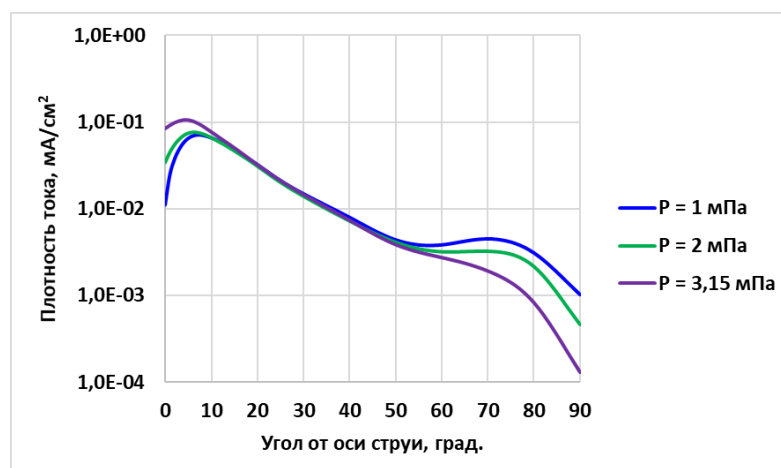
Рисунок 4.2 – Угловое распределение плотности тока ионов струи на расстоянии 1,0 м от двигателя (эксперименты в ИЦК): все ионы (а);  $\alpha$ -ионы (б);  $\gamma$ -ионы (в)



(а)

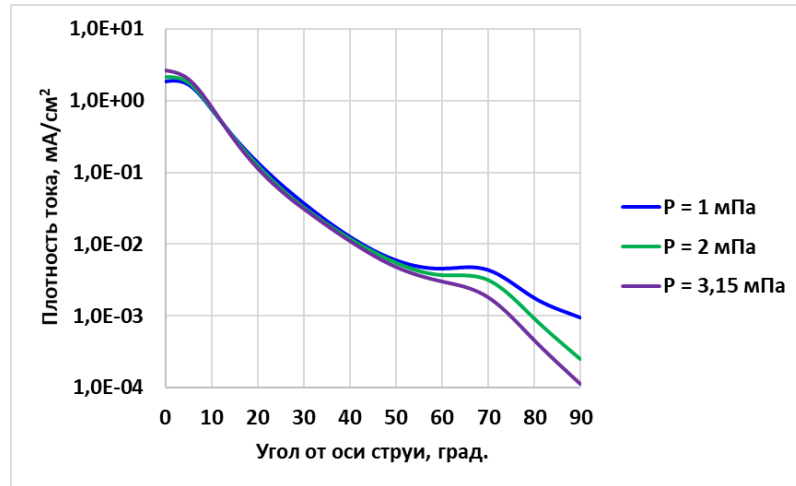


(б)

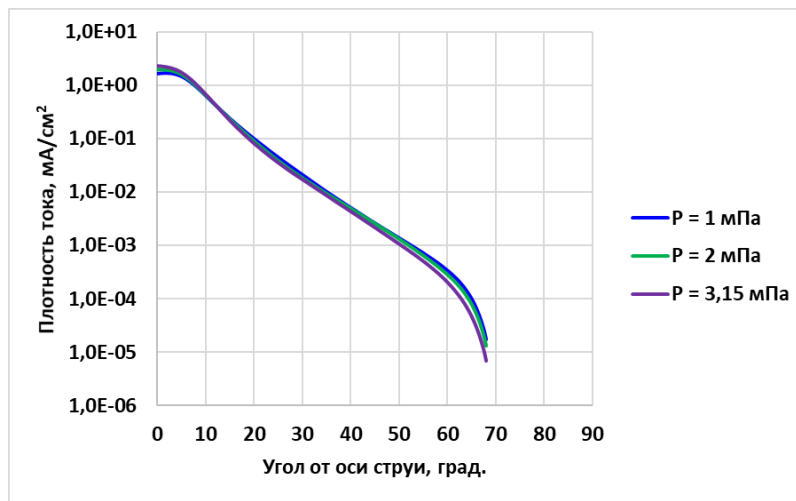


(в)

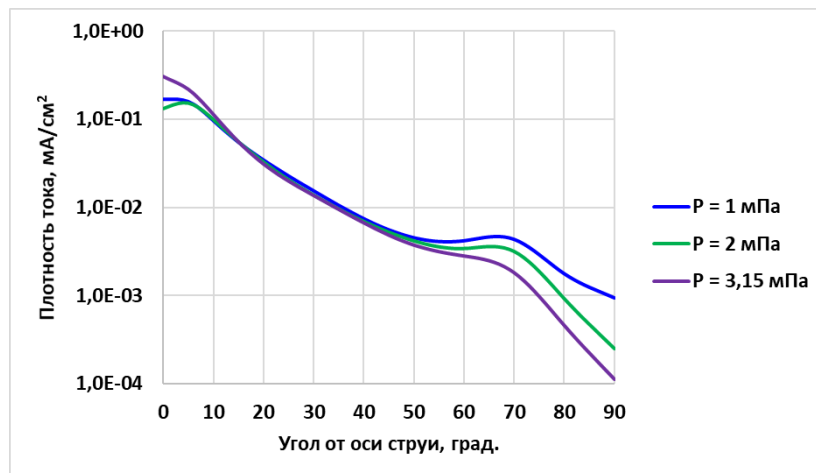
Рисунок 4.3 – Угловое распределение плотности тока ионов струи на расстоянии 0,8 м от двигателя (эксперименты в ИЦК): все ионы (а);  $\alpha$ -ионы (б);  $\gamma$ -ионы (в)



(а)

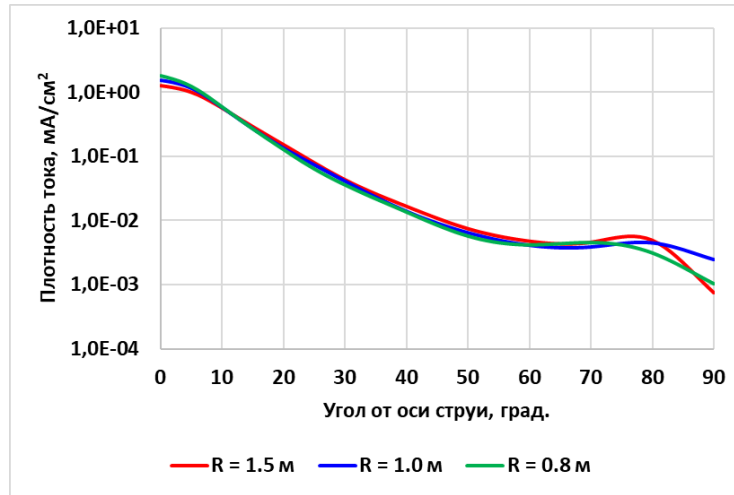


(б)

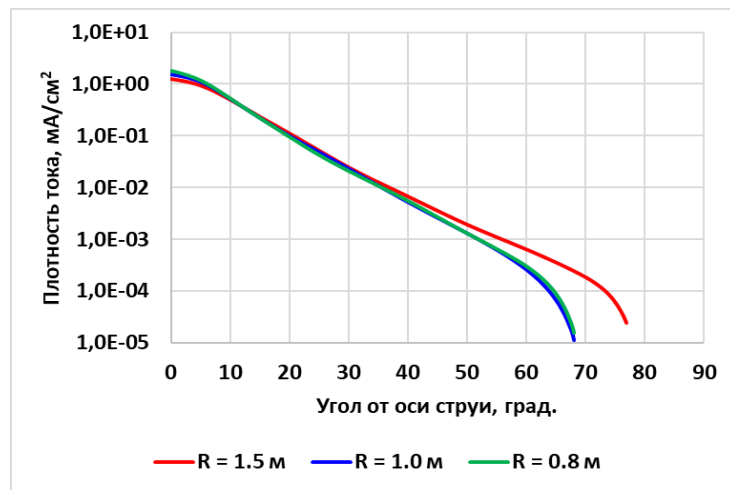


(в)

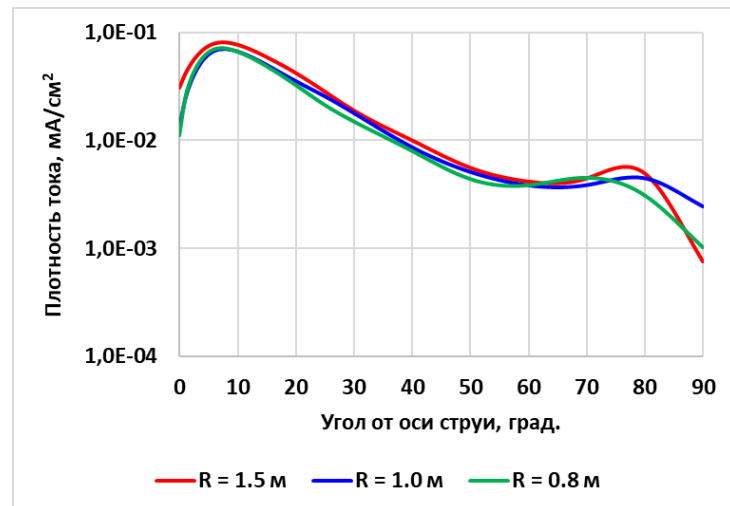
Рисунок 4.4 – Угловое распределение плотности тока ионов струи на расстоянии 0,6 м от двигателя (эксперименты в ИЦК): все ионы (а);  $\alpha$ -ионы (б);  $\gamma$ -ионы (в)



(a)

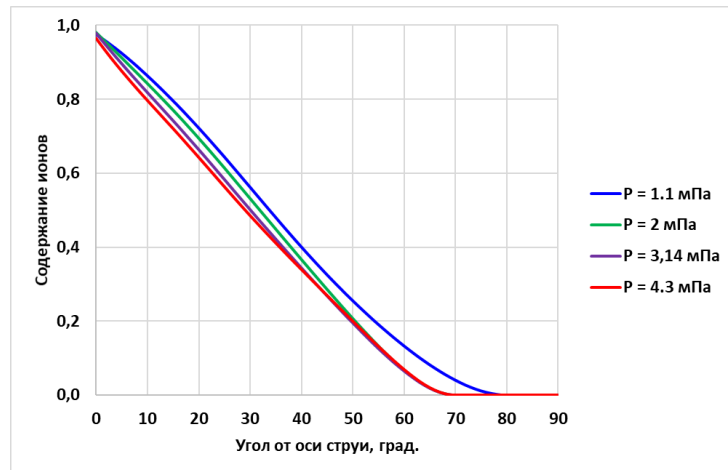


(б)

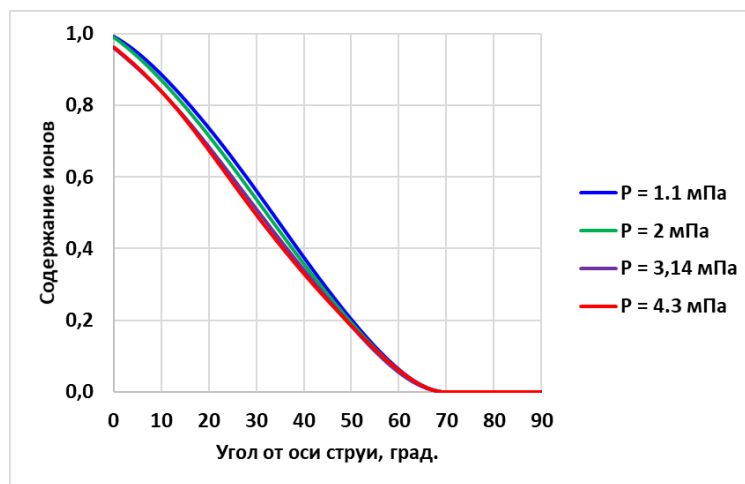


(в)

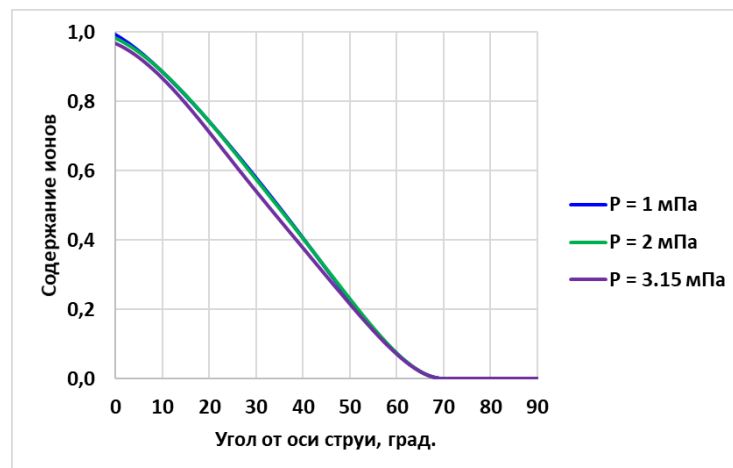
Рисунок 4.5 – Сравнение угловых распределений плотности тока ионов струи на различном расстоянии от двигателя (ИЦК, 1,06 мПа.): все ионы (а);  $\alpha$ -ионы (б);  $\gamma$ -ионы (в)



(a)

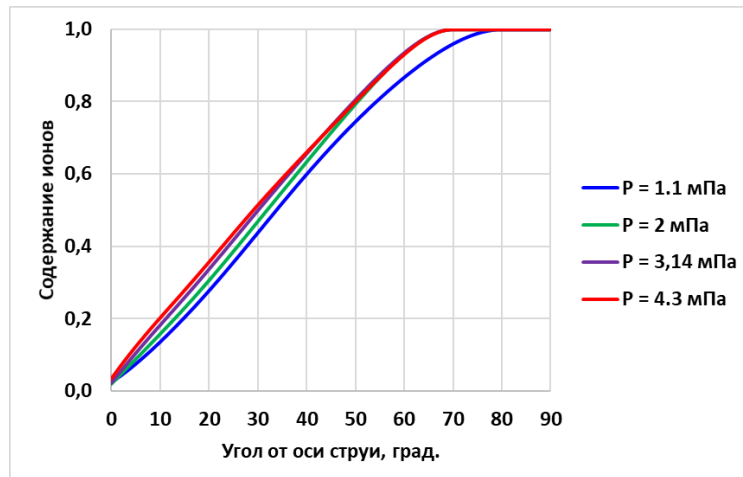


(б)

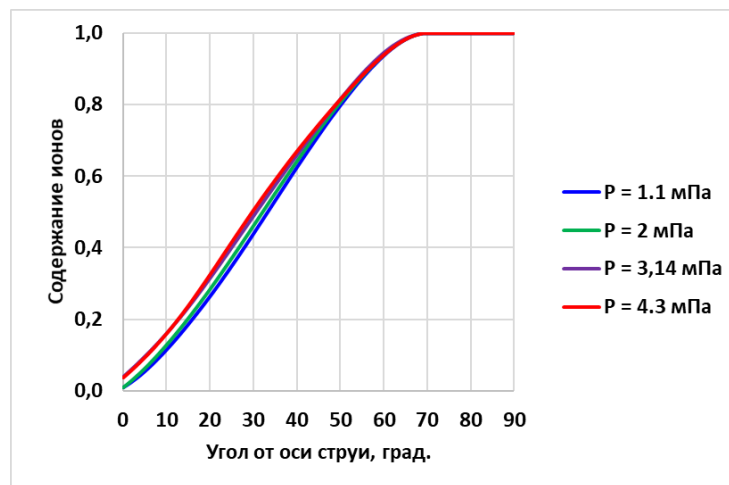


(в)

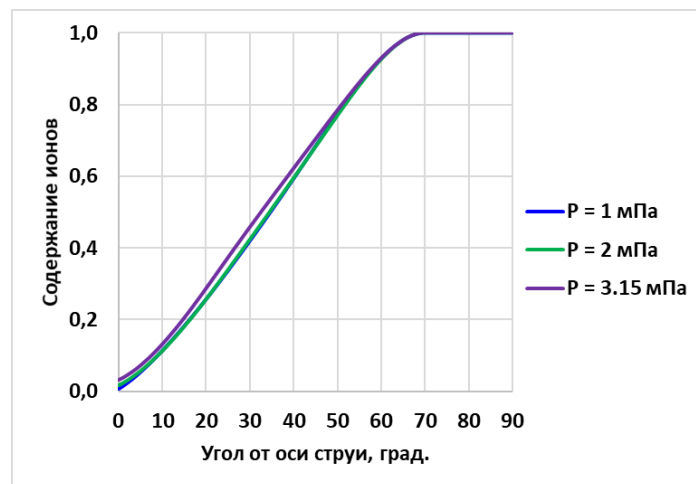
Рисунок 4.6 – Содержание в струе  $\alpha$ -ионов на различном расстоянии от двигателя: 1,5 м (а); 1,0 м (б); 0,8 м (в)



(а)



(б)



(в)

Рисунок 4.7 – Содержание в струе  $\gamma$ -ионов на различном расстоянии от двигателя: 1,5 м (а); 1,0 м (б); 0,8 м (в)

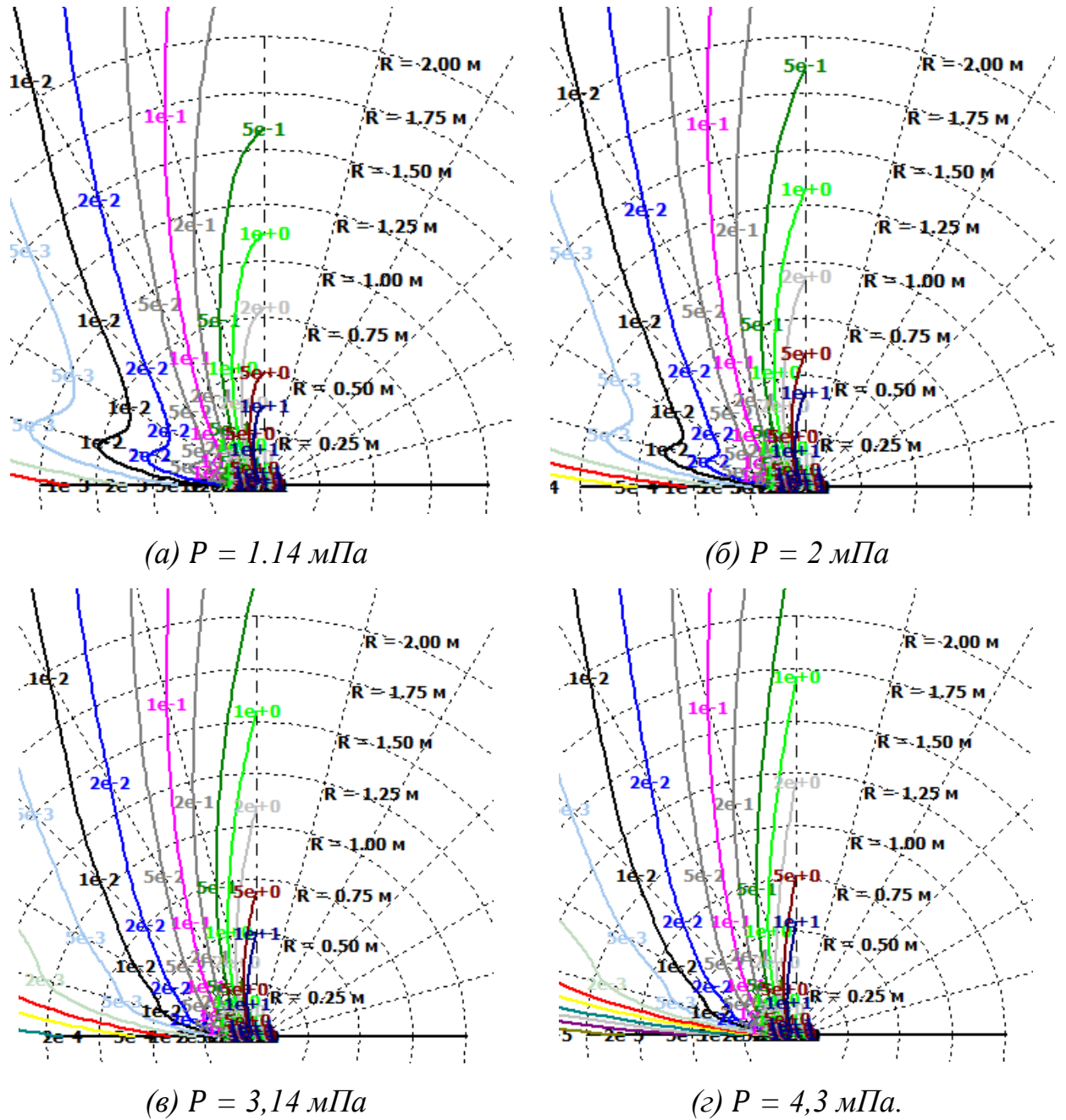


Рисунок 4.8 – Влияние фонового давления на форму струи СПД  
(эксперименты в ИЦК, все ионы)





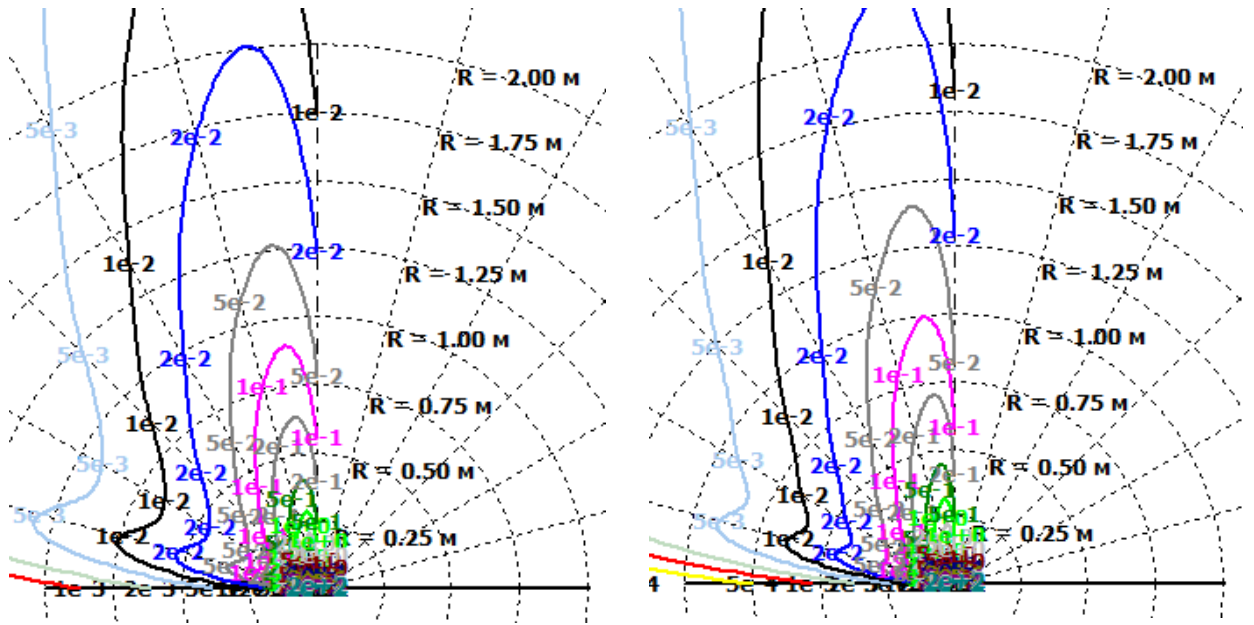
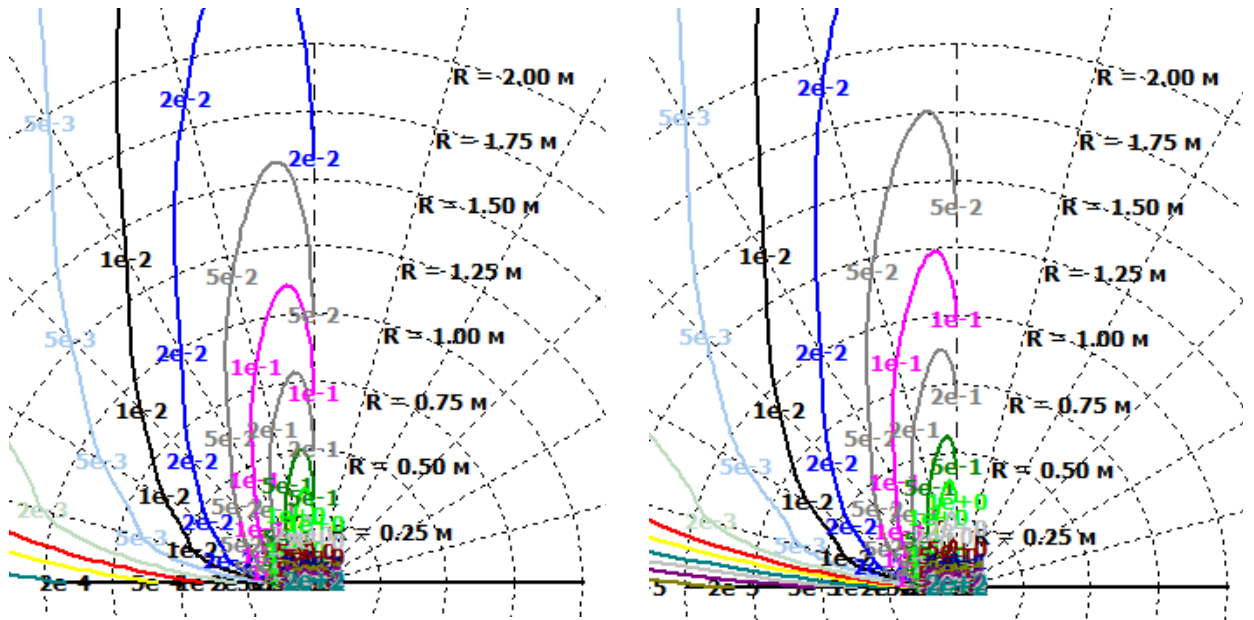
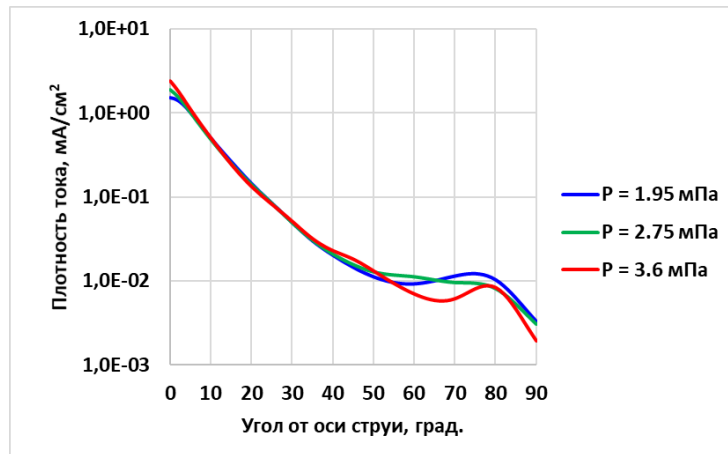
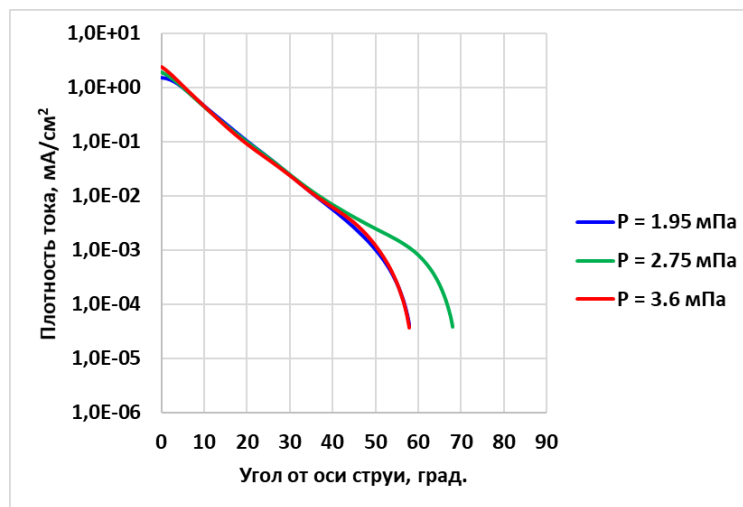
(a)  $P = 1,14$  мПа(б)  $P = 2$  мПа(v)  $P = 3,14$  мПа(z)  $P = 4,3$  мПа

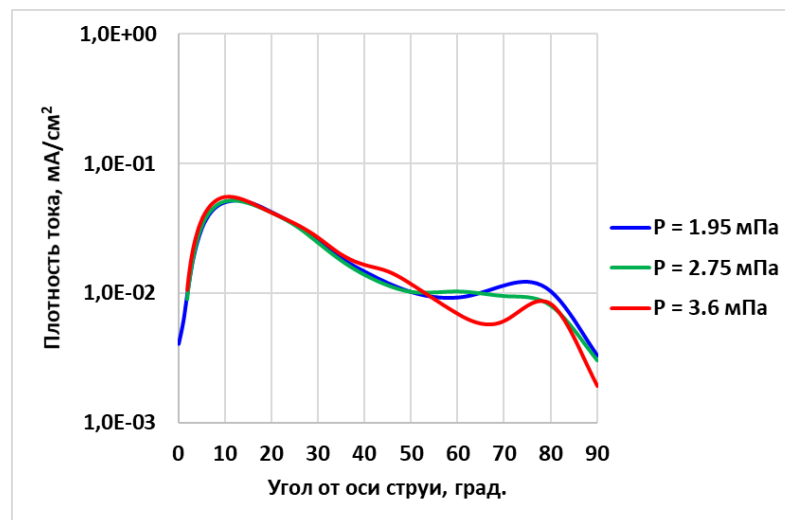
Рисунок 4.10 – Влияние фонового давления на форму струи СПД  
(эксперименты в ИЦК,  $\gamma$ -ионы)



(a)

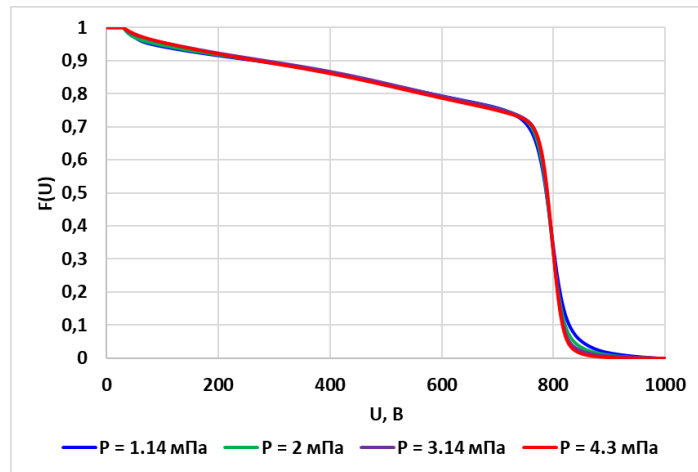


(б)

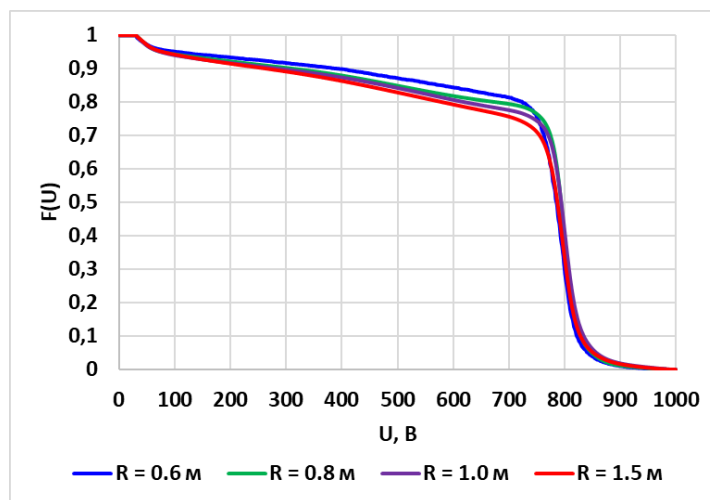


(в)

Рисунок 4.11 – Угловое распределение плотности тока ионов струи на расстоянии 1,5 м от двигателя (эксперименты в АО «ИСС»): все ионы (а);  $\alpha$ -ионы (б);  $\gamma$ -ионы (в)



(a)



(б)

Рисунок 4.12 – Интегральные тормозные характеристики ионов струи на расстоянии 1,5 м от двигателя при различном давлении в камере (а) и на разных расстояниях от двигателя при давлении 3,14 мПа (б)

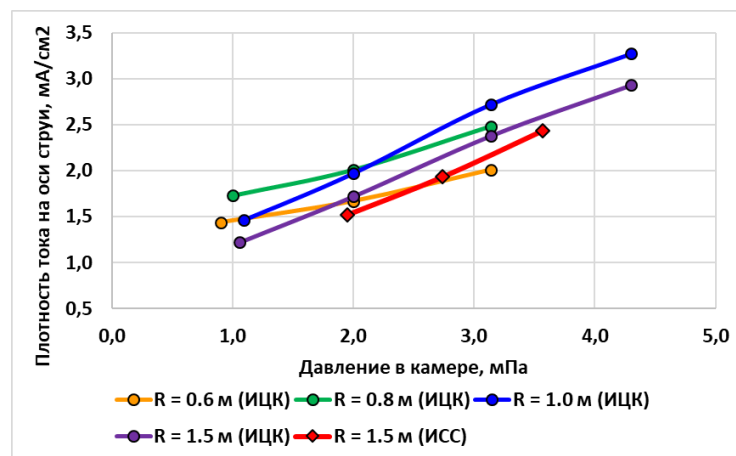


Рисунок 4.13 – Зависимость плотности ионного тока на оси струи от давления в камере

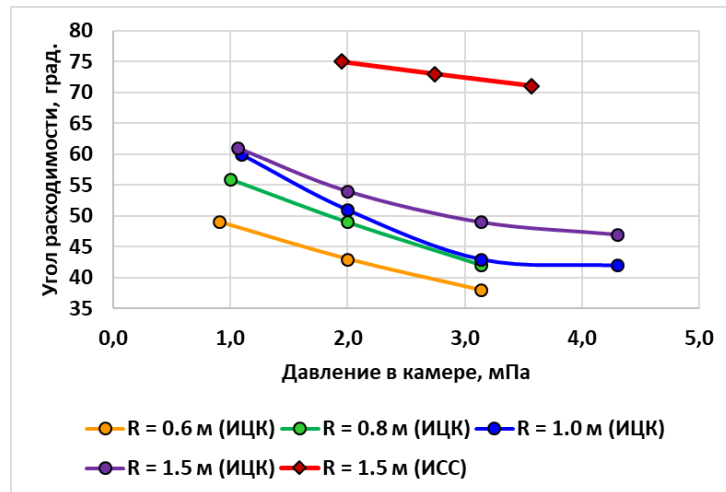
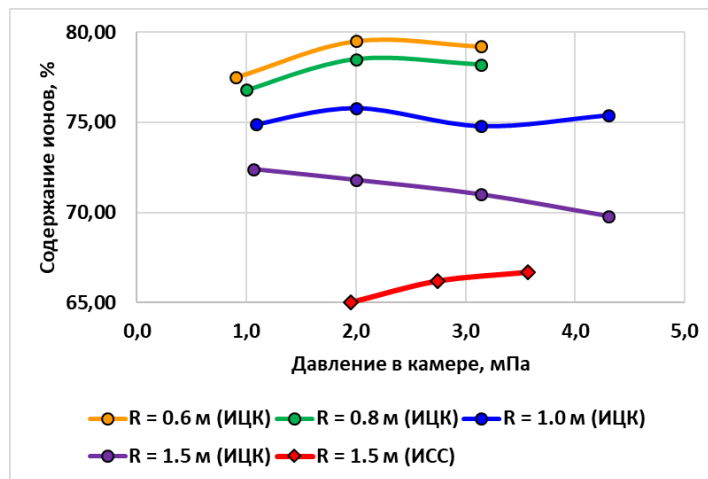
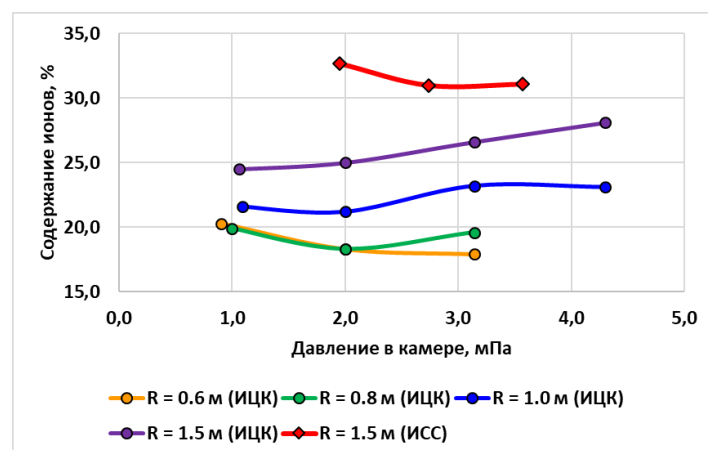


Рисунок 4.14 – Зависимость угла расходимости струи от давления в камере



(а)



(б)

Рисунок 4.15 – Содержание ионов разных энергий в струе в зависимости от давления в камере: а)  $\alpha$ -ионы; б)  $\gamma$ -ионы

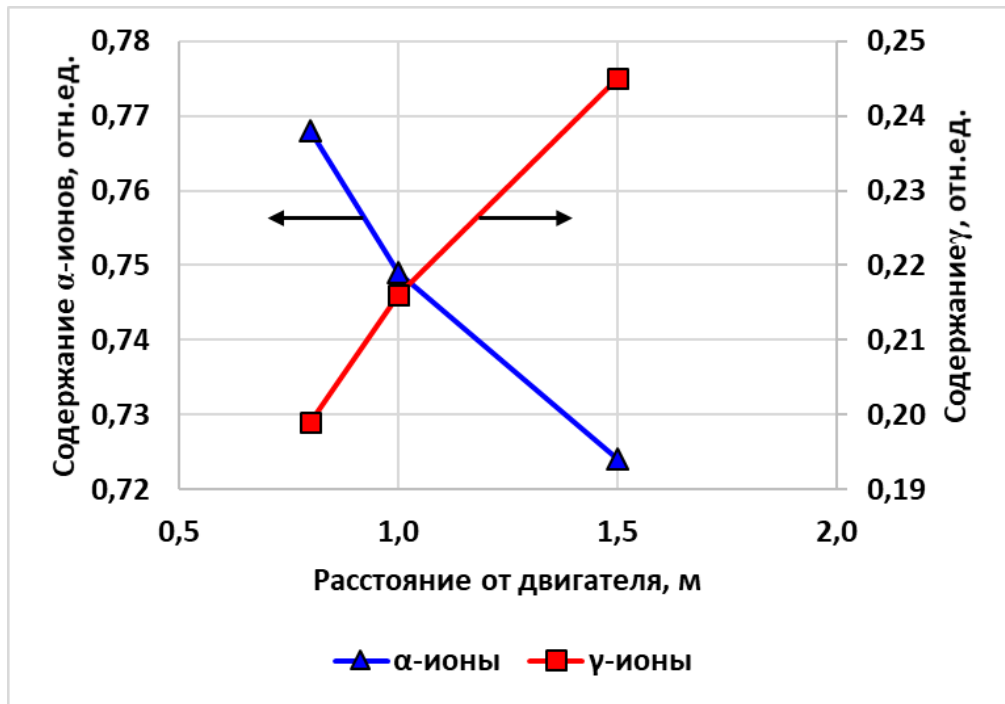


Рисунок 4.16 – Влияние расстояния от двигателя на содержание в струе  $\alpha$ - и  $\gamma$ -ионов

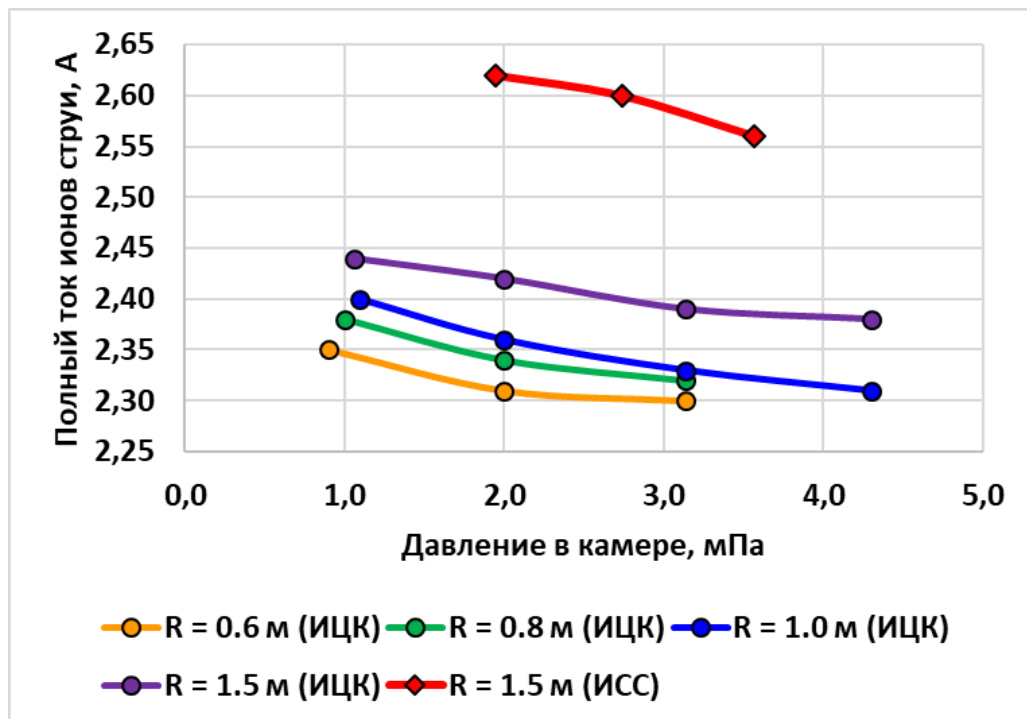
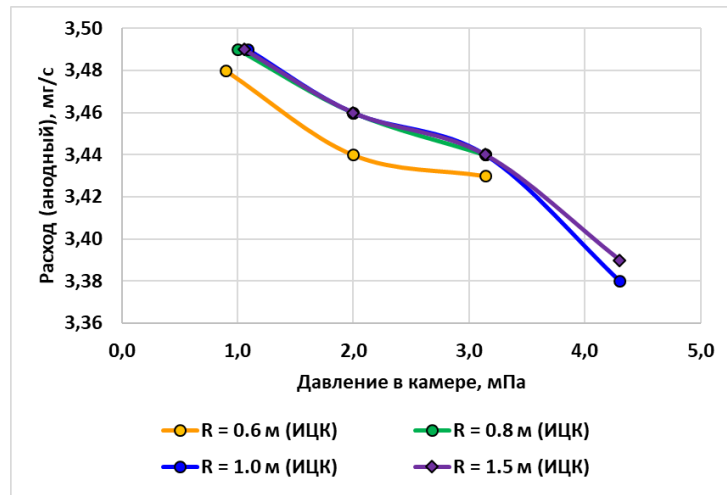
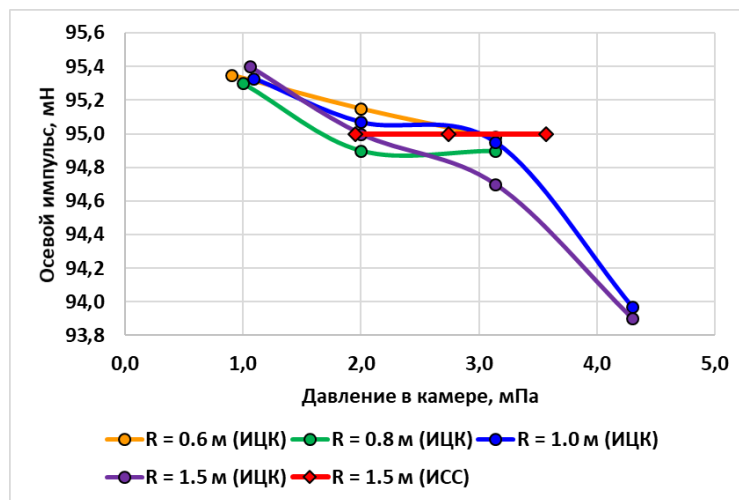


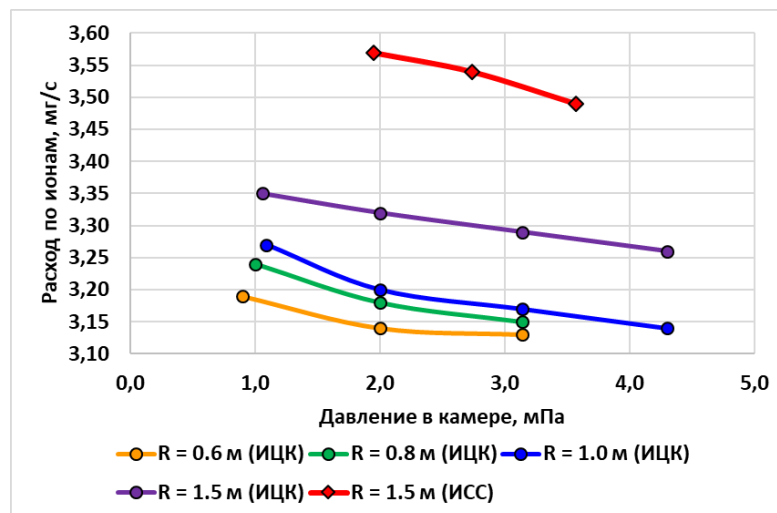
Рисунок 4.17 – Зависимость полного ионного тока струи от давления в камере



(a)



(б)



(в)

Рисунок 4.18 – Зависимость анодного расхода (а), осевого импульса струи (б) и потока массы ионов (в) от давления в камере и расстояния от двигателя





## Глава 5 Определение параметров струи СПД для условий натурной эксплуатации

### 5.1 Определение функции источника

Исходными данными для построения модели струи являются тормозные характеристики (ТХ) ЭА  $I_{>E}(E)$ , измеренные на расстоянии  $r$  от двигателя при различных углах отклонения от оси струи. По этим ТХ определяют ток коллектора  $I_k(P_i, \varphi_k) = I_{>E}(E_*)$ , где потенциал отсечки ионов перезарядки  $E_* = eU_*$  выбирают исходя из энергетического спектра ионов в области малых энергий. Для СПД  $E_* \approx 30-50$  эВ.

Пример зависимости  $I_k(P_i, \varphi_k)$  от угла вылета ионов для различных значений давления  $P_i$  приведен на рисунке 5.1.

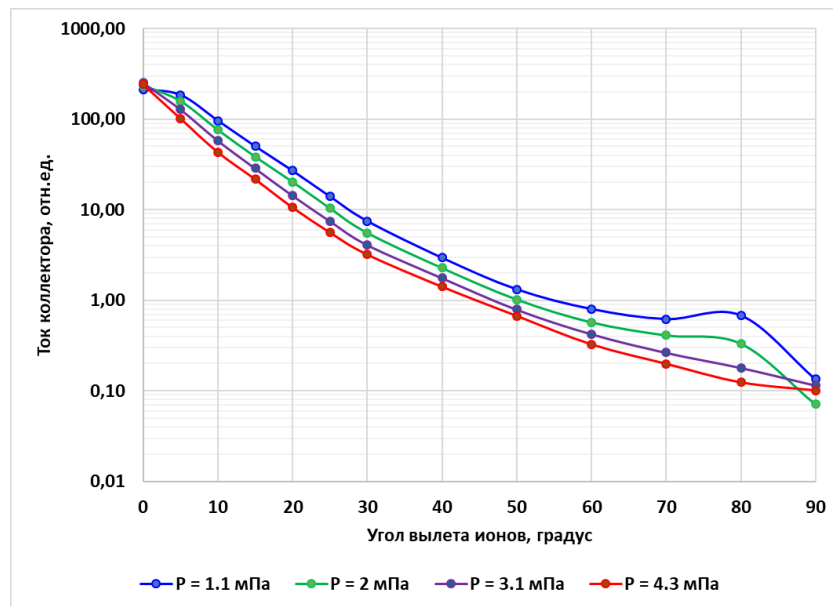


Рисунок 5.1 – Зависимость тока коллектора ЭА от угла вылета ионов при различных значениях давления в вакуумной камере

Угловую функцию источника  $I_s(P_i, \varphi_k)$  определяют исходя из того, что измеренные значения тока коллектора  $I_k(P_i, \varphi_k)$  меньше истинных на величину коэффициента ослабления  $K_{осл}(R_0, P_i)$  вследствие перезарядки ионов струи на частицах остаточного газа вакуумной камеры:

$$I_k(P_i, \varphi_k) = K_{осл}(R_0, P_i) \cdot I_s(P_i, \varphi_k), \quad (5.1)$$

Как было показано в главе 3, коэффициент ослабления рассчитывают по формуле:

$$K_{\text{осл}}(R_0, P) = \exp\{-AP\}, \quad (5.2)$$

где  $A = \frac{\alpha \bar{\sigma}_k R_0}{kT_0}$  – параметр, обратный значению давления, при котором на длине  $R_0$  происходит ослабление ионов в  $e$  раз (при  $R_0 = 1.5 \text{ м } A^{-1} = 14.8 \text{ мПа}$ );  $\alpha$  – коэффициент, учитывающий изменение чувствительности датчика давления в зависимости от сорта газа. Для ксенона при использовании ионизационных электрических датчиков  $\alpha = 0.35$ , магнетронных –  $\alpha = 0.28$ .

Поскольку в реальных условиях эксперимента состав остаточного газа неизвестен, значение коэффициента  $\alpha$  может отличаться от паспортного. При работе двигателя в вакуумной камере реализуется так называемый режим динамического вакуума, при котором давление остаточного газа в области распространения струи может сильно отличаться от давления в точке установки датчика. Кроме того, широкий энергетический спектр ионов и неточность его измерений могут приводить к ошибкам вычисления  $\bar{\sigma}_k$ . Все это приводит к тому, что фактическое значение коэффициента  $A$  может заметно отличаться от расчетного, что влечет за собой ошибки определения  $I_s(P_i, \varphi_k)$ .

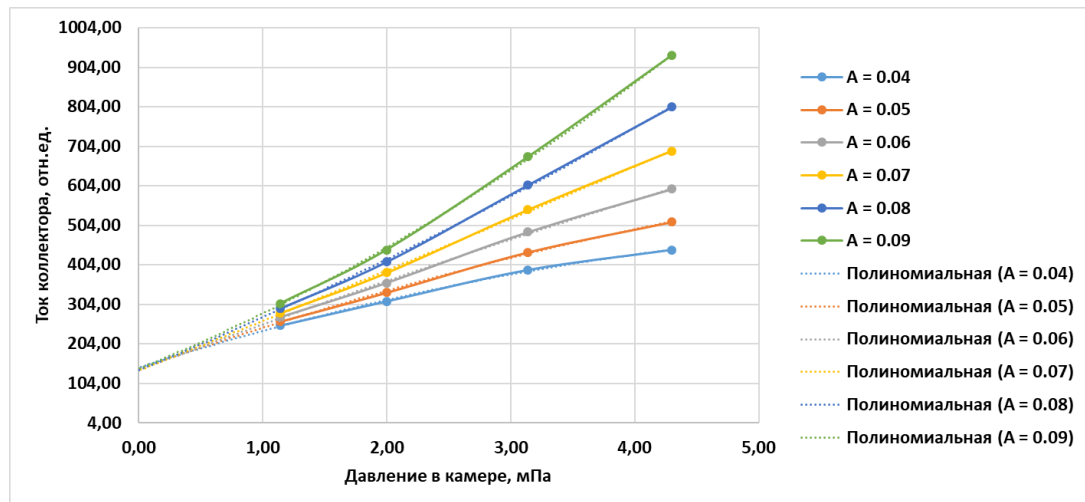
Для оценки фактического значения  $A$  можно использовать полученные экспериментальные данные по  $I_k(P_i, \varphi_k)$  при различных давлениях. Но поскольку изменения тока коллектора в зависимости от давления определяются не только величиной  $K_{\text{осл}}$ , но и изменением интенсивности источника  $I_s(P_i, \varphi_k)$ , точность таких оценок будет небольшой.

Вместе с тем, как показал проведенный выше анализ, плотность тока ускоренных ионов (ионы перезарядки исключены) в диапазоне углов вылета  $\varphi_k \approx 20\text{-}50^\circ$  в широком диапазоне значений давления остается неизменной. Тогда, полагая, что на кривых  $I_s(P_i, \varphi_k)$  существует точка  $\varphi_*$  в которой  $I_s(P_i, \varphi_*) \approx I_s(\varphi_*)$ , значение коэффициента  $A$  можно найти из решения уравнения:

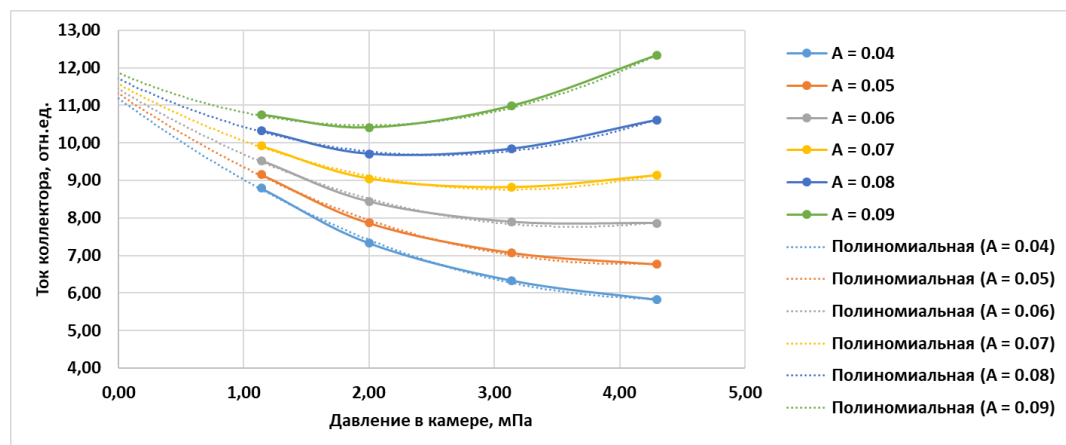
$$(A, \varphi_*) = \operatorname{argmin}(\Omega), \quad (5.3)$$

где  $\Omega = \sum_i (I_S(P_i, \varphi_*) - I_S(\varphi_*))^2$ ,  $I_S(\varphi_*) = \frac{1}{N} \sum_{i=1, N} I_S(P_i, \varphi_*)$ ,  $argmin$  – оператор определения аргументов минимизации заданной функции.

В то же время, анализ показывает, что вариации  $I_S(P_i, \varphi_k)$  при изменении  $A$  в широких пределах относительно невелики. Это обусловлено тем, что при  $P_i \rightarrow 0$  кривые  $I_S(P)$  при  $\varphi_k = const$  сходятся (см. рисунок 5.2).



(а)



(б)

Рисунок 5.2 – Экстраполяция зависимостей  $I_S(P)$  при различных значениях коэффициента  $A$  для  $\varphi_k = 0^\circ$  (а) и  $\varphi_k = 30^\circ$  (б)

При этом ошибка экстраполяции оказывается незначительной (менее 10%). Исходя из этого, при обработке можно использовать расчетное значение коэффициента  $A$ , но для достижения максимальной точности следует применять оценки по формуле (5.3).

## 5.2 Экстраполяция функции источника

Рассмотренная выше функция источника  $I_S(P_i, \varphi_k)$  зависит от давления. Это обусловлено тем, что при изменении давления в камере меняется форма электростатической «линзы» и, следовательно, угловое распределение ионов струи. В конечном счете нас интересует функция источника  $I_S^0(\varphi_k) = I_S(P_i = 0, \varphi_k)$ . Ее можно получить путем экстраполяции значений  $I_S(P_i, \varphi_k)$  на  $P_i = 0$ . Однако эту же функцию можно получить непосредственно экстраполируя измеренные значения  $I_k(P_i, \varphi_k)$ , то есть не учитывая  $K_{\text{осл}}(R_0, P_i)$ . Разница этих решений состоит лишь в форме и параметрах аппроксимирующих функций. Но, если аппроксимирующие функции, применяемые к  $I_S(P_i, \varphi_k)$ , окажутся гладкими, можно с большой долей вероятности утверждать, что изменение  $I_S(P_i, \varphi_k)$  действительно связано с изменениями формы электростатической «линзы». Если же эти функции не будут достаточно гладкими, то скорее всего, вариации  $I_S(P_i, \varphi_k)$  являются следствием ошибок измерений.

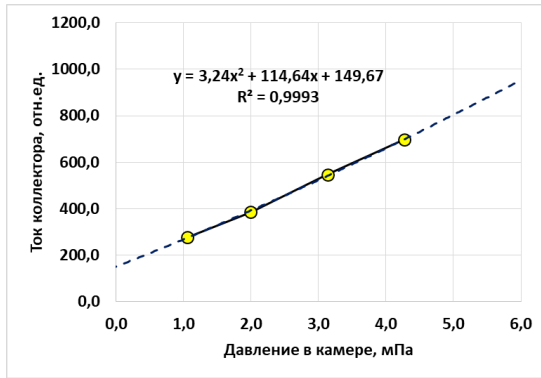
Итак, аппроксимируем полученные значения функции источника  $I_S(P_i, \varphi_k)$  функцией вида:

$$W_k(P) = a_k \cdot P^2 + b_k \cdot P + c_k, \quad (5.4)$$

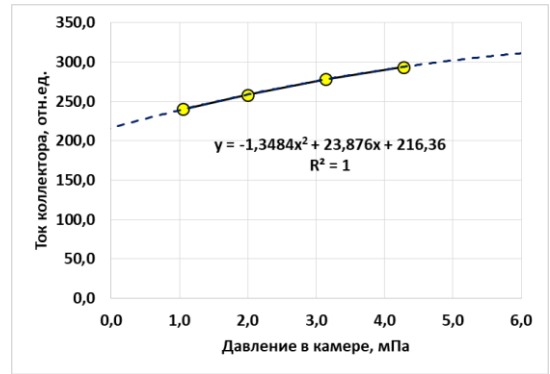
где  $a_k, b_k, c_k$  – коэффициенты квадратичной функции, для каждого фиксированного значения угла вылета ионов  $\varphi_k$ .

Коэффициенты функции (5.4) оценим методом наименьших квадратов по значениям  $I_S(P_i, \varphi_k)$  при различных значениях  $P_i$ .

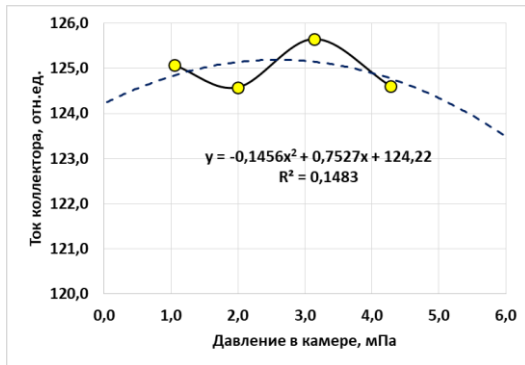
В качестве примера на рисунке 5.3 приведены результаты аппроксимации функции  $I_S(P_i, \varphi_k)$  испытываемого двигателя для восьми выборочных точек по углу.



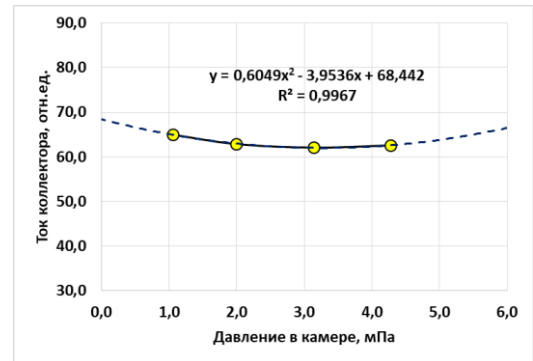
$\varphi_i = 0$  град.



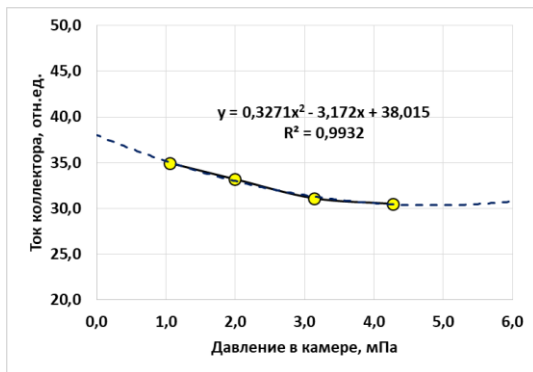
$\varphi_i = 5$  град.



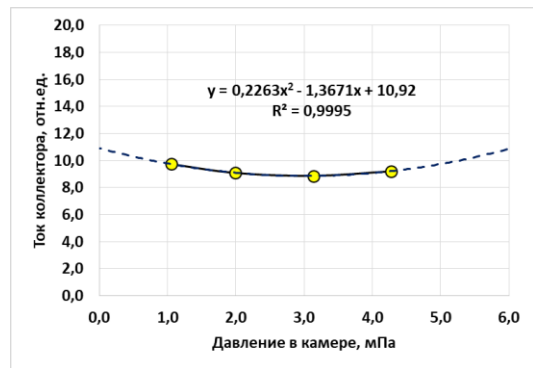
$\varphi_i = 10$  град.



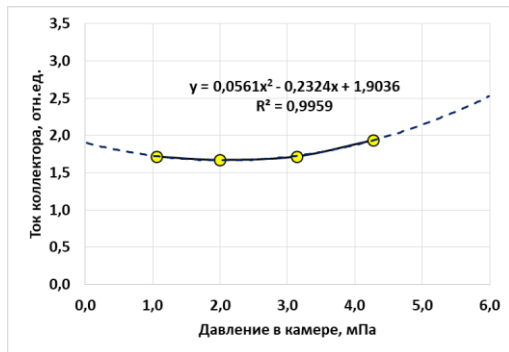
$\varphi_i = 15$  град.



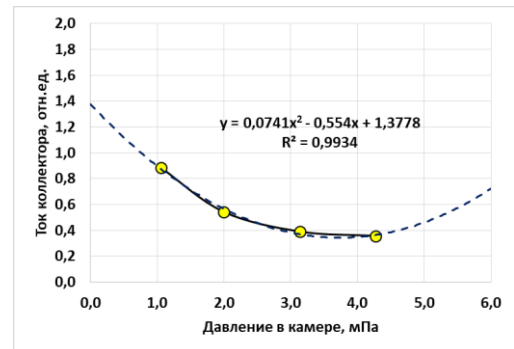
$\varphi_i = 20$  град.



$\varphi_i = 30$  град.



$\varphi_i = 50$  град.



$\varphi_i = 80$  град.

Рисунок 5.3 – Аппроксимация функции источника СПД для различных значений угла вылета ионов

Из представленных рисунков видно, что зависимости  $I_S(P_i, \varphi_k)$  при фиксированном значении  $\varphi_k$  достаточно гладкие и поддаются простейшей полиномиальной аппроксимации. Причем на оси струи эта зависимость вообще близка к линейной, при  $\varphi_k = 10^\circ$  происходит резкое изменение характера кривой  $I_S(P_i)$  и от линейной она переходит к параболической.

Исходя из этого можно сказать, что вариации  $I_S(P_i, \varphi_k)$  являются закономерными и обусловлены изменениями формы электростатической линзы.

По полученным функциям  $W_k(P)$  можно получить прогноз значения тока коллектора при  $P = 0$ , что и даст искомую функцию источника:

$$I_S^0(\varphi_k) = I_S(P = 0, \varphi_k) \approx W_k(P = 0).$$

Результаты расчета угловой функции источника  $I_S(P_i, \varphi_k)$  при различных давлениях в камере, а также результат экстраполяции функции источника на давление  $P = 0$  приведены на рисунке 5.4.

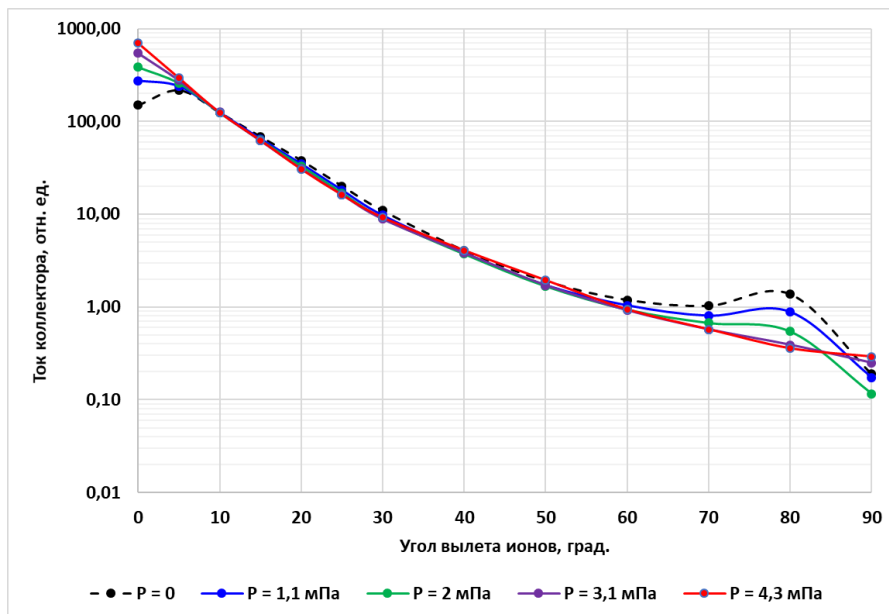


Рисунок 5.4 – Функция источника ионов СПД при различных давлениях в камере

Из этого рисунка видно, что в интервале углов вылета ионов (от  $10^\circ$  до  $50^\circ$ ) функция источника практически не зависит от давления. Это, во-первых, можно рассматривать как подтверждение адекватности построенной

модели, поскольку вероятность случайного «совпадения» этих кривых достаточно мала. Во-вторых, это показывает, что влияние давления на центральную часть струи незначительно и, если учесть ослабление потока ионов за счет процессов перезарядки, можно получить угловую зависимость близкую к той, которая будет реализована в условиях натурной эксплуатации КА.

### 5.3 Экстраполяция энергетических спектров

Энергетические спектры ионов струи тоже претерпевают некоторые изменения при изменении давления в вакуумной камере. Поэтому для получения истинной функции источника необходимо экстраполировать энергетические спектры на давление  $P = 0$ .

Энергетические спектры ионов измеряют с помощью ЭА на дуге радиусом  $R_0$  при различных углах от оси двигателя  $\varphi_k$ . Такие измерения проводят при различных давлениях в камере  $P_i$ . Фактически измеряют тормозную характеристику многосеточного зонда-энергетического анализатора  $I_{>E}(E)$ , где  $E = eU$ ,  $U$  – задерживающий потенциал на тормозной сетке.

Для каждого значения  $U$  зависимость  $I_k(U, P)$  аппроксимируют линейной функцией вида:

$$Q(P) = a_0 \cdot P + a_1, \quad (5.5)$$

Значения коэффициентов  $A$  и  $B$  определяют методом наименьших квадратов по фактическим значениям  $I_k(U, P)$ .

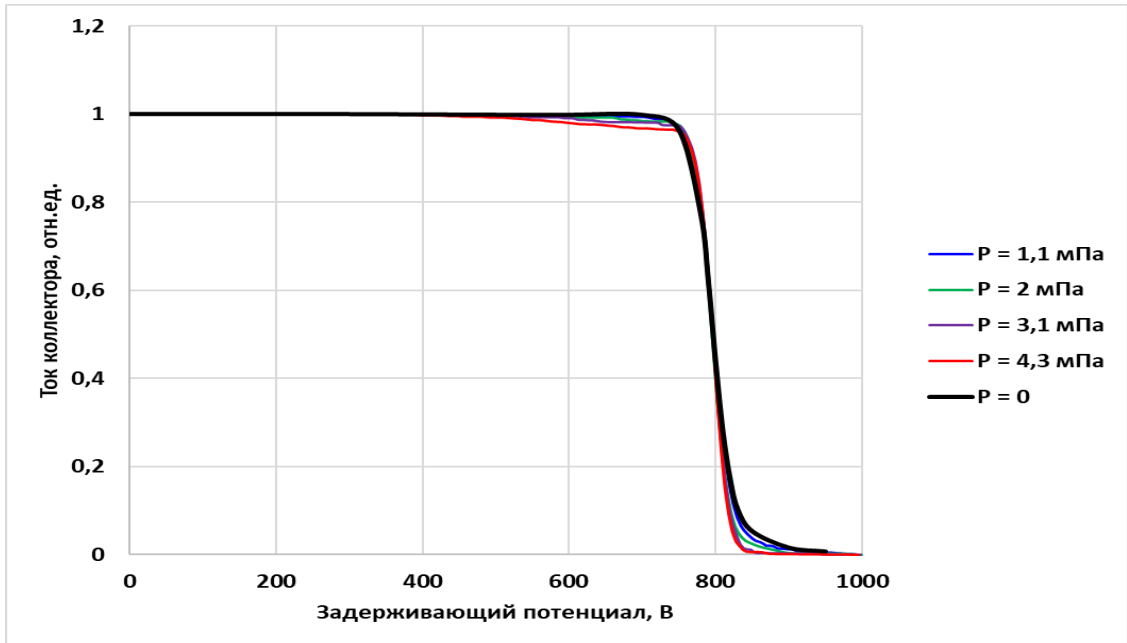
Искомое значение при  $P = 0$  будет равно:

$$Q(P = 0) = a_0. \quad (5.6)$$

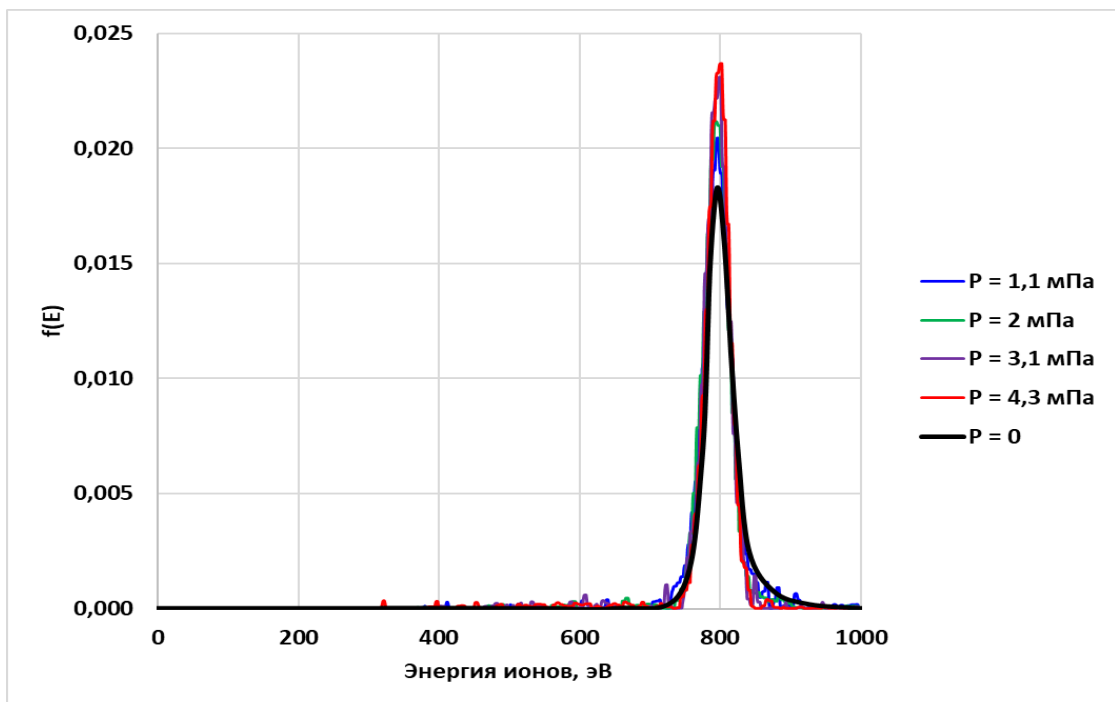
Выбор линейной функции обусловлен тем, что результаты измерения спектров сильно зашумлены и применение для экстраполяции полиномов более высоких степеней может приводить к большим ошибкам.

Следует отметить, что данный способ экстраполяции недостаточно точен и может приводить к противоречивым ситуациям, когда  $Q(P) > 1$ . В связи с этим, если  $a_0 > 1$ , принимают, что  $Q(P) = 1$ .

Результаты экстраполяции энергетических спектров ионов струи высокоимпульсного двигателя, измеренные в ИЦК, приведены на рисунках 5.5-5.7.



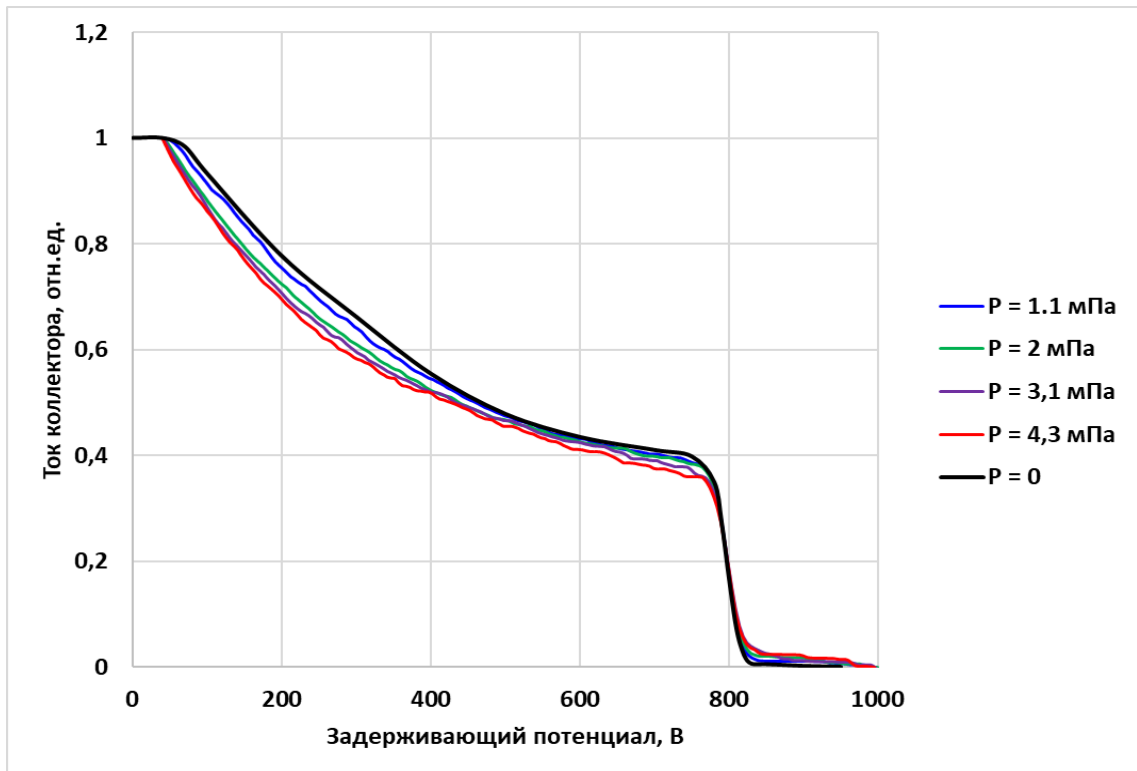
(a)



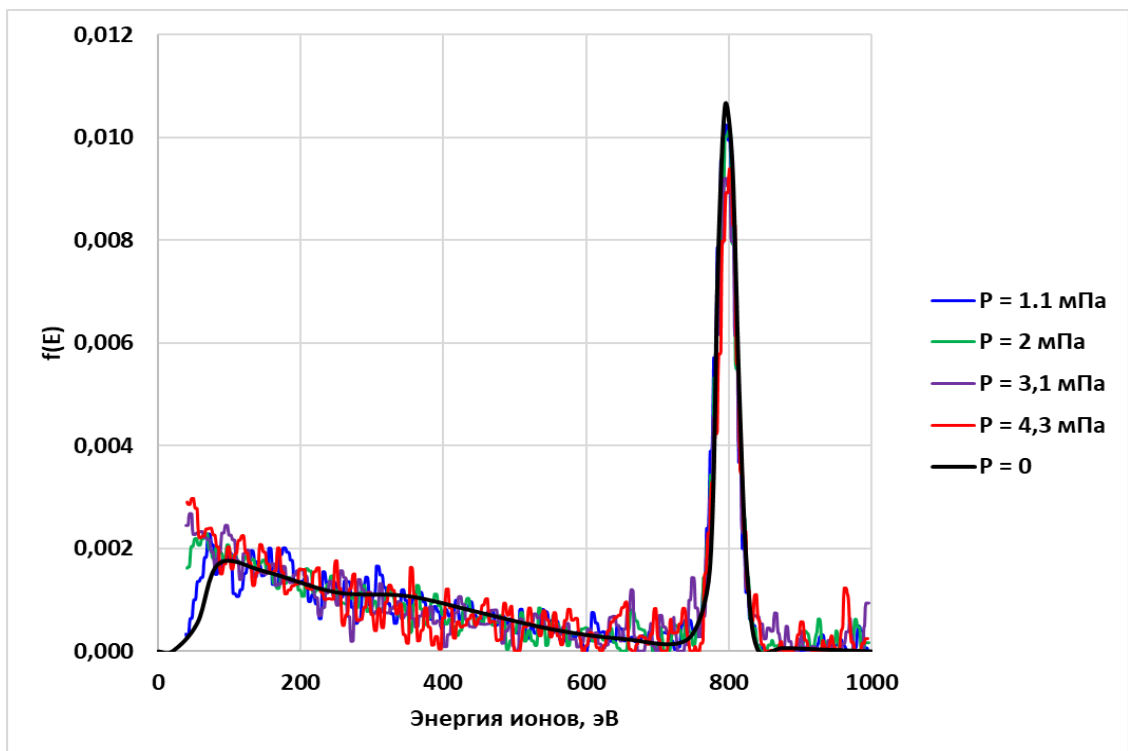
(б)

Рисунок 5.5 – Тормозная характеристика (а) и функция распределения ионов по энергиям (б) при различных давлениях в камере, а также результат экстраполяции на  $P = 0$  для  $\varphi_k = 0^\circ$



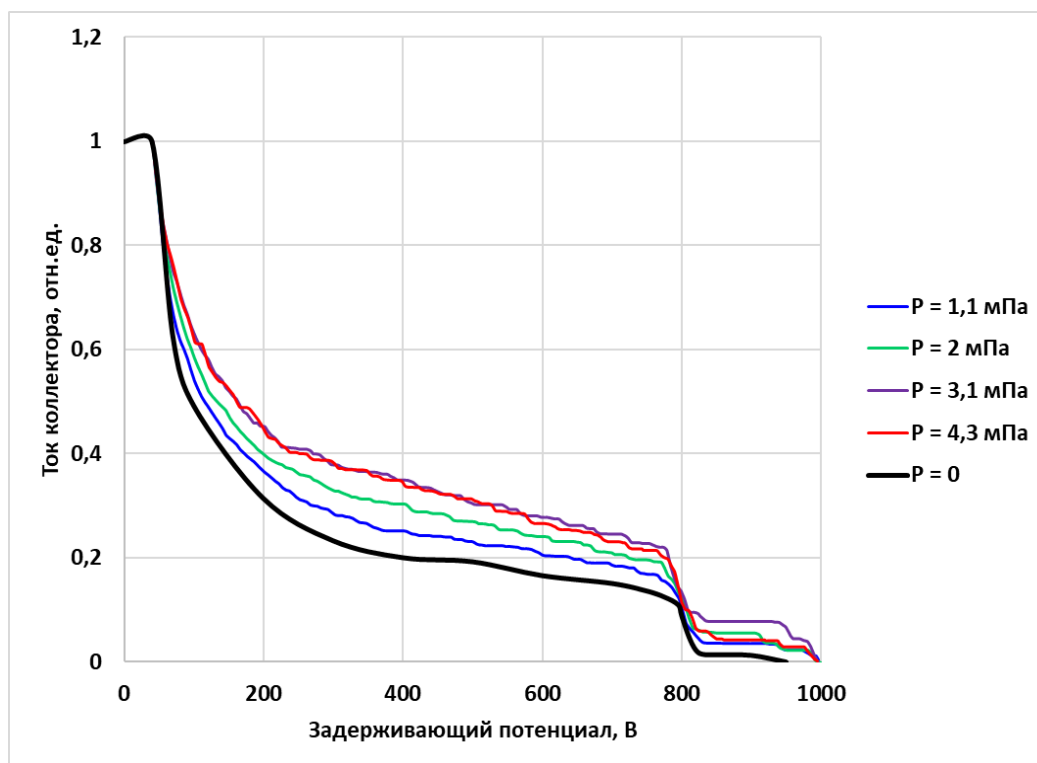


(а)

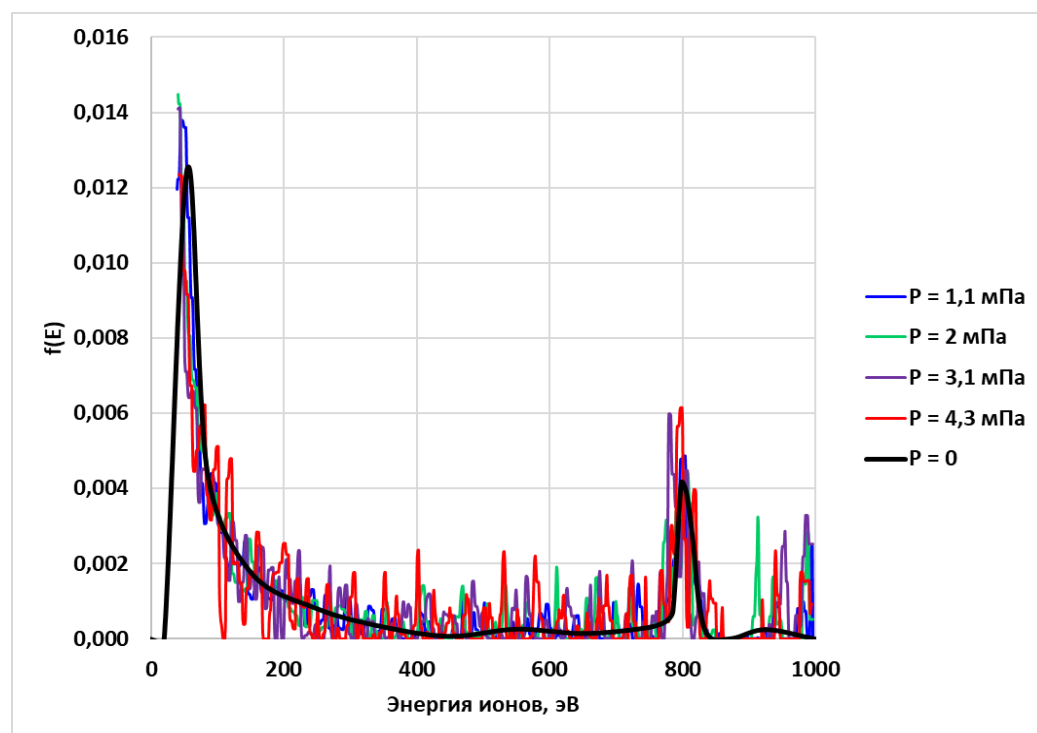


(б)

Рисунок 5.6 – Тормозная характеристика (а) и функция распределения ионов по энергиям (б) при различных давлениях в камере, а также результат экстраполяции на  $P = 0$  для  $\varphi_k = 40^\circ$



(а)



(б)

Рисунок 5.7 – Тормозная характеристика (а) и функция распределения ионов по энергиям (б) при различных давлениях в камере, а также результат экстраполяции на  $P = 0$  для  $\varphi_k = 60^\circ$

Из рисунков 5.5-5.7 видно, что экстраполяция ТХ позволяет достаточно надежно получить ТХ для давления  $P = 0$ . Из рисунка 5.7 следует, что при  $\varphi_k = 60^\circ$  по мере уменьшения давления происходит заметное изменение ионов с энергиями от 50 до 300-400 эВ. В диапазоне энергий 400-1000 эВ существенного изменения спектров не происходит. Исходя из этого и с учетом результатов анализа, полученных в Главе 4, можно утверждать, что наибольшие изменения энергетических спектров при изменении давления в камере сказываются на ионах малых энергий. Чем выше энергия – тем меньше изменения спектров. Однако спектры быстрых ионов тоже меняются при изменении давления в камере. Это хорошо видно из рисунков 5.5 и 5.6. Причем на оси струи амплитуда пика быстрых ионов с ростом давления увеличивается, а его ширина уменьшается. При  $\varphi_k = 40^\circ$  (и при больших углах вылета) амплитуда пика быстрых ионов наоборот уменьшается по мере увеличения давления. Такой эффект можно объяснить с одной стороны изменением формы электростатической линзы, а с другой – наличием процессов взаимодействия быстрых ионов с нейтральными частицами.

Попытка применить процедуру экстраполяции к энергетическим спектрам ионов струи того же двигателя, измеренным в АО «ИСС», оказалась неудачной. В виду того, что спектры при различных давлениях измерялись с недостаточно большой точностью и были зашумлены, результаты экстраполяции оказались неудовлетворительными, хотя тенденции изменения спектров при изменении давления такие же как в ИЦК.

Обобщая полученные результаты можно сказать следующее.

Во-первых, энергетические спектры ионов струи при изменении давления в вакуумной камере претерпевают заметные изменения, обусловленные как столкновениями между частицами, так и изменением формы электростатической линзы.

Во-вторых, процедура экстраполяции при достаточно высокой точности измерений позволяет получить спектры для нулевого давления.

Если точность измерений недостаточна, экстраполяция не дает желаемого результата. В этом случае для построения модели струи следует использовать спектры, полученные при минимальном давлении в вакуумной камере. Возможно, что для решения проблемы экстраполяции спектров при низкой точности измерений можно использовать результаты сглаживающей сплайн-аппроксимации содержания ионов отдельных фракций (см. рисунок 3.28 Главы 3) и последующей экстраполяцией этих функций на  $P = 0$ .

#### 5.4 Калибровка модели струи по тяге двигателя

Полученная функция источника описывает изменение тока коллектора ЭА в зависимости от угла вылета ионов. Чтобы получить зависимость плотности ионного тока откалибруем  $I_s^0(\varphi_k)$  по тяге двигателя, используя методику, описанную в главе 3.5.3. Выбор данного способа калибровки обусловлен тем, что тяга достаточно точно измеряется экспериментально и имеет прямую связь с параметрами струи. Все остальные интегральные параметры двигателя, такие как ток разряда, расход и т.п. не имеют прямой связи с параметрами струи.

Как отмечено ранее, калибровка по тяге предполагает, что измеренное значение тяги двигателя равно осевому импульсу струи. Используя соотношение (3.56), рассчитываем значения осевого импульса струи при различных значениях давления. При расчетах вводится поправочный коэффициент  $K_I$ , учитывающий калибровочный коэффициент и погрешность определения значения плотности тока вследствие неопределённости точных характеристик ЭА, а именно эффективной площади зонда, зависящей от множества геометрических и физических параметров.

Окончательный вид угловой зависимости плотности тока струи СПД при различном давлении представлен на рисунке 5.8.

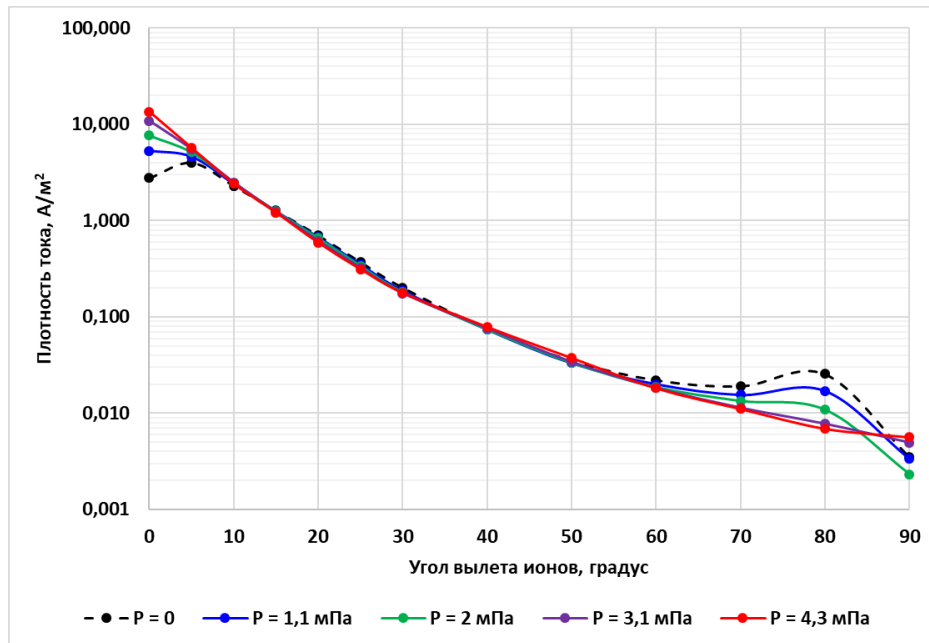


Рисунок 5.8 – Угловая функция плотности ионного тока струи СПД при различных давлениях в камере, а также результат экстраполяции на  $P = 0$

Из рисунка 5.8 следует, что в ядре струи ( $\varphi_k = 0-10^\circ$ ) и на периферии ( $\varphi_k > 50^\circ$ ) наблюдается сильная зависимость плотности тока от давления. Причем, по мере уменьшения давления плотность тока ионов на оси струи уменьшается, а в периферийной зоне возрастает.

Изменения плотности тока ионов на оси струи не сказываются на результатах прогнозирования воздействия струи на КА, поскольку нахождение элементов конструкции КА в ядре струи исключено. Изменения же в периферийной зоне могут существенно повлиять на результаты прогнозирования, поэтому применение процедуры экстраполяции является необходимым условием получения высокой точности расчетов и гарантированных оценок воздействия СПД на КА.

Отметим, что для исследованной модели двигателя плотность тока в периферии при нулевом давлении в 2-3 раза превышает плотность тока при давлении в камере. Если использовать модель струи без применения процедуры экстраполяции будут получены сильно заниженные оценки

воздействия струи на КА, что в конечном счете может привести к нарушению нормальной работы КА.

### **5.5 Сопоставление с результатами натурных измерений**

Конечно, представленные в данной работе методика и результаты экстраполяции нуждаются в экспериментальном подтверждении. Однако данных, позволяющих это сделать в настоящее время не существует. Как отмечалось в Главе 1, наиболее информативными были эксперименты на КА «Экспресс-А», в которых измеряли плотность тока и энергетические спектры ионов струи двигателя СПД-100 на различных расстояниях и при различных углах вылета ионов [8]. Но необходимых данных о влиянии давления на параметры струи этого двигателя в настоящее время недостаточно. Поэтому применить рассматриваемую методику и сопоставить полученные результаты с результатами натурального эксперимента пока не представляется возможным.

В этом отношении было бы интересно получить необходимые данные в отдельном, специально организованном эксперименте. Тем более, что двигатель СПД-100 в настоящее время хорошо отработан и используется на большом количестве КА. Измерения параметров струи СПД-100 проводили многие исследователи и в разных условиях. Поэтому начальная информация об угловой характеристике и энергетических спектрах ионов струи СПД-100 является достаточно полной.

С учетом этого, в рамках данной работы предлагается проанализировать энергетические спектры ионов струи, полученные в упомянутом летном эксперименте. Наибольший интерес представляет содержание ионов промежуточных энергий. Если эти ионы присутствуют в «космических» спектрах, можно с уверенностью сказать, что ионы промежуточных энергий образуются в зоне горения разряда и в ближней зоне струи, а взаимодействие с частицами вакуумной камеры не оказывает существенного влияния на формирование потоков этих ионов.

На рисунке 5.9 приведена схема расположения двигателей и измерительного оборудования на КА «Экспресс-А» [8].

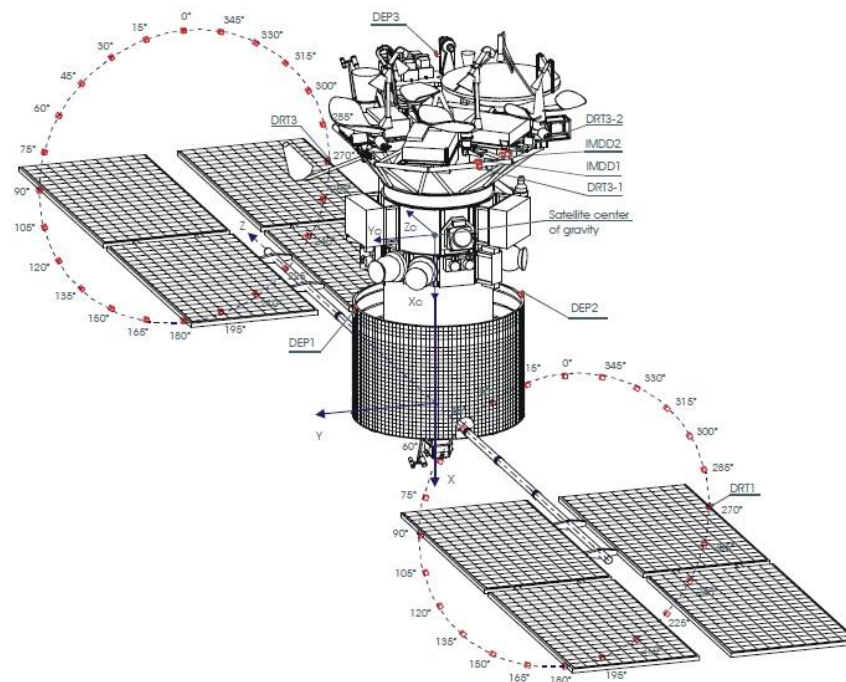
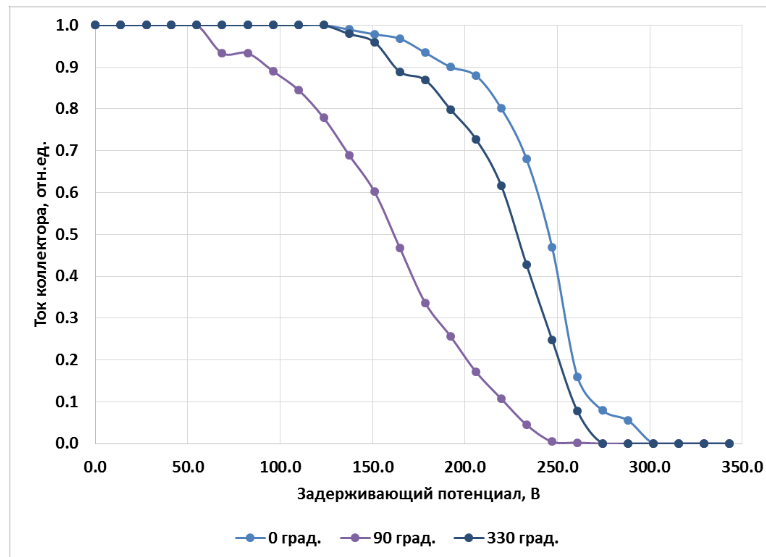


Рисунок 5.9 – Схема расположения двигателей и измерительного оборудования на КА «Экспресс-А» [7].

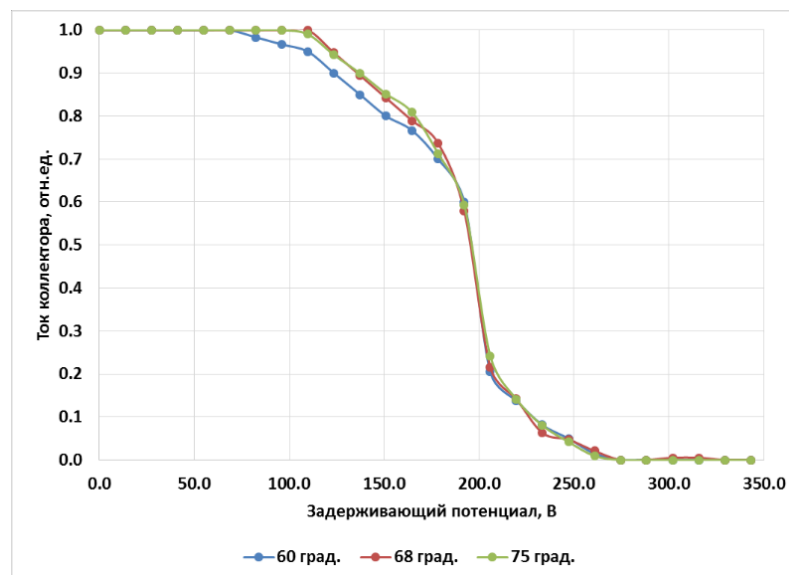
Измерения параметров струи осуществлялись трехсеточными энергоанализаторами, установленными на панелях солнечных батарей. Конструкция энергоанализаторов аналогична зондам, используемым в экспериментах в ИЦК.

При вращении панелей датчики описывали окружность и позволяли получить информацию о плотности тока и энергетическом спектре ионов струи на различном расстоянии от двигателя и при различных углах вылета ионов.

На рисунке 5.10 приведены энергетические спектры ионов струи, измеренные датчиками DRT1, DRT2 при различных углах поворота панели солнечной батареи  $\theta_{SA}$ . На графиках приведены усредненные кривые, полученные по всем имеющимся данным.



(а)



(б)

Рисунок 5.10 – Тормозные характеристики датчиков DRT1 (а) и DRT2 (б) при различных углах поворота панели солнечной батареи

Наиболее близкий к оси струи спектр получен датчиком DRT1 при угле поворота панели СБ  $\theta_{SA} = 0^\circ$ . При повороте панели на  $90^\circ$  реализуется тормозная характеристика для наибольшего угла вылета ионов, составляющего примерно  $35^\circ$ .



Сложность интерпретации полученных ТХ состоит в том, что ионы струи попадали в зонд не по нормали, а под некоторым углом, порядка  $10\text{-}30^\circ$ , что сопоставимо с предельным (по геометрии ЭА) углом входа ионов.

При не нулевом угле входа ионов, их энергетические спектры заметно искажаются. Полагая, что осевая компонента скорости  $V_n$  пропорциональна  $\cos(\alpha)$ , где  $\alpha$  – угол входа, ионы с большой энергией будут тормозиться меньшим задерживающим потенциалом. Следовательно, спад ТХ, соответствующий пику быстрых ионов, сдвинется влево.

По-видимому, именно это и происходит с ТХ (DRT1,  $90^\circ$ ), приведенной на рисунке 5.10. На спектрах СПД-100, измеренных в вакуумной камере, положение максимума быстрых ионов не смещается вплоть до углов  $80^\circ$ . (см. рисунок 5.11). На данном рисунке ионы перезарядки исключены (напряжение отсечки  $U_* = 33$  эВ), тормозные характеристики пронормированы по току коллектора при  $U_*$ .

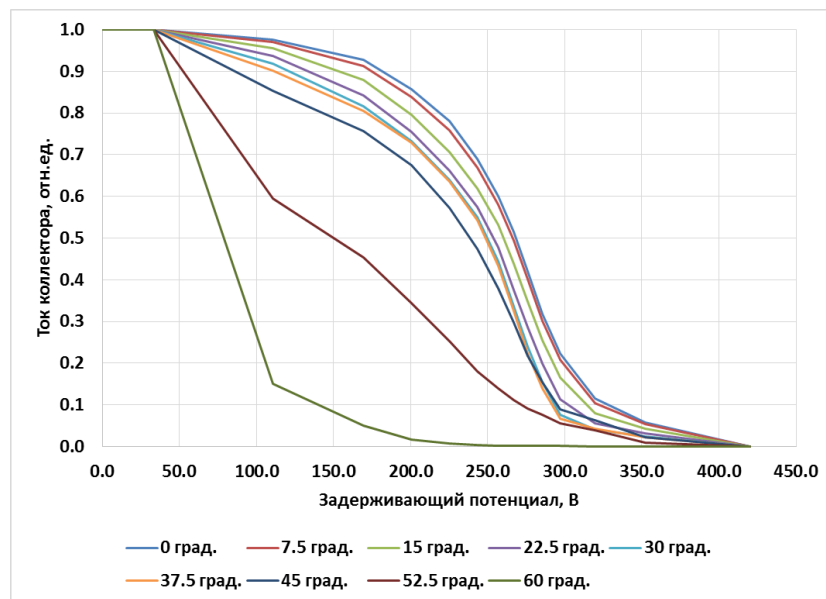


Рисунок 5.11 – Энергетические спектры СПД-100, измеренные в вакуумной камере [48, 67]

Сравнивая спектры на рисунках 5.10 и 5.11 можно заметить, что в космосе содержание ионов средних энергий несколько меньше, чем в условиях стенда. По крайней мере, на спектре  $\theta_{SA} = 0^\circ$  ионы с энергиями менее

100 эВ отсутствуют, а на соответствующем спектре в вакуумной камере они есть.

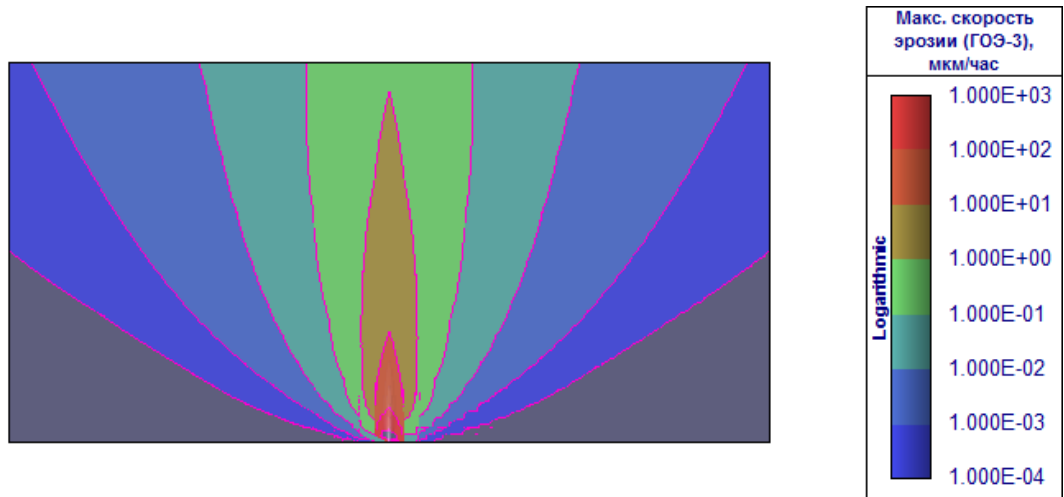
Однако следует отметить, что наличие ионов промежуточных энергий, по-видимому, характерно только для высокоимпульсных двигателей с ускоряющим напряжением более 500 В. При меньшем ускоряющем напряжении границы между ионами перезарядки, ионами промежуточных энергий и быстрых ионов размываются. Из этих соображений, к ионам промежуточных энергий в струе СПД-100 можно отнести ионы с энергиями от 30 до 150 эВ, что согласуется с результатами измерений [54].

Важный вывод из результатов измерений на КА «Экспресс-А» состоит в том, что измерения тормозных характеристик ЭА при угловом падении ионов приводит к значительному искажению спектров.

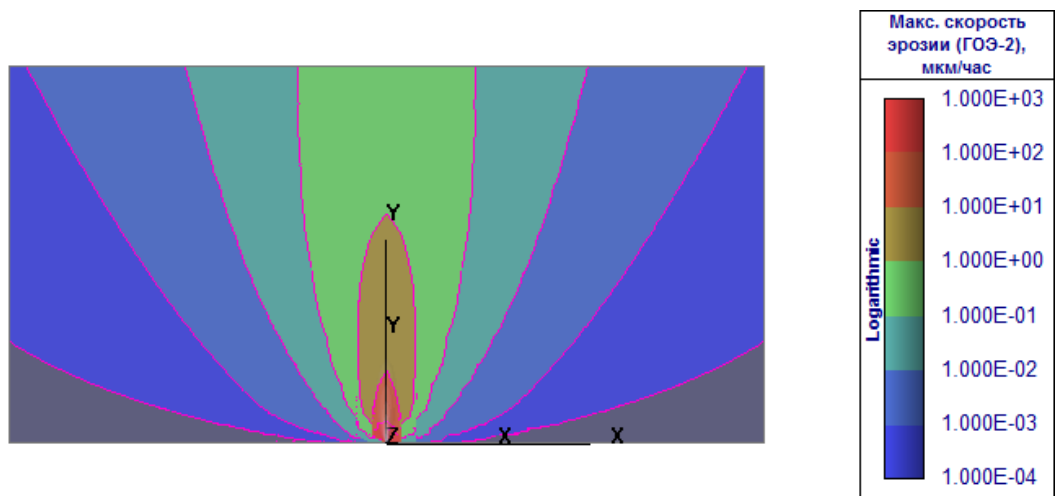
## **5.6 Оценка влияния фонового давления на результаты прогнозирования воздействия плазменной струи СПД на КА**

Таким образом, проведенное исследование показало, что условия проведения измерений, в частности давления в вакуумной камере, размеров вакуумной камеры, применяемых энергоанализаторов и системы питания-управления двигателем, оказывают существенное влияние на параметры плазменной струи высокоимпульсного СПД. Наиболее сильные изменения происходят в приосевой и периферийной зонах струи. Последние наиболее критичны с точки зрения воздействия на элементы конструкции космических аппаратов. Согласно полученным данным, плотность ионного тока при углах вылета ионов более  $50^\circ$  в космосе в 2-3 раза больше плотности тока, реализуемой в условиях стенда.

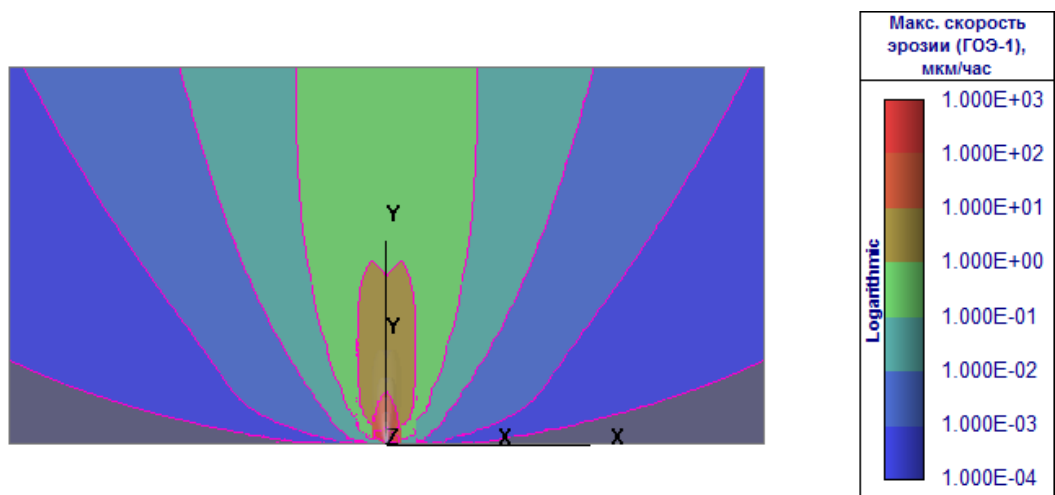
На рисунках 5.12-5.14 приведены результаты расчетов эрозионного, загрязняющего и механического воздействия струй СПД на КА по моделям струи, построенным при различном давлении в камере. Расчеты воздействия были проведены с помощью программного обеспечения TurboDESIGN [68].



(a)

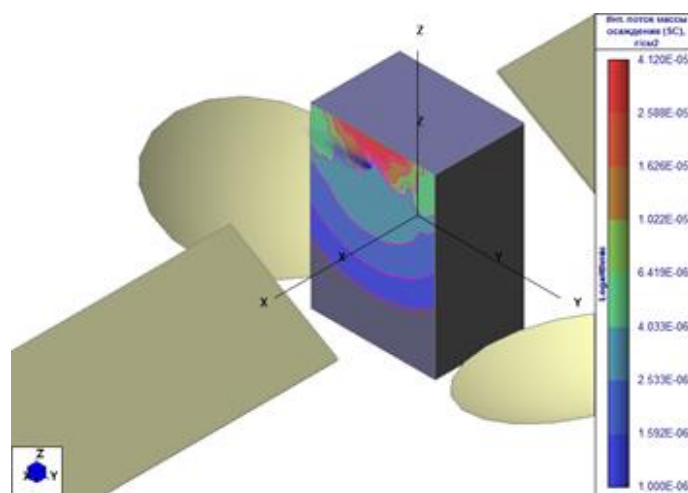


(б)

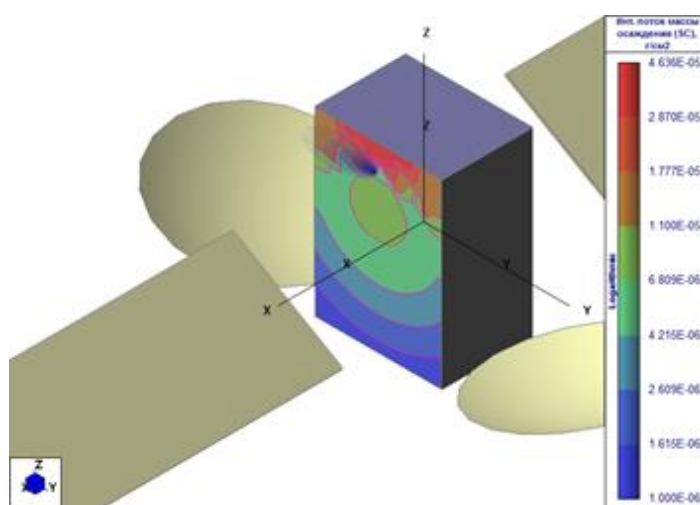


(в)

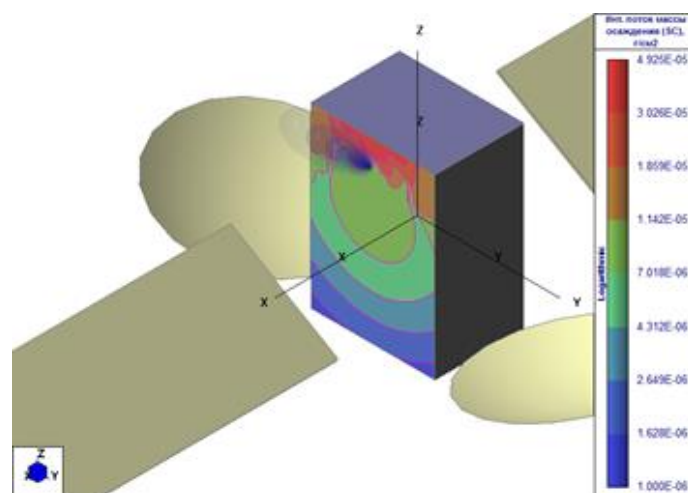
Рисунок 5.12 – Скорость эрозии (алюминий) для параметров струи, измеренных при различном давлении: а) 4,3 мПа; б) 1,1 мПа; и в) 0 мПа.



(а)

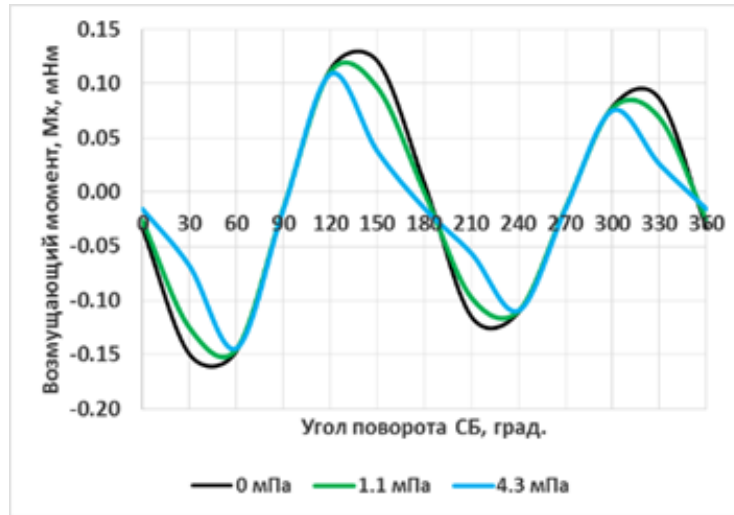


(б)

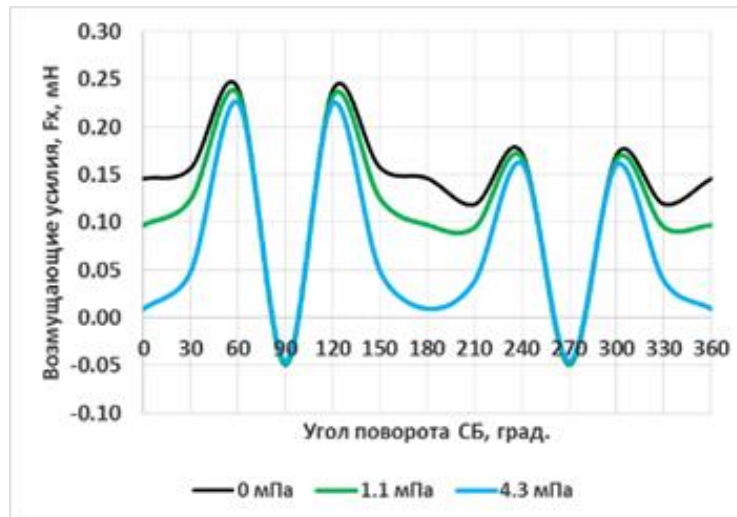


(в)

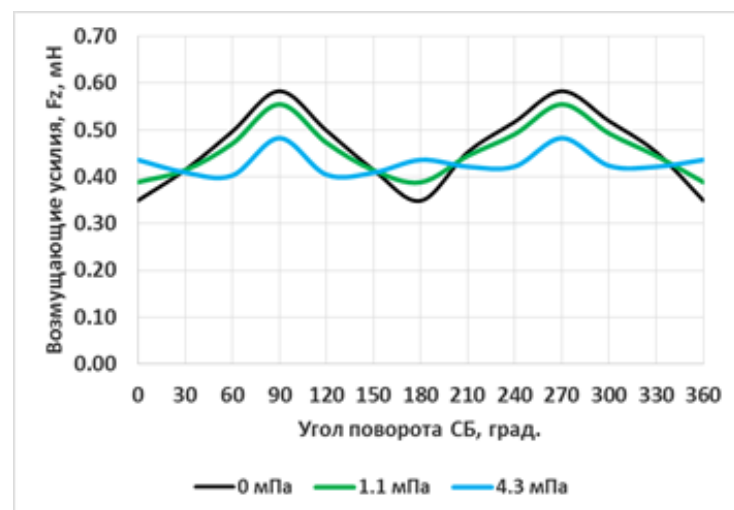
Рисунок 5.13 – Скорость загрязнения поверхности КА продуктами распыления панелей солнечных батарей для параметров струи, измеренных при различном давлении: а) 4,3 мПа; б) 1,1 мПа; и в) 0 мПа.



(а)



(б)



(в)

Рисунок 5.14 – Механическое воздействие на КА для параметров струи, измеренных при различном давлении.

Из этих рисунков следует, что наиболее сильно влияние давления сказывается на значениях скорости эрозии в периферийных областях струи. Это влияние может оказаться критичным для тонкопленочных покрытий солнечных батарей и отражающих поверхностей антенн. Влияние на уровень загрязнения и на уровень механического воздействия при данной компоновке менее критично, поскольку изменение интеграла по поверхности панелей солнечных батарей, попадающей в зону действия плазменной струи, оказывается меньше изменений плотности тока в точках этой поверхности. Однако при изменении компоновки ситуация может измениться, и влияние давления на результаты прогнозирования механического и загрязняющего воздействия может возрасти.

Таким образом, давление в камере может оказывать существенно влияние на параметры струи и, как следствие, на результаты анализов. Это означает, что оценки эффектов воздействия плазменной струи на КА, полученные по стендовым данным, окажутся заниженными. В итоге возникнет риск нарушения нормальной работы КА. В связи с этим при проектировании КА необходимо вводить соответствующие запасы по уровню воздействия струи на КА. Если же это окажется слишком жестким требованием, необходимо проводить дополнительные измерения параметров струи по предложенной методике, и уточнять ее параметры для условий натурной эксплуатации.

Как показал опыт проведения измерений параметров струи и последующей обработки полученных данных, для реализации упомянутой методики не требуется привлечения каких-либо сложных и дорогостоящих методов и оборудования. Даже наличие тягоизмерительного устройства не является обязательным требованием и носит рекомендательный характер. Поэтому общие затраты на проведение таких измерений и последующей обработки относительно невелики.

С физической точки зрения, данное исследование показало, что наиболее сильное влияние на КА в периферийной зоне струи оказывают не быстрые ионы, а ионы промежуточных энергий. Это связано с тем, что в периферийной зоне, наиболее интенсивно взаимодействующей с поверхностью КА, потоки этих ионов многократно превышают потоки быстрых ионов. Более того, при углах вылета более  $60-70^\circ$  быстрые ионы вообще не обнаруживаются в струе, поскольку их разлет ограничен элементами конструкции двигателя, и все ионы в этой зоне имеют промежуточные энергии.

Однако механизм образования ионов промежуточных энергий пока не совсем ясен, хотя уже сейчас можно сказать, что они формируются ниже по потоку, а их траектории не совпадают с траекториями разлета ускоренных ионов. Предложенная в работе модель упругого рассеяния позволяет объяснить характер изменения тормозных характеристик зондов во всем диапазоне углов вылета, однако вступает в явное противоречие по сечениям столкновений. В связи с этим для выяснения истинных механизмов генерации этих ионов необходима трехмерная кинетическая модель, описывающая процессы в ускорительном канале двигателя и в ближней зоне струи, учитывающая положение катода и влияние частиц остаточной атмосферы вакуумной камеры или более подробные измерения полей частиц и электрического поля в непосредственной близости к выходному сечению канала.

В тоже время, как отмечалось ранее, требуется проведение летных экспериментов для подтверждения адекватности разработанной модели струи, построенной по результатам стендовых измерений, а также для определения степени неконечности струи на большом расстоянии от двигателя.

## 5.7 Разработка рекомендаций по измерению параметров плазменных струй СПД в условиях стенда

### 5.7.1 Требования к зондам и блоку измерений

Электронный блок питания (БЭ) энергоанализатора обеспечивает формирование всех номиналов питания датчиков, обеспечивает проведение измерений и защиту измерительных цепей от перегрузок. Он содержит: блок генератора задерживающего напряжения 0-1000 В, источник питания отсечного напряжения -30 В и широкодиапазонный усилитель тока коллектора.

К блоку электропитания предъявляется ряд специфических требований по мощности источников питания сеток, чувствительности усилителя тока, времени измерений и пр. в связи с чем разработка электронного блока является не тривиальной научно-технической задачей.

С одной стороны, время измерений ТХ должно быть минимизировано, поскольку на фоне изменения (вариаций) параметров двигателя длительные измерения могут давать противоречивые результаты, выражающиеся в виде участков с положительным наклоном ТХ или искажений угловой характеристики струи. С другой стороны – для получения высокой точности и снижения влияния внешних помех требуется значительное увеличение времени измерений. Поэтому выбор параметров ЭА и БЭ является весьма сложной многофакторной задачей с множеством специфических ограничений.

Для оценки требуемых параметров ЭА и БЭ будем исходить из того, что нижний предел усилителя тока (при погрешности измерений не хуже 10 %) составляет  $I_{\text{ут}}^{\text{min}} = 10$  нА, что соответствует современному уровню развития электронной элементной базы.

Минимальная плотность тока ионов струи, реализуемая в периферийной области струи и на расстоянии 1 м от двигателя, составляет:

$$j_{i,\text{min}} = 10^{-4} \text{ А/м}^2.$$

Отсюда находим, что



$$F_{\text{эфф}} = \frac{I_{\text{ут}}^{\text{min}}}{j_{i,\text{min}}} = 10^{-4} \text{ м}^2 = 1 \text{ см}^2.$$

Задавшись коэффициентом геометрической прозрачности сеток  $\gamma_{\text{геом}}=0.35$  (три сетки с прозрачностью  $\gamma_c \approx 0.7-0.8$ ), находим, что геометрическая площадь входной диафрагмы:

$$F_{\text{вх}} = \frac{F_{\text{эфф}}}{\gamma_{\text{геом}}} = 2.85 \text{ см}^2.$$

Таким образом, диаметр входной диафрагмы

$$D_{\text{вх}} = \sqrt{\frac{4F_{\text{вх}}}{\pi}} = 1.9 \text{ см}.$$

В ядре струи плотность тока максимальна:

$$j_{i,\text{max}} = 10 \text{ А/м}^2.$$

Соответствующий ей ток коллектора и, соответственно, верхний предел усилителя тока, будет равен:

$$I_{\text{ут}}^{\text{max}} = j_{i,\text{max}} \cdot F_{\text{эфф}} = 10^{-3} \text{ А}.$$

Таким образом, усилитель тока должен гарантированно перекрывать диапазон измеряемых значений от 10 нА до 1 мА, т.е. его динамический диапазон должен составлять не менее 5 порядков.

Реализовать такой диапазон на одном усилителе без переключения диапазонов измерений практически невозможно, поэтому усилитель тока зонда должен включать в себя блок автоматического выбора диапазона измерений.

Учитывая, что зонд может находиться на большом удалении от усилителя (в экспериментах в АО «ИСС» это расстояние измерялось десятками метров), а на пути от зонда до усилителя может применяться несколько электрических соединителей (в т.ч., герморазъёмов), представляется целесообразным размещение блока усиления в вакуумной камере в непосредственной близости от ЭА, а сигнал с усилителя передавать в модуль обработки в цифровой форме. При этом, однако, блок усиления должен надежно охлаждаться и не попадать под действие струи. Из этого требования вытекает необходимость выполнения блока в виде отдельного

модуля, устанавливаемого на стенке вакуумной камеры или на специальной термостабилизированной (охлаждаемой) поверхности, максимально приближенной к месту установки ЭА.

В ходе отработки БЭ СКПС в МАИ было обнаружено, что в плотной плазме через отсечную сетку протекает ток порядка нескольких мА. Поскольку в БЭ использован слаботочный источник питания, это приводило к наводкам и искажению результатов измерений.

Максимальный ток потребления отсечной сетки (-30 В) можно оценить исходя из максимальной плотности тока и площади зонда по формуле:

$$I_{отс} = F_{вх} \cdot j_{i,max} = 3 \text{ мА.}$$

Это относительно небольшой ток, но блок питания должен его гарантированно обеспечивать и быть стабилизированным для надежной работы ЭА.

Время измерения усилителя тока также является очень важным параметром, сильно влияющим на точность измерений. Плазма в струе СПД является сугубо не стационарной. Особенностью рабочего процесса в СПД являются колебания ионного тока с частотой около 30 кГц с большим количеством высокочастотных гармоник. Поэтому для надежного измерения плотности тока время измерения должно быть не менее 100 периодов колебаний тока, т.е. не менее 5-10 мс. При таком времени измерения и количестве точек на ТХ не менее 100 имеем время измерения одной ТХ около 0.5-1 с.

Измерения параметров струи проводят в 10-30 точках по углу с шагом 3-10 град. Перемещение ЭА на координатном устройстве (КУ) из одной точки в другую занимает от 3 до 5 секунд (при скорости вращения 0.5-1 °/с). Более высокая скорость может привести к значительным колебаниям ЭА и снижению точности измерений.

Тогда, для измерений во всех точках требуется время около

$$t_{изм.} = \{ (0.5 \div 1) \times (10 \div 30) \} + \{ 180 / (0.5 - 1) \} = 2 \div 3 \text{ мин.}$$

За это время параметры двигателя могут значительно измениться, что приведет к снижению точности измерений. В связи с этим, при использовании системы КУ+ЭА измерения параметров струи следует производить после стабилизации состояния двигателя и условий в вакуумной камере.

Отметим, что при использовании системы КУ+ЭА существенного увеличения скорости измерений добиться практически невозможно. Единственный выход – применение множества зондов, установленных на фиксированных углах и производящих параллельные измерения. В этом случае время измерений параметров струи сократится до времени измерения одной ТХ, т.е. примерно до 1-2 с в зависимости от способа формирования задерживающего напряжения (ЦАП или генератор пилообразного напряжения + АЦП, соответственно). Дополнительным преимуществом такой схемы является возможность применения зондов с разными диаметрами входной апертуры, а также предварительной настройкой усилителей на требуемый диапазон измерений. Кроме того, создание надежного и быстродействующего координатного устройства также является весьма сложной задачей. Поэтому применение «линейки» зондов является вполне разумной альтернативой системе КУ+ЭА.

### **5.7.2 Последовательность измерений спектров при различном давлении в камере**

В экспериментах в ИЦК были проведены специальные методические эксперименты, которые показали, что для получения надежных данных, характеризующих влияние фонового давления на спектры и угловую характеристику струи измерения ТХ должны проводиться при фиксированном положении зонда путем последовательного изменения давления в заданном диапазоне значений. Это позволяет минимизировать влияние на результаты измерений вариаций параметров двигателя по времени, температуры зонда и других факторов, которые оказывают влияние при перемещении зонда по дуге. В то же время, точность измерений угловых характеристик при этом

снижается, поскольку вариации параметров струи накладываются на форму угловой характеристики.

По-видимому, наибольшую точность можно получить путем проведения измерений по обеим схемам, т.е. при сканировании по углу при одном фиксированном давлении (обычная схема измерений) и сканировании по давлению при фиксированном угле установке зондов.

Измерения по первой схеме дадут наиболее точную информацию по угловой характеристике, а по второй – о влиянии давления на плотность тока и энергетические спектры. При этом измерения плотности тока по второй схеме берут в относительных единицах и «привязывают» их к результатам измерений по первой схеме.

Необходимость оперативного и контролируемого сканирования по давлению при фиксированном положении зонда приводит к тому, что для регулирования давления газа в камере должен применяться прецизионный программно-управляемый регулятор расхода.

Отметим, что при таком алгоритме измерений может быть получено достаточно много точек по давлению, что существенно повышает точность экстраполяции.

Применение для регулирования давления отключения части насосных агрегатов представляется нерациональным и труднореализуемым, поскольку в этом случае невозможно обеспечить точную установку требуемой величины давления. Количество точек по давлению составляет при этом не более 3-4.

### **5.7.3 Выбор диапазона давления для испытаний**

Для получения наиболее достоверного результата измерений параметров струи должны проводиться при таком уровне вакуума, когда ослабление потока ионов на расстоянии от двигателя до ЭА и добавка к расходу рабочего тела двигателя за счет впрыска частиц остаточной атмосферы в зону ионизации и ускорения СПД не превышают 3-5%. Этому соответствует уровень вакуума не выше 0,7 мПа по ксенону или 1,33 мПа по

воздуху. Достижение такого уровня вакуума при работающем двигателе требует специализированных средств откачки с высокой производительностью.

Скорость откачки, необходимая для того, чтобы поддерживать такой уровень вакуума,  $Q_p$ , может быть определена из простого уравнения, а именно:

$$Q_p = \frac{m_t p_0}{\rho_0 p}$$

где  $m_t$ ,  $p_0$ ,  $p$ ,  $\rho_0$  – соответственно массовый расход рабочего тела, давление на входе рабочего тела в двигатель, требуемое давление внутри вакуумной камеры и плотность рабочего тела на входе в двигатель. При наземных испытаниях высокоимпульсных СПД, используемых для решения задач коррекции, массовый расход рабочего тела составляет около 3 мг/с. Из представленного выше уравнения определяется минимальная скорость откачки, обеспечивающая давление внутри вакуумной камеры  $10^{-5}$  мм рт.ст. Эта скорость будет составлять порядка 40000 л/с по ксенону, что соответствует примерно 80000 л/с по азоту, характеристики по которому указываются в паспорте откачного оборудования. Учитывая наличие дополнительных источников газовыделения и негерметичность больших вакуумных камер фактическая скорость откачки должна быть еще больше.

Такими средствами откачки в настоящее время, как видно из рисунка 5.15, обладают немногие камеры.

Таким образом, реализовать идеализированные условия измерений в настоящее время достаточно сложно. В связи с этим предложенный подход, основанный на учете влияния фонового давления на процессы формирования и распространения плазменной струи, позволяет оценить параметры струи, реализуемые в натуральных условиях.

Для реализации данного подхода измерения параметров струи должны проводиться при нескольких значениях давления в вакуумной камере в интервале давлений от 1-2 до 20-30 мПа. Количество ступеней по давлению должно быть не менее 3. Для обеспечения ступеней по давлению можно либо

производить дозированный напуск рабочего тела двигателя в вакуумную камеру, либо отключать некоторое количество насосов. Разница по давлению между ступенями должна быть достаточно большой, чтобы изменения параметров струи были значительны на фоне вариаций параметров двигателя и измерительной аппаратуры во времени.

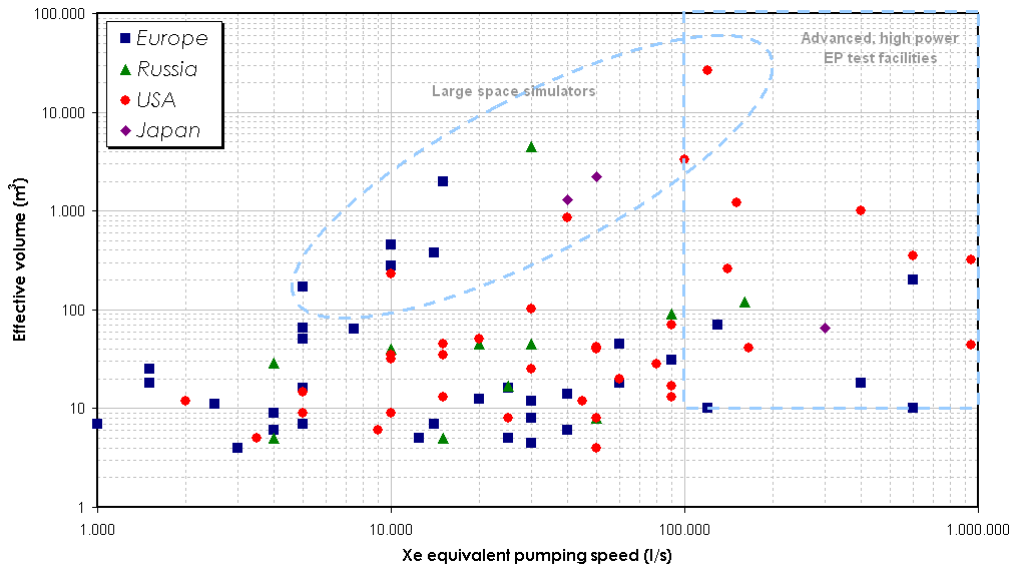


Рисунок 5.15 – Зависимость производительности откачного оборудования от размера откачиваемого объема камеры для мировых испытательных вакуумных установок

Наиболее рациональной представляется следующая схема измерений.

Вакуумная система должна работать на полную мощность. При минимальном давлении в камере проводится основная серия измерений: измеряются «базовая» угловая характеристика и тормозные характеристики. Измерения производятся по схеме № 1 (фиксированное давление, сканирование по углу вылета ионов). Поскольку эти характеристики будут получены при минимальном давлении в камере, они являются наиболее приближенными к реальным условиям.

Далее проводят измерения, направленные на определение зависимости угловых и энергетических характеристик от давления. Эти измерения проводят по схеме № 2 (фиксированное положение зонда, сканирование по

давлению). Зонд фиксируют в некотором положении. Камера полностью откачена. Измеряют ТХ при минимальном давлении. Затем с помощью регулятора расхода устанавливают фиксированный расход в камеру (или, при наличии системы регулирования – фиксированное значение давления в камере). Измеряют давление и соответствующую ему ТХ. Так получают 5-7 точек по давлению. Верхнее значение давления должно превышать минимальное значение, реализуемое без дополнительного натекания, не менее чем в 5-10 раз. Обработка данных, полученных таким образом, будет несколько отличаться от рассмотренной выше. Но основные подходы сохранятся и могут быть развиты для повышения точности измерений.

#### **5.7.4 Требования к измерениям тяги**

Для достижения наивысшей точности определения параметров струи, необходимо наличие на стенде тягоизмерительного устройства, с помощью которого при каждом значении давления определяют фактическое значение тяги двигателя. Если такого устройства нет, величина тяги для натуральных условий может быть определена с некоторой ошибкой, что приведет к ошибкам в определении параметров струи.

В то же время надо сказать, что погрешности определения тяги, которые не превышают 3-5 %, существенно меньше вариаций плотности тока в периферийной зоне, достигающих 200-300 %. Поэтому наличие тягоизмерительного устройства является именно рекомендательной мерой, а не жестким требованием к условиям проведения измерений.

Паспортная величина тяги, которую определяет разработчик двигателя, имеет достаточно высокую точность. Поэтому калибровка модели струи по этому значению позволит определить параметры струи с высокой точностью. Ошибки могут возникать при экстраполяции, поскольку модели струи для использованных значений  $P_k$  также калибруются по паспортному значению тяги, т.е. влияние давления на тягу двигателя здесь не учитывается.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенного исследования можно сделать следующие общие выводы:

1. Разработаны программа и методика измерений параметров плазменной струи СПД, по которой в двух вакуумных камерах различных организаций были получены экспериментальные данные об угловом и энергетическом распределении ионов струи при различном давлении в вакуумной камере и на различном расстоянии от двигателя.

2. Разработана методика обработки экспериментальных данных, основанная на применении многофракционной конической модели струи. Предложен метод совместного сглаживания угловых распределений энергетических фракций, позволяющий снизить погрешность измерений параметров струи в периферийной зоне до 20-30 %.

3. Определены закономерности изменения угла расходимости, углового и энергетического распределения потоков ионов струи высокоимпульсного СПД при изменении давления в вакуумной камере. Показано, что изменение параметров струи происходит не только из-за взаимодействия ионов струи с остаточным газом вакуумной камеры, но и в результате изменения поля течения ионов в разрядном канале двигателя и в ближней зоне струи.

4. Обоснована необходимость исключения из модели струи индуцированных ионов перезарядки, вносящих дополнительную ошибку в результаты измерений плотности тока в периферийных зонах.

5. Разработана методика переноса результатов измерений параметров струи в стендовых условиях на условия натурной эксплуатации, учитывающая ослабление потока ионов за счет взаимодействия с частицами остаточной атмосферы вакуумной камеры и изменения поля течения ионов в разрядном канале двигателя и в ближней зоне струи.



6. Определены параметры расчетной модели струи высокоимпульсного СПД для условий натурной эксплуатации. Установлено, что угол расходимости струи данного двигателя увеличивается с  $47^\circ$  при давлении 4-5 мПа до  $75^\circ$  при нулевом давлении. При этом плотность ионного тока в периферийной зоне струи увеличивается в 5-7 раз, а на оси струи уменьшается в 2-3 раза.

7. Разработаны рекомендации по порядку проведения измерений параметров плазменных струи СПД в стендовых условиях, позволяющие получить достоверные оценки параметров плазменных струй в условиях натурной эксплуатации.

## Список литературы

- 1 Ким В. Стационарные плазменные двигатели в России: проблемы и перспективы // Электронный журнал «Труды МАИ». 2012. № 60. [Электронный ресурс]. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=35374> (дата обращения: 15.11.2019)
- 2 Koppel Ch.R. Estublier D. The SMART-1 Hall Effect Thruster Around the Moon: In Flight Experience // 29-th International Electric Propulsion Conference (Princeton, USA, 31 October – 4 November 2005) – Princeton University. 2005, IEPC-2005-119.
- 3 Константинов М.С., Петухов В.Г., Попов Г.А. Применение СПД при выведении спутников на геостационарную орбиту с использованием ракет-носителей легкого класса // Вестник двигателестроения. 2003. № 2. С. 124-128.
- 4 Mathers A., Kristi de Grys., Paisley J Performance Variation in BPT-4000 Hall Thrusters,” IEPC- 2009-144 // The 31st International Electric Propulsion Conference (USA September 20 – 24 2009). – University of Michigan.
- 5 Ким В.П., Надирадзе А.Б., Попов Г.А., Ходненко В.П., Шишкин Г.Г. Проблемы применения электроракетных двигателей на космических аппаратах // Модель космоса, изд. 8-е., том 2, Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов, под ред. проф. Л.С. Новикова, М.: Книжный дом Университет, 2007. С. 615-659.
- 6 William G. Tighe, Rostislav Spektor, Kevin D. Diamant, Hani Kamhawi Effects of background pressure on the NASA 173M hall current thruster performance // 34th International Electric Propulsion Conference (Kobe-Nyogo, Japan, July 06-10 2015). 2015, IEPC-2015-152.
- 7 Ходненко В.П. Интеграция электрореактивных двигательных установок с космическим аппаратом // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. 2005, том 102. С. 143-156.

8 David Manzella, Robert Jankovsky, Frederick Elliot, Ioannis Mikellides, Gary Jongeward, Doug Allen. Hall Thruster Plume Measurements On-board the Russian Express Satellites // 27-th International Electric Propulsion Conference (Pasadena, California October 14 – 19 2001). 2001, IEPC-01- 44.

9 Козубский К.Н., Корякин А.И., Мурашко В.М. История космических стационарных плазменных двигателей и их применение в России, США и Европе. Новые вызовы для стационарных плазменных двигателей. К 40-летию первых космических испытаний стационарных плазменных двигателей // Электронный журнал «Труды МАИ». 2012. № 60. [Электронный ресурс]. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=35389> (дата обращения: 15.11.2019).

10 Арцимович Л.А., Андронов И.М., Морозов А.И. и др. Разработка стационарного плазменного двигателя и его испытания на ИСЗ «Метеор» // Космические исследования. 1974. Т. XII. Вып. 3. – С. 451 – 468.

11 Biagioni L., Kim V., Nicolini D. et.al. Basic issues in electric propulsion testing and the need for international standards // 28-th International Electric Propulsion Conference (Toulouse, France 17-21 March 2003). 2003, IEPC-2003-230.

12 Pagano D., Scaranzin S., Meniconi G., Scortecci F., Kutufa N. Performance and Plume Characterization of the SPT100-B Thruster // Joint Conference of 30-th ISTS, 34th IEPC and 6-th NSAT (Kobe-Hyogo, Japan, 4-10 July 2015), 2015, IEPC-2015-010.

13 Kim V., Kozlov V., Popov G., Skrylnikov A. Plasma Parameter Distribution Determination in SPT-70 Plume // 28-th International Electric Propulsion Conference (Toulouse, France, 17-21 March 2003). 2003, IEPC-2003-107

14 Boyd I.D., Cai C., Walker M.L.R., Gallimore A.D. Computation of Neutral Gas Flow From a Hall Thruster Into a Vacuum Chamber // Rarefied Gas Dynamics: 23rd International Symposium (Whistler, British Columbia, Canada, 20-25 July 2002) edited by A.D. Ketsdever and E.P. Muntz, CP663, P. 541-548.

15 Snyder J.S., Lenguito G., Frieman J.D., Haag T.W., Mackey J.A. The Effects of Background Pressure on SPT-140 Thruster Performance at Multiple Power Levels // Propulsion and Energy Forum 53rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference (Cincinnati, OH, 9-11 July 2018) P. 1-17.

16 Yassir Azziz. Experimental and Theoretical Characterization of a Hall Thruster Plume. Aeronautics and Astronautics, Massachusetts Institute of Technology, 2007. 230 p.

17 Ким В.П. Конструктивные признаки и особенности рабочих процессов в современных стационарных плазменных двигателях Морозова // Журнал технической физики. 2015. Том 85 вып. 3. С. 45-59.

18 Горшков О.А., Муравьев В.А., Шагайда А.А. Холовские и ионные плазменные двигатели для космических аппаратов. М.: Машиностроение, 2008. 280 с.

19 Панасюк М., Новиков Л. (ред.) Модель космоса. Том 2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. М.: КДУ, 2007. 1144 с.

20 Korsun, A. G., Tverdokhlebova E. The Characteristics of the EP Exhaust Plume in Space // 33-rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit (Seattle, WA, July 1997). 1997, AIAA-1997-3065.

21 Korsun A.G., Tverdokhlebova E.M., Gabdullin F.F. The Distinction between the EP Plume Expansion in Space and in Vacuum Chamber // The 29-th International Electric Propulsion Conference (Princeton, USA, 31 October – 4 November 2005) – Princeton University. 2005, IEPC-2005-073.

22 Архипов А.С. Исследование характеристик струй стационарных плазменных двигателей (СПД) при повышенных разрядных напряжениях // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Москва, 2010 г. 150 с.

23 Горшков О. А., Шагайда А.А. Одномерная полуэмперическая модель плазмы в ускорителе с замкнутым дрейфом электронов // Физика плазмы 2008. № 7 Том 34. С. 641-647.

24 Архипов А.С., Бишаев А.М. Численное моделирование в трехмерной постановке струи плазмы, выходящей в окружающее пространство из стационарного плазменного двигателя // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2007. № 3 том 47. С. 490-505.

25 Goebel D.M., Katz I. Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters / JPL Space science and technology series, California, the USA, 2008, 486 p.

26 Merino M., Cichocki F., Ahedo E. A collisionless plasma thruster plume expansion model // Plasma Sources Science and Technology 24(3), 2015, P. 1-12 DOI: 10.1088/0963-0252/24/3/035006.

27 Boyd I. D., Sun Q., Cai Ch., Tatum K. E. Particle simulation of Hall thruster plumes in the 12V vacuum chamber. // 29-th International Electric Propulsion Conference (Princeton, USA, 31 October – 4 November 2005) – Princeton University. 2005. IEPC-2005-138.

28 Ortega A.L., Mikellides I.G., Chaplin V.H., Snyder J.S., Lenguito G. Facility pressure effects on a Hall thruster with an external cathode: I. Numerical simulations // Plasma Sources Science and Technology. 2020. Volume 29, Number 3, 4 March 2020, P. 1-18. DOI: 10.1088/1361-6595/ab6c7e.

29 Mikellides I.G., Ortega A.L., Chaplin V.H., Lenguito G. Facility pressure effects on a hall thruster with an external cathode, II: theoretical model of the thrust and the significance of Azimuthal asymmetries in the cathode plasma // Plasma Sources Science and Technology. 2020. 29(3). P. 1-28/ DOI: 10.1088/1361-6595/ab6c7f.

30 Khartov S., Metois P., Nadiradze A., Perrin V. Simulation Tools for the Plasma Propulsion and Satellite Environment // 52-nd International Astronautical Congress (Toulouse, France, 1-5 October 2001) – France. 2001.

31 Nadiradze A.B., Kharov S.A. A 3D model calculating sputtering and depositing processes under electric propulsion thruster testing in a vacuum chamber

// 29-th International Electric Propulsion Conference (Princeton, USA, 31 October –4 November 2005) – Princeton University. 2005.

32 Pacros A. Instruments Design and Testing for a Hall Thruster Plume Experiment on the Space Shuttle by Submitted to the Department of Aeronautics and Astronautics in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science in Aeronautics and Astronautics, 2002, 144 p.

33 Баркалов Е.Е., Веселовзоров А.Н., Погорелов А.А., Свирский Э.Б., Смирнов В.А. Компонентный состав пучка стационарного плазменного двигателя СПД-100 // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 2. С.113-117.

34 Надирадзе А.Б., Фролова Ю.Л. Влияние давления в вакуумной камере на процессы формирования плазменной струи СПД // 17-ая Международная конференция «Авиация и космонавтика» сб. трд. (Москва, 19-23 ноября 2018). Москва, С.116-117.

35 Walker, M. L. R., Effects of facility backpressure on the performance and plume of a hall thruster. A dissertation submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy (Aerospace Engineering) in The University of Michigan, 2005. 245 p.

36 Spektor R., Tighe W.G., Stoltz P. H., Beckwith K. R. C. Facility effects on hall thruster performance through cathode coupling // 34-rd International Electric Propulsion Conference (Kobe, Japan 6-10 July 2015) – Kobe, Japan, 2015. IEPC-2015-309.

37 Wensheng Huang, Hani Kamhawi, and Thomas Haag. Effect of background pressure on the performance and plume of the HiVHAc hall thruster // 33-rd International Electric Propulsion Conference (Washington, D.C., USA 6 – 10 October 2013) – The George Washington University, 2013. IEPC-2013-058.

38 Kevin D. Diamant, Raymond Liang and Ronald L. Corey. The effect of background pressure on SPT-100 hall thruster performance // AIAA Propulsion and Energy Forum (Cleveland, OH, 28-30 July 2014) – Cleveland, 2014. AIAA-2014-3710.

39 Dorval N., Bonnet J., Marque J.P., Rosencher E., Chable S., Rogier F., Lasgorceix P. Determination of the ionization and acceleration zones in a Stationary Plasma Thruster // 27th International Electric Propulsion Conference (Pasadena, CA, 15-19 October 2001) – Pasadena, CA, 2001. IEPC-01-21.

40 David Byers, John W. Dankanich. A review of facility effects on Hall Effect thrusters // 31-st International Electric Propulsion Conference (Michigan, USA, 20 – 24 September 2009) – University of Michigan Ann Arbor, 2009. IEPC-2009-076.

41 Григорьев А.М. Вакуумметрические приборы для современных вакуумных технологических процессов // Электронная промышленность. 1984. Вып. 4(135). С. 8–13.

42 Розанов Л.Н. Вакуумная техника: Учеб. для вузов по спец. «Вакуумная техника». – 2-е изд., перераб. и доп. М.: Высш. шк. 1990. С. 320: ил.

43 Кожевников В.В., Надирадзе А.Б., Назаренко И.П. Фролова Ю.Л., Хартов С.А. Лабораторные исследования струй электроракетных двигателей зондовыми методами // Изв. вузов. Авиационная техника. 2018. № 4. С. 150-153.

44 Горшков О.А., Шагайда А. А. Метод определения коэффициентов эффективности плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов // Письма в ЖТФ. 2008. Вып. 4 том 34. С. 37-43.

45 АО «Информационные спутниковые системы» имени академика М. Ф. Решетнёва» Экспериментальная база [Электронный ресурс]. URL: <https://www.iss-reshetnev.ru/capabilities>.

46 Холодкова, Н.В., Холодков И.В. Техника высокого вакуума: лабораторный практикум // Иван. гос. хим.-технол. ун-т. – Иваново, 2014. 143с.

47 Фролов Е.С., Минайчев В.Е., Александрова А.Т. и др. Вакуумная техника: Справочник. М.: Машиностроение. 1992. С. 480: ил.

48 Khartov S.A., Nadiradze A.B. Some remarks about published data concerning the Spt-100 jet parameters distribution // Second European Spacecraft Conference (27-29 May 1997) – ESA SP-152, 1997. P. 183-189.

49 Надирадзе А.Б., Бляхарский С.С., Фролова Ю.Л. Оценка эффективной площади многосеточных зондов-энергоанализаторов по скорости распыления образца-свидетеля // Инженерные системы: труды научно-практической конференции с международным участием, посвященной 60-летию Российского университета дружбы народов: в 2 т. Москва, 14–16 октября 2020 г. / под ред. М. Ю. Мальковой. – Москва: РУДН, 2020, С.148-156.

50 Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М. Атомиздат, 1977, 384 с.

51 Ким В.П., Архипов А.С., Бишаев А.М., Меркурьев Д.В., Сидоренко Е.К. Исследование формирования потоков ионов перезарядки вблизи выхода из ускорительного канала стационарного плазменного двигателя // Физика плазмы. 2014. № 10 том 40. С. 937–945.

52 Яковлев В.Ф. Курс физики. Теплота и молекулярная физика. Учеб. пособие для студентов физ.-мат. фак. пед. ин-тов. М., "Просвещение", 1976. 320 с.

53 Надирадзе А.Б., Фролова Ю.Л. Механизмы образования ионов промежуточных энергий в струях стационарных плазменных двигателей // Вестник московского авиационного института. 2020. №3 Т. 27. С. 189-200.

54 Ким В.П., Меркурьев Д.В., Сидоренко Е.К. Исследование параметров плазмы и радиальных потоков ионов вблизи выходной плоскости стационарного плазменного двигателя // Вестник московского авиационного института. 2014. № 1 Т. 21. С. 95-103.

55 Sullivan R.M., Torrey P.A., Johnson L.K. Investigation of High-Energy Ions with High-Angle Trajectories in Hall Thruster Plumes // The 30-th International Electric Propulsion Conference (Florence, Italy 17-20 September 2007) – Florence, Italy, 2007, IEPC-2007-31.



56 Diamant K.D, Curtiss T.J., Spektor R., Beiting E.J. Performance and Plume Characterization of the BHT-1500 Hall Thruster // 30-th International Symposium on Space Technology and 34-th International Electric Propulsion Conference and 6th Nano-satellite Symposium (Hyogo-Kobe, Japan, 4 – 10 July 2015) – Hyogo-Kobe, Japan, 2015, IEPC-2015-69/ISTS-2015-b-69.

57 Perrin V., Metois P., Khartov S., Nadiradze A. Simulation tools for the plasma propulsion and satellite environment // 52-nd International Astronautical Congress (Toulouse, France, 1-5 October 2001) – Toulouse, France, 2001.

58 Лебедев Ю. А. Электрические зонды в плазме пониженного давления. 1998. 26 с. [Электронный ресурс]. URL: <https://plazma.karelia.ru/pub/fntp/Lebedev.pdf> (дата обращения: 10.02.2020).

59 Торопов Г.П. Математическое моделирование распространения струи стационарного плазменного двигателя в объеме вакуумной камеры // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. М.: МАИ. 2005. 120 с.

60 Miller J. S., Pullins S. H., Levandier D. J., et.al. Xenon charge exchange cross sections for electrostatic thruster models // Journal of Applied Physics. 2002. Vol 91, No. 3. P. 984-991.

61 Физико-химические процессы в газовой динамике. Компьютеризованный справочник в 3-х томах. Том 1: Динамика физико-химических процессов в газе и плазме // Под ред. Г.Г. Черного и С.А. Лосева. М.: Изд. Моск. ун-та, 1995. 350 с.

62 Никулин С.П. Электронные и ионные процессы в газоразрядных системах низкого давления. Учебник для студентов и аспирантов по специальности Физическая электроника. Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2008. 294 с.

63 Торопов Г.П., Хартов С.А. Модель распространения струи плазменного двигателя при его испытаниях в вакуумной камере с учетом влияния электрического поля // Вестник Московского авиационного института. 2011. №2 том 18. С. 83-88.

64 Надирадзе А.Б., Фролова Ю.Л., Зуев Ю.В. Калибровка конической модели струи стационарного плазменного двигателя по интегральным параметрам двигателя // Вестник московского авиационного института, 2019. Т.26. №4. С.144-155.

65 Blinov N.V., Gorshkov O.A., Rizakhanov R.N., Shagayda A.A. Hall-Effect Thruster with High Specific Impulse // 4-th International Spacecraft Propulsion Conf. (Sardinia, Italy, 2-9 June 2004) – Sardinia, 2004.

66 Иришков С.В. Численная модель динамики плазмы в холловском двигателе // Электронный научный журнал «ИССЛЕДОВАНО В РОССИИ» [Электронный ресурс] URL: <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/044.pdf>. (дата обращения: 17.06.2018).

67 Absalamov S.K., Andreev V.B., Colbert T., Day M. et al. «Measurement of Plasma Parameters in the Stationary Plasma Thruster (SPT-100) Plume and Its Effect on Spacecraft Components». AIAA-92-3156, AIAA/SAE/ASME/ASEE 28th Joint Propulsion Conference. July 6 – 8, 1992, Nashville, TN, USA.

68 Свид. 2015616997 Российская Федерация. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. Взаимодействие разреженных газов, плазмы, твердых и элементарных частиц с поверхностью тел сложной геометрической формы (базовый модуль) Turbo DESIGN 10.0 – BSAIC / А.Б. Надирадзе, заявитель и правообладатель ФГБОУ ВПО «МАИ (НИУ)» (RU). – №2015613814; заявл. 07.05.15; опубл. 26.06.15, Реестр программ для ЭВМ.