



МИНОБРНАУКИ РОССИИ
федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет «МЭИ»

Институт
Кафедра

ИТАЭ
ОФиЯС

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
(МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ)

Направление 14.04.01 Ядерная энергетика и теплофизика
(код и наименование)

Образовательная программа Прикладная физика плазмы и управляемый термоядерный синтез

Форма обучения очная
(очная/очно-заочная/заочная)

Тема: Исследование свойств турбулентности плазмы в зонах с градиентом магнитного поля в плазменной установке ПЛМ

Студент ТФ-13м-22 Анисимов Д.А.
группа подпись фамилия и инициалы

Руководитель ВКР д.ф.-м.н. профессор Будаев В.П.
уч. степень должность подпись фамилия и инициалы

Консультант уч. степень должность подпись фамилия и инициалы

Внешний консультант уч. степень должность подпись фамилия и инициалы

организация

«Работа допущена к защите»

член-

корреспондент
Российской
Академии Наук

Заведующий кафедрой д.т.н. Дедов А.В.
уч. степень звание подпись фамилия и инициалы

Дата

Москва, 2024



МИНОБРНАУКИ РОССИИ
федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет «МЭИ»

Институт
Кафедра

ИТАЭ
ОФИЯС

ЗАДАНИЕ
НА ВЫПУСКНУЮ КВАЛИФИКАЦИОННУЮ РАБОТУ
(магистерскую диссертацию)

Направление 14.04.01 Ядерная энергетика и теплофизика
(код и наименование)

Направленность (профиль) Прикладная физика плазмы и
управляемый термоядерный синтез

Форма обучения очная
(очная/очно-заочная/заочная)

Тема: Исследование свойств турбулентности плазмы в зонах с
градиентом магнитного поля в плазменной установке ПЛМ

Студент ТФ-13м-22 Д.А. Анисимов
группа подпись фамилия и инициалы

Научный
руководитель д.ф.-м.н. профессор В.П. Будаев
уч. степень должность подпись фамилия и инициалы

Консультант
уч. степень должность подпись фамилия и инициалы

Консультант
уч. степень должность подпись фамилия и инициалы

Зав. кафедрой д.т.н., доц. А.В. Дедов
уч. степень звание подпись фамилия и инициалы

Место выполнения работы ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ»

1.Обоснование выбора темы выпускной квалификационной работы

Турбулентность плазмы в термоядерных установках (токамаках и других) является причиной аномально высокого переноса плазмы поперек магнитного поля, приводя к ухудшению удержания в магнитной ловушке. Аналитически или численно решить задачу о динамике турбулентной плазмы с требуемой точностью на больших временных масштабах (в том числе, на временном диапазоне длительной работы токамака-реактора) в настоящее время не удаётся. Необходимо из эксперимента определить статистические свойства турбулентности и получить оценки, что в дальнейшем позволит развить представления о физических свойствах турбулентности плазмы и даст возможность качественно и количественно описать процессы переноса в лабораторной плазме. В настоящей работе проведены экспериментальные исследования турбулентности плазмы на плазменной установке ПЛМ-М. Данная установка позволяет проводить эксперименты в стационарных многочасовых разрядах непосредственно моделируя реальные условия краевого плазменного разряда токамака.

Научный руководитель В.П. Будаев дата 07.02.2024 г.

Студент Д.А. Анисимов дата 07.02.2024 г.

2.Консультации по разделу

Подпись консультанта _____ дата _____

3.Консультации по разделу

Подпись консультанта _____ дата _____

4. План выполнения выпускной квалификационной работы

| № п\п | Содержание разделов | Срок выпол- нения | Трудоём- кость, % |
|----------|--|-------------------------|-------------------------|
| I. | <p>Теоретическая часть</p> <p>1. Свойства турбулентной плазмы в линейных плазменных установках и токамаках;</p> <p>2. Статистический и спектральный анализ плазмы;</p> <p>3. Методы измерения и обработки сигналов зондов Ленгмюра.</p> | 29.04 | 20 |
| II. | <p>Экспериментальная часть</p> <p>1. Проведение экспериментов с использованием зондовой диагностики в различных областях плазменного разряда на установке ПЛМ-М;</p> <p>2. Обработка и анализ полученных экспериментальных данных.</p> | 15.05 | 60 |
| III. | <p>Публикации</p> <p>51 международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу // Измерение параметров плазмы зондовым методом в условиях ВЧ нагрева плазмы геликоновой антенной в установке ПЛМ-М</p> | 18.03 | 10 |
| IV. | Оформление диссертации | 09.06 | 10 |

5. Рекомендуемая литература

1. Плазменная установка НИУ «МЭИ» для испытаний тугоплавких металлов и создания высокопористых материалов нового поколения / В.П. Будаев, С.Д. Федорович, М.В. Лукашевский, Ю.В. Мартыненко // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2017. – Т. 40. – № 3. – С. 23-36.
2. Будаев, В. П. Наблюдения перемежаемости и обобщённого самоподобия в турбулентных пограничных слоях лабораторной и магнитосферной плазмы: на пути к определению количественных характеристик переноса / В. П. Будаев, С. П. Савин, Л. М. Зелёный // Успехи физических наук. – 2011. – Т. 181. – № 9. – С. 905-952.
3. Ершов А. П. Метод электрических зондов Ленгмюра. Описание задачи спецпрактикума //М.: Физический факультет МГУ. – 2007.
4. Popov, Tsv K, P. Ivanova, Jan Stöckel and R. Dejarnac. “Electron energy distribution function, plasma potential and electron density measured by Langmuir probe in tokamak edge plasma.” Plasma Physics and Controlled Fusion 51 (2009): 065014.
5. Fedorovich, S & Budaev, V.P. & Martynenko, Yu & Karpov, A & Gubkin, M & Sviridov, E & Rogozin, Konstantin & Zakletsky, Z. (2019). Formation of titanium highly porous nanostructured surface under plasma irradiation in the PLM device. Journal of Physics: Conference Series. 1370. 012045. 10.1088/1742-6596/1370/1/012045.

Примечание:

1. Задание брошюруется вместе с выпускной работой после титульного листа (страницы задания имеют номера 2, 3, 4, 5).

АННОТАЦИЯ

В выпускной квалификационной работе, посвящённой исследованию свойств турбулентности плазмы в зонах с градиентом магнитного поля в плазменной установке ПЛМ-М, изложены теоретические и экспериментальные данные о процессе измерения и анализа плазменной турбулентности. Представлено описание экспериментальной установки и зондовой диагностики, а также методики проведения исследований для анализа турбулентности плазмы на основании зондов Ленгмюра и обработки полученных экспериментальных данных. Проведены эксперименты по изучению статистических и спектральных характеристик и определению основных параметров плазмы в различных областях плазменного разряда установки ПЛМ-М, а также представлен анализ полученных результатов. Разработана программа для автоматизированной обработки экспериментальных данных зондовой диагностики.

| | |
|--|----|
| Оглавление | |
| АННОТАЦИЯ..... | 6 |
| ВВЕДЕНИЕ..... | 8 |
| ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ | 10 |
| 1.1 СВОЙСТВА ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ В ЛИНЕЙНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСТАНОВКАХ И ТОКАМАКАХ | 10 |
| 1.2 СТАТИСТИЧЕСКИЙ И СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПЛАЗМЫ..... | 15 |
| 1.3 МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СИГНАЛОВ ЗОНДОВ ЛЕНГМЮРА..... | 23 |
| ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 1 | 35 |
| ГЛАВА 2. УСТАНОВКА ПЛМ-М | 36 |
| 2.1 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ ПЛМ-М | 36 |
| 2.2 ОПИСАНИЕ ЗОНДОВОЙ ДИАГНОСТИКИ В ПЛМ-М | 38 |
| 2.3 ЭКСПЕРИМЕНТЫ В УСТАНОВКЕ ПЛМ-М С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ОБРАЗЦАМИ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРЫ ТИПА «ПУХ».. | 43 |
| ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 2..... | 47 |
| ГЛАВА 3. ИЗМЕРЕНИЯ ЗОНДАМИ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УСТАНОВКЕ ПЛМ-М..... | 48 |
| 3.1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ..... | 48 |
| 3.2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ И СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКЕ ПЛМ-М ДЛЯ АНАЛИЗА СВОЙСТВ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ | 56 |
| 3.2.1 ИЗМЕРЕНИЕ ИОННОГО ТОКА НАСЫЩЕНИЯ | 56 |
| 3.2.2 ИЗМЕРЕНИЕ ПЛАВАЮЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА В КАТОД-АНОДНОЙ ОБЛАСТИ УСТАНОВКИ ПЛМ-М..... | 65 |
| 3.2.3 ИЗМЕРЕНИЕ ПЛАВАЮЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА В РЕСИВЕРНОЙ ОБЛАСТИ УСТАНОВКИ ПЛМ-М..... | 74 |
| ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 3 | 85 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ | 87 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ..... | 89 |

ВВЕДЕНИЕ

Турбулентность плазмы в термоядерных установках с различными магнитными конфигурациями является причиной аномально высокого переноса плазмы поперек магнитного поля приводя к ухудшению удержания в магнитной ловушке. Аналитически или численно решить задачу о динамике турбулентной плазмы с требуемой точностью на больших временных масштабах (в том числе, на временном диапазоне длительной работы токамака-реактора) в настоящее время не удаётся. Необходимо из эксперимента определить статистические и спектральные свойства турбулентности и получить оценки, что в дальнейшем позволит развить представления о физических свойствах турбулентности плазмы и даст возможность качественно и количественно описать процессы переноса в лабораторной плазме.

В настоящее время одной из важнейших проблем плазменного удержания является описание взаимодействия приповерхностной турбулентной плазмы с материалами. В токамаках обращенные к плазме компоненты первой стенки и дивертора испытывают высокие плазменно-тепловые нагрузки, в следствие которых возможны эрозия и разрушение материалов. В токамаке ИТЭР дивертор и первая стенка будут изготовлены из вольфрама. Он будет непрерывно подвергаться плазменным нагрузкам, в том числе плазменным потокам гелия, который в большом количестве образуется в результате реакции синтеза трития и дейтерия. Под нагрузками материалы могут значительно изменять свои свойства в следствии взаимодействия с плазмой. Длительность разряда в экспериментах на современных токамаках значительно меньше длительности стационарного разряда в термоядерном реакторе, в том числе в ИТЭР. Поэтому требуются испытания термоядерных материалов в стационарных плазменных разрядах для понимания взаимодействия с приповерхностной плазмой теплозащитной облицовки камеры токамаков.

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования турбулентности плазмы на установке ПЛМ-М. Данная установка представляет

собой плазменный линейный мультикасп и позволяет проводить эксперименты в стационарных многочасовых разрядах непосредственно моделируя реальные условия краевого плазменного разряда токамака. Параметры плазмы на установке ПЛМ-М достигают значений в области СОЛ (от английского *SOL – scrape-off-layer*) и дивертора, ожидаемых в ИТЭР. Исследования, проводимые в стационарных многочасовых разрядах, позволяют набирать большую базу экспериментальных данных, решая вопросы интерпретации результатов при измерении плазменной турбулентности в интересах токамаков Т-15МД, ТРТ, ИТЭР и термоядерных установок следующего поколения, в том числе планируемой к сооружению гибридной реакторной установки – термоядерного источника нейтронов ТИН.

Цель работы:

- Провести анализ статистических и спектральных характеристик турбулентности плазмы на основании экспериментальных данных зондовой диагностики в зонах с градиентом магнитного поля в плазменной установке ПЛМ-М.

Задачи работы:

- Разработать программу в среде *Matlab* для автоматизированной обработки экспериментальных данных зондовых измерений в плазменном разряде установки ПЛМ-М;
- Апробировать методы обработки экспериментальных данных, полученных с помощью зондов Ленгмюра, по определению параметров плазмы в установке ПЛМ-М.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 СВОЙСТВА ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ В ЛИНЕЙНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСТАНОВКАХ И ТОКАМАКАХ

Турбулентность плазмы – это естественное состояние, которое наблюдается как в магнитосфере земли, так и в различных установках плазменного удержания. Однако в отличие от жидкости, в плазме возможно одновременное существование различных типов турбулентных состояний. Это объясняется наличием в плазме большого количества возможных течений и колебаний. Исходя из этого различают, например ленгмюровскую турбулентность, возникающую при возбуждении в основном ленгмюровских колебаний, ионно-звуковую турбулентность и т. д. Перечислим основные типы неустойчивостей плазмы классифицируя по физике процесса:

1. Гидромагнитные неустойчивости
 - Желобковая неустойчивость
 - Тиринг-моды
 - Винтовые неустойчивости
2. Диссипативные неустойчивости
 - Гравитационная диссипативная неустойчивость
 - Токово-конвективная неустойчивость
3. Дрейфовые неустойчивости
 - Дрейфовые волны
 - Дрейфово-диссипативная неустойчивость
4. Кинетические неустойчивости
 - Неустойчивость пучка в плазме
 - Ионный звук в плазме с током
 - Кинетические конусные неустойчивости
5. Параметрические неустойчивости.

В экспериментах на токамаках наиболее часто встречающиеся неустойчивости плазмы:

- Винтовые неустойчивости - *Kink instabilities*
- Неоклассические тиринг моды - *Neo-classical tearing mode, NTM*
- Резистивные моды и запертые моды *Resistive wall mode – RWM, locked mode*
- Пилообразные колебания - *Sawteeth*
- Балонные неустойчивости - *Ballooning*
- Тороидальные Альвеновские моды - *Toroidal Alfvén Eigenmode (TAE)*
- Кинетические неустойчивости – фишбоны *Fishbones*
- ЭЛМы - *Edge Localised Mode (ELM)*
- Неустойчивость вертикального смещения - *Vertical Displacement Event (VDE)*
- Радиационный коллапс - *Radiative collapse, MARFE*
- Микронеустойчивости вызванные
 - градиентом ионной / электронной температуры (*ITG, ETG*)
 - неустойчивость на запертых ионах *Trapped Electron Mode (TEM)*

В плазменных экспериментах важная роль граничных эффектов принимается во внимание всегда, когда ставится задача достичь наилучших условий удержания плазмы в ловушке и нагрева плазмы. Особенно это относится к экспериментам в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы: токамаках, стеллараторах, линейных установках. Многочисленные исследования в таких установках свидетельствуют о сильной развитой турбулентности плазмы в центральных и периферийных областях объёма удержания. Турбулентность приводит к повышенному переносу плазмы поперёк удерживающего её магнитного поля, снижая эффективность удержания и увеличивая тепловую нагрузку на элементы вакуумной камеры, контактирующие с горячей плазмой.

В турбулентной плазме лабораторных термоядерных установок и магнитосфере перемежаемость наблюдается в виде пульсаций большой

амплитуды. Законы масштабного подобия (скейлинги) такой турбулентности с перемежаемостью описываются параметрами, зависящими от масштаба. Из теоретического рассмотрения следует, что свойство перемежаемости турбулентности связано со скрытыми статистическими симметриями (симметриями масштабной инвариантности) динамических уравнений, описывающих движение, и необходимостью установить масштабную инвариантность в ограниченном пространстве пристеночной зоны.

Случайные пульсации скорости и других параметров турбулентного потока с перемежаемостью обладают негауссовой статистикой, т.е. не описываются классическим (нормальным) законом дисперсии. Из самых общих теоретических представлений следует, что динамика такого процесса может описываться степенными законами распределения, т.е. спектром характерных масштабов. Дальние корреляции, формируемые свойством многомасштабной инвариантности и негауссовой статистикой, вызывают повышенный турбулентный перенос.

Низкочастотная турбулентность пристеночной плазмы измерялась во многих токамаках, начиная с экспериментов на первом токамаке ТМП в Курчатовском институте. С конца 1970-х гг. прилагаются значительные усилия для измерения параметров турбулентности пристеночной плазмы в термоядерных установках (ТУ) для выяснения механизмов переноса плазмы поперёк магнитного поля, которые аномально велики вблизи стенки [1]. Пристеночная плазма в ТУ очень сложный объект для исследований. Один из наиболее информативных методов её изучения является зондовый метод. Применяются миниатюрные зонды из теплостойких материалов (обычно из вольфрама или графита), погружаемые в плазму. Используются также оптические методы диагностики (измерение спектральных линий основной и примесной компонент плазмы), болометры, собирающие зонды, термopарные зонды, рефлектометрия, магнитные зонды, регистрация оптического излучения быстрыми цифровыми видеокамерами. Применение таких методов диагностики обосновывается для разных установок, с учетом соответствующих условий, таких как размер установки и диагностических

патрубок, временной и пространственный масштаб изменения параметров плазмы.

Временное изменение параметров пристеночной плазмы имеет характерную структуру с наличием аperiодических всплесков (пульсаций) амплитуды (рис. 1.1.1).

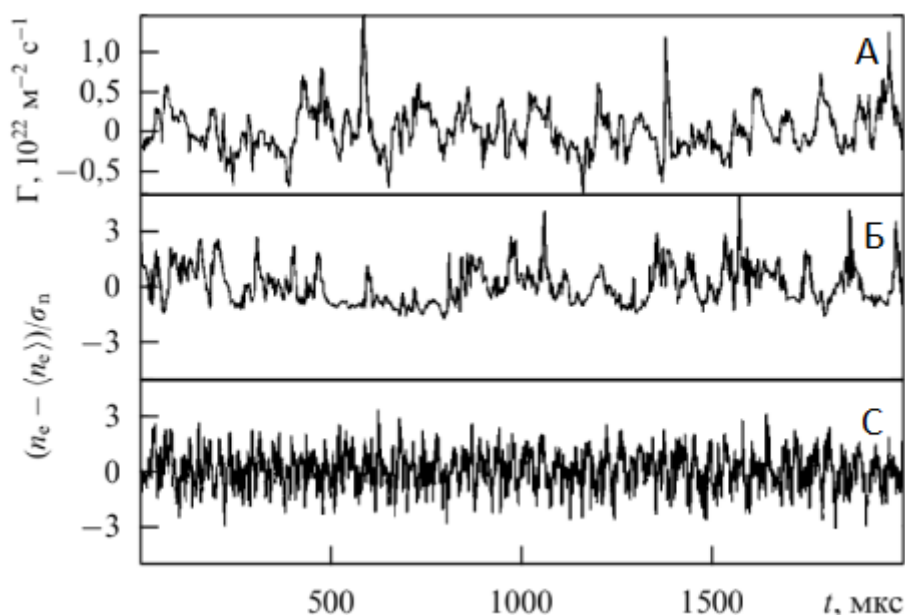


Рисунок 1.1.1 Сигналы флуктуирующих параметров пристеночной плазмы в токамаке Т-10: А) поперечного потока частиц Γ в СОЛ на радиусе $r = 36$ см, плотности плазмы n_e ; Б) на радиусе $r = 32$ см; В) $r = 29$ см

Такие пульсации наблюдаются для флуктуаций плотности, электрических полей, поперечных потоков плазмы, связанных с $[E \times B]$ -дрейфом. Такое свойство низкочастотной турбулентности называется перемежаемостью (англ. *intermittency*) и наблюдается многими исследователями во всех лабораторных установках с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы - токамаках, стеллараторах, линейных установках, пинчах с обращённым магнитным полем. Турбулентные флуктуации пристеночной плазмы содержат всплески амплитуд характерной формы с резким нарастанием и затяжным уменьшением амплитуды (рис. 1.1.2) на масштабе времён порядка 50 - 200 мкс.

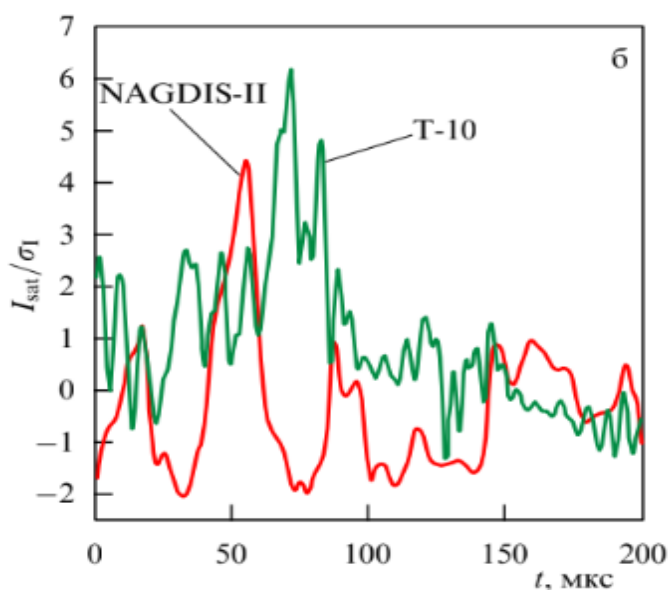


Рисунок 1.1.2 Пики большой амплитуды флуктуаций ионного тока насыщения в пристеночной плазме токамака T-10 и NAGDIS-II.

Такие характерные времена наблюдались в пристеночной плазме термоядерных установок разного масштаба и с различной магнитной топологией магнитной ловушки: токамаках, стеллараторах, линейных установках. Такие структуры в литературе называют когерентными структурами. Время, которое сигнал проводит в таких когерентных структурах, составляет от $\sim 1\%$ до $\sim 15\%$ от общей длительности сигнала.

Дальний порядок корреляций, вызванный масштабной инвариантностью турбулентности, можно выявить, применяя соответствующие методы анализа. Вейвлет-преобразование иллюстрирует наличие когерентных структур в исследуемом сигнале, их иерархию. Типичное вейвлет-преобразование для турбулентного сигнала плотности в токамаке T-10 представлено на рисунке 1.3. Иерархия структур, наблюдаемая на рисунке 1.1.3, свидетельствует о каскадном процессе и самоподобии. Наблюдается ветвление, древообразная форма, что свидетельствует о фрактальных свойствах процесса.

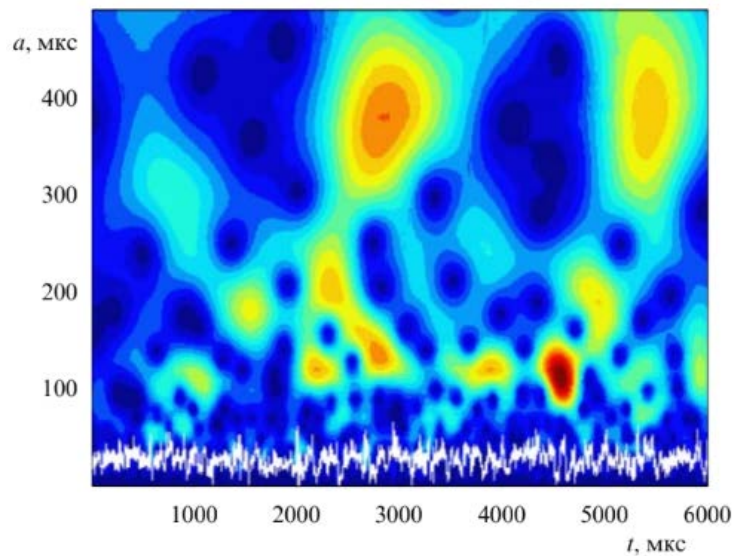


Рисунок 1.1.3 Вейвлет преобразование сигнала плотности пристеночной плазмы токамака Т-10

Аналитически или численно решить задачу о динамике турбулентной плазмы и определить скейлинги турбулентности с требуемой точностью на больших временных масштабах (например, времени работы токамака-реактора) в настоящее время не удаётся. Следовательно, необходимо из эксперимента определить статистические свойства турбулентности и получить оценки, что в дальнейшем позволит развить представления о физических свойствах турбулентности плазмы и даст возможность качественно и количественно описать процессы переноса в лабораторной плазме.

1.2 СТАТИСТИЧЕСКИЙ И СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПЛАЗМЫ

Начиная с основополагающих работ Колмогорова, концепция режима самоподобия в флуктуациях играет ключевую роль в понимании некоторых основных особенностей турбулентности жидкости. Самоподобие временного ряда обычно связано с затуханием автокорреляционной функции при больших временных задержках. Как следствие, она также может быть связана с долговременными зависимостями в динамике флуктуаций.

К сожалению, для точного определения хвоста автокорреляционной функции требуется высокая статистика. Это является проблемой для исследований

плазменной турбулентности в магнитоуправляемых устройствах из-за малой длительности плазменных разрядов по сравнению с временем удержания. Тем не менее, существуют методы, которые кажутся чрезвычайно эффективными для определения далекодействующих зависимостей в конечных временных рядах. Одним из таких методов является измененная скорректированная статистика далекодействия, предложенная Мандельбротом и Уоллисом [2], основанная на предыдущем гидрологическом анализе показателя Хёрста. Этот метод позволяет оценить далекодействующие зависимости с помощью экспоненты Хёрста, H , которая связана с фрактальной размерностью временного ряда.

Существование далекодействующих временных корреляций в флуктуациях на краю плазмы является аргументом, поддерживающим идею о том, что самоорганизованная критичность (*SOC*) – важный механизм в переносе плазмы. Концепция *SOC* объединяет идеи самоорганизации нелинейных динамических систем с часто наблюдаемым околоскритическим поведением многих природных явлений. Эти явления демонстрируют самоподобие в расширенных диапазонах пространственных и временных масштабов. В таких системах длина шкалы может описываться фрактальной геометрией, а временные шкалы приводят к зависимости типа $\frac{1}{f}$, наблюдаемой в спектрах мощности. *SOC* обеспечивает тесную связь между масштабной инвариантностью пространства и времени. Было высказано предположение, что подход *SOC* может быть использован для понимания некоторых наблюдаемых динамических процессов в плазме. Обзоры первоначального применения идей *SOC* к плазменному удержанию и смежным темам можно найти в работах [3] и [4]. Такие явления, как устойчивость профилей плазмы к изменениям в расположении источника нагрева источника нагрева, масштабирование диффузии по Бому и очевидное нелокальное поведение могут быть следствием динамики *SOC*.

В статье [5] приведено исследование статистических и спектральных характеристик плазмы, в котором проанализированы данные измерений зондом

Ленгмюра с трех стеллараторов, *TJ-IU*, *W7-AS* и *ATF* в режиме нагрева *ECH*; двух токамаков, *TJ-I* и *JET* в режиме омического нагрева. Основным результатом анализа является то, что для всех наборов данных параметр Хёрста является постоянным и значительно превышает 0,5. Параметры, которые получены на различных установках приведены в таблице 1.2.1.

Таблица 1.2.1 – Параметры, измеренные на различных установках

| Установка | Число временных серий | H_{in} | H_{out} | $t_D, \sim ms$ | Масштаб самоподобия, $\sim ms$ |
|--------------|-----------------------|----------|-----------|----------------|--------------------------------|
| <i>TJ-I</i> | 9 | 0,65 | 0,71 | 3,0 | 0,02–1,0 |
| <i>JET</i> | 4 | - | 0,64 | 19,0 | 0,1–2,0 |
| <i>TJ-IU</i> | 21 | 0,65 | 0,68 | 6,0 | 0,1–2,0 |
| <i>W7-AS</i> | 24 | 0,63 | 0,61 | 20,0 | 1–20 |
| <i>W7-AS</i> | 29 | 0,73 | 0,67 | 19,0 | 1–20 |

Этот результат является четким указанием на существование далекодействующих зависимостей в динамике флуктуаций. Поскольку диапазон самоподобия включает временные лаги от временных масштабов флуктуации до временных масштабов переноса, это также указывает на отсутствие четкого разделения временных масштабов между флуктуацией и динамикой переноса. Внутри плазменного шнура усредненный параметр Херста колеблется в пределах 0,62-0,72, что является относительно небольшим диапазоном, учитывая разнообразие рассматриваемых устройств удержания плазмы. В некоторых случаях числовые значения H могут немного отличаться, поскольку здесь выбран наиболее часто повторяющийся диапазон самоподобия. На рисунке 1.2.1 представлен график профиля H по сечению плазменного разряда для различных установок.

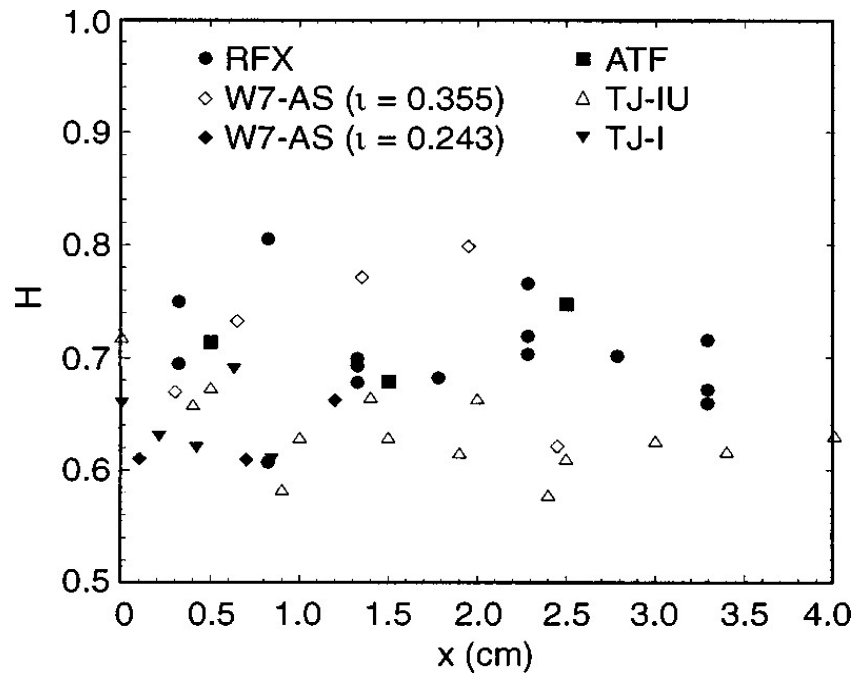


Рисунок 1.2.1 Профиль параметра Хёрста H по сечению плазменного разряда для различных установок.

Значения по оси x соответствуют краевой области плазмы. На графике профиля H значения нанесены только от последней замкнутой поверхности потока до 3,5 см внутрь плазмы. Мы можем видеть, что распределение значений относительно аналогично для трех рассмотренных типов магнитных конфигураций.

Ситуация, однако, совершенно иная в слое приповерхностной плазмы. В SOL значения H имеют более широкий диапазон изменения. Это изменение может отражать разнообразие условий в SOL для рассматриваемых устройств. Например, из результатов JET можно видеть, что значение H в SOL значительно меняется от конфигурации с лимитером к конфигурации с дивертором. Эти данные получены в одном плазменном разряде. Для этого разряда, JET первоначально эксплуатировался в конфигурация с лимитером, а затем переключился на конфигурацию с дивертором. На рисунке 1.2.2 показан большой разброс значений H для различных структур SOL в стеллараторах, показывает периодическое увеличение хвоста автокорреляционной функции и коррелирует с увеличением параметра H .

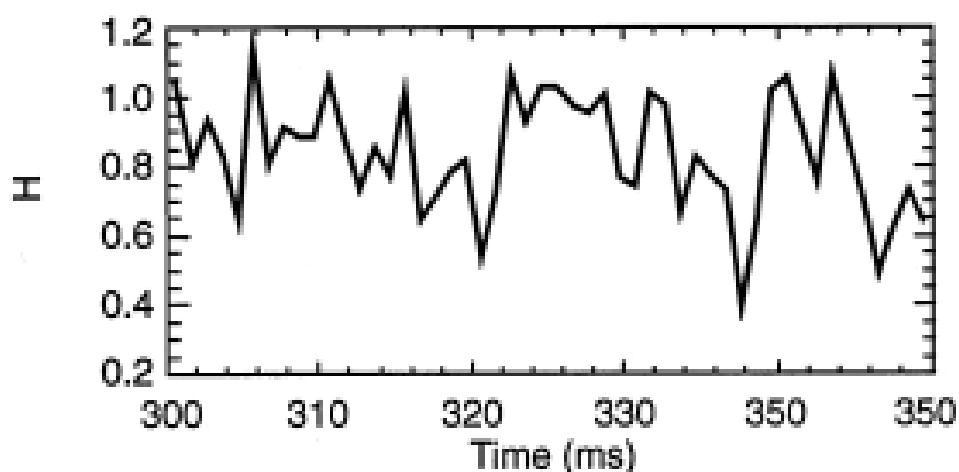


Рисунок 1.2.2 Эволюция показателя H во времени с интервалом в 50 мс

Тот факт, что H в SOL варьируется от установки к установке, указывает на отсутствие универсальности в поведении плазмы в области SOL .

Аналогичная обработка была применена к плавающему потенциалу. Несмотря на различия в формах волн между флуктуациями ионного тока насыщения и флуктуаций плавающего потенциала значения H очень близки (рис. 1.2.3).

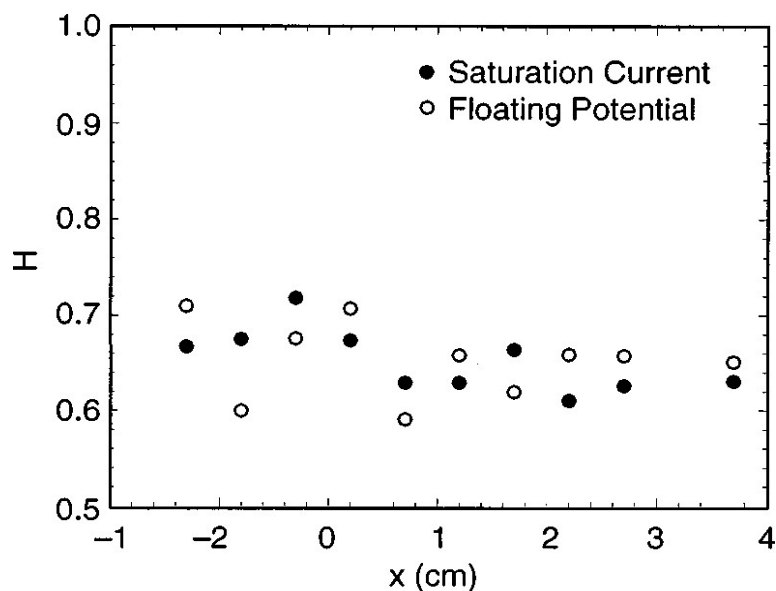


Рисунок 1.2.3 Флуктуации ионного тока насыщения и плавающего потенциала

В пределах ожидаемых значений погрешности расчета не наблюдается каких-либо различных тенденций между обоими типами измерений. Результаты анализа данных о флуктуациях ясно показывают существование

дальнодействующих корреляций в большинстве исследованных временных сигналов.

Как уже говорилось, прямое численное решение уравнений сталкивается с фундаментальной проблемой ввиду каскадности процесса - при переходе к всё более малым масштабам число степеней свободы значительно возрастает. Каскадные модели турбулентности подходят для описания перемежаемой турбулентности. Рассмотрение стохастического каскада позволяет описать многие свойства турбулентности с перемежаемостью, в том числе многомасштабность и мультифрактальность.

В экспериментах на токамаках T-10, *HYBTOK-II*, JT-60, *ТСАВР*, стеллараторе *LHD* и линейной плазменной установке *NAGDIS-II* было обнаружено, что низкочастотная пристеночная турбулентность обладает свойством мультифрактальности [6, 7]. Напомним, что свойством мультифрактальности обладают неоднородные фрактальные объекты, для описания которых, в отличие от регулярных фракталов, недостаточно введения всего лишь одной величины его фрактальной размерности, а необходим целый спектр таких размерностей. Такой объект обладает геометрическими характеристиками, определяемыми величиной его фрактальной размерности и статистическими свойствами, описываемыми функцией распределения с особыми характеристиками. Концепция мультифрактального анализа широко применяется в физике неупорядоченных сред (например, квантовых фазовых переходов) и развитой турбулентности гидродинамических течений.

Свойство обобщённого самоподобия и мультифрактальности характеризуется спектром сингулярностей (мультифрактальным спектром). Для оценки спектров сингулярностей $D(h)$ и показателей Гёльдера h используются вейвлет-методы [8, 9]. На рисунке 1.2.4 приведён типичный диапазон показателей Гёльдера для разных порядков момента. Аналогично статистической термодинамике переменные h и q играют роль в статистическом описании процесса такую же, как энергия и обратная температура в термодинамике.

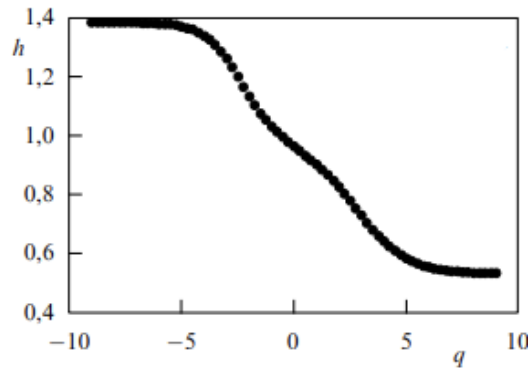


Рисунок 1.2.4 Показатель Гёльдера для различных порядком момента q

Все сигналы, регистрировавшиеся в лабораторной и космической плазме, имели уширенный спектр $D(h)$, форма спектра была колоколообразная (рис. 1.2.5).

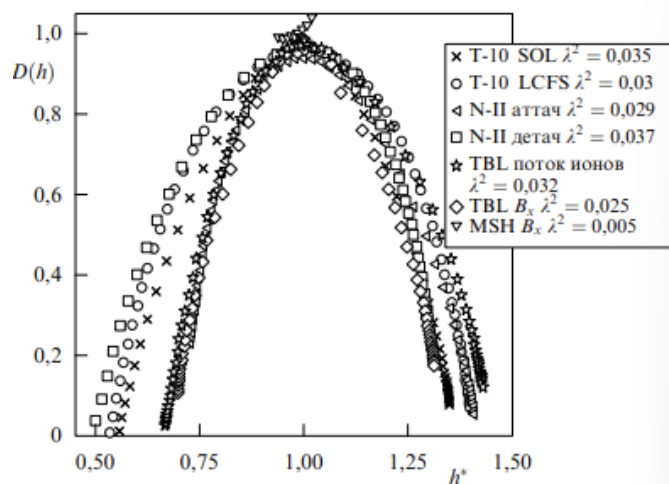


Рисунок 1.2.5 Мультифрактальный спектр $D(h)$ в зависимости от

нормированного показателя Гёльдера $h^* = 1 + (h - h_{Dmax})$ (центрированного в 1)

Уширение и колоколообразность спектра являются типичными признаками мультифрактальных стохастических процессов. Из теории известно, что для броуновского процесса (турбулентность колмогоровского типа) $D(h)$ представляет собой единственную точку с показателем Гёльдера $h = 1/3$, т.е., процесс характеризуется одним единственным показателем. В случае плазменной турбулентности экспериментальные значения показателя Гёльдера превышают величину $1/3$. Максимум $D(h)$ для всех спектров почти достигает единицы. Это означает, что турбулентные флуктуации характеризуются быстрым нарастанием амплитуд (сигнал почти всюду сингулярен). Не наблюдались значения показателя Гёльдера ≥ 2 . Показатель Гёльдера h при теоретическом рассмотрении

статистических свойств турбулентности характеризует скейлинги флуктуаций скорости.

$$\delta_l u \sim l^h \quad (1)$$

На рисунке 1.2.5 $D(h)$ спектр нарисован в зависимости от нормированного показателя Гёльдера $h^* = 1 + (h - h_{Dmax})(h_{Dmax} - h_{min})$ – показатель Гёльдера при максимуме спектра $D(h)$). При таком представлении спектра $h_{max} - h_{min}$ – можно сравнивать уширение спектра для разных сигналов. Разность $h_{max} - h_{min}$ – наиболее важная количественная характеристика спектра, и её можно использовать как показатель степени отклонения от изотропной турбулентности, колмогоровского процесса. В целом, уширение спектра $D(h)$ для зарегистрировавшихся сигналов лежит в диапазоне 0,4 – 1,3. Подобное значение наблюдается в краевой плазме лабораторных установок: токамаках Т-10, *НУВТОК-II*, *JT-60U*, *CASTOR*, стеллараторе *LHD* и установке *NAGDIS-II* [1, 6, 7].

Другой характеристикой является спектр флуктуаций. На рисунке 1.2.6 представлен график спектра флуктуаций плавающего потенциала по данным W7-AS.

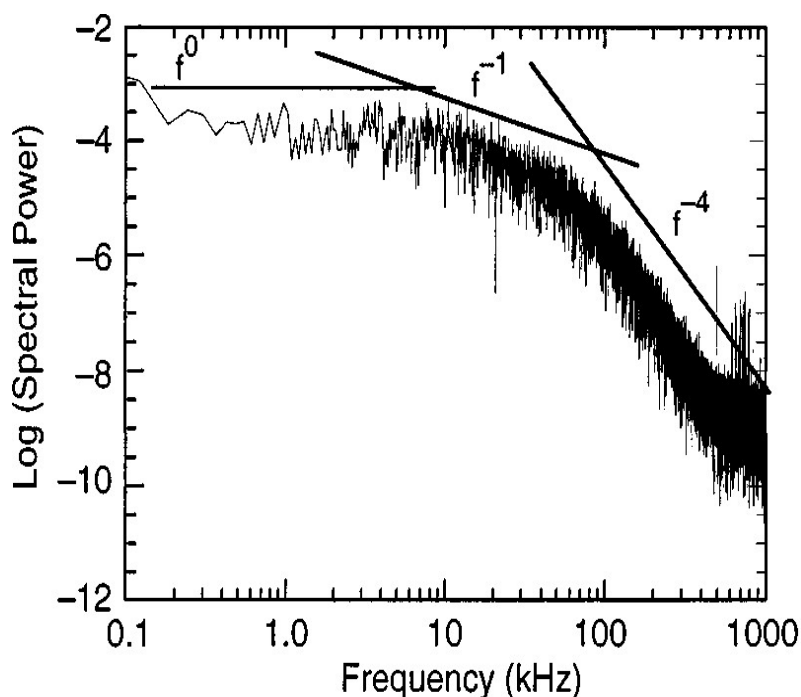


Рисунок 1.2.6 Спектра флуктуаций плавающего потенциала W7-AS.

Спектр вычисляется с использованием записи длительностью 20 мс и усредняется с использованием данных трех воспроизводимых разрядов. Спектр показывает три области с приближительными индексами затухания, которые соответствуют 0, -1 и -4, соответственно. Схожие результаты были впервые получены при разрядах *DIII-D* и токамаке T-10 (рис. 1.2.7).

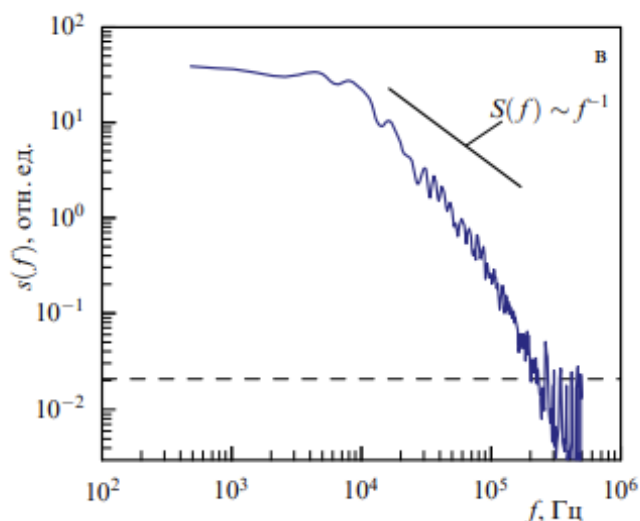


Рисунок 1.2.7 Спектра флуктуаций плавающего потенциала в области краевой плазмы на токамаке T-10.

1.3 МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СИГНАЛОВ ЗОНДОВ ЛЕНГМЮРА

Электрические зонды являются классическим методом диагностики плазмы, разработанным еще Ирвином Ленгмюром (1923г.), а в области исследований низкотемпературной плазмы они и поныне остаются одним из главных диагностических средств для определения как основных параметров плазмы (электронной концентрации - n_e и температуры - T_e), так и многих других ее характеристик. Технически процедура зондовых измерений весьма проста - в плазму вводится металлический электрод, соединенный со стенками камеры или другими проводящими телами, контактирующими с плазмой. Регистрируется либо потенциал такого измерительного электрода (далее зонда) относительно тел - опорных электродов (и тогда такой электрический зонд называется потенциальным), либо ток I , протекающий по низкоомной цепи при подаче напряжения U на измерительный электрод относительно опорного. Именно в

последнем варианте подключения цепи зонда он называется Ленгмюровским зондом (ЛЗ) и рассматриваемые далее его вольт-амперные характеристики (ВАХ), т.е. зависимости $I(U)$ для собираемого зондом тока из плазмы, позволяют определить ее параметры на основе различных моделей движения заряженных частиц вблизи ЛЗ, разработка которых представляет собой основную проблему зондовой диагностики.

Конструктивно зонд представляет собой металлический проводник. Основная часть электрода покрыта изоляцией, однако небольшая поверхность зонда оголена и контактирует с плазмой (собирающая поверхность), которая может иметь различную форму – плоскую, цилиндрическую, сферическую. На практике, как правило, используют цилиндрические зонды.

Простейшая электрическая схема зондовых измерений в разряде постоянного тока (рис. 1.3.1) включает: измерительный зонд, опорный электрод, замыкающий зондовую цепь (здесь им служит анод разрядной трубки), регулируемый источник напряжения смещения зонда и измерительные приборы – микроамперметр и вольтметр.

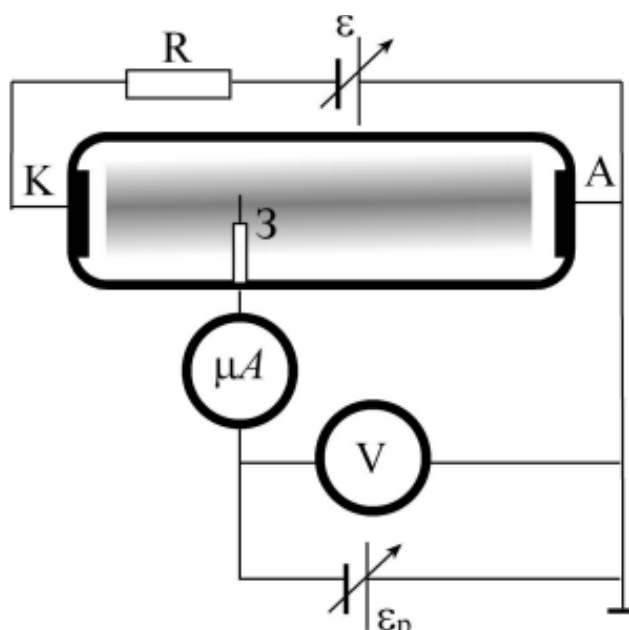


Рисунок 1.3.1 Схематичный вид зондовой схемы. K , A – катод и анод разряда постоянного тока, R – балластное сопротивление, $З$ – зонд, ε – источник питания разряда, ε_p – регулируемый источник напряжения смещения зонда

В зависимости от геометрических размеров зонда (r_z) и характерных величин для масштабов плазмы (длины свободного пробега электронов λ_e и ионов λ_i , длины релаксации энергии электронов λ_{ee} и ионов λ_{ei} , дебаевская длина экранирования λ_D , толщина слоя пространственного заряда у зонда h) различают несколько режимов работы зонда. При этом нужно учитывать, что $\lambda_e \ll \lambda_{ee} = \lambda_e = \delta^{-1/2} \lambda_e$, где $\delta = 10-2 \div 10^{-4}$ – средняя доля потери энергии электроном в одном столкновении, в то время как для ионов $\delta \approx 1$ и $\lambda_i \approx \lambda_{ei}$.

1. $\lambda_e, \lambda_i \gg r_z + h$, реализуются бесстолкновительный режим;
2. $\lambda_e \ll r_z + h \ll \lambda_e$, реализуется диффузионный режим для электронов.
3. $r_z + h \gg \lambda_e, \lambda_i$, реализуется режим сплошной среды.

При размерах зонда, удовлетворяющих первым двум случаям из результатов зондовых измерений, можно получить информацию о ФРЭЭ в невозмущенной плазме. В последнем варианте возможно получение корректной информации только о температуре электронов. Таким образом, для корректного анализа результатов зондовых измерений и использования соответствующих теоретических представлений необходимо определить в каком режиме будет работать зонд.

Введение зонда в плазму ведет к экранировке им одних участков плазмы относительно других. Критерий малости возмущений плазмы зондом: $r_z \ll \lambda_{min}$, где r_z – характерный размер зонда. Таким образом, для зондов Ленгмюра должно выполняться условие $\lambda_{min} \gg r_z + \lambda_D$.

Параметры плазмы определяются из вольт-амперной характеристики, снятой с помощью зонда (рис. 1.3.2).

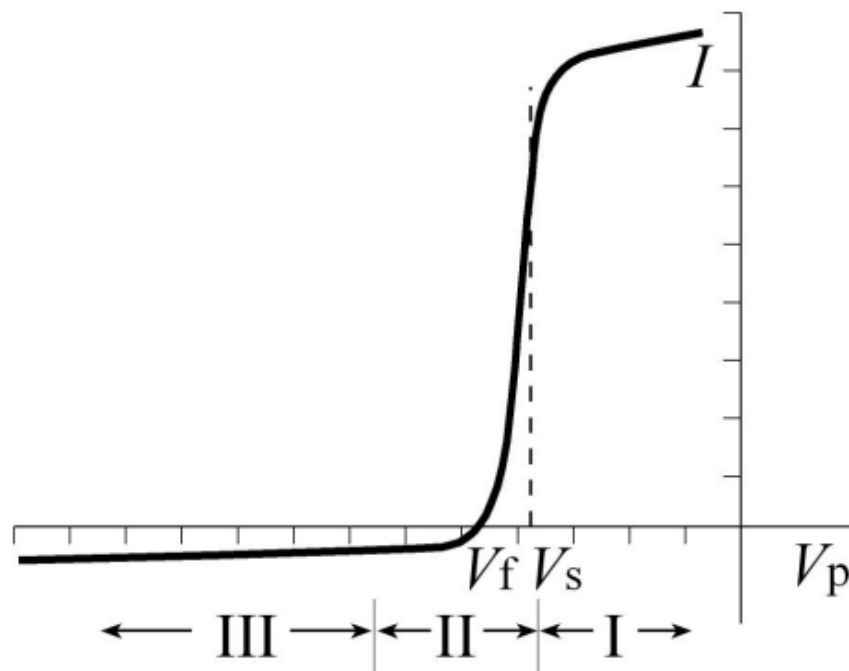


Рисунок 1.3.2 Типичная зондовая характеристика и три ее области: I – электронного тока насыщения, II – суммарного тока электронов и ионов, III – ионного тока насыщения.

Непосредственно ВАХ зонда позволяет определить только плавающий потенциал V_f . Нахождение других параметров требует выделения электронной и ионной частей. Наиболее информативной является электронная ветвь ВАХ, которая позволяет определить следующие локальные параметры плазмы: потенциал пространства, температуру электронов, концентрацию электронов. Ионная ветвь ВАХ в отличие от электронной ветви позволяет определить только концентрацию ионов. Тем не менее она имеет несомненное преимущество по крайней мере в двух случаях: а) замагниченной плазмы или плазмы ВЧ разрядов, т.к. влияние ВЧ и магнитных полей на движение ионов наступает при гораздо больших значениях полей по сравнению с электронами; б) высоких концентраций заряженных частиц, когда большой электронный ток разогревает зонд или существенно возмущает исследуемую плазму.

Методы обработки экспериментальных данных, полученных с помощью зондовой диагностики приведены ниже:

1) Определение потенциала пространства и выделение электронной и ионной частей ВАХ

Обработка экспериментальной ВАХ начинается с определения потенциала пространства, потому что физически значимой (и входящей в теоретические выражения, связывающие параметры плазмы с током на зонд), является разность потенциалов $V = V_p - V_s$. Для этого в области правее плавающего потенциала строится ВАХ в полулогарифмическом масштабе. Логарифм электронного тока от потенциала в тормозящем поле зонда согласно описывается прямолинейной зависимостью, поэтому начало отклонения от нее является координатой положения потенциала пространства. Найденное значение V_s позволяет перейти от переменной V_p к V и в предположении $I_+ \sim V^\beta$ построить ионную ветвь ВАХ до плавающего потенциала в обеих координатах I и V в логарифмическом масштабе. Аппроксимация зондового тока при больших потенциалах прямой линией позволяет легко экстраполировать его к потенциалу пространства. Электронная ветвь ВАХ находится суммированием абсолютных значений экстраполированной кривой $I_+(V)$ с кривой $I(V)$ (рис. 1.3.3).

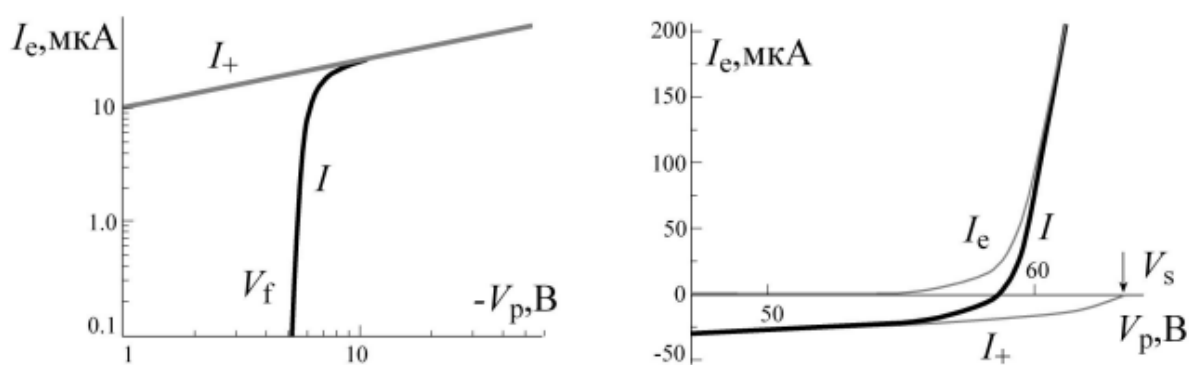


Рисунок 1.3.3 Аппроксимация ионного тока степенной функцией и выделение электронного тока

2) Определение концентрации и температуры электронов

Зависимость $I_e(V)$ с логарифмическим масштабом по I_e в соответствии с является прямолинейной до потенциала пространства, наклон которой

(логарифмическая производная тока по потенциалу зонда) и отражает величину температуры (рис. 1.3.4):

$$\frac{1}{T_e} = \frac{-k}{e} \frac{d \ln I_e}{dV}, \quad (2)$$

где T_e — температура электронов,

k — постоянная Больцмана,

e — электрический заряд электрона.

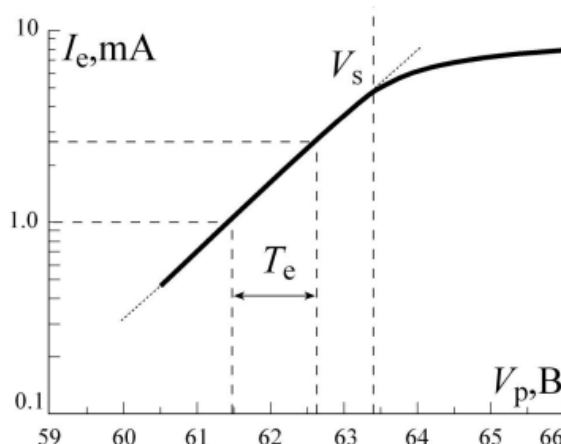


Рисунок 1.3.4 Определение температуры электронов T_e из электронной ветви ВАХ

Практически величина температуры в электронвольтах соответствует интервалу ΔV в вольтах, соответствующему изменению $\ln I_e$ на единицу. При переводе её в градусы Кельвина следует учитывать, что знаменатель в множителе (eV/kT) будет равен 1 эВ, если $T = 11600$ К.

После того, как температур электронов определена, концентрация электронов находится из того же выражения (3). Удобнее определить n_e из тока при потенциале пространств:

$$n_e = \frac{I_e(V_s)}{eS\sqrt{kT_e/2}} \frac{d \ln I_e}{dV} = \frac{3.74 \cdot 10^8 I_e(V_s) [\text{мА}]}{S [\text{см}^2] \sqrt{T_e [\text{эВ}]}} \quad (3)$$

где S – площадь собирающей поверхности зонда.

Использования области электронного тока насыщения избегают, поскольку в этом случае ток на зонд превосходит хаотический, и возмущение, которое вызывает

зонд, притягивающий электроны, может распространяться на большие расстояния. Её применяют только в протяженной плазме низкой концентрации – например, при диагностике ионосферы зондами, установленными на спутниках. Наличие прямолинейной зависимости $I^2(V)$ позволяет T_e :

$$I_e^2 = \frac{2}{\pi^2} S^2 n_0^2 e^3 \frac{V}{m}, \quad (4)$$

где m — масса электрона.

3) Определение концентрации ионов из ионной части ВАХ

В качестве значения ионного тока насыщения $I_{+\infty}$ следует выбирать ток, соответствующий началу «насыщения». Тогда из формулы Бома (5):

$$n_0 \left[\frac{1}{\text{см}^3} \right] \approx 10^{10} \frac{\sqrt{A} I_{+\infty} [\text{мА}]}{S [\text{см}^2] \sqrt{T_e [\text{эВ}]}, \quad (5)$$

где A – атомный вес иона,

4) Определение аксиального электрического поля

Среднюю плазме E_z можно измерить помощью двух зондов, размещенных на оси разрядной трубки на некотором расстоянии d (рис. 1.3.5). Средняя на длине d величина электрического поля величину продольного электрического поля $E_z = \frac{V_{s1} - V_{s2}}{d}$, т.е. задача сводится к определению потенциалов пространства в плоскостях расположения зондов 1 и 2.

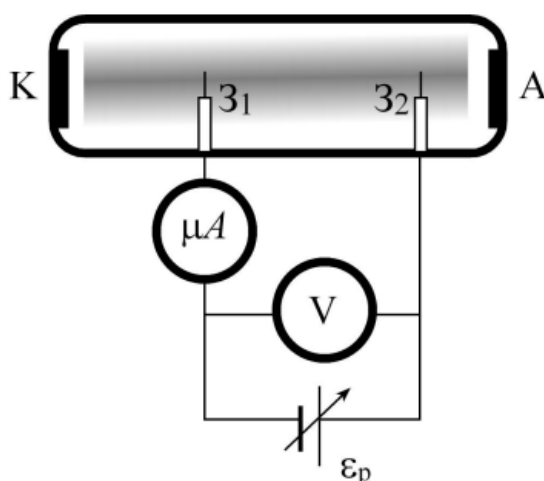


Рисунок 1.3.5 Определение продольного электрического поля в плазме разряда постоянного тока методом компенсации

Однако точность определения потенциала пространства графическим способом невелика, более того, при нахождении разности ошибки складываются. Поэтому на практике вместо разности потенциалов пространства $V_{s1} - V_{s2}$ измеряют разность плавающих потенциалов $V_{f1} - V_{f2}$, поскольку измерить потенциал, соответствующий нулю тока, можно с хорошей точностью. Для этого подбирают напряжение смещения между зондами Z_1 и Z_2 так, чтобы ток цепи стал равен нулю. Такая замена возможна, если $V_{f1} - V_{s1} = V_{f2} - V_{s2}$.

5) Определение скорости направленного движения электронов

Скорость электрона в плазме является суммой скоростей хаотического $\langle v \rangle$ и направленного движения $v_z = \mu_e E_z$, где μ_e - подвижность электронов. Поэтому плоский односторонний зонд, направленный собирающей поверхностью к потоку электронов, собирает суммарный ток $I_e^{(0)} = I_{e\langle v \rangle} + I_{vz}$, тогда как при повороте на 180° он будет собирать ток $I_e^{(180)} = I_{e\langle v \rangle} - I_{vz}$. Учитывая, что при потенциале пространства (отсутствии тормозящего поля) направленная компонента тока $I_{vz} = en_0 v_z S$, для направленной скорости получаем

$$v_z = \frac{I_e^{(0)} - I_e^{(180)}}{2en_0 S}, \quad (6)$$

где токи $I_e^{(0)}$ и $I_e^{(180)}$ измеряются при потенциале пространства.

6) Определение функции распределения электронов по энергиям

Производные по потенциалу зонда при определённых условиях позволяют определить энергетический спектр свободных электронов плазмы. Наиболее общий подход при анализе результатов зондовых измерений опирается на формулу Дрювестейна, связывающую вторую производную тормозящего участка ВАХ по потенциалу зонда с энергетическим спектром электронов плазмы:

$$\frac{d^2 I_e}{dV^2} = \frac{2 \cdot \pi \cdot S_p e^3}{m^2} f_0(eV) = -\frac{S_p e^2}{4} \sqrt{\frac{2e}{mV}} F(eV) = \frac{S_p e^3}{2\sqrt{2m}} f_p(eV), \quad (7)$$

где n_0 — концентрация электронов,

S_p — потенциал пространства,

F — функция распределения электронов по энергиям,

f_p — функция вероятности распределения электронов по энергиям,

f_0 — функция распределения электронов по скоростям.

Интегралы от ФРЭЭ позволяют найти основные параметры плазмы. Например, концентрацию и температуру электронов T_e :

$$N = \frac{2\sqrt{2m}}{|e|S_p} \int_0^{-\infty} I_e''(V) \sqrt{\frac{V}{e}} dV, \quad (8)$$

$$T_e = \frac{4\sqrt{\frac{2m}{|e|}}}{3NS_p} \int_0^{-\infty} I_e''(V) |V|^{\frac{3}{2}} dV. \quad (9)$$

В свою очередь, определить вторую производную ВАХ возможно как техническими, так и численными методами. В случае применения первых производится непосредственное дифференцирование характеристики зонда средствами аналоговой вычислительной техники на базе операционных усилителей, либо применением различных модуляционных методов.

Применение вторых связано с решением обратной задачи, которая, применительно к рассматриваемому случаю, является некорректно поставленной и для решения требует нетривиального алгоритма. Альтернативой решению обратной задачи являются различные алгоритмы численного дифференцирования, в том числе с использованием методов цифровой обработки сигналов. Все из перечисленных методов обладают определёнными достоинствами и недостатками. Прямое дифференцирование ВАХ обладает низкой помехоустойчивостью и не обеспечивает приемлемой точности определения второй производной. Модуляционные методы требуют применения дополнительных технических средств, к которым предъявляются достаточно жёсткие требования при постановке эксперимента.

Применение численных методов для определения второй производной зондовой характеристики снижает требования к аппаратному оформлению эксперимента. Регистрация ВАХ зонда дополнена процедурами цифровой фильтрации, с помощью которых выполняется дифференцирование результата измерений. При таком способе определения $\frac{d^2i}{dV^2}$ затраты вычислительных ресурсов оказываются ниже, чем при восстановлении производной по методу решения обратной задачи.

Применение последнего варианта получения ФРЭЭ приводится в статье [12]. В данной статье приводятся графики обработки экспериментальных сигналов, полученных на токамаке *CASTOR*. На рисунке 1.3.6 приводится ВАХ плазмы и аппроксимирующая прямая. Реальная ВАХ отличается от идеализированной, которая приведена в начале данной главы на рисунке 1.3.2, и на экспериментальные данные приходится накладывать различные аппроксимирующие фильтры.

Для определения ФРЭЭ с минимальными погрешностями необходимо уменьшить количество шумов в полученных первой (рис. 1.3.7) и второй производных. Поэтому численный метод накладывает определенную погрешность обработки экспериментальных данных, помимо погрешности непосредственного измерения ВАХ.

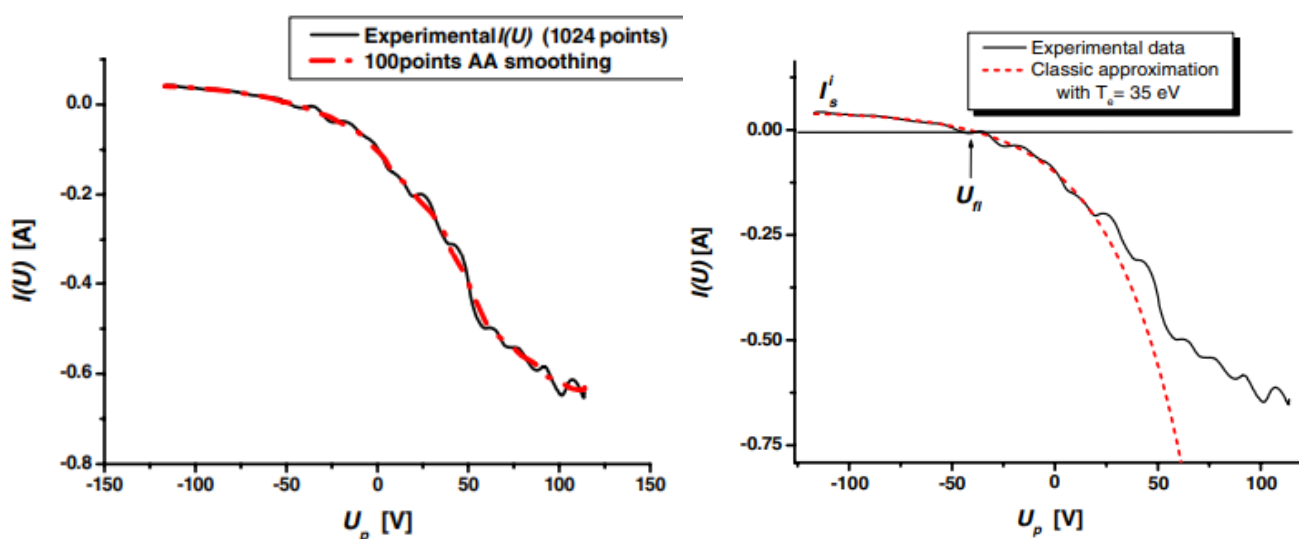


Рисунок 1.3.6 ВАХ плазмы токамака *CASTOR*

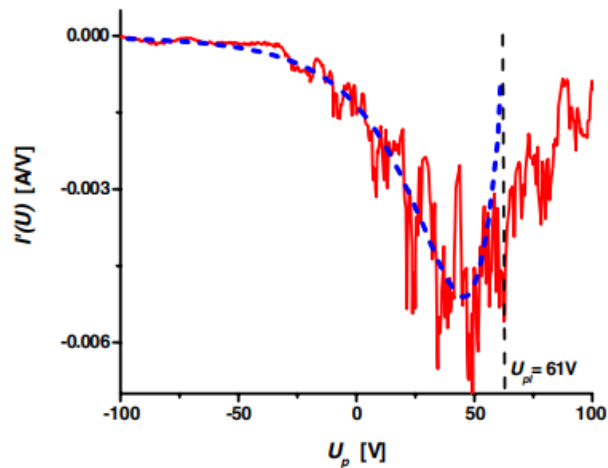


Рисунок 1.3.7 Первая производная ВАХ плазмы токамака *CASTOR*

В итоге обработки экспериментальных данных получаем функцию распределения электронов по энергиям (рис. 1.3.8). На графике видно хорошее схождение для малых энергий и возмущения в области энергий больше 50 эВ. Так же можно заметить, что плазма имеет две фракции электронов: горячую и холодную с температурой 31 эВ и 8 эВ соответственно.

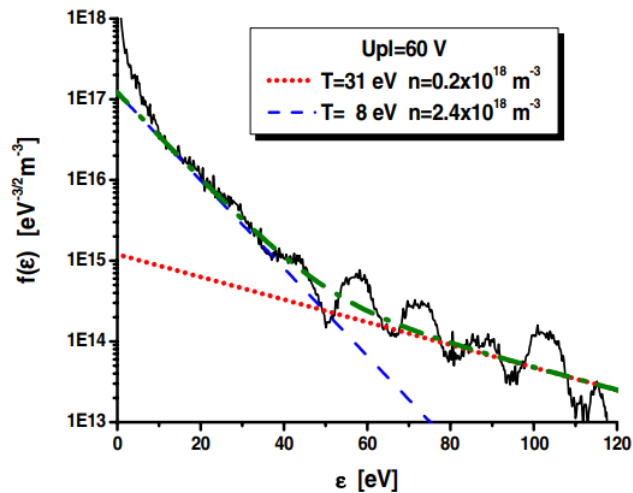


Рисунок 1.3.8 ФРЭЭ для плазмы токамака *CASTOR*

Подобные данные приводятся и в статье о зондовой диагностике на токамаке *ISTTOK* [13]. На рисунке 1.3.9 приведены результаты обработки экспериментальных данных, измеренных в 80 мм от центра плазменного разряда. В статье также указывается информация о наличии двух фракций электронов с температурами 12 эВ и 4 эВ.

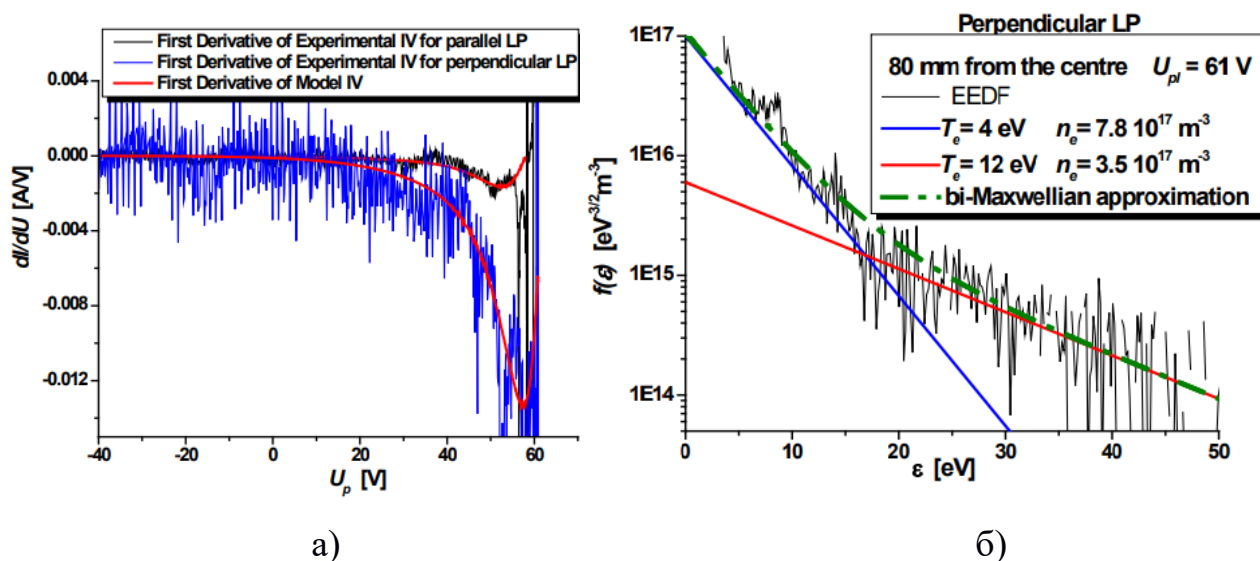


Рисунок 1.3.9 Обработка ВАХ плазменного разряда: а) – аппроксимация первой производной ВАХ, б) ФРЭЭ

Зондовая диагностика является одной из наиболее широко используемых диагностик плазмы. Относительно не дорогая стоимость является решающим фактором, хотя и метод зондов Ленгмюра имеет значительную погрешность. В работе [20] проводится сравнение зондового метода и оптической эмиссионной спектроскопии для определения температуры. На рисунке 1.3.10 представлены результаты экспериментов по определению температуры электронов. Видно, что погрешность методов при низких давлениях минимальна.

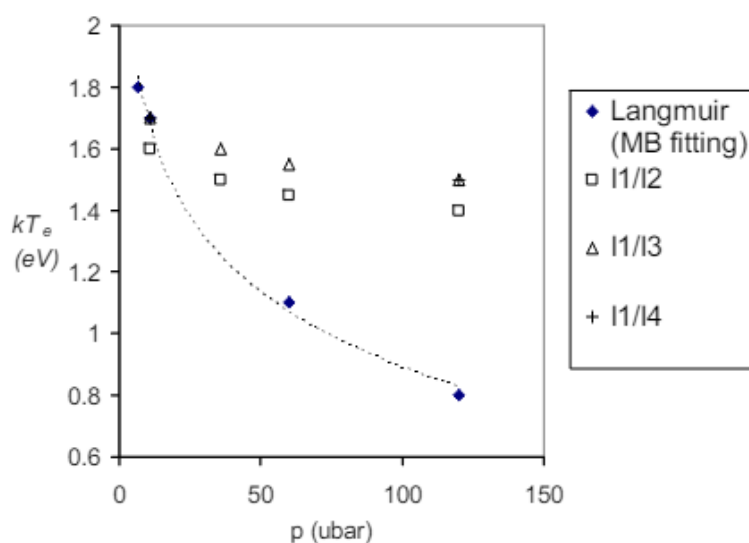


Рисунок 1.3.10 Средняя температура электронов, измеренная с помощью ОЭС и зонда Ленгмюра

ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 1

В разделе 1.1 приведено общее описание турбулентности плазмы, возникающей на различных установках. Изложенное в данном разделе теоретическое описание будет использовано для анализа полученных экспериментальных данных в главе 3.

В разделе 1.2 приведены экспериментальные данные с различных плазменных установок и методики анализа турбулентности в плазменных разрядах независимо от конфигурации магнитного поля. Стоит отметить, что в экспериментах на токамаках и стеллараторах в полной мере не проведены сравнительные исследования свойства турбулентности в зонах с различными градиентами магнитного поля. Такую задачу можно решить в экспериментах на установке ПЛМ-М с использованием измерений зондовой диагностики в центральной и ресиверной областях плазменного разряда, где высокие градиенты магнитного поля позволяют моделировать условия плазменного разряда в токамаке, в том числе в диверторной области.

В разделе 1.3 приведено описание фундаментальных законов, описывающих процесс работы зондовой диагностики и возможностей ее применения. Изложенные в данном разделе методики будут использованы для исследования основных параметров плазмы (T_e , n_e) и анализа полученных экспериментальных данных в главе 3.

ГЛАВА 2. УСТАНОВКА ПЛМ-М

2.1 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ ПЛМ-М

Плазменная установка ПЛМ-М (рис. 2.1.1) - мультикасповая линейная ловушка со стационарным плазменным разрядом для плазменных испытаний материалов термоядерного реактора.

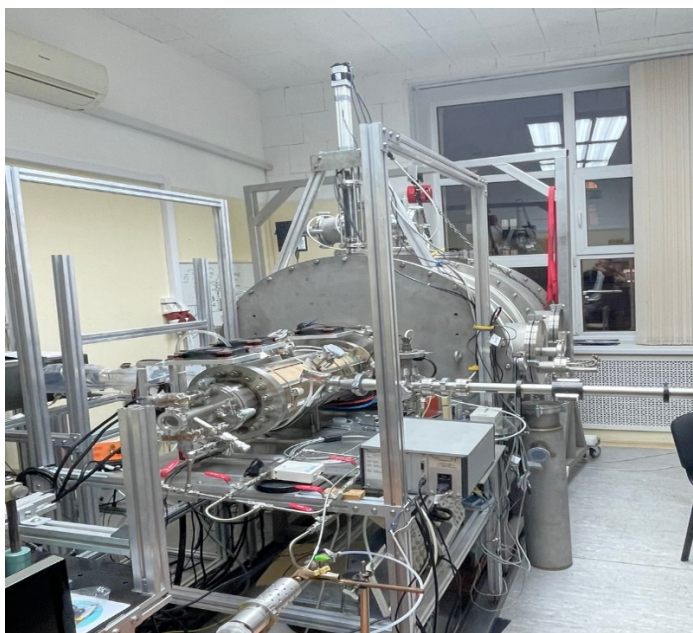


Рисунок 2.1.1 Плазменная установка ПЛМ-М

Установка ПЛМ-М сооружена на базе имеющейся установки ПЛМ [10] (НИУ «МЭИ»). Параметры, которые получены на усовершенствованной установке приведены в таблице 2.1.1.

Таблица 2.1.1 – Параметры, достигнутые в установке ПЛМ-М

| Параметр | |
|---|-----------------------|
| Диаметр камеры/плазменного пучка, см | 16/3,5 |
| Магнитное поле на оси, Тл | 0,02 |
| Магнитное поле в каспах, Тл | до 0,2 |
| Концентрация электронов плазмы, м^{-3} | $5 \cdot 10^{18}$ |
| Температура электронов плазмы, эВ | 1-10 |
| Ионный поток на испытуемый макет, $\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}$ | 10^{23} - 10^{25} |
| Нагрузка плазменно-тепловая на испытуемый макет МВт/ м^2 | 4,5 |
| Стационарный плазменный разряд более 300 мин | |
| Рабочий газ – гелий | |

Магнитная система в установке ПЛМ-М состоит из катушки соленоида, создающей продольное магнитное поле, и восьмиполусной системы (октуполь) из постоянных магнитов, создающих мультикасповую конфигурацию, окружающих соленоид. Высоковакуумная охлаждаемая разрядная камера ПЛМ-М оснащена безмасляными вакуумными насосами для достижения давления менее $1 \cdot 10^{-6}$ Торр. Для моделирования нагрузок уровня ЭЛМов в крупном токамаке реакторного размера сооружен стенд на основе мощного лазерного комплекса с импульсным лазером *Nd:YAG* модель *LQ529A* с длиной волны излучения 1064 нм и энергией импульса 500 мДж. Такой стенд используется для генерации дуг и исследования дуговой эрозии в плазменных экспериментах на ПЛМ-М.

Сооружается секция для ИЦР нагрева плазмы на частоте 27 МГц с использованием геликоновой антенны. Система ВЧ-нагрева плазмы (рис. 1.1.2) состоит из рабочей камеры, которая прозрачна для электромагнитного излучения; геликоновой антенны; ВЧ-источника и системы согласования. Геликоновая антенна имеет длину 100 мм и внутренний диаметр 78 мм, изготовлена из медной трубки диаметром 6 мм. Энергия из ВЧ-источника, имеющего внутреннее сопротивление 50 Ом, мощностью 4 кВт вводится в плазму в виде геликоновой волны. Система согласования связывает антенну и ВЧ-генератор и позволяет приравнять комплексное сопротивление нагрузки сопротивлению ВЧ-генератора для исключения потерь мощности. Была разработана система согласования для ручного регулирования.

Проводятся испытания охлаждаемых вольфрамовых модулей теплозащитной облицовки дивертора термоядерного реактора по технологии, разработанной для ИТЭР. Разрабатываются методы интенсивного охлаждения (двухфазным парогазовым, жидкометаллическим охлаждением) модулей теплозащитной облицовки дивертора и первой стенки термоядерного реактора при стационарной эксплуатации. Планируются эксперименты с достижением режима «*detached*», аналог закрытого дивертора реактора-токамака, испытание жидкометаллических

компонентов стенки из лития, олова и других, технологии управления и турбулентного нагрева плазмы электродами под напряжением.

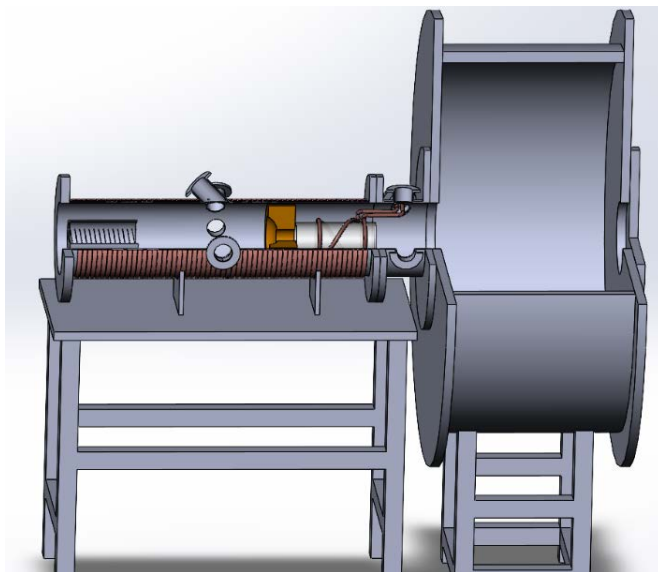


Рисунок 1.1.2 3D модель установки ПЛМ-М

Установка ПЛМ-М не имеет аналогов в России, планируется довести параметры до проектных, аналогичных самых мощных установок в мире.

2.2 ОПИСАНИЕ ЗОНДОВОЙ ДИАГНОСТИКИ В ПЛМ-М

С учётом наработанной базы данных по зондовым измерениям для установки ПЛМ-М разработана зондовая диагностика на основе зондов Ленгмюра с погружными манипуляторами для определения основных характеристик плазмы. Электрод зонда изготовлен из вольфрамовой проволоки, закрепленной в трубке из высокотемпературной технической керамики Al_2O_3 . Длина электрода, контактирующего с плазмой – 6 мм, а радиус – 0,25 мм. Зондовая диагностика оснащена двумя сборками:

- В области между катодом и анодом сборка из 2-х Ленгмюровских зондов и механического манипулятора
- В ресиверной области сборка состоит из 4-х Ленгмюровских зондов (рис. 2.2.1) и автоматизированного манипулятора.

Такая компоновка зондов с манипуляторами позволяет проводить измерения и определять основные характеристики плазмы в различных областях плазменного разряда по всему сечению установки.

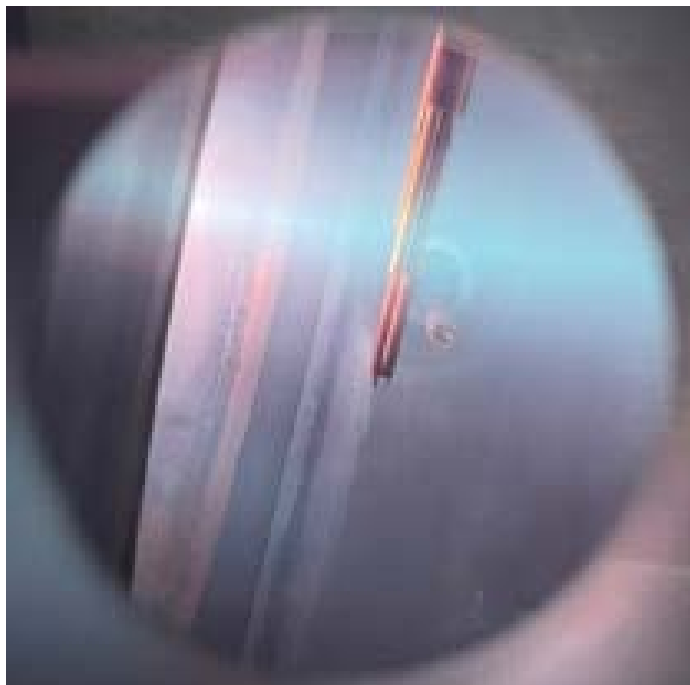


Рисунок 2.2.1 Двойной зонд, измерение флуктуаций плавающего потенциала в плазменном разряде на установке ПЛМ-М

Далее приводится расчёт характеристик плазмы для определения применимости теоретических методов для зондов Ленгмюра на плазменной установке ПЛМ-М. Зонд вызывает возмущение заряженных частиц в плазменном разряде за счет экранировки плазменных частиц относительно друг друга и поглощения частиц зондом. Малость этих возмущений обеспечивается неравенством:

$$\lambda \gg R, \quad (10)$$

где $\lambda \in \lambda_e, \lambda_i$ – длины свободного пробега электронов и ионов,

R – радиус зонда.

Определение длин свободного пробега проводится по формулам (11) и (12).

$$\lambda_e = \frac{v_e}{v_{ee}} \quad (11)$$

$$\lambda_i = \frac{v_i}{v_{ii}} \quad (12)$$

Для расчёта сначала необходимо рассчитать тепловые скорости частиц и частоту электрон-электронный и ион-ионных столкновений по формулам (13, 14) и (15, 16) соответственно.

$$v_{ee} = 2,91 \cdot 10^{-6} \cdot n_e \cdot \ln \Lambda \cdot \frac{1}{T_e^{\frac{3}{2}}}, \quad (13)$$

где $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм.

$$v_{ii} = v_{ee} \cdot Z^4 \cdot \left(\frac{T_e}{T_i}\right) \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \quad (14)$$

где Z – зарядовое число атома.

$$v_e = \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{m_e}} \quad (15)$$

$$v_i = \sqrt{\frac{k \cdot T_i}{m_i}} \quad (16)$$

Для расчёта взяты типичные значения для характеристик плазмы установки ПЛМ-М ($T_e = 5 - 10$ эВ, $T_i = 1$ эВ, $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$). Тогда $\lambda_e = 1,5 - 6,5$ см, $\lambda_i = 0,13 - 1,2$ см. Учитывая размер зонда равный 0,025 см получаем выполнение соотношения (10) для плазмы установки ПЛМ-М.

Поскольку масштаб протяженности слоя пространственного заряда определяется дебаевским радиусом экранирования λ_D , который рассчитывается по формуле (18), предположение о том, что в призондовом слое не происходит столкновений, означает, что должно выполняться условие:

$$\lambda \gg \lambda_D \quad (17)$$

$$\lambda_D = 7,43 \cdot 10^2 \cdot \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \quad (18)$$

Дебаевский радиус для плазменного разряда установки ПЛМ-М принимает диапазон значений $\lambda_D = (0,1 - 5) \cdot 10^{-4}$ см, что подтверждает выполнение условия (17).

В ходе экспериментов на установке ПЛМ-М с использованием подвижного манипулятора зондовой диагностики измерено магнитное поле на оси хода зонда в ресиверной области. Для этого использовался датчик магнитного поля MG-ВТА на основе эффекта Холла. Измерения проводились по 3 осям и суммировались по формуле:

$$|B| = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} \quad (19)$$

Итоговое распределение магнитного поля приведено на рисунке 2.2.2.

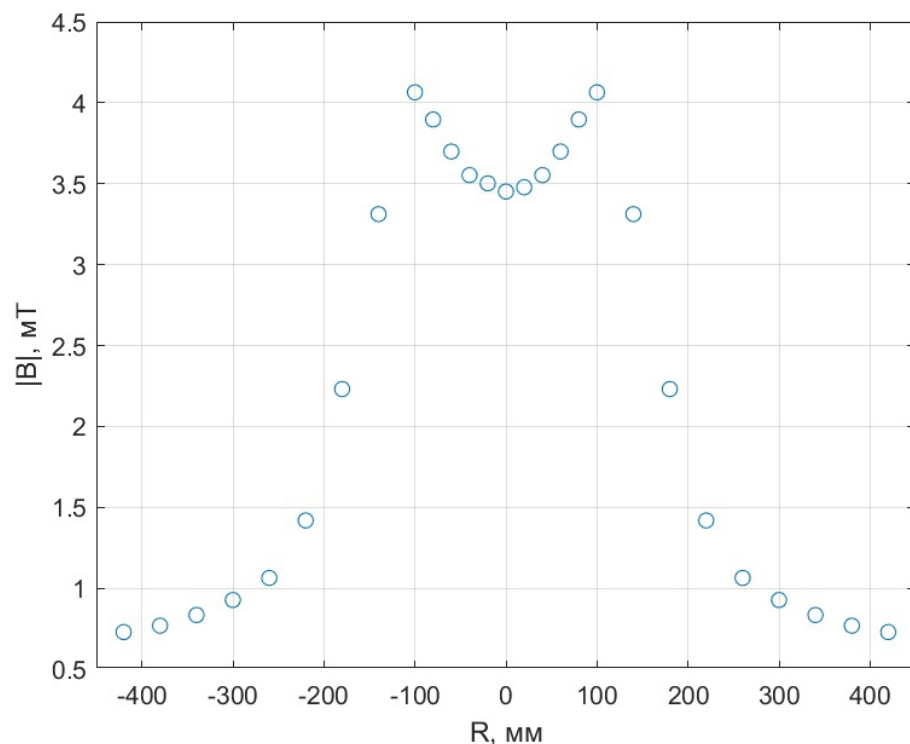


Рисунок 2.2.2 Распределение магнитного поля в зоне измерения зондовой диагностики в ресиверной области установки ПЛМ-М

В работе [19] описывается метод моделирования конфигурации магнитных полей в программе *COMSOL Multiphysics 5.6* для установки ПЛМ-М. На основе данного расчёта получены распределения магнитного поля $|B|$ для ресиверной и катод-анодной области (рисунки 2.2.3 и 2.2.4). Наблюдается хорошее подобие

экспериментальных результатов на основе датчика Холла с компьютерным моделированием.

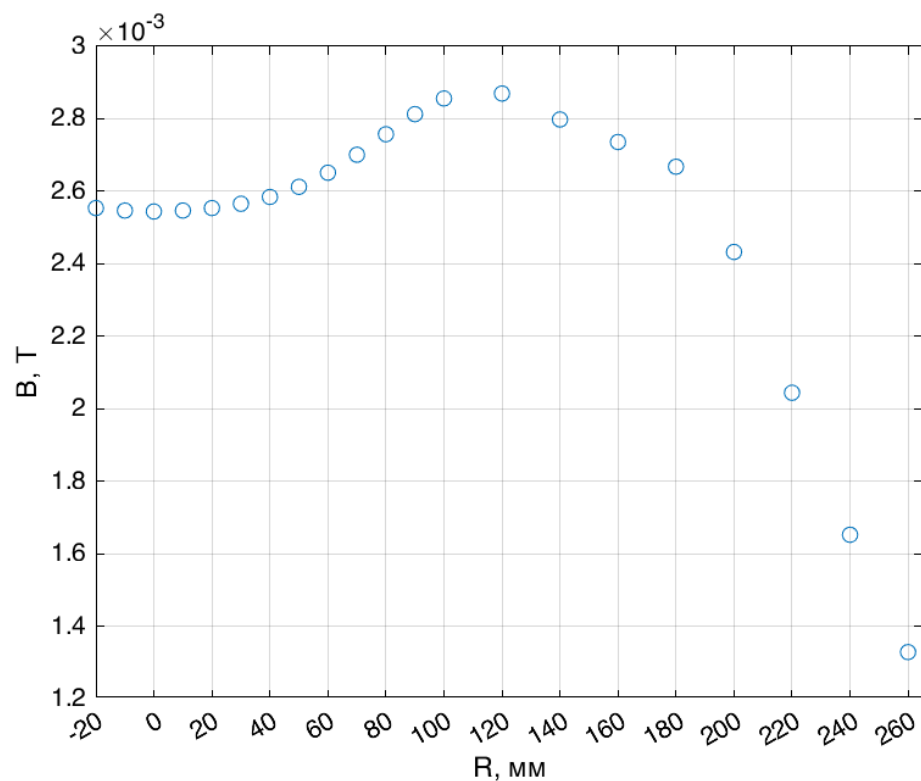


Рисунок 2.2.3 Расчёт магнитного поля в зоне измерения зондовой диагностики в ресиверной области установки ПЛМ-М

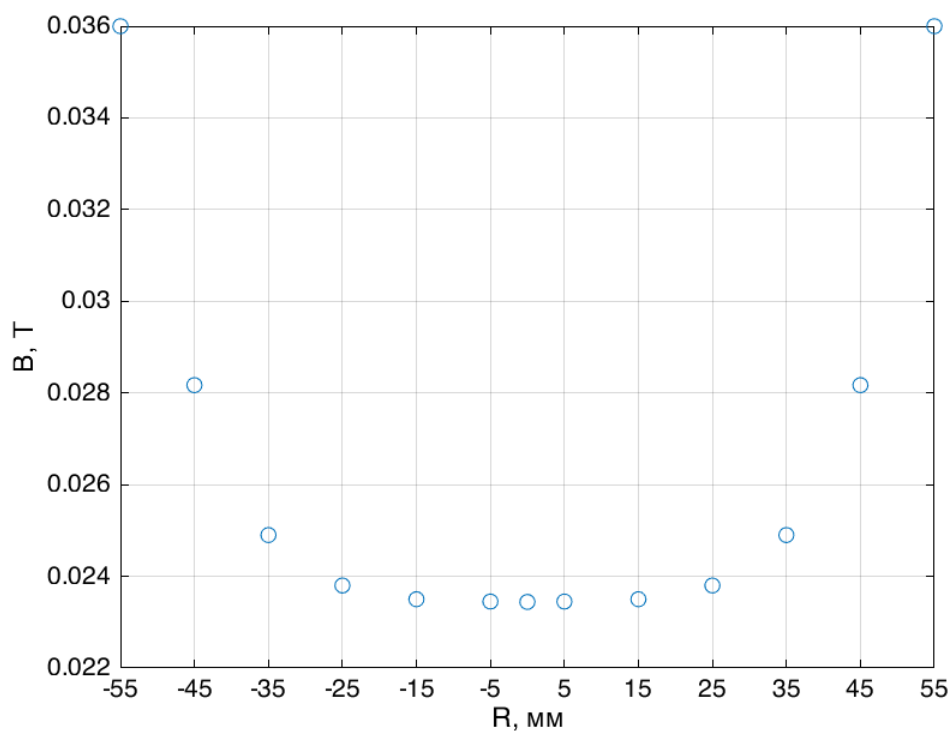


Рисунок 2.2.4 Расчёт магнитного поля в зоне измерения зондовой диагностики в катод-анодной области установки ПЛМ-М

2.3 ЭКСПЕРИМЕНТЫ В УСТАНОВКЕ ПЛМ-М С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ОБРАЗЦАМИ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРЫ ТИПА «ПУХ»

Наноструктура типа «пух» образуется на поверхности металлов при облучении в гелиевой плазме. Для ее формирования необходимо соблюдение определенных условий: необходимая величина потока ионов гелия, определённый интервал энергий ионов гелий, необходимая температура подложки и длительность нахождения образца в плазме. Работы, направленные на понимание процесса образования наноструктуры типа «пух», проводятся на установке ПЛМ-М.

В ходе экспериментов на установке ПЛМ-М образцы вольфрама размером 2 см x 2 см облучались в гелиевой плазме, плоскость поверхности была обращена в сторону катода. Условия облучения образца в ходе эксперимента:

- температура образцов при облучении была от 800 °С до 970°С;
- время облучения плазмой было 209 минут;
- напряжение, подаваемое на образцы, находилось в диапазоне от -100 Вольт до +30 Вольт (точный диапазон напряжений на образце выбирался в каждом эксперименте отдельно в зависимости от потенциала плазмы).

Проведены систематические исследования вольфрамовых образцов до и после плазменного облучения. Анализ полученных микрофотографий методами сканирующей электронной микроскопии, рентгеновской спектроскопии показал формирование наноструктурированной высокопористой поверхности на всех этих образцах. На вольфрамовых мишенях, изначально гладких, устойчиво формируется наноструктурированная высокопористая поверхность со структурой типа «пух» (рис. 2.3.1).

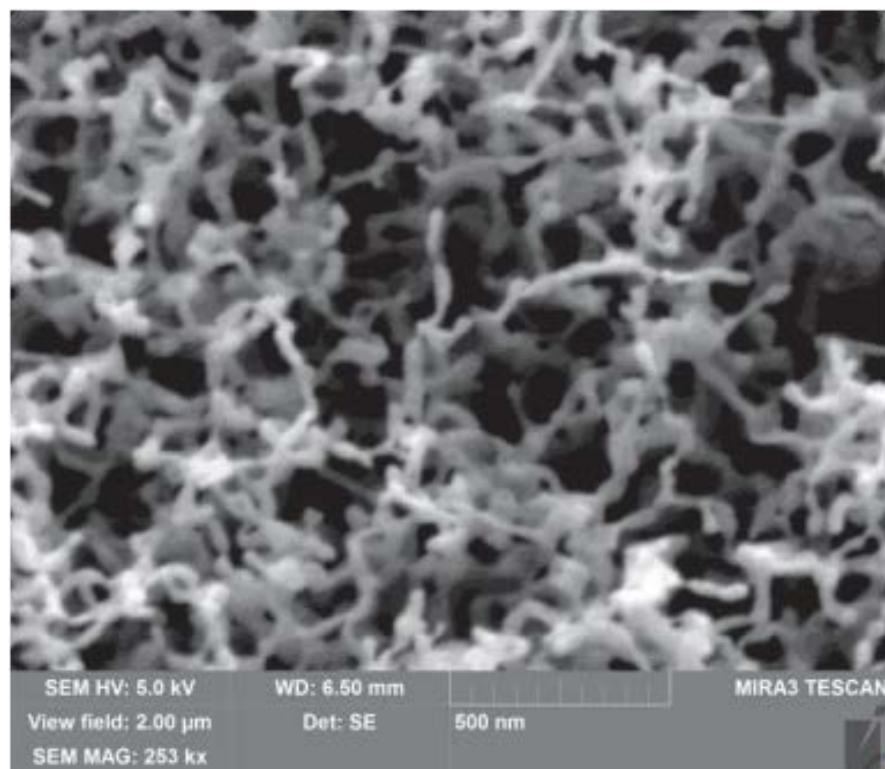


Рисунок 2.3.1 Вольфрамовая пластина с высокопористой наноструктурой типа «пух» после обработки в ПЛМ

На вольфрамовых образцах обнаружены два типа поверхности - редкий и плотный наноструктурированный «пух» (рис. 2.3.2), размер волокон при этом одного масштаба - диаметр от 20 до 50 нанометров, диаметр каждого волокна примерно однороден по высоте. Волокна «пуха» формируются с поверхности вольфрама, структура такой поверхности состоит из зерен размером около 10 мкм х 1 мкм. Средняя высота слоя пуха около 1 мкм, максимальная высота 1,5 мкм. Выявлено большое количество дефектов на поверхности волокон и вариации диаметров волокон на разных участках поверхности. Проведённый металлографический анализ сканирующим электронным микроскопом в режиме обратно рассеянных электронов выявили, что структура волокон «пуха» имеет равномерный элементный состав без локализации примесей.

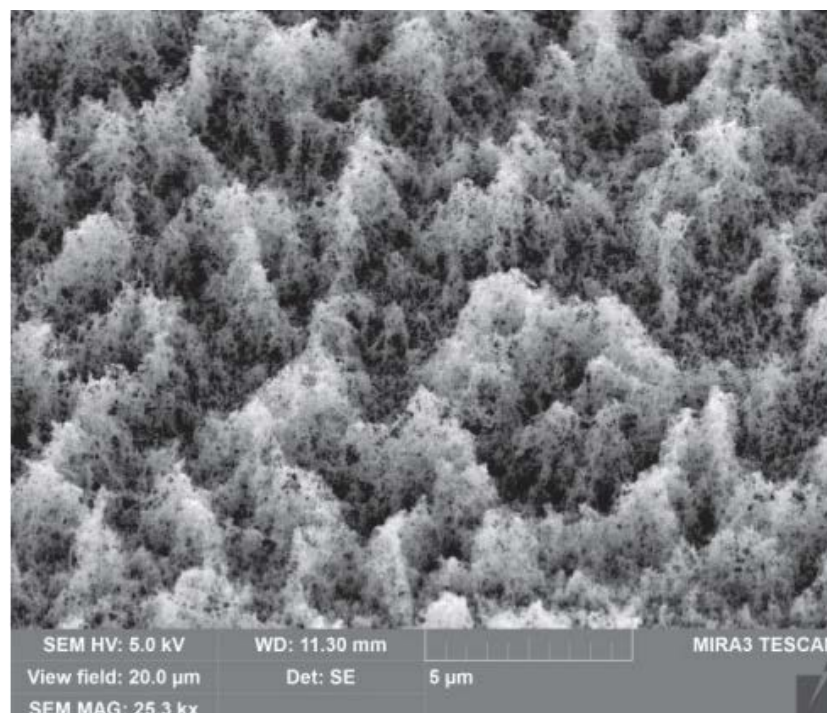


Рисунок 2.3.2 Плотный наноструктурированный пух на вольфраме, полученный после плазменной обработки в ПЛМ

Важную роль в получении пористых структур играет температура. Проведены эксперименты по определению пороговых температур образования наноструктурированной поверхности «пух». Из-за способа крепления образца происходит снижение температуры в центре задней части за счёт стока тепла через стержень. Таким образом, оказалось, что температура в центре ниже, чем на ее краю. По итогам экспериментов по краю образца на лицевой стороне роста пуха не было обнаружено. Температура поверхности в центре достигала 1170 К, на краю была выше. На краю произошла рекристаллизация поверхности без плавления.

Общий градиент температуры, с учетом геометрических размеров образца, по оценкам не превышал 100 К. Таким образом температуру в 1200 К можно считать пороговой для роста пористых структур при облучении вольфрама в гелиевой плазме в установке ПЛМ-М.

Анализ образцов, облученных в плазме, говорит о наличии в наноструктурах статистических и спектральных свойств присущих плазменному разряду [14]. Функции распределения по высотам имеет «тяжелые» хвосты и не

описывается гауссовым(нормальным) законом, а также другими законами теории вероятности, например, распределением Коши-Лоренца (рис. 2.3.3).

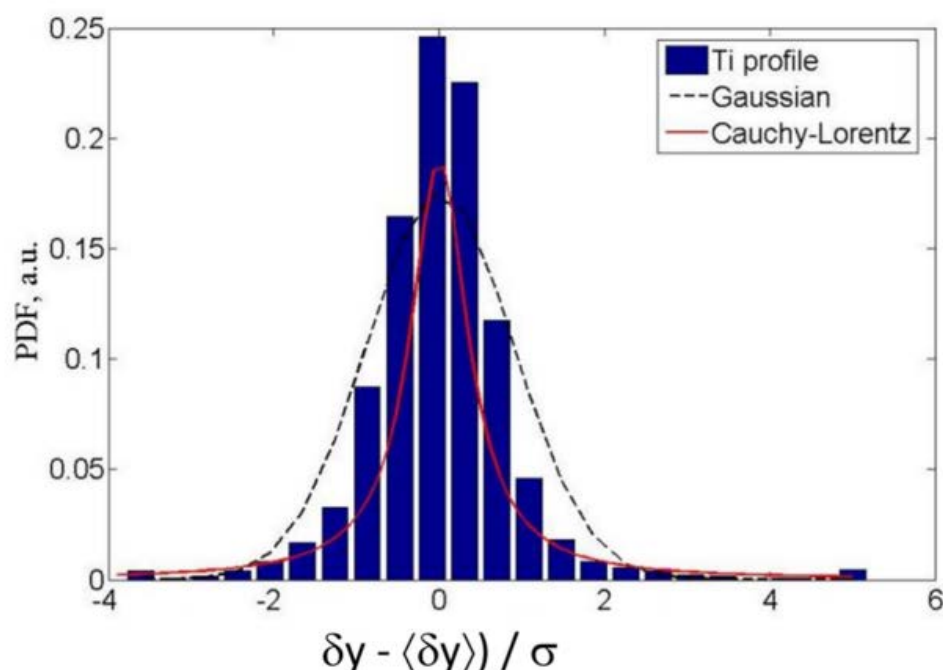


Рисунок 2.3.3 Функция распределения по высотам титанового образца с наноструктурной поверхностью после плазменной обработки

Фурье-спектр профиля высот экспериментальных образцов (рис. 2.3.4) характеризует масштабное распределение высот (размеров структуры на поверхности). Спектры уширены и не имеют резонансов, что свидетельствует об отсутствии доминирующих периодических структур в рельефе. Спектры описываются затухающей функцией, которая обычно наблюдается у объектов с масштабной инвариантностью и статистическим самоподобием. Спад Фурье-спектра может быть аппроксимирован степенным закон типа $S(k) \sim k^{-\alpha}$ с показателем $\alpha = 2,4$. Показатель α характеризуют образцы после облучения высокотемпературной плазмой в установках термоядерной плазмы и находятся в диапазоне от 2,4 до 2,8.

Показатель Хёрста H для профиля высот находится в диапазоне $H = 0,6 - 1$, что характеризует самоподобие в рельефе наноструктурированной поверхности и сходится со значениями, полученными для плавающего потенциала плазменных разрядов на установке ПЛМ-М.

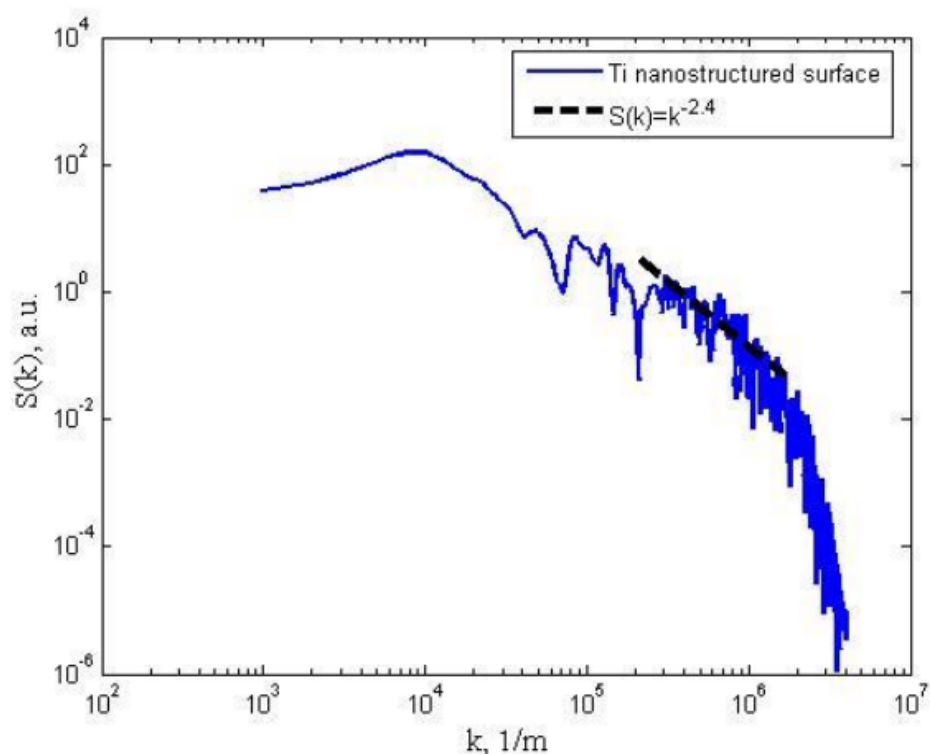


Рисунок 2.3.4 Фурье спектр титанового образца с наноструктурой

ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 2

В разделе 2.1 приводится описание установки ПЛМ-М. В ходе дипломной работы будет проведен анализ плазменных разрядов (определение основных характеристик плазмы, ее спектральных и статистических свойств для анализа турбулентности в главе 3), полученных на данной установке.

В разделе 2.2 приведено теоретическое описание зондовой диагностики на основе зонда Ленгмюра, для определения параметров плазмы установки ПЛМ-М. Приведены результаты по измерению магнитного поля на оси хода зонда в ресиверной области установки.

В разделе 2.3 рассмотрены эксперименты на установке ПЛМ-М для формирования наноструктуры типа «пух», приведены типичные условия облучения образца в плазме и СЭМ микрофотографии получаемой поверхности. При анализе наноструктурированной поверхности замечены подобные плазменным спектральные и статистические характеристики, приведенные в главах 1.1 и 1.2)

ГЛАВА 3. ИЗМЕРЕНИЯ ЗОНДАМИ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УСТАНОВКЕ ПЛМ-М

3.1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ

В ходе экспериментов на установке ПЛМ-М с использованием одиночного зонда получены вольт - амперные характеристики (ВАХ) плазмы по сечению установки. Измерения проводились при различных параметрах плазменного разряда: от $I_p = 5 \text{ A}$ до $I_p = 20 \text{ A}$. ВАХ снимались по сечению плазменного разряда с шагом 5 мм по координатам $\pm 45 \text{ мм}$ от центральной оси в области между катодом и анодом, а также в ресиверной области на центральной оси. Дальнейшая обработка сигналов производилась в пакете *MATLAB*. Для уменьшения влияния шума на ВАХ применяется фильтр Савицкого - Голея (рис. 3.1.1).

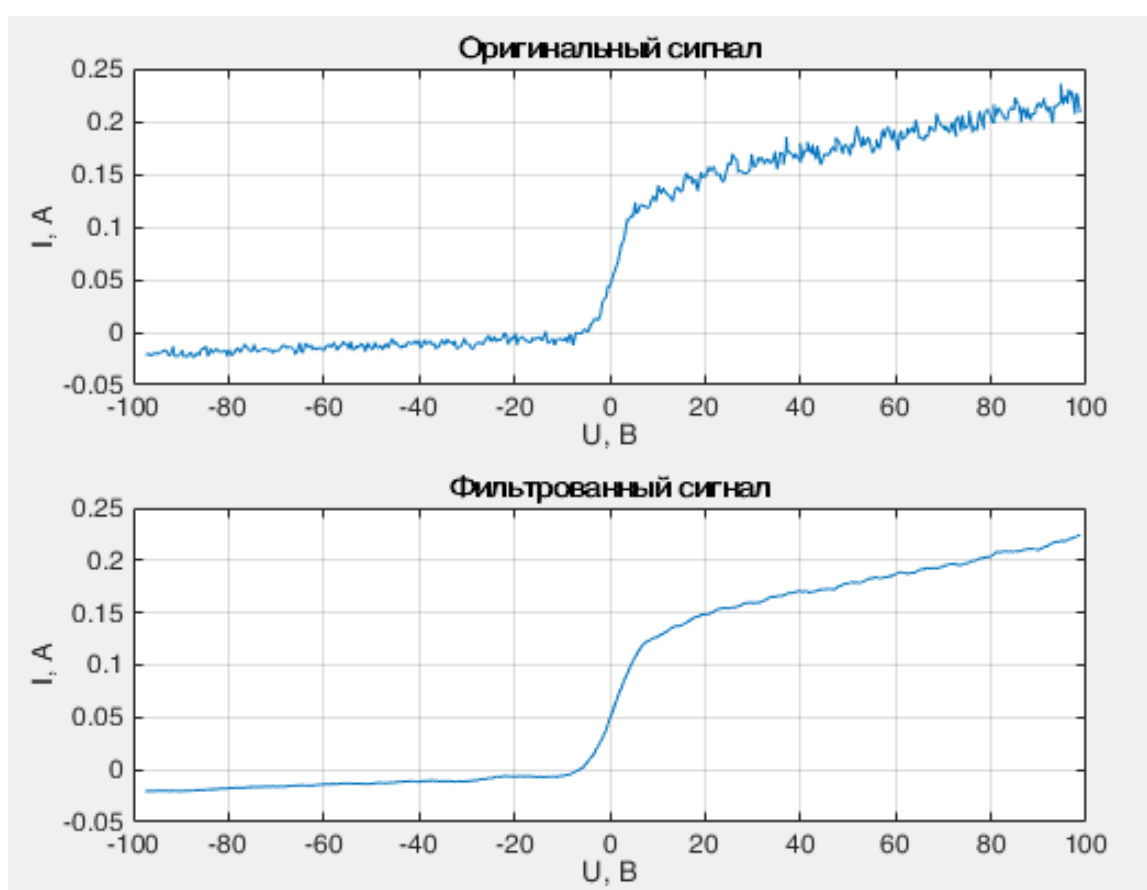


Рисунок 3.1.1 ВАХ при $I_p = 7 \text{ A}$

Далее описана методика обработки ВАХ для определения основных характеристик плазмы в установке ПЛМ-М:

- 1) Температура и концентрация электронов

Для определения температуры электронов построена электронная ветвь ВАХ (рис. 3.1.2).

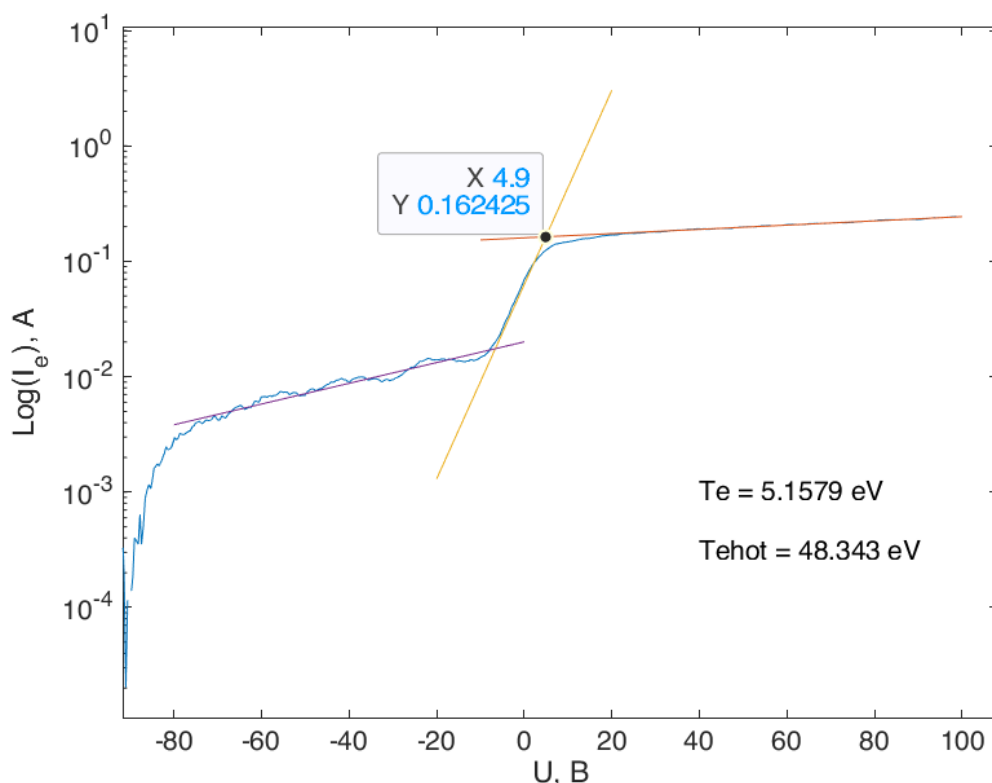


Рисунок 3.1.2 Электронная ветвь ВАХ при $I_p = 7$ А

Зависимость тока с логарифмическим масштабом является прямолинейной до потенциала пространства. Её наклон связан с величиной температуры электронов:

$$\frac{1}{T_e} = \frac{-k}{e} \frac{d \ln I_e}{dU}, \quad (20)$$

Фактически значение температуры электронов в электронвольтах равно изменению U в вольтах, соответствующему изменению логарифма тока на единицу:

$$T_e \approx 5,16 \text{ эВ}. \quad (21)$$

Так же на рисунке 3.1.2 можно заметить, что плазма имеет две фракции электронов: горячую и холодную с температурой 48,8 эВ и 5,15 эВ соответственно. Данный эффект был описан в главе 1.3, где горячая компонента электронов определялась из функции электронов по энергиям. Однако иногда удается получить электронную ветвь ВАХ, имеющую двойной наклон. Угол наклона

электронной ветви описывает две температуры основных фракций электронов как функции вида (20).

После определения температуры электронов, концентрацию электронов можно найти из выражения (22). Формула Бома (22) связывает плотность ионного тока на электрический зонд J_s с концентрацией ионов n_i и температурой электронов T_e :

$$\frac{I_s}{S} = 0,43 \cdot e \cdot n_i \sqrt{\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{m_i}} \quad (22)$$

где I_s – ионный ток насыщения при отрицательном потенциале зонда ($U_s = -100$ В),

m_i – масса ионов.

Формула удобна для расчета концентрации ионов в покоящейся разреженной плазме по ионному току насыщения. Температура электронов T_e определяется по возрастающему участку электронной ветви ВАХ (20). Учитывая условие квазинейтральности в плазме $n_i = n_e$, то из формулы (22) можно получить расчётные формулы (23, 24) для определения концентрации электронов по ионной ветви:

$$n_e = 1,1 \cdot 10^{15} \cdot \frac{I_s}{S} \cdot \sqrt{\frac{m_i}{T_e}} \quad (23)$$

$$n_e = \frac{I_s}{S \cdot 0,61 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot \sqrt{\frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot T_e}{m_i}}} \quad (24)$$

где S – площадь зонда, расчет приведен в формуле 16.

В формуле (24) единицы измерения $n_e = [\text{см}^{-3}]$, $I_i = [\text{А}]$, $S = [\text{см}^2]$, $T_e = [\text{К}]$, $[m_i] = \text{а.е.м.}$

$$S = 2 \cdot \pi \cdot r(r + h) = 2 \cdot 3,14 \cdot 0,025 \cdot (0,025 + 0,6) = 0,0981 \text{ см}^2 \quad (25)$$

$$n_e = 1,1 \cdot 10^{15} \cdot \frac{0,021}{0,0981} \cdot \sqrt{\frac{6,64 \cdot 10^{-27} \cdot 6,02 \cdot 10^{26}}{5,16 \cdot 11600}} =$$

$$= 1,87 \cdot 10^{12} [\text{см}^{-3}] = 1,87 \cdot 10^{18} [\text{м}^{-3}] \quad (26)$$

$$n_e = \frac{0,021}{9,81 \cdot 10^{-6} \cdot 0,61 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot \sqrt{\frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5,16}{6,64 \cdot 10^{-27}}}}$$

$$= 1,91 \cdot 10^{18} [\text{м}^{-3}] \quad (27)$$

Из полученных результатов видно хорошее схождение формул (23, 24) между собой. Однако, данный вид анализа позволяет анализировать ВАХ с достаточной точностью только для максвелловской функции распределения.

2) Функция распределения электронов по энергиям

С помощью встроенных в пакет компьютерных программ *MATLAB* функций численного дифференцирования получена оценка $\frac{d^2 I}{dV^2}$. Фильтр Савицкого - Голея в определенной мере повышает точность восстановления ФРЭЭ (рис. 3.1.3).

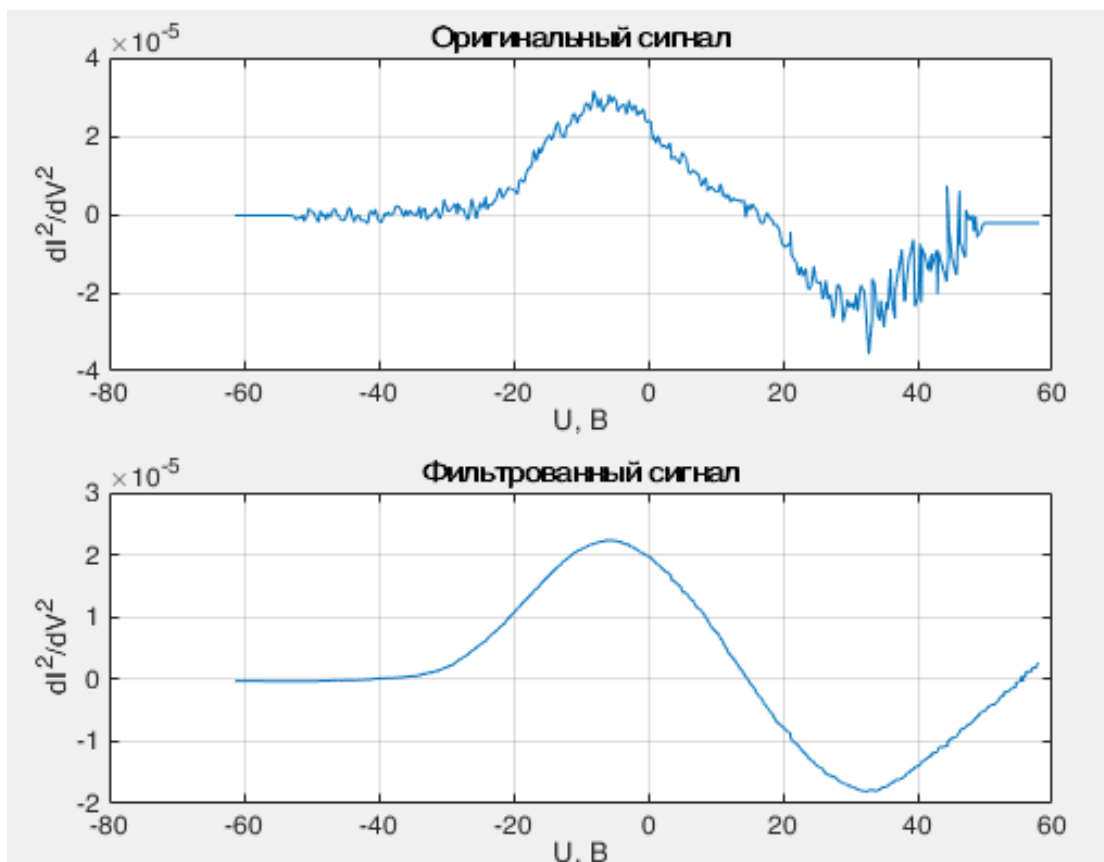


Рисунок 3.1.3 Вторая производная $\frac{d^2 I}{dV^2}$, полученная с помощью ВАХ при $I_p = 7 \text{ A}$

На основании формулы Дрюйвестейна (7) получена ФРЭЭ (рис. 3.1.4).

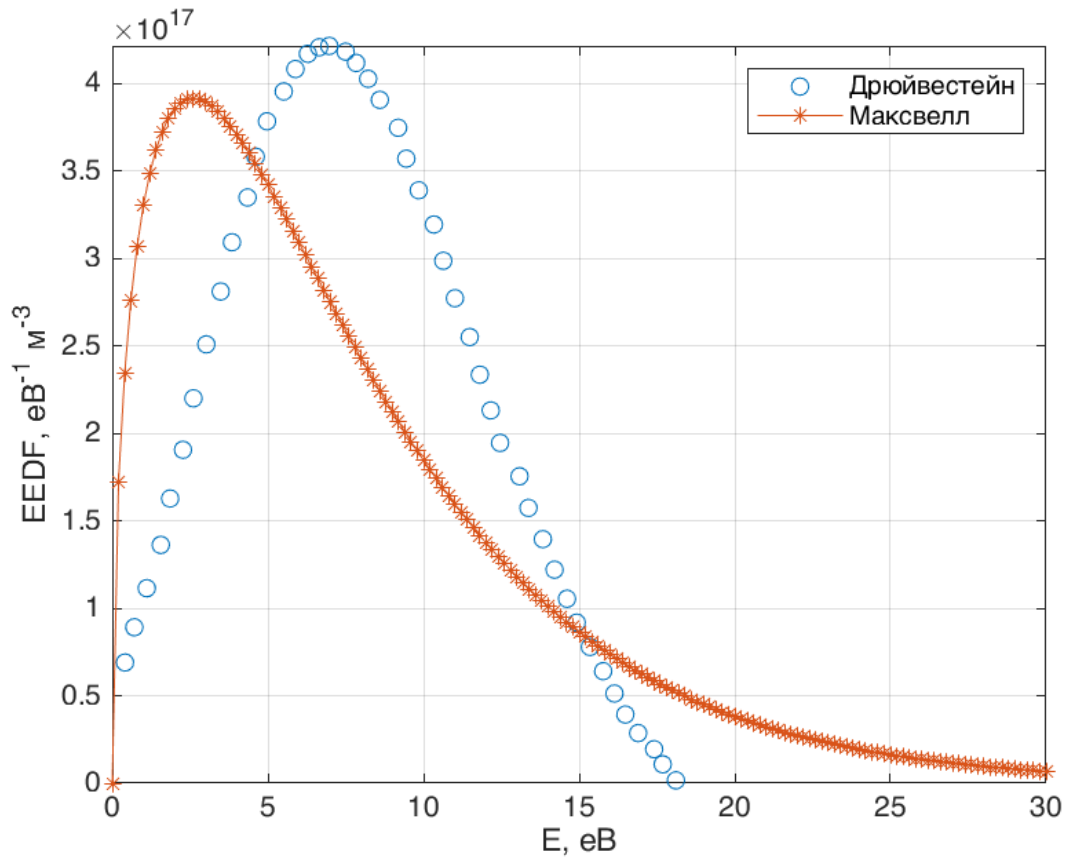


Рисунок 3.1.4 ФРЭЭ в плазменном разряде установки ПЛМ-М при $I_p = 7$ А

На рисунке 3.1.4 приведена максвелловская функция распределения электронов по энергиям, рассчитанная по формуле (28).

$$f(E) = \frac{2 \cdot \pi}{(\pi \cdot k \cdot T_e)^{\frac{3}{2}}} \cdot \sqrt{E} \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T_e}\right) \quad (28)$$

где E — энергия электрона.

При сравнении экспериментальной ФРЭЭ, полученной по методу Дрюйвестейна, с максвелловской видно смещение энергии электронов E для экспериментальных данных в область больших значений в отличие от рассчитанной, а также отсутствие у экспериментальной функции «тяжелого» хвоста в области увеличения энергии.

Далее производился аналогичный анализ для различных сигналов. Получены ФРЭЭ для различных режимов плазменного разряда (рис. 3.1.5 и 3.1.6).

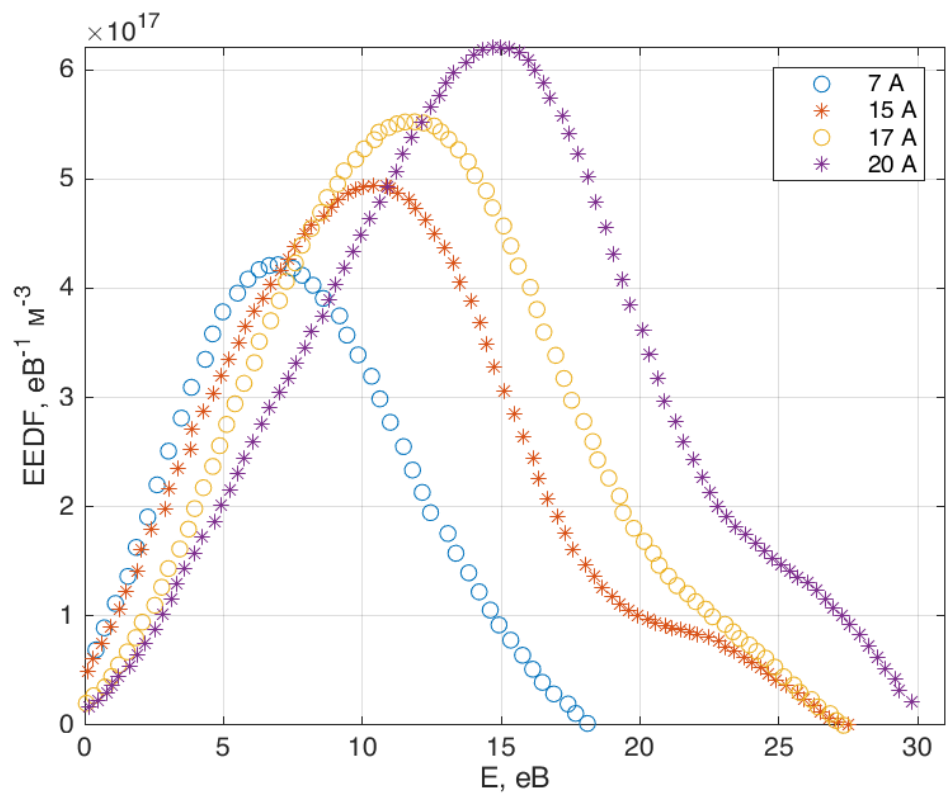


Рисунок 3.1.5 ФРЭЭ на центральной оси в плазменном разряде установки
ПЛИМ-М в области между катодом и анодом

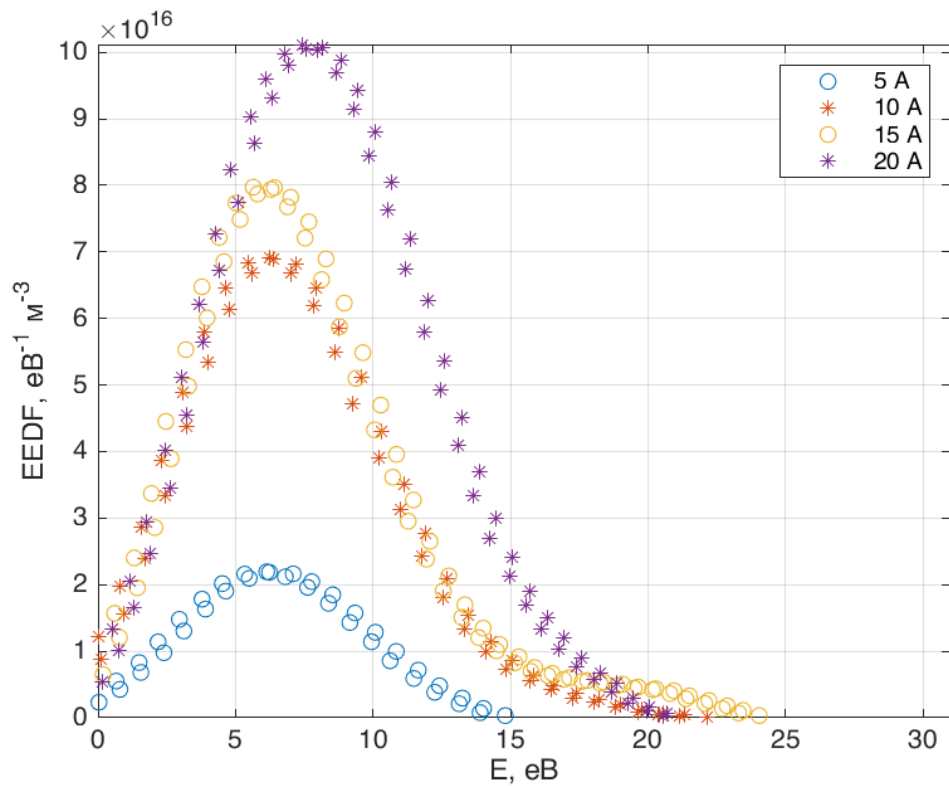


Рисунок 3.1.6 ФРЭЭ на центральной оси в плазменном разряде установки
ПЛИМ-М в резонансной области

По формулам (8) и (9) рассчитаны интегральные температура и концентрация. Результаты приведены в таблицах 3.1.1 и 3.1.2.

Таблица 3.1.1 – Основные характеристики плазмы для установки ПЛМ-М на центральной оси плазменного разряда в области между катодом и анодом

| I_p , А | I_s , мА | $T_{eФРЭЭ}$, эВ | $n_{eФРЭЭ} \cdot 10^{18}$, м ⁻³ | $T_{eВAX}$, эВ | $n_{eВAX} \cdot 10^{18}$, м ⁻³ | ΔT_e , % | Δn_e , % |
|-----------|------------|------------------|---|-----------------|--|------------------|------------------|
| 7 | 21,1 | 5,59 | 4,16 | 5,16 | 1,91 | 7,69 | 54,09 |
| 15 | 58,2 | 7,50 | 6,51 | 6,93 | 4,68 | 7,60 | 28,11 |
| 17 | 68,6 | 8,02 | 7,37 | 7,22 | 4,71 | 9,98 | 36,09 |
| 20 | 74,4 | 9,22 | 8,63 | 7,94 | 5,62 | 13,88 | 34,88 |

Таблица 3.1.2 – Основные характеристики плазмы для установки ПЛМ-М на центральной оси плазменного разряда в ресиверной области

| I_p , А | I_s , мА | $T_{eФРЭЭ}$, эВ | $n_{eФРЭЭ} \cdot 10^{18}$, м ⁻³ |
|-----------|------------|------------------|---|
| 5 | 3 | 4,32 | 0,18 |
| 10 | 3,1 | 4,79 | 0,63 |
| 15 | 3,3 | 4,79 | 0,69 |
| 20 | 3,4 | 5,57 | 0,98 |

При сравнении результатов двух методов обработки ВАХ для T_e и n_e разница в результатах составляет 7,69% и 54,08% соответственно для плазменного разряда $I_p = 7$ А. Погрешность такого порядка можно объяснить невозможностью использования методов обработки ВАХ по электронной ветви для не максвелловской плазмы. Как показано на рисунке 3.1.4 ФРЭЭ в установке ПЛМ-М расходится с максвелловской ФРЭЭ и для восстановления T_e и n_e из ВАХ для обработки с большей точностью лучше использовать интегральные формулы (8) и (9).

Стоит отметить, что достигнутые параметры плазменного разряда (T_e , n_e) в установке ПЛМ-М имеют совпадение по порядку величины с параметрами пристеночной плазмы в токамаках в областях СОЛ и дивертора.

Непосредственное сравнение ФРЭЭ в области между катодом и анодом и ресиверной области для режимов $I_p = 15$ А и $I_p = 20$ А представлено на рисунке 3.1.7.

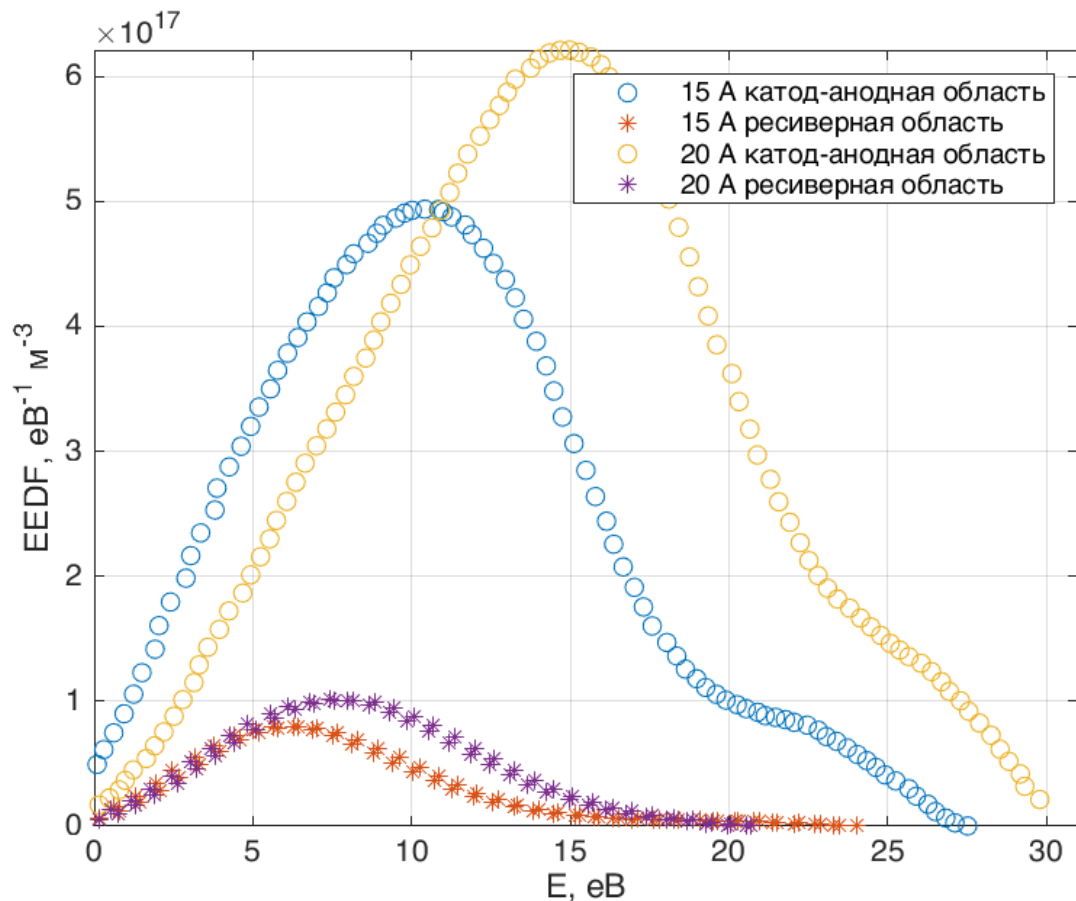


Рисунок 3.1.7 Сравнение ФРЭЭ на центральной оси в плазменном разряде установки ПЛМ-М в области между катодом и анодом и ресиверной области

На рисунке 3.1.7 видно значительное уменьшение средней энергии электронов $\langle E \rangle$ в ресиверной области. Рассчитанные концентрации также говорят, о том, что основной плазменный разряд концентрируется в катод-анодной области, а в ресивере наблюдается истечение плазменного разряда и выход частиц в вакуумную область без магнитного поля.

Проведено исследование зависимости ФРЭЭ от координаты по сечению плазменного разряда для стационарного разряда $I_p = 5$ А. Полученные ФРЭЭ для различных координат приведены на рисунке 3.1.8. По ФРЭЭ видно уменьшение концентрации (n_e) и температуры (T_e) по сечению плазменного разряда. При этом форма ФРЭЭ сохраняется и описывается одной функцией, отличной от максвелловской.

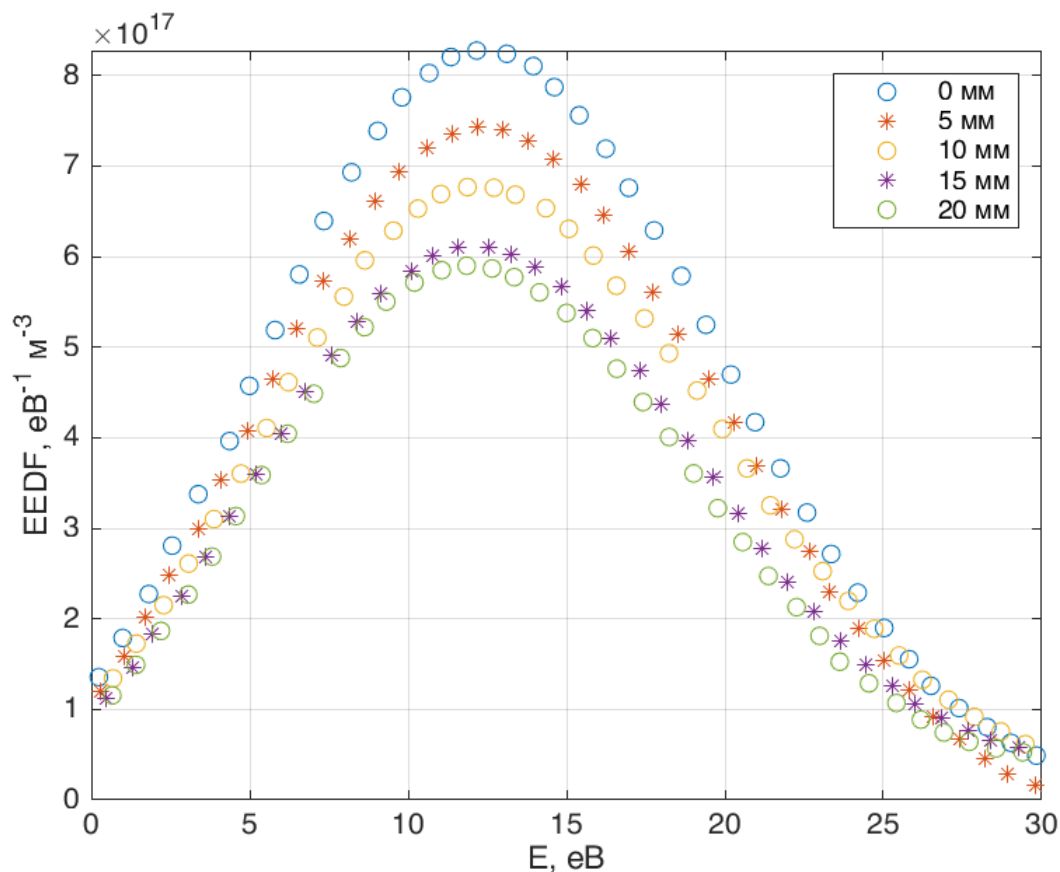


Рисунок 3.1.8 Сравнение ФРЭЭ по сечению плазменного разряда установки ПЛМ-М в катод-анодной области при $I_p = 5 \text{ A}$

3.2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ И СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКЕ ПЛМ-М ДЛЯ АНАЛИЗА СВОЙСТВ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ

3.2.1 ИЗМЕРЕНИЕ ИОННОГО ТОКА НАСЫЩЕНИЯ

В ходе эксперимента с помощью зонда в области между катодом и анодом производилась запись значений длительностью около 0,1 секунды. Период между значениями составлял 1 мкс, то есть была произведена запись экспериментальных данных длиной сто тысяч точек. Получены экспериментальные сигналы ионного тока насыщения по сечению плазменного разряда (-55:10:55) в установке ПЛМ-М при использовании манипулятора для зондовой диагностики. Измерения с помощью зонда проводились при $I_p = 3,21 \text{ A}$, $R = 200 \text{ Ом}$.

Анализ сигналов проводится для каждого участка в отдельности в математическом пакете *MATLAB*. Пример обработки экспериментальных данных приведен далее для одной координаты (рис. 3.2.1.1).

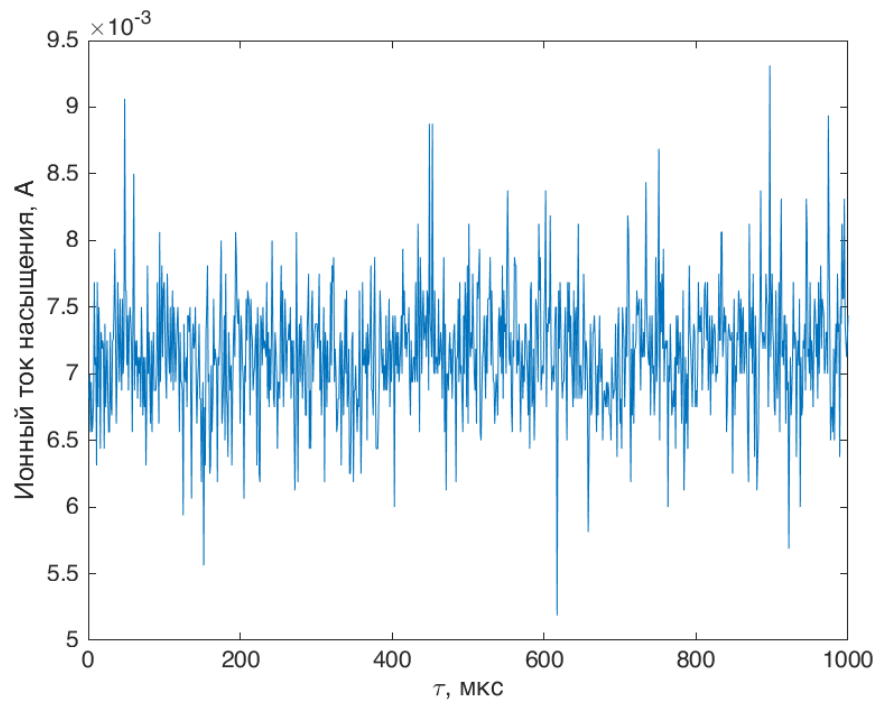


Рисунок 3.2.1.1 Флуктуации ионного тока насыщения
в центре плазменного разряда

Для каждой координаты с помощью анализируемых сигналов построены гистограммы, позволяющие рассмотреть области значений, которые определяют типичные масштабы турбулентности в плазме (рис. 3.2.1.2).

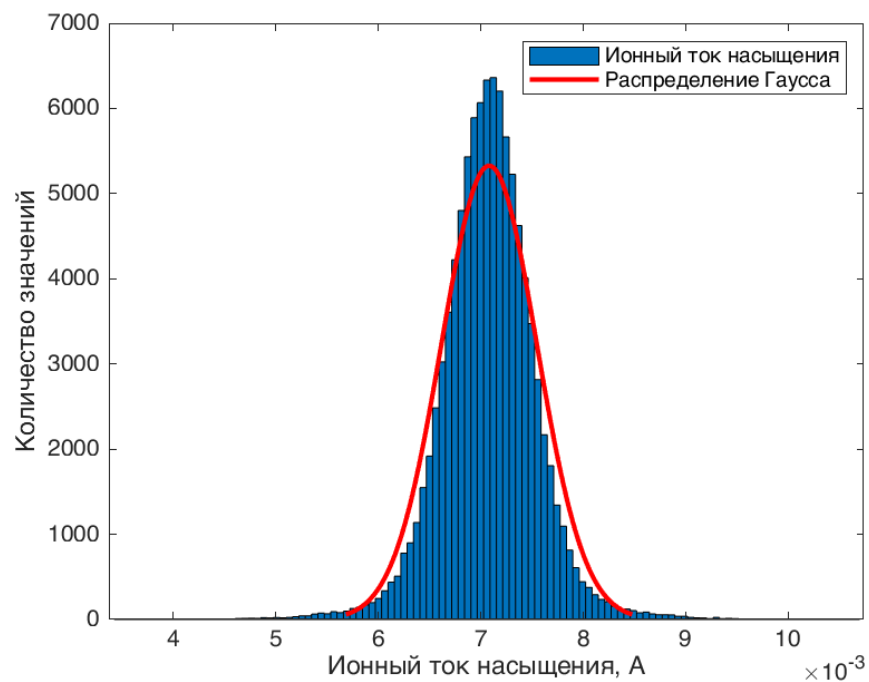


Рисунок 3.2.1.2 Построение гистограммы для центральной координаты
плазменного разряда ПЛМ-М

На гистограммах, построенных для разных периодов разряда, видна асимметрия в распределении и отличие от Гауссова распределения (нормального распределения). Для каждого сигнала были посчитаны статистические характеристики - коэффициенты асимметрии и эксцесса, а также показатель Хёрста.

Вычисленные коэффициенты асимметрии и эксцесса дают возможность точно оценить отклонение от нормального распределения, которое наблюдается на гистограммах (рис. 3.2.1.2).

Показатель Хёрста H , вычисленный в данной работе с помощью вейвлет-метода (называемого AWC), является мерой самоподобия стохастического процесса и принимает значение $0 < H < 1$. Метод среднего вейвлет-коэффициента (AWC) основан на самоаффинных корреляциях дискретного вейвлет-преобразования (DWT) временной последовательности, которую можно использовать для оценки показателя Херста [15]. Дискретное вейвлет-преобразование (DWT) - реализация вейвлет-преобразования с использованием дискретного набора масштабов и позиций вейвлета. Другими словами, это преобразование раскладывает сигнал на взаимно ортогональный набор вейвлетов, что является основным отличием от непрерывного вейвлет-преобразования (CWT):

$$W_X^{awc}(a) = \frac{1}{|I_a|} \sum_{b \in I_a} |W(a, b)| \sim a^{H-0,5} \quad (29)$$

Логарифмируя обе части уравнения (29), получаем:

$$\ln W_X^{awc}(a) \sim a_{AWC} + \beta_{AWC} \ln a \quad (30)$$

Следовательно, на основе метода линейной регрессии получают итоговое уравнение для метода AWC :

$$\hat{H}_{AWC} = \hat{\beta}_{AWC} + \frac{1}{2} \quad (31)$$

Погрешность методики AWC подробно описана в работе [25]. Для сигналов с числом точек $N = 10^6$ погрешность равна $H = \pm 0,01$.

Более подробная информация о методике вейвлет-преобразований приводится далее в данной главе.

Величина показателя Хёрста больше, чем 0,5 является типичной для плазмы в различных установках и свидетельствует о дальнедействующей корреляции. Результаты расчетов приведены в таблице 3.2.1.1.

Таблица 3.2.1.1 – Статистические характеристики плазмы для установки ПЛМ-М

| Координата плазменного разряда | Коэффициент асимметрии | Коэффициент экссесса | Показатель Хёрста, H |
|--------------------------------------|---------------------------|-------------------------|---------------------------|
| -55 | 0,09 | 4,74 | 0,81 |
| -45 | -0,01 | 5,81 | 0,77 |
| -35 | 0,01 | 5,54 | 0,74 |
| -25 | -0,02 | 5,84 | 0,81 |
| -15 | 0,07 | 5,88 | 0,79 |
| -5 | -0,01 | 5,98 | 0,78 |
| 0 | -0,01 | 5,86 | 0,77 |
| 5 | 0,04 | 5,86 | 0,78 |
| 15 | 0,02 | 6,16 | 0,77 |
| 25 | 0,02 | 6,19 | 0,75 |
| 35 | 0,06 | 6,24 | 0,80 |
| 45 | -0,01 | 6,24 | 0,71 |
| 55 | -0,01 | 6,16 | 0,79 |

Для более подробного анализа плазменного разряда применяется преобразование Фурье: представление сигнала в частотной области, с помощью него разложения в виде бесконечного количества синусоид с определенными фазами и амплитудами. Такое представление сигнала позволяет обнаружить диапазоны частот, которые являются доминирующими в спектре. Фурье-спектр представлен на рисунке 3.2.1.3.

Спектры флуктуаций уширены, что говорит о турбулентном состоянии плазмы. В литературе [8, 9] приводятся данные о том, что спектр турбулентности имеет плато в частотной области $\sim 10 - 100$ кГц, выше граничной частоты спектр спадает по степенному закону. Данная закономерность также выявлена на полученных спектрах в экспериментах на ПЛМ-М.

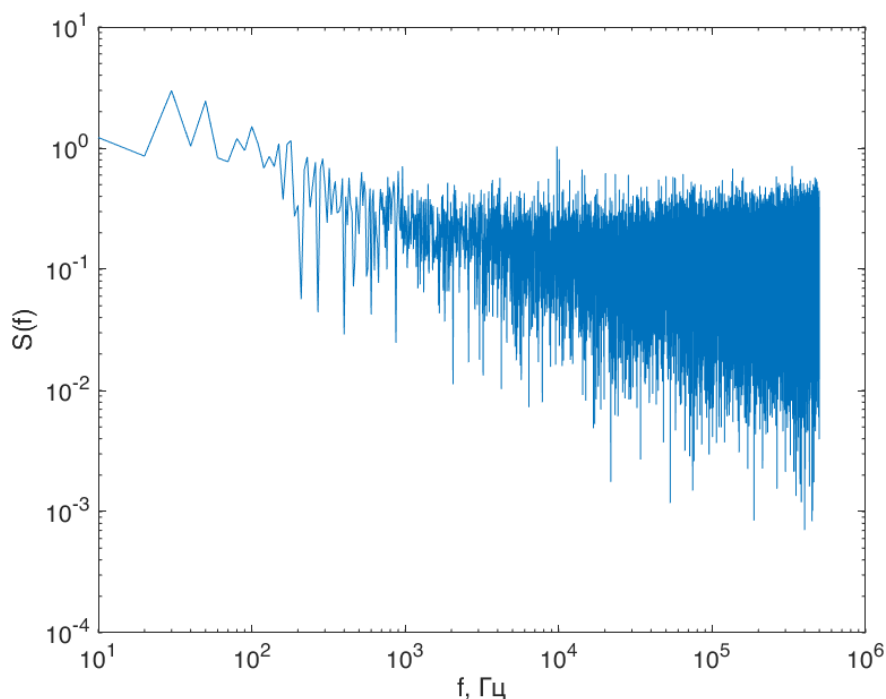


Рисунок 3.2.1.3 Фурье-спектр для плазменного разряда ПЛМ-М

Для определения пространственных масштабов и их локализации в функции применяется метод анализа – вейвлет-преобразование. Интегральным вейвлет-преобразованием функции называется выражение:

$$W(a, b) = \frac{1}{|a|^{\frac{1}{2}}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad (32)$$

где ψ – вейвлет функция (базисный или материнский вейвлет).

Параметр a определяет размер вейвлета и называется характерным масштабом (в английском - *scale*). Его аналогом в Фурье-анализе является период (частота) гармонического колебания. Следует сказать, что понятие масштаба - более широкое (хотя и менее наглядное), чем понятие периода. Связано это с тем, что в Фурье-преобразовании функциональный вид ядра преобразования зафиксирован, в то время как вейвлет-преобразование одной и той же функции можно получить с помощью различных базисных вейвлетов (т.е. в разных системах масштабов).

Параметр b задает локализацию вейвлета на временной шкале и называется сдвигом (в английском - *shift*). Этот параметр не имеет аналога в Фурье преобразовании.

Метод вейвлет-преобразований отличается от преобразования Фурье тем, что сигнал представляется не бесконечным количеством гармонических функций (синусоидальных волн в бесконечном пространстве), а локализованными вейвлетами, что позволяет интерпретировать результаты анализа с привлечением более обоснованных физических моделей. В том числе, позволяет наблюдать каскадность процесса и типичные масштабы времени (рис. 3.2.1.4).

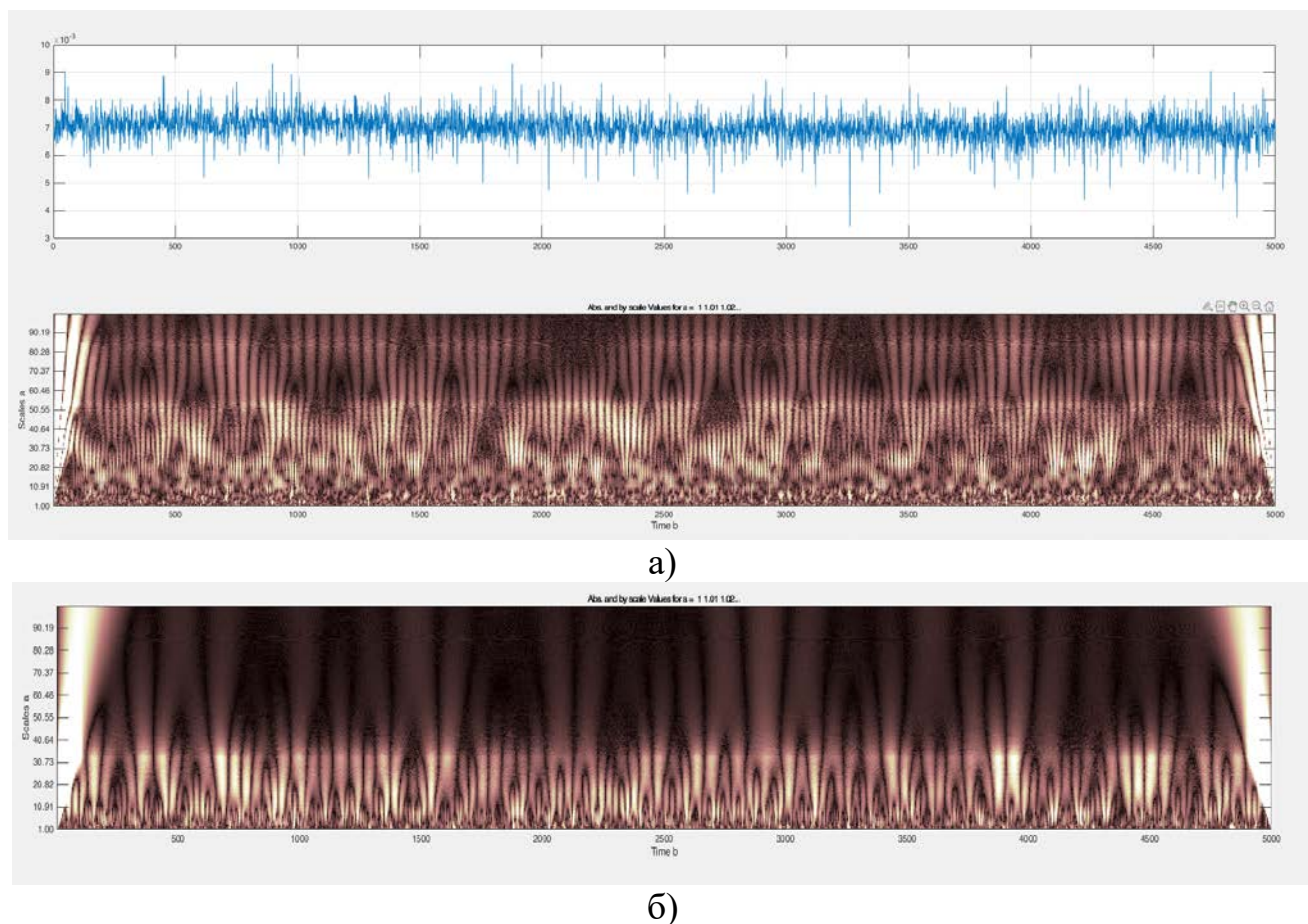


Рисунок 3.2.1.4 Вейвлет-преобразование (5000 мкс) для плазменного разряда установки ПЛМ-М:

а) вейвлет *Морле*; б) вейвлет *МНАТ*

Вейвлет-преобразование иллюстрирует наличие иерархических связей масштабов в исследуемом сигнале и корреляции в турбулентном сигнале на временных масштабах от десятков до сотен микросекунд.

Выбор типа вейвлетов при анализе сигнала, как правило, определяется тем, какую информацию необходимо извлечь из исследуемого сигнала. Каждый вейвлет имеет характерные особенности, как во временном, так и в частотном

пространстве. Поэтому с помощью разных вейвлетов можно полнее выявить и подчеркнуть те или иные свойства анализируемого сигнала. Выбор анализирующей вейвлет-функции для создания базиса вейвлет-преобразования является одним из вопросов, успешность решения которой влияет на применимость использования вейвлет-анализа в решаемой задаче.

Для выбора вейвлетов были сравнены в действии разные вейвлеты на модельных сигналах. Уменьшая количество подходящих анализирующих вейвлетов, в результате анализа получили анализирующую вейвлет-функцию, которая наилучшим образом передает локальную структуру сигнала. Для этого исследовались вейвлет-спектры модельных сигналов и определялись погрешности нахождения расположения точек экстремумов и диапазон масштабов, где данные точки находятся с малой погрешностью. В ходе исследования выбраны две вейвлет-функции Морле и *МНАТ*.

Аналитическое представление вейвлета Морле задается выражением:

$$\psi(t) = e^{-t^2/a^2} [e^{ik_0 t} - e^{-k_0^2 a^2/4}] \quad (33)$$

Вейвлет Морле – это плоская волна, модулированная гауссианом. Параметр a задает ширину гауссиана, параметр k_0 частоту плоской волны. Обычно выбирают $a^2 = 2$ и $k_0 = 2\pi$. При этих значениях с достаточной точностью можно принять:

$$\psi(t) = e^{-t^2/a^2} e^{i2\pi t} \quad (34)$$

Данный комплексный вейвлет используется для частотно-временного анализа процессов, у которых спектральный состав меняется во времени.

Аналитическое представление вейвлета *МНАТ* выражается второй производной функции Гаусса:

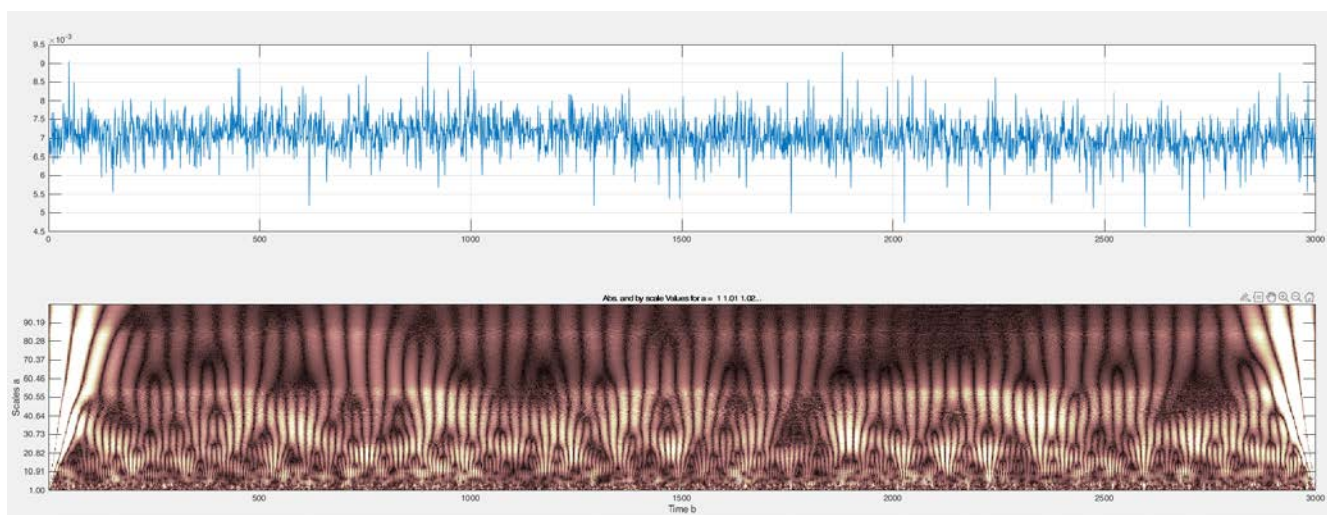
$$\psi(t) = \frac{d^2}{dt^2} e^{t^2/2} = (1 - t^2)e^{-t^2/2} \quad (35)$$

Название этого вейвлета *МНАТ* (*Mexican NAT*) произошло от характерного вида его графика, напоминающего мексиканское сомбреро. *МНАТ*-вейвлеты хорошо локализованы как во временной, так и в частотной области. Имея хорошую

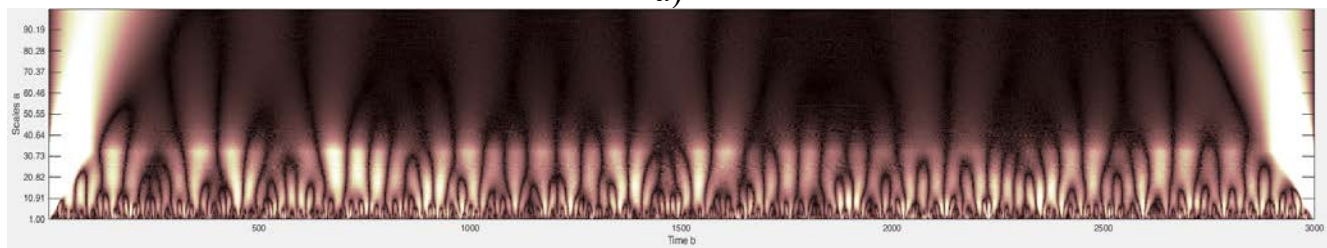
локализацию в физическом пространстве, в основном он используется для выделения отдельных всплесков в сигнале.

При анализе экспериментальных данных видно, что вейвлет *MHAT* хорошо описывает сигнал на малых масштабах порядка 30 мкс, при это на больших масштабах лучше и точнее себя показывает вейвлет Морле.

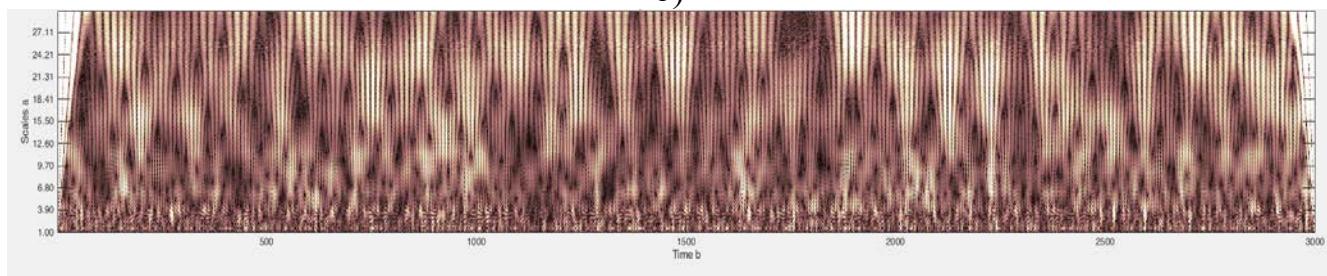
Далее приведено сравнение спектральных анализов типа вейвлет-преобразования для отрезка (3000 мкс) на различных масштабах. Значения масштаба определяют степень сжатия или растяжения вейвлета. Низкие значения масштаба сжимают вейвлет и лучше коррелируют с высокими частотами. Значения высокого масштаба растягивают вейвлет и лучше описывают низкочастотное содержимое сигнала (рис. 3.2.1.5).



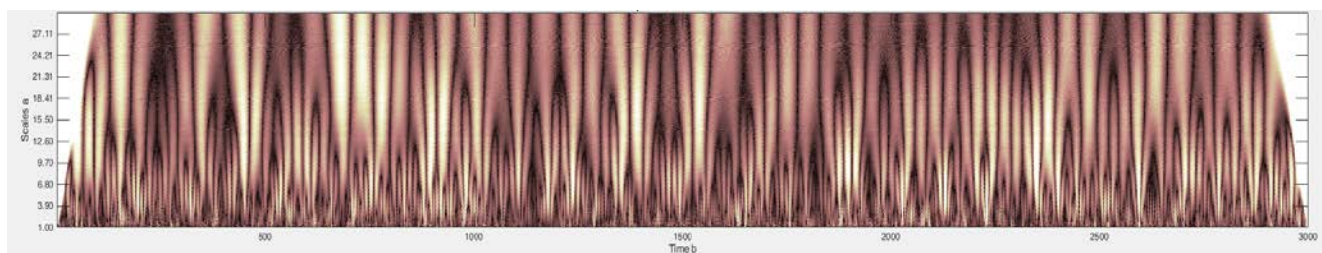
а)



б)



в)



г)

Рисунок 3.2.1.5 Вейвлет-преобразование (3000 мкс) для плазменного разряда установки ПЛМ-М:

- а) вейвлет Морле – *Scale* 100 мкс; б) вейвлет *MHAT* – *Scale* 100 мкс;
в) вейвлет Морле – *Scale* 30 мкс; г) вейвлет *MHAT* – *Scale* 30 мкс

После обработки экспериментальных данных, измеренных с помощью зондовой диагностики, получено распределение ионного тока насыщения I_s по сечению плазменного разряда установки ПЛМ-М (рис. 3.2.1.6).

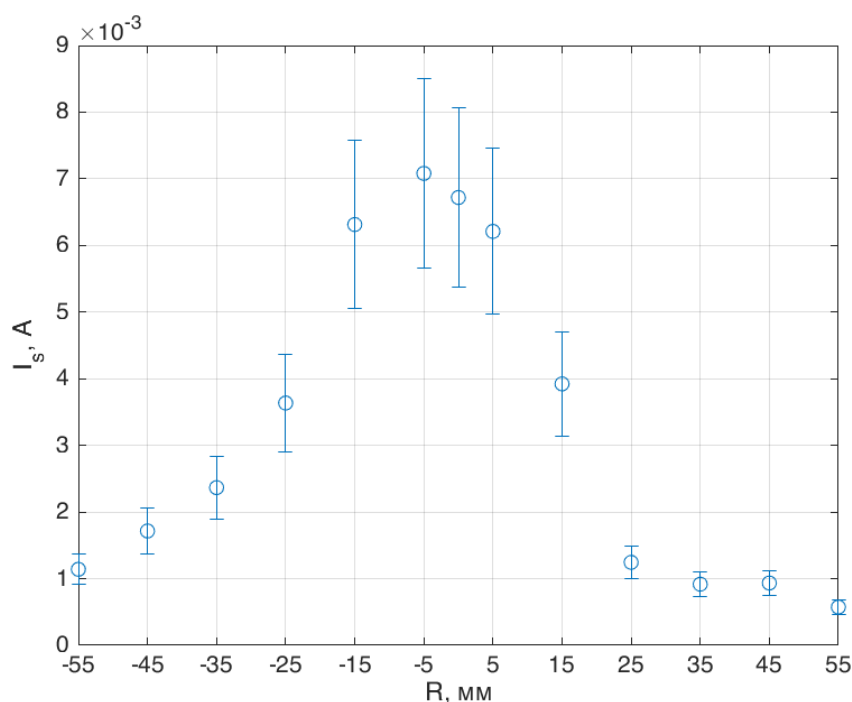


Рисунок 3.2.1.6 Радиальная зависимость ионного тока насыщения I_s по сечению плазменного разряда установки ПЛМ-М

На рисунке 3.2.1.6 видно, что максимальное значение ионного тока насыщения смещено от центральной оси установки ПЛМ-М (0 мм). Это можно объяснить двумя версиями:

1. Искривление катода, в следствие чего изменяется распределение частиц плазменном разряде;

2. Замыкание токов на стенки ресивера/около анодной области.

Построено распределение показателя Хёрста по сечению плазменного разряда (рис. 3.2.1.7), полученные результаты подобны результатам на токамаках.

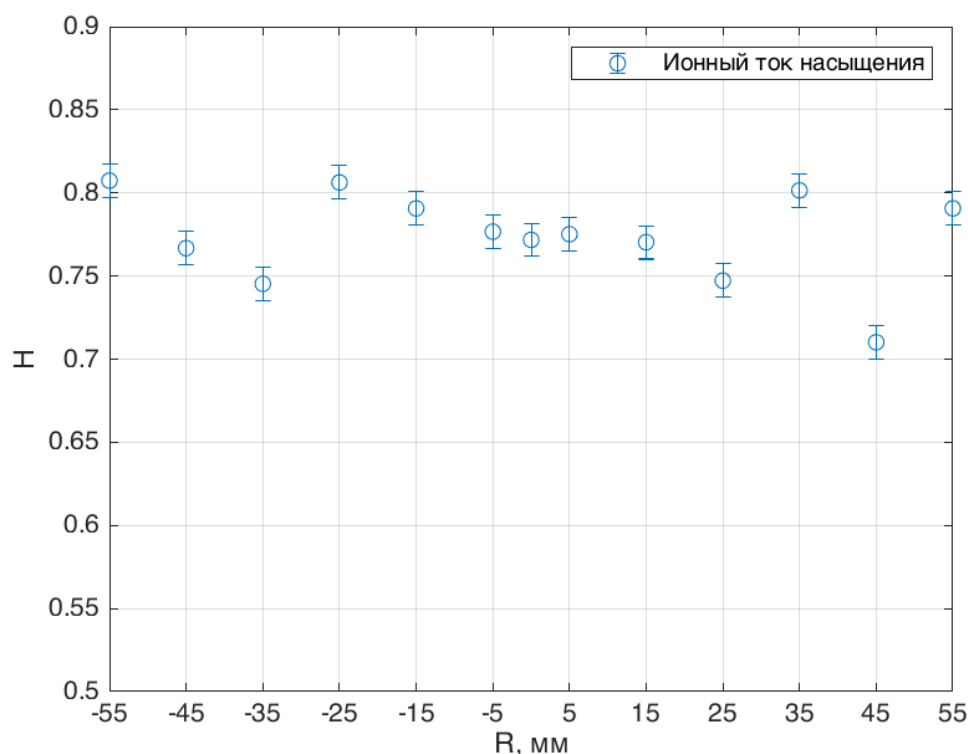


Рисунок 3.2.1.7 Распределение показателя Хёрста H по сечению плазменного разряда установки ПЛМ-М

3.2.2 ИЗМЕРЕНИЕ ПЛАВАЮЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА В КАТОД-АНОДНОЙ ОБЛАСТИ УСТАНОВКИ ПЛМ-М

В ходе эксперимента с помощью зонда в области между катодом и анодом производилась запись значений с различной частотой дискретизации – 0,1 мкс, 1 мкс и 10 мкс. Для разумного сравнения статических характеристик экспериментальных данных сигналы записывались длиной сто тысяч точек.

Получены экспериментальные сигналы плавающего потенциала по сечению плазменного разряда (-55:10:55) с различной частотой дискретизации в установке ПЛМ-М при использовании манипулятора для зондовой диагностики. Измерения с помощью зонда проводились при $I_p = 3,21$ А.

При усреднении флуктуаций значений в сигналах для каждой координаты получено распределение плавающего потенциала по сечению плазменного разряда (рис. 3.2.2.1)

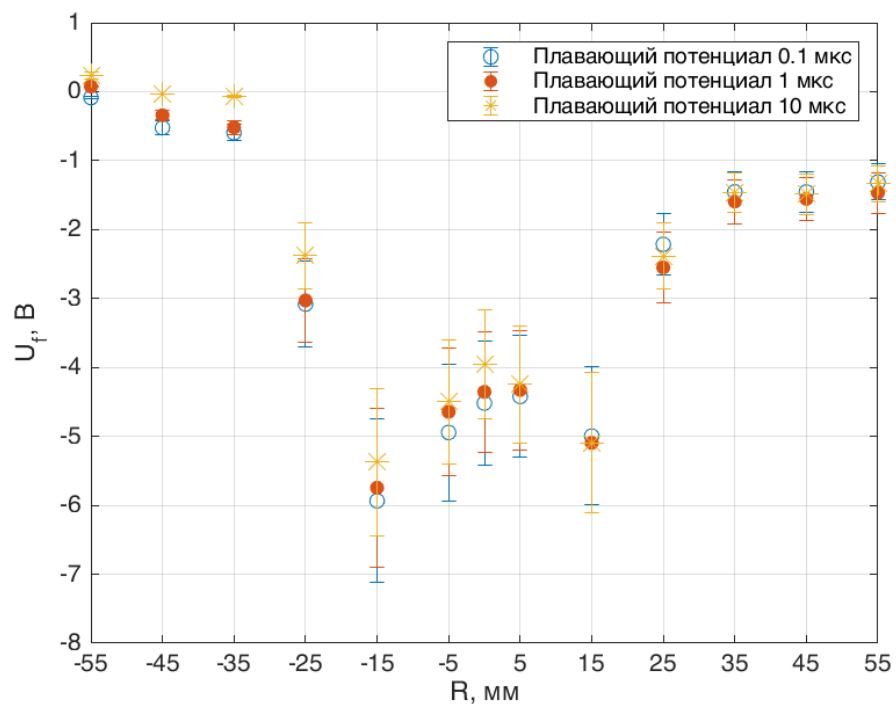


Рисунок 3.2.2.1 Профиль плавающего потенциала

На основании полученного распределения плавающего потенциала проведен расчёт напряженности электрического поля по сечению установки по формуле (36) и представлен на рисунке 3.2.2.2.

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{r} \quad (36)$$

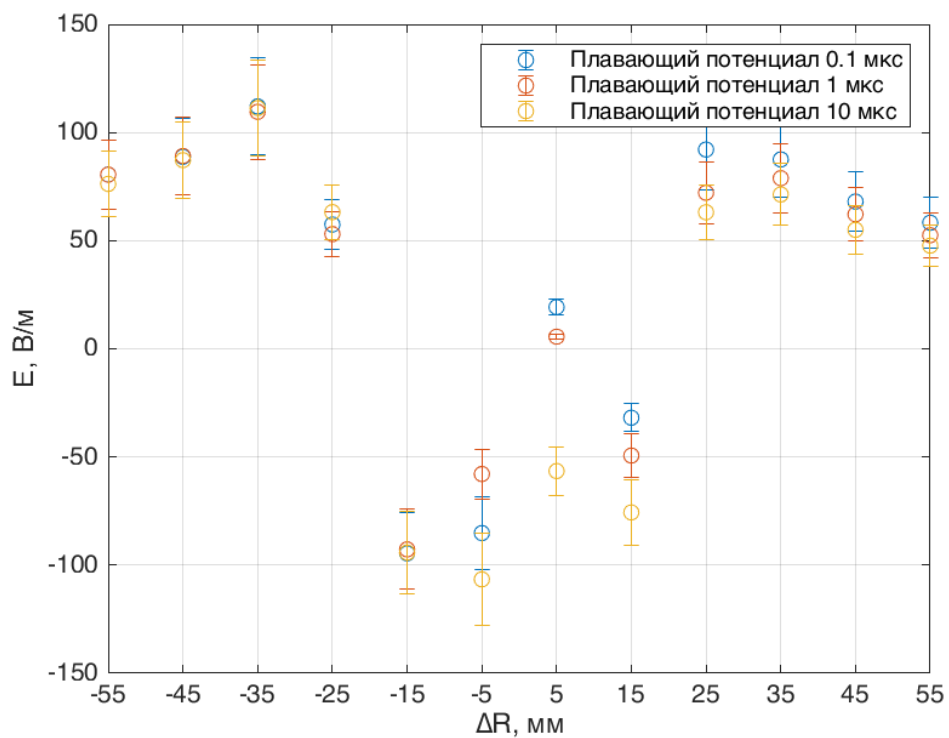


Рисунок 3.2.2.2 Распределение напряженности электрического поля

Далее на основании формулы (37) идет расчёт скорости дрейфа заряженных частиц в скрещенных полях (рисунок 3.2.2.3).

$$V \sim \frac{E}{B} \quad (37)$$

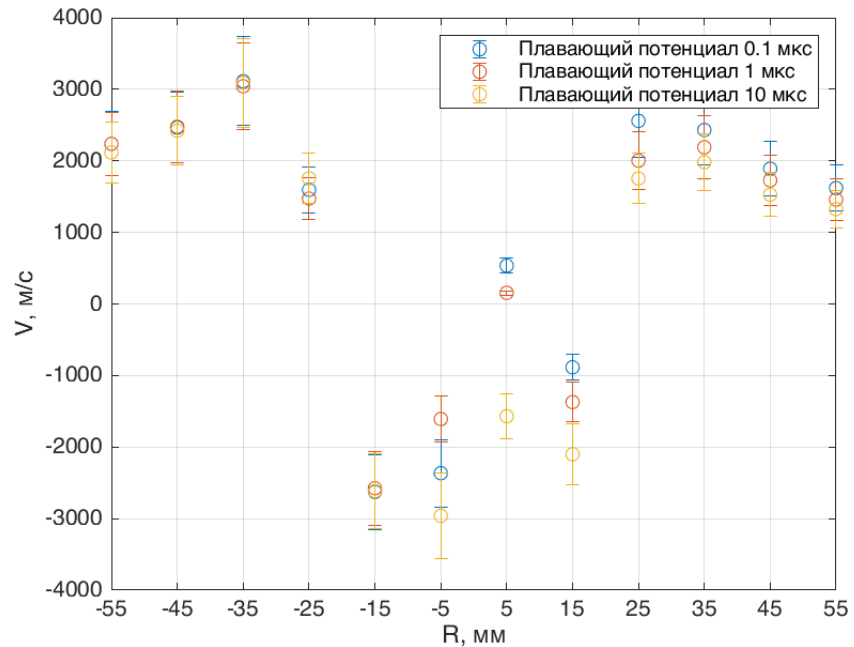
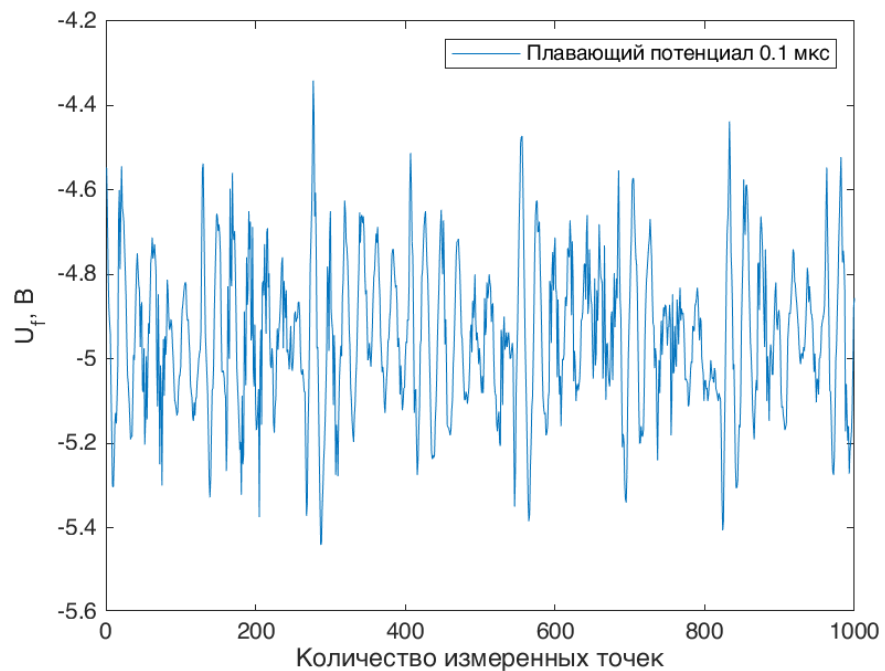
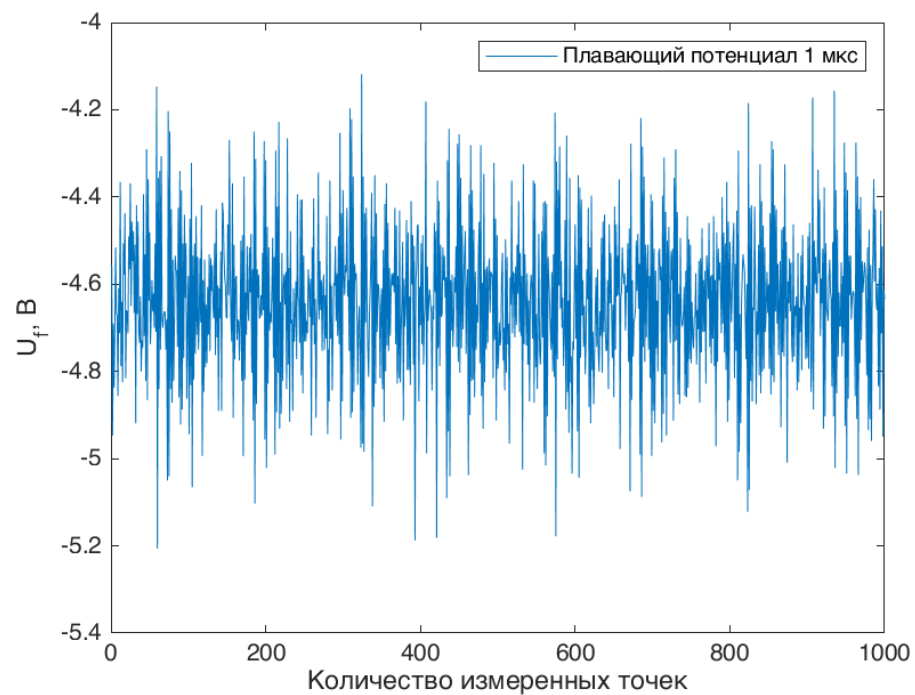


Рисунок 3.2.2.3 Распределение скорости дрейфа частиц

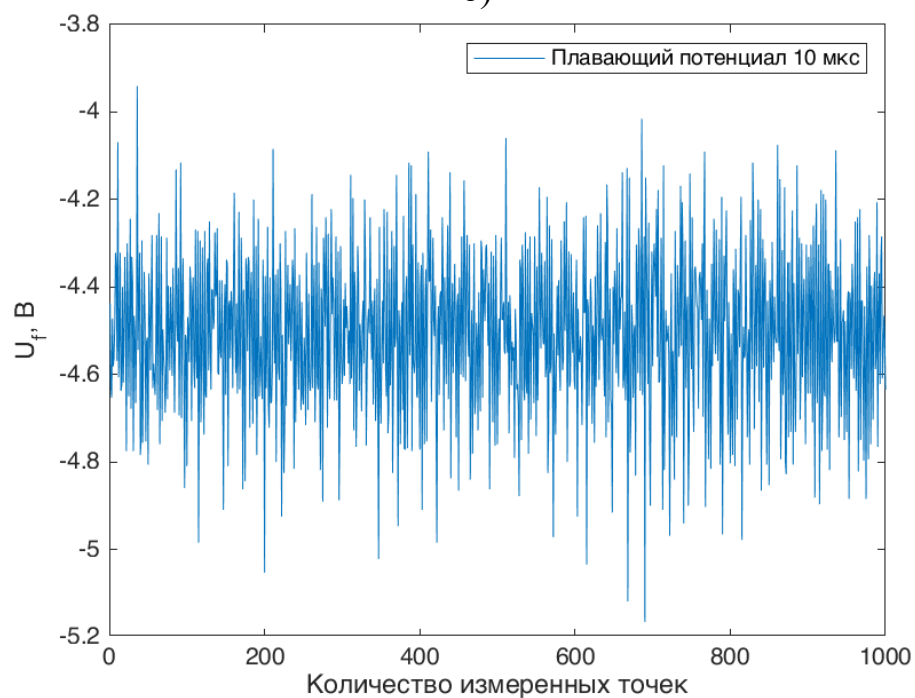
Далее при обработке полученных сигналов исследовалось различие в статистике и влияние частоты дискретизации на экспериментальные данные. Сигналы плавающего потенциала представлены на рисунке 3.2.2.4.



а)



б)



в)

Рисунок 3.2.2.4 Флуктуации плавающего потенциала: а) время дискретизации сигнала - 0,1 мкс; б) время дискретизации сигнала - 1 мкс; в) время дискретизации сигнала - 10 мкс

Аналогично с ионным током насыщения определены статистические характеристики и функция распределения для сигналов. Результаты приведены на рисунках 3.2.2.5, 3.2.2.6, 3.2.2.7 и в таблице 3.2.2.1.

Таблица 3.2.2.1 – Статистические характеристики плазмы для установки ПЛМ-М

| Сигнал | Коэффициент асимметрии | Коэффициент эксцесса | Показатель Хёрста, H | Показатель спада спектра, a |
|---------|------------------------|----------------------|------------------------|-------------------------------|
| 0.1 мкс | -0,02 | 3,23 | 0,62 | 1,40 |
| 1 мкс | -0,02 | 3,19 | 0,59 | - |
| 10 мкс | -0,03 | 3,18 | 0,63 | - |

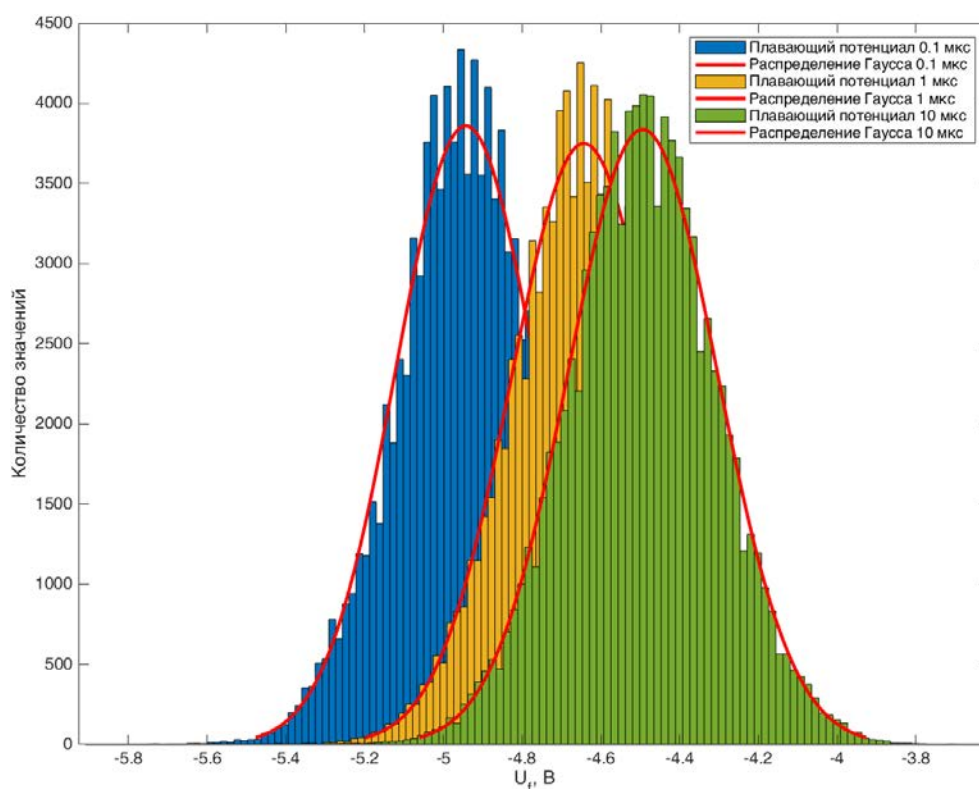


Рисунок 3.2.2.5 Функции распределения плавающего потенциала: а) время дискретизации сигнала – 0,1 мкс; б) время дискретизации сигнала - 1 мкс; в) время дискретизации сигнала - 10 мкс

На гистограммах, построенных для разных участков разряда, видна асимметрия в распределении и отличие от Гауссова распределения. На рисунке 3.2.2.5 видна зависимость функции распределения плавающего потенциала от частоты дискретизации экспериментального сигнала. Можно заметить смещение среднего значения для функции с ростом частоты.

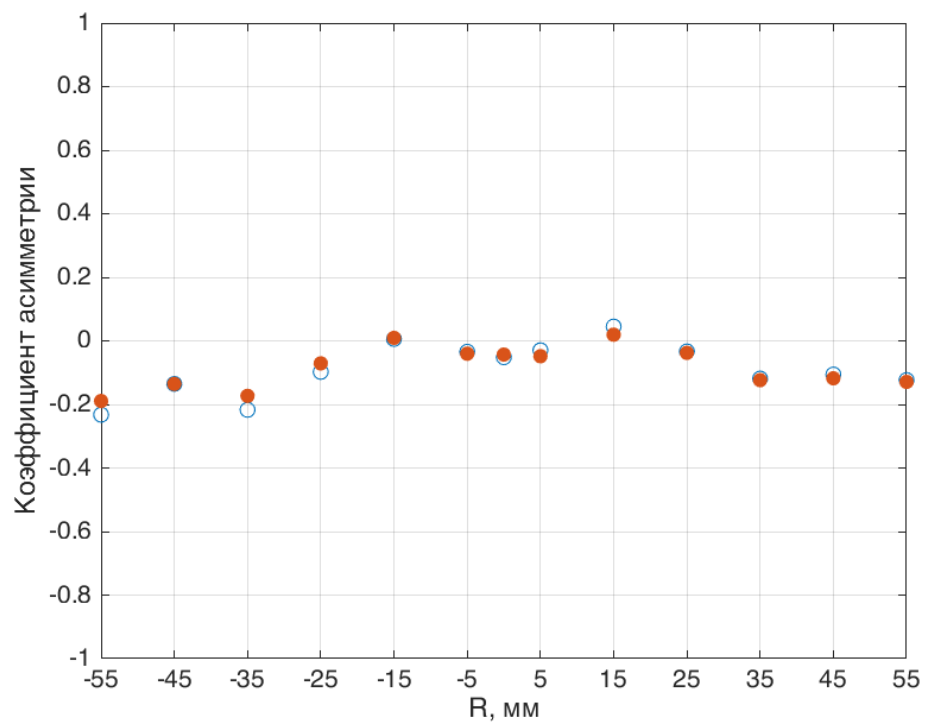


Рисунок 3.2.2.6 Распределение коэффицент асимметрии по сечению плазменного разряда

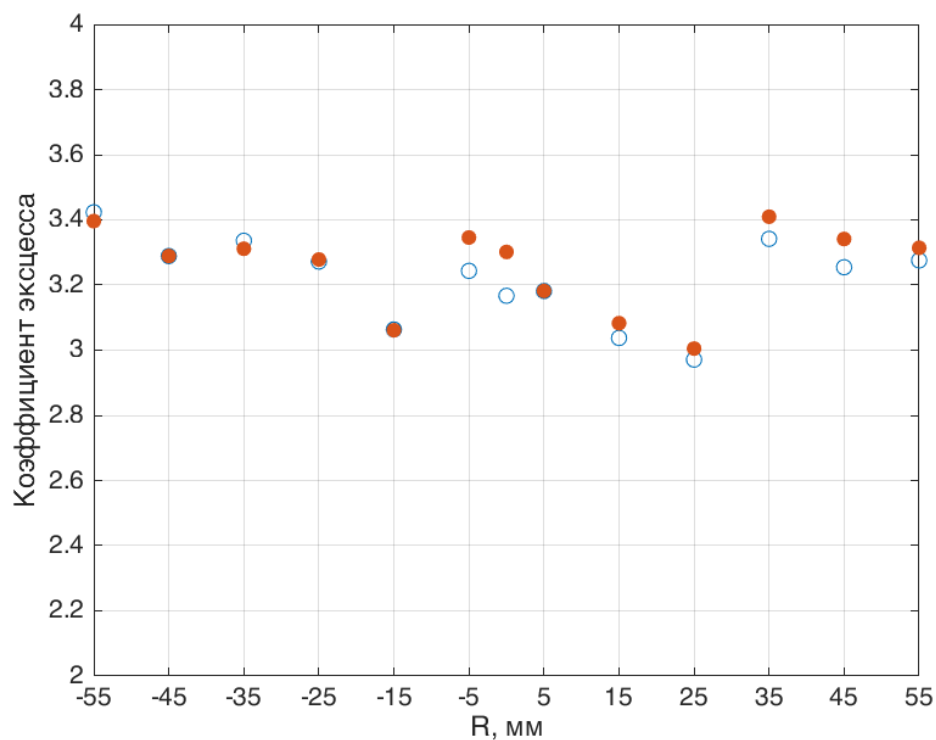
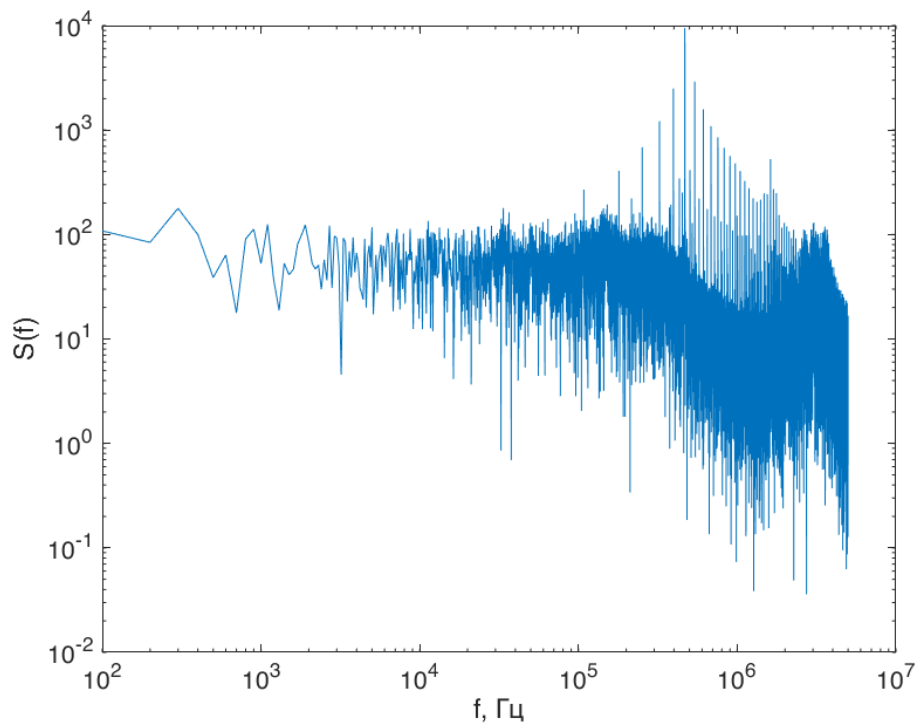


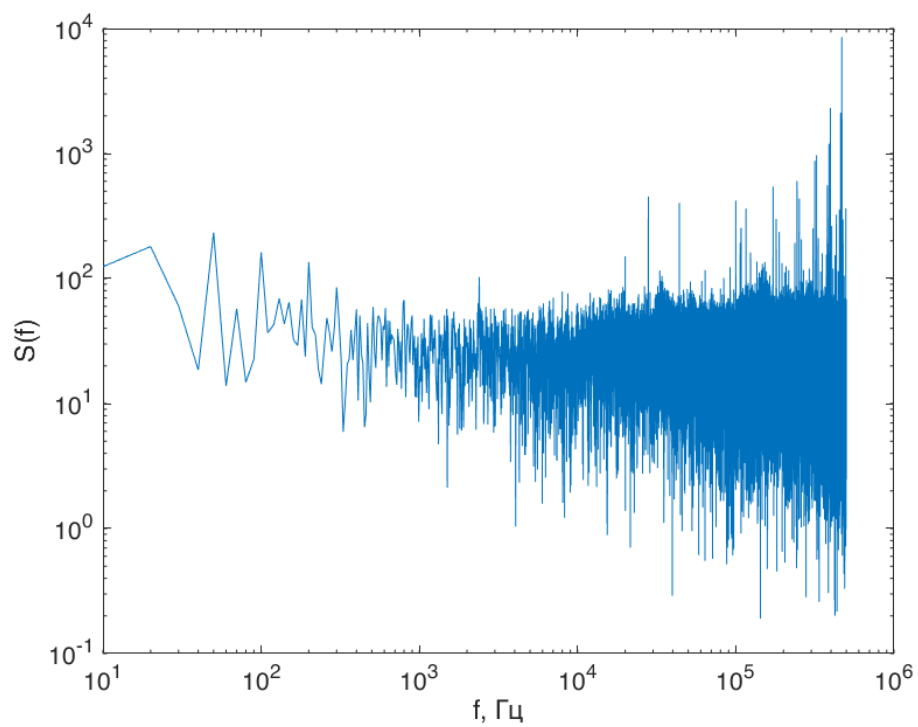
Рисунок 3.2.2.7 Распределение коэффицент эксцесса по сечению плазменного разряда

При построении Фурье-спектров полученных сигналов замечено, что сигналы зарегистрированные с частотой дискретизации 1 и 10 мкс включают

сильную шумовую компоненту, которая не позволяет наблюдать приведенные в главе 1.2 зависимости. На спектре 0,1 мкс заметен спад спектра в диапазоне 10-100 кГц (рис. 3.2.2.8).



а)



б)

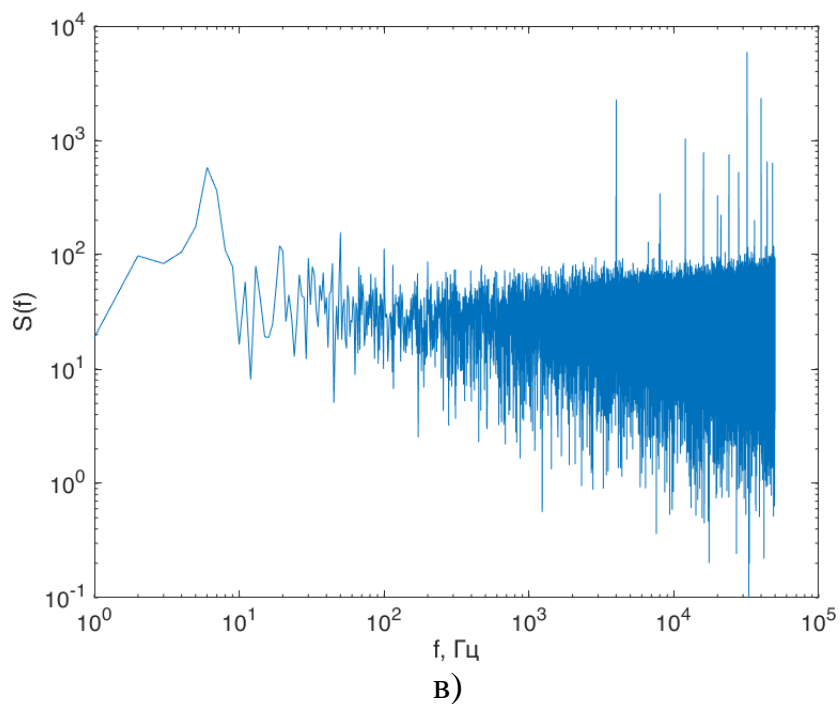


Рисунок 3.2.2.8 Фурье-спектр для плазменного разряда ПЛМ-М

а) сигнал 0,1 мкс; б) сигнал 1 мкс; в) сигнал 10 мкс

Для более наглядного и подробного анализа Фурье-спектра к нему применен фильтр Савицкого - Голея для уменьшения влияния шума. На полученном фильтрованном спектре четко отслеживается спад спектра в области 100 кГц с зависимостью типа f^{-a} (рис. 3.2.2.9).

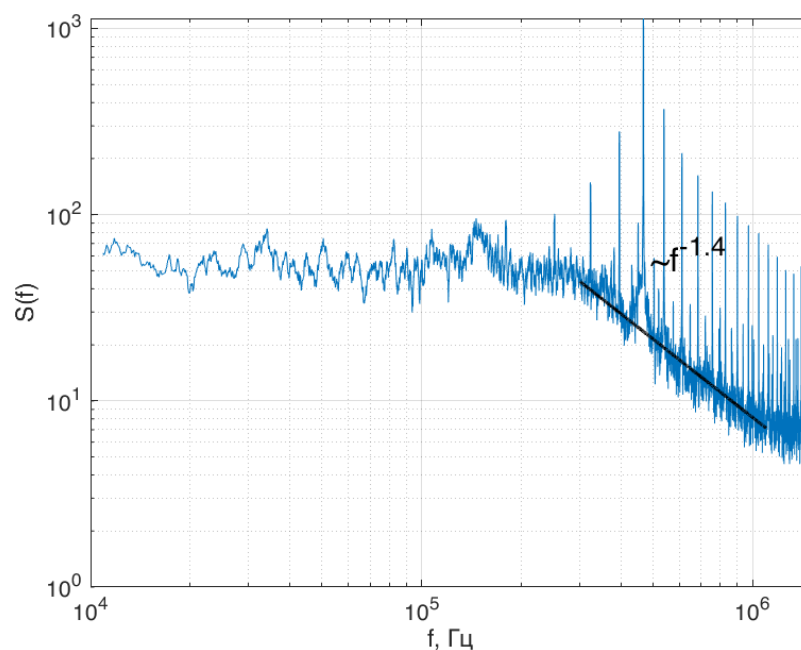


Рисунок 3.2.2.9 Фильтрованный Фурье-спектр, снятый с частотой 0.1 мкс,
плазменного разряда ПЛМ-М

При учёте статистики всех сигналов видно, что показатель Хёрста для плазменного разряда установки ПЛМ-М находится в диапазоне от 0,5 до 0,75 (рис. 3.2.2.10). Такой набор экспериментальных данных является сходным с данными, полученными на других плазменных установках. Полученные на ПЛМ-М данные $H > 0,5$ дополняют подобные наблюдения на других плазменных установках, что обосновывает типичность такого значения для сильной турбулентности плазмы, наблюдаемой в плазменных установках с магнитным удержанием плазмы.

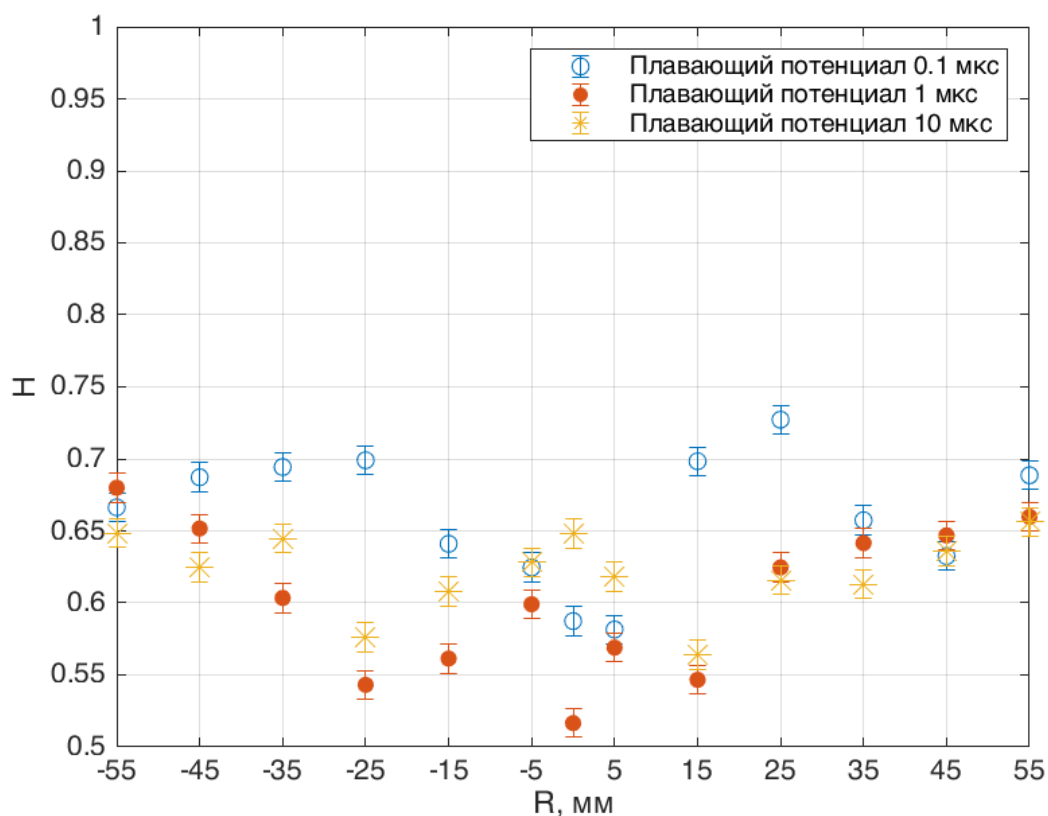


Рисунок 3.2.2.10 Профиль показателя Хёрста H по сечению плазменного разряда

Метод обработки экспериментальных данных измерения плавающего потенциала подобен обработке ионного тока насыщения. Однако было обнаружено, что значение показателя Хёрста для плавающего потенциала в сигналах с установки ПЛМ-М лежит в диапазоне $0,5 \div 0,75$, а значения ионного тока насыщения в пределах $0,7 \div 0,85$ (рис. 3.2.2.11).

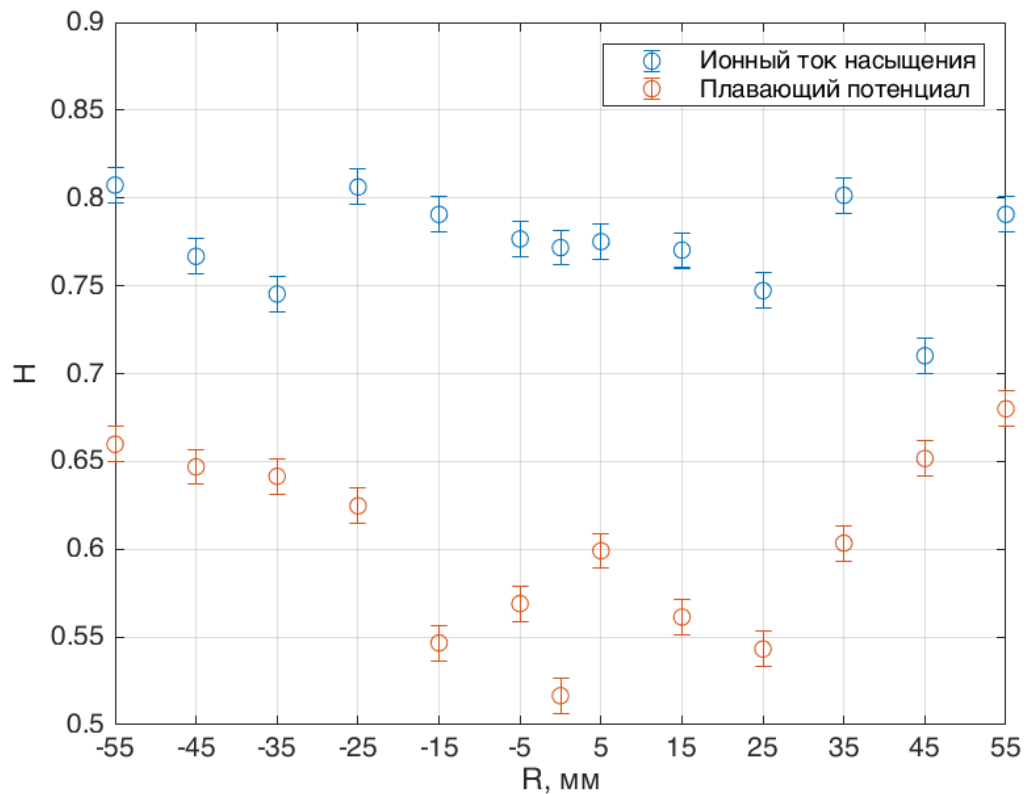


Рисунок 3.2.2.11 Сравнение значений показателя Хёрста H по сечению плазменного разряда для ионного тока насыщений и плавающего потенциала

3.2.3 ИЗМЕРЕНИЕ ПЛАВАЮЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА В РЕСИВЕРНОЙ ОБЛАСТИ УСТАНОВКИ ПЛМ-М

В ходе экспериментальных измерений с помощью зонда в ресиверной области производилась запись значений с частотой дискретизации 0,1 мкс длиной сто тысяч точек. Такая частота выбрана на основе анализа экспериментальных данных в главе 3.2.2, где наблюдались более четкие спектральные и статистические закономерности. Получены экспериментальные сигналы плавающего потенциала по сечению плазменного разряда в диапазоне радиусов от -20 мм до 260 мм в установке ПЛМ-М при использовании манипулятора для зондовой диагностики. Измерения с помощью зонда проводились при токе плазмы $I_p = 5$ А.

При усреднении флуктуаций значений в сигналах для каждой координаты получено распределение среднего значения плавающего потенциала по сечению плазменного разряда (рис. 3.2.3.1).

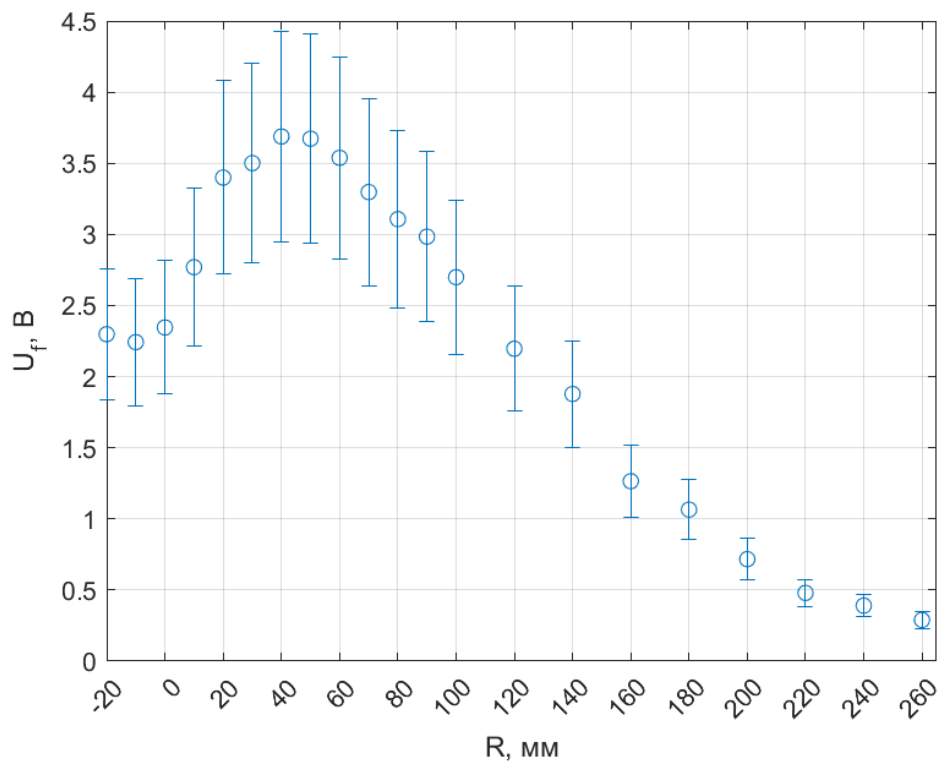


Рисунок 3.2.3.1 Профиль плавающего потенциала

Аналогично расчёту для катод-анодной области по формулам (36) и (37) получено радиальное распределение напряженности электрического поля и дрейфовой скорости частиц по сечению плазменного разряда в ресиверной области (рисунки 3.2.3.2 и 3.2.3.3).

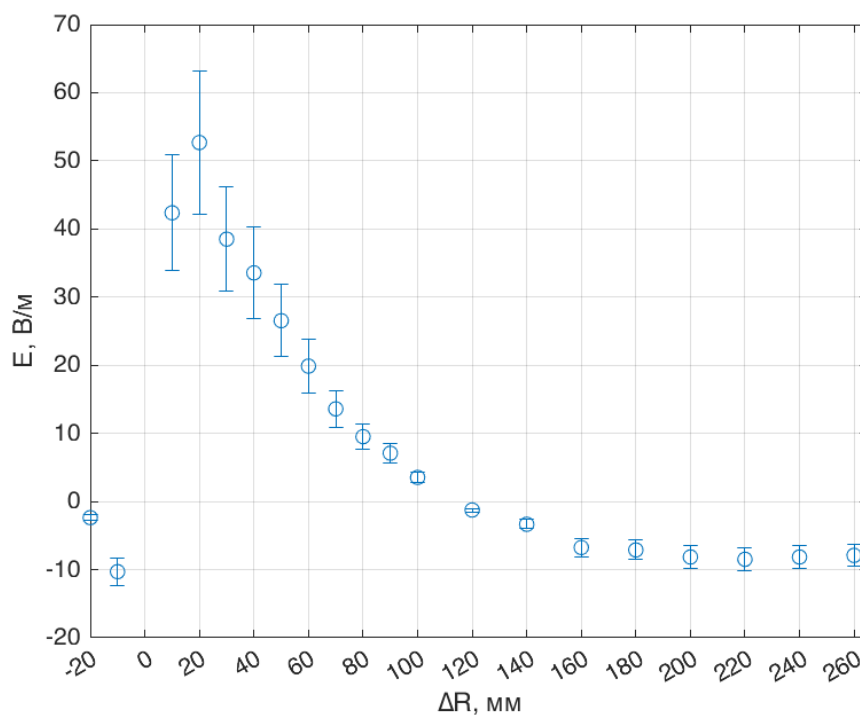


Рисунок 3.2.3.2 Распределение напряженности электрического поля по радиусу

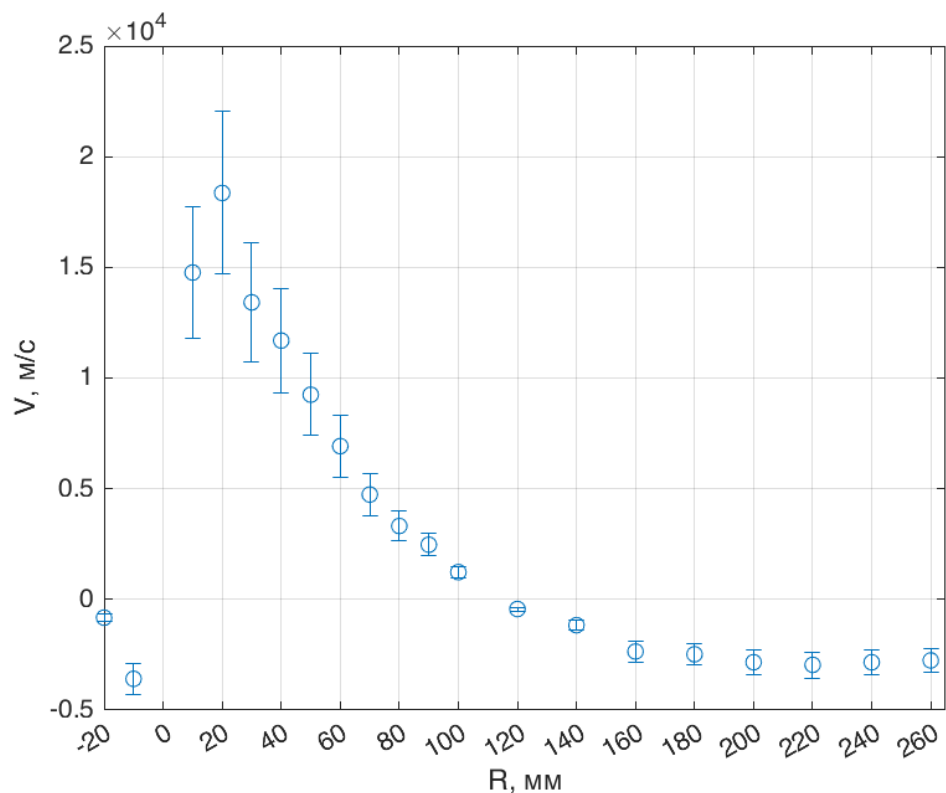


Рисунок 3.2.3.3 Распределение скорости дрейфа частиц по радиусу

Полученные значения скорости в ресиверной области достигают 20 км/с, что свидетельствует о генерации направленных потоков плазмы и является основанием для развития работ по исследованию схемы ПЛМ-М для целей разработки плазменного двигателя, см. описание актуальности работ по плазменному двигателю [21, 22, 23].

Анализ сигналов идентичен описанным выше. В таблице 3.2.3.1 приведены основные статистические и спектральные характеристики для ресиверной области плазменного разряда на установке ПЛМ-М.

Таблица 3.2.2.1 – Статистические и спектральные характеристики плазмы для установки ПЛМ-М

| Координата, мм | Коэффициент асимметрии | Коэффициент эксцесса | Показатель Хёрста | Показатель спада спектра, α | Коэффициент мульти-фрактальности |
|----------------|------------------------|----------------------|-------------------|------------------------------------|----------------------------------|
| -20 | -0,28 | 9,64 | 0,79 | 1,65 | 0,84 |
| | -0,30 | 9,72 | 0,84 | 1,87 | 0,84 |
| -10 | -0,29 | 9,73 | 0,87 | 1,94 | 0,86 |
| | -0,23 | 9,99 | 0,88 | 1,99 | 0,84 |
| 0 | -0,05 | 9,46 | 0,89 | 2,21 | 0,78 |
| | -0,09 | 9,49 | 0,90 | 1,88 | 0,81 |

| | | | | | |
|-----|----------------|----------------|--------------|--------------|--------------|
| 10 | -0,17 -0,20 | 10,30 10,33 | 0,91 0,90 | 1,97 1,94 | 0,81 0,75 |
| 20 | -0,12 -0,13 | 9,94 9,95 | 0,91 0,91 | 1,78 2,24 | 0,81 0,86 |
| 30 | -0,20 -0,19 | 10,73 10,72 | 0,88 0,88 | 1,84 1,78 | 0,81 0,84 |
| 40 | 0,10 0,02 | 11,39 11,25 | 0,87 0,87 | 1,89 1,72 | 0,83 0,84 |
| 50 | -0,24 -0,25 | 11,49 11,36 | 0,83 0,84 | 2,07 2,08 | 0,86 0,88 |
| 60 | -0,27 -0,22 | 11,13 11,18 | 0,87 0,85 | 1,68 1,77 | 0,88 0,75 |
| 70 | -0,22 -0,21 | 11,48 11,41 | 0,79 0,77 | 1,44 1,49 | 0,88 0,83 |
| 80 | -0,08 -0,08 | 14,71 14,90 | 0,79 0,77 | 1,34 1,36 | 0,88 0,85 |
| 90 | -0,10 -0,06 | 12,19 12,24 | 0,76 0,76 | 1,38 1,37 | 0,88 0,83 |
| 100 | -0,17 -0,10 | 12,46 12,71 | 0,75 0,71 | 1,46 1,42 | 0,76 0,89 |
| 120 | -0,14 -0,09 | 11,55 11,83 | 0,75 0,73 | 1,34 1,31 | 0,83 0,84 |
| 140 | -0,15 -0,07 | 14,38 14,46 | 0,77 0,76 | 1,26 1,37 | 0,83 0,92 |
| 160 | -0,01 -0,04 | 12,19 12,44 | 0,75 0,75 | 1,40 1,45 | 0,89 0,91 |
| 180 | -0,06 -0,05 | 12,94 12,91 | 0,70 0,71 | 1,14 1,25 | 0,94 0,91 |
| 200 | -0,07 -0,03 | 11,41 11,39 | 0,67 0,65 | 1,11 1,13 | 0,79 0,84 |
| 220 | 0,05 0,05 | 11,94 11,88 | 0,68 0,73 | 1,21 1,22 | 0,89 0,84 |
| 240 | -0,06 -0,07 | 12,22 12,23 | 0,71 0,69 | 1,15 1,29 | 0,88 0,86 |
| 260 | -0,04 -0,02 | 11,49 11,55 | 0,70 0,69 | 1,11 1,24 | 0,86 0,87 |

На рисунках 3.2.3.4 и 3.2.3.5 представлены распределения коэффициентов эксцесса и асимметрии по сечению плазменного разряда. Положительный эксцесс показывает, что пик имеет острую вершину на протяжении всего плазменного разряда, при чем профиль имеет куда более острую вершину относительно Гауссова распределения, для которого коэффициент эксцесса равен 3. Отрицательный знак показателя асимметрии говорит о наличии левосторонней асимметрии. Можно заметить изменение значения в краевой области плазменного

разряда, где значения близки к 0, что свидетельствует об изменении свойств, связанных с перемежаемостью плазмы.

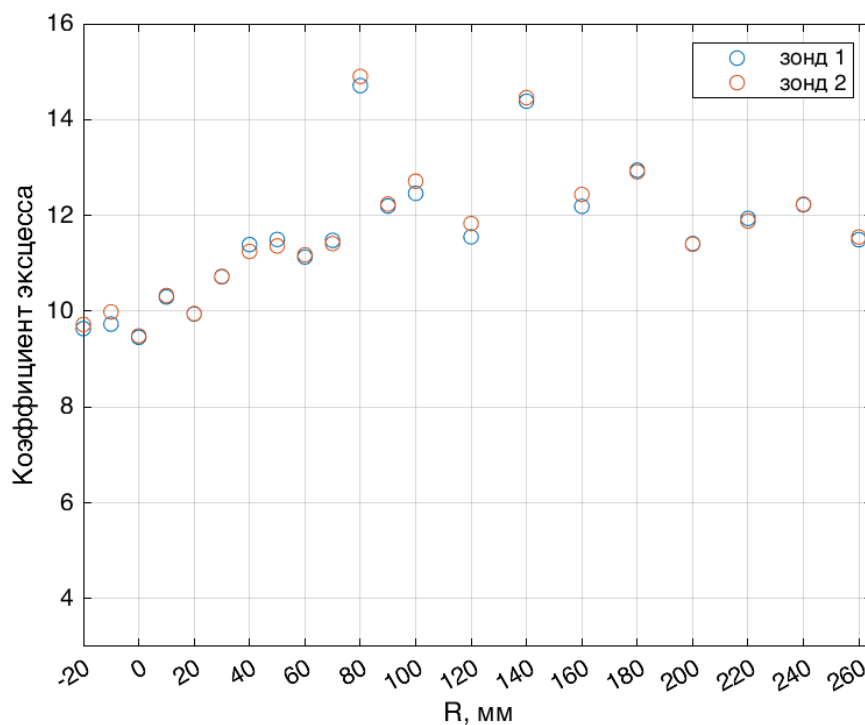


Рисунок 3.2.3.4 Радиальное распределение коэффициента эксцесса по сечению плазменного разряда

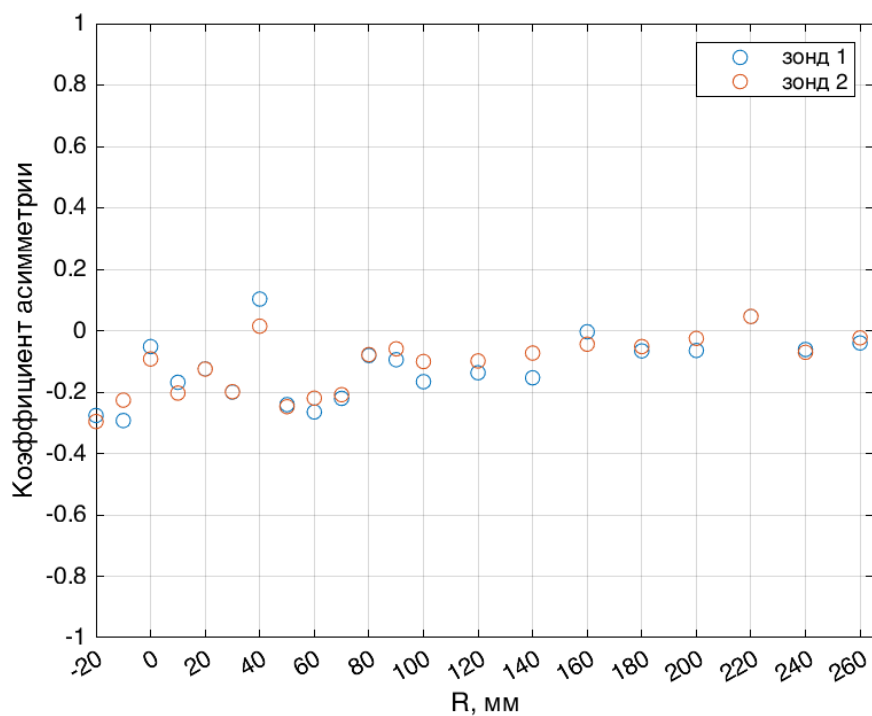


Рисунок 3.2.3.5 Радиальное распределение коэффициента асимметрии по сечению плазменного разряда

При анализе сигналов в ресиверной области видно, что показатель Хёрста для плазменного разряда установки ПЛМ-М имеет зависимость пропорциональную координате плазменного разряда. Показатель Хёрста принимает максимальное значение в центральной области и убывает с приближением к краевой области (рис. 3.2.3.6).

Зависимость такого типа не было выявлена для сигналов в катод-анодной области установки ПЛМ-М, однако наблюдается общий принцип персистентности временного ряда ($H > 0.5$), как наблюдается типично для сильной турбулентности замагниченной плазмы.

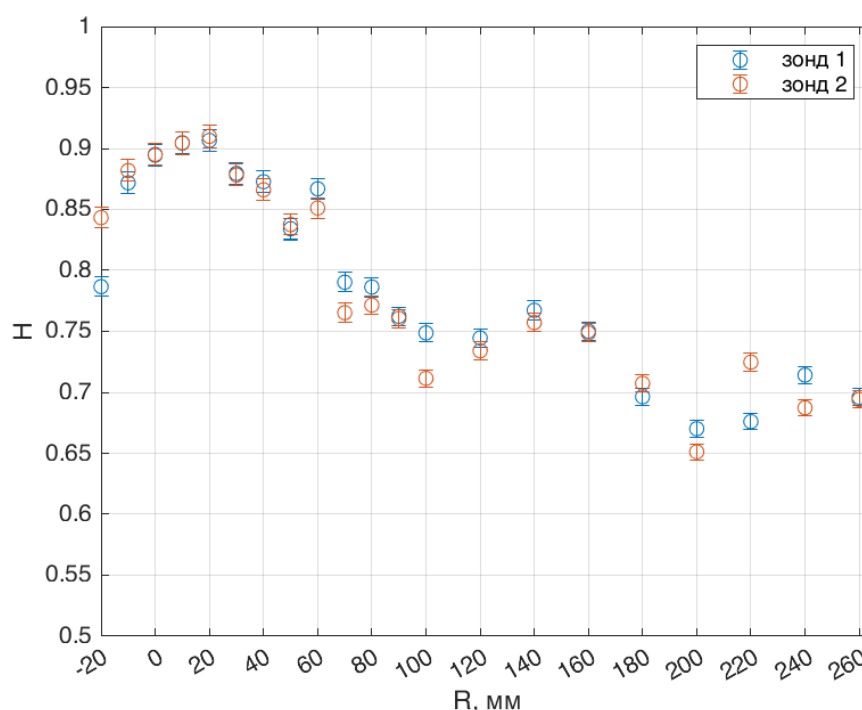


Рисунок 3.2.3.6 Радиальное распределение показателя Хёрста H по сечению плазменного разряда

При построении Фурье-спектров для полученных сигналов отмечено, что спектр турбулентности имеет плато до некоторой частоты, которая находится в диапазоне $\sim 1 - 100$ кГц, выше которой начинает спадать по степенному закону. На полученном спектре четко наблюдается спад спектра в области 100 кГц с зависимостью типа f^{-a} (рис. 3.2.3.7).

На рисунке 3.2.3.8 представлено распределение показателя функциональной зависимости f^{-a} спада Фурье-спектра. Можно заметить, что максимальное значение

наблюдается в центре плазменного разряда, а далее идет спад в диапазоне от 2,24 до 1,11. Экспериментальные данные хорошо согласуются с литературными данными, где указывается что диапазон коэффициента a находится в пределах $1 \div 4$.

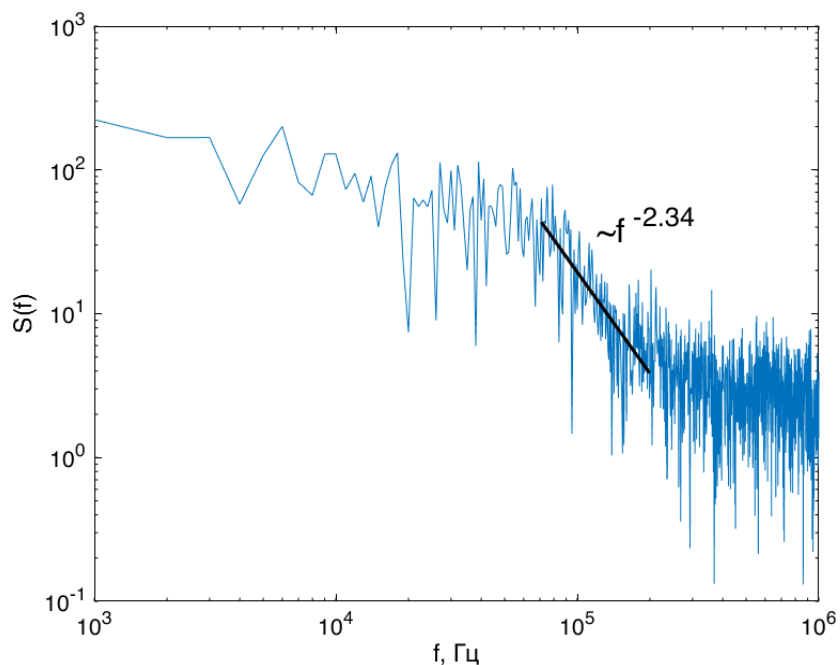


Рисунок 3.2.3.7 Фурье-спектр со спадом $a = 2.2441$ для плазменного разряда в ресиверной области ПЛМ-М

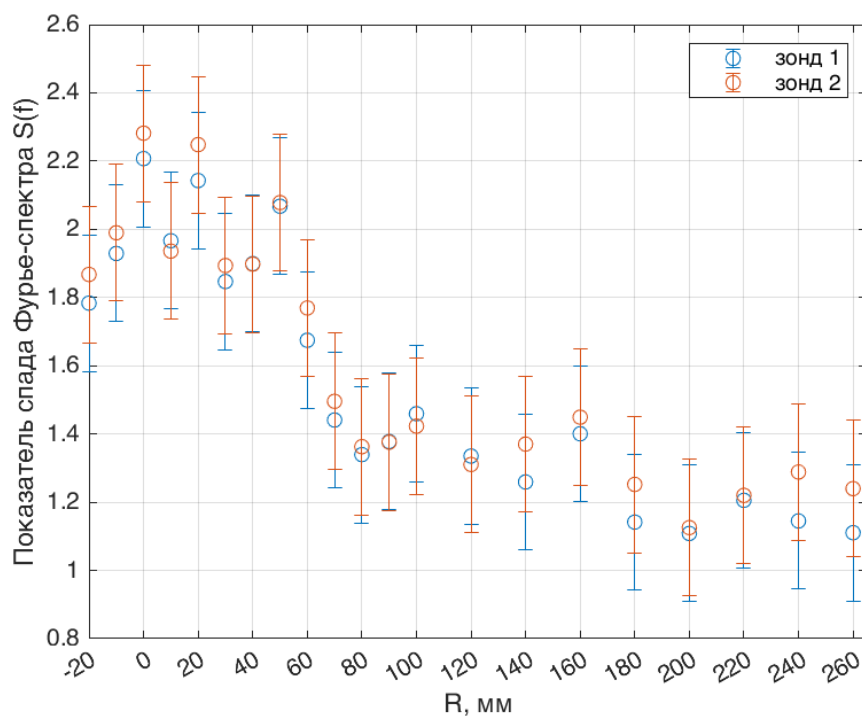


Рисунок 3.2.3.8 Распределение спада Фурье-спектра a по сечению плазменного разряда

В гидродинамике для анализа турбулентности традиционно рассматривается статистика инкрементов (разностей) скорости [16]. В плазменной турбулентности исследуются свойства самоподобия в сигнале $X(t)$, анализируя приращения $\delta_l X = X(t+l) - X(t)$ с временным лагом l . Процесс $X(t)$ называется самоподобным с показателем Хёрста H , если для любого $\lambda > 0$, $\lambda^{-H} X(\lambda t)$ подобен процессу $X(t)$. Стохастически однородный сигнал характеризуется единственным показателем H и имеет одни и те же свойства на всех масштабах времени. Известный пример такого процесса – Броуновское движение, которое самоподобно с показателем $H = 1/2$. Приведенное определение описывает только монофрактальный процесс, т. е. абсолютно самоподобный процесс на всех масштабах.

Подход для описания стохастической структуры на основе анализа статистической неоднородности сигнала описывается свойством мультифрактальности стохастических объектов, для описания которых, в отличие от регулярных фракталов, недостаточно введения всего лишь одной величины - его фрактальной размерности ($D = 2 - H$, где H показатель Хёрста). Для описания таких объектов необходим целый спектр таких размерностей (в зависимости от локальных показателей масштабной инвариантности показателей Гёльдера h). Мультифрактальный стохастический процесс описывается большим числом локальных показателей Хёрста (показателями Гёльдера), количественно описывая поведение локальных сингулярностей и локальный скейлинг флуктуаций сигнала во времени. Для характеристики таких объектов применяют спектр размерностей $D(h)$ (называемый также мультифрактальным спектром или спектром сингулярностей).

Чтобы определить полный спектр сингулярностей $D(h)$ и q -й момент (структурную функцию) из экспериментального сигнала используется метод, описанный в [17], который использует преобразование вейвлет [18]. Рассматриваются приращения $\delta_l X = X(t+l) - X(t)$, или более общее, их вейвлет преобразование $Y_\psi(t, l)$:

$$Y_{\Psi}(t, l) = \frac{1}{l} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi\left(\frac{t' - t}{l}\right) X(t') dt', \quad (38)$$

где Ψ – материнская вейвлет функция (вейвлет Морле), l – масштабный параметр, t – переменная времени.

$$h(q) = \lim_{l \rightarrow 0} \frac{1}{\ln l} \sum_{\{t_i(l)\}_i} \tilde{Y}_{\Psi}(q, t_i(l), l) \ln |Y_{\Psi}(t_i(l), l)| \quad (39)$$

$$D(h(q)) = \lim_{l \rightarrow 0} \frac{1}{\ln l} \sum_{\{t_i(l)\}_i} \tilde{Y}_{\Psi}(q, t_i(l), l) \ln |Y_{\Psi}(q, t_i(l), l)| \quad (40)$$

$$\tilde{Y}_{\Psi}(q, t_i(l), l) = \frac{|Y_{\Psi}(t_i(l), l)|^q}{\sum_{t_i} |Y_{\Psi}(t_i(l), l)|^q} \quad (41)$$

Типичный пример спектров сингулярности $D(h)$ для временных флуктуаций плазмы на основании формул (39) и (40) приводится в работе [24] и представлен на рисунке 3.2.3.9. Для монофрактального процесса такой спектр коллапсируется в одну точку с единственным показателем Гёльдера, соответствующим показателю Хёрста.

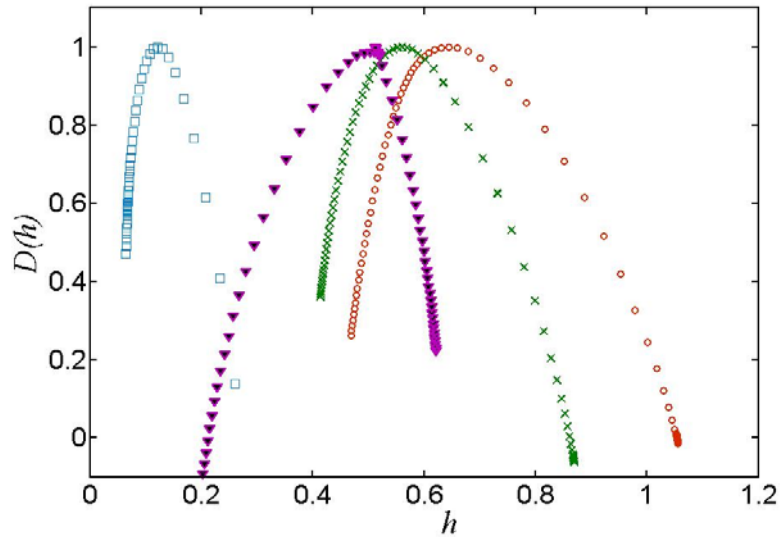


Рисунок 3.2.3.9 Спектры сингулярности $D(h)$ для временных флуктуаций плотности плазмы (h – показатель Гёльдера):

□ - Т-10 шир слой; ▽ - Т-10 пристеночной зона $r=34$ см; о - NAGDIS-II; × - NAGDIS-II – плазменный режим с улучшенным удержанием

Спектр $D(h)$ для исследованных сигналов с установки ПЛМ-М приведен на рисунке 3.2.3.10а (процедура оценки $D(h)$ из экспериментальных данных более подробно описана в работе [1]).

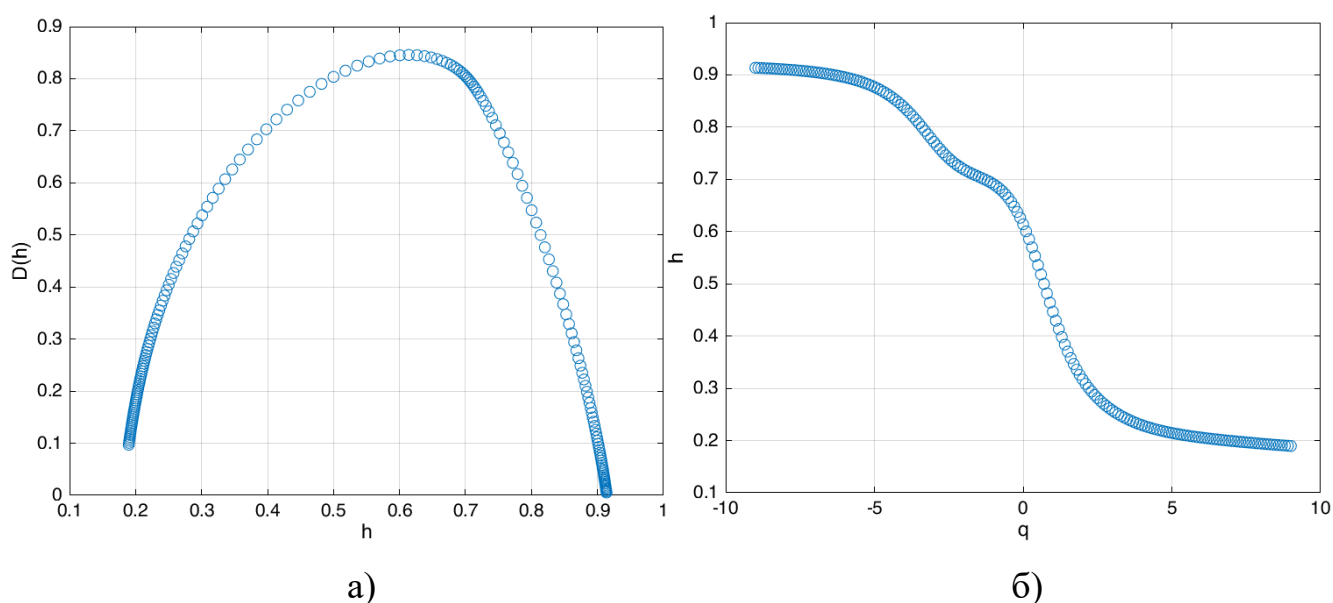


Рисунок 3.2.3.10 а) мультифрактальный спектр $D(h)$ в зависимости от показателя Гёльдера;

б) показатель Гёльдера для различных порядком момента q

На рисунке 3.2.3.10б приведён типичный диапазон показателей Гёльдера для разных порядков момента q .

Уширенный спектр $D(h)$, обладающий колоколообразной формой наблюдается для образцов из термоядерных установок (рис. 3.2.3.10а). Уширение и колоколообразность можно назвать типичными признаками мультифрактальных стохастических объектов и процессов, наблюдаемых в природе.

Величина уширения спектра количественно характеризует свойство мультифрактальности отклонение от простейшего самоподобия (монофрактальности); в литературе эта величина трактуется как коэффициент мультифрактальности. Разница между максимальным и минимальным показателем Гёльдера, принадлежащим данному спектру $D(h)$, используется для характеристики степени мультифрактальности.

Максимум $D(h)$ для всех спектров почти достигает единицы. Это означает, что турбулентные флуктуации характеризуются быстрым нарастанием амплитуд (сигнал почти всюду сингулярен). Показатель Гёльдера h при теоретическом рассмотрении статистических свойств турбулентности характеризует скейлинги флуктуаций скорости (формула 1).

В целом, уширение спектра $D(h)$ для исследованных сигналов лежит в диапазоне $0,7 \div 1$ (таблица 3.2.3.1, рисунок 3.2.3.11). Подобное значение является типичными для стохастических объектов и процессов с сильной статистической неоднородностью, наблюдаемых в природе и экспериментальных данных краевой плазмы лабораторных установок, описанных в главе 1.2: токамаках Т-10, *HYBTOK-II*, *JT-60U*, *CASTOR*, стеллараторе *LHD* и установке *NAGDIS-II*.

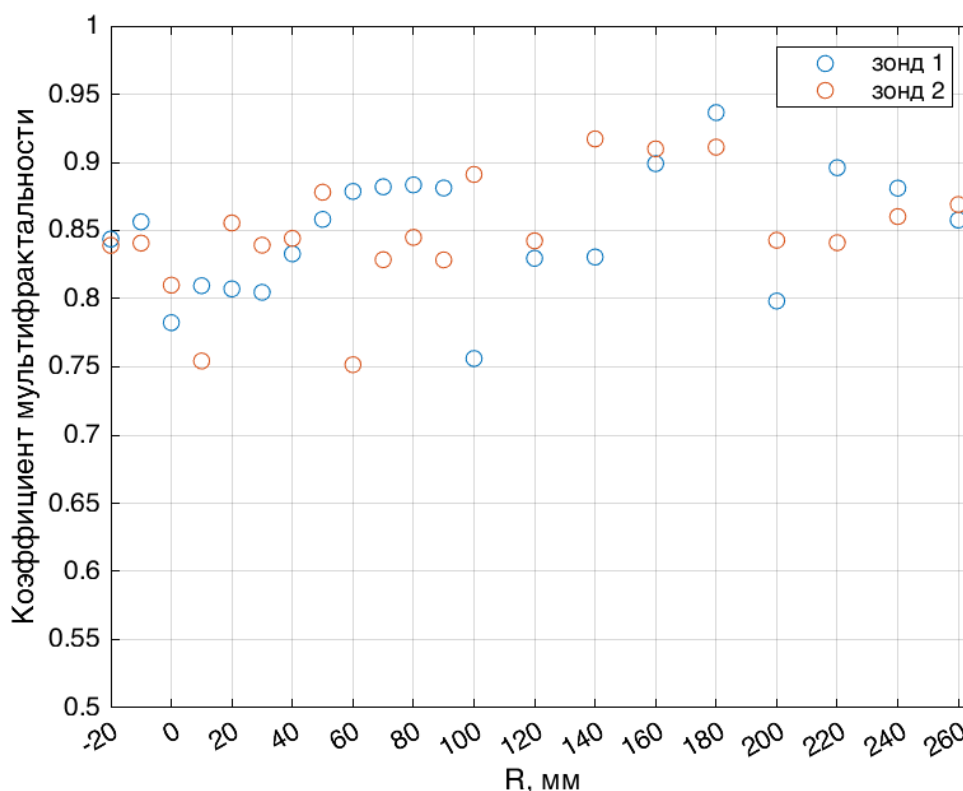


Рисунок 3.2.3.11 Радиальное распределение коэффициента мультифрактальности по сечению плазменного разряда в установке ПЛМ-М

ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 3

В пакете *MATLAB* разработана программа для автоматизированного анализа сигналов плазменной турбулентности, полученных с помощью зондовой диагностики. Программа может использоваться для анализа данных, полученных в лабораторных плазменных установках, токамаках, в том числе Т-15МД, ИТЭР, ТРТ, ТИН.

В разделе 3.1 приводится описание обработки ВАХ, полученных на установке ПЛМ-М. Определены основные характеристики плазмы, такие как T_e и n_e . В катод-анодной области значения лежат в диапазоне $T_e = 5-10$ эВ и $n_e = 1 \cdot 10^{18}-1 \cdot 10^{19}$ м⁻³, а для ресиверной области $T_e = 4-6$ эВ и $n_e = 1 \cdot 10^{17}-1 \cdot 10^{18}$ м⁻³. Получены ФРЭЭ для двух областей плазменной установки ПЛМ-М, проведено их сравнение. Исследованы зависимости ФРЭЭ от значения I_p и координаты плазменного разряда по мере удаления от центральной оси. Полученные экспериментальные ФРЭЭ говорят о расхождении с максвелловской функцией распределения.

В разделе 3.2.2 получено распределение ионного тока насыщения по координате плазменного разряда в установке ПЛМ-М. В пакете *MATLAB* с помощью программы построены гистограммы, спектры Фурье, рассчитаны коэффициенты асимметрии, эксцесса, показатель Хёрста, показатель спада спектра ионного тока насыщения. Проведено сравнение вейвлет функций для описания сигналов флуктуаций плазменного разряда.

В разделе 3.2.3 получено распределение плавающего потенциала по координате плазменного разряда в катод-анодной области установки ПЛМ-М. В пакете *MATLAB* с помощью программы построены гистограммы, спектры Фурье, рассчитаны коэффициенты асимметрии, эксцесса, показатель Хёрста, показатель спектра на основе полученных сигналов флуктуаций плавающего потенциала. Исследованы зависимости статистических и спектральных характеристик от частоты дискретизации сигнала. Обнаружено различие в статистики экспериментальных данных для плавающего потенциала и ионного тока насыщения на основе показателя Хёрста. Диапазон типичных значений показателя

Хёрста в катод-анодной области для плавающего потенциала и ионного тока насыщения находится в диапазонах [0,5 0,75] и [0,7 0,81] соответственно. Получено распределение напряженности электрического поля и дрейфовой скорости частиц по сечению плазменного разряда в катод-анодной области.

В разделе 3.2.4 получено распределение плавающего потенциала по координате плазменного разряда в ресиверной области установки ПЛМ-М. Проведен анализ, описанный в разделах 3.2.2 и 3.2.3. В ресиверной области выявлены четкие зависимости спада Фурье-спектра и показателя Хёрста от координаты плазменного разряда. Получен мутифрактальный спектр $D(h)$, на основе которого рассчитан коэффициент мультифрактальности для плазменных сигналов установки ПЛМ-М. Получено распределение напряженности электрического поля и дрейфовой скорости частиц вплоть до 20 км/с по сечению плазменного разряда в ресиверной области.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- В ходе выполнения данной работы проведен анализ спектральных и статистических характеристик плазменной турбулентности в различных областях разряда установки ПЛМ-М с различным градиентом магнитного поля. Экспериментальные данные получены с помощью зондов Ленгмюра, изготовленных из вольфрамовой проволоки, закрепленной в трубке из высокотемпературной технической керамики Al_2O_3 .
- В пакете *MATLAB* разработана программа для автоматизированного анализа сигналов плазменной турбулентности, полученных с помощью зондовой диагностики. Программа может использоваться для анализа данных, полученных в лабораторных плазменных установках, токамаках, в том числе Т-15МД, ИТЭР, ТРТ, ТИН.
- На основе экспериментальных ВАХ определены основные характеристики плазмы, такие как T_e и n_e . В катод-анодной области значения лежат в диапазоне $T_e = 5-10$ эВ и $n_e = 1 \cdot 10^{18}-1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а для ресиверной области $T_e = 4-6$ эВ и $n_e = 1 \cdot 10^{17}-1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Проведено сравнение ФРЭЭ для различных областей установки ПЛМ-М с различным значением градиента магнитного поля, исследованы зависимости ФРЭЭ от значения I_p и координаты плазменного разряда по мере удаления от центральной оси. Полученные экспериментальные ФРЭЭ отклоняются от максвелловской функции распределения.
- На основании расчета магнитных полей в программе *COMSOL Multiphysics* 5.6 для установки ПЛМ-М и по измеренному распределению плавающего потенциала получены радиальные распределения напряженности электрического поля и дрейфовой скорости частиц по сечению плазменного разряда в катод-анодной и ресиверной областях установки ПЛМ-М. Получены экспериментальные результаты скорости плазмы более 20 км/с,

что обосновывает возможность разработки плазменного двигателя на основе схемы установки ПЛМ-М.

- Проведен статистический и спектральный анализ флуктуаций сигналов ионного тока насыщения и плавающего потенциала, измеренных зонами в зонах с различным градиентом магнитного поля. С помощью программы автоматизированной обработки экспериментальных данных построены гистограммы, Фурье-спектры, вейвлет преобразования, мультифрактальные спектры, рассчитаны коэффициенты асимметрии, эксцесса, показатель Хёрста, коэффициенты мультифрактальности, показатели спада Фурье-спектра для плазменного разряда в различных областях установки ПЛМ-М.
- Проведено сравнение спектральных и статистических характеристик сигналов с литературными данными, полученных в термоядерных установках с замагниченной плазмой. Обнаружено сходство между исследуемыми параметрами. По результатам анализа можно сделать вывод о том, что свойства сильной турбулентности плазмы в плазменных установках – симуляторах дивертора со стационарным плазменным разрядом схожи с наблюдениями в токамаках, что обосновывает необходимость проводить сравнительные исследования и планировать эксперименты по исследованию турбулентности плазмы на токамаках Т-15МД, ТРТ, ИТЭР и термоядерных установок следующего поколения, в том числе, планируемой к сооружению гибридной реакторной установке – термоядерном источнике нейтронов ТИН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будаев, В. П. Наблюдения перемежаемости и обобщённого самоподобия в турбулентных пограничных слоях лабораторной и магнитосферной плазмы: на пути к определению количественных характеристик переноса / В. П. Будаев, С. П. Савин, Л. М. Зелёный // Успехи физических наук. – 2011. – Т. 181. – № 9. – С. 905-952.
2. Mandelbrot, B. B. Wallis J. R. Some long-run properties of geophysical records / B. B. Mandelbrot, J. R. Wallis // Water resources research. – 1969. – Т. 5. – №. 2. – С. 321-340.
3. Self-organized criticality as a paradigm for transport in magnetically confined plasmas / D. E. Newman, B. A. Carreras, P. H. Diamond, T. S. Hahm // Plasma Physics Reports. – 1996. – Т. 22.
4. Dendy, R. O. Sandpiles, silos and tokamak phenomenology: a brief review / R. O. Dendy, P. Helander // Plasma physics and controlled fusion. – 1997. – Т. 39. – №. 12. – С. 1947.
5. Carreras B. A. et al. Self-similarity of the plasma edge fluctuations / B. A. Carreras, M. A. Pedrosa, B. Ph. van Milligen [et al.] // Physics of Plasmas. – 1998. – Т. 5. – №. 10. – С. 3632-3643.
6. Scaling laws of intermittent plasma turbulence in edge of fusion devices / V. P. Budaev, S. Masuzaki, T. Morisaki [et al.] // Plasma and Fusion Research. – 2008. – Т. 3. – С. 1019.
7. The effect of the rotating helical fields on the plasma edge in the HYBTOK-II Tokamak / V. P. Budaev, I.M. Pankratov, S. Takamura [et al.] // Nuclear fusion. – 2006. – Т. 46. – №. 4. – С. 175.
8. Muzy, J. F. Multifractal formalism for fractal signals: The structure-function approach versus the wavelet-transform modulus-maxima method / J. F. Muzy, E. Bacry, A. Arneodo // Physical review E. – 1993. – Т. 47. – №. 2. – С. 875.

9. Muzy, J. F. Experimental analysis of self-similarity and random cascade processes: Application to fully developed turbulence data / J. F. Muzy, E. Bacry, A. Arneodo // *Journal de Physique II*. – 1997. – Т. 7. – №. 2. – С. 363-370.
10. Плазменная установка НИУ "МЭИ" для испытаний тугоплавких металлов и создания высокопористых материалов нового поколения / В. П. Будаев, С. Д. Федорович, М. В. Лукашевский [и др.] // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез*. – 2017. – Т. 40, № 3. – С. 23-36.
11. Ершов, А. П. Метод электрических зондов Ленгмюра. Описание задачи спецпрактикума / А. П. Ершов. – Москва: Физический факультет МГУ, 2007.
12. Electron energy distribution function, plasma potential and electron density measured by Langmuir probe in tokamak edge plasma / Т. К. Popov, Р. Ivanova, J. Stöckel, R. Dejarnac // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2009. – Т. 51. – №. 6. – С. 065014.
13. Determination of the electron energy distribution function in the ISTTOK tokamak / M. Dimitrova, J. Stockel, R. Panek [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2014. – Т. 514. – №. 1. – С. 012050.
14. Formation of titanium highly porous nanostructured surface under plasma irradiation in the PLM device / S. D. Fedorovich, V. P. Budaev, M. K. Gubkin [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series: 2nd International Conference on Fusion Energy and Plasma Technologies, ICFEPT 2019, Moscow, 07–09 октября 2019 года*. – Т. 1370. – №. 1. – С. 012045.
15. A Survey of Methods for Estimating Hurst Exponent of Time Sequence / H. Y. Zhang, Z. Q. Feng, S. Y. Feng, Y. Zhou // *arXiv preprint arXiv:2310.19051*. – 2023.
16. Monin, A. S. Statistical fluid mechanics, volume II: mechanics of turbulence / A. S. Monin, A. M. Yaglom – Courier Corporation, 2013. – Т. 2.
17. Muzy, J. F. Wavelets and multifractal formalism for singular signals: Application to turbulence data / J. F. Muzy, E. Bacry, A. Arneodo // *Physical review letters*. – 1991. – Т. 67. – №. 25. – С. 3515.
18. Блаттер, К. Вейвлет-анализ. Основы теории : учеб. пособие для студентов, обучающихся по направлению подгот. "Приклад. математика" / К. Блаттер ; К.

Блаттер ; пер. с нем. Т. Э. Кренкеля ; под ред. А. Г. Кюркчана. – Москва : Техносфера, 2004.

19. Расчет распределения магнитной конфигурации линейной мультикасповой ловушки с системой ВЧ-нагрева плазмы ПЛМ-М / А. И. Губанова, М. К. Губкин, К. А. Рогозин [и др.] // Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии : Материалы III Международной конференции, Таруса, 16–21 октября 2023 года. – Таруса: Издательский дом МЭИ, 2023. – С. 38-39.

20. Measurement of electron temperatures of argon plasmas in a high-density inductively-coupled remote plasma system by Langmuir probe and optical-emission spectroscopy / A. Boogaard, A. Kovalgin, A. A. I. Aarnink [et al.] / Journal of Fluid Mechanics – J FLUID MECH. – 2006. – Т. 6358. – С. 412-418.

21. Ковальчук, М. В. Плазменные двигатели и будущее космонавтики / М. В. Ковальчук, В. И. Ильгисонис, В. М. Кулыгин // Природа. – 2017. – № 12(1228). – С. 33-44.

22. Жильцов, В. А. Термояд и космос / В. А. Жильцов, В. М. Кулыгин // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. – 2018. – Т. 41 – №. 3. – С. 5-20.

23. Plasma magnetic trap of linear multi-cusp configuration - A component of the plasma propulsion rocket engine / V. P. Budaev, S. D. Fedorovich, P. Frick [et al.] // Magnetohydrodynamics. – 2019. – Т. 55 – №. 1-2. – С. 31-38.

24. Будаев, В. П. Супердиффузия и мультифрактальная статистика турбулентности замагниченной плазмы // Пути ученого. Е.П. Велихов / ред. Смирнов В. П. - М.: РНЦ Курчатовский институт, 2007.

25. Simonsen, I. Determination of the Hurst exponent by use of wavelet transforms / I. Simonsen, A. Hansen, O. M. Nes // Physical Review E. – 1998. – Т. 58. – №. 3. – С. 2779.