

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет: **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра: **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки: **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Ларичкина Михаила Валерьевича

Тема работы: Измерение профиля плотности плазмы в транспортной
секции установки СМОЛА зондовыми методами

«К защите допущена»

И.О. заведующего кафедрой

к.ф.-м.н.

с.н.с., ИЯФ СО РАН

Научный руководитель

к.ф.-м.н.

с.н.с., ИЯФ СО РАН

Сковородин Д.И./_____

(подпись, МП)

Судников А.В./_____

(подпись, МП)

«_____» _____ 2022 г.

«_____» _____ 2022 г.

Дата защиты: «_____» _____ 2022 г.

Новосибирск — 2022 г.

Содержание

Введение	3
1 Установка СМОЛА	10
2 Описание диагностик	13
2.1 Общие сведения о двойных электростатических зондах	13
2.2 Общие сведения об эмиссионных зондах	17
2.3 Конструкция электростатических зондов	18
2.4 Конструкция эмиссионных зондов	20
3 Измерения радиальных профилей плотности плазмы и электрического поля в плазме	22
3.1 План экспериментальных работ	22
3.2 Порядок проведения эксперимента	23
3.3 Токовые характеристики катушек коррекций	26
4 Аналитическое обеспечение для обработки экспериментальных данных	27
4.1 Методы аппроксимации экспериментальных данных	27
4.2 Калибровка эмиссионных зондов	31
4.3 Калибровка двойных электростатических зондов	32
4.4 Оценка погрешностей	34
5 Результаты экспериментов	36

5.1	Влияние зондов на плазму и показания других зондов	36
5.2	Определение смещений профилей плазмы, оптимизация положения плазменного шнура в транспортной секции	38
5.3	Влияние выходных катушек коррекций и входных катушек вертикальной коррекции на профиль плазмы	42
5.4	Влияние давления газа на профили плазмы	44
	Заключение	45
	Благодарности	47
	Список использованных источников	47

Введение

Создание экологически чистого и при этом дешевого источника энергии является одной из важнейших задач современности, стоящих перед человечеством. Овладение технологией управляемого термоядерного синтеза (УТС) в ближайшем будущем может стать решением в вопросе поиска идеального источника энергии.

В настоящее время наиболее развитыми и распространенными схемами решения проблемы удержания плазмы в зоне проведения реакции УТС являются системы замкнутого типа, такие как токамаки [1] или стеллараторы [2]. Альтернативой системам замкнутого типа являются открытые ловушки. Сегодня работы по исследованию открытых магнитных систем удержания плазмы ведутся лишь в нескольких коллективах по всему миру, в том числе и в Институте ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН. Интерес к открытым системам не угасает в силу ряда их преимуществ по сравнению с токамаками и другими замкнутыми системами. Одним из важнейших преимуществ открытых ловушек по отношению к другим системам удержания является их сравнительная инженерная простота и, как следствие, дешевизна. Еще одним немаловажным преимуществом открытых систем является возможность получения в них большего, нежели в замкнутых системах, отношения давления плазмы к давлению магнитного поля, что позволяет либо создавать более плотную и горячую плазму, либо экономить энергию на создании магнитного поля. Также в открытых ловушках вопросы удаления тепла, продуктов термоядерной реакции и тяжелых примесей из реакторной зоны решаются проще, чем в замкнутых конфигурациях. Они удаляются автоматически, вдоль ведущего магнитного поля в расширитель. Это снижает требования к материалам, из которых должны быть сделаны боковые стенки реактора и упрощает процесс преобразования энергии плазмы в электрическую энергию [3].

История открытых ловушек берет свое начало в 1950-ых годах с изобретения адиабатической магнитной ловушки, известной также, как пробкотрон Будкера-Поста [4]. В такой магнитной системе выполняется условие адиабатического сохранения магнитного момента и сохранения полной энергии частицы: ларморовский радиус частицы много меньше, чем характерный пространственный масштаб изменения магнитного поля. Тогда "продольная" энергия частицы может быть записана как $W_{\parallel} = \frac{mv_{\parallel}^2}{2} = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_{\perp}^2}{2} = W - \mu B$, где v_{\parallel} и v_{\perp} – компоненты вектора скорости частицы, направленные вдоль вектора магнитной индукции и перпендикулярно ему, μ – магнитный момент частицы. Из приведенного выше выражения видно, что при движении из области с слабым магнитным полем в сторону более сильного поля (магнитной пробки), скорость движения частицы вдоль магнитного поля будет уменьшаться. Соответственно, если $W > \mu B_{max}$, то частица преодолевает магнитную пробку, такие частицы называют пролетными, а если $W < \mu B_{max}$, то частица отражается от магнитной пробки, такие частицы называют запертыми. Для функции распределения скоростей частиц в плазме можно определить угол наклона вектора скорости к направлению магнитного поля, при котором частицы покидают пробочную ячейку:

$$\sin\theta_{loss} = \frac{v_{\perp}}{v} \Big|_{B=B_{min}} = \frac{\mu B_{min}}{W} < \sqrt{\frac{B_{min}}{B_{max}}} = R^{-1/2},$$

где коэффициент R – пробочное отношение (отношение магнитных полей в пробке и в центре пробкотрона). В пространстве скоростей область пролетных частиц выглядит как конус с углом раствора $\theta_0 = \arcsin \sqrt{\frac{B_{min}}{B_{max}}}$ [5]. Однако пробкотрон Будкера-Поста обладал рядом серьезных недостатков, одним из которых была подверженность кинетическим неустойчивостям, которые приводят к большим потерям плазмы [6].

Для улучшения продольного удержания плазмы Г. И. Будкером, В. В. Мирновым и Д. Д. Рютовым была предложена концепция многопробочной

ловушки [7]. По своей сути идея заключалась в том, чтобы последовательно поставить в цепочку несколько пробкотронов Будкера-Поста.

Для наиболее эффективного многопробочного удержания должно выполняться условие $\lambda \sim L$, где λ – длина свободного пробега частиц в плазме, L – характерный линейный размер ловушки. Длина свободного пробега может определяться как кулоновскими столкновениями, так и рассеянием частиц на волнах в плазме [5].

Многопробочные конфигурации с $\lambda \sim L$ обеспечивают хорошее время удержания плазмы в ловушке [5]. Пролетные частицы достаточно быстро рассеиваются по углу и оказываются захвачены в одну из ячеек ловушки. Из-за частых новых столкновений частицы попадают в конус потерь и вылетают в одну из соседних ячеек, но направление вылета носит случайный характер. Далее процесс повторяется, пока частицы не покинут магнитную систему. Описанный процесс аналогичен одномерным блужданиям со случайным шагом. Такие процессы описываются уравнением диффузии, из которого легко видеть, что время блуждания будет пропорционально квадрату пройденного расстояния:

$$\Delta z \sim \sqrt{Dt} \sim \sqrt{\frac{\lambda^2}{\lambda/v_{T_i}} t} \Rightarrow t \sim \frac{\Delta z^2}{\lambda v_{T_i}},$$

где Δz – среднее смещение иона, D – коэффициент диффузии, v_{T_i} – тепловая скорость ионов. Таким образом, время удержания частицы в ловушке пропорционально квадрату длины пробочной секции [7].

В дальнейшем основные положения теории многопробочного удержания были подтверждены экспериментами на таких установках как ЩЕГОЛ [8] и ГОЛ-3 [5, 9].

Активные исследования в области физики открытых ловушек разных типов в ИЯФ СО РАН продолжаются. Много усилий сконцентрировано на создании экспериментальной базы для программы ГДМЛ (Газодинамиче-

ская многопробочная ловушка), использующей принципы многопробочного удержания плазмы с параметрами, близкими к необходимым для проведения УТС. Плазма в установке будет иметь изотропную максвелловскую функцию распределения скоростей, поэтому скорость потерь ионов через крайние пробки установки будет определяться системой газодинамических уравнений. Установка ГДМЛ призвана объединить в себе лучшие качества многопробочных и газодинамических ловушек и продемонстрировать технические возможности, которые могли бы быть использованы при создании термоядерного реактора. Концепция ГДМЛ подразумевает модульную магнитную систему, что позволит гибко менять программу исследований на установке, а также использовать в ней новые результаты теоретических и экспериментальных работ [5].

Идея создания секции с "бегущими" магнитными пробками является одной из рассматриваемых новых концепций, которые могут быть применены в конструкции ГДМЛ. Сравнительно простая конструкция многопробочной секции с геликоидальным полем была предложена относительно недавно, в 2013 году, А. Д. Беклемишевым [10]. Магнитная система такой секции состоит из простого соленоида, на поле которого накладывается поле обмотки с винтовой симметрией. Если в плазме будет существовать радиальная компонента электрического поля, то частицы в плазме будут находиться в скрещенных магнитном и электрическом полях, плазма начнет вращаться вокруг оси секции. Если перейти во вращающуюся систему отсчета, связанную с плазмой, то гофрировка винтового магнитного поля будет выглядеть как "бегущие" вдоль оси системы магнитные пробки. Скорость перемещения магнитных пробок во вращающейся системе отсчета будет выражаться как:

$$V_z = \frac{h\dot{\phi}}{2\pi} \approx \frac{chE_r}{2\pi aB_z},$$

где a – радиус плазмы, h – шаг винтовой намотки, $h \gg a$, c – скорость

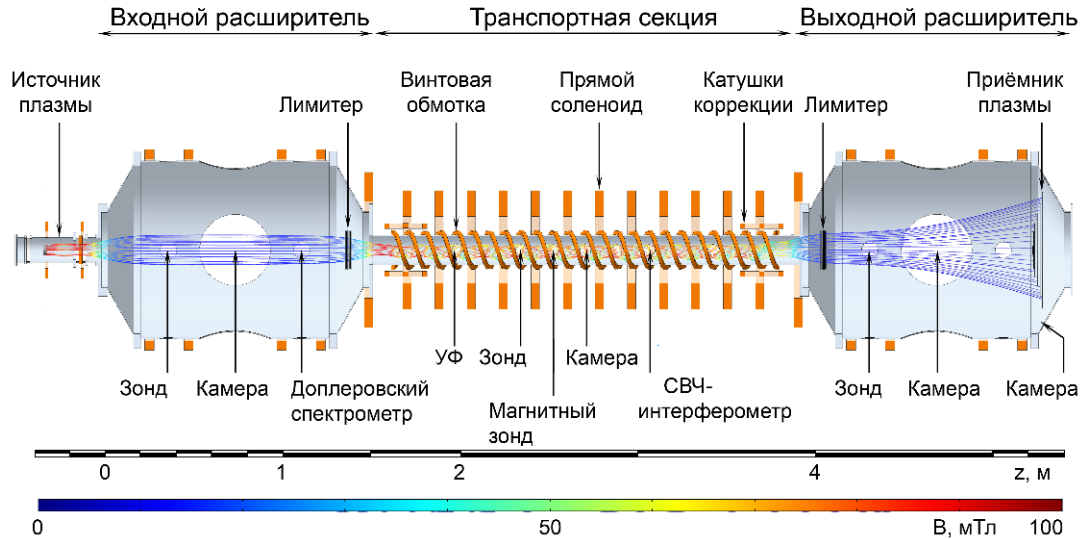


Рисунок 1: Схема винтовой открытой ловушки СМОЛА.

света, E_r – радиальное электрическое поле, B_z – продольное магнитное, ϕ – азимутальный угол в профиле плазмы. Направление результирующей силы (аналогичной той, что действует на частицы в классической много-пробочной конфигурации), действующей на плазму, будет зависеть от направлений силовой линии магнитного поля и радиального электрического поля, а также от направления намотки геликоидальной катушки. В отличие от замкнутых систем, открытые ловушки позволяют задавать профиль электрического потенциала, что в совокупности с разными направлениями намотки геликоидальной катушки с двух сторон от реакторной зоны, обеспечит силы, направленные от торцов ловушки к ее центру. Описанная система выгодно отличается экспоненциальной зависимостью времени удержания частиц от длины секции [5, 10].

Для экспериментальной проверки теории об эффективном удержании плазмы в винтовом магнитном поле в конце 2017 года была запущена установка СМОЛА (Спиральная магнитная открытая ловушка) (рис. 1). Установка представляет из себя входной бак-расширитель с источником плазмы, которая, проходя через транспортную секцию с геликоидальным полем, попадает в выходной бак-расширитель с плазмоприемником.

Определение положения плазменного шнура и распределения плазмы в его профиле, а также зависимостей этих характеристик от параметров проводимых экспериментов необходимы для предотвращения потерь плазмы на стенках транспортной секции и лучшего контроля над условиями, в которых проводятся экспериментальные исследования.

Целями данной работы являются:

- Определение токов в катушках коррекции, необходимых для обеспечения максимально близкого расположения центра профиля плазмы к оси транспортной секции установки, при различных значениях пробочного отношения и различных амплитудах ведущего магнитного поля.
- Выявление зависимостей между видом профиля плотности плазмы и токами в катушках коррекции.
- Выявление сопутствующих факторов, влияющих на форму профиля плотности плазмы.

Для измерений профилей плотности плазменного шнура было решено использовать двойные электростатические зонды Ленгмюра. Перемещение зондов в профилях транспортной секции осуществлялось с помощью шаговых двигателей, зонды крепились к вводам линейного перемещения в вакуум. Использование зондов Ленгмюра обусловлено относительной простотой их конструкции и большим объемом получаемой с их помощью информации. В качестве дополнительного источника информации о распределении плазмы в профиле плазменного шнура использовались эмиссионные зонды, перемещение которых осуществлялось также с помощью шаговых двигателей.

Для достижения целей необходимо было решить ряд задач:

- Сборка электростатических зондов и измерительной цепи.

- Получение данных с помощью электростатических зондов и эмиссионных зондов.
- Проведение отдельных измерений для калибровки эмиссионных зондов.
- Написание программного кода для обработки полученных данных и получения калибровочных параметров зондов.

1 Установка СМОЛА

Основной задачей установки СМОЛА является проверка идеи винтового многопробочного удержания, то есть активный контроль продольных потерь плазмы из зонды удержания. Плазма в установке (см. рис. 1) генерируется в источнике с магнитоизолированным накаливаемым катодом из LaB_6 , после чего плазма попадает в компактную пробочную ловушку во входном расширителе. Затем плазма попадает в многопробочную транспортную секцию длиной 2,16 м с винтовым полем. Магнитная система транспортной секции состоит из двух независимых подсистем: соленоидов прямого поля и биспиральной винтовой обмотки. Винтовая обмотка имеет $N = 12$ периодов гофрировки. Из транспортной секции плазма попадает в выходной расширитель, содержащий лимитер и плазмодриемник, состоящий из радиально-сегментированных пластин [11].

Ведущее магнитное поле B_z (см. рис. 1.1) в транспортной секции установки может изменяться в диапазоне $B_z \approx 0 - 300$ мТл, в данной работе будут представлены результаты экспериментов при $B_z = 50$ мТл и 70 мТл. Значения пробочного отношения, использованные в экспериментах: $R = 1; 1,35; 1,525$, где $R = 1$ соответствует прямому полю без геликоидальной составляющей.

Плотность плазмы во входном расширителе варьируется в диапазоне $n = (0,8 - 4) \times 10^{18}$ м⁻³, электронная температура до $T_e = 30$ эВ, ионная температура $T_i = 4$ эВ. Температура ионов во входном расширителе сохраняется и в выходном расширителе установки. Плотность плазмы в транспортной

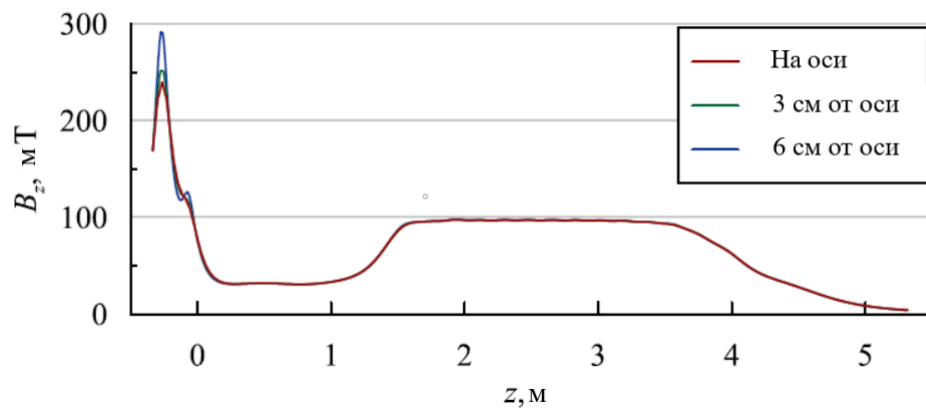


Рисунок 1.1: Пример распределения ведущего магнитного поля в установке СМОЛА.

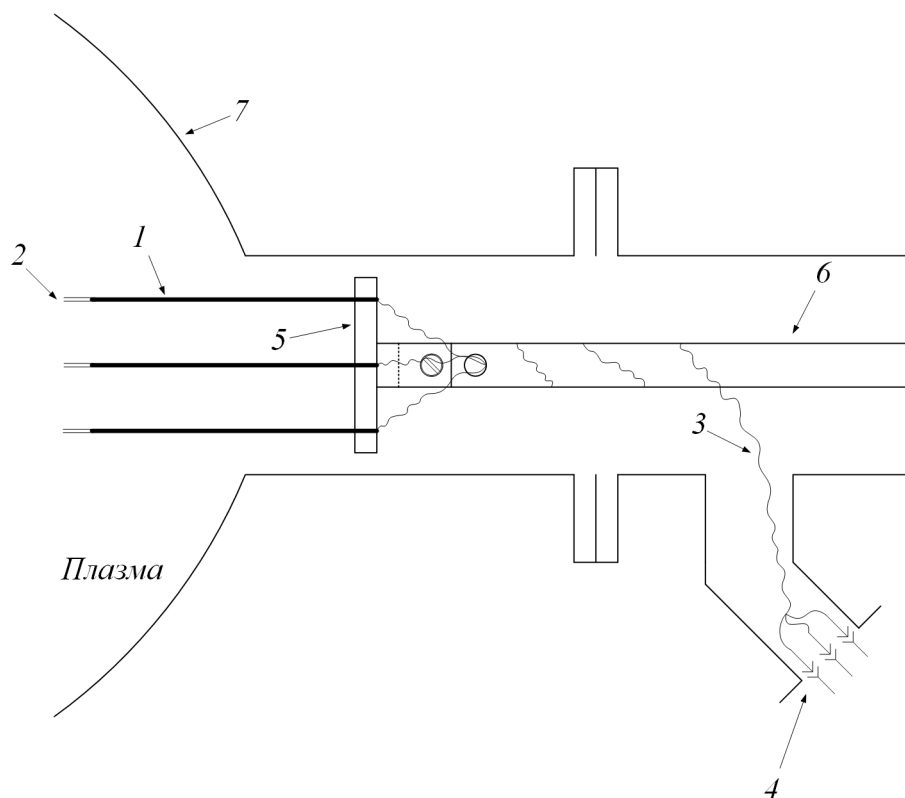


Рисунок 1.2: Принципиальная схема конструкции из трех зондов. 1 – керамическая трубка, 2 – электроды, 3 – три пары измерительных проводов, 4 – вакуумный разъем, 5 – крепеж для керамических трубок, 6 – ввод линейного перемещения в вакуум, 7 – стенка вакуумной камеры.

секции в 1,5 – 2 раза ниже, чем во входном расширителе [11].

Требуемый профиль электрического потенциала в транспортной секции установки создается разностью потенциалов электродов источника плазмы и колец радиально-сегментированного плазмоприемника. Это необходимо для задания достаточно высокой скорости вращения плазмы в скрещенных полях $E \times B$ [11].

Всего на установке имеется восемь катушек коррекции, по четыре в каждом месте перехода расширителей в транспортную секцию, в координатах 170 см и 380 см. В каждой «четверке» катушек две отвечают за коррекцию положения плазменного шнура в горизонтальной плоскости, а две за коррекцию шнура в вертикальной плоскости. Конструкционно катушки имеют плоскую форму [12].

Набор диагностик профиля плазменного шнура в проведенных экспериментах состоял из перемещаемых вдоль радиуса сечения транспортной секции электростатических зондов, распределенных по длине установки, а именно, из шести двойных ленгмюровских зондов в режиме ионного насыщения и четырех эмиссионных зондов. Три из шести ленгмюровских зондов зафиксированы на вводах линейного перемещения в вакуум с помощью специального крепления так, что зонды оказываются разнесены на расстояние 22 мм друг от друга (см. рис. 1.2) вдоль направления, перпендикулярного направлению движения вводов (на рис. 2.3 $z = 240$ см). В качестве электродов электростатических зондов использовалась вольфрамовая проволока диаметром 0,2 мм. Эмиссионные зонды являются нагреваемыми плазмой, в них использована торированная вольфрамовая проволока.

2 Описание диагностик

2.1 Общие сведения о двойных электростатических зондах

При проведении измерений в данной работе использовались двойные зонды Ленгмюра. Каждый из зондов представляет из себя два одиночных цилиндрических электрода, помещенных в каналы керамической изолирующей трубки. К электродам прикладывается напряжение и измеряется протекающий между ними ток. Так как тепловой ток электронов много больше теплового тока ионов, то независимо от величины напряжения, приложенного между электродами, они будут находиться под отрицательными потенциалами по отношению к окружающей плазме. Тогда, на каждый из электродов идет ионный тепловой ток насыщения с плотностью $j_{i0} = \frac{en\langle v_i \rangle}{4}$ [13]. Так как потенциал электродов ниже потенциала окружающей плазмы, то электроны собираются электродами в режиме отталкивания, соответственно, плотность электронного тока на электроды равна: $\frac{en\langle v_e \rangle}{4} \cdot e^{-\frac{eU_1}{T_e}}$ и $\frac{en\langle v_e \rangle}{4} \cdot e^{-\frac{eU_2}{T_e}}$, где U_1 и U_2 – потенциалы электродов. В предположении того, что площади собирающих поверхностей электродов одинаковы, можно получить ток, текущий в цепи через электроды:

$$J = S \cdot \left(\frac{en\langle v_i \rangle}{4} - \frac{en\langle v_e \rangle}{4} \cdot e^{-\frac{eU_1}{T_e}} \right) = S \cdot \left(\frac{en\langle v_e \rangle}{4} \cdot e^{-\frac{eU_2}{T_e}} - \frac{en\langle v_i \rangle}{4} \right). \quad (2.1)$$

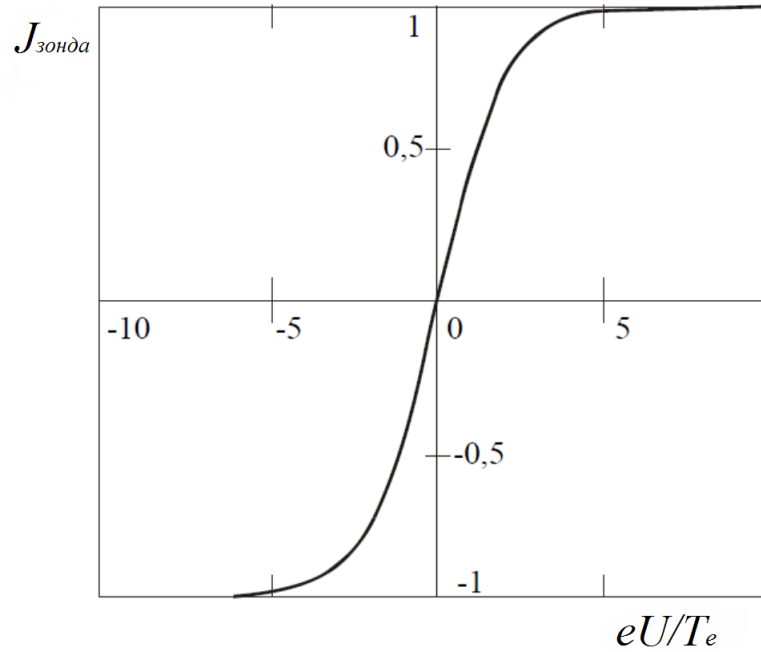


Рисунок 2.1: Примерный вид вольт-амперной характеристики двойного зонда. По вертикальной оси отложен ток, протекающий через зонд (в ед. $j_{i0} \cdot S$) [13].

В равновесном состоянии полный ток на электроды равен нулю, то есть полный электронный ток по модулю равен полному ионному току:

$$2j_{i0} = j_{e0} \cdot \left(e^{-\frac{eU_1}{T_e}} + e^{-\frac{eU_2}{T_e}} \right), \quad (2.2)$$

Из выражений 2.1 и 2.2 легко получить вид вольт-амперной характеристики двойного электростатического зонда Ленгмюра, подобного использованному в данной работе:

$$J = S \cdot j_{i0} \cdot th\left(\frac{e(U_1 - U_2)}{2T_e}\right). \quad (2.3)$$

Как видно из выражения 2.3, если подать на электроды двойного зонда напряжение $U \gg T_e$, то ток J , протекающий в цепи электродов зонда, будет равен ионному току насыщения $j_{i0} \cdot S$ (см. рис. 2.1). Зная ионный ток насыщения в плазме, легко получить выражение на плотность плазмы в точке расположения концов электродов зонда с точностью до половины

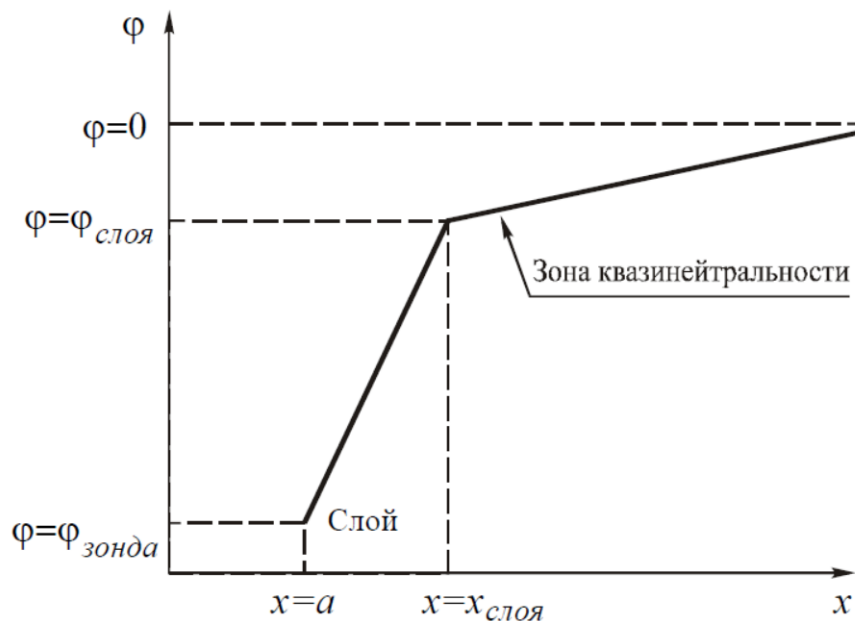


Рисунок 2.2: Примерное распределение потенциала вокруг электрода зонда, находящегося под отрицательным потенциалом относительно плазмы [13].

длины выступающей в плазму за изоляцию части электродов:

$$n = \frac{4J}{S\langle v_i \rangle e}, \quad (2.4)$$

где $\langle v_i \rangle = \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi M_i}}$ — средняя тепловая скорость ионов.

Так как электроды зонда находятся под отрицательным потенциалом по отношению к плазме, то они создают вокруг себя области, где плотность положительно заряженных ионов выше, чем в окружающей плазме, нарушается условие квазинейтральности. В этих областях происходит основной перепад потенциала между плазмой и электродами зонда. Дальше этих областей от электродов зонда лежат области, где условие квазинейтральности практически не нарушено и потенциал в пространстве меняется медленнее. Качественно изменение потенциала возле электрода зонда изображено на рисунке 2.2.

Получим оценку для распределения потенциала возле электродов в приближении бесстолкновительного движения частиц. Пусть скорость ионов

вдали от электрода близка к нулю, тогда плотность тока ионов можно записать как:

$$j_{i0} = en_i \sqrt{\frac{-2e\phi}{m_i}}.$$

В стационаре плотность тока $j_{i0} = const$ из уравнения непрерывности. Электроны собираются электродами зонда в режиме отталкивания, их плотность описывается бoльцмановским распределением: $n_e = n_0 e^{\frac{e\phi}{T_e}}$, где n_0 – плотность плазмы вдали от электрода. Далее запишем уравнение Пуассона для потенциала в исследуемой области:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e) = -4\pi e \left(\frac{j_{i0}}{e \sqrt{\frac{-2e\phi}{m_i}}} - n_0 e^{\frac{e\phi}{T_e}} \right). \quad (2.5)$$

Теперь разложим выражение 2.5 вблизи внешней границы области и воспользуемся тем, что $e \frac{e\phi_{\text{слоя}}}{T_e} \approx 1$ и в режиме ионного тока насыщения $n_i \approx n_0$:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -4\pi n_0 e^2 \left(\frac{1}{-2e\phi_{\text{слоя}}} - \frac{1}{T_e} \right) \cdot (\phi - \phi_{\text{слоя}}) = 0. \quad (2.6)$$

Разложение 2.6 равно нулю, потому что, как отмечалось выше, вблизи внешней границы исследуемой области квазинейтральность практически не нарушена. Отсюда следует вывод: $\phi_{\text{слоя}} = -\frac{T_e}{2e}$. Таким образом, в рамках модели электрода, находящегося под большим отрицательным потенциалом относительно плазмы, плотность ионного тока насыщения на зонд может быть оценена как:

$$j_{\text{sat}} = en_0 \cdot e^{-1/2} \cdot \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \approx 0,6en_0 \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}. \quad (2.7)$$

Полученная оценка может быть использована для проведения оценки размера слоя пространственного заряда ионов вокруг электрода зонда

(оценка проведена в [13]). Пусть отрицательный потенциал электрода относительно плазмы достаточно велик, чтобы при записи уравнения Пуассона 2.5 пространственным зарядом электронов можно было пренебречь, тогда уравнение будет иметь следующий вид и граничные условия:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\phi}{dx^2} &= -4\pi \left(\frac{j_{sat}}{\sqrt{\frac{-2e\phi}{m_i}}} \right); \\ \phi \Big|_{x=a} &= V_{зонда}; \\ \phi \Big|_{x=x_{слоя}} &= \phi_{слоя}, \quad \frac{d\phi}{dx} \Big|_{x=x_{слоя}} = 0. \end{aligned}$$

Решение может быть представлено в виде отношения 2.8 между координатой внешней границы слоя пространственного заряда ионов и электронной длиной Дебая [13].

$$\frac{x_{слоя}}{\lambda_D} \approx 1,02 \cdot \left(\left(\frac{-eV_{зонда}}{T_e} \right)^{1/2} - \frac{1}{\sqrt{2}} \right)^{1/2} \cdot \left(\left(\frac{-eV_{зонда}}{T_e} \right)^{1/2} + \sqrt{2} \right). \quad (2.8)$$

2.2 Общие сведения об эмиссионных зондах

Одним из способов определить потенциал пространства в плазме является использование эмиссионных зондов. Как правило, эмиссионный зонд представляет собой одиночный зонд, выполненный в виде петли из металлической проволоки, которую нагревают до высоких температур посредством пропускания по ней электрического тока. Проволока разогревается до температур, достаточных для того, чтобы плотность термоэмиссионного тока с поверхности электрода была близка к тепловому току электронов в плазме. Тогда эффективная электронная температура плазмы вблизи электрода зонда будет близка к его температуре. Измерив плавающий потенциал эмитирующего зонда, можно определить потенциал пространства

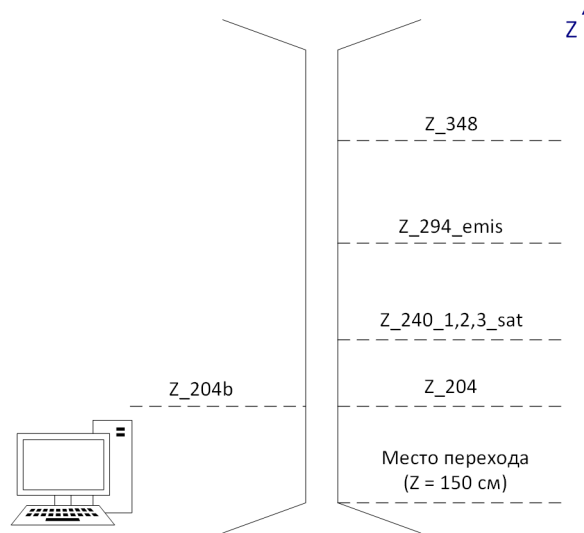


Рисунок 2.3: Схема размещения зондов на установке СМОЛА вдоль транспортной секции. Изображение персонального компьютера обозначает относительное положение оператора эксперимента. Числовой индекс обозначает координату зонда; индекс *emis* обозначает использование только эмиссионного зонда; индекс *sat* обозначает использование только электростатического зонда в режиме насыщения; отсутствие индекса обозначает использование сборки из электростатического и эмиссионного зондов одновременно.

с достаточно высокой точностью [13] (отличие порядка $\frac{T_{\text{пр.}}}{e}$, где $T_{\text{пр.}}$ – температура проволоки, из которой состоит электрод, обычно эта величина около 0,2 В [14]).

2.3 Конструкция электростатических зондов

В рамках данной работы применялось шесть двойных электростатических зондов Ленгмюра, закрепленных на вводах линейного перемещения в вакуум в координатах $z = 204$ см; 240 см и 348 см (см. рис. 2.3). Все зонды представляют из себя керамические изоляционные трубки, закрепленные на вводах линейного перемещения в вакуум, с вставленными в них двумя вольфрамовыми электродами диаметром 0,2 мм каждый. Электроды зондов выдаются в плазму из керамической изоляции на ~ 5 мм каждый.

Конструкция в координате $z = 240$ см собрана из трех двойных электростатических зондов, закрепленных на вводе линейного перемещения в

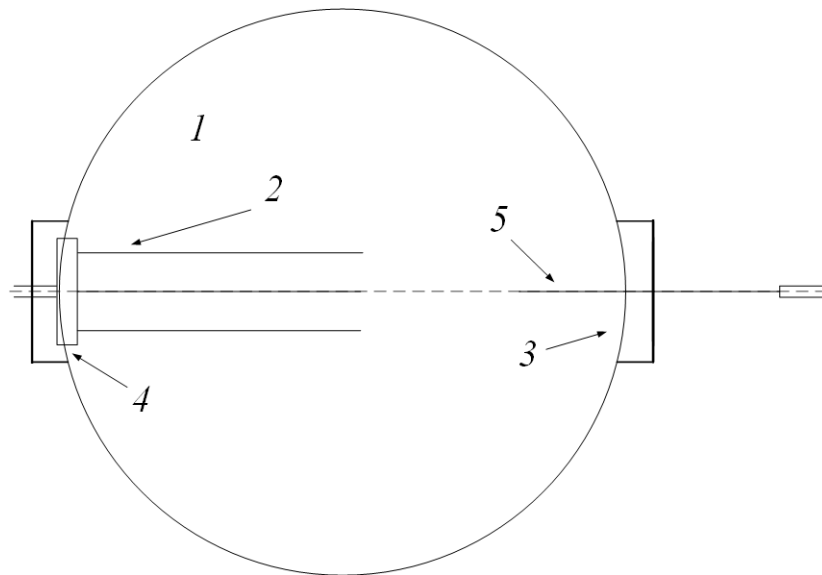


Рисунок 2.4: Принципиальная схема конфигурации зондов в $z = 240$ см до перестановки сборки (5 на схеме). 1 – транспортная секция, 2 – конструкция из трех электростатических зондов, 3, 4 – окна, через которые проходят вводы линейного перемещения в вакуум, 5 – сборка из одиночных электростатического и эмиссионного зондов.

вакуум с помощью специально изготовленной детали (см. рис. 1.2). Расстояние между зондами равно 22 мм. Части электродов, выдающиеся в плазму, имеют возможность перемещаться от стенки транспортной секции до 10 см вглубь профиля транспортной секции установки (диаметр транспортной секции ~ 16 см). Двигаясь в сечении транспортной секции, такая конструкция позволяет измерять профиль ионного тока насыщения плазмы более подробно, поступает информация сразу о трех точках в профиле.

В основе измерительных схем двойных электростатических зондов использовались DC/DC преобразователи, переводящие 12 В постоянного напряжения источника питания в минус 24 В и плюс 24 В на выходных контактах. Благодаря этому на электродах зондов создавалась разность потенциалов в ~ 48 В. Выходные контакты DC/DC преобразователя последовательно включались в цепь из резистора в 200 Ом и электродов зонда. При протекании в этой цепи ионного тока насыщения, падение напряжения на резисторе фиксировалось через дифференциальные развязки на цифровом осциллографе в режиме одиночной развертки (см. рис. 2.5). Дифференци-

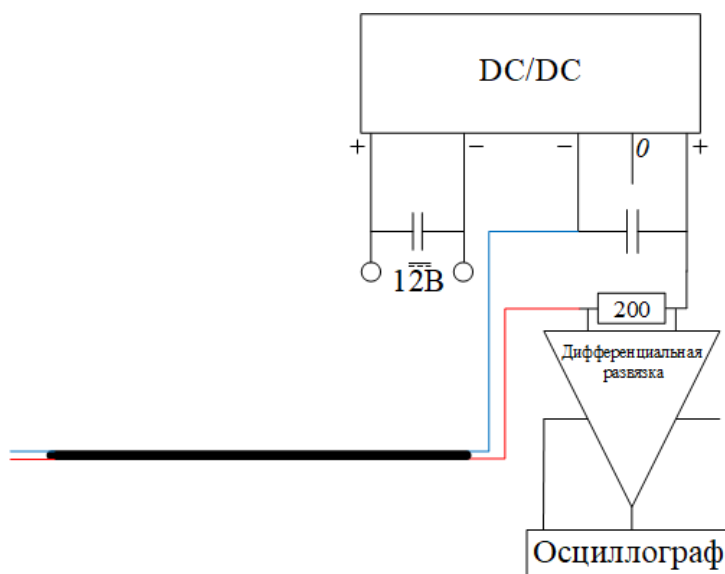


Рисунок 2.5: Измерительная схема двойных электростатических зондов.

альные развязки работали в режиме деления 1/10, что компенсировалось множителем X10 на осциллографе.

2.4 Конструкция эмиссионных зондов

Для уточнения получаемых данных о распределении плазмы в профилях транспортной секции установки применялись эмиссионные зонды. Четыре эмиссионных зонда были установлены в координатах $z = 204$ см; 240 см; 294 см и 348 см, в процессе проведения экспериментальных серий положение одного из эмиссионных зондов было изменено с $z = 240$ см на $z = 204$ см (см. раздел 3.2). Конструктивно эмиссионные зонды представляют из себя керамическую трубку с вставленными в нее керамическими капиллярами, в каждый из которых вставлен электрод из торированной вольфрамовой проволоки. Керамические трубки эмиссионных зондов закреплены на вводах линейного перемещения в вакуум вместе с электростатическими зондами и аналогично им (см. раздел 2.3). Электроды выдаются в плазму на ~ 5 мм из капилляров и загнуты вдоль оси транспортной секции z . Расстояние между электродами в профиле транспортной секции

установки сделано равным ~ 1 см. Как отмечалось в разделе 1, нагрев эмиссионных зондов осуществляется плазмой, а не внешним источником электрического тока. Достижение зондами рабочей температуры может контролироваться по спектру черного тела их электродов. Эмиссионные зонды достигают рабочей температуры за время $t = 40$ мс, после начала генерации плазмы источником, при радиальных координатах $r \leq 6$ см (r отсчитывается от оси транспортной секции). Во внешней области ($r = 6 - 8$ см) нагрев занимает до 90 мс. Общая длительность работы источника плазмы $t \approx 160$ мс, такая длительность выбрана во избежание повреждения зондов [11].

Таким образом, сигналы, получаемые с двух электродов каждого из эмиссионных зондов, при временах $t \geq 90$ мс, с достаточно высокой точностью позволяют определять потенциалы пространства в плазме в соответствующих точках. Так как, конструкционно предусмотренное расстояние между электродами эмиссионных зондов ~ 1 см, то, если вычислить разницу между сигналами, получаемыми с электродов эмиссионного зонда, можно, в первом приближении, получить численно равное значение электрического поля в вольтах на сантиметр в точке лежащей по середине между электродами.

3 Измерения радиальных профилей плотности плазмы и электрического поля в плазме

3.1 План экспериментальных работ

В рамках работы по выявлению зависимостей между видом профиля плотности плазмы и токами в катушках коррекции, а также сопутствующих факторов, влияющих на форму профиля плотности плазмы, было запланировано:

1. При различных значениях пробочного отношения и величинах ведущего магнитного поля получить зависимости смещения плазменного шнура относительно оси транспортной секции от величины тока во входных катушках горизонтальной коррекции. Получить численные коэффициенты, описывающие эти зависимости.
2. Проверить, влияют ли входные и выходные катушки вертикальных коррекций и выходные катушки горизонтальной коррекции на смещение плазменного шнура и на вид профилей плотности и электрического поля плазмы. Этот вопрос представляет интерес, потому что из-за наличия вращательного преобразования плазмы в транспортной секции и влияния катушек коррекции профиль электрического поля с плазмодриемника или источника плазмы может по-разному

проецироваться на сечение транспортной секции, что, в свою очередь, может привести к изменению положения оси вращения плазмы.

3. Так как измерения профилей плазмы проводились на нескольких координатах вдоль транспортной секции, то необходимо было выяснить степень влияния зондов на плазму и на показания друг друга.
4. Подтвердить, что изменение давления газа, подаваемого в источник плазмы, влияет только на величину плотности плазмы в профиле, но не на форму профиля или смещение плазменного шнура относительно оси транспортной секции.

3.2 Порядок проведения эксперимента

В процессе проведения серий экспериментов для данной работы на установке СМОЛА один раз было изменено расположение одной сборки зондов, состоящей из одного двойного электростатического и одного эмиссионного зондов. Сборка была перенесена из координаты $z = 240$ см в координату $z = 204$ см, сторона расположения сборки относительно оси транспортной секции не изменилась. Принципиальную схему расположения зондов в координате $z = 240$ см до переноса сборки можно видеть на рис. 2.4. Экспериментальные измерения проводились при обоих положениях сборки.

Перенос сборки из двойного электростатического и эмиссионного зондов в профиль в $z = 204$ см обусловлен желанием получить более точные измерения в этой координате. При проведении экспериментов было замечено, что смещение плазменного шнура относительно оси транспортной секции не постоянно вдоль ее длины. Было сделано предположение, что минимизация смещения плазменного шнура относительно оси транспортной секции в координате $z = 204$ см, самой ближней к месту перехода входного расширителя в транспортную секцию (см. рис. 2.3), приведет к уменьшению

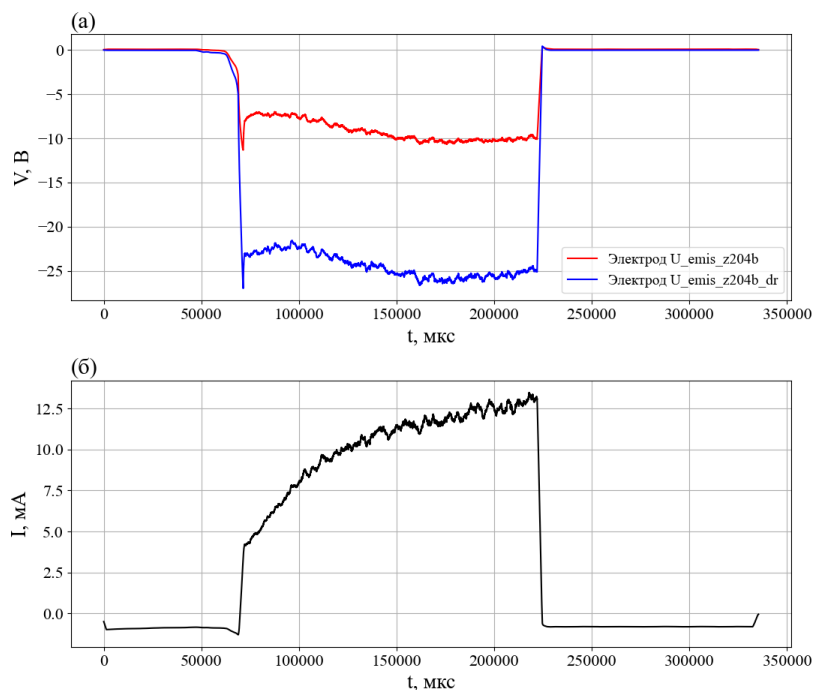


Рисунок 3.1: Примеры сглаженных сигналов эмиссионного и электростатического зондов сборки z_204b ($r = 30$ мм от оси транспортной секции): (а) сигналы электродов эмиссионного зонда, электрод с индексом dr расположен на 10 мм ближе к оси транспортной секции; (б) сигнал, пропорциональный току через двойной зонд.

смещения и в остальных сечениях транспортной секции и, следовательно, к минимизации потерь плазмы на стенках транспортной секции.

Порядок проведения эксперимента выглядел следующим образом. Измерения начинались при положении зондов, расположенных за транспортной секцией относительно оператора, проводящего эксперимент (см. рис. 2.3), у стенки транспортной секции установки. Сборка эмиссионного и электростатического зондов z_204b (z_240_4 до перестановки) стартовала из области расположенной за осью транспортной секции (относительно оператора) на расстоянии 10 мм от нее. При проведении измерений, вводы линейного перемещения зондов смещались в направлении оператора (см. рис. 2.3) так, что при проведении последнего измерения в серии, сборка z_204b оказывалась у стенки транспортной секции, а остальные зонды перед осью транспортной секции (относительно оператора) на расстоянии 4 – 10 мм от нее. Шаг движения зондов варьировался от 5 мм при распо-

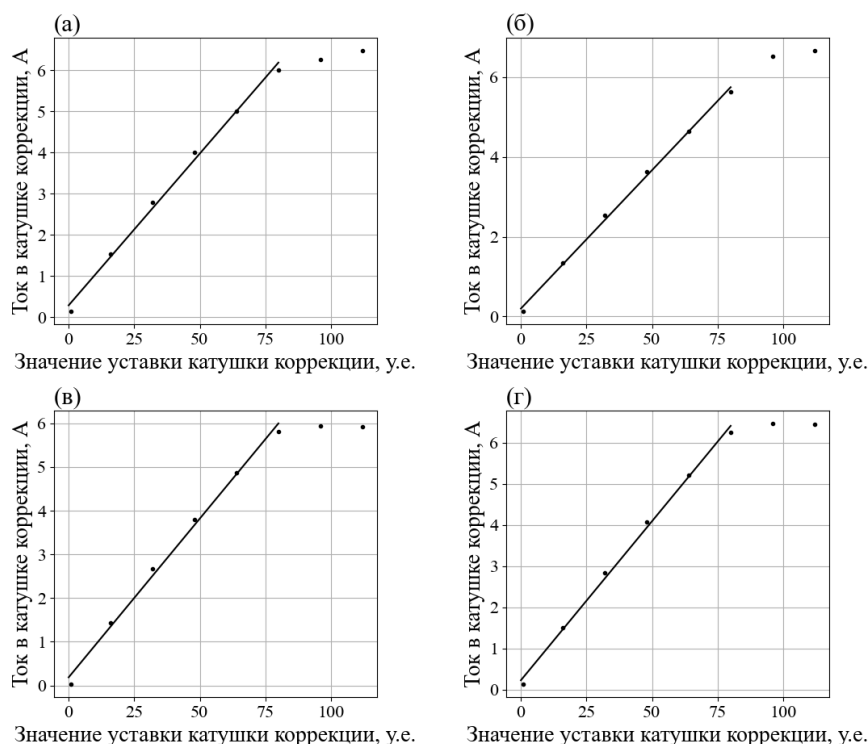


Рисунок 3.2: Характеристики катушек коррекции: (а) горизонтальная катушка коррекции $z = 170$ см; (б) вертикальная катушка коррекции $z = 170$ см; (в) горизонтальная катушка коррекции $z = 380$ см; (г) вертикальная катушка коррекции $z = 380$ см.

ложении зондов далеко от оси транспортной секции ($r \geq 15 - 20$ мм) до 4 мм при приближении зондов к плотным областям профиля плазмы ($r \leq 15 - 20$ мм) для повышения подробности профилей. Примеры программно сглаженных сигналов сборки z_204b показаны на рисунке 3.1. В период с $t \approx 65$ мс до $t \approx 125$ мс плотность плазменного разряда нарастает. Стационарное распределение плазмы, зависящее от расхода водорода в источнике плазмы, разрядного тока и магнитной конфигурации, устанавливается в промежутке между $t \approx 150$ мс и $t \approx 200$ мс. При $t \approx 225$ мс прекращается подача газа в источник плазмы, источник выключается.

3.3 Токовые характеристики катушек коррекций

Питание катушек коррекции осуществляется управляемыми источниками постоянного тока MeanWell SPV-300-24. Управление осуществляется аналоговым сигналом в диапазоне 0 – 5 В. Задание управляющих сигналов выполняется программным образом. При изменении режима работы катушек, в диалоговом окне программы указывается значение от 0 до 255, для достижения целей работы необходимо было установить зависимость между уставкой (от 0 до 255) и током в катушках. С помощью мультиметра были измерены напряжения, падающие на катушках в различных режимах работы, затем были измерены сопротивления катушек, таким образом были получены токовые характеристики катушек коррекции. В процессе проведения измерений температура катушек не поднималась значительно выше комнатной температуры, сопротивления катушек можно считать постоянными.

На рисунке 3.2 приведены полученные токовые характеристики катушек коррекции установки СМОЛА. Также на графиках (см. рис. 3.2) с помощью метода наименьших квадратов были аппроксимированы линейные области, в последующем режимы работы катушек лежали в пределах этих областей.

4 Аналитическое обеспечение для обработки экспериментальных данных

4.1 Методы аппроксимации экспериментальных данных

Для обработки сигналов, подобных изображенным на рисунке 3.1, был написан программный код на языке *python*. Далее будет описана основная логика работы алгоритмов написанного кода.

При обработке сигналов (см. рис. 3.1) в них выбирался промежуток с $t = 200$ мс до $t = 220$ мс, в этом промежутке эмиссионные зонды уже достигают рабочей температуры (см. раздел 2.4), а ионный ток насыщения плазмы заведомо успевает к моменту $t = 200$ мс выйти на стационарный режим (см. раздел 3.2). Этот промежуток использовался при расчетах в дальнейшем. Вычислялось среднее значение сигнала в период с $t = 200$ мс до $t = 220$ мс, затем из него вычиталось среднее значение нулевого сигнала, в период с $t \approx 255$ мс до $t \approx 305$ мс. Жестких критериев выбора промежутка усреднения нулевого сигнала не было, выбирался промежуток отстоящий от окончания плазменного разряда и окончания проведения измерения не менее, чем на $\Delta t \sim 20$ мс. Для двойных электростатических зондов полученное значение принималось за величину, пропорциональную плотности плазмы. Для эмиссионных зондов полученные значения принимались за потенциалы пространства в плазме в соответствующих точках.

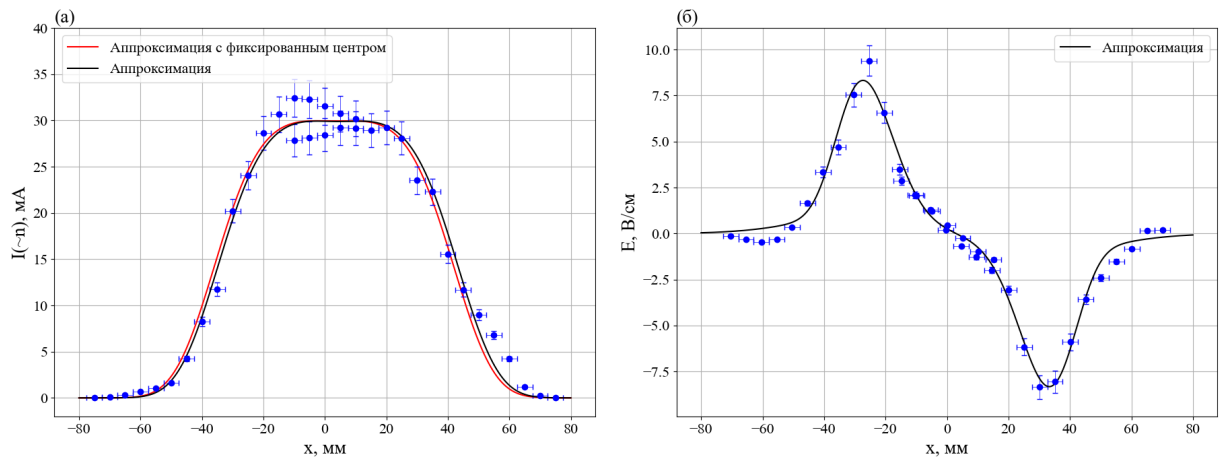


Рисунок 4.1: Примеры графиков, получаемых в результате обработки сигналов: (а) профиль ионного тока насыщения, пропорционального плотности плазмы, также на графике приведены две модельные функции, с использованием центра профиля электрического поля и без его использования; (б) профиль электрического поля, по вертикальной оси отложена проекция электрического поля на ось x , экспериментальные точки описаны модельной функцией. Профили получены в $z = 204$ см при $B_z = 50$ мТл, $R = 1,35$ и значениях токов в катушках коррекций: $I_{out,v} = -1,48$ А; $I_{out,h} = 2,29$ А; $I_{in,v} = -1,05$ А; $I_{in,h} = 2,5$ А, где $I_{out,v}$ и $I_{in,v}$ – токи в выходных и входных катушках вертикальных коррекций соответственно, а $I_{out,h}$ и $I_{in,h}$ – токи в выходных и входных катушках горизонтальных коррекций соответственно.

Для получения вида профилей плотности плазмы непосредственное вычисление плотности не нужно, как видно из выражения 2.4, получаемые значения тока, пропорциональны плотности плазмы в точке, где было проведено измерение. Для получения профилей электрического поля в плазме с помощью эмиссионных зондов, полученные значения потенциалов вычитались друг из друга и в результате, как было отмечено ранее (см. раздел 2.4), получалось значение, численно равное усредненному по промежутку между электродами электрическому полю в вольтах на сантиметр.

По результатам измерений были построены графики зависимостей тока, пропорционального плотности плазмы, и напряжения, численно равного электрическому полю, от расстояния между центром, соответствующего профилю транспортной секции, и зондами. Примеры таких графиков можно видеть на рисунке 4.1.

Для описания полученных зависимостей использовались модельные аналитические функции. Для описания профиля плотности плазмы была выбрана модельная функция вида:

$$I_{\sim n}(x) = Ae \left(\frac{x - x_0}{r_1} \right)^4 + Be \left(\frac{x - x_0}{r_2} \right)^2, \quad (4.1)$$

где A , B , x_0 , r_1 и r_2 — это параметры соответствующих размерностей. Функция 4.1 выбрана исходя из ее наилучшего соответствия виду профиля плотности плазмы в транспортной секции и теоретических предположений о виде профиля [11].

Для описания профиля электрического поля была выбрана модельная функция 4.2, совпадающая по виду с производной функции 4.1 по координате. Такой выбор обусловлен предположением, что распределение потенциала плазмы в профиле транспортной секции установки может быть

описано функцией того же вида 4.1, что и функция описывающая профиль плотности плазмы.

$$E(x) = C(x - x_0)^3 e^{\left(\frac{x - x_0}{r_3}\right)^4} + D(x - x_0) e^{\left(\frac{x - x_0}{r_4}\right)^2}, \quad (4.2)$$

где C , D , x_0 , r_3 и r_4 — это также некоторые параметры соответствующих размерностей.

Для каждого профиля параметры его модельной функции подбирались программно методом наименьших квадратов. Параметр x_0 по своему смыслу, как видно из выражений 4.1 и 4.2, является смещением центра распределения плотности и электрического поля. Ожидается, что при оптимальном, близком к оси транспортной секции, положении плазменного шнура параметры x_0 модельных функций профилей плотности и электрического поля будут близки друг к другу по значению. Поэтому, для удобства анализа, на графики распределения плотности плазмы в профилях транспортной секции, помимо модельной функции вида 4.1, наносилась модельная функция аналогичная функции 4.1, но уже с четырьмя варьируемыми параметрами, в ней параметр x_0 фиксировался равным смещению x_0 в соответствующем этому эксперименту профиле электрического поля. Функция с пятью варьируемыми параметрами наносилась на графики распределения плотности плазмы черным цветом, а функция с четырьмя варьируемыми параметрами наносилась на графики красным цветом.

Опционально программный код способен обрабатывать неограниченное количество экспериментальных серий и сохранять полученные графики распределений электрического поля и плотности плазмы с наложенными на них модельными функциями в банк данных в удобочитаемом виде.

4.2 Калибровка эмиссионных зондов

Так как все зонды, использованные при проведении измерений, собирались вручную, то такие их параметры, как площадь собирающей поверхности у двойных электростатических зондов или расстояние между электродами эмиссионных зондов, могут отличаться от расчетных. Для повышения точности проводимых измерений необходимо получить калибровочные параметры, уточняющие обработку получаемых с помощью зондов сигналов.

Была проведена серия записей сигналов эмиссионных зондов, в ходе которых, с помощью генератора переменных напряжений, на измерительные каналы, подключаемые непосредственно к эмиссионным зондам, был подан прямоугольный сигнал амплитудой 10 В. По записанным на выходе измерительных каналов прямоугольным сигналам были вычислены коэффициенты передачи сигнала для каждого из электродов эмиссионных зондов. Коэффициенты передачи были учтены в обрабатывающем программном коде (см. раздел 4.1).

Была проведена серия экспериментов с плазмой, в ходе которых эмиссионными зондами были сняты подробные профили потенциала плазмы, шаг измерений был уменьшен до 2 мм. Как было отмечено в разделе 4.1 для описания профиля потенциала плазмы использовалась функция вида 4.1. Программно были подобраны функции вида 4.1 с параметрами A , B , r_1 и r_2 совпадающими для пары электродов каждого из эмиссионных зондов. В модельных функциях профиля потенциала каждой пары электродов отличались только подобранные параметры смещения x_0 , по разнице этих параметров определялось эффективное смещение электродов эмиссионных зондов. Результаты калибровки по четырём проведенным сериям можно увидеть в таблице 4.1. Полученные значения были учтены в обрабатывающем программном коде.

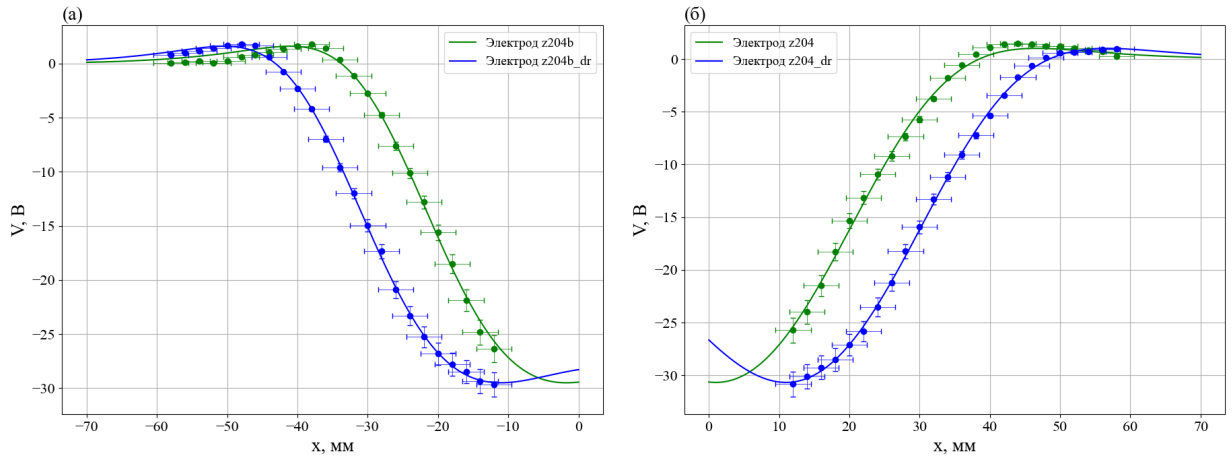


Рисунок 4.2: Примеры профилей потенциала плазмы, полученных с помощью электродов эмиссионных зондов, по ним были уточнены расстояния между электродами эмиссионных зондов: (а) профили потенциала, полученные с помощью электродов зонда, расположенного со стороны оператора эксперимента; (б) профили потенциала, полученные с помощью электродов зонда, расположенного с противоположной от оператора, относительно транспортной секции, стороны. На графиках цветом и подписями обозначены соответствующие электроды, по оси x отложено расстояние от оси транспортной секции до электрода без индекса dr .

Таблица 4.1: Результаты калибровки эмиссионных зондов

	Зонд z_204	Зонд z_204b	Зонд z_294	Зонд z_348
dr , мм	$9,74 \pm 0,23$	$9,22 \pm 0,31$	$10,20 \pm 0,52$	$8,67 \pm 0,49$

4.3 Калибровка двойных электростатических ЗОНДОВ

Калибровка двойных электростатических зондов Ленгмюра подразумевает под собой оценку искажений измерения ионного тока насыщения. Искажения величины тока, протекающего через зонды, могут быть вызваны недостаточной величиной разности потенциалов электродов зонда для работы в режиме ионного тока насыщения (см. выражение 2.3) и изменением величин собирающих поверхностей электродов из-за пространственного за-

ряда ионов вокруг них (см. выражение 2.8). Таким образом, если оценить величину:

$$k = \left(\frac{S_{\text{эфф.}}}{S_{\text{зонда}}} \right) \cdot th \left(\frac{e(U_1 - U_2)}{2T_e} \right), \quad (4.3)$$

то полученное значение можно считать коэффициентом завышающим значение ионного тока насыщения. Величина $\frac{S_{\text{эфф.}}}{S_{\text{зонда}}}$ может быть оценена как:

$$\frac{S_{\text{эфф.}}}{S_{\text{зонда}}} = \left(1 + \frac{x_{\text{слоя}}(U_1)}{r_{\text{зонда}}} \right), \quad (4.4)$$

где $r_{\text{зонда}}$ – радиус электрода ($\sim 10^{-4}$ м), U_1 – величина потенциала электрода, находящегося под большим по модулю отрицательным потенциалом. Величина 4.4 имеет смысл коэффициента увеличения собирающей площади электрода. Значение потенциала электрода U_1 относительно плазмы можно оценить как:

$$U_1 \approx -3,3T_e - 24\text{В}, \quad (4.5)$$

где $3,3T_e$ – величина плавающего потенциала, определяемая балансом ионного тока насыщения и током электронов в режиме отражения при $T_i \leq T_e$ [13], 24 В – потенциал, подаваемый на электрод с вывода DC/DC преобразователя. Также для оценки необходима электронная длина Дебая:

$$\lambda_D \approx \left(\frac{en}{\varepsilon_0 T_e} \right)^{-0,5}, \quad (4.6)$$

где ε_0 – электрическая постоянная.

С учетом оценок 4.3 – 4.6 величина k в рабочих условиях экспериментов на установке СМОЛА будет варьироваться от $k \approx 1,08$ при расстоянии $x \approx 0$ мм от оси транспортной секции, плотности плазмы $n \approx 7 \cdot 10^{18} \text{м}^{-3}$ (величине $T_e \approx 30$ эВ [11]) и $k \approx 1,32$ при расстоянии $x \approx 40$ мм от

оси транспортной секции, плотности плазмы $n \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ (величине $T_e \approx 25$ эВ [11]) до $k \approx 3,00$ при расстоянии $x \approx 60$ мм от оси транспортной секции, плотности плазмы $n \approx 0,3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ (величине $T_e \approx 20$ эВ [11]).

Поправка k к ионному току насыщения, протекающему через электростатические зонды, не была учтена в программном коде. Такое решение было принято ввиду того, что учет данной поправки негативно сказывался на производительности программного кода, при этом искажения, вносимые данной поправкой, начинают играть значительную роль только на периферии плазмы, где плотность плазмы более чем на порядок ниже, чем на оси транспортной секции. Поправка k не оказывает значительного влияния на форму профиля плотности плазмы и совершенно не влияет на смещение профиля плотности относительно оси транспортной секции, ввиду того, что коэффициент k зависит от T_e и n , имеющих осесимметричное распределение в профиле плазмы.

4.4 Оценка погрешностей

Для оценки величин погрешностей измерений зондов была проведена серия измерений, в которой сборка зондов z_204b на протяжении 19 экспериментов располагалась в одной и той же координате. По полученным данным были посчитаны относительные статистические погрешности электростатического зонда, эмиссионного зонда и каждого из электродов эмиссионного зонда в отдельности. Значения относительных погрешностей экстраполировались на все остальные зонды, такое решение было обосновано аналогичностью конструкций зондов одного типа. При вычислении электрического поля учитывалась погрешность определения расстояния между электродами эмиссионных зондов (см. таблицу 4.1).

Здесь стоит отметить, что, возможно, существуют источники ошибок, которые дают постоянный (не статистический) вклад в погрешности зон-

дов, но в данной работе считалось, что все ошибки такого рода были учтены при конструировании зондов, компенсированы при обработке данных в программном коде или дают незначительные искажения результатов, представляющих интерес.

Ошибка определения координат расположения зондов учитывалась как половина линейного размера части электрода выдающейся в плазму за пределы изоляции.

5 Результаты экспериментов

5.1 Влияние зондов на плазму и показания других зондов

Были проведены экспериментальные серии, нацеленные на оценку степени влияния измерительных зондов на плазму и измерения друг друга. Измерения проводились при одних и тех же магнитных конфигурациях установки, значениях токов в катушках коррекций и режимах работы источника плазмы. Единственным отличием экспериментальных серий было использование для измерений всего имеющегося набора измерительных зондов по сценарию описанному в разделе 3.2 или использование только сборок в одной из координат по тому же сценарию с целью выявления различий в измеренных профилях. Неиспользуемые сборки зондов оставались неподвижными в области периферии.

На рисунке 5.1 представлены результаты экспериментов для профиля $z = 240$ см. Можно видеть, что искажения в измеренных величинах ионного тока насыщения незначительны и лежат в пределах статистических погрешностей измерения, форма и смещение профиля не изменились. Однако заметны значительные расхождения в показаниях одиночной сборки (фиолетовый цвет на рисунке 5.1) и соосного с ним зонда (зеленый цвет на рисунке 5.1), расположенного в середине конструкции из трех зондов (см. рисунок 2.4), при измерениях в координатах $x \geq 0$. Было сделано предположение, что занижение показаний ионного тока насыщения, при пересече-

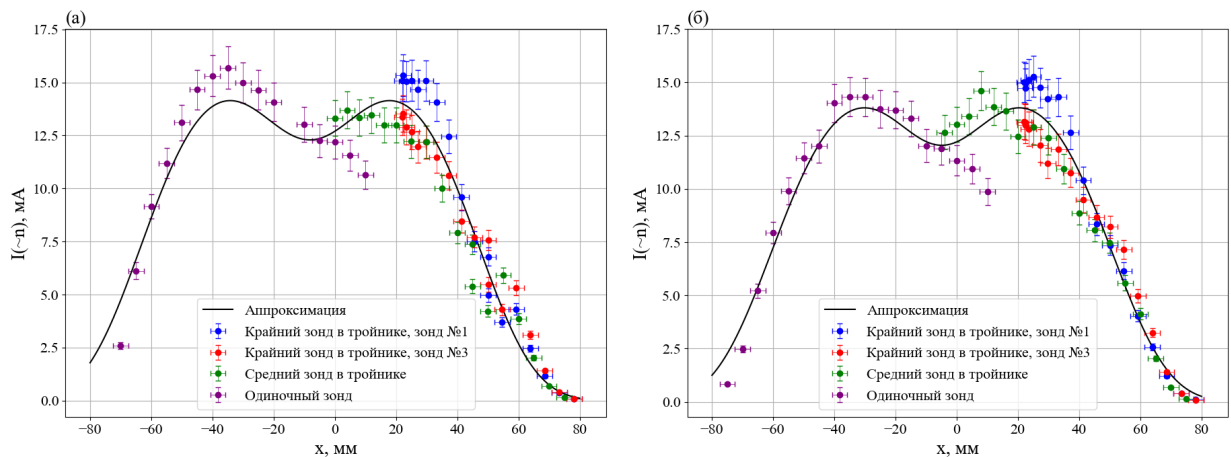


Рисунок 5.1: Профили ионного тока насыщения в координате $z = 240$ см при использовании: (а) только сборок зондов расположенных в координате $z = 240$ см (в том числе одиночной сборки z_{240_4} до ее перестановки в координату $z = 204$ см); (б) всех измерительных зондов.

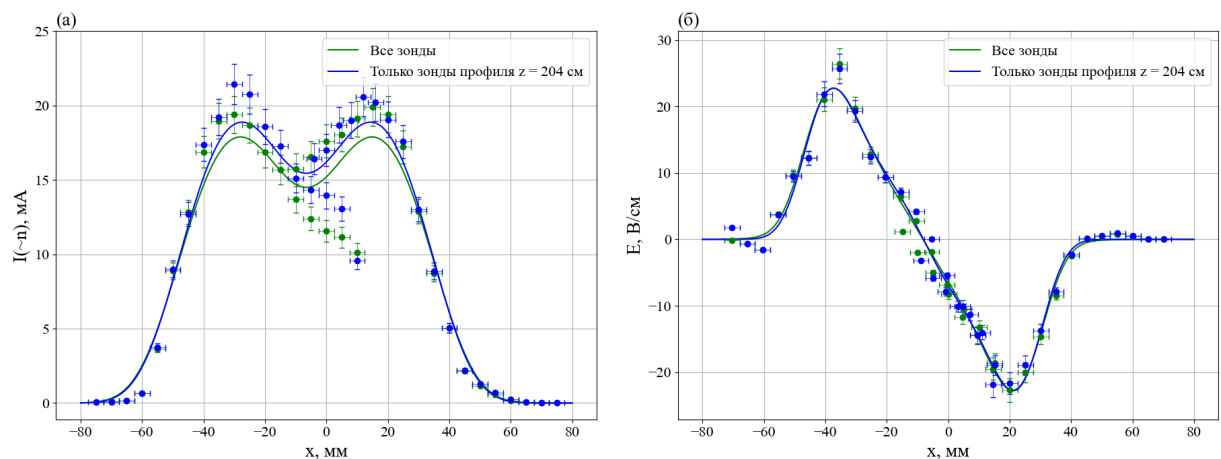


Рисунок 5.2: Сравнения профилей ионного тока насыщения и электрического поля плазмы в координате $z = 204$ см при использовании всех измерительных зондов и только сборок зондов, расположенных в координате $z = 204$ см (в том числе одиночной сборки z_{204b} после ее перестановки в координату $z = 204$ см): (а) сравнение профилей ионного тока насыщения; (б) сравнение профилей электрического поля.

нии зондом центра профиля, является следствием частичного разрушения плазмы выдвинутым вглубь нее зондом. Это было учтено при обработке в следующих экспериментах, точки с заниженными значениями тока возле центров профилей не учитывались.

На рисунке 5.2 представлены результаты экспериментов для профиля $z = 204$ см, здесь также приведено сравнение профилей электрического поля. Аналогично экспериментам для профиля $z = 240$ см, отличия показаний зондов в случае использования всех зондов или толькоборок в координате $z = 204$ см, лежат в пределах статистических погрешностей. В профилях ионного тока насыщения также можно отметить предполагаемое разрушение плазмы зондом заходящим за центр профиля.

5.2 Определение смещений профилей плазмы, оптимизация положения плазменного шнура в транспортной секции

При различных значениях пробочного отношения и величинах ведущего магнитного поля были получены зависимости смещения плазменного шнура относительно оси транспортной секции от величины тока во входных катушках горизонтальной коррекции. Подбор величин токов в выходных катушках коррекций и входных катушках вертикальной коррекции был осуществлен по снимкам плазменного шнура, получаемым с помощью камеры, размещенной перед смотровым окном выходного расширителя (см. рис. 1). Токи подбирались таким образом, чтобы плазменный шнур располагался симметрично относительно стенок выходного расширителя.

Как видно из рисунка 5.3 полученные зависимости смещений профиля плазмы в сечении $z = 204$ см близки к линейным. В таблице 5.1 приведены коэффициенты пропорциональности между величиной смещений профи-

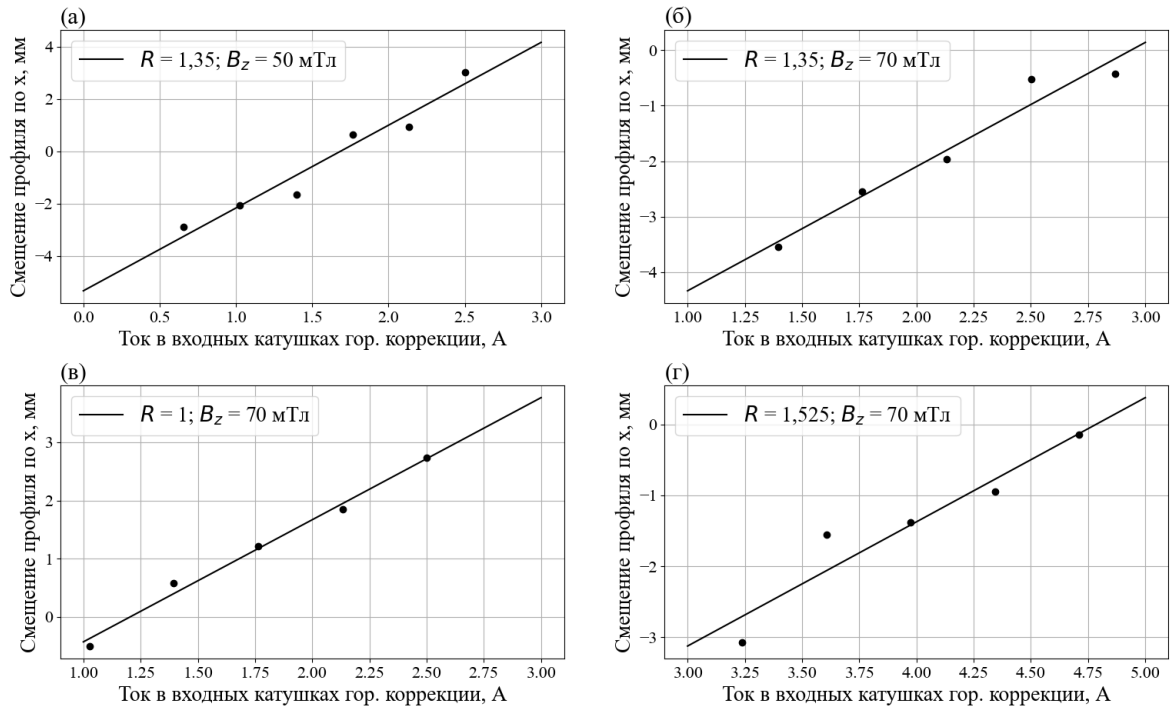


Рисунок 5.3: Зависимость смещения профиля плазмы от величины тока во входных катушках горизонтальной коррекции в координате $z = 204$ см. Величины пробочного отношения и амплитуды ведущего магнитного поля указаны на графиках. Значения токов в катушках коррекций: (а) $I_{out,v} = -1,48$ А; $I_{out,h} = 2,29$ А; $I_{in,v} = -1,05$ А; $I_{in,h} = x$; (б) $I_{out,v} = -1,48$ А; $I_{out,h} = 2,29$ А; $I_{in,v} = -1,05$ А; $I_{in,h} = x$; (в) $I_{out,v} = -1,09$ А; $I_{out,h} = 0,91$ А; $I_{in,v} = 0,13$ А; $I_{in,h} = x$; (г) $I_{out,v} = 0,22$ А; $I_{out,h} = 0,91$ А; $I_{in,v} = -3,27$ А; $I_{in,h} = x$.

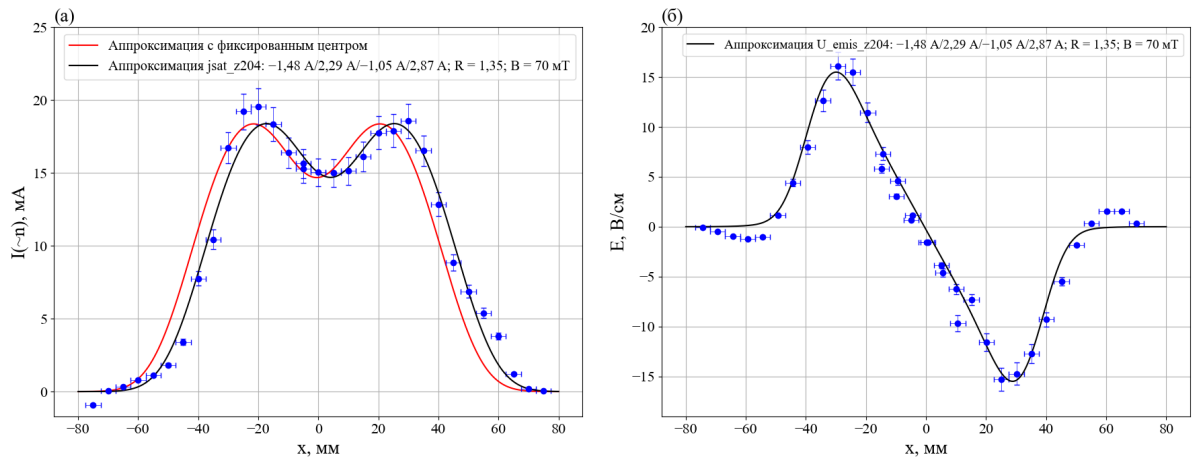


Рисунок 5.4: Пример профилей плазмы при смещении относительно оси транспортной секции близком к нулю (~ 1 мм). Соответствующие параметры магнитной конфигурации установки СМОЛА приведены в легендах графиков, значения токов в катушках коррекций: $I_{out,v} = -1,48$ А; $I_{out,h} = 2,29$ А; $I_{in,v} = -1,05$ А; $I_{in,h} = 2,87$ А. (а) профиль ионного тока насыщения; (б) профиль электрического поля.

ля и током, текущим через входные катушки горизонтальной коррекции. Из данных, приведенных в таблице 5.1, автору показательными представляются коэффициенты полученные для пробочного отношения $R = 1,35$ для двух различных величин ведущего магнитного поля $B_z = 50$ мТл и 70 мТл. Естественно, что при меньшей величине ведущего магнитного поля, величина смещения профиля плазмы будет больше при одном и том же токе в катушках коррекции. Действительно, для полученных значений выполняется $\frac{dx}{dI} \sim B_z^{-1}$.

Также было установлено, что изменение пробочного отношения при неизменном ведущем магнитном поле смещает центры распределений ионного тока насыщения и электрического поля в плазме, но мало влияет на коэффициент отклонения.

Таблица 5.1: Коэффициенты отклонения профилей плазмы в сечении $z = 204$ см

	$R = 1;$ $B_z = 70$ мТл	$R = 1,35;$ $B_z = 50$ мТл	$R = 1,35;$ $B_z = 70$ мТл	$R = 1,525;$ $B_z = 70$ мТл
k , мм/А	2,10	3,16	2,24	1,75

Было проверено предположение, что минимизация смещения плазменного шнура относительно оси транспортной секции в координате $z = 204$ см приведет к уменьшению смещения и в остальных сечениях транспортной секции и, следовательно, к минимизации потерь плазмы на стенках транспортной секции. На рисунке 5.5, в качестве примера, можно видеть зависимости смещения профиля электрического поля в сечении $z = 294$ см от смещения профиля электрического в сечении $z = 204$ см для соответствующих магнитных конфигураций установки СМОЛА. По ним можно сделать вывод, что профили плазмы, в разных сечениях транспортной секции, при изменении величины тока в входных катушках горизонтальной

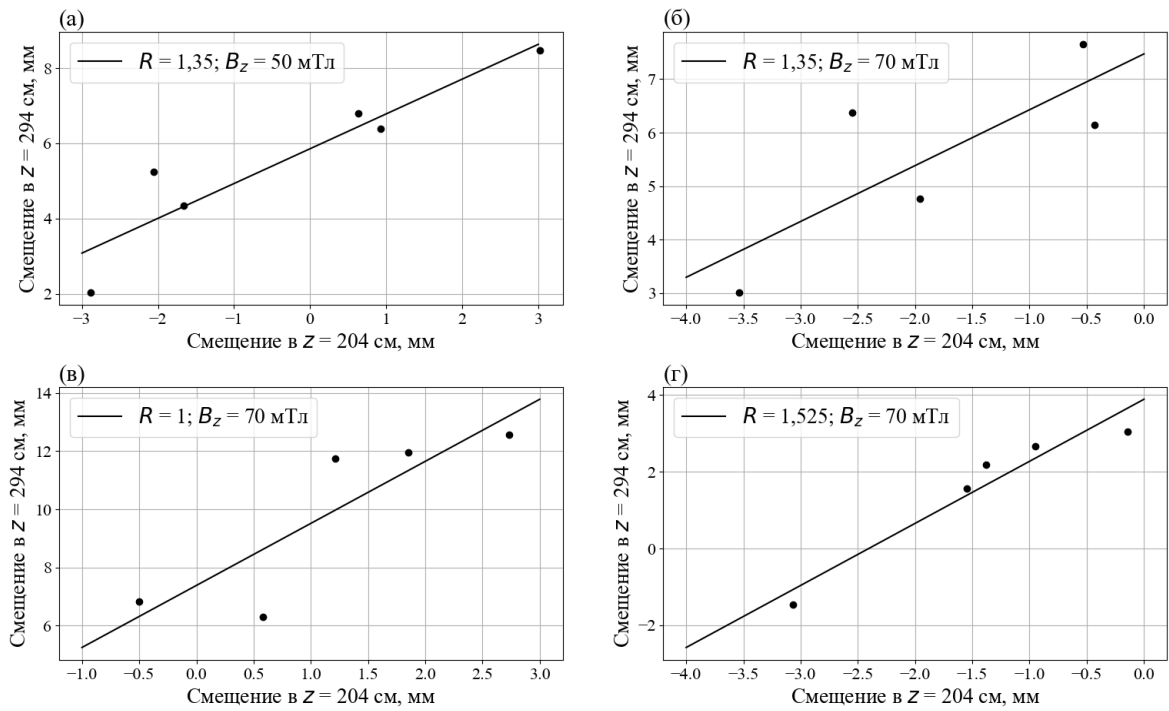


Рисунок 5.5: Зависимости смещения профиля электрического поля в сечении $z = 294$ см от смещения профиля электрического в сечении $z = 204$ см. Соответствующие параметры магнитной конфигурации установки СМОЛА приведены в легендах графиков.

коррекции, смещаются в одном направлении. Возможно, для оптимизации положения плазменного шнура в дальнейших исследованиях следует подбирать значение тока в входных катушках горизонтальной коррекции так, чтобы минимизировать сумму модулей отклонений профилей плазмы от оси транспортной секции во всех сечениях, где проводятся измерения.

На рисунке 5.4 приведены профили ионного тока насыщения и электрического поля в одной из магнитных конфигураций установки СМОЛА при токах в катушках коррекций, обеспечивающих положение плазменного шнура в сечении $z = 204$ см близкое к оптимальному (симметричному относительно оси транспортной секции).

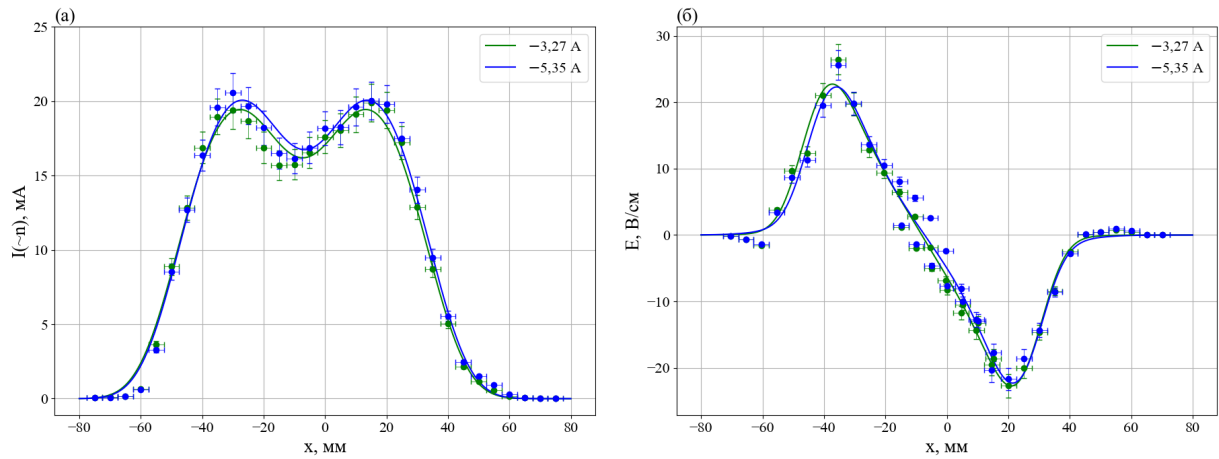


Рисунок 5.6: Сравнение профилей ионного тока насыщения и электрического поля в координате $z = 204$ см при двух резко отличающихся значениях тока во входных катушках вертикальной коррекции, соответствующие значения токов указаны на графиках: (а) сравнение профилей ионного тока насыщения; (б) сравнение профилей электрического поля.

5.3 Влияние выходных катушек коррекций и входных катушек вертикальной коррекции на профиль плазмы

Исследование влияния катушек коррекций, не влияющих явно на смещение профиля плазмы по горизонтали, представляет интерес. Были проведены серии экспериментов, в ходе которых последовательно значительно изменялись величины токов, протекающих через выходные катушки коррекций и входные катушки вертикальной коррекции. Остальные параметры проведения экспериментальных серий сохранялись неизменными.

На рисунках 5.6 и 5.7 можно видеть примеры сравнения полученных профилей. Все проведенные эксперименты не продемонстрировали значительного (превышающего статистические погрешности) влияния выходных катушек коррекций и входных катушек вертикальной коррекции на амплитуду тока ионного насыщения и электрического поля, а также на формы и смещения профилей.

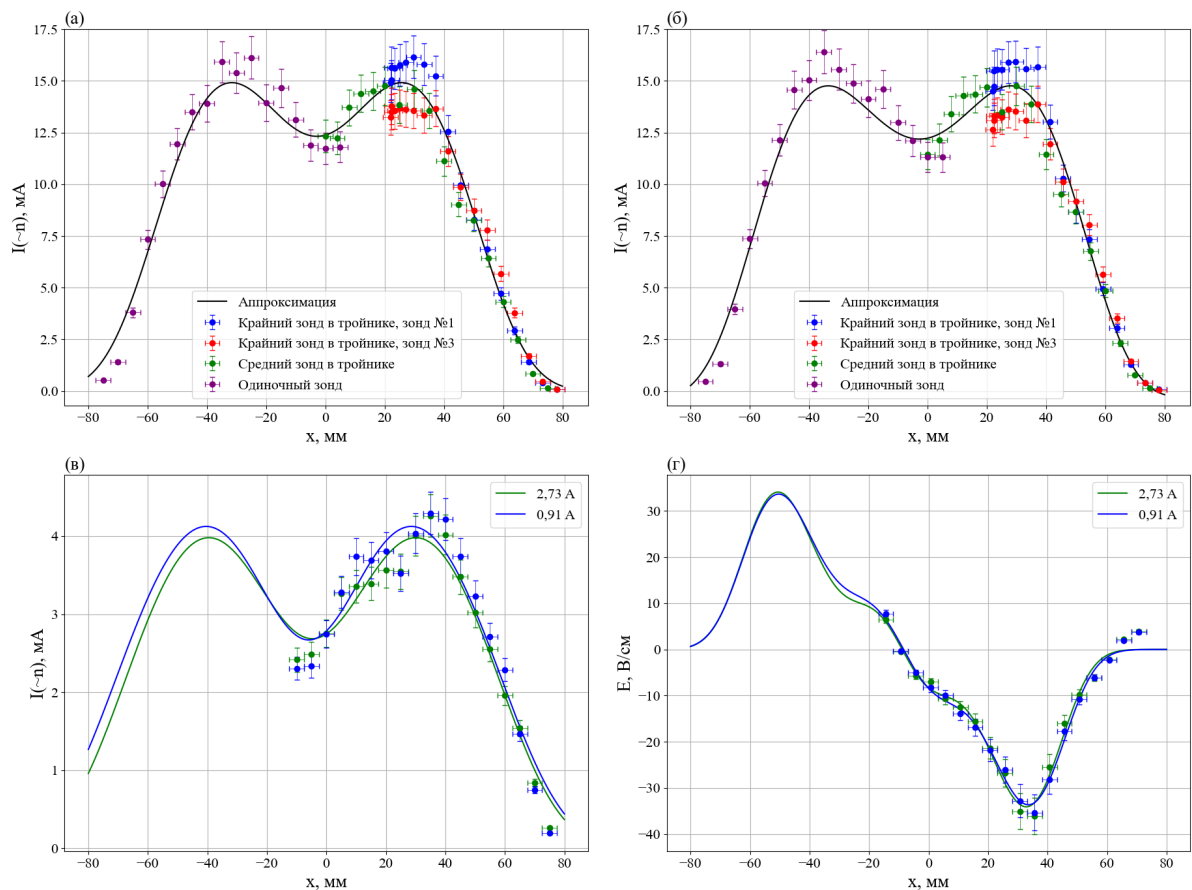


Рисунок 5.7: Сравнение профилей ионного тока насыщения в координате $z = 240$ см (а и б) и профилей ионного тока насыщения и электрического поля в координате $z = 348$ см (в и г) при двух резко отличающихся значениях тока в выходных катушках горизонтальной коррекции, соответствующие значения токов в катушках: (а) $I_{out,h} = 2,73$ А; (б) $I_{out,h} = 0,91$ А; (в) и (г) указаны цветом в легендах графиков.

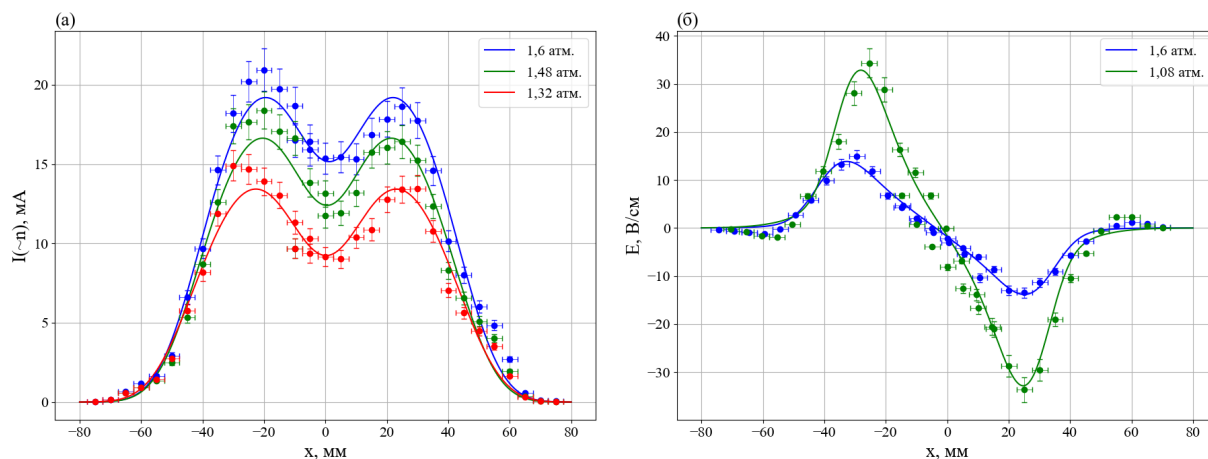


Рисунок 5.8: Сравнение профилей ионного тока насыщения и электрического поля плазмы при различных величинах давления газа, подаваемого в источник плазмы: (а) сравнение профилей ионного тока насыщения; (б) сравнение профилей электрического поля.

5.4 Влияние давления газа на профили плазмы

Были проведены экспериментальные серии, нацеленные на проверку того, что изменение давления газа, подаваемого в источник плазмы, влияет только на величину плотности плазмы в профиле, но не на форму профиля или смещение плазменного шнура относительно оси транспортной секции.

На рисунке 5.8, графике (а), легко видеть, что изменение давления заметно отражается лишь на величине ионного тока плазмы, измеряемого двойными зондами вблизи оси транспортной секции, смещения профилей и их формы заметных изменений не претерпевают.

На графике (б) рисунка 5.8 видно, что при значительном уменьшении давления газа, поступающего в источник плазмы, помимо уменьшения плотности плазмы возле оси транспортной секции, уменьшается и максимальная величина радиального электрического поля. Но при этом центр распределения электрического поля, в пределах статистической погрешности, остался неизменен.

Заключение

В результате проделанной работы:

1. Разработано программное обеспечение для обработки серий измерений электростатических и эмиссионных зондов установки СМОЛА, которое позволяет оперативно строить профили ионного тока насыщения, дающие представление о профилях плотности плазмы, и электрического поля, а также определять положение центров профилей относительно оси установки. В программном коде учтены калибровочные параметры эмиссионных зондов и, при необходимости, могут быть учтены калибровочные параметры электростатических зондов.
2. Определены значения токов в катушках коррекций, обеспечивающие форму профиля плазмы в сечении $z = 204$ см близкую к симметричной. Получены коэффициенты отклонения, связывающие смещения профилей плазмы и величину тока в входных катушках горизонтальной коррекции. Для различных магнитных конфигураций установки СМОЛА эти коэффициенты меняются в пределах от $1,75 \frac{\text{мм}}{\text{А}}$ до $3,16 \frac{\text{мм}}{\text{А}}$, показано, что значения коэффициентов обратно пропорциональны величине ведущего магнитного поля B_z . Сделано предположение о необходимости изменить критерий оптимальности положения плазменного шнура в транспортной секции. Возможно, для оптимизации положения плазменного шнура следует минимизировать сумму модулей отклонений профилей плазмы от оси транспортной секции во всех сечениях, где проводятся измерения.
3. Подтверждено отсутствие значительного влияния выходных катушек коррекций и входных катушек вертикальной коррекции на смещение профиля плазмы по горизонтальной координате, амплитуды ионного тока насыщения и радиального электрического поля.

4. Подтверждено отсутствие значительного влияния зондов на показания других зондов и обнаружено, что при перемещении за центральную область профиля, где достигаются максимальные значения плотности ионного тока насыщения, зонды существенно влияют на плазму, что проявляется в снижении регистрируемых значений ионного тока насыщения.
5. Подтверждено, что изменение давления газа, поступающего в источник плазмы, влияет только на плотность плазмы и, как следствие, на величину радиального электрического поля, но при этом центры распределений ионного тока насыщения и электрического поля, в пределах статистической погрешности, остаются неизменными.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность А. В. Судникову за научное руководство, всестороннюю поддержку в процессе работы и проявленное терпение. Кроме того, автор благодарит А. А. Инжеваткину за неоценимую помощь в проведении большого числа экспериментов на установке СМОЛА для данной работы, В. О. Устюжанина за техническую поддержку и помощь при подключении диагностик, а также коллектив установки СМОЛА и сотрудников 10 лаборатории.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Азизов Э. А. Токамаки от А. Д. Сахарова до наших дней (60 лет токамакам) // *Усп. физ. наук.* — 2012. — Т. 182, № 2. — С. 202–215. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2012/2/j/>.
- [2] Major results from the first plasma campaign of the Wendelstein 7-X stellarator / R. C. Wolf, A. Ali, A. Alonso и др. // *Nuclear Fusion.* — 2017. — Т. 57, № 10. — С. 13.
- [3] Рютов Д. Д. Открытые ловушки // *Усп. физ. наук.* — 1988. — Т. 154, № 4. — С. 565–614. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1988/4/b/>.
- [4] Budker G. I. Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions, Vol. 3 [in Russian]. — 1958.
- [5] Бурдаков А. В., Поступаев В. В. Многопробочная ловушка: путь от пробкотрона Будкера к линейному термоядерному реактору // *Успехи физических наук.* — 2018. — Т. 188, № 6. — С. 651–671.
- [6] Иоффе М. С., Кадомцев Б. Б. Удержание плазмы в адиабатических ловушках // *Усп. физ. наук.* — 1970. — Т. 100, № 4. — С. 601–639. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1970/4/b/>.
- [7] Будкер Г. И., Мирнов В. В., Рютов Д. Д. Влияние гофрировки магнитного поля на расширение и остывание плотной плазмы // *Письма в ЖЭТФ.* — 1971. — Т. 14, № 5.

- [8] Danilov V. V., Kruglyakov E. P. Plasma dynamics in a multimirror magnetic system // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1975. — Т. 41, № 6. — С. 1055–1058.
- [9] Койдан В. С., Бурдаков А. В. и др. Нагрев и удержание плотной плазмы в многопробочной ловушке ГОЛ-3 // XXIX Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. — 2002. — С. 7–7.
- [10] Beklemishev A. D. Helicoidal system for axial plasma pumping in linear traps // Fusion Science and Technology. — 2013. — Т. 63, № 1Т. — С. 355–357.
- [11] Plasma flow suppression by the linear helical mirror system / A. V. Sudnikov, I. A. Ivanov, A. A. Inzhevatkina и др. // Journal of Plasma Physics. — 2022. — Т. 88, № 1.
- [12] SMOLA device for helical mirror concept exploration / A. V. Sudnikov, A. D. Beklemishev, V. V. Postupaev и др. // Fusion Engineering and Design. — 2017. — Т. 122. — С. 86–93.
- [13] Давыденко В. И., Иванов А. А., Вайсен Г. Экспериментальные методы диагностики плазмы // НГУ, Новосибирск. — 1999.
- [14] Sheehan J. P., Hershkowitz N. Emissive probes // Plasma Sources Science and Technology. — 2011. — Т. 20, № 6. — С. 063001.