

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ИНЖЕВАТКИНА АННА АЛЕКСАНДРОВНА

Поле скоростей плазмы в винтовой ловушке СМОЛА

1.3.9. Физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических
наук
Судников Антон Вячеславович

Новосибирск – 2026

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Экспериментальные условия и режимы работы установки СМОЛА.....	21
Глава 2. Методы измерения скорости плазмы	29
2.1.1 Диагностика доплеровского сдвига спектральной линии излучения на основе спектрометра с высоким пространственным разрешением.....	29
2.1.2 Калибровка спектрометра с пространственным разрешением	35
2.1.3 Методика определения угловой скорости вращения и ионной температуры плазмы	39
2.1.4 Калибровка по линиям излучения ионизированной примеси	45
2.2.1 Зонд Маха и теоретические модели, описывающие экспериментальные данные.....	54
2.2.2 Конструкции Зонда Маха и его применения в условиях открытой ловушки СМОЛА	61
2.2.3 Калибровка сторон зонда Маха	68
2.2.4 Модуль скорости движения плазмы и модель, описывающая движение частиц	70
2.2.5 Модель движения частиц и обратный поток.....	71
Глава 3. Скорости плазмы в винтовой открытой ловушке СМОЛА	74
3.1.1 Первые эксперименты по определению угловой скорости вращения плазмы. Нестационарный режим работы источника плазмы.....	74
3.1.2 Первые эксперименты по определению угловой скорости вращения плазмы. Стационарный режим работы источника плазмы	78

3.1.3	Определение угловой скорости вращения в процессе оптимизации газовой эффективности источника плазмы	82
3.1.2	Зависимость угловой скорости вращения от параметров плазмы в прямом магнитном поле	84
3.2.1	Зависимость угловой скорости вращения от величины и глубины гофрировки магнитного поля	89
3.2.2	Зависимость продольной скорости плазмы от уровня гофрировки. Обратный поток	90
3.2.3	Модуль скорости и угол относительно ведущего магнитного поля.....	95
3.2.3	Определение продольной скорости плазмы по спектроскопии	98
3.2.4	Сравнение продольных скоростей в режимах с осесимметричной и винтовой гофрировкой.....	102
3.2.5	Зависимость потоковой скорости движения плазмы от длины свободного пробега ионов	107
	Заключение	112
	Благодарности.....	114
	Список литературы	115

Введение

Актуальность темы исследования

В современном мире через обозримое время остро встанет вопрос обеспечения энергией всего человечества, решением которого занимаются уже на протяжении многих десятилетий [1]. Одним из вариантов выхода из сложившейся ситуации является создание безопасного термоядерного реактора на основе управляемого термоядерного синтеза (УТС). Слияние лёгких атомных ядер происходит с выделением энергии при высоких температурах в регулируемых и контролируемых условиях. Данный вид генерации энергии считается экологически безопасным, но в то же время сложно осуществимым с технико-инженерной точки зрения.

Наиболее популярными и прогрессирующими в направлении магнитного удержания термоядерной плазмы как в России [2, 3], так и за рубежом [4, 5], являются замкнутые системы типа токамак [6]. Ориентируясь на опыт, полученный при строительстве демонстрационного токамака ИТЭР, в России разрабатывается проект токамака, на котором будут испытаны новейшие реакторные технологии. Однако открытые ловушки тоже занимают свою нишу в изучении УТС и применении субтермоядерной плазмы за счет относительной простоты конструкции и новых возможностей систем с магнитным удержанием, которые необходимы в перспективном термоядерном направлении бестритиевого и безнейтронного синтеза [7]. Именно в открытой ловушке можно достигнуть условия для протекания термоядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3{}^4\text{He}$ [8], которая проходит без выделения нейтронов. В таком случае стенки такого реактора не будут активированы, а значит он может проработать дольше без дорогостоящих реконструкций [9]. Стоит отметить техническую простоту реализации таких систем благодаря применению модульных структур. Открытые ловушки могут

обеспечить стационарный режим работы с высоким относительным давлением β [10], определяемом как отношение давления плазмы к магнитному полю:

$$\beta = \frac{8\pi r_{\perp}}{B_v^2},$$

где r_{\perp} – поперечное давление плазмы, B_v – вакуумное магнитное поле.

Основной проблемой удержания плазмы в таких системах являются продольные потери вдоль силовых линий, которые в отличие от токамаков и стеллараторов, пересекают границу плазмы. Также стоит отметить различные МГД-неустойчивости, препятствующие удержанию.

Физика удержания плазмы в открытых ловушках успешно изучается на протяжении многих десятилетий и считается перспективным альтернативным направлением термоядерных исследований. В середине 50-х гг XX в одновременно Г.И. Будкером [11] и Р. Ф. Постом [12] была предложена идея удержания плазмы в пробкотроне, где создается продольное магнитное поле с областями более высокого поля на торцах. Заряженные частицы плазмы, двигаясь вдоль силовых линий, отражаются от областей более сильного поля – магнитных пробок. К сожалению, в данной конфигурации было невозможно удерживать достаточно плотную плазмы из-за возникающих продольных потерь благодаря потоку незапертых ионов, попадающих в конус потерь и покидающих область удержания сквозь магнитную пробку. Условие удержания частиц внутри такой магнитной конфигурации приведено ниже:

$$\sin\theta = \frac{V_{\perp}}{V} > \sqrt{\frac{B_{\min}}{B_{\max}}} = \sqrt{\frac{1}{R}},$$

где θ – угол наклона вектора скорости относительно направления магнитного поля, R – пробочное отношение. Исходя из этого, проектирование термоядерного реактора на основе пробкотрона невозможно.

В 1956 году в ИЯФ СО АН было предложено поместить вращающуюся плазму в скрещенных $[\mathbf{E} \times \mathbf{V}]$ полях в магнитное поле с сильными пробками [13]. Предполагалось, что достаточно быстрое вращение плазмы будет способствовать опустошению конуса потерь частиц, тем самым лучше удерживать плазму по сравнению с классическим пробкотроном. Основная проблема заключалась в преодолении порога альфвеновской скорости. На установке ПСП-2 в ИЯФ СО АН СССР [14], введенной в эксплуатацию в 1976 году, удалось получить горячую МГД-устойчивую плазму (T_i до 20 кэВ, $T_e =$ до 1 кэВ, $n \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$), достигнута скорость дрейфа в скрещенных полях, превышающая альфвеновский предел $V_E = 2 \cdot 10^8 \text{ см/с}$. В рассматриваемых экспериментах плазма создавалась в высоковольтном разряде, напряженность электрического поля составляла 20 кВ/см, при напряжении до 0,5 МВ. Специальные системы нагрева плазмы или дополнительная инжекция не применялась.

Основной проблемой, которая привела к завершению экспериментальной работы данной установки была невозможность удерживания плазмы с более высокой плотностью по причине развития МГД-неустойчивостей и большого количества напускаемого нейтрального газа. Другие проблемы термоядерного реактора с вращающейся плазмой были описаны в работе [15].

Спустя примерно 20 лет было предложено несколько идей улучшенного удержания, одной из которых было удержание плазмы в многопробочной ловушке, включающей в себя несколько таких пробкотронов. Схема движения частиц в такой ловушке показана на рисунке 1.

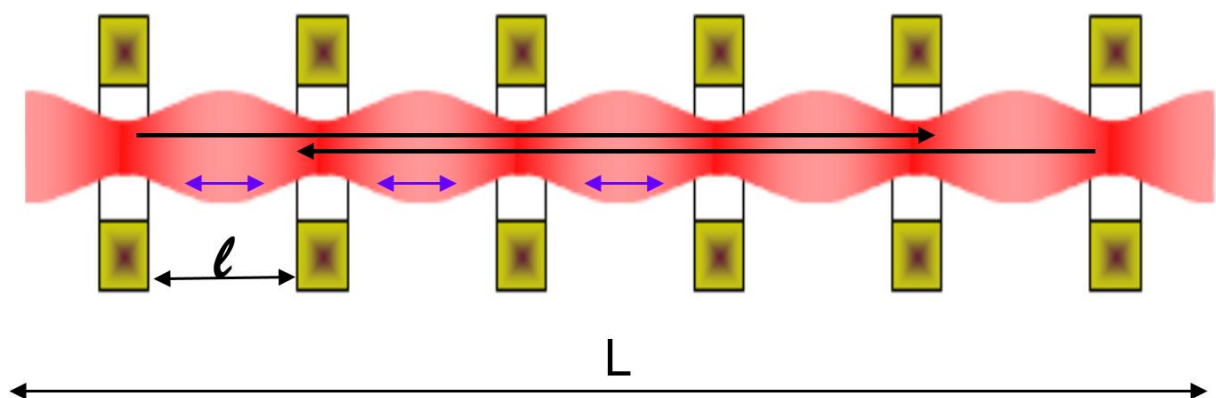


Рисунок 1 – Схема движения частиц в установке ГОЛ-3: синий – запертые, черный – пролетные, l – длина одной многопробочной ячейки, L – длина установки [16]

Одним из критериев было, чтобы длина свободного пробега иона не превышала размера одной ячейки многопробочного поля [16] и была много меньше длины всей установки. Это позволяет быстрее заполнять конус потерь частиц, за счет чего кинетические неустойчивости практически не развиваются по сравнению с классическим пробкотроном, что делает многопробочное удержание более привлекательным в термоядерном направлении. В работе [17] рассмотрена теоретическая оценка отношения потоковых скоростей к ионной тепловой скорости в различных режимах работы многопробочной системы в зависимости от плотности плазмы (кулоновских столкновений) и уровня гофрировки. Экспериментальная верификация многопробочного удержания успешно была осуществлена на установке ГОЛ-3 в ИЯФ СО АН СССР [18]. Основными достижениями экспериментальных работ были демонстрация подавления потока в многопробочном магнитном поле, достижение электронной температуры ~ 4 кэВ, ионной ~ 3 кэВ в режиме с нагревом релятивистским электронным пучком.

Наряду с представленными, существует множество других разновидностей линейных плазменных ловушек, но все они имеют слабое продольное удержание. Улучшенное удержание в таких системах обычно предусматривают пассивные барьеры, т. е. ловушки представляют собой стационарные магнитные пробки,

препятствующие выходу плазмы с торцов установки. Другим подходом было бы создание нестационарных барьеров, т.е. если бы магнитные пробки могли бы двигаться совместно с потоком плазмы. Такая концепция была предложена Г.И. Будкером в начале 70-х годов [19].

Концепция движущихся пробок была рассмотрена в качестве применения для ускорения плазменного потока в установках, изучающих физику плазменных двигателей [20, 21]. Например, в [22] продемонстрирована работа системы, где магнитное поле быстро переключалось во время разряда, тем самым создавая движение магнитных возмущений. Это было необходимо для обеспечения высокой скорости плазменной струи, достижимой благодаря использованию силы Лоренца, обеспечиваемой либо постоянными полями и током, либо переменным током. Скорость бегущих волн была сопоставима со скоростью, определяемой отношением E/V . В результате экспериментальных работ удалось получить сверхзвуковые скорости, при которых число Маха составляло $M \sim 1,5$. Однако, при реализации такой концепции возникают технические трудности при рассмотрении систем для удержания с предельно достижимым в сверхпроводящих катушках магнитным полем и плазмой реакторного класса.

В работе [23] рассмотрена концепция аксиально-симметричного удержания плазмы с движущимися пробками и оптимизация конструкции подобных установок. Показана возможность резкого снижения продольного потока плазмы по сравнению осесимметричной гофрировкой или пробкотроном, в том числе и для термоядерных параметров.

Сохраненная энергия и рассеиваемая мощность, необходимые для работы секций с бегущими магнитными пробками, малы по сравнению с энергией, запасенной в основной ячейке, и мощностью нагрева плазмы, соответственно. Утверждается, что современные коммутационные устройства могут обеспечить переключение тока в катушках с достаточной скоростью. Также обсуждается

схема установки для реализации данной идеи. Экспериментальная верификация данной концепции не проводилась.

Основная трудность при реализации так называемого плазменного насоса для горячей плазмы заключается в создании силы, действующей на плазму вдоль магнитного поля. И, как оказалось, существует возможность организовать такой процесс без применения механического переключения катушек магнитного поля. На самом деле магнитное поле должно быть нестационарным только в системе отсчета плазмы, в то время как в лабораторной системе отсчета магнитное поле не изменяется. В 2012 году А.Д. Беклемишевым была предложена элегантная концепция многопробочного винтового удержания плазмы (далее – винтовое удержание) [24, 25].

Схема удержания в винтовом магнитном поле, представленная на рисунке 2, должна быть по существу аналогична многопробочной, за исключением того, что возмущения магнитного поля будут эффективно двигаться в осевом направлении с управляемой скоростью V_z , определяемой следующим образом:

$$V_z \approx c \frac{hE_r}{2\pi r B_z} = \frac{\omega h}{2\pi}, \quad (1)$$

где h – шаг винта, r – радиус плазмы, E_r – радиальное электрическое поле, B_z – магнитное поле, ω – угловая скорость вращения плазмы.

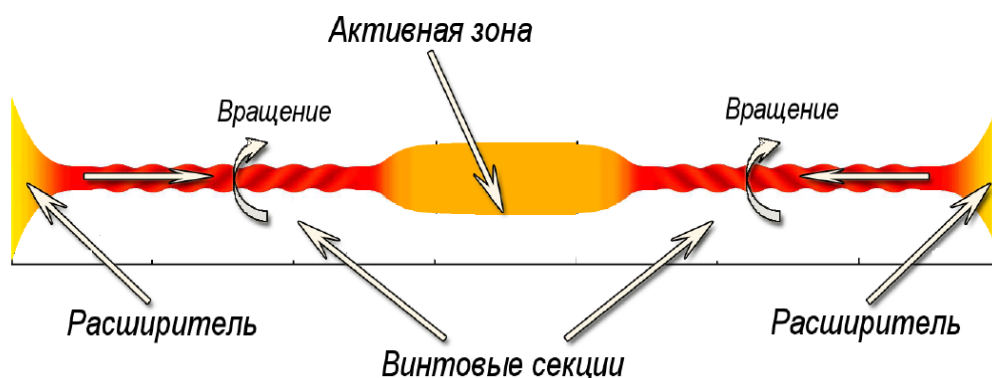


Рисунок 2 – Схема винтового удержания [26]

Во вращающейся системе отсчета винтовое магнитное поле выглядит как бегущие волны, распространяющиеся вдоль оси системы. Движение пробок (Рисунок 3) относительно плазмы создаётся вращением плазмы в скрещенных радиальном электрическом и винтовом магнитном полях.

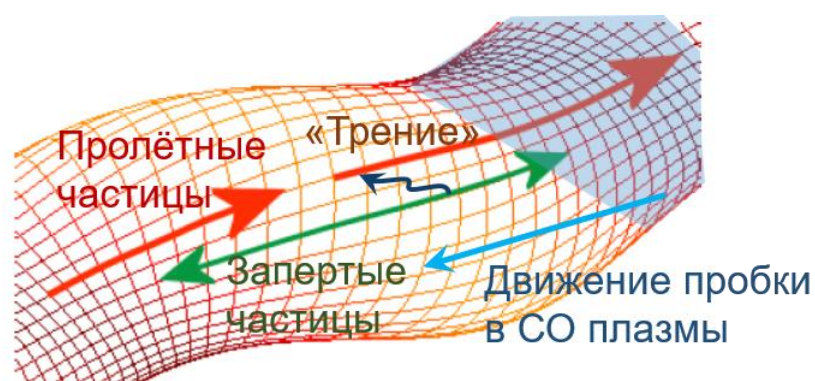


Рисунок 3 – Движение частиц в винтовой открытой ловушке [27]

Передача импульса между плазмой и магнитной пробкой сопровождается радиальными дрейфами и токами. Такое движение способно передавать продольный импульс от катушек магнитного поля потоку плазмы. Из-за вязкости плазмы, а также столкновений с локально запертыми частицами плазма в целом будет приобретать продольную компоненту импульса, в результате чего возникает сила, с помощью которой можно контролировать плазменные потоки: ускорять либо тормозить их. Направление силы, действующей на плазму, так же, как и направление скорости, зависит от направлений электрического и магнитного полей и спиральности (левая или правая) винтовой обмотки. Торможение плазмы внешней силой обеспечивает лучшее продольное удержание, что делает возможным получение более высоких параметров. Установка, работающая в режиме ускорения плазмы [28], необходима для проверки концепции, которая может стать теоретической основой прототипа плазменного двигателя космических кораблей.

На истечение плазмы через винтовые пробки влияет $[\mathbf{E} \times \mathbf{V}]$ - вращение из-за трения между захваченными и пролетными частицами. Если относительная

скорость захваченных частиц превышает тепловую, то образуется двухпоточковая неустойчивость, которая позволит сохранить данный эффект даже в слабостолкновительной плазме.

Физически аналог такой системы – винт Архимеда, а важным свойством предложенной схемы является то, что при правильном выборе параметров эксперимента неоклассические эффекты будут приводить к дрейфу частиц на ось, т. е. к пинчеванию плазмы [29]. Эффект радиального пинчевания, связанный с передачей импульса между плазмой и винтовым полем, обеспечивает возможность сжимать радиус плазменного столба к центру или же расширять его. Предполагается, что популяция запертых частиц может двигаться со сверхзвуковой скоростью, что приведет к наличию обратного потока частиц в центральной области плазменного шнура.

Эффект радиального пинчевания пропорционален осевому градиенту давления, создаваемому винтовой пробкой. Данный градиент может быть направлен либо к оси, либо от нее, в зависимости от направления спиральности (левая или правая) винтовой обмотки и от знака потенциала, подаваемого на ось плазмы.

Теория предсказывает [25], что осевые потери будут падать экспоненциально, а не, например, линейно относительно длины системы, что позволяет проектировать ловушки меньшей длины при том же качестве удержания плазмы. Такая система может работать как в кинетическом режиме (за счет осевого дрейфа захваченных частиц), так и в гидродинамическом режиме (из-за высокой параллельной вязкости), но оптимум достигается, когда длина свободного пробега частиц сравнима с шагом винта.

Экспериментальная верификация виноватого удержания успешно осуществляется на установке СМОЛА в ИЯФ СО РАН с 2017 года [30, 31]. Первая экспериментальная кампания описана в [32]. Позже в полной конфигурации магнитной системы установки было продемонстрировано улучшенное осевое

удержание плазмы в винтовом магнитном поле и подавление осевого потока более, чем в 10 раз [33]. В концепции винтового удержания определение пространственного распределения азимутальной и продольной компонент скорости плазмы критически необходимо для построения модели управления потоком плазмы в винтовой ловушке.

Достижения физики открытых ловушек последних десятилетий и, в частности, результаты работ в импульсных экспериментах на установках ГОЛ-3 [34] и ГДЛ [35, 36], а также опыт иностранных коллег в области нагрева плазмы [37] или использовании сверхпроводящей магнитной системы [38], позволяют ставить более амбициозные цели по созданию открытых ловушек реакторного класса [39]. Найдены способы решения проблем, связанных с продольной электронной теплопроводностью и кинетическими неустойчивостями плазмы [16, 40]. В ИЯФ СО РАН разрабатывается проект открытой ловушки нового поколения ГДМЛ (Газодинамическая многопробочная ловушка) [41]. Физическая программа работ предусматривает интеграцию в одной экспериментальной установке нескольких способов улучшения продольного удержания плазмы, чтобы продемонстрировать возможность получения в открытой ловушке плазмы с параметрами, интересными для термоядерных приложений. Экспериментальная верификация отдельно взятой концепции улучшенного удержания в данный момент осуществляется в ИЯФ СО РАН [42] на установках ГОЛ-НВ [43], КОТ [44], СМОЛА [45], ГДЛ [35].

Одними из таких функциональных модулей, рассматриваемых в настоящее время, являются секции с многопробочным магнитным полем, которые должны уменьшать продольные потери частиц и энергии из центральной ловушки газодинамического типа. Привлекательным представляется динамическое многопробочное удержание, т. е. использование концевых многопробочных секций с магнитными пробками, движущимися навстречу плазменному потоку со скоростью, сравнимой с тепловой скоростью ионов.

Таким образом, многопробочное удержание получило следующий виток развития благодаря предложенной идее винтового удержания в ИЯФ СО РАН [46]. Установка СМОЛА является первой системой, использующей линейные многопробочные секции с винтовой симметрией магнитного поля, позволяющие подавить продольный поток плазмы с торцов в квазистационарном режиме. В такой концепции подавление потерь плазмы с торцов установки определяется как угловой скоростью вращения, так и потоковой скоростью плазмы, поэтому знание угловой скорости вращения и продольной скорости плазмы в установке СМОЛА является необходимым для определения качества улучшенного удержания при различных параметрах плазмы и магнитной конфигурации. Обозначенные параметры в винтовой ловушке ранее не были исследованы, что делает работу важной для изучения новой концепции винтового удержания.

Степень разработанности темы исследования

Принцип винтового удержания является новой концепцией удержания плазмы в многопробочном магнитном поле, поэтому нет научного знания об азимутальной или продольной скоростях плазмы в таком режиме. На эффективность продольного удержания плазмы в винтовом магнитном поле должна влиять угловая скорость вращения. Продольная скорость движения потока истекающей и возвращенной обратно в зону удержания плазмы должна отражать, насколько сильно винтовое поле влияет на качество удержания.

Методы оптического и зондового исследований параметров плазмы широко известны и применимы в магнитных ловушках различного типа. Параметры плазмы в установке СМОЛА позволяют использовать оптические спектрометры, регистрирующие спектры в видимом диапазоне излучения, способные разрешить доплеровское уширение и сдвиг спектральной линии излучения водородной плазмы. Для определения распределения линейной скорости необходим

спектрометр с пространственным разрешением для определения угловой скорости вращения.

Для измерения продольной скорости возможно использование диагностики на основе зонда Маха, способного измерить потоковую скорость в любой точке по радиусу плазменного шнура. Обычно такие типы зондов применяются в токамаках. Учитывая, что ларморовский радиус иона превышает геометрический размер зонда, классическая конструкция зонда Маха, состоящего только из штырьковых электродов не подойдет, так как не будет однозначности в измеряемом токе ионного насыщения. Однако конструкция зонда с плоскими электродами, обеспечивающая максимально точное разделение потоков ионов, летящих строго по направлению потока плазмы и против него, позволяет измерять продольную скорость и в открытой ловушках. Основное изменение конструкции заключается в том, что в качестве ионособирающего электрода используется плоский слой молибдена, напыленного на керамическую пластинку, являющуюся одновременно и подложкой для напыления, и перегородкой для разделения двух потоков плазмы.

Целью работы является определение оптимального режима удержания плазмы посредством экспериментального и теоретического исследования зависимостей угловой и продольной скоростей от параметров плазмы и магнитной конфигурации.

Задачи, которые необходимо решить для достижения поставленной цели:

1. Спроектировать спектральный прибор с пространственным разрешением для регистрации доплеровского уширения и сдвига спектральной линии излучения H_{α} . Оценить вклад различных эффектов в сдвиг и уширение спектральной линии излучения H_{α} .
2. Разработать геометрию зонда Маха, позволяющую в условиях открытой ловушки регистрировать с одной стороны только поток ионов, летящих со

стороны источника плазмы, с другой – обратный поток частиц, возвращающихся в зону удержания.

3. Определить азимутальную и угловую скорость вращения плазмы по доплеровскому сдвигу и ее влияние на винтовое удержание.
4. Определить потоковую скорость плазмы в транспортной секции установки СМОЛА с помощью зондовой диагностики. Продемонстрировать уменьшение продольной скорости плазмы при винтовом удержании.
5. Определить оптимальный режим работы винтового удержания в установке СМОЛА с точки зрения азимутальной и продольной скоростей плазмы. Сравнить экспериментально полученные данные потоковых скоростей в условиях осесимметричного и винтового многопробочного удержания.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Предложен и реализован метод измерения азимутальной и продольной скоростей плазмы на основе высокоразрешающего спектрометра с высоким пространственным разрешением и зондов Маха на установке СМОЛА.
2. Экспериментально продемонстрировано, что в винтовом поле происходит подавление потока плазмы, истекающей из зоны удержания. Вблизи оси плазменного шнура за счет движения запертых ионов формируется обратный поток захваченных частиц в сторону области удержания даже в слабостолкновительном режиме.
3. Экспериментально продемонстрировано, что потоковая скорость плазмы в винтовом поле ниже, чем в осесимметричном многопробочном поле. Это свидетельствует о том, что подавление продольных потерь плазмы является эффектом не осесимметричного многопробочного, а именно винтового удержания.

Теоретическая и практическая значимость

В работе было показано, что в установке СМОЛА на эффективность продольного удержания плазмы в винтовом магнитном поле влияет угловая скорость вращения, определяемая радиальным электрическим полем. Продольная скорость движения потока истекающей и возвращенной обратно в зону удержания плазмы отражает, насколько сильно влияет винтовое поле на количество захваченных частиц, возвращаемых в зону удержания. Экспериментально продемонстрировано достижение азимутальной скорости плазмы на уровне ионно-звуковой скорости, а также обнаружен режим удержания, при котором наблюдается обратный поток захваченных частиц, движущихся посредством магнитных возмущений в винтовом магнитном поле, наблюдаемый даже при сниженной безразмерной столкновительности. Полученные знания будут использованы при строительстве винтового модуля открытой ловушки следующего поколения ГДМЛ.

Методологической основой диссертационной работы являются экспериментальные методы исследования плазмы, включая математическую обработку полученных данных, применение метода сравнения для выявления общих закономерности и различий.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Системы диагностик на основе спектрометра с пространственным разрешением и зонда Маха обеспечивают измерения угловой и продольной компонент скорости плазмы в зоне удержания и транспортной секции установки СМОЛА. Доплеровская спектрометрия с пространственным разрешением позволяет определять скорость с точностью до 10^5 см/с при пространственном разрешении 1,2 мм. Диагностика на основе плоского зонда Маха позволяет измерять число Маха вплоть до $\sim 0,025$.

2. Угловая скорость твердотельного вращения плазмы достигает $1,1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, линейная скорость достигает $6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, что соответствуют скорости ионного звука для параметров установки СМОЛА.
3. Продольная скорость плазмы в условиях винтовой гофрировки снижается. Вблизи оси плазменного шнура за счет движения запертых ионов формируется обратный поток захваченных частиц в сторону области удержания даже в слабостолкновительном режиме.
4. Поточковая скорость течения плазмы в винтовом поле может быть ниже, чем в осесимметричном многопробочном поле, как при средней, так и при низкой безразмерной столкновительности.

Степень достоверности и апробация диссертации

Результаты, лежащие в основе диссертационной работы, получены с применением надлежащих теоретических и экспериментальных методов исследования. Достоверность полученных результатов подтверждена длительным использованием диагностических комплексов, методов калибровки и сравнением полученных результатов с помощью косвенных измерений этих параметров плазмы другими диагностическими системами.

Результаты исследований, лежащие в основе диссертации, лично были представлены автором на 7 международных конференция:

1. 12th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (OS'18), Япония, г. Цукуба, 2018 г.
2. International Fusion and Plasma Conference & 13th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (iFPC & OS 2023), Корея, г. Пусан, 2023 г.
3. XLVI Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Россия, г. Звенигород, 2019 г.
4. XLVIII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Россия, г. Звенигород, 2021 г.

5. XLIX Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Россия, г. Звенигород, 2022 г.
6. L Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Россия, г. Звенигород, 2023 г.
7. LI Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Россия, г. Звенигород, 2024 г,
а также на международной школе 14th Carolus Magnus Summer School on Plasma and Fusion Energy Physics, проводимой Institute of Energy and Climate Research (Jülich, Germany).

Публикации

По теме диссертации опубликовано 8 работ, из которых 2 публикации в научном журнале из списка ВАК при Министерстве науки и высшего образования Российской Федерации [47, 48], 1 публикация в рецензируемом научном издании, входящего в базы Scopus и Web of Science и приравненного к статьям из списка ВАК [49], и 5 в трудах конференций [50-54]. Получен 1 патент на изобретение [84].

1. Исследование вращения плазмы в открытой винтовой ловушке СМОЛА / А.А. Инжеваткина, А.В. Бурдаков, И.А. Иванов [и др.]. Текст: электронный // Физика плазмы – 2021. – Vol. 47. – № 8. – С. 706 – 715. – URL: <https://doi.org/10.31857/S0367292121080059>
2. Исследование потоковой скорости плазмы в открытой винтовой ловушке СМОЛА / А.А. Инжеваткина, И.А. Иванов, В.В. Поступаев [и др.]. Текст: электронный // Физика плазмы – 2024. – Vol. 50. – № 1. – С. 3 – 14. – URL: <https://doi.org/10.31857/S0367292124010019>
3. Doppler spectroscopy system for the plasma velocity measurements in SMOLA helical mirror / A.A. Inzhevatkina, A.V. Burdakov, I.A. Ivanov [et al.]. Текст: электронный // Plasma and Fusion Research. – 2019. – Vol. 14. – P. 2402020. – URL: <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402020> – Дата публикации: 12.02.2019.

4. Патент на изобретение №2833794: Российская Федерация. H05H1/00 (2024.08). Устройство для регистрации скорости плазмы в открытой ловушке: № 2024119794: заявл: 15.07.2024: опубл: 28.01.2025 / Инжеваткина А.А.; заявитель ИЯФ СО РАН. – 8 с. – Текст: непосредственный

Личный вклад автора в получение научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. Автор лично разработал оптическую систему, позволяющую регистрировать спектральную линию излучения H_{α} с пространственным разрешением [47, 49]. Автором проведена калибровка спектрометра с пространственным разрешением [47, 49]. Автором получена достоверная информация о зависимости угловой скорости вращения от параметров плазмы и магнитной конфигурации установки СМОЛА [47]. Автор лично разработал конструкции зонда Маха, проводил калибровки данного диагностического прибора, обрабатывал полученные данные, опираясь на выбранную им модель описания поведения плазмы в установке СМОЛА [48]. Автор провел исследование потоковых скоростей плазмы в многопробочном винтовом магнитном поле [48]. Автором экспериментально было установлено наличие обратного потока захваченных частиц в винтовом магнитном поле [48]. Обработка всех полученных экспериментальных данных производилась непосредственно автором [47-49]. Достоверность результатов обеспечивается несколькими способами измерения азимутальной и продольной скоростей плазмы в установке СМОЛА [47,48]. Автором написаны соответствующие разделы в опубликованных статьях. Автором получен патент на изобретение «устройство для регистрации скорости плазмы в открытой ловушке» [84].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 3 глав и заключения, благодарностей и списка литературы. Полный объем диссертации составляет 127 страниц, включая 74 рисунков и 5 таблицы. Список литературы содержит 84 наименования.

В Главе 1 представлено описание установки СМОЛА и ее основных экспериментальных режимов, а также конфигурация магнитного поля. Глава 2 посвящена методам измерения азимутальной и продольной скоростей плазмы, приведено описание диагностических системы для измерения данных параметров и их калибровок. В главе 3 продемонстрированы основные экспериментальные результаты и их обсуждение.

Глава 1. Экспериментальные условия и режимы работы установки СМОЛА

Установка СМОЛА, схема которой показана на рисунке 4, фотография – на рисунке 5, представляет собой открытую ловушку, состоящую из источника плазмы на основе накаливаемого катода LaB_6 , области удержания (входной расширитель), многопробочной винтовой секции и выходного расширителя плазменного потока. Далее в тексте в качестве начала отсчета продольной координаты Z принимается выходная апертура источника плазмы. Магнитная система состоит из катушек плазменной пушки, катушек входного и выходного расширителей, центрального соленоида с 12 периодами винтового поля, а также катушек коррекции положения плазменной струи. Прямая и винтовая компоненты магнитного поля задаются независимо друг от друга.

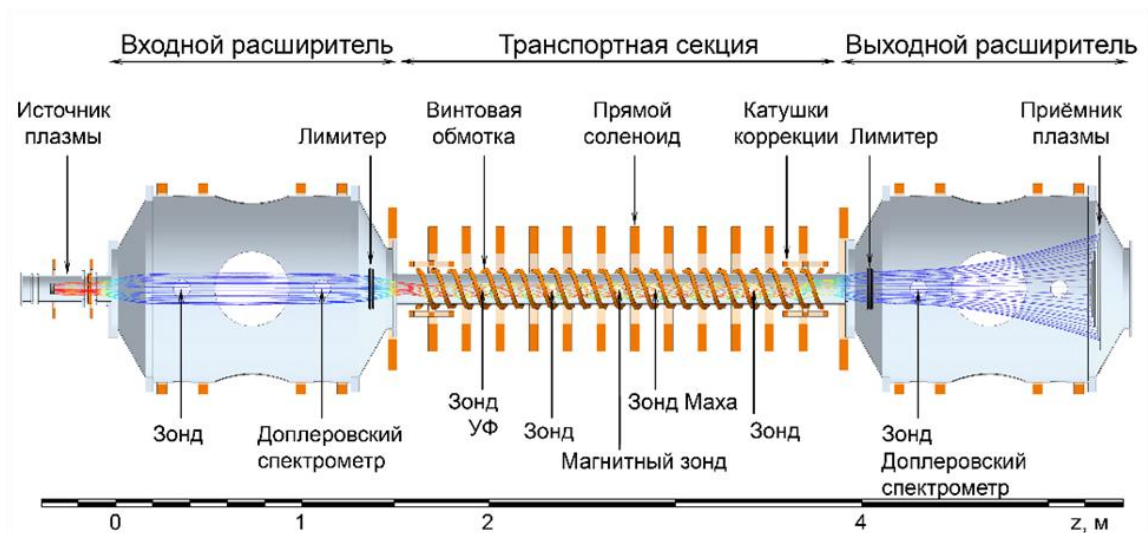


Рисунок 4 – Схема установки СМОЛА с применяемыми диагностиками [55]

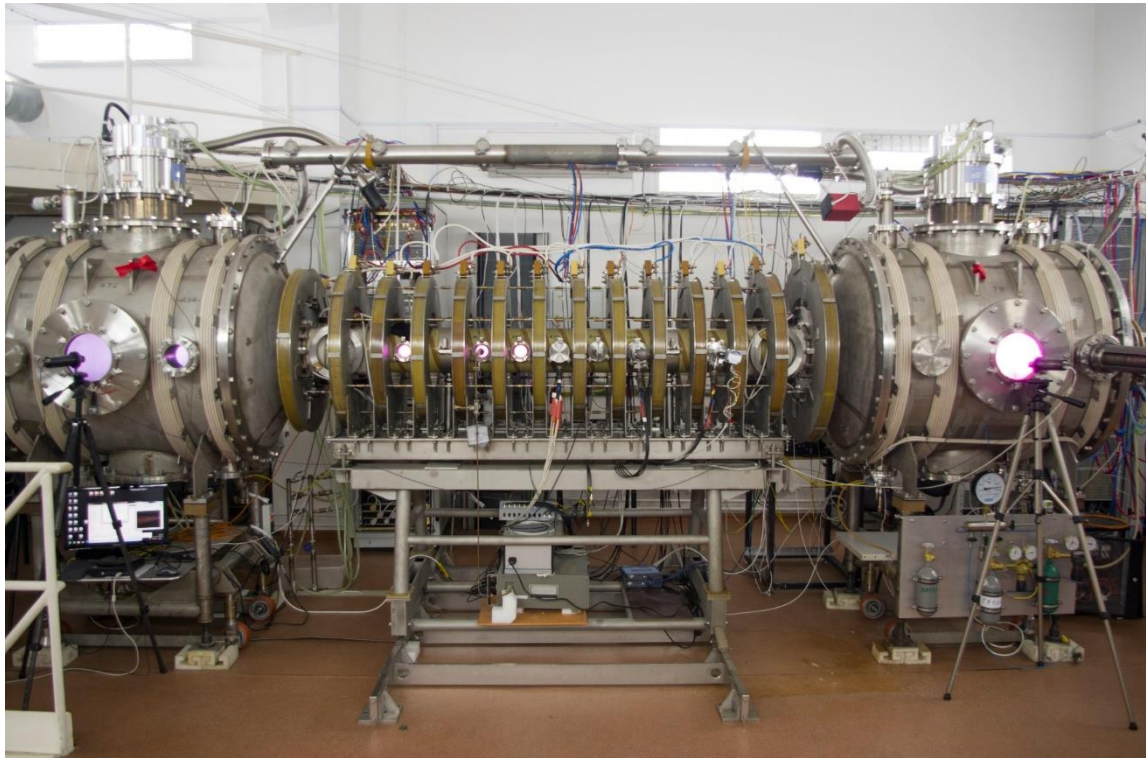


Рисунок 5 – Фотография установки СМОЛА во время разряда плазмы

Плазма в источнике формируется за счет ионизации нейтрального газа электронами, эмитированными из накаливаемого LaB_6 катода. Подробное описание источника приведено в [56]. Электрическое поле источника плазмы соответствует отрицательному заряду на оси плазмы. Во входном расширителе установки между источником плазмы и транспортной секцией сформирована область с пониженным магнитным полем. Далее эту область будем называть зоной удержания плазмы. Выходной расширитель оснащен плазмоприемником, состоящим из 5 концентрических колец, потенциал на каждый из которых задается независимо. Напряжение, подаваемое между каждой парой молибденовых пластин плазмоприемника, $U = 50 \div 100$ В. На входе и выходе из транспортной секции установлены секционированные лимитеры, обеспечивающие ограничение струи от стенки камеры и возможность внесения потенциала в плазму. На каждую из пластин входного лимитера может подаваться напряжения в диапазоне от -150 до 150 В.

Откачка вакуумной камеры обеспечивается двумя форвакуумными насосами и двумя турбомолекулярными насосами (ТМН), установленными во входной и выходной бочках. Скорость откачки одним ТМН $V_{\text{ТМН}} = 3000$ л/с. Это позволяет достаточно часто зажигать плазменный разряд. Задержка от выстрела к выстрелу составляет 2-2,5 минуты.

Плазма вращается в скрещенных радиальном электрическом и винтовом магнитном полях. Вращение плазмы создается радиальным электрическим полем источника плазмы и потенциалом секционированного торцевого плазмоприемника. Во вращающейся системе отсчета плазмы продольная скорость магнитных возмущений, согласно формуле (1), $V_z \sim 10^6$ см/с.

Для модели твердотельного вращения отношение E_r/r постоянно. Магнитные пробки движутся в системе отсчета плазмы противоположно потоку плазмы. В винтовом поле локальное пробочное отношение максимально на периферийных силовых линиях и уменьшается до единицы на магнитной оси [57]. В этом случае ожидается два значительных эффекта: подавление потока на периферии плазмы с более высоким пробочным отношением вдоль линии поля и радиальное пинчевание плазмы.

Конфигурация магнитного поля, используемая в данной серии экспериментов, представлена на рисунке 6 при ведущем магнитном поле в транспортной секции 70 мТл для прямого поля ($R = 1$). Здесь и далее R — отношение максимального и минимального магнитного поля на заданной силовой линии внутри транспортной секции, усредненное по сечению плазмы. Здесь и далее магнитная конфигурация будет характеризоваться величиной магнитного поля в транспортной секции. При увеличении магнитного поля конфигурация остается прежней, поля поднимаются пропорционально по всей длине установки: в источнике плазмы, расширителях и транспортной секции. При переходе к режиму ускорения плазменного потока направление магнитного поля меняется на противоположное путем попарной смены клемм на источнике питания катушек.

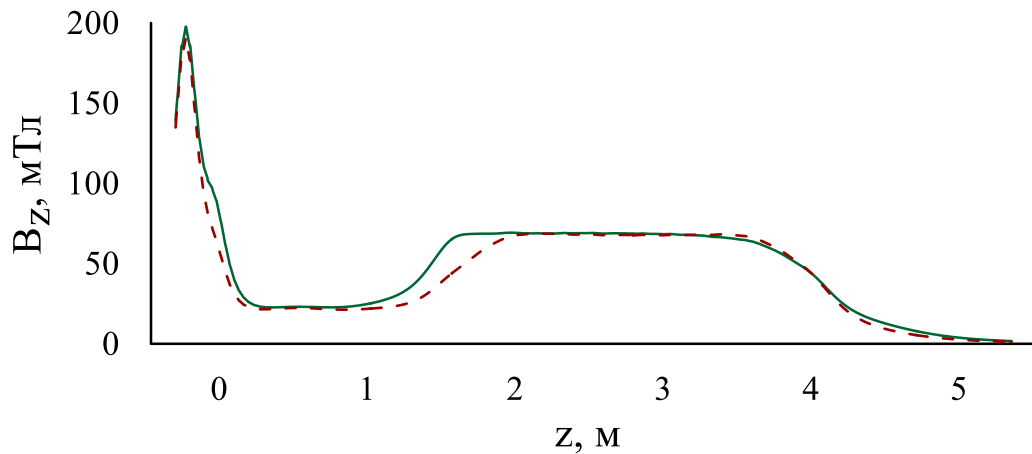


Рисунок 6 – Конфигурация магнитного поля при ведущем поле в соленоиде 70 мТл и выключенным винтовым полем: красная пунктирная линия – «режим с широкой струей», зеленая сплошная линия – «режим с узкой струей»

В такой магнитной конфигурации силовая линия с края катода проходит по краю анода. Поле в области катода в 8–10 раз превышало минимальное поле во входном расширителе. Это приводит к формированию во входном расширителе области удержания, ограниченной классической пробкой со стороны источника плазмы и винтовой многопробочной секцией с противоположной стороны.

На рисунке 7 приведены типичные осциллограммы основных сигналов в течение разряда плазмы.

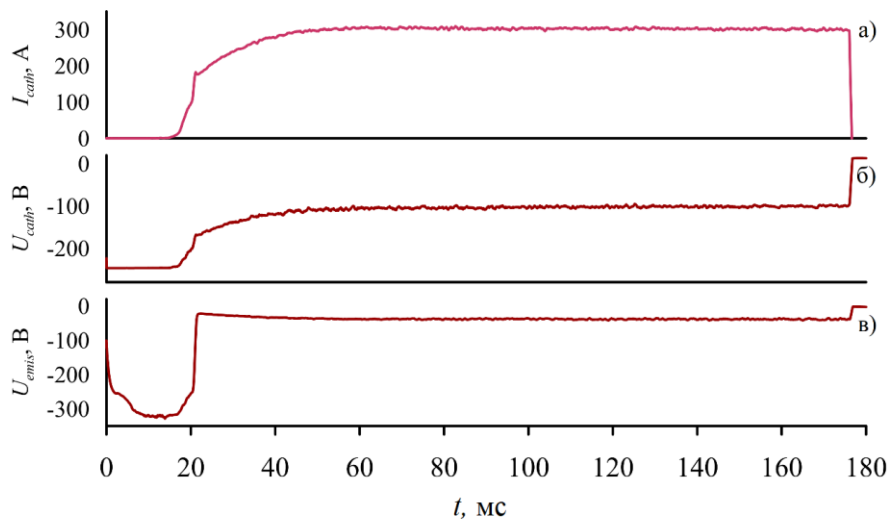


Рисунок 7 – Типичные осциллограммы основных сигналов: а – плазменный ток, б – напряжение, подаваемое между анодом и катодом источника плазмы, в – потенциал эмиссионного зонда. 0 соответствует старту плазмы

Диагностические системы, работающие на установке СМОЛА приведены в таблице 1.

Таблица 1 Диагностический комплекс установки СМОЛА

Диагностика	Измеряемые параметры
Эмиссионные зонды	Потенциал плазмы U_{pl} , радиальное электрическое поле E_r
Двойные зонды	Плотность плазмы n и электронная температуру T_e
Зонды Маха	Потоковая скорость $V_{ }$
Доплеровская спектроскопия	Азимутальная скорость V_{ϕ} , угловая скорость вращения и ионная температура
Магнитные датчики	Флуктуации B_{ϕ}
СВЧ-интерферометр	$\langle nL \rangle$
Обзорный спектрометр	Состав плазмы и ее примеси
Камеры	Форма и положение плазменного столба
УФ-датчик	Излучение плазмы
Быстрые вакуумные лампы	Давление газа в вакуумной камере

В качестве примера также показаны распределения радиального электрического поля (рисунок 8) и плотности плазмы (рисунок 9) в различных магнитных конфигурациях в режиме с прямым полем. На рисунке 10 представлено радиальное распределение плотности плазмы в прямом и винтовом магнитном полях. Стоит отметить, что радиальное электрическое поле слабо изменяется в режиме с винтовой гофрировкой. Представленные параметры измерены зондовой сборкой, установленной на входе в транспортную секцию в координате $Z = 2,04$ м

(рисунок 4). Сборка включает в себя двойной и пару эмиссионных зондов, разнесённых друг относительно друга на 1 см.

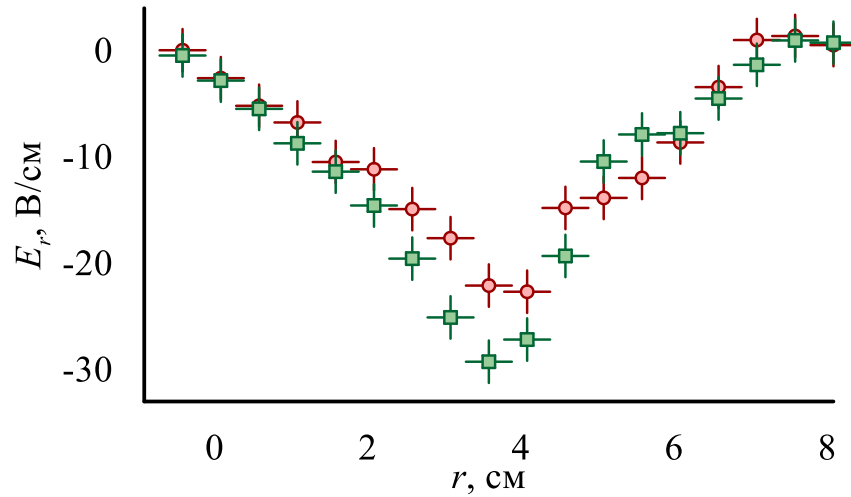


Рисунок 8 – Распределение радиального электрического поля в различных конфигурациях магнитного поля: красный круг – «режим с широкой струей», зеленый квадрат – «режим с узкой струей»

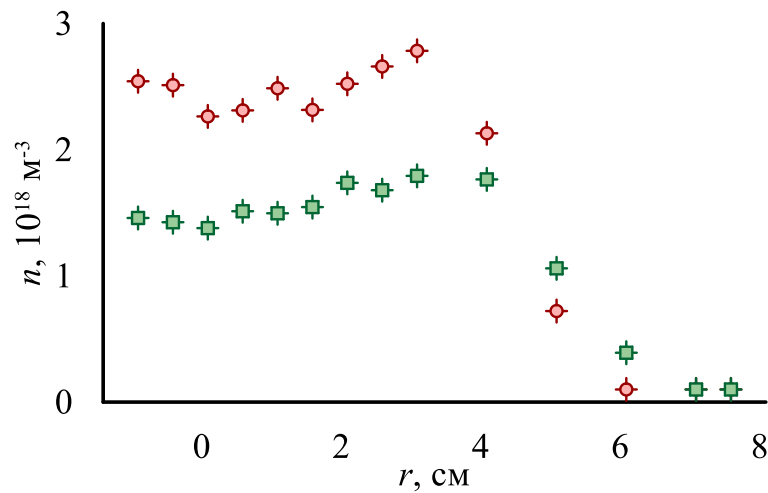


Рисунок 9 – Распределение плотности плазмы в различных конфигурациях магнитного поля: красный круг – «режим с широкой струей», зеленый квадрат – «режим с узкой струей»

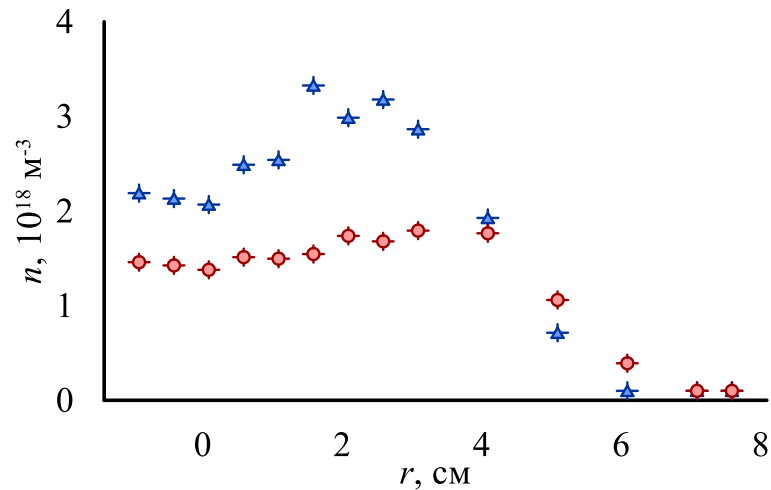


Рисунок 10 – Распределение плотности плазмы в «режиме с узкой струей»: красный круг – в прямом поле, синий треугольник – в винтовом поле

Основные параметры представлены в таблице 2, подробное описание установки представлено в работах [25, 26].

Таблица 2 Основные параметры установки СМОЛА

Параметры	Размерность	Величина
Плотность плазмы, n	10^{18} м^{-3}	1–10
Электронная температура, T_e	эВ	5–30
Ионная температура, T_i	эВ	2-7
Радиус плазмы, r	см	5–10
Длительность разряда, t	с	0.15–1.5
Ведущее магнитное поле в транспортной секции, B_z	мТл	до 100
Радиальное электрическое поле, E_r	В/см	5–30
Безразмерный параметр столкновительности, ν^*		0,05–1

В работе [32] показано, что при винтовой гофрировке продольный поток вращающейся плазмы снижается. Повышение скорости вращения приводит к более выраженному подавлению продольного потока частиц, что было

продемонстрировано в работе [55]. По этой причине поиск параметров плазмы, отвечающих повышению скорости вращения, является важным для исследования винтового удержания.

Глава 2. Методы измерения скорости плазмы

2.1.1 Диагностика доплеровского сдвига спектральной линии излучения на основе спектрометра с высоким пространственным разрешением

Известно, что использование прецизионной спектроскопии позволяет определить наличие примесей в плазме, скорость движения (доплеровский сдвиг), ионную температуру (доплеровское уширение), концентрацию и температуру электронов (интенсивность излучения), а также магнитные (эффект Зеемана) и электрические (эффект Штарка) поля [58, 59].

Естественная ширина спектральной линии определяется спонтанным излучением, ограничивающим время жизни атома в возбужденном состоянии. Спектральное распределение интенсивности соответствует формуле [60]:

$$I(\nu) = I_{\max} \frac{\left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)^2}{(\nu_0 - \nu)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_N}{2}\right)^2}, \quad (2)$$

где I_{\max} – интенсивность в максимуме линии, ν_0 – частота центра линии, $\Delta\nu_N$ – ширина линии, где интенсивность равна половине максимальной.

Естественная ширина спектральной линии [60]:

$$\Delta\nu = 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{1}{2\pi\tau}, \quad (3)$$

где τ – время жизни возбужденного состояния атома водорода.

Оценка естественной ширины спектральной линии H_α (656,28 нм):

$$\Delta\lambda \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ нм.}$$

Эффект Доплера является при определенных условиях наиболее существенным фактором уширения спектральных линий, величина которого зависит от температуры излучающего вещества. Суть данного эффекта заключается в том, что спектр излучения атома, движущегося с некоторой скоростью в лабораторной системе отсчета, имеет некоторый сдвиг на частоте относительно спектра покоящегося атома.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{V}{c}. \quad (4)$$

Для конкретной линии излучения H_α и скорости $V \sim 10^6 \text{ см/с}$:

$$\Delta\lambda \sim 0,02 \text{ нм.}$$

Поскольку излучающие атомы двигаются хаотично, то полный спектр источника будет определяться наложением сдвинутых на определенную величину $\Delta\nu_i$ одинаковых по форме спектральных распределений отдельных атомов, что приводит к доплеровскому уширению спектральных линий. При максвелловском распределении частиц по скоростям форма спектральной линии имеет вид функции Гаусса:

$$I(\nu) = I_{\max} \cdot \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_c} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где $\Delta\nu_c$ – интервал частот между центром линии и точкой, в которой интенсивность меньше максимальной в e раз [60]:

$$\Delta\nu_c = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2T}{M}}. \quad (6)$$

Оценка полуширины спектральной линии в величинах длин волн для H_α при $T_i \sim 4\text{эВ}$ имеет следующий вид:

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} = 0,051\sqrt{T_1} \approx 0,1 \text{ нм},$$

где $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ – ширина на полувысоте спектральной линии.

Спектральные линии излучения атомов или ионов, подвергающиеся воздействию нейтральных и заряженных частиц, дополнительно уширяются. Причинами уширения линий могут являться воздействия на излучающий атом электрических полей - эффект Штарка [61]:

$$\Delta\nu \propto n^{\frac{2}{3}}. \quad (7)$$

Оценка штарковского уширения [61] спектральной линии H_α при плотности плазмы $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ составляет

$$\Delta\lambda \sim 10^{-4} \text{ нм}.$$

При значениях концентрации $n_e < 10^{14} \text{ см}^{-3}$ штарковское уширение становится незначительным, а контур линии в большей степени может определяться другими факторами, например, эффектом Доплера.

При помещении атома в магнитное поле спектральные линии излучаемого света расщепляются на ряд составляющих (нормальный и аномальный эффект Зеемана).

По классической теории расщепление спектральных линий вызывается возникающим в магнитном поле прецессионным движением колеблющихся электронов. Квантовая теория объясняет появление спектральных составляющих как результат вызванного магнитным полем расщепления атомных уровней энергии. Обе трактовки, применительно к нормальному эффекту, дают один и тот же результат как для интенсивности и поляризации спектральных линий, так и для частот, а именно: составляющие, появляющиеся при наложении магнитного поля, сдвинуты по частоте от первоначальной расщепленной линии на величину

$$\Delta\nu = \frac{eV}{4\pi mc} \quad (8)$$

Оценка ширины линии излучения H_α и $V = 70$ мТл составляет

$$\Delta\lambda = \sim \lambda^2 \cdot V \sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ нм.}$$

Таким образом, для параметров плазмы в установке СМОЛА (Таблица 2) доплеровский сдвиг спектральной линии излучения H_α оценивается как $\Delta\lambda \approx 0,02 \div 0,2$ нм; доплеровское уширение как $\Delta\lambda \approx 0,1 \div 0,4$ нм, уширение за счет эффектов Зеемана и Штарка составляет $\Delta\lambda \sim 10^{-5}$ нм и $\Delta\lambda \sim 10^{-4}$ нм соответственно.

Регистрируемая линия излучения H_α отвечает переходу нейтрального атома водорода из состояния $3r$ в состояние $2s$. Время жизни возбужденного состояния $3r$ атома водорода составляет $\tau \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ [62]. В плазменной струе существует две фракции атомов: франккондоновские атомы с энергией 1–2 эВ, образованные в результате диссоциации молекул водорода, и возбужденные нейтральные атомы, возникшие в процессе рекомбинации, с энергией около 5 эВ. В результате при достаточно большой линейной скорости на периферии плазмы должны наблюдаться как смещенная вследствие вращения плазмы линия излучения возбужденного нейтрального водорода, так и несмещенная линия излучения франккондоновских атомов. Среднее расстояние, пройденное атомом до излучения фотона, составляет $L \approx 5 \cdot 10^{-3}$ см, что пренебрежимо мало по сравнению с радиусом плазмы $r \sim 5$ см. Таким образом, локальная средняя скорость возбужденных нейтральных атомов соответствует локальной средней скорости ионов плазмы в данной точке.

Измерение скорости плазмы путем определения доплеровского сдвига спектральной линии излучения H_α осуществляется с помощью пространственно разрешающих спектрометров на базе монохроматоров МДР-12 и МДР-23,

построенных по схеме, аналогичной [63]. Принципиальная схема спектральных приборов приведена на рисунке 11.

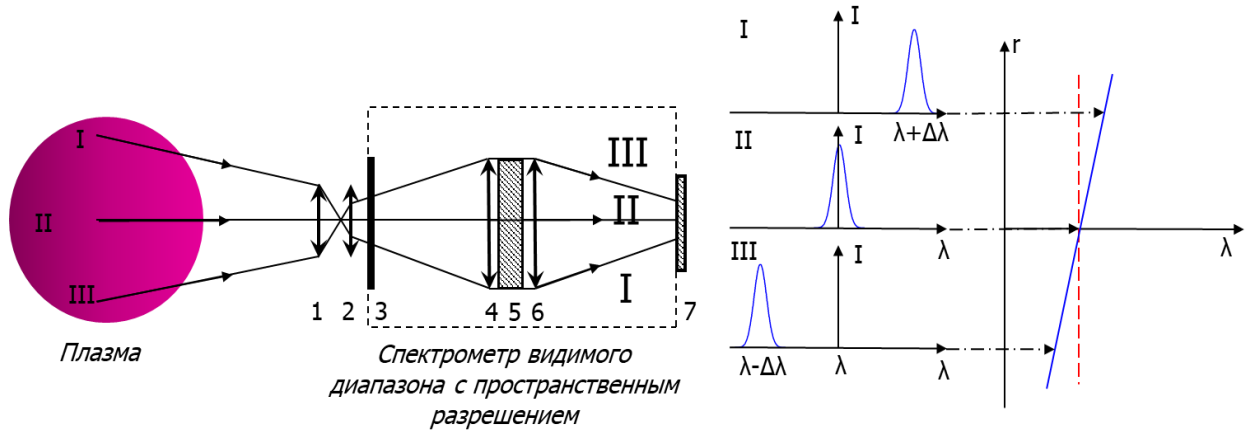


Рисунок 11 – Схема измерения скорости вращения плазмы по доплеровскому сдвигу: 1 – объектив, 2 – длиннофокусная толстая линза.

Монохроматор: 3 – входная щель, 4, 6 – параболические зеркала, 5 – дифракционная решетка. 7 – высокоскоростная ПЗС-камера

Точка в плоскости ПЗС-матрицы на цифровой камере проецируется в плазме в прямую, параллельную магнитному полю [63]. Изображение плазмы в свечении спектральной линии фокусируется перед входной щелью спектрального прибора, затем разлагается в спектр дифракционной решеткой и регистрируется ПЗС-камерой как двумерное изображение: по одной координате – длина волны λ , по другой – радиус хорды наблюдения x .

Использовалась входная щель спектрометра, стоящего в координате $Z = 1,15$ м, в виде серпа для улучшения разрешающей способности спектрометра путем уменьшения дисторсии и подавления, насколько это возможно, астигматизма прибора. Для спектрометра, установленного в $Z = 4,34$ м, такая щель не требуется, т.к. прибор имеет меньший астигматизм, не дающий большего вклада в измерения.

Спектр регистрировался ПЗС-камерами SDU-285 [64] с высокочувствительной матрицей SONY ICX285AL со следующими параметрами: размер пикселя (мкм) $6,45 \times 6,45$, формат кадра 1392×1032 , размер матрицы

8,77×6,6 мм. Максимальная частота съемки в эксперименте составляет 1 кадр/20 мс. Описание калибровки оптической системы приведено в следующем параграфе.

На рисунке 12 показана схема вращения плазмы и распределения скоростей: центральная область вращается с постоянной скоростью, на периферии азимутальная скорость падает [65].

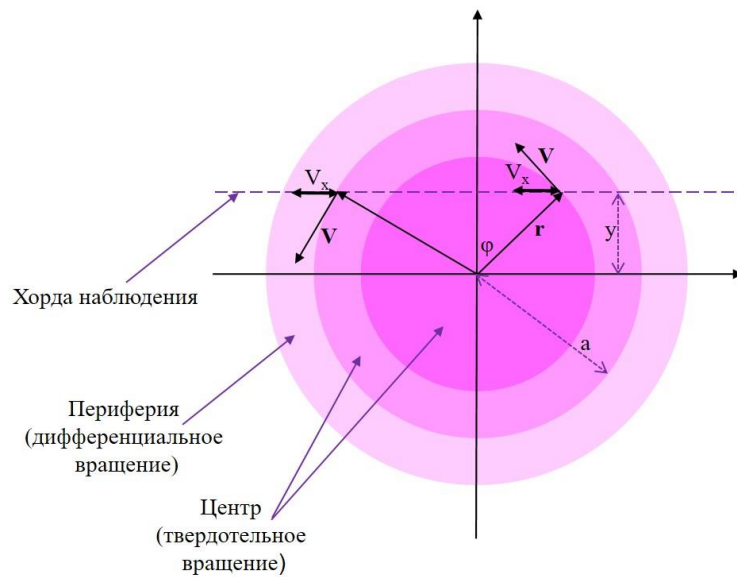


Рисунок 12 – Схема распределения скорости по радиусу и хорде в сечении плазменного шнура: V – азимутальная скорость, V_x – проекция скорости на линию зрения, r – радиус плазмы, y – расстояние от оси до хорды, a – радиус, на котором достигается максимум скорости

Рассмотрим твердотельное вращение и определим доплеровский сдвиг на каждой хорде излучения. Запишем доплеровский сдвиг для объекта, летящего со скоростью, проекция которой на хорду наблюдения V_x (Рисунок 12):

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{V_x}{c} = \lambda \frac{V}{c} \cos\varphi. \quad (9)$$

Считая, что вращение твердотельное, скорость прямо пропорциональна радиусу, можем определить ее следующим образом:

$$V = V_{max} \frac{r}{a} = \omega r. \quad (10)$$

Тогда, подставив в формулу (9) полученную скорость, определим доплеровский сдвиг:

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{\omega r \cos\varphi}{c} = \frac{\lambda\omega}{c} y. \quad (11)$$

Обнаруживаем, что в случае твердотельного вращения доплеровский сдвиг одинаков на одной хорде наблюдения, а значит хордовое распределение излучения сопоставимо с радиальным. Далее будем учитывать, что при твердотельном вращении координата радиуса хорды наблюдения x совпадает с радиусом плазмы r .

2.1.2 Калибровка спектрометра с пространственным разрешением

Пространственное распределение доплеровского сдвига линии H_α находится как отклонение спектральной линии, полученной в эксперименте, от калибровочной линии.

Калибровка спектрометров с пространственным разрешением проводилась по линиям излучения D_α (656.106 нм) и H_α (656.278 нм) эталонной дейтериевой лампы ДДС-30. Спектр свечения линий излучения дейтериевой лампы представлен на рисунке 13.

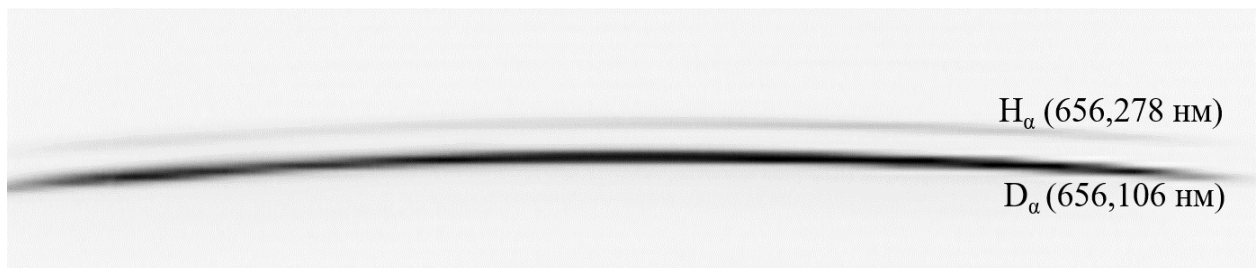


Рисунок 13 – Калибровочный спектр эталонной дейтериевой лампы ДДС-30, полученный спектрометром с пространственным разрешением

Полученные спектры позволили определить линейную дисперсию и ширину аппаратной функции спектрометра по всей ширине видимой области пространства (Таблица 3), а также положение и форму несмещенной спектральной линии H_{α} .

Изотопический сдвиг линий D_{α} и H_{α} составляет 0,172 нм, что оценочно соответствует 12 пикселям ПЗС-матрицы для спектрометра с меньшим спектральным разрешением ($Z = 1,15$ м). Это позволило определить линейную дисперсию спектрального прибора, которая составила:

$$D = 0,014 \frac{\text{нм}}{\text{px}} \approx 1,2 \frac{\text{нм}}{\text{мм}}.$$

Полученные спектры излучения дейтериевой лампы позволили определить не только линейную дисперсию, но и ширину аппаратной функции спектрометра по всей ширине видимой области пространства. Основные параметры спектрометров на основе монохроматоров МДР-12 и МДР-23 приведены в таблице 3. Представленные параметры калибровочных линий слабо отличаются от пространственной координаты. На краю кадра наблюдаются максимальное изменение ширины аппаратной функции $\sim 15\%$. Ожидается, что на края кадра будет попадать периферийная область плазмы, где ее свечение низкое, что делает определение положения линии затруднительным.

Пространственное разрешение было найдено по изображению спектра ртутной лампы, закрытой маской различной ширины с резкой границей (Рисунок 14).

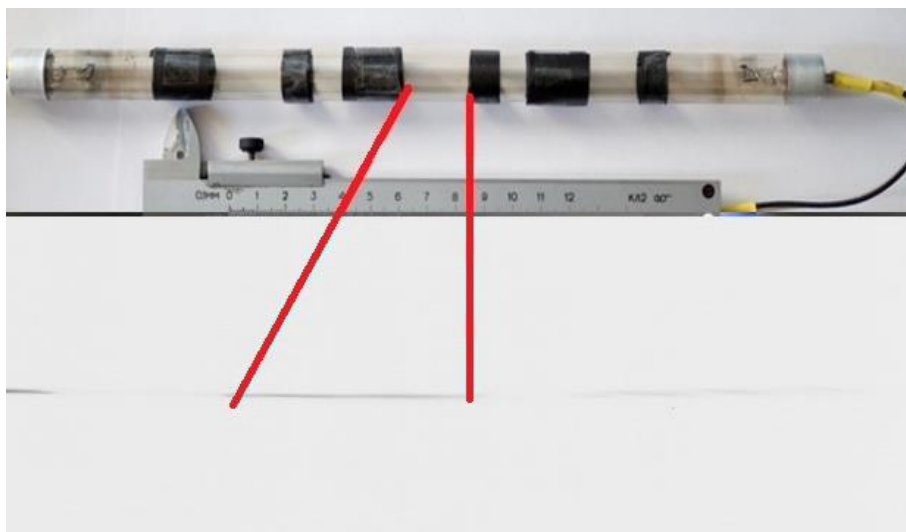


Рисунок 14 – Сверху – эталонная ртутная лампа, покрытая непрозрачной маской, снизу – фотография спектра излучения ртутной лампы, покрытой непрозрачной маской различной ширины

Ширина функции рассеяния точки составила 1,4 и 1,6 мм для спектрометров на базе МДР-12 и МДР-23 соответственно, что существенно меньше характерных размеров изменения параметров плазмы.

Таблица 3 Основные параметры спектрометров

Параметры	МДР-12	МДР-23
Расстояние до центра плазмы, см	70	100
Фокусное расстояние объектива, мм	25	35
Обратная линейная дисперсия, нм/мм	2,4	1,2
Пространственное разрешение, мм	1,4	1,6
Масштаб изображения, рх/см	88	94
Фокусное расстояние линзы, мм	50	50
Входная щель	Серповидная	Прямая
Ширина на полувысоте (FWHM), нм	0,072	0,043

Кроме определения основных характеристик спектрального прибора с помощью регистрации излучения дейтериевой лампы мы получаем сведения о

базовом положении, форме и ширине спектральной линии H_{α} , что критически необходимо для определения скорости вращения плазмы.

Спектральное разрешение спектрометра на основе МДР-23 позволило наблюдать на краю плазменного шнура в области с линейной скоростью $V_{\varphi} \approx 4 \cdot 10^6$ см/с как несмещенную, так и смещенную линии излучения H_{α} , интенсивности которых примерно одинаковы (Рисунок 15).

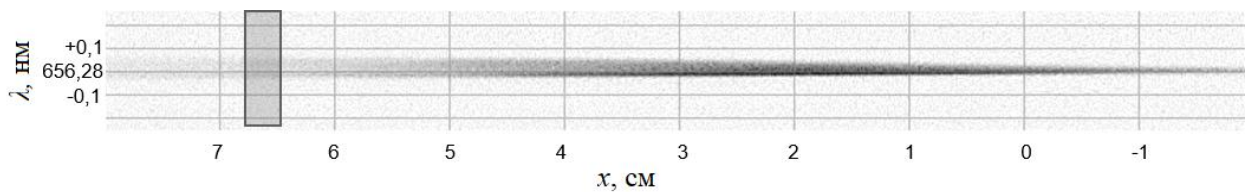


Рисунок 15 – Изображение смещенной и несмещенной спектральных линий излучения H_{α}

На рисунке 16 представлены спектры излучения дейтериевой лампы и плазмы в установке СМОЛА, проинтегрированные по координате внутри области, выделенной на рисунке 15. Наложение спектра калибровочной линии излучения дейтериевой лампы и экспериментальной демонстрирует, что один из пиков экспериментальной линии действительно отвечает несмещенной калибровочной линии H_{α} .

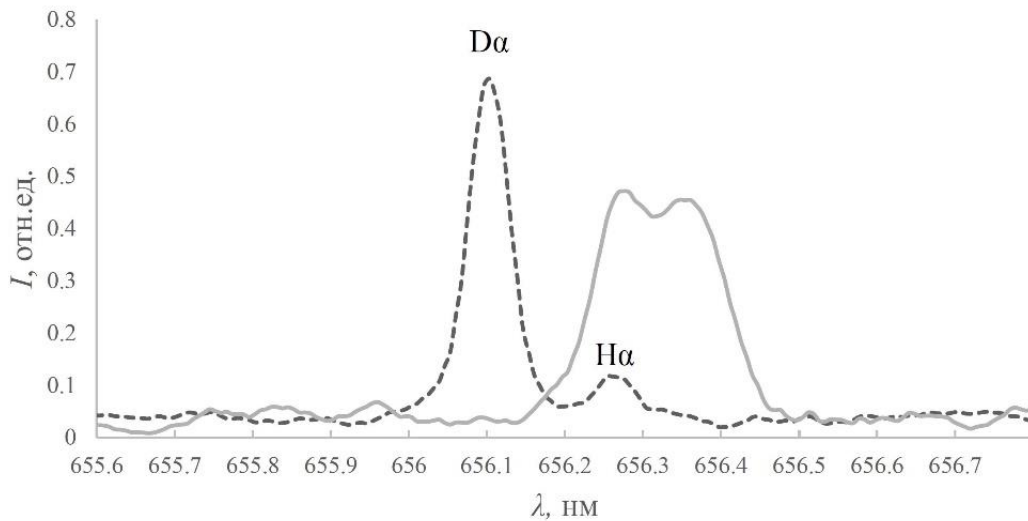


Рисунок 16 – Пунктирная линия – калибровочный спектр излучения дейтериевой лампы, сплошная линия – спектр излучения H α , полученный в эксперименте и усредненный по радиусам хорд наблюдения в диапазоне от 6,5 до 7 см

Отличие смещенной и несмещенной линий излучения превышает ширину аппаратной функции. В спектре свечения плазмы видна характерная особенность этой линии: на данном радиусе наблюдения явно разделяются свечение нейтрального газа на несмещенной длине волны и смещенное свечение возбужденных атомов, возникших из ионов вращающейся плазмы.

2.1.3 Методика определения угловой скорости вращения и ионной температуры плазмы

Для определения скорости вращения был использован следующий алгоритм, реализованный в математической среде Wolfram Mathematica. Для калибровочной спектральной линии излучения эталонной дейтериевой лампы:

1. Разбиваем изображение в координатах $(x; \lambda)$ на N вертикальных столбцов шириной 1 px по пространственной координате x и строим распределение интенсивности от длины волны $I_{\text{cal}}(\lambda)$.

2. В распределение $I_{cal}(\lambda)$ каждого из N столбцов вписываем функцию Гаусса, из которой находим положение центра и ширину.
3. Повторяем процедуру №2 N раз и получаем зависимость положения центра и ширины функции Гаусса от пространственной координаты x .

Для экспериментальной линии излучения плазмы:

1. Разбиваем изображение в координатах $(x; \lambda)$ на N вертикальных столбцов шириной 1 px по пространственной координате x и строим распределение интенсивности от длины волны $I_{exp}(\lambda)$.
2. В каждом из N столбцов нормируем распределение $I_{exp}(\lambda)$ на максимум интенсивности (рисунок 17).
3. Применяем процедуру №2 для калибровочной спектральной линии (рисунок 17).
4. Смещаем положение калибровочной линии на изотопический сдвиг, чтобы линия излучения D_α была на месте H_α . Это необходимо сделать, так как интенсивность излучения D_α многократно превышает интенсивность излучения H_α дейтериевой лампы (рисунок 18).
5. Вычитаем нормированное калибровочное распределение интенсивности $I_{cal}(\lambda)$ из нормированного экспериментального распределения интенсивности $I_{exp}(\lambda)$ (рисунок 19).
6. В полученное распределение (4) вписываем функцию Гаусса и находим ее параметры: положение центра и ширина.
7. Прodelываем всю процедуру N раз \rightarrow распределение доплеровского сдвига и уширения спектральной линии излучения от пространственной координаты.
8. Получаем распределение азимутальной скорости от пространственной координаты, вычисляем угловую скорость вращения плазмы по линейному участку, соответствующему твердотельному вращению, а также распределение ионной температуры.

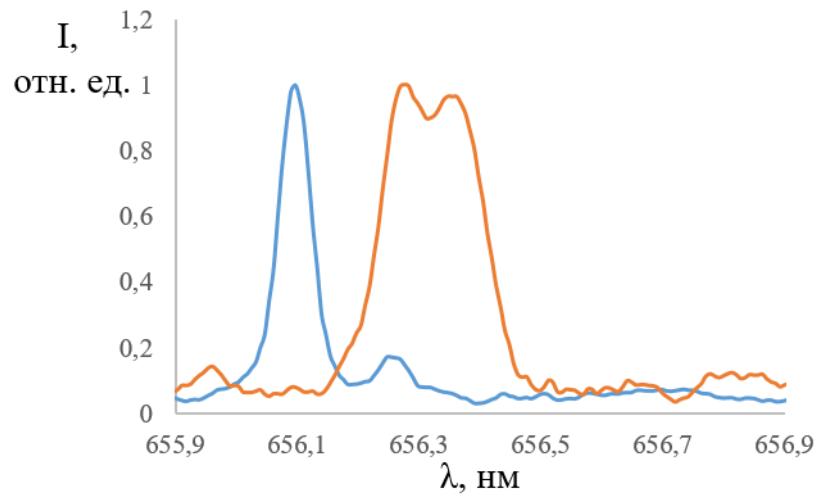


Рисунок 17 – Нормированное распределение зависимости интенсивности от длины волны: синий – для калибровочной спектральной линии $I_{cal}(\lambda)$, красный – для экспериментальной спектральной линии $I_{exp}(\lambda)$

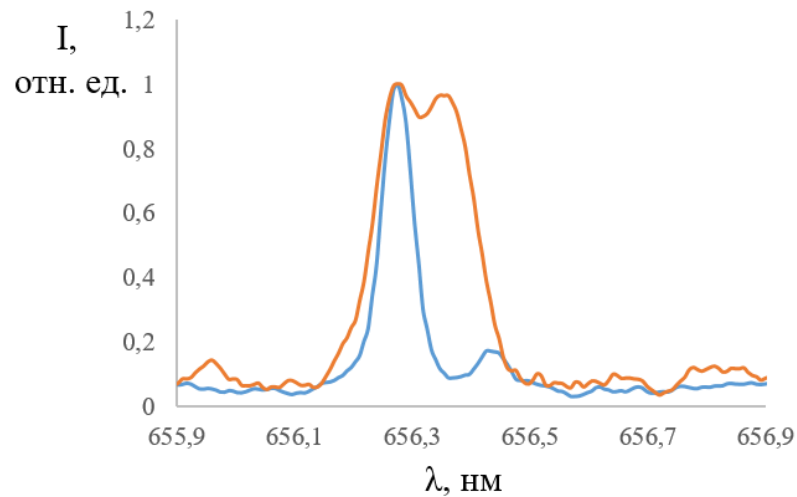


Рисунок 18 – Нормированное распределение зависимости интенсивности от длины волны: синий – калибровочной спектральной линии $I_{cal}(\lambda)$, смещенной на изотопический сдвиг, красный – для экспериментальной спектральной линии $I_{exp}(\lambda)$

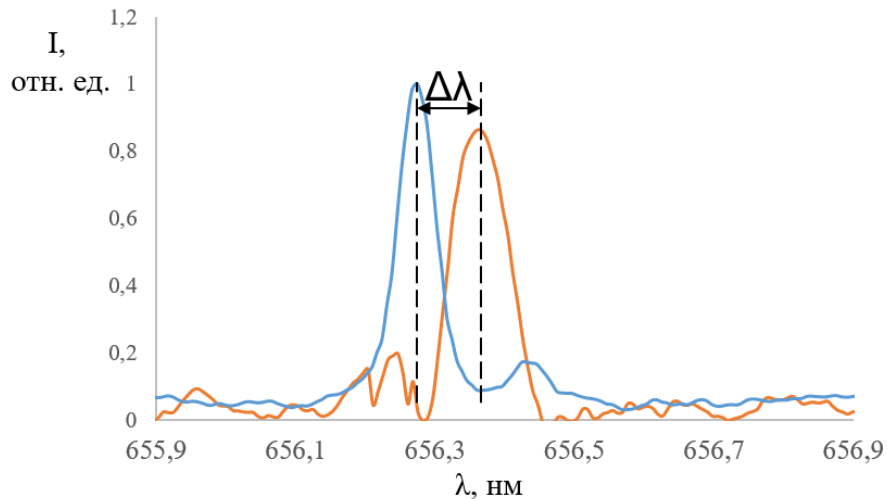


Рисунок 19 – Нормированное распределение зависимости интенсивности от длины волны: синий – для калибровочной спектральной линии $I_{cal}(\lambda)$, красный – для экспериментальной спектральной линии $I_{exp}(\lambda)$ с учетом вычета интенсивности несмещенной линии излучения H_{α}

Во всех представленных результатах в погрешность входят повторяемость эксперимента, т.е. изменения значений параметра от выстрела к выстрелу, а также учитывается точность вписывания функций в распределения. Фотографии спектральной линии снимаются в одно время по длительности разряда, далее усредняются значения, а затем находится отклонение. Также в ошибку входит погрешность, возникающая при математической обработке.

Для центральной области плазменного шнура, где доплеровский сдвиг очень мал, для определения доплеровского сдвига или уширения линии излучения плазмы вычитание несмещенной линии не производится, так как интенсивности смещенной вследствие вращения плазмы и несмещенной линий излучения практически одинаковы.

Для проверки правильности работы диагностической системы два спектрометра были установлены в координатах $Z = 1,15$ и $4,34$ м с противоположных сторон относительно плазменного шнура (Рисунок 4). Оба спектрометра одновременно регистрировали вращение плазмы, при этом доплеровский сдвиг спектральной линии в каждой точке поля зрения имел

противоположный знак для каждого из спектрометров. При достаточно высокой повторяемости экспериментальных условий и полученных скоростей погрешность определяется аппаратной ошибкой. На рисунке 20 показаны распределения проекций скорости плазмы на хорду наблюдения, полученные двумя приборами, расположенными на разных координатах. Данный факт подтверждает корректность измерения пространственного распределения доплеровского сдвига и процедур восстановления распределения скорости на его основе.

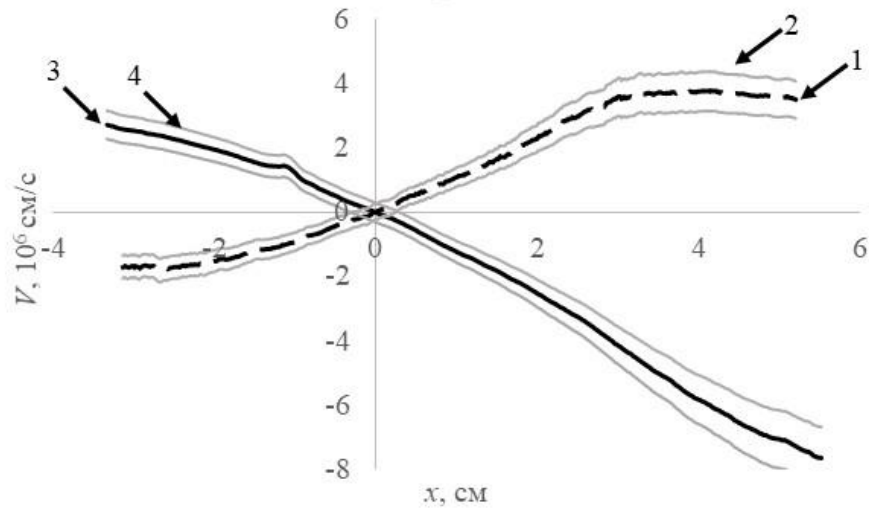


Рисунок 20 – Распределения проекций скорости плазмы на хорду наблюдения: 1 – в выходном и 3 – во входном расширителях, 2, 4 – доверительный интервал

Экспериментальная зависимость линейной скорости от пространственной координаты аппроксимируется прямой с точностью до 10% на радиусе до 4 см, тем самым вращение может быть представлено как твердотельное. Отсутствие симметричности на радиусе плазмы более 4 см объясняется тем, что спектрометры установлены на разных координатах по длине установки, где интенсивности свечения плазмы различны в несколько раз, что влияет на определение распределения азимутальной скорости.

На рисунке 21 приведен пример радиального распределения ионной температуры плазмы, полученной по уширению спектральной линии излучения

H_α в прямом и винтовом магнитном полях. В результате экспериментов выяснилось, что ионная температура слабо изменяется при варьировании параметров плазмы. В представленных сериях максимальная ионная температура в центре плазменного шнура в зоне удержания составляла $T_i = (5-7) \pm 1$ эВ.

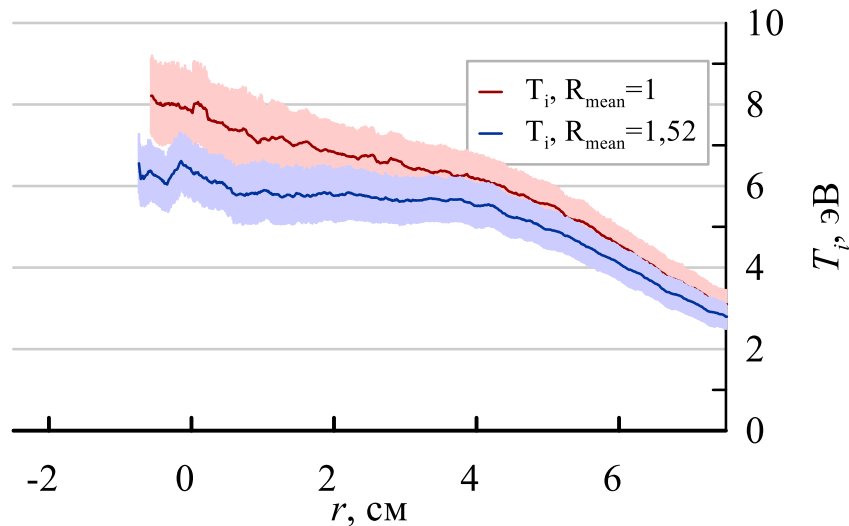


Рисунок 21 – Радиальное распределение ионной температуры в зоне удержания: красный – в прямом магнитном поле, синий – в винтовом магнитном поле. Сплошной цвет – доверительный интервал

Было проведено сравнение распределения радиального электрического поля, измеренного парой эмиссионных зондов, расположенных в координате $Z = 0,4$ м, и пересчитанного по данным спектроскопии ($Z = 1,15$ м), с учетом того, что

$$V_\varphi = c \frac{[\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}]}{B^2} = c \frac{E_r}{B}.$$

На рисунке 22 показано, что распределения радиальных электрических полей, полученных разными диагностическими системами, согласуются друг с другом. Продемонстрировано наличие твердотельного вращения на радиусе плазмы до 5 см как зондовой, так и оптической диагностикой. Данный радиус соответствует проекции края лимитера, катода, анода для данной магнитной конфигурации.

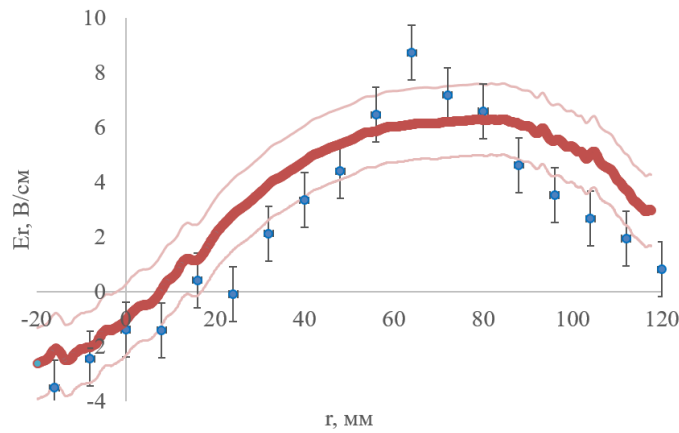


Рисунок 22 – Радиальное электрическое поле: синие точки - измеренное эмиссионными зондами в $Z = 0,4$ м, красные точки – посчитанное по данным спектроскопии в $Z = 1,15$ м, светло-красная линия – доверительный интервал

2.1.4 Калибровка по линиям излучения ионизированной примеси

Для калибровки спектрометра и определения характера вращения плазмы в различных экспериментальных кампаниях в качестве примеси были использованы гелий, литий, неон и аргон.

Изначально для наблюдения непосредственно линии излучения ионизированной примеси были проведены эксперименты с гелиевой плазмой.

Линия ионизированного гелия (Рисунок 23) лежит близко к линии нейтрального водорода H_α , что делает привлекательным его использование в качестве примеси. Но, в то же время, ионизировать гелий крайне тяжело (порог ионизации гелия $U_{и} = 24,5$ эВ), а интенсивности свечения недостаточно для верного определения скорости плазмы. Исходя из этого, при данной работе источника плазмы использовать гелий для определения азимутальной скорости по линии ионизированной примеси невозможно.

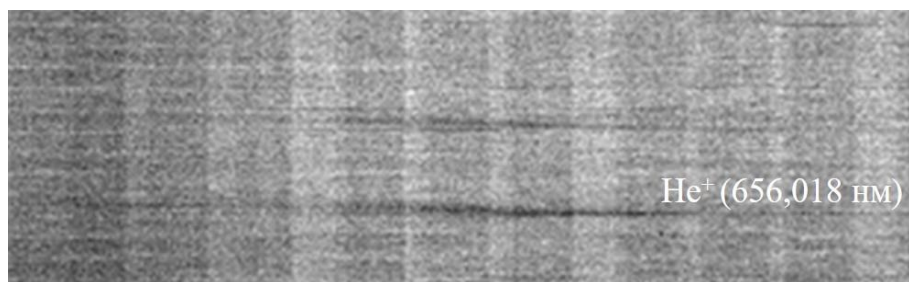


Рисунок 23 – Фото спектра гелиевой плазмы на установке СМОЛА

Далее для определения характера вращения была проведена экспериментальная серия по измерению профиля скорости ионов примеси (в нашем случае Li) в водородной плазме. Чтобы получить примесь лития в водородной плазме, во входной расширитель помещается керамический капилляр с литием в твердом состоянии (1,7 мг). Инжектируемая плазма нагревает капилляр, примесь испаряется, покидая его, и уже вышедший пар, взаимодействуя с плазмой, ионизируется.

На протяжении разряда два оптических прибора: обзорный спектрометр ThorLabs CCS100 Compact Spectrometer [66] (диапазон 350-700 нм, спектральное разрешение $\Delta\lambda_{\text{Thor}} = 0,5$ нм) и спектрометр с высоким спектральным разрешением на основе МДР-12 (диапазон спектрального окна 650-658 нм), параметры которого описаны в параграфе 2.1.2, регистрируют спектр излучения смеси. Обзорный спектрометр установлен в $Z=0,78$ м. Выдержка камеры спектрометра с высоким разрешением 10 мс, выдержка обзорного спектрометра 8 мс.

На рисунке 24 представлен график зависимости интенсивности излучения смеси от длины волны, полученный обзорным спектрометром. Вертикальными линиями указаны пики, которые удалось идентифицировать, и длины волн, соответствующие излучению атомов известной смеси.

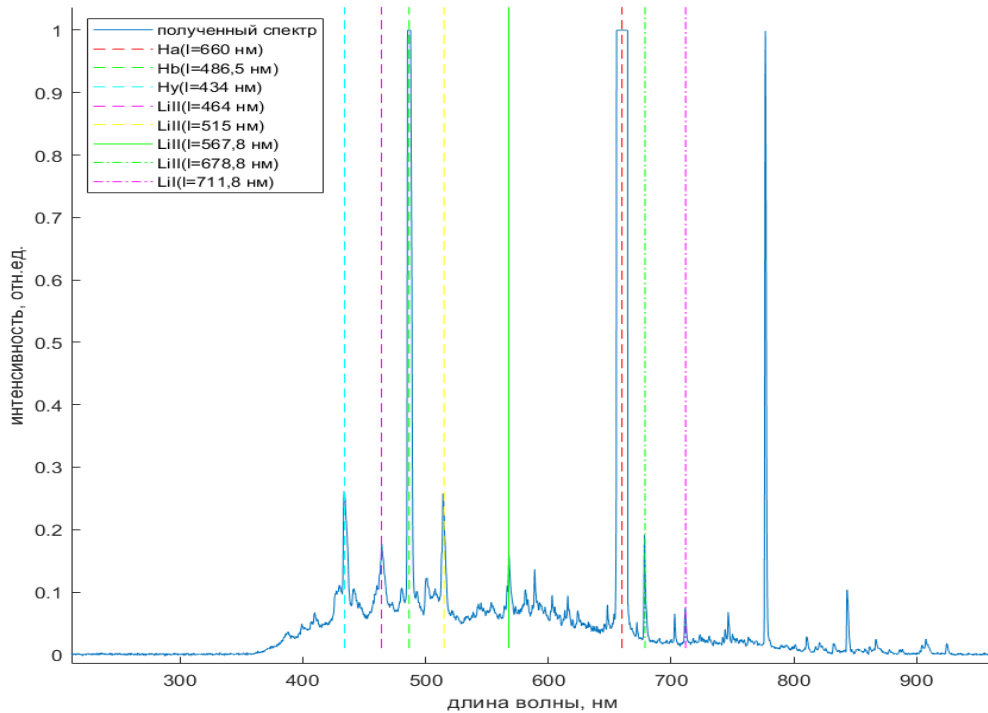


Рисунок 24 – Зависимость интенсивности свечения плазмы от длины волны

Здесь обозначениями LiI и LiII указаны неионизированный литий и однократно ионизированный Li^+ , а H_α , H_β и H_γ – линии водорода H_α , H_β и H_γ соответственно. Табличные значения длин волн были взяты из базы данных атомных спектров NIST (National Institute of Standards and Technology atomic spectra database, USA) [67].

В спектре действительно присутствуют пики, принадлежащие ионам лития, что доказывает присутствие как ионизированного, так и нейтрального лития в водородной плазме.

Затем с помощью спектрометра с высоким пространственным разрешением были получены фото спектральных линий в эксперименте (Рисунок 25).

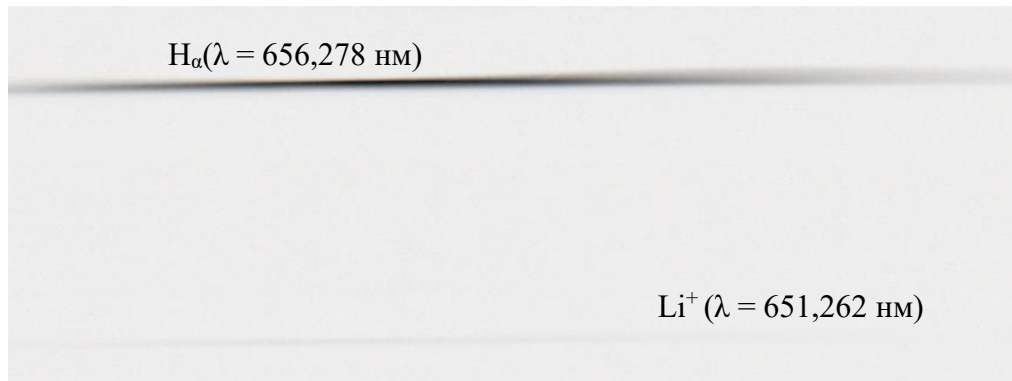


Рисунок 25 – Изображение спектра водородно-примесной плазмы, полученное высоко разрешающим спектрометром на основе МДР-12

Линия большей интенсивности соответствует линии излучения нейтрального водорода H_{α} , меньшей – линии ионизированного лития Li^{+} с длиной волны $\lambda_{Li^{+}} = 651,262 \text{ нм}$. Глядя на обзорный спектр, нетрудно заметить, что выбранная нами линия излучения Li^{+} является не самой интенсивной и хорошо детектируемой. Данный выбор был сделан намеренно для получения фото изображения свечения линии излучения как ионизированной примеси, так и нейтрального водорода в одном выстреле. Ширина окна спектрометра на базе МДР-12 составляет 14 нм.

На радиусе плазмы $r = 7 \text{ см}$ доплеровский сдвиг составил $\Delta\lambda_{Li^{+}} \approx 0,143 \text{ нм}$, что соответствует линейной скорости $V_{Li^{+}} = (7,59 \pm 1,42) \cdot 10^6 \text{ см/с}$, тогда угловая скорость вращения литиевой плазмы $\omega_{Li} = (0,941 \pm 0,19) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Также по доплеровскому сдвигу можно рассчитать скорость дрейфа для водорода по смещению линии H_{α} , которое для $r = 7 \text{ см}$ составило $\Delta\lambda_{H_{\alpha}} \approx 0,172 \text{ нм}$, что соответствует линейной скорости $V_H = (7,84 \pm 1,32) \cdot 10^6 \text{ см/с}$ или угловой скорости вращения $\omega_H = (1,12 \pm 0,22) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, показано, что скорости азимутального дрейфа, определенные по линиям ионизированной примеси и нейтрального водорода, совпадают.

На следующем этапе в качестве газа, подаваемого в газоразрядную область плазменной пушки, использовалась смесь неона и водорода или аргона и

водорода. Соотношения примесного газа и водорода было подобрано таким образом, чтобы достигнуть зажигания и установления стационарного плазменного разряда. В данной экспериментальной кампании были задействованы только источник плазмы и входной расширитель. Обзорным спектрометром был зарегистрирован следующий спектр (Рисунок 26) водородно-неоновой плазмы.

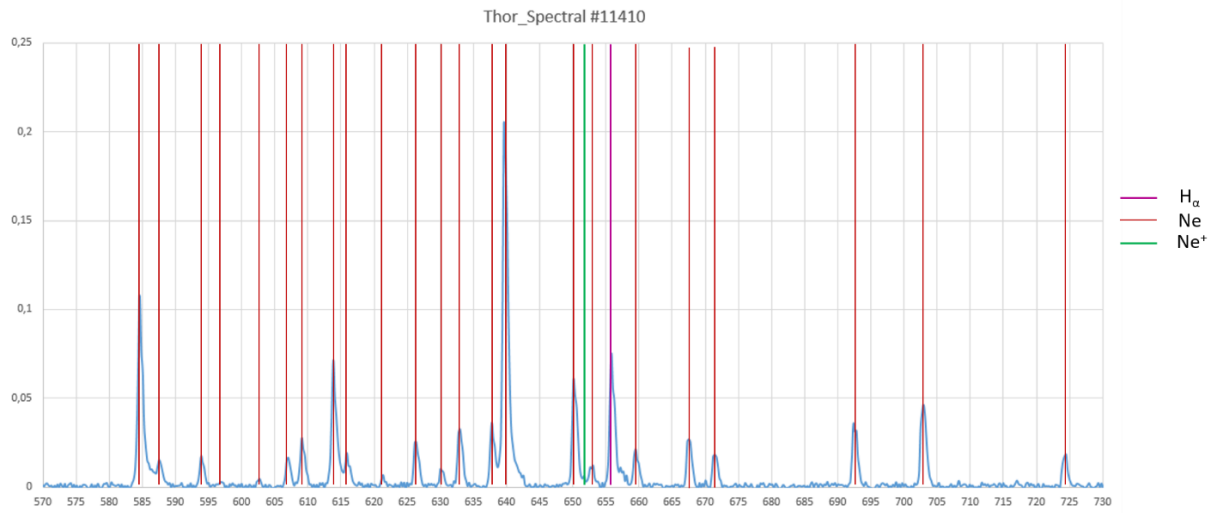


Рисунок 26 – Обзорный спектр водородно-неоновой плазмы

На спектре отчетливо видны линии излучения H α (656,28 нм), множество спектральных линий нейтрального неона, например, 659,9 нм, а также линия ионизированного неона (651 нм). Данные спектральные линии удобно использовать, так как они могут быть одновременно зарегистрированы спектрометром совместно с линией нейтрального водорода. Фотография спектра излучения водородно-неоновой плазмы в диапазоне 648 – 662 нм представлена на рисунке 27. На рисунке 28 показано распределение интенсивности свечения водородно-неоновой плазмы по длине волны.

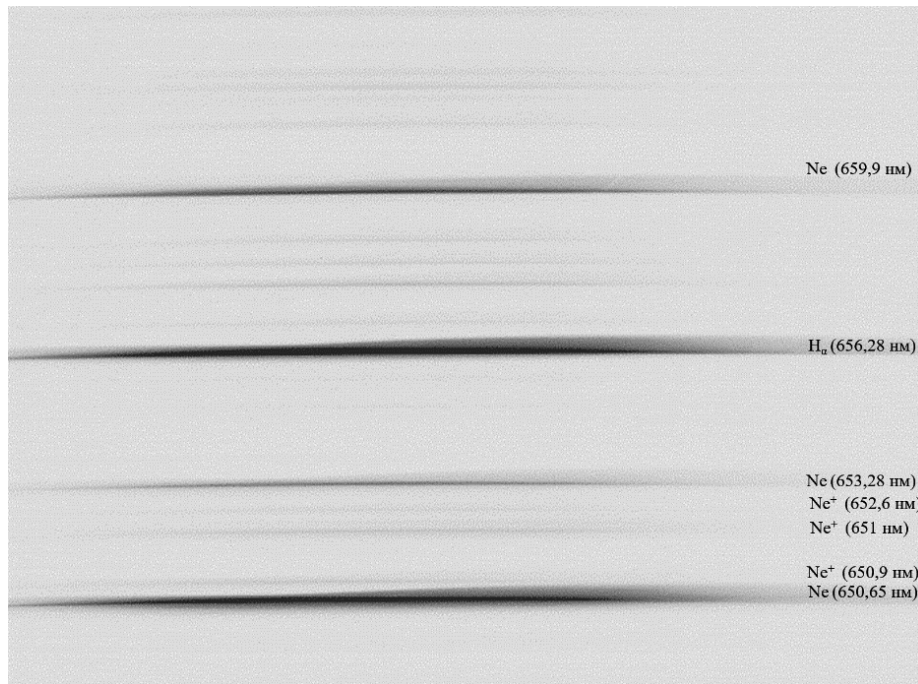


Рисунок 27 – Фотография спектральных линий излучения водородно-неоновой плазмы в диапазоне 648-662 нм

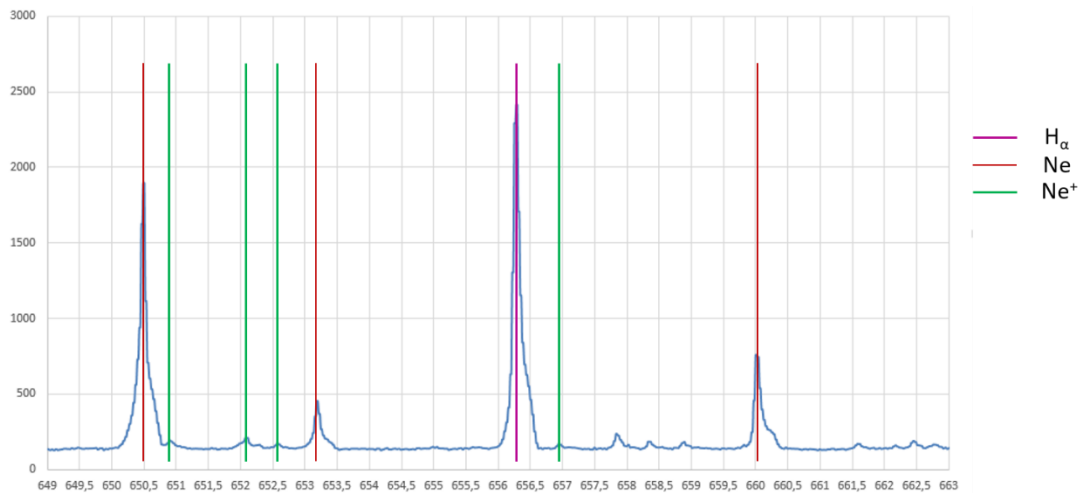


Рисунок 28 – Зависимость интенсивности свечения водородно-неоновой плазмы от длины волны, проинтегрированная по радиусу плазмы от 3 см до 4 см

Азимутальная скорость движения плазмы была определена по доплеровскому сдвигу относительно калибровочной линии излучения нейтрального водорода с поправкой на разницу длин волн, откуда получено, что угловые скорости вращения равны

$$\omega_{\text{Ne}^+} = (1,21 \pm 0,32) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1},$$

$$\omega_{\text{H}} = (1,13 \pm 0,21) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}.$$

Скорости нейтрального водорода и ионизированной примеси совпадают с точностью до 8 %.

Использовать неон в качестве малой добавки к водороду выгодно с точки зрения спектроскопии, во-первых, потому что имеется множество линий излучения, ионизированные линии лежат около основной водородной линии излучения H_α в диапазоне окна спектрометров. Интенсивность спектральных линий излучения ионизированного неона достаточна для регистрации и дальнейшей обработки. В данном случае было бы возможно одновременно определять скорость вращения нейтрального водорода, ионизированного неона и сравнивать их. Но, к сожалению, после непродолжительной экспериментальной серии с неоном, некоторые элементы конструкции плазменной пушки деградировали, катодная шайба металлизирована, что привело к длительному ремонту и откладке плазменной пушки для дальнейших экспериментов с водородом. Таким образом, неон не может быть использован при нынешней конфигурации источника плазмы.

Также была проведена небольшая экспериментальная серия с водородно-аргоновой плазмой, фото спектра излучения которой представлено ниже на рисунке 29. Наблюдается основная линия излучения нейтрального водорода, а также множество линий излучения нейтрального аргона (660 нм) и ионизированного аргона (663,68 нм).



Рисунок 29 – Фотография спектра водородно-аргоновой плазмы в диапазоне 653 – 667 нм

Спектральная линия излучения H_{α} пересвечена на данном фото намеренно, чтобы была возможность зарегистрировать свечение линии излучения нейтрального и ионизированного аргона, так как базовой интенсивности линий недостаточно для корректной математической обработки изображения. Для определения скорости вращения ионизированного аргона и нейтрального водорода использовались соседние выстрелы, которые были произведены в одинаковых экспериментальных условиях, но при разных выдержках камеры спектрометра. Скорости вращения ионизированного аргона и нейтрального водорода равны

$$\omega_{Ar^+} = (1,19 \pm 0,25) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1},$$

$$\omega_H = (1,08 \pm 0,17) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Таким образом, с точки зрения спектроскопии применение аргона в качестве примеси не так привлекательно, как неона, потому что яркости линии излучения ионизированного аргона недостаточно для одновременной регистрации линии

излучения H_{α} и ионизированного аргона. В то же время, из-за высокой молярной массы нужно аккуратно учитывать потери на излучение, а также величину ларморовского радиуса по сравнению с радиусом плазмы.

Совпадение скоростей для ионизированной примеси и нейтрального водорода доказывает, что вращение плазмы на установке СМОЛА определяется $[\mathbf{E} \times \mathbf{V}]$ дрейфом, так нет зависимости от газового состава или массы химических элементов.

В итоге было рассмотрено 4 различных примеси: гелий, литий, неон и аргон в качестве добавки для определения азимутальной скорости движения плазмы. Все они имеют ионизированные линии излучения в области H_{α} разных интенсивностей. Достигнуть порога ионизации для гелия оказалось крайне тяжело. Литий недостаточно удобен для применения, так как он представляет собой твердое вещество, которое в течение 5-10 выстрелов испаряется полностью, при этом порог ионизации ($U_{и}=5,7$ эВ) наименьший по сравнению с другими представленными примесями. Аргон подходит нам по расположению линий излучения, но их интенсивность недостаточна для одновременной регистрации совместно с нейтральным водородом. Использовать неон в качестве малой добавки к водороду выгодно из-за множество интенсивных линий излучения в области H_{α} , но его применение приводит к разрушению внутренних частей конструкций источника плазмы и металлизации катодной шайбы. Возможно, в будущих экспериментах эти проблемы перестанут существовать после установки нового источника плазмы. Еще одно решение данной проблемы состоит в том, чтобы подавать газ не в газоразрядную область источника плазмы, а в камеру входного расширителя напротив окна, где стоит спектрометр.

Проведенные эксперименты с добавлением представленных примесей показывают, что азимутальные скорости, посчитанные по доплеровскому сдвигу спектральных линий излучения различных ионизированных примесей, совпадают с азимутальными скоростями, определенными по доплеровскому сдвигу

спектральной линии излучения нейтрального водорода H_{α} . Можно сделать вывод о том, что угловая скорость вращения, определенная по линиям излучения нейтрального водорода, соответствует угловой скорости вращения плазмы.

2.2.1 Зонд Маха и теоретические модели, описывающие экспериментальные данные

Для изучения локальных параметров плазмы часто применимы зондовые диагностики, позволяющие контактным методом измерять такие параметры плазмы, как плотность, электронная температура, продольная скорость движения в широком диапазоне.

Наиболее простое устройство для определения продольной компоненты скорости плазмы – зонд Маха. Зондовая теория постулирует, что при наличии дрейфа частиц в потоке плазмы поток ионов к наветренной стороне зонда будет больше, чем поток ионов к подветренной стороне.

Самая простейшая конструкция зонда Маха (Рисунок 30) состоит из двух электродов, отделенных друг от друга изолятором, каждый из которых измеряет ионный ток насыщения I_{sat} [68].

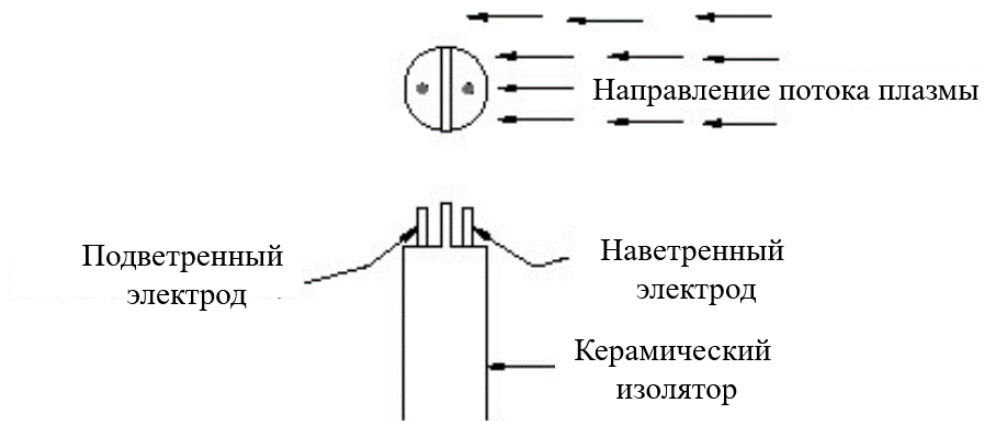


Рисунок 30 – Схема зонда Маха [68]

В случае если скорость потока плазмы равна нулю, то два электрода должны регистрировать одинаковый ток насыщения. Если же скорость потока плазмы ненулевая (Рисунок 25), то электрод, обращенный к потоку, будет регистрировать больший ток I_{up} , чем электрод, обращенный вниз по потоку I_{down} .

Подобрать теоретическую интерпретацию, наиболее точно описывающую взаимосвязь между током насыщения и скоростью потока плазмы, является основной сложностью в теории зондов Маха и называется проблемой калибровки зонда Маха. В конечном счете, модели, которые связывают токи насыщения с наветренной и подветренной сторон со скоростью потока плазмы, сводятся к выражению вида [69]:

$$J = \frac{I_{up}}{I_{down}} = \exp(kM), \quad (12)$$

где число Маха $M = V_{flow}/C_s$, $C_s = \sqrt{T_e/m_i}$, а коэффициент k – константа, определяемая выбранной моделью описания системы, J – отношение токов насыщения, регистрируемых с двух сторон относительно барьера.

Такая простая теоретическая интерпретация усложняется необходимостью учета влияния магнитного поля на сбор ионов электродами. Если ларморовский радиус иона r_i намного больше характерного размера собирающей поверхности

зонда d_p , то ионы считаются незамагниченными. В противном случае ионы замагничены, поэтому ключевым параметром для выбора подходящей модели является отношение ларморовского радиуса иона к размеру зонда.

Нам наиболее интересно рассматривать модель для случая незамагниченной плазмы, так как для параметров установки СМОЛА ларморовский радиус иона больше размеров зонда Маха, а именно

$$\rho_i = 0,6 \div 1,8 \text{ см} > 0,2 \text{ см} = d_p.$$

Первоначально интерпретация зондовых измерений в мировой практике была сосредоточена на одномерных моделях потоков плазмы и измерении параллельного потока, а затем была расширена для измерения потоков и в поперечном поле.

Теория зондовых измерений скорости потока плазмы в незамагниченной или слабо замагниченной плазме более сложна, чем для замагниченного случая, где можно применить одномерную модель для интерпретации результатов. Для незамагниченной плазмы требуется 2D или 3D анализ, поэтому, хотя зонды Маха ранее использовались в плазменных экспериментах, теория интерпретации зондов Маха в этом приближении развита недостаточно [70, 71].

Конструкции маховских зондов претерпевают изменения на более сложные, некоторые из которых способны регистрировать потоки плазмы под различными углами относительно основного потока для более четкого определения направления движения.

Различия между токами насыщения, собранными электродами с разных сторон относительно барьера, не связаны с тем, что ионы пересекают дебаевский слой с более высокой скоростью. Скорость ионов ограничивается скоростью звука, что является критерием для формирования дебаевского слоя, тогда поток ионов к собирающей поверхности определяется силами, действующими в нем (Рисунок 31).

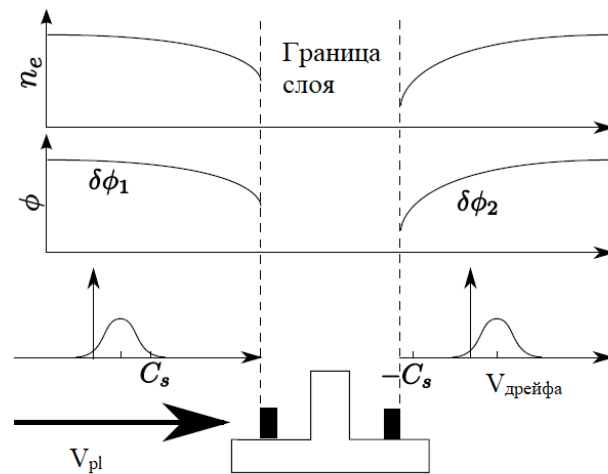


Рисунок 31 – Схема работы зонда Маха [39]

Рассмотрим дрейфующее максвелловское распределение скоростей для ионов. Поле в преслое, необходимое для ускорения ионов, должно быть больше для подветренной стороны, чем для наветренной по критерию Бома (Рисунок 32), который заключается в том, что для существования стационарного слоя необходимо, чтобы скорость ионов V_i , входящих в слой со стороны плазмы, превышала скорость ионного звука C_s .

Плотность электронов, определяемая соотношением Больцмана, будет ниже с подветренной стороны, так как падение потенциала на границе зонд – дебаевский слой будет больше. В условиях квазинейтральности плотность соответственно падает, поэтому поток ионов через край слоя к зонду будет ниже с подветренной стороны.

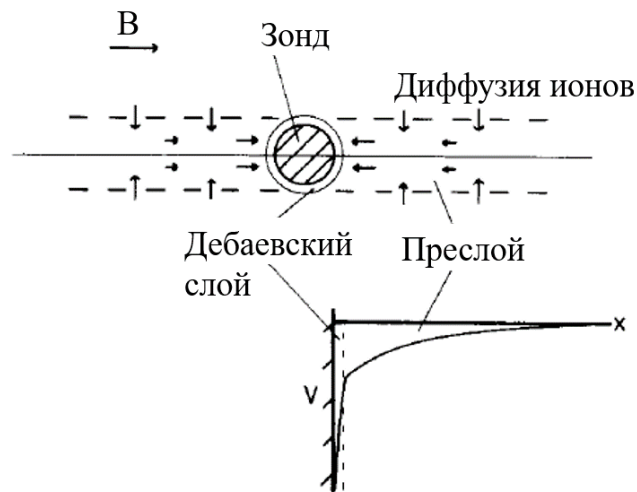


Рисунок 32 – Схема сбора ионов в сильном магнитном поле [72]

Значение скорости потока ионов в невозмущенной плазме определяется путем сравнения токов ионного насыщения с двух сторон от барьера.

В случае незамагниченной плазмы ($\rho > d_p$) происходит искажение преслоя по сравнению со случаем замагниченной плазмы (Рисунок 33). Вследствие чего модели, которые интерпретируют результаты, регистрируемые зондом, становятся сложнее.

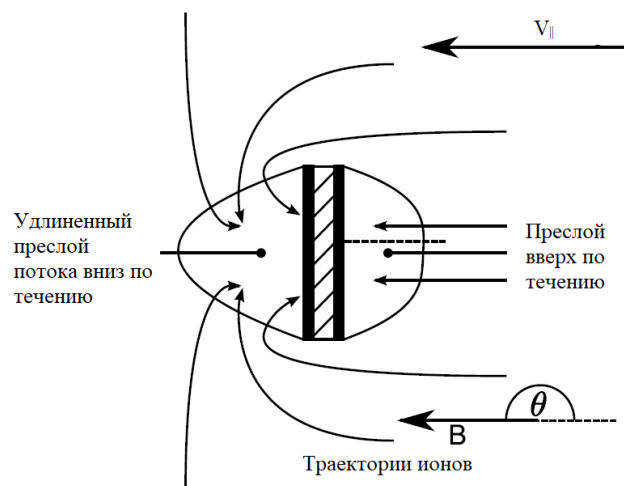


Рисунок 33 – Поток частиц, показывающий искажение преслоя ниже по потоку, в случае незамагниченной плазмы. Цитируется по [72]

Как говорилось ранее, все теории выражают соотношение токов насыщения, регистрируемых электродами, находящимся по разные стороны относительно барьера, в соответствии с формулой (12), которую можно представить в следующем виде:

$$M = \frac{1}{k} \ln \frac{I_{up}}{I_{down}}. \quad (13)$$

Хочется отметить, что калибровочная константа k , как правило, может зависеть от T_e и T_i . Именно определение k для различных температур плазмы является основой теории и работ по моделированию в случае незамагниченной плазмы.

Хадис и Лидский [73] разработали модель токов ионного насыщения в незамагниченной плазме в приближении $T_i \ll T_e$. В результате получили аналитическую формулу для интерпретации результатов, полученных зондом Маха. Модельный коэффициент k определяется следующим образом:

$$k = 4 \sqrt{\frac{T_i}{T_e}}. \quad (14)$$

Для характерных параметров установки СМОЛА (см. таблицу 2) $k \approx 1,5$. Данная модель представляет собой одномерную цилиндрически симметричную систему, предполагающую, что падения потенциала в нисходящем и восходящем электродах изменяются из-за скорости дрейфа.

Такая модель стала широко распространена и использовалась для измерений скорости потока плазмы в небольших экспериментах со слабо замагниченной плазмой, однако она не является максимально точной, что и было определено в поздних экспериментальных кампаниях.

Чанг [74] в 1991 году разработал теорию с более сильным физическим обоснованием. Он использовал одномерную кинетическую модель, пренебрегая

вязкостью. Значения числа Маха согласуются со значениями, полученными в предыдущей модели в случае малого отношения T_i/T_e .

Это, возможно, объясняет продолжающееся использование и успех модели Хадиса и Лидского [75], так как многие эксперименты, в которых использовались электростатические зонды, проводились в режиме низких ионных температур.

Еще одна модель Хадиса и Лидского, разработанная на основе одномерного ионно-кинетического анализа, приводит к такому аналитическому конечному результату:

$$k = \frac{\sqrt{32T_i(T_i + T_e)}}{T_e} = 4 \sqrt{\frac{T_i}{T_e}} \sqrt{\left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right)}. \quad (15)$$

Для значений, примерно соответствующих параметрам нашей системы, $T_i \sim 4$ эВ и $T_e \sim 30$ эВ, константа $k = 1,55$.

В работе 2002 года Хатчинсон [76] провел моделирование методом частиц в ячейке (PIC) для незамагниченного случая использования зонда Маха, чтобы определить соотношение токов насыщения. В результате численного моделирования получилось значение $k = 1,34$ для $T_i/T_e < 3$. Такая модель продемонстрировала точность результата до 10%.

Андо [77] провел эксперименты, в которых использовал данное теоретическое описание, и обнаружил, что его результаты согласуются с такой моделью. Также был продемонстрирован тот факт, что влияние геометрии зонда оказывается незначительным в условиях, приближенным к нашим.

В 2009 году Цой выдвинул более сложную идею определения коэффициента k в зависимости от столкновительности [78]. Он предположил, что результат столкновительной модели не согласуется с экспоненциальной формой, где присутствует постоянный калибровочный коэффициент k , который, скорее всего, должен являться функцией, зависящей от числа Маха. Расчет коэффициентов приводит к такой зависимости:

$$k = 6,57 (1 - 1,5M + 5,67M^2). \quad (16)$$

Учет столкновений ионов и нейтральных атомов дает гораздо больший вклад в соотношение для скорости дрейфа по сравнению с бесстолкновительной моделью. Следовательно, при одинаковых соотношениях плотностей тока, полученное значение числа Маха намного меньше, чем из бесстолкновительных моделей.

Недостаточное знание T_i и T_e в локализованных областях ограничивает возможность обнаружения различий применяемых моделей в эксперименте. Кроме того, большая часть написанных статей посвящена поведению сферического зонда Маха, сконструированного из двух взаимно изолированных полусфер, в то время как зонд Маха, используемый нами, представляет собой плоский зонд, поэтому не известно, насколько сильным будет влияние геометрии зонда на конечный результат. Анализируя представленные модели и области их применимости, была выбрана аналитическая модель Хадиса и Лидского, где коэффициент k определяется по формуле (14).

2.2.2 Конструкции Зонда Маха и его применения в условиях открытой ловушки СМОЛА

Последовательно было введено в эксплуатацию 4 различных зонда Маха, состоящего из двух двойных зондов разной конфигурации. Самая простая конструкция представляла собой два двойных зонда, все электроды которых были изготовлены из вольфрамовой проволоки, а перегородка – тонкая стеклянная пластинка (Рисунок 34).

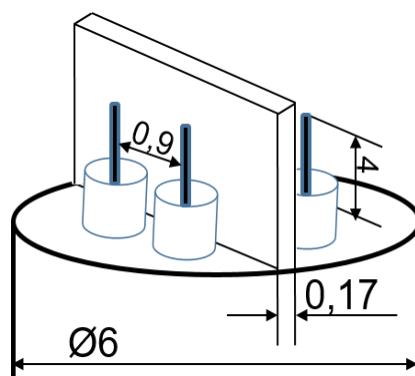


Рисунок 34 – Схема первой версии зонда Маха с проволочными электродами

Основной недостаток такой конструкции заключается в том, что стеклянная перегородка не выдерживала высоких температур и плавилась в течение нескольких выстрелов.

На следующем этапе в качестве перегородки было предложено использовать кварцевый капилляр (Рисунок 35).

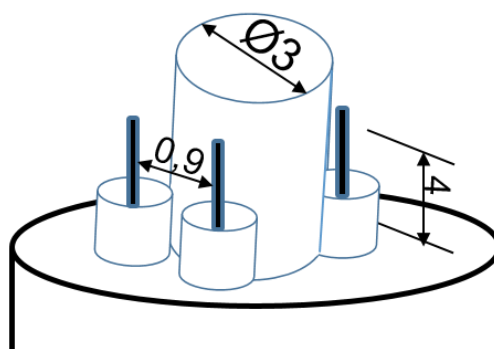


Рисунок 35 – Схема второй версии зонда Маха с проволочными электродами

В условиях незамагниченной плазмы отношение регистрируемых токов ионного насыщения не может достоверно определить скорость потока плазмы. Это происходит из-за того, что при большой ларморовской орбите, ион, налетающий с одной стороны относительно перегородки может попасть на электрод, собирающий поток с противоположной стороны. В результате мы регистрируем ток не только «правильных» ионов, но и паразитный. К сожалению, определить вероятность такого попадания крайне сложно для предложенных

ранее зондов Маха (Рисунок 33, 34). В связи с этим конструкции зонда, включающие в себя проволочные электроды для сбора ионов были исключены.

На следующем этапе было предложено в качестве электродов для сбора ионов и электронов использовать напыленный молибден. Перегородкой служит кварцевая пластинка, на которую напыляется металл (Рисунок 36).

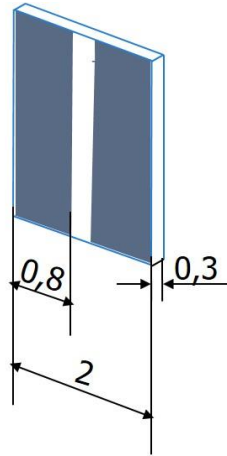


Рисунок 36 – Схема зонда Маха с симметрично напыленными электродами

Для изготовления такого зонда необходимо спроектировать специальную маску для напыления, которая обеспечивала бы отсутствие металла на боковых поверхностях и дорожке между двумя электродами. На рисунке 37 представлен внешний вид маски, изготовленной из нержавеющей стали, кварцевые пластинки с напылением и без.

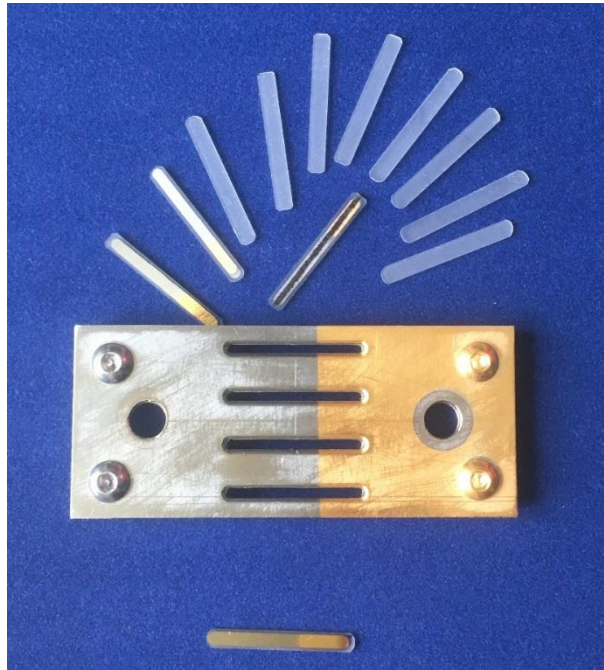


Рисунок 37 – Внешний вид маски для напыления электродов и кварцевые пластинки с покрытием и без

Для обеспечения качественного припоя медных проводов к пластинке было предложено вторым слоем поверх молибдена напылять никель-золото на треть от всей длины пластинки.

При проведении экспериментальных серий было обнаружено, что под влиянием высокой температуры в течение сотен мс происходит перепыление дорожки между электродами из-за близкого расстояния, что приводит к замыканию. Учитывая, опыт предыдущих конструкций и надежность в эксплуатации, финальный вариант зонда Маха выглядит следующим образом (Рисунок 38).

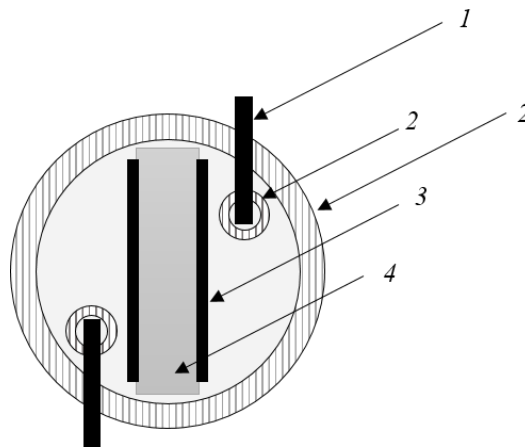


Рисунок 38 – Схема зонда Маха с комбинированными электродами

Зонд Маха представляет собой два двойных асимметричных зонда, где ионособирающий электрод – напыленный на кварцевую пластинку слой молибдена толщиной 1 мкм, электроноособирающий – вольфрамовая проволока диаметром 0,2 мм, помещённая в отдельный керамический капилляр. В качестве изолирующей перегородки используется кварцевая пластинка, на которую с двух сторон напыляется электрод. Данная конструкция зонда Маха запатентована автором как «устройство для регистрации скорости плазмы в открытой ловушке».

Зонд создает геометрическую тень низкой плотности ниже по течению относительно перегородки, которая влияет на плотность тока, регистрируемого зондом в столкновительной плазме. Если длина свободного пробега иона меньше длины тени зонда, это приводит к ошибочным значениям числа Маха.

Существует простой поправочный член, корректирующий значение числа Маха, полученного путем зондовых измерений, в том случае, когда известны скорость звука, средняя длина свободного пробега, температура ионов и коэффициент диффузии плазмы поперек магнитного поля.

Эффект, создаваемый тенью от зонда, должен учитываться в том случае, когда плотность существенно падает на ее длине. Тем самым, эффект тени важен, если ее длина сравнима с длиной нескольких ячеек винтового многопробочного магнитного поля, где происходит экспоненциальное подавление потока плазмы.

Оценки длины, на которой происходит подавление потока в e раз приведены в [31].

Многие исследования зонда Маха [79, 80] предполагают, что длина преслоя – это «естественная» длина предварительного слоя, равная

$$L_n = \frac{w^2 c_s}{D_{\perp}} \sim 8 \text{ см}, \quad (17)$$

где w – диаметр (размер) зонда, c_s – скорость звука, а D_{\perp} – поперечный коэффициент диффузии, формула которого представлена ниже,

$$D_{\perp} = \frac{D_{\perp A}}{1 + \left(\frac{\omega_{ci}}{v_i}\right)^2 + \frac{\mu_i}{\mu_{\beta}} \left(1 + \left(\frac{\omega_{c\beta}}{v_{\beta}}\right)^2\right)}, \quad (18)$$

где β – сорт частиц, $\omega_{c\beta}$ – циклотронная частота, v_{β} – частота столкновений, μ_{β} – подвижность.

Коэффициент перпендикулярной амбиполярной диффузии определяется выражением:

$$D_{\perp A} = \frac{v_{Ti}^2}{v_i} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right), \quad (19)$$

где $v_i = v_{ie} + v_{in}$.

Но это верно только для случая полностью ионизованной плазмы с максвелловскими электронами. В случае, когда длина свободного пробега иона $\lambda_i < L_n$, тогда длина преслоя пропорциональна средней длине пробега между столкновениями ионов и нейтральных атомов. В результате, когда в плазме присутствуют нейтральные атомы, фактическая длина преслоя может быть короче, чем «естественная» длина.

Длина геометрической тени зонда

$$L_g = \frac{w^2 V_d}{D_{\perp}} \sim 5 \text{ см}, \quad (20)$$

где V_d - скорость дрейфа ионов плазмы. Это масштаб длины области обедненной плотности, так как зонд действует как физическое препятствие в плазме.

Если длина преслоя плазмы меньше длины геометрической тени зонда, то, собранный ток насыщения ионов будет представлять собой более низкую возмущенную плотность в тени из-за стержня зонда вместо плотности невозмущенной плазмы [81]. Тогда более низкий ток насыщения ионов на стороне ниже по потоку будет выглядеть как искусственно увеличенное число Маха.

Падение плотности из-за тени зонда может быть описано с использованием упрощенной модели для плотности плазмы вниз по течению. Ионы представляются как жидкость, что позволяет пренебречь электростатическими эффектами.

Рассмотрим плазму в геометрии слоя прямоугольной формы с переносом в направлении, параллельном магнитному полю, в котором преобладает диффузия поперек магнитного поля:

$$v_d \frac{\partial n}{\partial z} = - D_{\perp} \frac{\partial^2 n}{\partial y^2}, \quad (21)$$

где V_d - скорость дрейфа, D_{\perp} - диффузия поперек магнитного поля, z - координата, параллельная магнитному полю, а y - координата, перпендикулярная полю.

Геометрическая тень зонда создает область низкой плотности плазмы вниз по потоку от зонда. По мере увеличения магнитного поля перпендикулярный диффузионный транспорт уменьшается, что приводит к увеличению длины геометрической тени.

Чтобы рассчитать поправочный член, необходимо знать величину плотности нисходящего потока на краю границы относительно невозмущенной плотности восходящего потока.

Предполагая, что скорость дрейфа постоянная, формулу (21) можно представить в виде

$$\frac{\partial n}{\partial z} + \frac{D_{\perp}}{v_d} \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = 0. \quad (22)$$

Для такой модели были использованы следующие граничные условия:

$$n(y, z = 0) = \begin{cases} n_0, & y \geq a \\ 0, & -a < y < a, \\ n_0, & y \leq -a \end{cases} \quad (23)$$

где n_0 - плотность невозмущенной плазмы, a - размер зонда.

В результате получено аналитическое решение для плотности плазмы, находящейся ниже по потоку [81],

$$n_d(y, z) = n_0 \left(1 - \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf}\left((y + a) \sqrt{\frac{v_d}{4D_{\perp}z}}\right) - \operatorname{erf}\left((y - a) \sqrt{\frac{v_d}{4D_{\perp}z}}\right) \right] \right). \quad (24)$$

Для параметров нашего зонда Маха

$$n_d \sim 0,87 \cdot n_0$$

Данные поправки необходимо учитывать при конечном определении скорости потока плазмы, а также при выборе теоретической модели, описывающей нашу систему.

2.2.3 Калибровка сторон зонда Маха

Зонд, схема которого представлена на рисунке 38, был откалиброван путем переворота на 180° . При тех же экспериментальных условиях получен профиль ионного насыщения. Затем построена зависимость тока ионного насыщения, полученного ранее, от тока, зарегистрированного после переворота зонда. Такая процедура была проведена для двух сторон, получены аналогичные зависимости, в которые вписывается линейная функция с точностью до 10 % (Рисунок 39).

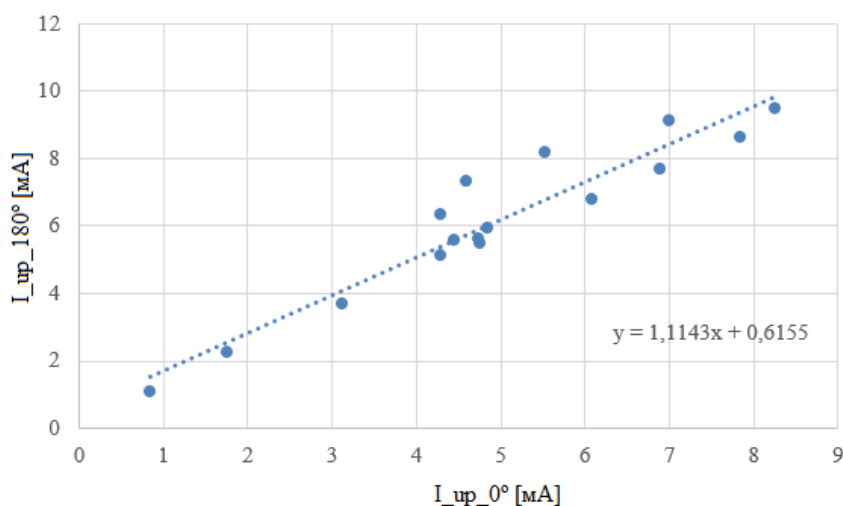


Рисунок 39 – Поправка к калибровочному коэффициенту для последней версии зонда Маха, где 0° – штатное положение зонда, 180° – зонд повернут на 180°

Поправка к коэффициенту калибровки для одного двойного зонда составляет 1,06, для другого - 0,95. Произведение этих чисел ≈ 1 . Это означает, что плотность тока постоянна, а полученные числа отвечают отношению площадей поверхностей, собирающих ионы, при том что мы регистрируем одинаковый общий поток ионов как в прямом положении зонда, так и в перевернутом. С учетом всех калибровок был построен профиль тока ионного насыщения для обоих случаев (Рисунок 40) в прямом магнитном поле.

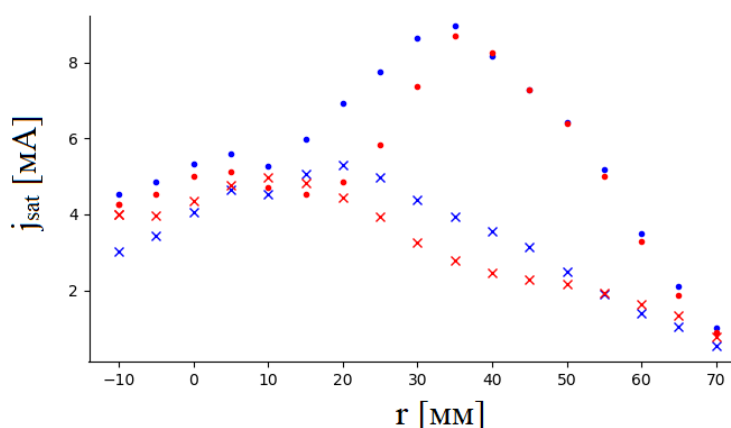


Рисунок 40 – Профили токов ионного насыщения с учетом поправочных коэффициентов. Красный – штатное положение зонда, синий – зонд повернут на 180°

Видно, что профили совпадают с высокой точностью, что свидетельствует о правильности работы зонда Маха и правильно определённом соотношении площадей ионособирающих сторон.

Для конструкций зондов, схемы которых представлены на рисунках 34 и 35, подобная калибровка сделана не была по причине быстрой деградации и невозможности верной интерпретации результатов. Для конструкции, схема которой представлена на рисунке 36, была получена поправка к калибровочному коэффициенту, аналогичной для конструкции зонда, представленного на рисунке 38, но так как в настоящей работе не используются экспериментальные данные, полученные этим зондом, то она не приводится.

2.2.4 Модуль скорости движения плазмы и модель, описывающая движение частиц

Зонд Маха на вращающейся подвижке позволяет измерять не только продольную скорость, но и ее модуль и направление относительно ведущего магнитного поля. Зонд Маха измеряет поток частиц, направленный строго вдоль нормали к собирающей поверхности, поэтому зависимость скорости потока от угла имеет следующий вид:

$$V = V_{\parallel} \cos \theta + V_{\varphi} \sin \theta = V_0 \cos(\theta + \varphi_0), \quad (25)$$

где V_{\parallel} – продольная скорость, V_{φ} – азимутальная скорость, φ_0 – угол между направлением потока плазмы и ведущим магнитным полем.

Система позиционирования позволяет обеспечивать вращение зонда с шагом 15° и движение зонда по радиусу в диапазоне от 0 до 4 см.

Модуль скорости можно также определить, используя стационарный зонд Маха, измеряющий только продольную скорость, и два эмиссионных зонда,

расположенных на расстоянии 1 см друг от друга, измеряющих радиальное электрическое поле. Тогда модуль скорости и угол относительно ведущего магнитного поля можно определить как

$$V = \sqrt{V_z^2 + (V_\phi)^2} = \sqrt{V_z^2 + \left(c \frac{E_r}{B}\right)^2}, \quad (26)$$

$$\theta = \arctg \left(\frac{V_z}{V_\phi} \right). \quad (27)$$

Таким образом, используя два независимых способа измерения величин, можно сравнить полученные данные и определить, верно ли работает каждая из диагностик.

2.2.5 Модель движения частиц и обратный поток

Рассмотрим такую модель движения частиц в открытой ловушке. Известно, что существует три популяции частиц: пролетные частицы, летящие из ловушки и возвращающиеся обратно, запертые частицы. Пролетные частицы движутся с ионной тепловой скоростью V_{Ti} , запертые – со скоростью магнитных возмущений V_z , причем $V_{Ti} \leq V_z$. Для наглядности направление движения разных популяций частиц схематично проиллюстрировано на рисунке 41.

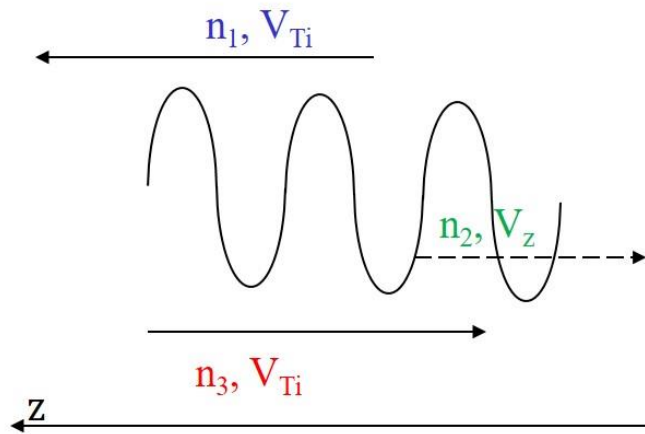


Рисунок 41 – Схема направления движения частиц в транспортной секции: n_1 – плотность пролетных частиц, летящих из ловушки, n_3 – плотность пролётных частиц, возвращающихся обратно в зону удержания, n_2 – плотность запертых частиц, V_{Ti} – тепловая скорость, V_z – скорость возмущения магнитных пробок

Учитывая концентрации и скорости каждой из популяций, можно определить среднюю продольную скорость движения следующим образом:

$$\langle V_{||} \rangle = \frac{n_1 V_{Ti} - n_3 V_{Ti} - n_2 V_z}{n}, \quad (28)$$

где $V_{||}$ – продольная скорость движения, V_{Ti} – тепловая скорость, V_z – скорость движения магнитных пробок, n – общая плотность, n_1 – плотность пролетных частиц, n_3 – плотность пролётных частиц, возвращающихся обратно в зону удержания, n_2 – плотность захваченных частиц, движущихся совместно с магнитными возмущениями (формула 1).

Учитывая, что в прямом поле ($R = 1$) отсутствует обратный поток захваченных частиц, движущихся за счет магнитных возмущений, которые отсутствуют, можно составить систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle V_{||h} \rangle = \frac{n_{1h} V_{Tih} - n_{3h} V_{Tih} - n_2 V_z}{n_h} \text{ при } R > 1 \\ \langle V_{||s} \rangle = \frac{n_{1s} V_{Tis} - n_{3s} V_{Tis}}{n_s} \text{ при } R = 1 \end{array} \right. , \quad (29)$$

$$n = n_1 + n_2 + n_3$$

$$n_2 = \kappa n$$

где индекс h соответствует винтовому полю (helical), s – прямому (straight), κ – доля запертых частиц, движущихся за счет магнитных возмущений.

Решая систему уравнений с учетом того, что $V_{Tih} \approx V_{Tis}$, получаем следующие соотношения для плотностей пролетных в прямом и обратном направлении частиц:

$$\frac{n_1}{n_3} = \frac{V_{Ti} + V_{||}}{V_{Ti} - V_{||}}, \quad (30)$$

а также для доли запертых частиц

$$\kappa = \frac{n_2}{n} = \frac{V_{||s} - V_{||h}}{V_{||s} + V_z}. \quad (31)$$

Глава 3. Скорости плазмы в винтовой открытой ловушке СМОЛА

3.1.1 Первые эксперименты по определению угловой скорости вращения плазмы. Нестационарный режим работы источника плазмы

Первые эксперименты на установке СМОЛА проводились только во входном расширителе без установленного соленоида и были направлены на получение информации о наличии вращения плазмы, генерируемой источником. В этом режиме плазма осаждалась на стенке расширителя, поэтому радиальное электрическое поле, а следовательно, и вращение плазмы сильно зависят от приложенного магнитного поля. Фотография водородной плазменной струи представлена на рисунке 42.

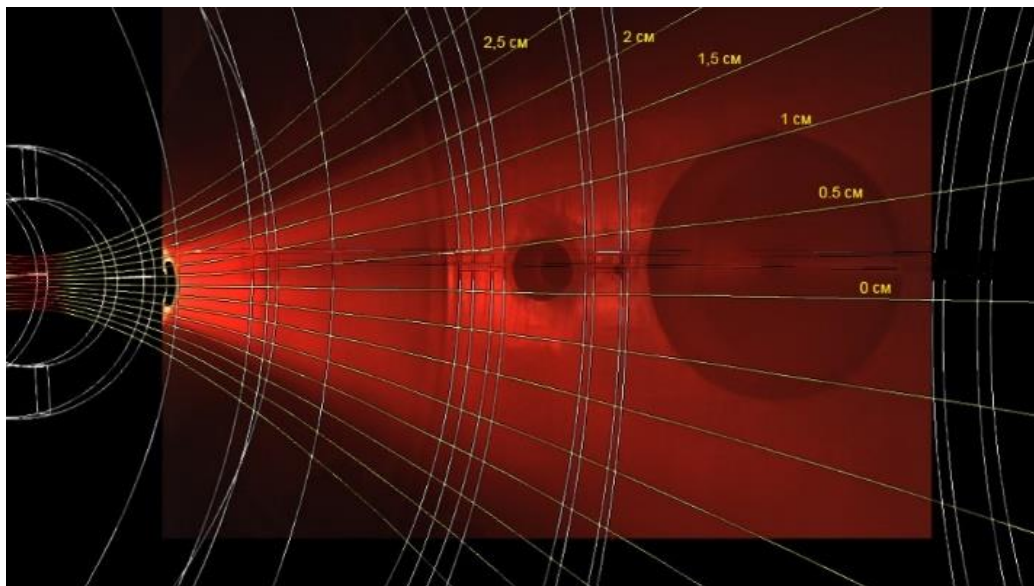


Рисунок 42 – Фотография плазменной струи в расширителе установки СМОЛА с наложенными расчетными силовыми линиями магнитного поля. Источник плазмы находится слева

В этой конфигурации был проведен ряд экспериментов с различной амплитудой и направлением магнитного поля для проверки работоспособности доплеровской диагностики и регистрации вращения плазмы. Магнитное поле варьировалось в диапазоне от 0,5 до 11 мТл. На рисунке 43 показана зависимость скорости вращения плазмы от амплитуды магнитного поля. Эта зависимость объясняется модификацией распределения потенциала при разных диаметрах области контакта плазмы с заземленной вакуумной камерой и различной степенью расширения.

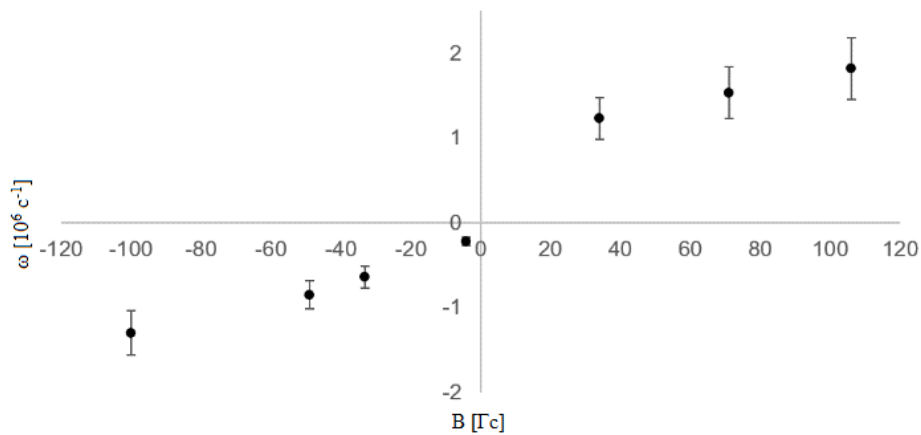


Рисунок 43 – Зависимость угловой скорости вращения плазмы от амплитуды магнитного поля в расширителе

Ожидалось, что скорость вращения плазмы обратно пропорциональна амплитуде магнитного поля. Однако эксперимент продемонстрировал противоположный результат, предположительно из-за малого расстояния между областью плазмы и заземленной стенкой вакуумной камеры, а также разной степенью расширения. Было показано, что в дальнейших экспериментах необходимо использовать плазмодриемник, расположенный на достаточно большом расстоянии.

Позже в полной конфигурации установки, включающей как транспортную секцию, так и выходной расширитель с секционированным плазмодриемником, была проведена серия экспериментов в прямом и винтовом магнитном полях в

режиме удержания и ускорения плазменного потока, которая была направлена на получение зависимости угловой скорости вращения плазмы от времени в течение разряда (Рисунок 44). Прямое и винтовое магнитное поле включалось в 12 мс и 60 мс соответственно. Напряжение между анодом и катодом источника плазмы, а также подача газа начинались в 60 мс. Магнитные поля и напряжение между анодом и катодом отключались через 320 мс, а напуск газа прекращался через 300 мс. Таким образом, продолжительность разряда составляла около 250 мс. Время выдержки камеры спектрального прибора составляло 10 мс.

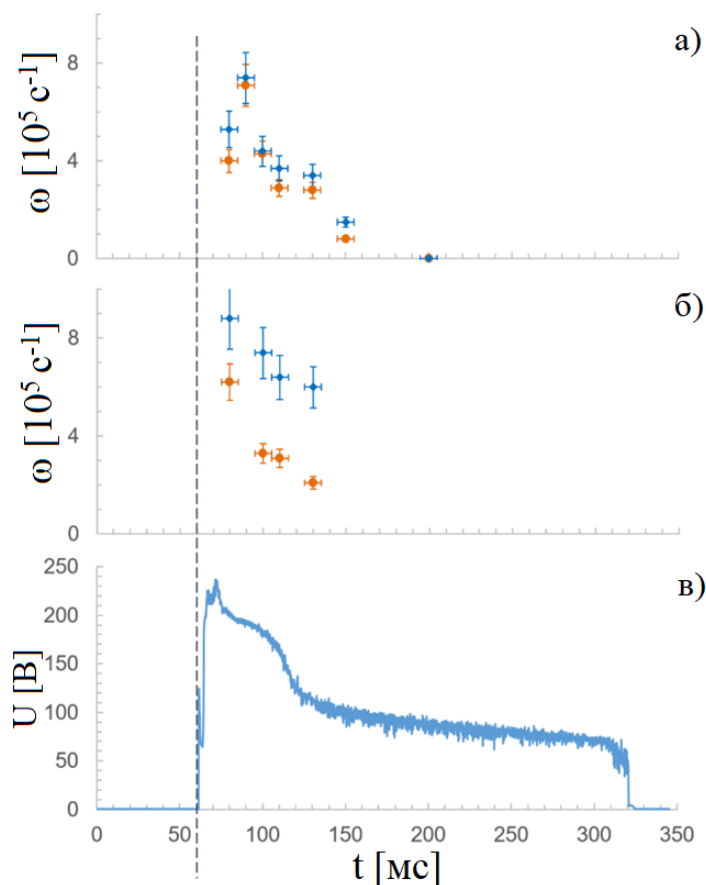


Рисунок 44 – а) Режим удержания плазмы, б) режим ускорения плазмы: синий – винтовое магнитное поле, красный – прямое магнитное поле, в) потенциал на плазмоприемнике. Пунктирная линия – старт плазмы

Область твердотельного вращения плазмы составляла 3 см, периферия плазмы вращалась медленнее, чем центральная область. Наблюдается падение угловой скорости вращения плазмы в течение разряда. Данное явление может

объясняться ростом давления нейтрального газа, что приводит к возникновению силы, подобной трению, из-за процессов перезарядки, а также с падением разности потенциалов между анодом и катодом (Рисунок 44 (с)). Угловая скорость вращения равна 0 в стационарной фазе разряда. Максимальная угловая скорость вращения для каждого режима была зарегистрирована примерно через 30 мс после старта плазмы, что совпадает с максимально поданным напряжением между анодом и катодом источника плазмы, и составляет $\approx 7 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Отмечено, что при работе в режиме ускорения плазменного потока скорость вращения выше, чем в режиме удержания.

Был установлен секционированный плазмоприемник, позволяющий также контролировать распределение потенциалов в плазме, поэтому была проведена серия по определению зависимости угловой скорости вращения плазмы от режима работы плазмоприемника. Полученные результаты представлены в таблице 4.

Таблица 4 Зависимость скорости вращения плазмы от режима работы плазмоприемника

Режим работы плазмоприемника	Скорость вращения
Все пластины заземлены	$\omega = (7,9 \pm 0,9) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$
Потенциал плазмоприемника плавающий, потенциалы пластин одинаковы	$\omega = (8,7 \pm 1) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$
Каждая пластина находится под собственным плавающим потенциалом (прямое поле)	$\omega = (9,8 \pm 1,1) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$
Каждая пластина находится под собственным потенциалом (винтовое поле)	$\omega = (10,5 \pm 1,2) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$

Показано, что на угловую скорость вращения плазмы влияет распределение потенциала на пластинах плазмоприемника, поэтому на следующем этапе предполагается подача постоянного напряжения на его пластины для лучшего внесения потенциала в плазму.

По изложенным выше результатам были выдвинуты предположения об основных регулируемых параметрах системы, управление которыми может обеспечить изменение радиального электрического поля, а значит и угловой скорости вращения плазмы. Предположительно такими параметрами являются:

1. напряжение, поданное между катодом и анодом источника плазмы,
2. потенциалы пластин секционированного плазмоприемника,
3. давление нейтрального газа в системе,
4. ведущее магнитное поле,
5. степень расширения магнитного поля при контакте с плазмоприемником.

Исходя из этого, основной задачей дальнейших экспериментов являлось управление угловой скоростью вращения и достижение максимальных значений линейной скорости на периферии плазмы.

3.1.2 Первые эксперименты по определению угловой скорости вращения плазмы. Стационарный режим работы источника плазмы

На пластины плазмоприемника подавался заданный потенциал. Разность потенциалов между соседними пластинами составляла 50 В. Первые две пластины плазмоприемника были соединены с катодом плазменной пушки. В этом режиме работы угловая скорость вращения плазмы остается постоянной на протяжении всего разряда (Рисунок 45). Абсолютное значение угловой скорости составляет

$\omega \approx 2 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$. Изменение максимального значения скорости связано с повышением амплитуды магнитного поля и изменением радиального профиля электрического поля.

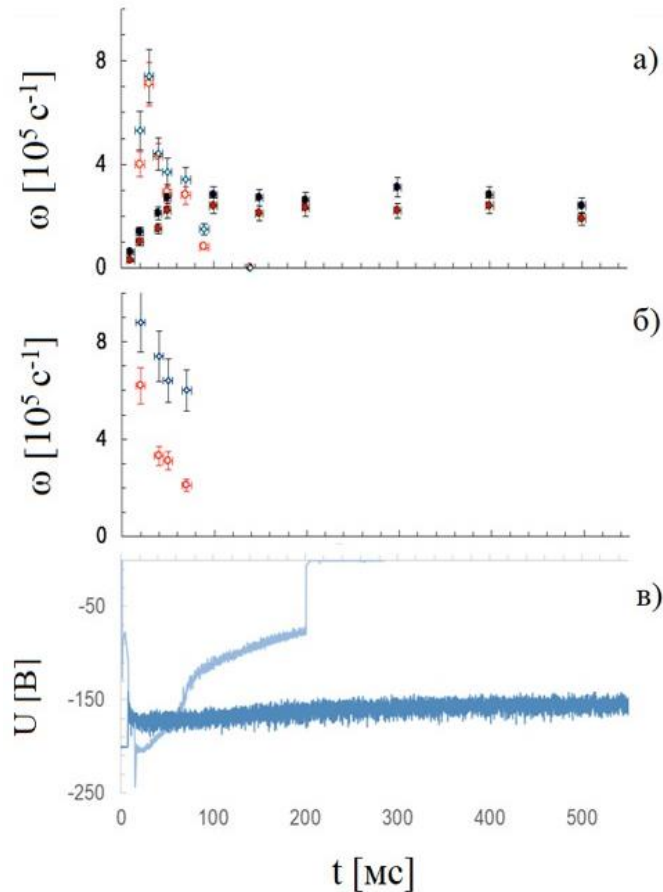


Рисунок 45 – а) Режим удержания плазмы, б) Режим ускорения плазмы.

Незакрашенные точки – нестационарный режим, закрашенные точки – стационарный режим. Синий – винтовое магнитное поле, красный – прямое магнитное поле в) Потенциал на плазмодриемнике: светло-синий – нестационарный режим, темно-синий – стационарный режим, 0 – старт плазмы

Оптимизация газовых условий и увеличение емкости конденсаторной батареи, питающей источник плазмы, позволили устранить эффект снижения скорости вращения на протяжении разряда.

В отдельных экспериментах разность потенциалов между двумя внешними пластинами плазмодриемника была увеличена до 100 В, при этом существенного изменения скорости вращения не наблюдалось.

Изменение степени расширения осуществлялось включением последней катушки выходного расширителя навстречу основной магнитной системе. В такой конфигурации пластины плазмоприемника проецируются на внутреннюю часть плазменной струи, создавая большее радиальное электрическое поле. При некоторой степени расширения периферийная область плазмы проецируется не только на плазмоприемник, состоящий из 5 пластин, но и на корпус установки, который является в данном случае 6 секцией плазмоприемника. На рисунках 46 и 47 показаны фотографии плазменной струи, соответствующие степени расширения в области плазмоприемника 35 и 150 соответственно. Поле в транспортной в транспортной секции $B = 50$ мТл.

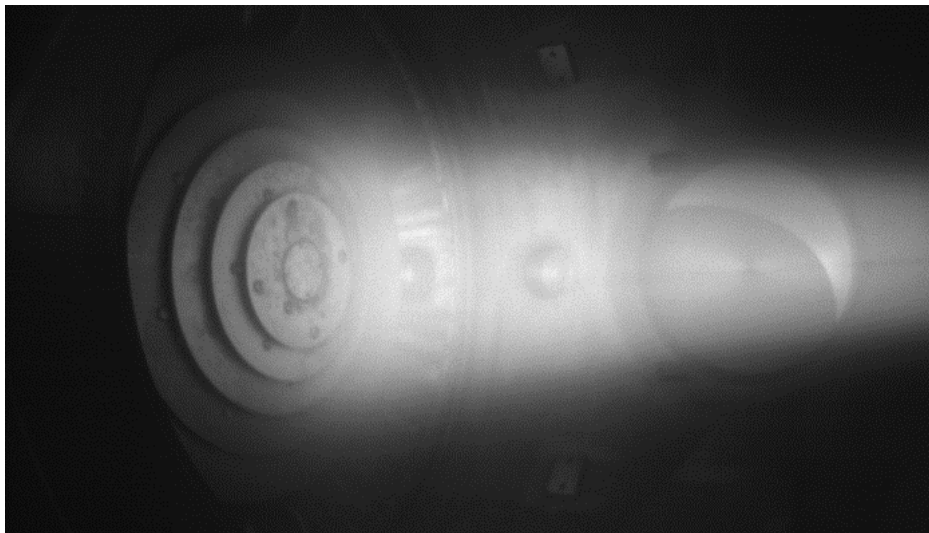


Рисунок 46 – Фотография плазменной струи в области плазмоприемника (степень расширения 35)

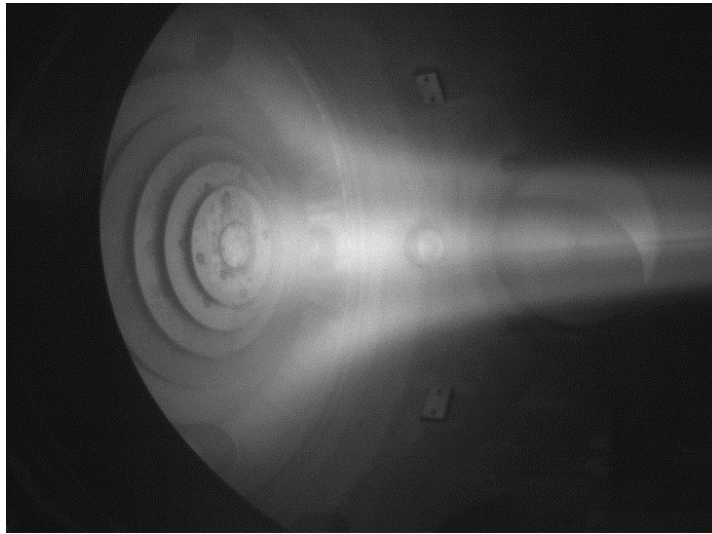


Рисунок 47 – Фотография плазменной струи в области плазмодриемника (степень расширения 170)

Также в данной серии экспериментов изучалась зависимость угловой скорости вращения плазмы от потока напускаемого газа, поступающего в плазменную пушку. На рисунке 48 показана зависимость угловой скорости вращения плазмы как от степени расширения, так и количества напускаемого газа.

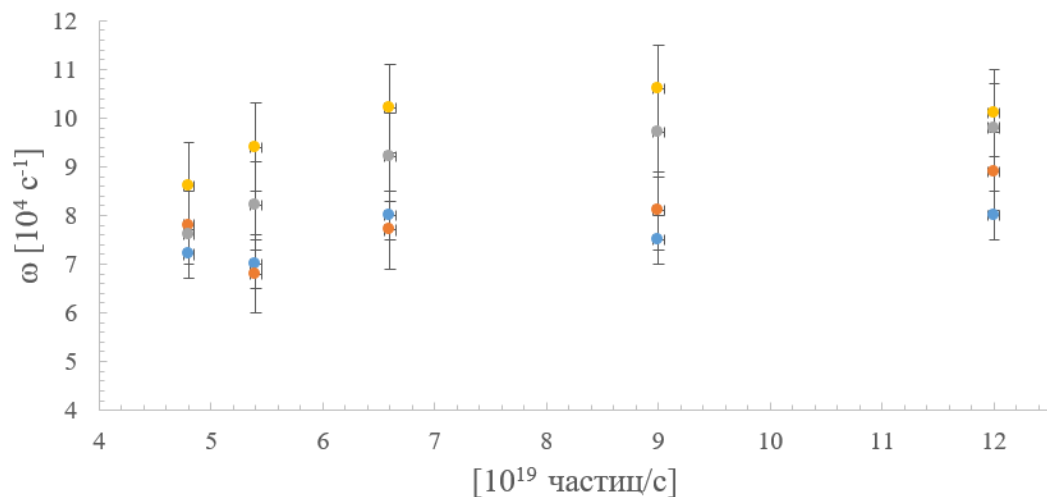


Рисунок 48 – Зависимость скорости вращения плазмы от потока напускаемого газа и степени расширения на плазмодриемнике: степени расширения: синий – 35, красный – 70, серый – 170, желтый – 250

Скорость вращения плазмы слабо зависит от изменения потока газа в представленном диапазоне. Разница между минимальным и максимальным

полученными значениями при одинаковой степени расширения в области плазмоприемника на уровне $\sim 20\%$. При количестве напускаемого газа $> 6,5 \cdot 10^{19}$ частиц/с и одинаковой степени расширения угловая скорость вращения неизменна. Сравнивая результаты при фиксированном потоке частиц, например, $9 \cdot 10^{19}$ частиц/с, видно, что в зависимости от степени расширения на плазмоприемнике, скорость вращения плазмы изменяется на 35%. Максимальная угловая скорость вращения $\omega \approx 1,1 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Была также проведена экспериментальная серия для установления влияния напряжения, поданного между анодом и катодом источника плазмы. Вне зависимости от величины приложенного напряжения угловая скорость вращения постоянна. Отсутствие явных различий в условиях изменения напряжения между анодом и катодом источника плазмы говорит о том, что необходимо искать другие параметры системы, которые можно регулировать для наблюдения изменений угловой скорости вращения плазмы, либо вносить изменения в конструкцию источника плазмы и подачи газа.

3.1.3 Определение угловой скорости вращения в процессе оптимизации газовой эффективности источника плазмы

В первых экспериментальных кампаниях, проводимых на установке СМОЛА, в нестационарном режиме работы источника плазмы угловая скорость вращения была $\omega = (6 \div 8) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ [47]. Переход к стационарному режиму работы источника плазмы привел к понижению угловой скорости вращения до $\omega = (0,8 \div 4) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ [55]. Повышение газовой эффективности источника плазмы, описанного в [56], позволило увеличить электростатический потенциал, вносимый в плазму, что привело к росту угловой скорости вращения плазмы втрое и плазменного тока вдвое. Газовая эффективность рассчитывается из соотношения полного расхода

газа плазменной пушкой и потока неионизованного газа в установку и находится на уровне 95–97%.

На рисунке 49 продемонстрировано, что угловая скорость вращения, измеренная спектрометрами, установленными в разных местах по длине установки, остается постоянной во время стационарной фазы разряда как на входе (зона удержания), так и на выходе (выходной расширитель).

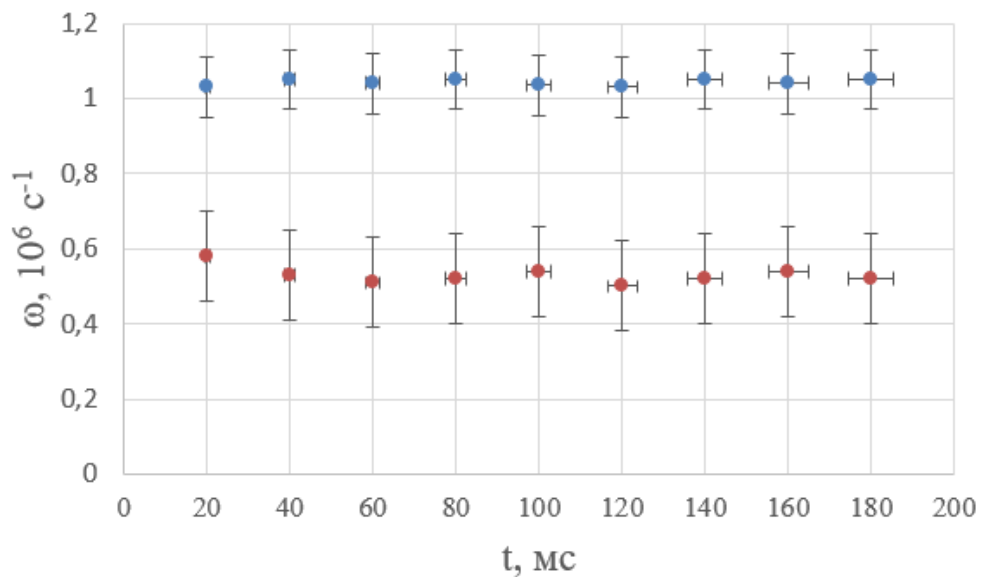


Рисунок 49 – Зависимость угловой скорости вращения плазмы от времени, 0 - начало разряда, синий – $Z = 1,15$ м, красный – $Z = 4,34$ м

Наблюдаемым фактом является то, что скорости на входе и выходе отличаются примерно в 2 раза. Стоит отметить, что интенсивность линии излучения H_{α} на выходе установки много меньше по сравнению со входом и зависит от режимов работы установки, поэтому регистрация спектров происходит при увеличенной выдержке фотоаппарата 100 мс (на входе 10 мс) с более высоким уровнем шумов. Согласно теоретическим предсказаниям, описываемым в [82], угловая скорость падает вдоль силовых линий.

3.1.2 Зависимость угловой скорости вращения от параметров плазмы в прямом магнитном поле

В режиме работы установки при конфигурации магнитного поля, представленной на рисунке 50, была проведена экспериментальная серия, направленная на определение зависимости вращения от параметров плазмы и величины гофрировки магнитного поля.

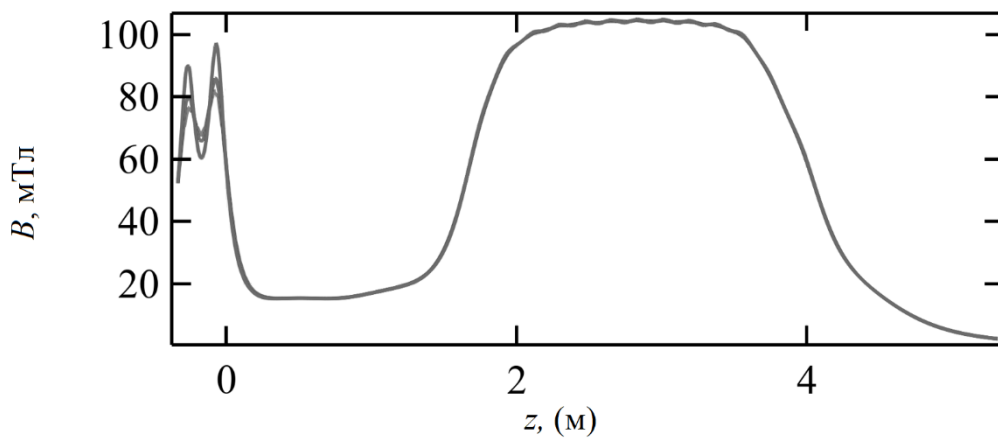


Рисунок 50 – Конфигурация магнитного поля при ведущем поле в транспортной секции 100 мТл

В описываемых экспериментах по данным спектральной диагностики скорость вращения составляет $\omega = (0,9 \div 1,1) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $\omega = (0,6 \div 0,8) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ в зоне удержания и выходном расширителе, соответственно (Рисунок 31). Угловая скорость вращения остается постоянной в течение всей стационарной фазы разряда. В работе [54] показано, что скорость вращения первой моды магнитных возмущений в транспортной секции близка к скорости вращения плазмы в выходном расширителе, что делает возможным также ассоциировать их с вращением плазмы.

Постоянство скорости вращения позволяет повышать соотношение сигнал/шум и точность обработки изображений спектральных линий, увеличивая

выдержку при измерении спектров, либо усредняя значение скорости вращения плазмы по нескольким снимкам, полученным за один разряд.

В экспериментах [35, 55] были выявлены основные регулируемые параметры системы, управление которыми может обеспечить изменение скорости вращения. Предположительно, такими параметрами являются плотность плазмы, вносимый в плазму потенциал, конфигурация и величина магнитного поля. Модернизация источника плазмы [56] позволила повысить эти параметры, что обеспечило возможность увеличения угловой скорости вращения. Основной задачей экспериментов было управление скоростью вращения и достижение максимальных значений линейной скорости на периферии плазмы.

Внешнее управление подаваемыми в плазму потенциалами на установке СМОЛА может осуществляться не только подачей потенциалов на секции плазмоприемника, но и изменением напряжения между анодом и катодом плазменной пушки. Данная величина варьировалась в диапазоне от 200 до 300 В (Рисунок 51).

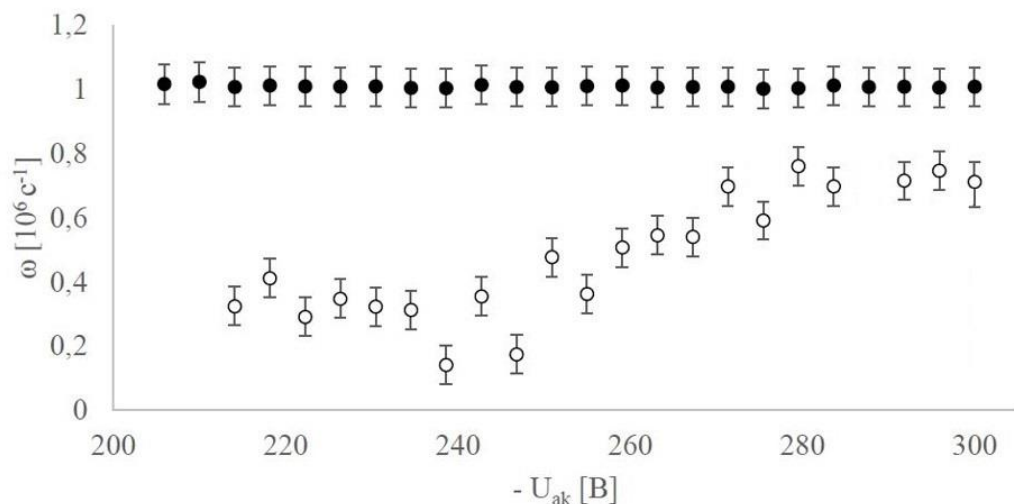


Рисунок 51 – Зависимость угловой скорости вращения плазмы от напряжения, поданного между катодом и анодом источника плазмы. Закрашенные – $Z = 1,15 м$, незакрашенные – $Z = 4,34 м$

Изменение напряжения приводит также к изменению тока плазмы в диапазоне от 125 до 235 А и пропорциональному увеличению плотности плазмы

[24]. В зоне удержания угловая скорость вращения остается постоянной. Однако в выходном расширителе при уменьшении напряжения, поданного между анодом и катодом источника плазмы, угловая скорость вращения падает.

В транспортной секции установки ($Z = 2,76$ м) для определения скорости вращения плазмы применялась диагностика локальных возмущений азимутального магнитного поля. В представленной работе приведены данные, полученные с помощью этой диагностики, только для ознакомления. Подробнее о конструкции и методах определения угловой скорости вращения данным методом представлено в [54].

Наиболее выраженные изменения угловой скорости вращения были получены при варьировании плотности плазмы. Плотность регулировалась изменением потока нейтрального водорода, подаваемого в разрядную область источника плазмы (Рисунок 52), который составлял $F = (0,6 \div 4,2) \cdot 10^{20}$ атом/с. Нижняя граница данного диапазона соответствует плотности плазмы $n \approx 0,8 \cdot 10^{18}$ м⁻³, верхняя граница – плотности $n \approx 4 \cdot 10^{18}$ м⁻³, которые посчитаны по ВАХ зонда, установленного в координате $Z = 0,4$ м.

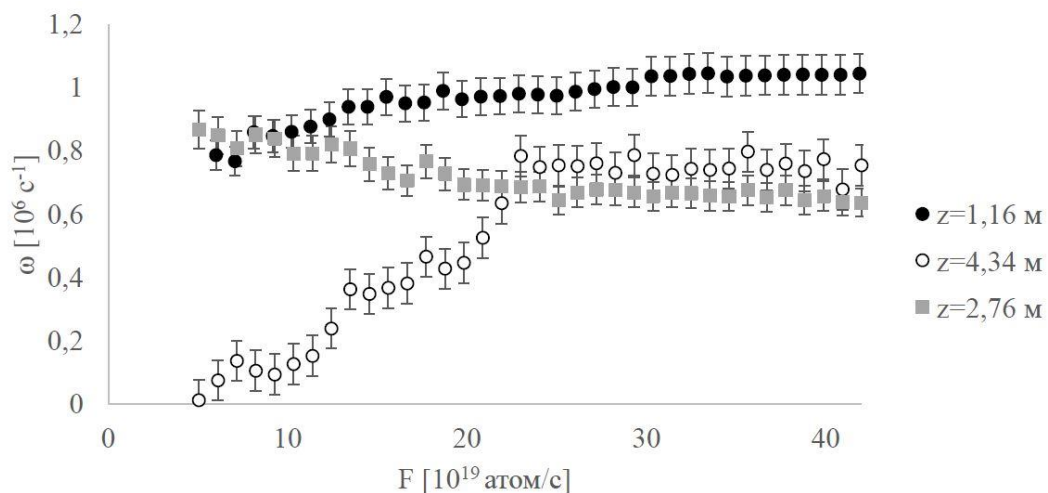


Рисунок 52 – Зависимость угловой скорости вращения плазмы от потока напускаемого газа в разрядный промежуток источника плазмы. Черные точки – $Z = 1,15$ м, серые квадраты – $Z = 2,76$, незакрашенные точки – $Z = 4,34$ м

Экспериментально получены разные зависимости скорости вращения плазмы от потока вещества в газоразрядную область источника плазмы в зоне удержания и выходном расширителе. Угловая скорость вращения на входе медленно увеличивается в диапазоне $\omega = (0,8-1) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, в то время как на выходе мы можем наблюдать более быстрый рост от $\omega = 0$ до $\omega = 0,8 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, после чего угловая скорость выходит на плато. Это связано с тем, что при увеличении количества газа, напускаемого в газоразрядную область источника плазмы, увеличивается плотность плазмы, а также катодный ток, что приводит к увеличению радиального электрического поля, которое задает вращение плазмы.

При количестве напускаемого водорода $F \approx 2,7 \cdot 10^{20} \text{ атом/с}$ достигается предел по скорости вращения как во входном, так и в выходном расширителях, поэтому данная величина потока была принята в качестве нижней границы оптимального диапазона по вращению плазмы. Скорость вращения магнитных возмущений в транспортной секции установки изменяется слабо и является промежуточной между скоростями вращения, определенными с помощью спектроскопии. Этот факт – косвенный признак существования вращения плазмы на всей длине установки и малого вклада процессов, не связанных с вращением, в фазовую скорость магнитных возмущений. Таким образом, сравнение результатов синхронных измерений линейной скорости движения плазмы и скорости вращения магнитных возмущений в различных областях установки позволяет сделать вывод о наличии продольной неоднородности угловой скорости вращения плазмы.

Полученные зависимости угловой скорости вращения плазмы от ее параметров демонстрируют то, что в выходном расширителе изменение параметров плазмы имеет большее влияние на скорость вращения, чем вблизи источника плазмы, где угловая скорость остается практически одинаковой. Можно предположить, что в зоне удержания мы достигаем угловой скорости вращения $\omega \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$, которая является пределом для исследованного диапазона

экспериментальных параметров. При данной скорости твердотельного вращения плазмы с радиусом 7 см, максимальная линейная скорость составляет $V \approx 7 \cdot 10^6$ см/с. Электронная температура и плотность плазмы определялись по ВАХ зонда, установленного в координате $Z = 0,4$ м [12], ионная температура – по доплеровскому уширению спектральной линии излучения H_{α} . При типичных параметрах в зоне удержания плазмы $T_e = 30$ эВ, $T_i = 4$ эВ, $n_i = 2 \cdot 10^{18}$ м⁻³, $B = 20$ мТл можно оценить следующие скорости:

$$V_{T_e} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \sim 2 \cdot 10^8 \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad (32)$$

$$V_{T_i} = \sqrt{\frac{T_i}{m_i}} \sim 2 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad (33)$$

$$C_s = \sqrt{\frac{\gamma Z T_e}{m_i}} \sim 6 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad (34)$$

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi n_i m_i}} \sim 3 \cdot 10^7 \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad (35)$$

где V_{T_e} – тепловая скорость электронов, V_{T_i} – тепловая скорость ионов, C_s – ионно-звуковая скорость, V_A – скорость Альфвена.

Исходя из оценок, предполагается, что ограничением может служить достижение ионно-звуковой скорости на периферии плазмы, приводящей к увеличению эффективной поперечной проводимости и соответствующему снижению электрического поля в плазме.

3.2.1 Зависимость угловой скорости вращения от величины и глубины гофрировки магнитного поля

В конфигурации магнитного поля, представленной на рисунке 50, была проведена серия экспериментов, направленная на получение зависимости скорости вращения плазмы от амплитуды магнитного поля (Рисунок 53).

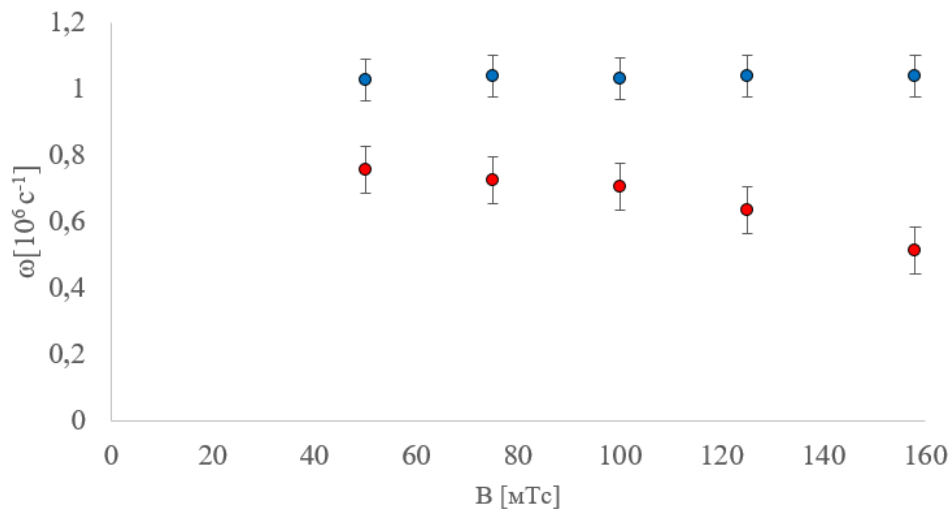


Рисунок 53 – Зависимость угловой скорости вращения плазмы от величины ведущего магнитного поля. Синий – $Z = 1,15$ м, красный – $Z = 4,34$ м

Во входном расширителе по-прежнему наблюдаем одинаковую скорость вращения на уровне $\omega \approx 10^6$ с⁻¹ вне зависимости от величины ведущего магнитного поля. В выходной части установки регистрируется снижение скорости с $\omega \approx 0,8 \cdot 10^6$ с⁻¹ до $\omega \approx 0,5 \cdot 10^6$ с⁻¹ при увеличении ведущего магнитного поля от 50 до 155 мТл. Данный факт связан с тем, что радиальное электрическое поле меньше на выходе установки и спадает быстрее при изменении магнитного поля, что приводит к снижению как линейной, так и угловой скорости вращения.

В [82] аналитически было показано, что угловая скорость вращения не зависит от амплитуды магнитного поля, что согласуется с экспериментальными данными, полученными при изменении угловой скорости вращения в зоне удержания.

Ниже (Рисунок 54) представлена зависимость угловой скорости вращения от среднего по сечению пробочного отношения R_{mean} .

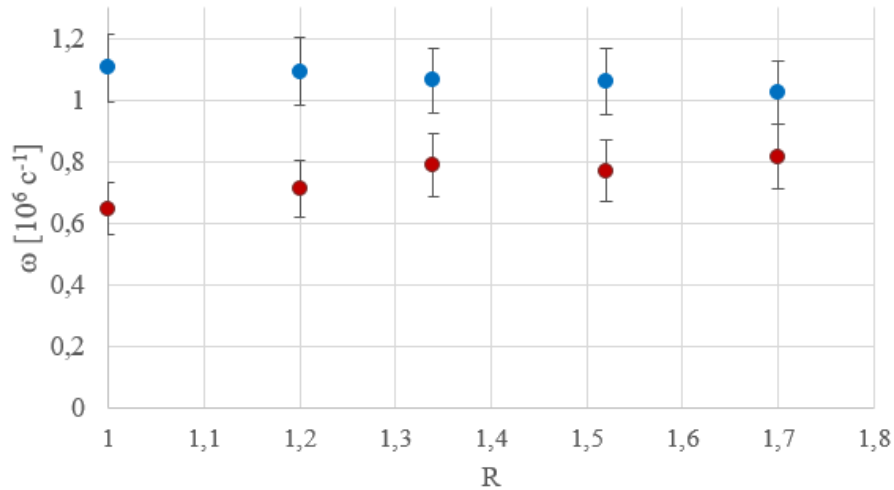


Рисунок 54 – Зависимость угловой скорости вращения плазмы от среднего по сечению пробочного отношения. Синий – $Z = 1,15 \text{ м}$, красный – $Z = 4,34 \text{ м}$

В зоне удержания на вращение не влияет увеличение винтового поля, на выходе же угловая скорость вращения увеличивается на 10-15%. С учетом погрешности измерения и математической обработки можно предположить, что угловые скорости вращения в винтовом ($R_{\text{mean}} > 1$) и прямом $R_{\text{mean}} = 1$ магнитном полях практически совпадают в зоне удержания.

3.2.2 Зависимость продольной скорости плазмы от уровня гофрировки. Обратный поток

Зонды Маха установлены в транспортной секции установки СМОЛА в координатах $Z=2,4 \text{ м}$, $Z=2,94 \text{ м}$, $Z=3,48 \text{ м}$. В описываемых экспериментальных сериях была получена зависимость продольной скорости движения от глубины гофрировки магнитного поля. Профили токов ионного насыщения с наветренной и подветренной сторон были сняты с шагом 5 мм по радиусу плазмы. Далее будут

показаны экспериментальные данные, полученные при ведущем магнитном поле 70 мТл и количестве напускаемого газа в газоразрядную область источника плазмы $\sim 3 \cdot 10^{20}$ атом/с. Ток ионного насыщения, типичная осциллограмма которого показана на рисунке 55, определяется как усредненное значение на участке от 140 до 160 мс от начала разряда, что соответствует стационарной фазе. Среднеквадратичное отклонение измеряемого тока насыщения составляет $\approx 0,4$ мА.

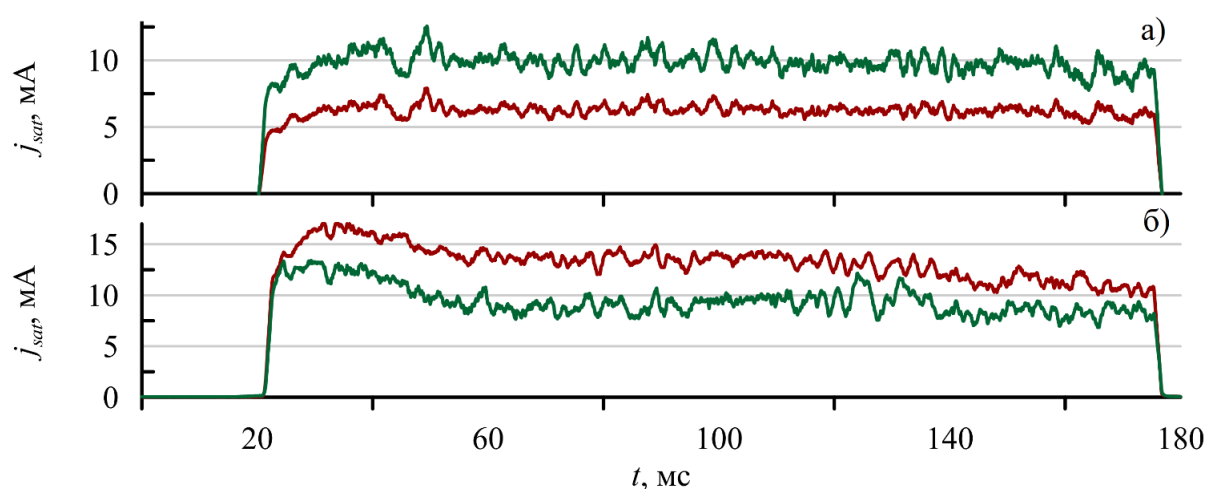


Рисунок 55 – Типичные осциллограммы тока ионного насыщения наветренной (зеленый) и подветренной (красный) сторон зонда Маха в а) - прямом и б) - винтовом магнитном полях

В магнитной конфигурации (Рисунок б) в режиме с «узкой струей» были проведены экспериментальные серии по определению влияния глубины гофрировки на продольную скорость движения плазмы.

Радиальные профили токов ионного насыщения (Рисунок 56) демонстрируют, что в транспортной секции максимум плотности достигается в окрестности радиуса плазмы $r = 30$ мм, при этом плотность в центре плазменного шнура на треть меньше максимальной. Появление винтовой гофрировки магнитного поля приводит к повышению и смещению области более высокой плотности плазмы к центру, что подтверждает предсказанный эффект пинчевания

в данной конфигурации магнитного поля. Пинчевание плазмы осуществляется путем переноса вещества с периферии к центру плазменного шнура.

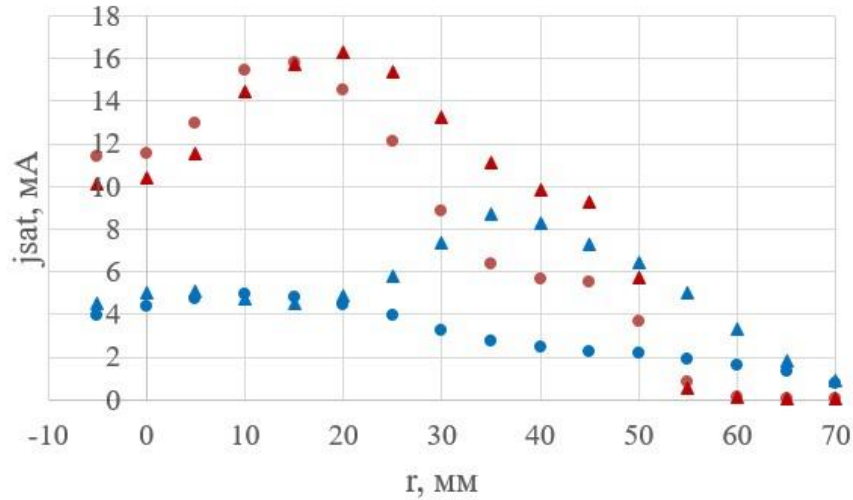


Рисунок 56 – Радиальные профили токов ионного насыщения в прямом (синий) и винтовом (красный) полях. Треугольник – наветренная сторона зонда, круг – подветренная

В винтовом поле наблюдалось превышение локальной плотности потока ионов, летящих со стороны плазмоприемника, над локальной плотностью потока ионов, летящих со стороны источника плазмы. Была проведена подобная экспериментальная серия при различной плотности, которая варьировалась количеством нейтрального газа, поступающего в газоразрядную область источника плазмы. На рисунке 57 представлено радиальное распределение числа Маха в зависимости от количества напускаемого газа.

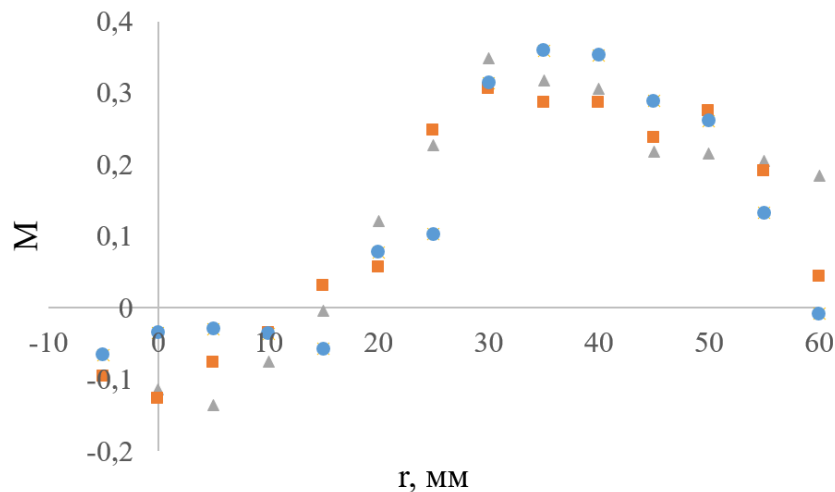


Рисунок 57 – Зависимость радиального распределения числа Маха от количества напускаемого газа в газоразрядную область источника плазмы в винтовом магнитном поле ($R = 1,34$). Синий соответствует количеству напускаемого газа $\sim 6 \cdot 10^{19}$ атом/с, красный – $1,7 \cdot 10^{20}$ атом/с, серый $\sim 3 \cdot 10^{20}$ атом/с

В приосевой области плазменного шнура на радиусе $r = 10 - 15$ мм наблюдается обратный поток захваченных частиц даже при низкой плотности, соответствующей количеству напускаемого газа $6 \cdot 10^{19}$ атом/с. Этот экспериментально зарегистрированный факт говорит о наличии улучшенного удержания плазмы в винтовом магнитном поле даже в условиях низкой столковительности, когда длина свободного пробега иона меньше шага винта.

Пересчитаем зарегистрированные токи ионного насыщения (Рисунок 56) в продольную скорость движения, пользуясь формулами (13, 14). На рисунке 58 представлены радиальные зависимости продольной скорости движения в прямом и винтовом магнитном полях.

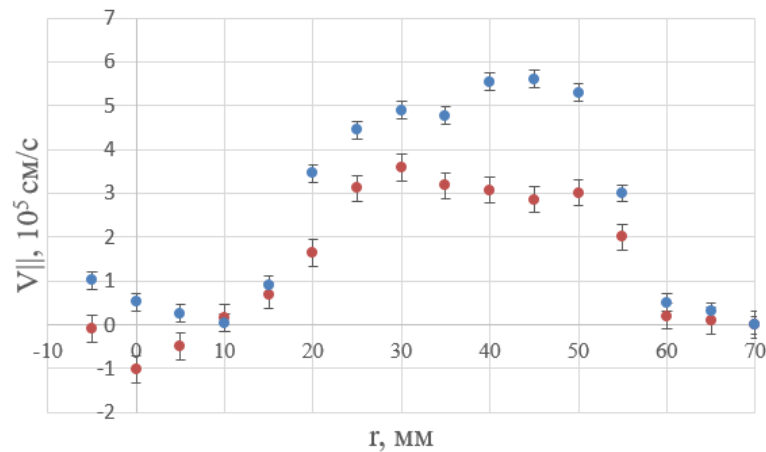


Рисунок 58 – Радиальное распределение продольной скорости плазмы в транспортной секции. Синий – прямое поле, красный – винтовое поле

Максимум скорости достигается на периферии плазмы как в прямом, так и в винтовом магнитном поле на уровне $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с и $\sim 3 \cdot 10^6$ см/с, соответственно. Продольная скорость в винтовом поле ниже, чем в прямом поле, при этом меняет свое направление на радиусе плазмы 10 мм.

Для данного эксперимента можно посчитать долю захваченных частиц, используя модель, описываемую в пункте 2.2.5. При параметрах плазмы, указанных в таблице 5, доля запертых частиц на периферии плазмы составляет 8%, в центре плазмы 6%. Ведущее магнитное поле во всех случаях $B_z = 70$ мТл.

Таблица 5 Параметры плазмы для расчета доли захваченных частиц

Параметры	Прямое поле	Винтовое поле
	Периферия/центр	Периферия/центр
$n, 10^{12} \text{ см}^{-3}$	1,4	2,0
$E_r, \text{ В/см}$	12	12
$V_{ }, 10^6 \text{ см/с}$	0,6/0,1	0,3/-0,1
$V_z, 10^6 \text{ см/с}$	-	3,3
$V_{ti}, 10^6 \text{ см/с}$	2,0	2,0

Из соотношения фазовых пространств захваченных частиц и частиц, попадающих в конус потерь, выявлено, что при пробочном отношении $R > 1,02$ обратный поток захваченных частиц будет наблюдаться.

3.2.3 Модуль скорости и угол относительно ведущего магнитного поля

Зонд Маха, установленный на вращающейся подвижке в координате $Z = 2,4$ м, позволил измерить зависимость скорости потока частиц, летящих вдоль нормали к поверхности зонда от угла поворота с шагом 15° (Рисунок 59). В данном параграфе рассмотрена экспериментальная кампания, магнитная конфигурация которой представлена на рисунке 6, с широкой струей в области лимитеров.

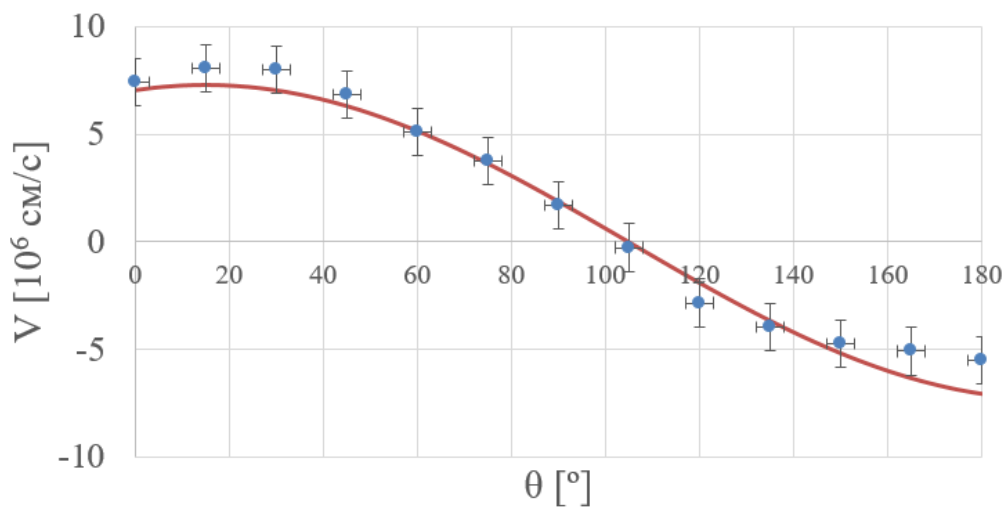


Рисунок 59 – Зависимость скорости потока плазмы от угла поворота зонда Маха на радиусе плазмы $r = 2$ см

Скорости принимают значения больше и меньше нуля. Это согласуется с тем, что при вращении зонда наветренная и подветренная стороны сменяют друг друга, при этом модули скоростей при строго перпендикулярном и перевернутом на 180° зондом практически совпадают. Вращающаяся подвижка позволяет снимать калибровку зонда Маха в одних и тех же экспериментальных условиях без

развакуумирования установки, что увеличивает корректность использования поправочных коэффициентов.

Ниже на рисунке 60 представлено радиальное распределение модуля скорости плазмы в транспортной секции в прямом ($R=1$) и винтовом ($R=1,52$) магнитном полях.

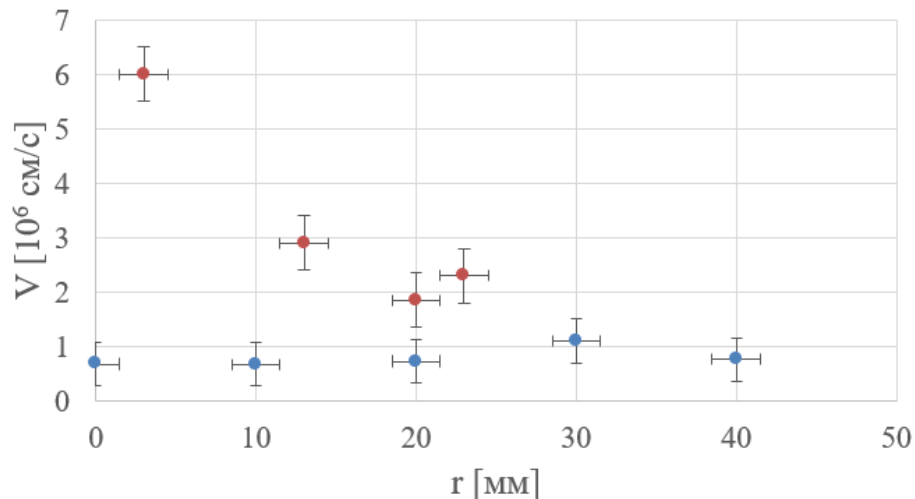


Рисунок 60 – Радиальное распределение модуля скорости плазмы. Красный – прямое поле, синий – винтовое магнитное поле

В прямом магнитном поле скорость выше, чем в винтовом поле по всему радиусу плазменного шнура. Полученные результаты не противоречат ранее продемонстрированным значениям и зависимостям, что еще раз подтверждает положительное влияние винтового поля на удержание плазмы в транспортной секции.

Для проверки правильности измерений, полученных вращающимся зондом ($Z = 2,4$ м), было проведено сравнение как скоростей, так и углов наклона вектора потоковой скорости относительно ведущего магнитного поля с результатами, полученными зондовой сборкой, которая может перемещаться по радиусу ($Z = 2,94$ м). Зондовая сборка включает в себя зонд Маха, а также два эмиссионных зонда, расположенных на расстоянии 1 см относительно друг друга по радиусу, что позволяет напрямую измерять радиальное электрическое поле. В

центре плазменного шнура электрическое поле равно 0, поэтому с помощью распределения радиального электрического поля есть возможность знать центр плазменной струи, что позволяет сравнивать полученные результаты скоростей в одинаковых координатах. Ниже представлены радиальные зависимости модуля скорости плазмы (Рисунок 61), а также угла между скоростью и ведущим магнитным полем (Рисунок 62) в двух координатах транспортной секции установки СМОЛА. Данные графики приведены для режима прямого поля ($R = 1$).

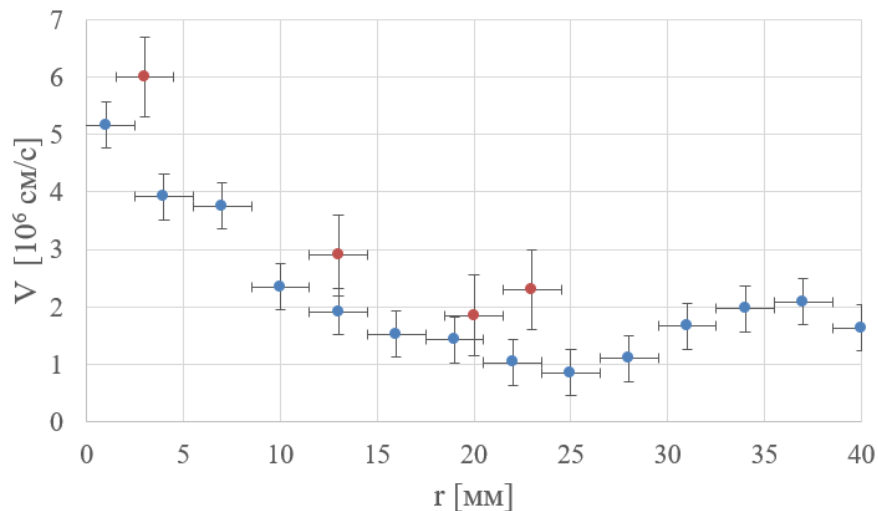


Рисунок 61 – Радиальное распределение модуля скорости движения плазмы: красный – вращающийся зонд в $Z = 2,4$ м, синий – зондовая сборка в $Z = 2,94$ м

Наблюдаем, что диапазон и зависимость от радиуса плазмы совпадают. Максимальная продольная скорость в около центральной области $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с. Полученные данные по значению продольной скорости согласуются с ранее полученными результатами в режимах с широкой струей в транспортной секции.

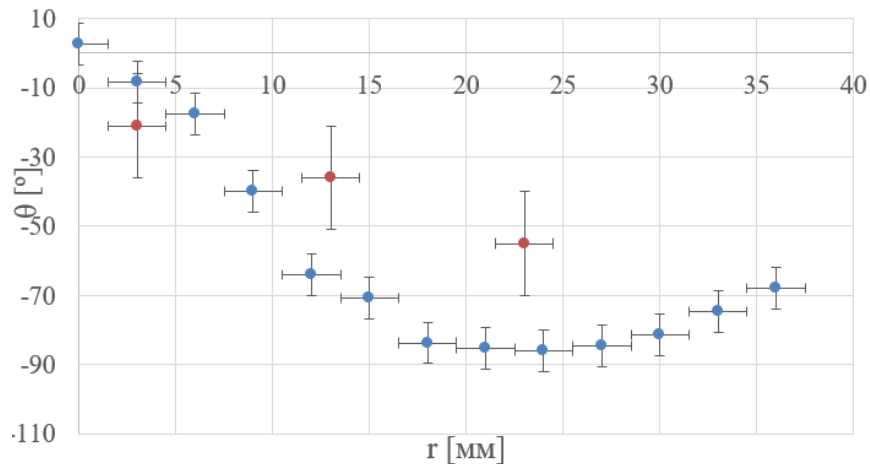


Рисунок 62 – Радиальное распределение угла между скоростью и ведущим магнитным полем: красный – вращающийся зонд в $Z = 2,4$ м, синий – зондовая сборка в $Z = 2,94$ м

Видим, что угол между скоростью плазмы и ведущим магнитным полем лежит в диапазоне от 0 до 90° . При увеличении радиуса плазмы данный угол тоже увеличивается, при этом скорость движения плазмы уменьшается. Диапазон углов, определенный двумя зондовыми системами, совпадает. Видимые отличия на каждом радиусе могут быть связаны с тем, что зонды находятся на расстоянии 54 см, что соответствует 3 периодам гофрировки. На радиусе плазмы, соответствующем проекции лимитера, наблюдается максимальное электрическое поле. По вычисленным данным видно, что максимальный вклад в модуль скорости на данном радиусе вносит именно азимутальная скорость. Таким образом, использование двух различных диагностик возможно для нахождения представленных параметров.

3.2.3 Определение продольной скорости плазмы по спектроскопии

Изначально в выходном расширителе спектрометр с пространственным разрешением на основе монохроматора МДР-23 был установлен под углом 90° в

$Z = 4,34$ м (положение 1 на рисунке 63) для определения только азимутальной скорости, так как проекция продольной скорости в данном положении равна 0. Получив необходимый набор данных, спектрометр, был размещен в $Z=5,3$ м под углом 30° к оси установки (положение 2 на рисунке 63) для наблюдения доплеровского сдвига линии излучения H_α для определения продольной компоненты скорости.

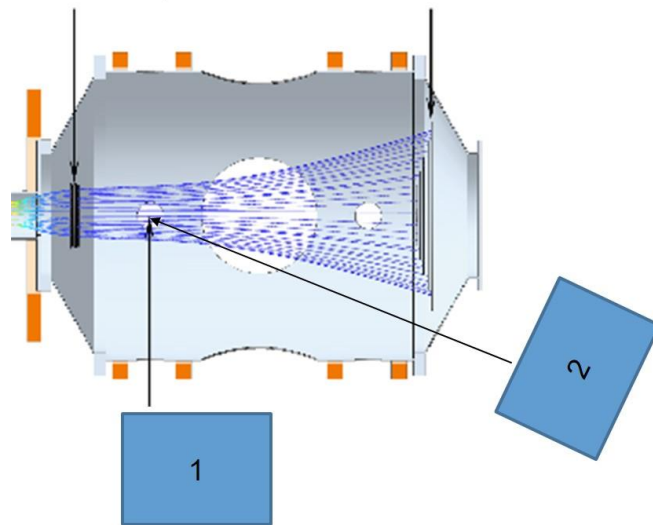


Рисунок 63 – Расположение спектрометра в выходном расширителе установки СМОЛА: 1 – для измерения только азимутальной скорости, 2 – для измерения комбинации азимутальной и продольной компонент скорости плазмы

На рисунке 64 представлено пространственное распределение азимутальной скорости плазмы в $Z = 4,34$ м в прямом поле в режиме с «широкой струей» (Рисунок 6).

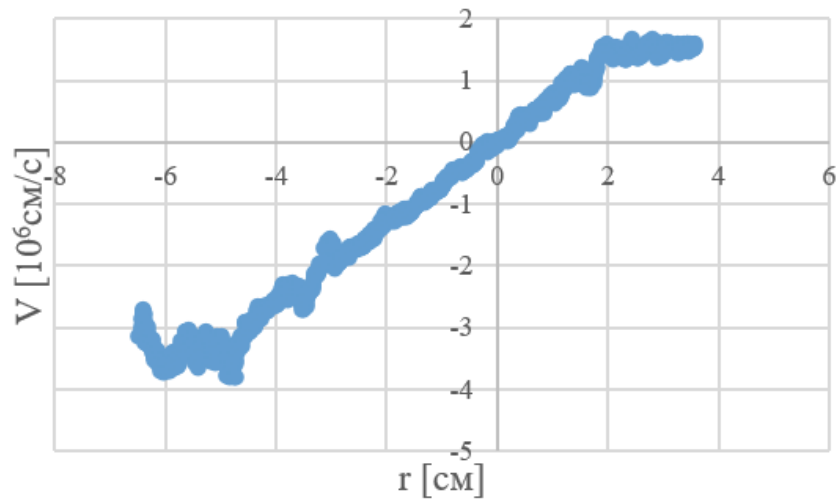


Рисунок 64 – Распределение азимутальной скорости плазмы в прямом поле

Данное радиальное распределение отвечает твердотельному вращению в центральной области, соответствующему угловой скорости вращения $\omega \approx (0,6 \pm 0,08) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$.

На рисунке 65 представлено распределение скорости, включающей и азимутальную, и продольную компоненты:

$$V = \sin\alpha \cdot V_{\varphi} + \cos\alpha \cdot V_{\parallel},$$

где α – угол, под которым установлен спектрометр.

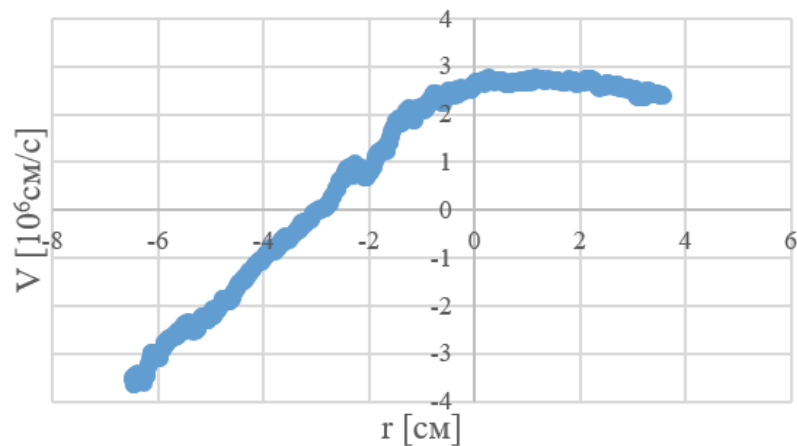


Рисунок 65 – Пространственное распределение скорости при установке спектрометра под углом 30° к оси

Зная значение строго азимутальной скорости, можно вычислить продольную компоненту скорости из полученного распределения (Рисунок 66). В экспериментальных кампаниях на установке СМОЛА повторяемость от выстрела к выстрелу высокая, поэтому можно считать, что в одинаковых режимах скорости сохраняются. Это позволяет нам определять продольную скорость одним спектральным прибором, устанавливая его под разными углами для набора статистики.

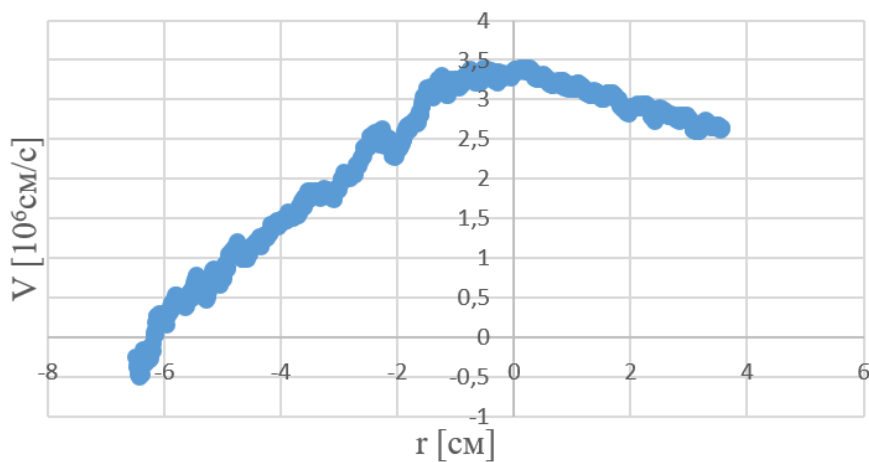


Рисунок 66 – Радиальное распределение продольной скорости в выходном расширителе

Максимальная продольная скорость достигается в центре плазменного шнура составляет $V_{\parallel} \sim 3 \cdot 10^6$ см/с. При следующих параметрах плазмы в выходном расширителе в центре плазмы: $T_e \sim 15$ эВ, $T_i \sim 2$ эВ, $n \sim 10^{11}$ см⁻³ данная скорость соответствует ионно-звуковой скорости на выходе установки, что соответствует ранее полученным результатам по спектроскопии в зоне удержания плазмы. Также наблюдается согласование скоростей, полученных как путем применения оптической диагностики, так и с помощью зондов Маха, описанных ранее. Такое распределение скоростей характерно для экспериментальных кампаний в прямом магнитном поле с широкой струей в области входного и выходного лимитеров.

Диагностика на основе зонда Маха совместно с измерениями оптических диагностик обеспечивают получение знания о поле скоростей: азимутальной, продольной, потоковой скоростях плазмы. Благодаря оптической диагностике было установлено наличие вращения плазмы в установке СМОЛА, а также обнаружен режим работы системы, при котором достигается максимальная угловая скорость вращения плазмы $\omega = 1,1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, при этом линейная скорость ограничена ионно-звуковой скоростью. Также было получено радиальное распределение продольной скорости в выходном расширителе. Использование диагностики на основе плоского асимметричного зонда Маха позволило экспериментально зарегистрировать обратный поток захваченных частиц, возвращающихся в зону удержания в винтовом магнитном поле в режиме с «узкой струей» даже в условиях низкой кулоновской столкновительности, что является свидетельством улучшенного удержания плазмы, достигаемого в условиях многопробочного винтового удержания.

3.2.4 Сравнение продольных скоростей в режимах с осесимметричной и винтовой гофрировкой

При экспериментальном исследовании движения плазмы в магнитном поле с винтовой симметрией возникает логичный вопрос о том, является ли улучшенное удержание эффектом именно нестационарного поля в системе отсчета вращающейся плазмы или же это эффект классического многопробочного удержания [83]. Для ответа на этот вопрос была проведена экспериментальная кампания, в течение которой было рассмотрено 4 режима работы установки: прямое поле, винтовое поле, осесимметричная многопробочная гофрировка поля

и комбинированная гофрировка, подразумевающая сочетание осесимметрично гофрированного поля и винтового.

Магнитная конфигурация с осесимметричным гофрированным ведущим полем была получена за счёт встречного включения чётных и нечётных катушек соленоида (Рисунок 67). Конфигурация штатного прямого поля приведена на рисунке 6. Осесимметричных пробок было 6, винтовых – 12.

Была проведена экспериментальная серия, где сравнивались параметры плазмы в условиях осесимметричной многопробочной гофрировки и ее сочетании с винтовой.

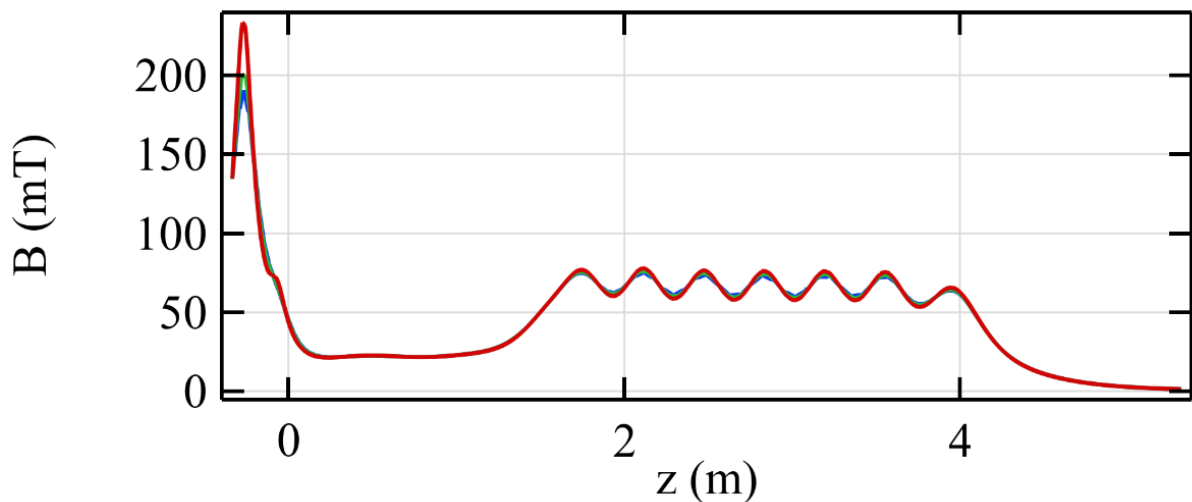


Рисунок 67 – Конфигурация магнитного поля по длине установки при осесимметричной гофрировке с $R=1,34$ при ведущем магнитном поле 60 мТл

Для 4 режимов работы было выбрано ведущее магнитное поле 60 мТл, при котором можно достигнуть глубины осесимметричной гофрировки $R=1,34$, равной среднему по сечению пробочному отношению для винтовой гофрировки. В каждой из серий были сняты профили токов ионного насыщения с подветренной и наветренной сторон зонда Маха, установленного в транспортной секции в $Z=2,94$ м. Ниже будут попарно представлены скорости в этих режимах.

На рисунке 68 представлено радиальное распределение продольной скорости движения плазмы в поле с осесимметричной и комбинированной гофрировкой.

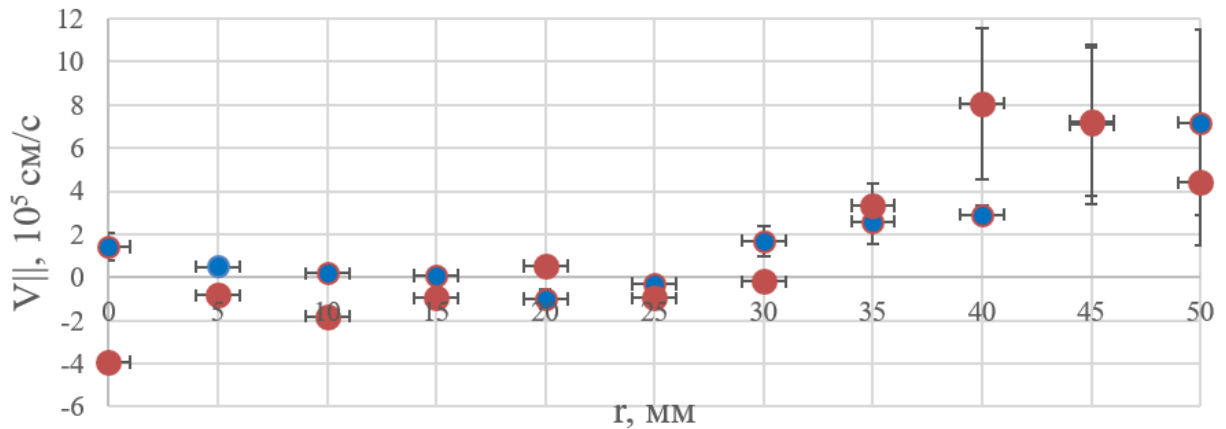


Рисунок 68 – Продольная скорость движения плазмы в транспортной секции: синий – осесимметричная гофрировка, красный – комбинированная гофрировка

В обеих конфигурациях наблюдается, что максимальная скорость достигается на периферии плазмы, при этом в осесимметричном многопробочном поле скорость падает до нуля, а в условиях комбинированной гофрировки можно наблюдать обратный поток захваченных частиц, возвращающихся в зону удержания в центральной области.

На рисунке 69 приведено сравнение продольных скоростей в штатных режимах: прямое поле и винтовое с пробочным отношением $R=1,34$.

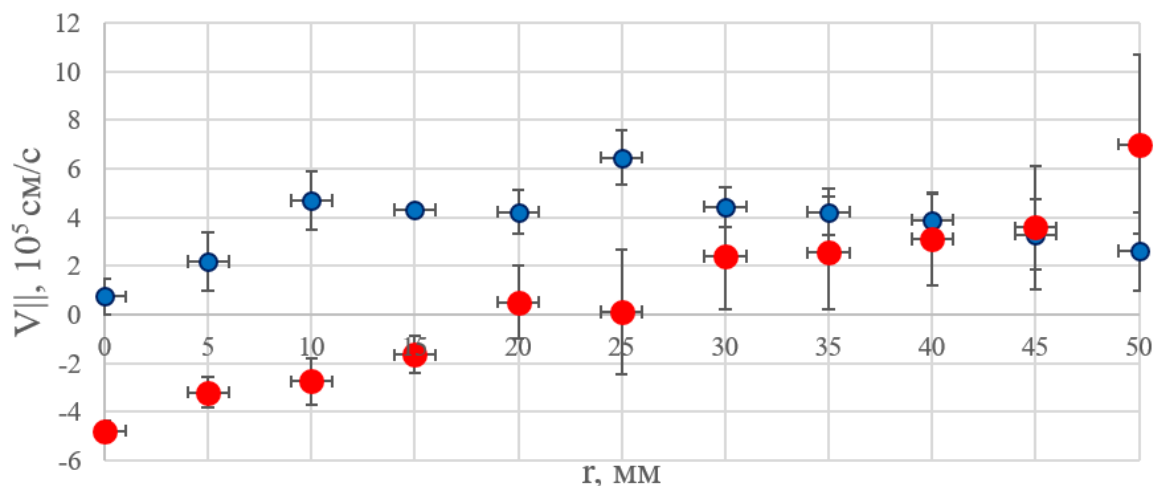


Рисунок 69 – Продольная скорость движения плазмы в транспортной секции: синий – прямое поле, красный – винтовое поле

Наблюдается обратный поток захваченных частиц при включении винтового поля на радиусе $r = 20$ мм, скорость достигает $V_{\parallel} \approx 5 \cdot 10^5$ см/с. В прямом поле подобный эффект не обнаружен, скорость остается практически стационарной $\approx 5 \cdot 10^5$ см/с, начиная от $r = 10$ мм, ближе к центру – снижается до 0. Продольная скорость в винтовом магнитном поле ниже скорости в прямом магнитном поле, что не противоречит полученным ранее данным. В качестве наглядной иллюстрации на рисунке 70 приведено сравнение продольных скоростей в конфигурации осесимметричной гофрировки и винтового поля.

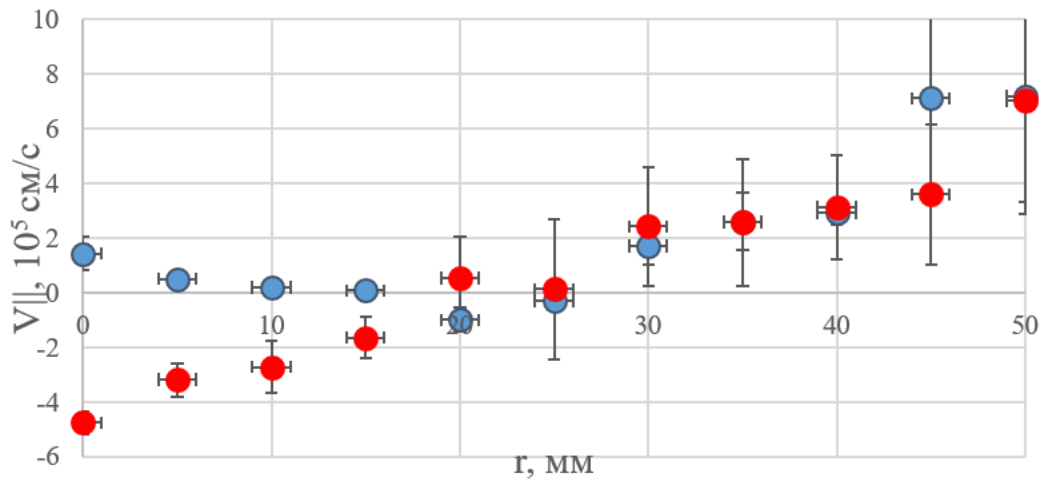


Рисунок 70 – Продольная скорость движения плазмы в транспортной секции: синий – осесимметричная гофрировка, красный – винтовое поле

Экспериментально полученным фактом является то, что только в конфигурации винтового поля (или комбинированного) наблюдается поток частиц, движущихся в обратном направлении посредством магнитных возмущений, что влияет на эффективность удержания плазмы. В итоге, с точки зрения продольных скоростей улучшенное удержание является эффектом не многопробочной конфигурации, а винтового поля (бегущих возмущений).

В отличной от ранее описанной в этом разделе конфигурации магнитного поля, где поле в области входа в транспортную секцию не поджимало плазменную струю, была проведена серия по определению зависимости потоковой скорости в

комбинированном режиме при увеличении глубины осесимметричной гофрировки. Пробочное отношение осесимметричной гофрировки составляло в различных экспериментах $R_{MM} = 1,05; 1,1; 1,15$. Среднее по сечению пробочное отношение винтового поля $R_{mean} = 1,52$. Зонд Маха был установлен в транспортной секции в координате $Z = 2,4$ м. Плотность плазмы на входе транспортной секции на координате $r = 20$ мм составляла $n \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$.

На рисунке 71 представлен радиальный профиль числа Маха в режиме с мелкой осесимметричной многопробочной гофрировкой без винтового поля и с винтовым полем.

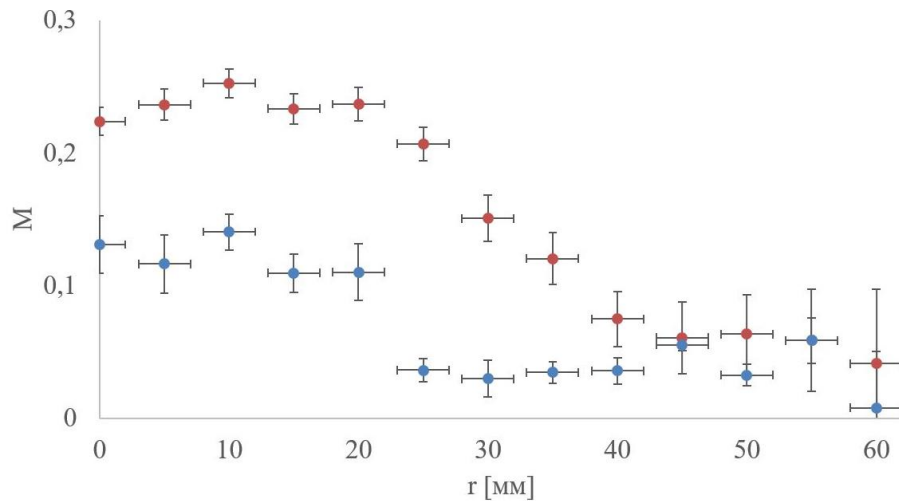


Рисунок 71 – Радиальная зависимость числа Маха в режиме с осесимметричной многопробочной гофрировкой красный – без винтового поля, синий – с винтовым полем

Как и в ранее представленных экспериментальных данных в режиме с винтовым полем наблюдается снижение потоковой скорости плазмы по сравнению с прямым полем в первой половине транспортной секции. Ниже на рисунке 72 показано изменение потоковой скорости в винтовом поле в зависимости от уровня осесимметричной многопробочной гофрировки винтового поля.

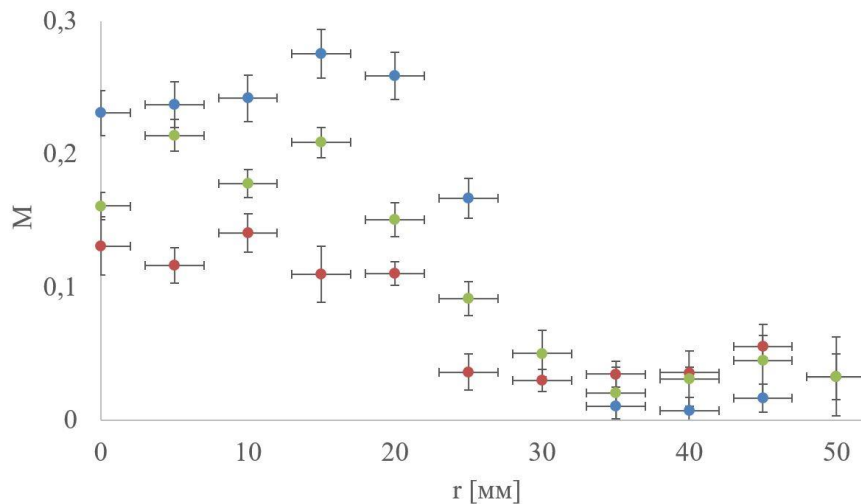


Рисунок 72 – Радиальное распределение числа Маха в винтовом поле в зависимости от глубины осесимметричной многопробочной гофрировки.

Красный – $R_{mm} = 1,15$; зеленый – $R_{mm} = 1,1$; синий – $R_{mm} = 1,05$

Экспериментально наблюдаемым фактом является то, что добавка небольшой осесимметричной многопробочной гофрировки не приводит к сильным изменениям потоковой скорости плазмы. Подавление скорости происходит лишь за счет включения винтового поля. При увеличении осесимметричной гофрировки разница между режимом с винтовым полем и без него сокращается, что является свидетельством того, что в нашей конфигурации комбинация с осесимметричной гофрировкой может препятствовать удержанию плазмы с точки зрения продольной скорости.

3.2.5 Зависимость потоковой скорости движения плазмы от длины свободного пробега ионов

Была проведена экспериментальная серия, направленная на получение информации о зависимости продольной скорости движения плазмы от длины свободного пробега ионов. Плотность плазмы регулировалась количеством газа, подаваемого в газоразрядную область плазменной пушки. Зависимости

продольной скорости от плотности плазмы получены для конфигурации винтового поля со средним по сечению пробочным отношением $R_{\text{mean}} = 1,52$. Продольная скорость движения плазменного потока была измерена с помощью зонда Маха, установленного в транспортной секции на координате $Z=2,94$ м на радиусе плазмы $r = 15$ мм.

На рисунке 73 показана зависимость числа Маха от безразмерного параметра столкновительности ν^* , определяемого как отношение периода гофрировки $h = 18$ см к длине свободного пробега иона λ , посчитанной по кулоновским столкновениям.

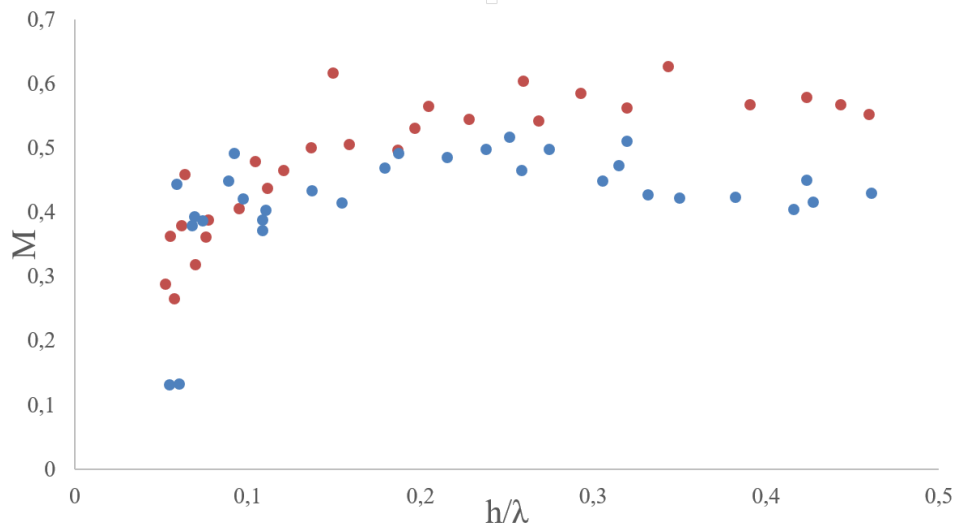


Рисунок 73 – Зависимость числа Маха от безразмерного параметра столкновительности. Красный – прямое поле, синий – винтовое поле

При значении безразмерного параметра столкновительности $\nu^* = h/\lambda > 0,4$ потоковая скорость в магнитном поле с винтовой гофрировкой ниже, чем в прямом поле, причем $\nu^* = 0,4$ соответствует плотности плазмы $n \sim 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Число Маха изменяется примерно в 1,5 раза, что соответствует уменьшению скорости с $1,6 \cdot 10^6$ см/с в прямом поле до 10^6 см/с в винтовом поле при $\nu^* = 0,5$. Стоит отметить, что на радиусе плазмы $r = 15$ мм пробочное отношение составляет $R \approx 1,25$.

Для демонстрации эффективности работы системы с винтовой гофрировкой по сравнению с осесимметричной многопробочной гофрировкой приведем теоретически построенные зависимости отношения потоковой скорости плазмы к тепловой ионной от безразмерной столкновительности (Рисунок 74) для разных уровней гофрировок. Теоретические границы режимов построены согласно [17]. Число периодов гофрировки $N=12$. Нас интересует режим многопробочного удержания, соответствующий уровню плато на этих кривых.

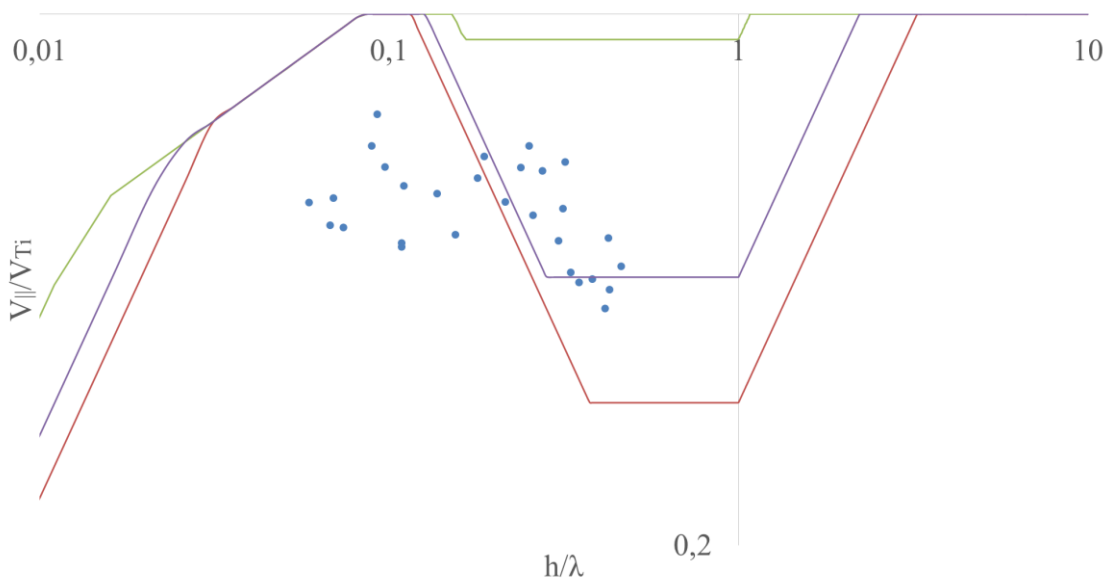


Рисунок 74 – Зависимость отношения потоковой скорости к тепловой ионной скорости от безразмерной столкновительности. Красный, фиолетовый, зеленый – теоретические зависимости для осесимметричной гофрировки при $R = 1,52$, $R = 1,43$, $R = 1,3$, соответственно, синие точки – экспериментальные данные

Экспериментально наблюдаемым фактом является то, что режим удержания плазмы в транспортной секции при уровне гофрировки винтового поля $R = 1,25$ соответствует режиму удержания в осесимметричном многопробочном поле при гофрировке $R=1,43$. Это свидетельствует о том, что при заданном количестве периодов гофрировки $N=12$ в винтовом поле плазма удерживается лучше, чем в осесимметричном многопробочном. Это означает, что использование винтовых

секций в качестве одного из модулей открытой ловушки нового поколения будет эффективно.

В результате данной части работы показано, что оптическая диагностика на основе спектрометра с пространственным разрешением была одной из первых на установке СМОЛА и использовалась во всех экспериментальных кампаниях. Экспериментально продемонстрировано, что определение скорости и ионной температуры по доплеровскому сдвигу и уширению линии излучения нейтрального водорода соответствуют именно скорости плазмы. Было продемонстрировано наличие вращения плазмы в установке СМОЛА в ее первой и последующих конфигурациях. Благодаря знанию угловой скорости вращения были найдены оптимальные параметры системы для достижения максимальной угловой скорости вращения плазмы $\omega \approx 1,1 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, ограниченной достижением ионно-звуковой азимутальной скорости.

В рамках проведенной работы было разработано несколько конструкций зондов Маха, удовлетворяющим параметрам плазмы и магнитной конфигурации открытой ловушки. Был выбран оптимальный вариант, позволяющий с высокой точностью регистрировать потоки ионов, летящих строго в направлении от зоны удержания к выходу установки и возвращающихся обратно. Данная диагностика применялась в большинстве экспериментальных кампаний. Это позволило определить потоковые скорости движения плазмы в различных конфигурациях в прямом и винтовом магнитном полях. Было обнаружено подавление потоковой скорости плазмы в транспортной секции установки СМОЛА в винтовом магнитном поле. Был зарегистрирован обратный поток захваченных частиц в винтовом магнитном поле в магнитной конфигурации, соответствующей большему магнитному полю в области входного лимитера даже в условиях низкой столкновительности. Проведено сравнение потоковых скоростей и режимах с винтовой и осесимметричной гофрировкой магнитного поля. Определена зависимость потоковых скоростей от безразмерной столкновительности в

диапазоне $v^* = 0,045 \div 0,5$. Экспериментально продемонстрировано, что с точки зрения потоковых скоростей при числе периодов гофрировки $N = 12$ винтовое поле эффективнее, чем осесимметричная гофрировка.

Заключение

В рамках представленной работы созданы диагностики азимутальной и продольной скоростей движения плазмы на основе спектрометра с высоким пространственным разрешением и зонда Маха. Данные системы прокалиброваны и работают в штатном режиме на установке СМОЛА. Спектрометр с пространственным разрешением используется в качестве основного средства контроля профиля вращения плазмы.

В рамках проведенного исследования спроектировано 4 прототипа зондов Маха разных конфигураций, выбрана оптимальная модель устройства для регистрации потоков ионов для параметров плазмы в установке СМОЛА. Данная конструкция штатно работает в экспериментальных кампаниях. Рассмотрены различные теоретические модели интерпретации результатов для случая незамагниченной плазмы. Вращающийся зонд Маха позволяет одновременно измерять продольную и азимутальную скорости, а также угол между потоком плазмы и величиной ведущего магнитного поля.

Выявлено, что на угловую скорость вращения плазмы не влияет величина ведущего магнитного поля или напряжение, поданное между анодом и катодом источника плазмы, но она зависит от плотности плазмы, определяемой количеством напускаемого газа. Установлены оптимальные параметры по газонапуску с точки зрения вращения. Азимутальная скорость в зоне удержания ограничивается ионно-звуковой скоростью $\sim 6 \cdot 10^6$ см/с, при этом характерная угловая скорость вращения составляет $\sim 1,1 \cdot 10^6$ см/с.

Показано, что продольная скорость плазмы в винтовом поле ниже, чем в прямом поле. Обнаружен обратный поток захваченных частиц, движущихся посредством магнитных возмущений в винтовом магнитном поле, который наблюдался даже при сниженной плотности, что соответствует теории винтового

удержания. Для существования подобного эффекта достаточно иметь 6% захваченных частиц в центре плазмы, 8% – на периферии.

Показано, что скорости, полученные путем измерения электрического поля, а также по данным спектроскопии лежат в одном диапазоне с измеренными зондом Маха.

Экспериментально продемонстрировано, что улучшенное удержание является эффектом не многопробочной конфигурации, а влиянием именно винтового поля. Поточковая скорость течения плазмы в винтовом поле может быть ниже, чем в осесимметричном многопробочном поле, как при средней, так и при низкой безразмерной столкновительности.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность научному руководителю Судникову А. В. за терпение, организацию процесса и неоценимое участие при выполнении данной работы. Отдельно хочется поблагодарить Волохова А. И. и Лемзякова А.Г. за помощь при изготовлении кварцевых пластин и напылении на них металла. Автор благодарит Поступаева В.В., Иванова И.А. за научное сотрудничество, своевременные замечания и рекомендации, Бурдакова А.В. за проявленное внимание к данной теме, Солдаткину Е.И. за консультации в области теории зондов и измерений, а также моральную поддержку. Автор признателен всей команде установки СМОЛА за проведение экспериментальных кампаний, обсуждение научных результатов и вдохновляющую атмосферу.

Список литературы

1. Ongena, J. Nuclear fusion and its large potential for the future world energy supply / J. Ongena. – Текст: электронный // Nukleonika. – 2016. – Vol. 61 – P. 425–432. – URL: <https://sciendo.com/article/10.1515/nuka-2016-0070>
2. Kurskiev, G.S. Confinement, heating, and current drive study in Globus-M2 toward a future step of spherical tokamak program in Ioffe Institute / G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, N. V. Sakharov [et al.]. – Текст: электронный // Physics of Plasma. – 2024. – Vol. 31 – № 6 – P. 1–6. – URL: <https://doi.org/10.1063/5.0211866>
3. Велихов, Е. П. Первые экспериментальные результаты на токамаке Т-15МД / Е.П. Велихов, М.В. Ковальчук, И.О. Анашкин [и др.]. – Текст: электронный // Вопросы атомной науки и техники. Серия термоядерный синтез. – 2024. – Т. 47 – №2 – С. 5–14. – URL: http://vant.iterru.ru/vant_2024_2/1.pdf
4. Rimini, F. G. JET: 40 Successful Years of Fusion Research / F.G. Rimini. – Текст: электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2024. – Vol. 52. – № 9. – P. 3561–3573. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/10417010>
5. Strachan, J.D. TFTR DT experiments / J.D. Strachan, S. Batha, M. Beer [et al.]. – Текст: электронный // Nuclear Fusion. – 1997. – Vol. 39. – № 12B. – P. 103–114. – URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/39/12B/008>
6. Mirnov, S.V. Tokamak evolution and view to future / S.V. Mirnov. – Текст: электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. – Vol. 59. – № 1. – P. 015001. – URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1741-4326/aaee92>

7. Rostoker, N. Colliding Beam Fusion Reactors / N. Rostoker, A. Qerushi, M. Binderbauer. – Текст: электронный // Journal of Fusion Energy. – 2003. – Vol. 22 – P. 83–92. – URL: <https://link.springer.com/article/10.1023/B:JOFE.0000036407.10861.bc>
8. Magee, R.M. First measurements of p11B fusion in a magnetically confined plasma / R. M. Magee, K. Ogawa, T. Tajima [et al.]. – Текст: электронный // Nature Communications. – 2023. – Vol. 14 – P. 1–6. – URL: <https://doi.org/10.1038/S41467-023-36655-1>
9. Entler, S. Approximation of the economy of fusion energy / S. Entler, J. Horacek, T. Dlouhy [et al.]. – Текст: электронный // Energy. – 2018. – Vol. 152 – P. 489–497. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.energy.2018.03.130>
10. Beklemishev, A.D. Diamagnetic “bubble” equilibria in linear traps / A.D. Beklemishev. Текст: электронный // Physics of Plasmas. – 2016. – Vol. 23. – № 8. – P. 082506– URL: <https://doi.org/10.1063/1.4960129>
11. Будкер, Г.И. Термоядерные реакции в системе с магнитными пробками. К вопросу о непосредственном преобразовании ядерной энергии в электрическую / Г.И. Будкер. Текст: непосредственный // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций: сборник статей. — Москва: Издательство АН СССР. —1958. — Т. 3. — С. 3–31.
12. Post, R.F. Summary of UCRL Pyrotron (Mittot Machine) Program / R.F. Post. Текст: электронный // Proceedings of the 2nd United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. —1958. — Vol. 32. — P. 245–265. – URL: <https://digitallibrary.un.org/record/3892717?v=pdf>
13. Константинов, С.Г. Разреженная вращающаяся плазма в ловушке с магнитными пробками / С.Г. Константинов, О.К. Мыскин, А.Ф. Сорокин [и др.]. Текст: электронный // Препринт ИЯФ СО АН СССР. — Новосибирск: Издательство АН СССР. — 1970. – URL: https://inp.nsk.su/images/preprint/1970_109.pdf

14. Abdrashitov, G.F. Hot rotating plasma in the PSP-2 experiment / G.F. Abdrashitov, A.V. Beloborodov, V.I. Volosov [et al.]. Текст: электронный // Nuclear Fusion. —1991. — Vol. 31. — № 7 — P. 1275—1290. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/31/7/004>
15. Бехтенов, А.А. Проблемы термоядерного реактора с вращающейся плазмой / А.А Бехтенов, В.И. Волосов, В.Е. Пальчиков [и др.]. Текст: непосредственный // Препринт ИЯФ СО АН СССР. — Новосибирск: Издательство АН СССР. —1979.
16. Бурдаков, А. В. Многопробочная ловушка: путь от пробкотрона Будкера к линейному термоядерному реактору/ А.В. Бурдаков, В.В. Поступаев. Текст: электронный // Успехи физических наук. – 2018. – Т. 188. – №. 6. – С. 651-671. – URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2018/6/c/>
17. Kotelnikov, I. A. New results in the theory of multiple mirror plasma confinement / I.A. Kotalnikov. – Текст: электронный // Fusion science and technology. – 2007. – Vol. 51. – №. 2Т. – P. 186-189. – URL: <https://doi.org/10.13182/FST07-A1346>
18. Koidan, V. S. et al. Progress on the multimirror trap GOL-3 / V. S. Koidan, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin [et al.]. Текст: электронный // Fusion science and technology. —2005. — Vol. 47. – №. 1Т. – P. 35-42. – URL: <https://doi.org/10.13182/FST05-A605>
19. Будкер, Г.И. Собрание трудов / Г. И. Будкер. Текст: непосредственный // АН СССР, Отделение ядерной физики, Сибирское отделение, Институт ядерной физики. – Москва: Наука. —1982. – С. 113-117.
20. Braun, W. H. Acceleration of a conducting fluid by a traveling magnetic field / W.H. Braun. Текст: электронный // – 1965. – №. NASA-TN-D-3006.20. URL:<https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19650023946/downloads/19650023946.pdf>

21. Heflinger, L. Transverse traveling wave plasma engine / L. Heflinger, S. Ridgway, A. Schaffer. Текст: электронный // AIAA Journal. —1965. — Vol. 3. — №. 6. — P. 1028-1033. — URL: <https://doi.org/10.2514/3.3049>
22. Covert, E. E. A variable phase velocity traveling wave pump / E.E. Covert, C.W. Haldeman, J.P. Sullivan. Текст: электронный // AIAA Journal. — 1971. — Vol. 9. — №. 7. — P. 1389-1395. URL: <https://doi.org/10.2514/3.6358>
23. Be'ery, I. Plasma confinement by moving multiple mirrors / I. Be'ery, A. Gertsman, O. Seeman. Текст: электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. —2018. — Vol. 60. — №. 11. — P. 115004. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aadd69>
24. Беклемишев, А. Д. Геликоидальная система для продольного удержания или ускорения плазмы / А.Д. Беклемишев. Текст: непосредственный // XXXIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу: сборник тезисов докладов. — Москва: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН». — 2012. — С. 31.
25. Beklemishev, A.D. Helicoidal System for Axial Plasma Pumping in Linear Traps / A.D. Beklemishev. Текст: электронный // Fusion Science and Technology. — 2013. — Vol. 63. — №. 1Т. — P. 355-357.— URL: <https://doi.org/10.13182/FST13-A16953>
26. Беклемишев, А.Д. Винтовая ловушка: новая ветвь эволюции линейных термоядерных систем? / А.Д. Беклемишев. Институтский семинар ИЯФ СО РАН от 29.11.2016. — 2016. — URL: http://wwwold.inp.nsk.su/news/seminars/2016_673_sem_05_12.pdf
27. Судников, А.В. Первые результаты экспериментальной проверки концепции винтового удержания/ А.В. Судников. Плазменный семинар ИЯФ СО РАН от 27.02.2018. — 2018.

28. Beklemishev, A.D. Helical plasma thruster / A.D. Beklemishev. Текст: электронный // Physics of Plasmas. – 2015. – Vol. 22. – № 10. – P. 103506. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.4932075>
29. Beklemishev, A.D. Radial and axial transport in trap sections with helical corrugation/A.D. Beklemishev. Текст: электронный // AIP Conference Proceedings. – 2016. – Vol. 1771. – № 1. – P. 040006. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.4964191>
30. Postupaev, V.V. Helical mirrors for active plasma flow suppression in linear magnetic traps / V.V. Postupaev, A.V. Sudnikov, A.D. Beklemishev [et al.]. Текст: электронный // Fusion Engineering and Design. – 2016. – Vol. 106. – P. 29–33. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.03.029>
31. Sudnikov, A.V. SMOLA device for helical mirror concept exploration / A.V. Sudnikov, A.D. Beklemishev, V.V. Postupaev [et al.]. Текст: электронный // Fusion Engineering and Design. – 2017. – Vol. 122. – P. 86–93. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.09.005>
32. Sudnikov, A.V. First Experimental Campaign on SMOLA Helical Mirror / A.V. Sudnikov, A.D. Beklemishev, V.V. Postupaev [et al.]. Текст: электронный // Plasma and Fusion Research. – 2019. – Vol. 14. – P. 2402023. – URL: <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402023>
33. Sudnikov, A.V. Plasma flow suppression by the linear helical mirror system / A. V. Sudnikov, I. A. Ivanov, A. A. Inzhevatkina [et al.]. Текст: электронный // Journal of Plasma Physics. – 2022. – Vol. 88. – № 1. – P. 905880102. – URL: <https://doi.org/10.1017/S0022377821001276>
34. Burdakov, A. Plasma Heating and Confinement in GOL-3 Multi Mirror Trap / A. Burdakov, A. Arzhannikov, V. Astrelin [et al.]. Текст: электронный // Fusion Science and Technology. – 2007. – Vol. 51. – № 2Т. – P. 106–111. – URL: <https://doi.org/10.13182/FST07-A1327>

35. Иванов, А.А. Газодинамическая ловушка: результаты исследований и перспективы / А.А. Иванов, В.В. Приходько. Текст: электронный // Успехи физических наук. – 2017. – Vol. 187. – С. 547–574. – URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2017/5/e/>
36. Bagryansky, P.A. Overview of ECR plasma heating experiment in the GDT magnetic mirror / P.A. Bagryansky, A.V. Anikeev, G.G. Denisov [et al.]. Текст: электронный // Nuclear Fusion. – 2015. – Vol. 55. – P. 053009. – URL: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053009>
37. Nakashima Y. Overview of recent progress and future in GAMMA 10/PDX project / Y. Nakashima, T. Imai, M. Sakamoto [et al.]. Текст: электронный // AIP Conference Proceedings. – 2016. – Vol. 1771. – № 1. – P. 020002. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.4964155>
38. Forest, C.B. Prospects for a high-field, compact break-even axisymmetric mirror (BEAM) and applications / C.B. Forest, J.K. Anderson, D. Endrezzi [et al.]. Текст: электронный // Journal of Plasma Physics. – 2024. – Vol. 90. – № 1. – P. 975900101. – URL: <https://doi.org/10.1017/S0022377823001290>
39. Bagryansky, P.A. Encouraging Results and New Ideas for Fusion in Linear Traps / P. A. Bagryansky, A. D. Beklemishev, V. V. Postupaev. Текст: электронный // Journal of Fusion Energy. – 2019. – Vol. 38. – P. 162–181. – URL: <https://doi.org/10.1007/s10894-018-0174-1>
40. Simonen, T.S. Three Game Changing Discoveries: A Simpler Fusion Concept? T.S. Simonen. Текст: электронный // Journal of Fusion Energy. – 2015. – Vol. 35. – P. 63–68. – URL: <https://doi.org/10.1007/s10894-015-0017-2>
41. Сковородин, Д.И. Газодинамическая многопробочная ловушка ГДМЛ / Д. И. Сковородин, И. С. Черноштанов, В. Х. Амиров [и др.]. Текст: электронный // Физика плазмы. – 2023. – Т. 49. – № 9. – P. 831–884. – URL: <https://doi.org/10.31857/S0367292123600322>

42. Bagryansky, P.A. Progress of open systems at Budker Institute of Nuclear Physics / P.A. Bagryansky. Текст: электронный // Journal of Plasma Physics. – 2024. – Vol. 90. – № 2. – P. 905900218. – URL: <https://doi.org/10.1017/S0022377824000473>
43. Postupaev, V.V. Start of experiments in the design configuration of the GOL-NB multiple-mirror trap / V.V. Postupaev, V.I. Batkin, A.V. Burdakov [et al.]. Текст: электронный // Nuclear Fusion. – 2022. – Vol. 62. – P. 086003. – URL: <https://DOI.org/10.1088/1741-4326/ac69fa>
44. Akhmetov, T.D. Sustainment of High-Beta Mirror Plasma by Neutral Beams / T.D. Akhmetov, V.I. Davydenko, A.A. Ivanov, S.V. Murakhtin // Plasma Physics and Technology. – 2018. – Vol. 5. — № 3. – P.125–127. – URL: <https://doi.org/10.14311/ppt.2018.3.125>
45. Sudnikov, A.V. Helical magnetic mirror performance at up- and downstream directions of the axial force / A. V. Sudnikov, I. A. Ivanov, A. A. Inzhevatkina [et al.]. Текст: электронный // Journal of Plasma Physics. – 2022. – Vol. 88. – № 6. – P. 905880609. – URL: <https://doi.org/10.1017/S0022377822001167>
46. Beklemishev, A. Novosibirsk Project of Gas-Dynamic Multiple-Mirror Trap / A. Beklemishev, A. Anikeev, V. Astrelin [et al.]. Текст: электронный // Fusion Science and Technology. – 2017. – Vol. 63. – №. 1Т. – P. 46-51. – URL: <https://doi.org/10.13182/FST13-A16872>
47. Исследование вращения плазмы в открытой винтовой ловушке СМОЛА / А.А. Инжеваткина, А.В. Бурдаков, И.А. Иванов [и др.]. Текст: электронный // Физика плазмы – 2021. – Vol. 47. – № 8. – С. 706 – 715. – URL: <https://doi.org/10.31857/S0367292121080059>
48. Исследование потоковой скорости плазмы в открытой винтовой ловушке СМОЛА / А.А. Инжеваткина, И.А. Иванов, В.В. Поступаев [и др.].

- Текст: электронный // Физика плазмы – 2024. – Vol. 50. – № 1. – С. 3 – 14. – URL: <https://doi.org/10.31857/S0367292124010019>
49. Doppler spectroscopy system for the plasma velocity measurements in SMOLA helical mirror / A.A. Inzhevatkina, A.V. Burdakov, I.A. Ivanov [et al.]. Текст: электронный // Plasma and Fusion Research. – 2019. – Vol. 14. – P. 2402020. – URL: <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402020> – Дата публикации: 12.02.2019.
50. Инжеваткина, А. А. Диагностика пространственного распределения скорости плазмы в винтовой открытой ловушке СМОЛА / А.А. Инжеваткина, Бурдаков А.В., Судников А.В. [и др]. Текст: непосредственный // XLVI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу: сборник тезисов докладов. – Москва: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН». – 2019. – С. 75.
51. Инжеваткина, А. А. Зависимость скорости вращения от параметров плазмы в открытой винтовой ловушке СМОЛА / А.А. Инжеваткина, Судников А.В., Бурдаков А.В. [и др]. Текст: электронный // XLVIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу: сборник тезисов докладов. – Москва: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН». – 2021. – С. 64. – URL: <https://doi.org/10.34854/ICPAF.2021.48.1.032>
52. Инжеваткина, А. А. Поле скоростей течения плазмы в режиме удержания и ускорения в винтовой открытой ловушке СМОЛА / А.А. Инжеваткина, Судников А.В., Иванов И.А. [и др]. Текст: электронный // XLIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу: сборник тезисов докладов. – Москва: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН». – 2022. – С. 88. – URL: <https://doi.org/10.34854/ICPAF.2022.49.1.055>

53. Инжеваткина, А. А. Динамика движения плазмы в открытой винтовой ловушке СМОЛА / А.А. Инжеваткина, Судников А.В., Иванов И.А. [и др]. Текст: электронный // I Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу: сборник тезисов докладов. – Москва: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН». – 2023. – С. 94. – URL: <https://doi.org/10.34854/ICPAF.2023.50.2023.1.1.050>
54. Инжеваткина, А. А. Скорости течения плазмы в многопробочном и винтовом магнитном полях в открытой винтовой ловушке СМОЛА / А.А. Инжеваткина, Судников А.В., Толкачев М.С. [и др]. Текст: электронный // LI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу: сборник тезисов докладов. – Москва: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН». – 2024. – С. 77. – URL: <https://doi.org/10.34854/ICPAF.51.2024.1.1.039>
55. Sudnikov, A.V. Preliminary experimental scaling of the helical mirror confinement effectiveness / A. V. Sudnikov, A. D. Beklemishev, A. A. Inzhevatkina [et al.]. Текст: электронный // Journal of Plasma Physics. – 2020. – Vol. 86. – № 6. – P. 905860515. – URL: <https://doi.org/10.1017/S0022377820001245>
56. Ivanov, I. Long-pulse plasma source for SMOLA helical mirror / I.A. Ivanov, V.O. Ustyuzhanin, A.V. Sudnikov [et al.]. Текст: электронный // Journal of Plasma Physics. – 2021. – Vol. 81. – № 2. – P. 845870201. – URL: <https://doi.org/10.1017/S0022377821000131>
57. Морозов, А.И. Геометрия магнитного поля / А.И. Соловьев, А.И. Морозов. Текст: непосредственный // Вопросы теории плазмы под редакцией М.А. Леонтовича. — Москва: Госатомиздат. —1963. — Выпуск 2. — С. 3–93.

58. Лохте-Хольтгрёвен, В. Методы исследования плазмы: спектроскопия, лазеры, зонды / Текст: непосредственный // под ред. В. Лохте-Хольтгрёвена; пер. с англ. под ред. С. Ю. Лукьянова. — Москва: Мир. — 1971.
59. Зайдель, А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика Спектроскопии / А.Н. Зайдель, Г.В. Островская, Ю.И. Островский. Текст: электронный. — Москва: Наука. — 1972 — URL: <https://djvu.online/file/LigZxcyvKF8DW>
60. Шибков, В.М. Спектральная диагностика плазмы. Лабораторный практикум / В.М. Шибков, А.А. Логунов, К.Н. Корнев. Текст: электронный // Учебно-методическое пособие. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова. Физический факультет. Кафедра физической электроники. — Москва. — 2022. — URL: http://physelec.phys.msu.ru/files/practice/Spectral_diagnostics.pdf
61. Коган, В.И. Уширение спектральных линий в высокотемпературной плазме / В.И. Коган. Текст: электронный // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций — Издательство: АН СССР. — 1958. — Т. 4. — С. 258 — 304. — URL: https://elib.biblioatom.ru/text/fizika-plazmy_t4_1958/p1/
62. Etherton, R.C. Lifetimes of 3p, 4p, and 5p States in Atomic Hydrogen / R. C. Etherton, L. M. Beyer, W. E. Maddox [et al.]. Текст: электронный // Physical Review A. — 1970. — Vol. 2. — P. 2177– 2179. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.2.2177>
63. Иванов, И.А. Спектральная система с пространственным разрешением для регистрации движения плазмы в многопробочной ловушке ГОЛ-3 / И.А. Иванов, А.В. Бурдаков, А.Ф. Ровенских [и др.]. Текст: электронный // Приборы и техника эксперимента. — 2016. — Т. 59. — №2. — С. 100– 105. — URL: <https://doi.org/10.7868/S003281621602021X>

64. Техническое описание ПЗС-камеры SDU-285. Электронный ресурс // URL: <http://www.sptt.ru/sptt/pdf/SDU285.pdf>
65. Beklemishev, A.D. Plasma Rotation Induced by Biasing in Axially Symmetric Mirrors / A.D. Beklemishev. Текст: электронный // Journal of Plasma Physics. – 2024. – Vol. 90. – № 6. – P. 975900601. – URL: <https://doi.org/10.1017/S0022377824001454>
66. Техническое описание ThorLabs CCS100 Compact Spectrometer. [Электронный ресурс] // URL: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=CCS100#ad-image-0>
67. База данных спектральных линий Национального института стандартов и технологий США NIST (National Institute of Standards and Technology atomic spectra database). [Электронный ресурс] // URL: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>
68. Gerhardt, S.P. Electrode and Langmuir probe tools used for flow damping studies in the Helically Symmetric Experiment / S. P. Gerhardt, D. T. Anderson, F. S. B. Anderson [et al.]. Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. – 2004. – Vol. 75. – P. 4621–4628. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.1804832>
69. Chung, K.S. Why Is the Mach Probe Formula Expressed as $R=J_{up}/J_{dn}=\exp [KM^\infty]$? / K.S. Chung. Текст: электронный // Japanese Journal of Applied Physics. – 2006. – Vol. 45. – № 10A. – P. 7914–7916. – URL: <http://dx.doi.org/10.1143/JJAP.45.7914>
70. Hutchinson, I. H. The invalidity of a Mach probe model / I. H. Hutchinson. Текст: электронный // Physics of Plasmas. – 2002. – Vol. 9. – № 5. – P. 1832–1833. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.1464886>

71. Shinohara, S. Response to «The invalidity of a Mach probe model» / S. Shinohara. Текст: электронный // Physics of Plasmas. – 2002. – Vol. 9. – № 5. – P. 1834. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.1464887>
72. Tallents, S. Investigations of the MAST SOL using the reciprocating probe system / S. Tallents. Текст: электронный // Диссертация. Imperial College London Department of Physics – 2009. – URL: <https://doi.org/10.25560/5292>
73. Hudis, M. Directional Langmuir Probe / M. Hudis, L.M. Lidsky. Текст: электронный // Journal of Applied Physics. – 1970. – Vol. 41. – № 12. – P. 5011–5017. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.1658578>
74. Chung, K.S. A kinetic theory of ion collection by probe in flowing unmagnetized plasma / K.S. Chung. Текст: электронный // Journal of Applied Physics. – 1991. – Vol. 69. – № 6. – P. 3451–3454. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.348529>
75. Oksuz, L. Laser induced fluorescence of argon ions in a plasma presheath / L. Oksuz, M. Atta Khedr, N. Hershkowitz. Текст: электронный // Physics of Plasmas. – 2001. – Vol. 8. – № 5. – P. 1723–1733. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.1358312>
76. Hutchinson I. H. Ion collection by a sphere in a flowing plasma: 2. non-zero Debye length / I. H. Hutchinson. Текст: электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2003. – Vol. 45. – № 8. – P. 1477–1500. – URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/45/8/307>
77. Ando, A. Mach Probe Measurements in Unmagnetized Plasmas with Subsonic and Supersonic Flow / A. Ando, T.K. Watanabe, T. Makita [et al.]. Текст: электронный // Contributions to Plasma Physics. – 2006. – Vol. 46. – № 5-6. – P. 335–340. – URL: <https://doi.org/10.1002/ctpp.200610011>
78. Choi, Y.S. Effect of ion–neutral collision on the deduction of Mach number in collisional plasmas / Y.S. Choi, K.S. Chung, H.J. Woo [et al.].

- Текст: электронный // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2009. – Vol. 42. – № 22. – P. 225205. – URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/42/22/225205>
79. Chung, K.S. Mach probes / K.S. Chung. Текст: электронный // Plasma Sources Science and Technology. – 2012. – Vol. 21. – № 6. – P. 063001. – URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0963-0252/21/6/063001>
80. Matthews, G.F. Tokamak plasma diagnosis by electrical probes / G.F. Matthews. Текст: электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1994. – Vol. 36. – № 10. – P. 1595–1628. – URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/36/10/002>
81. Gosselin, J.J. Overestimation of Mach number due to probe shadow / J.J. Gosselin, S.C. Thakur, S.H. Sears [et al.]. Текст: электронный // Physics of Plasmas. – 2016. – Vol. 23. – № 7. – P. 073519. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.4954820>
82. Беклемишев, А.Д. Вращение плазмы в ловушке с продольным течением / А.Д. Беклемишев. Плазменный семинар ИЯФ СО РАН от 27.12.2022. – 2022. – URL: https://disk.yandex.ru/i/0FU_Rd5j3NdPIA
83. Burdakov, A.V. Concept of fusion reactor based on multiple-mirror trap / A.V. Burdakov, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin [et al.]. Текст: электронный // Fusion Science and Technology – 2011. – Vol. 59. – № 1Т. – P. 9 – 16. – URL: <https://doi.org/10.13182/FST11-A11564>
84. Патент на изобретение №2833794: Российская Федерация. Н05Н1/00 (2024.08). Устройство для регистрации скорости плазмы в открытой ловушке: № 2024119794: заявл: 15.07.2024: опубл: 28.01.2025 / Инжеваткина А.А.; заявитель ИЯФ СО РАН. – 8 с. – Текст: непосредственный