

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера

Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Кузьмин Евгений Игоревич

**ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМЫ ГЕЛИКОННОГО ВЧ
РАЗРЯДА В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ
ПОЛЕ**

1.3.9. Физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

кандидат физико-математических наук

Шиховцев Игорь Владимирович

Новосибирск — 2022

Оглавление

Введение.....	3
1. Обзор литературы по теме геликонного разряда	13
2. Теория геликонного разряда	20
2.1 Дисперсионное уравнение	21
2.2 Затухание Н- и ТГ-волн	27
2.3 Оценка ВЧ мощности	29
3 Постановка и описание эксперимента	31
3.1 Экспериментальная установка.....	32
3.2 ВЧ антенны	35
3.3 Системы ВЧ питания и согласования	37
3.4 Тройной ленгмюровский зонд	41
3.5 СВЧ диагностика плотности плазмы	44
3.6 Измерение эквивалентной нагрузки плазмы	47
4 Экспериментальные результаты.....	49
4.1 Оптимизация параметров ВЧ разряда	49
4.2 Согласование ВЧ генератора	62
4.3. Геликонный разряд в неоднородном магнитном поле	66
Заключение	76
Благодарности	81
Список формул и сокращений	82
Список литературы.....	83

Введение

Актуальность темы исследования. В настоящее время в физике плазмы с каждым годом увеличивается приоритет задач, связанных с термоядерным синтезом. В термоядерных источниках плазмы для достижения условий загорания термоядерной реакции плазма должна иметь большую плотность и температуру [1]. Взаимодействие такой плазмы с поверхностью вакуумной камеры и дивертора, особенно в процессе срыва, предъявляет жесткие требования к материалу первой стенки. Исследованию этого взаимодействия посвящено множество работ (см. например [2]). Несмотря на важность таких экспериментов, современные термоядерные установки не способны обеспечить нужные параметры плазменного потока и длительность импульса, которые ожидаются в активно разрабатываемом сейчас проекте ИТЭР. Это делает невозможным проведение материаловедческих исследований, актуальных для глобальных проектов термоядерных реакторов. Симуляцию таких процессов можно проводить на более дешевых по сравнению с токамаками линейных плазменных установках, которые могут работать в стационарном режиме, и обеспечивают необходимые параметры плазмы [3].

Высокочастотные (ВЧ) плазменные источники, как альтернатива дуговым источникам для материаловедческих исследований, становятся все более востребованными. Безэлектродные ВЧ генераторы плазмы позволяют работать в стационарном режиме, при этом плазма содержит малую долю нежелательных примесей. Широко распространенные индуктивные ВЧ источники плазмы имеют внешние ВЧ антенны служащие для генерации электрических и магнитных полей индукционного разряда. В отсутствие внешнего магнитного поля плазма является непрозрачной средой для распространения электромагнитных волн с частотой ниже плазменной, а

переменные поля затухают в тонком скин-слое $\sim \frac{c}{\omega_p}$ на поверхности плазменного цилиндра [4]. Если поместить индукционный источник во внешнее магнитное поле (\mathbf{B}_0), в плазме начинают распространяться низкочастотные продольные электромагнитные волны с частотой $\omega \ll \omega_p$. Эти волны в радиально ограниченной плазме называются геликонными, а в свободном пространстве вистлерами [5]. В результате поглощение мощности становится возможным во всем объеме плазмы, что увеличивает эффективность разряда [6].

Степень разработанности темы исследования. Временной период между 60-ми и 90-ми годами 20 века характеризуется исследованиями геликонного разряда в однородном магнитном поле, однако ранние эксперименты, проведенные Ченом [9], Гуо [10] и Вирко [11], показали существенный рост плотности плазмы в источниках с неоднородным магнитным полем в областях под и вне антенны. Позднее группа Мори на установке Mini-RFTF достигла увеличения плотности плазмы в несколько раз, используя конфигурацию со сходящимся полем вне антенны, наблюдая максимумы плотности как выше, так и ниже частоты нижнегибридного резонанса [12]. Стоит отметить работу К. П. Шамрая, посвященную теории геликонного разряда в неоднородном магнитном поле, в которой он в качестве причины наблюдаемого роста плотности плазмы в неоднородном поле рассматривает взаимодействие геликонных и электростатических потенциальных волн Трайвелпис-Гоулда [6].

В последние 15 лет идет активное развитие области исследований геликонных ВЧ источников. Существуют линейные материаловедческие установки с источником плазмы геликонного типа с высокой ВЧ мощностью (20 кВт и более), вводимой в разряд (таблица 1). На установке MAGPIE реализована идея источника со сходящимся магнитным полем вне ВЧ антенны, как на установке Mini-RFTF ([61], [63]), дающая существенный рост плотности по сравнению с однородными конфигурациями магнитного поля.

На установке Piglet в рамках проекта по разработке космических плазменных двигателей [65] реализована конфигурация с расходящимися силовыми линиями магнитного поля. Однако до сих пор наблюдается недостаток экспериментов по изменению геометрии магнитного поля в области антенны, в особенности, при высоких ВЧ мощностях (>2 кВт), соответствующих плотности плазмы $>10^{12}$ см⁻³. Например, на установке CSDX реализована пробочная конфигурация магнитного поля с малым пробочным соотношением, но эксперименты сосредоточены в основном на исследовании пристеночных процессов в разрядной камере и методах ее охлаждения [13].

Таблица 1 — Обзор параметров линейных установок с геликонным источником плазмы

	ВЧ мощность, кВт	Электронная температура, эВ	Плотность плазмы, см ⁻³	Диаметр плазмы, см
Proto-MPEX	120	4-8	$8 \cdot 10^{13}$	10
MAGPIE	20	<8	$3 \cdot 10^{13}$	2.5-5
CSDX	20	3-6	$1.7 \cdot 10^{13}$	8-10
Mini-RFTF	20	4-6	$1.2 \cdot 10^{13}$	4
Piglet	0.6	4-6	$\sim 10^{11}$	6-8
Геликонный источник в ИЯФ СО РАН	25	6-10	$2.6 \cdot 10^{13}$	8-10

Главной целью диссертации является разработка эффективного высокочастотного геликонного плазменного источника и исследование различных режимов генерации плазмы в неоднородном магнитном поле. Для достижения поставленной цели в работе поставлены и решены следующие **задачи**:

1. Создание и исследование геликонного ВЧ источника плазмы с градиентом магнитного поля и пробочной конфигурацией силовых линий в области ВЧ антенны. Идея источника с пробочной конфигурацией опирается на более ранние работы по изучению

геликонного разряда в неоднородном магнитном поле при низкой входной мощности [6], [96], [100], [107], продемонстрировавшие перспективность данной конструкции источника.

2. Увеличение эффективности генерации плазмы и увеличение мощности, потребляемой разрядом, в результате оптимального согласования импеданса плазмы с нагрузкой ВЧ генератора. Для этого в работе предложено использование П-схемы согласования и проведены эксперименты по определению коэффициента ввода мощности в разряд.
3. Изучение влияния внешних параметров, таких как вводимая в разряд мощность, величина магнитного поля, давление нейтрального газа и форма ВЧ антенны, на плотность плазмы и электронную температуру с целью увеличения эффективности источника.
4. Изучение влияния на генерацию плазмы различных конфигураций магнитного поля, таких как пробочная конфигурация с различным пробочным отношением, направлением тока в катушках и углом наклона силовых линий.

Научная новизна исследования заключается в следующем: в данной работе выполнено исследование геликонного разряда в неоднородном магнитном поле под антенной при высоких ВЧ мощностях, проведено согласование плазменной нагрузки с генератором, изучено влияние различных конфигураций магнитного поля под ВЧ антенной на плазму, найдены оптимальные значения давления напуска газа в камеру источника, проведено одновременное исследование плотности плазмы и электронной температуры для различных ВЧ антенн при варьировании геометрии и величины магнитного поля и ВЧ мощности. Эксперименты проводились на линейной плазменной установке с геликонным источником плазмы [8] (рисунок 1). Данный источник имеет ряд важных технических особенностей. Геометрия магнитных полей за счет ослабления поля в области ВЧ антенны повторяет конфигурацию пробкотрона, что улучшает удержание плазмы, а также

эффективную передачу энергии ВЧ полей вглубь плазмы [11]. Магнитное поле имеет минимум в области антенны с пробочным отношением ~ 2 . Эта конструкция основана на успешном опыте открытых плазменных ловушек по генерации и удержанию плазмы в пробочной конфигурации [14]. Предполагается, что разработанный геликонный источник может служить прототипом генератора плазмы для линейных установок по исследованию материалов (PSI-2 и JULE-PSI [16]) и экспериментов по удержанию плазмы [20]. Соответственно, основные требования к нему — это однородность плотности плазмы на диаметре 3–4 см, плотность плазмы $\geq 10^{13}$ см⁻³ с электронной температуры ~ 5 –10 эВ и возможность работы в стационарном режиме.

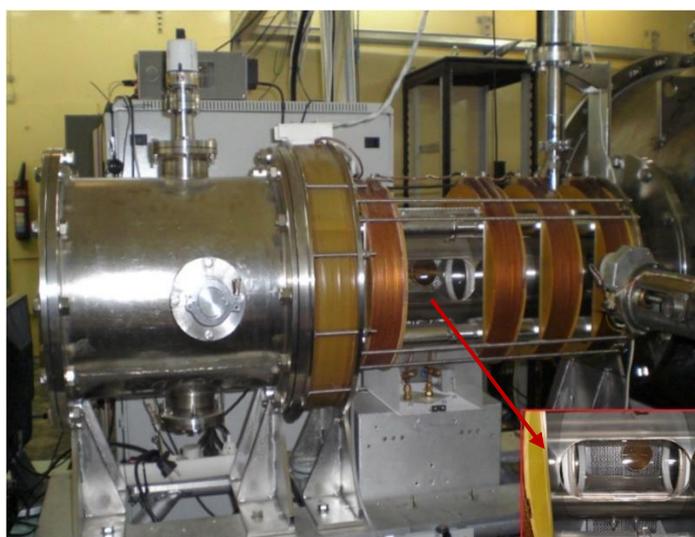


Рисунок 1 — Экспериментальная установка на основе геликонного разряда в ИЯФ СО РАН

Результаты, представленные в диссертации, также могут быть использованы в качестве руководства для выполнения согласования нагрузки генератора с импедансом плазмы при высоких ВЧ мощностях, в том числе, в случае геликонного разряда, когда наблюдаются сильные колебания плазменной нагрузки при варьировании параметров установки (магнитное поле, давление газа), и высока вероятность рассогласования системы.

Основная теоретическая и практическая значимость диссертационной работы состоит в том, что получены новые знания о генерации плазмы в ВЧ источниках геликонного типа. Обнаружено существенное увеличение плотности плазмы на порядок при использовании азимутально несимметричной антенны в пробочной конфигурации внешнего магнитного поля. При проведении экспериментов по увеличению эффективности согласования плазменного импеданса с нагрузкой генератора зафиксирован рост коэффициента ввода мощности в плазму при увеличении мощности. Разработана СВЧ методика диагностики плотности плазмы, ранее не упоминавшаяся в работах по геликонному разряду. Для высоких значений вводимой в плазму мощности показано, что помимо величины поля, важную роль в генерации плазмы играет наклон силовых линий, с увеличением которого значительно растет плотность плазмы.

Исследования, проведенные в работе использованы для реализации международного контракта совместно с Forschungszentrum Jülich GmbH (Германия) по разработке геликонного источника плазмы для материаловедческих исследований (2020 г.).

Полученные знания использованы при разработке концептуального дизайна стационарного источника плазмы для международного проекта ALIANCE [20] совместно с Институтом безопасности ядерной энергии Китайской академии наук (Хэфэй, Китай, 2021 г.).

Содержание кандидатской диссертации организовано следующим образом: первая глава диссертации посвящена литературному обзору основных достижений в области изучения геликонного разряда за последние 60 лет и основным исследовательским установкам с геликонным источником плазмы, имеющим схожие параметры и направления исследований с темой диссертации.

Вторая глава посвящена теоретическому описанию геликонного разряда: приведено дисперсионное уравнение и описаны режимы генерации разряда.

Рассмотрены два решения волнового уравнения безграничного по z плазменного цилиндра, ограниченного по радиусу, находящегося в однородном внешнем магнитном поле: одно из решений – непосредственно геликонная волна, другое – потенциальная низкочастотная волна Трайвелписа-Голда, влияющая на эффективность поглощения ВЧ мощности и плотность плазмы [23], дана оценка основных параметров разряда.

В третьей главе представлена постановка эксперимента и схема исследуемого геликонного источника плазмы, а также описаны методы диагностики плазмы, использованные в работе.

В четвертой главе подробно изложены основные экспериментальные результаты научной работы:

- Исследовано влияние подводимой ВЧ мощности, величины внешнего магнитного поля и напуска газа на параметры геликонного разряда в диапазоне мощностей $5 \div 15$ кВт с использованием антенн разной формы;
- Разработано согласующее устройство, оптимизировано согласование импеданса плазмы и нагрузки ВЧ генератора при мощности до 25 кВт;
- Исследовано влияние геометрии силовых линий внешнего магнитного поля на параметры плазмы (плотность и электронную температуру);

В заключении проведен анализ полученных результатов, дана интерпретация поведения разряда для изученных условий и оценена значимость проведенной работы в рамках дальнейших исследований данной темы.

Положения, выносимые на защиту:

1. В геликонном источнике с неоднородным магнитным полем пробочной конфигурации силовых линий оптимизирована антенна. Геликонная полуволновая антенна по плотности плазмы в ~ 10 раз

эффективнее по сравнению с азимутально-симметричными антеннами.

2. В геликонном источнике с пробочной конфигурацией магнитного поля продемонстрирована высокая эффективность генерации плазмы с плотностью $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при мощности в разряде $\sim 15 \text{ кВт}$.
3. В геликонном источнике с полуволновой антенной при повышении вводимой в разряд мощности до 15 кВт формируется резкое увеличение плотности плазмы на оси источника при величине магнитного поля в диапазоне $120\text{--}140 \text{ Гаусс}$.
4. Плотность плазмы геликонного источника с пробочной конфигурацией обладает сильной зависимостью от градиента магнитного поля в области ВЧ антенны. Зафиксирован рост плотности плазмы в 2 раза при использовании расходящегося поля по сравнению с «классической» пробкотронной конфигурацией источника.

Степень достоверности и апробация диссертации. Достоверность полученных результатов подтверждена стабильными неоднократными экспериментами по измерению параметров плазмы, продемонстрировавших повторяемость полученных результатов, также достоверность подтверждается теоретическими оценками и сравнением с результатами других схожих экспериментальных установок, а также совпадением результатов работы с представленными в литературных источниках, упомянутых в диссертации.

Основные результаты диссертации представлены в работах [17], [18], [19], [20]:

1. Studies of the Helicon Plasma Source with Inhomogeneous Magnetic Field / I. V. Shikhvotsev, V. I. Davydenko, A.A.Ivanov [et al.]. — Текст : электронный // AIP Conference Proceedings (Novosibirsk, Russia,

- August 2016). — 2016. — Vol. 1771. — P. 070006-1–070006-4. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.4964230>. – Дата публикации: 11.10.2016
2. Optimization of power matching and transfer in the helicon plasma discharge / E. I. Kuzmin, I. D. Maslakov, A. V. Chesnokov, I. V. Shikhovtsev. — Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. — 2021. — Vol. 2055(1). — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/2055/1/012010>. — Дата публикации: 27.10.2021
 3. Kuzmin E. I. High-Density Helicon Plasma Source for Linear Plasma Generators / E. I. Kuzmin, I. V. Shikhovtsev. — Текст : электронный // Plasma Physics Reports — 2021. — Vol. 47(6). — P. 526-535. – URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1063780X21060118> – Дата публикации: 17.06.2021
 4. Conceptual design of the ALIANCE-T mirror experiment / D. Yakovlev, Z. Chen, P. Bagryansky [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 2022.— Vol. 62. — No. 7. — URL: <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac5224>. — Дата публикации: 2.05.2022

Основные положения диссертации были представлены на российских и международных конференциях:

1. 11th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement / Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russian Federation. — 8–12 августа 2016 г.
2. 7th International Workshop on Plasma Material Interaction Facilities for Fusion (PMIF) / Scripps Seaside Forum in La Jolla, California. — October 22-25, 2019.
3. 4th International Conference on Fusion-Fission sub-critical systems for waste management and safety / Moscow, Russia. — 25—27 ноября, 2020 г.
4. XLVIII Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу / Звенигород, Россия. — март 2021 г.

Большая часть результатов диссертации вошла в подготовленную научно-квалификационную работу аспиранта [21] и неоднократно обсуждалась на институтских семинарах.

Исследования поддержаны персональным грантом Российского фонда фундаментальных исследований (Договор № 19-32-90117, 2019–2021 гг.).

Личный вклад автора в получении научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. При участии автора разработаны и внедрены диагностики по измерению электронной температуры и плотности плазмы. Под руководством автора проведены все эксперименты, представленные в диссертации, предложена идея по варьированию тока отдельных катушек. При активном участии соискателя введен в эксплуатацию и согласован генератор мощности, обеспечивающий генерацию плазмы. В результате работы автора оптимизирована генерация плазмы, увеличены показатели плотности плазмы и достигнут стабильный режим геликонного ВЧ разряда в источнике, позволяющий проведение материаловедческих экспериментов.

1. Обзор литературы по теме геликонного разряда

Первые упоминания о вистлерах, как о низкочастотных электромагнитных волнах, относятся к Первой мировой войне, когда при попытке перехвата вражеских сообщений радисты слышали четкие тона в эфире продолжительностью несколько секунд, которые изменяли свою частоту от десятков кГц до нескольких Гц [24]. Г. Баркхаузен представил первое сообщение об этих нисходящих тонах в статье под названием «Свистящие звуки земли» в 1919 г. [25]. Физика природы этих сигналов была неизвестна до 1930-х годов, когда Хартри и Эплтон разработали теорию электромагнитных волн в замагниченной плазме [26], [27]. Позднее Букер упростил дисперсионное соотношение Эплтона-Хартри, получив его в следующем виде [28]:

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce} \cos \theta)}, \quad (1)$$

где θ — угол между волновым вектором и магнитным полем¹. Дисперсионное уравнение (1) описывает электромагнитные волны с правой круговой поляризацией, распространяющиеся параллельно B_0 . Из вида уравнения понятен характер распространения в свободном пространстве — поскольку групповая скорость волны $\propto \omega$, более высокие частоты доходят до приемника быстрее, напоминая свист².

В 1960 году Питером Тонеманном при экспериментах на плазменной установке ZETA (рисунок 2) в Харвальской лаборатории (Великобритания) [29] были зафиксированы электромагнитные волны в плазме с частотой ниже

¹ Среди исследователей геликонного разряда данная работа стала настолько часто цитируемой, что получила название «КМТ-теория» по первым буквам фамилий авторов.

² При регистрации в свободном пространстве эти волны также иногда называют свистящими атмосфериками.

частоты ленгмюровских колебаний (15 МГц). А самое раннее упоминание термина «геликон», отсылающее к спиральной форме волн, относится к работе Айгрена [30], в которой он исследовал распространение волн в полупроводниках.

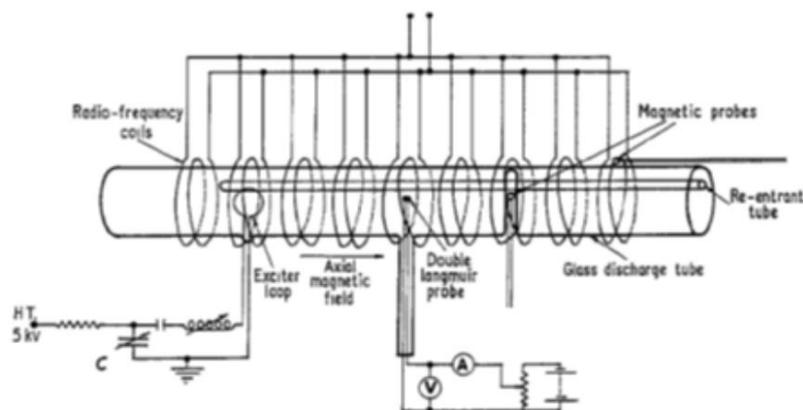


Рисунок 2 — Эксперимент Тонеманна по регистрации низкочастотных электромагнитных волн на установке ZETA (1960 г.) [29]

Первые попытки теоретического описания геликонного разряда были сделаны примерно в то же время, наиболее известные работы принадлежат Вудсу [31], [32], Я. Б. Файнбергу [33], Ледженди [35], Блевену [36], [37], [38], Ферарри и Клозенбергу [39], Кристенсену и Дэвису [40], Шоукри [41], а также Клозенбергу совместно с МакНамара и Тонеманном [42]. Наиболее полной стоит считать последнюю работу, в которой было показано решение дисперсионного уравнения продольных электромагнитных волн для случая замагниченной радиально ограниченной бесстолкновительной плазмы в приближении $m_e \rightarrow 0$ для случая проводящей и непроводящей стенок.

Первый экспериментальный стенд с геликонным источником плазмы был построен Р.В. Босвеллом в 1960-х годах [43]. Источник состоял из стеклянной трубки диаметром 5 см и длиной 55 см, антенны, дизайн которой предложил Босвелл (антенна Босвелла (рисунок 3)) и с внешним магнитным полем до 1.5 кГс. При мощности 600 Вт, давлении газа 1.5 мТорр и частоте возбуждающего генератора 8 МГц Босвеллу удалось зафиксировать плотность плазмы $1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в случае отсутствия внешнего поля и $3.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при внешнем поле 750 Гс. Данный результат мотивировал многих исследователей начать

эксперименты с геликонными источниками, поскольку другие плазменные источники требовали значительно больших затрат энергии для достижения таких плотностей плазмы [44]. В соавторстве с другими исследователями Босвелл позднее изучил влияние магнитного поля, давления газа, величины плазменной камеры и ВЧ мощности на параметры плазмы [45]—[53], подтвердив также линейную зависимость плотности от магнитного поля (рисунок 4), которая следует из дисперсионного уравнения (1), обнаружив также скачки плотности, приписанные потом переходу между модами разряда.

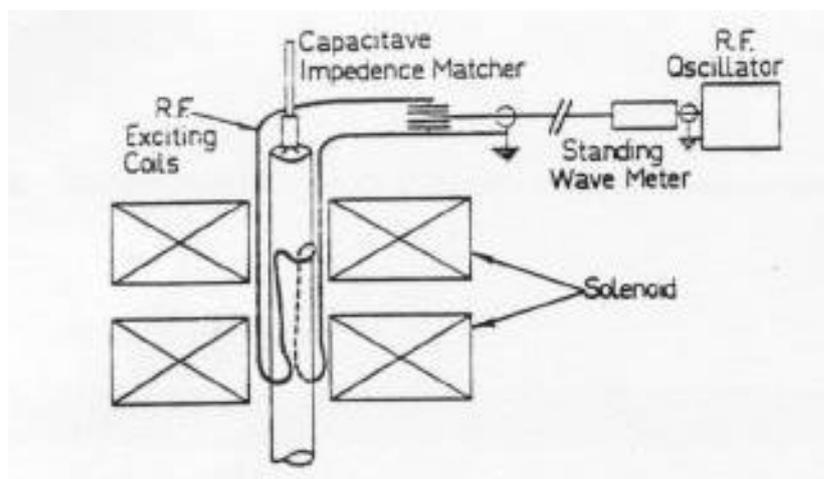


Рисунок 3 — Схема первого геликонного источника, сконструированного и испытанного Р. В. Босвеллом (1965 г.) [43]

Позднее другие авторы исследовали геликонный разряд. Значительный вклад в экспериментальное изучение геликонного разряда внес Ф. Ф. Чен, исследовавший разнообразные режимы (напуск газа, магнитное поле, виды антенн [83]) генерации геликонного разряда, получивший важные результаты по измерению магнитной структуры ВЧ полей разряда [54], плазменной нагрузки и распределения поглощения мощности в плазме.

Для случая бесконечного по z плазменного цилиндра конечного радиуса было получено дисперсионное уравнение, предполагающее существование двух типов волн с различной поляризацией. Решение с правой поляризацией соответствовало геликонам, а решение с левой поляризацией не бралось в расчет. И только в 1994 году [23] Шамраем и Тарановым было предложено учитывать роль второй волны – электростатического предела дисперсионного

уравнения. Именно эта волна оказалась причиной эффективного поглощения энергии ВЧ поля электронами на периферии плазмы и передачи этой энергии вглубь плазменного цилиндра. Позже эти волны получили название волн Трайвелписа-Гоулда. На сегодняшний день они считаются одной из главных причин высокой эффективности геликонных источников в случае однородного магнитного поля.

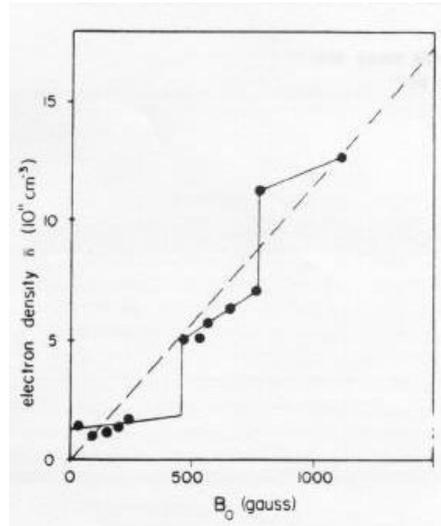


Рисунок 4 — Скачки плотности при переходе между разрядами в экспериментах Босвелла [56]

Теория геликонного разряда в однородном поле предполагает линейную зависимость плотности от B_0 [47]. Однако во многих экспериментах с разной конфигурацией источников наблюдались резкие скачки плотности в области низкого поля <100 Гс (рисунок 5). Данное явление впервые было зафиксировано Ченом еще в 1992 году [98], для источника с мощностью 1600 Вт и радиусом камеры 2 см он зафиксировал плотность аргонной плазмы $6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для $B_0=5-30$ Гс и давления газа 3 мТорр, что превышало плотность на 30-40% вне этого диапазона полей. В зарубежных источниках это явление носит название «low-field density peak». Позднее об этом свойстве геликонной плазмы упоминали в своих работах многие исследователи [99]-[106]. Чен объяснял этот эффект интерференцией $m=-1$ волны, отраженной от проводящей торцевой стенки источника, с генерируемой антенной $m=1$ волной, что показано в его работе [99] с помощью кода HELIC, разработанного

Арнушем [108]. Лафлер, также наблюдавший резонанс плотности при низком поле [65], объяснял его запиранием разряда при полях ниже нижнегибридного резонанса, однако данный механизм не был объяснен.

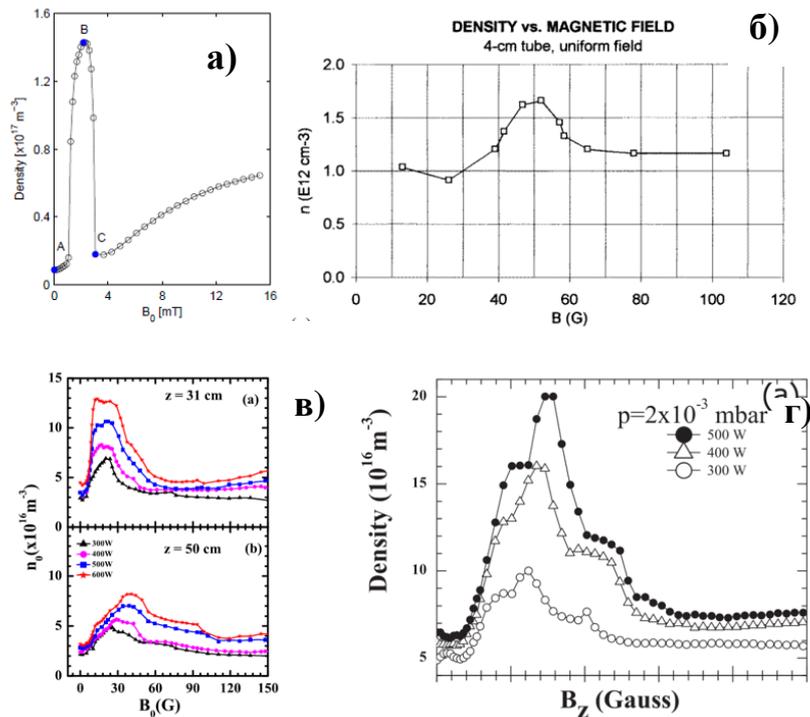


Рисунок 5 — Наблюдение “low-field density peak” эффекта в работах различных авторов: а) установка «Piglet», Лафлёр [65]; б) Ф. Ф. Чен [99]; в) Сону Ядав и др. [97]; г) Ванг и др. [104]

Большинство аналитических и численных расчетов для плазмы геликонного разряда выполняются в условиях однородного магнитного поля. Однако большим потенциалом обладает принцип открытых ловушек с усиленным полем в пробочных катушках. Это увеличивает роль экспериментов по созданию плазмы ВЧ разряда в неоднородном магнитном поле с большим продольным градиентом. Первичные исследования в этой области были проведены украинской исследовательской группой под руководством В. Ф. Вирко и К. П. Шамрая [11] при мощностях ~ 1 кВт, но требуется больше экспериментов для понимания механизмов поглощения мощности в плазме и структуры ВЧ полей в плазме, в особенности при мощностях $\sim 15\div 20$ кВт, а также эффективности данного подхода для прикладных целей.

Существует множество областей прикладной и фундаментальной физики, где использование плазменных источников данного типа может быть весьма перспективным. На данный момент международный опыт исследования геликонов демонстрирует значимость разработки этого направления и расширения данной области физики плазмы ВЧ разряда на другие научные сферы (рисунок 6).

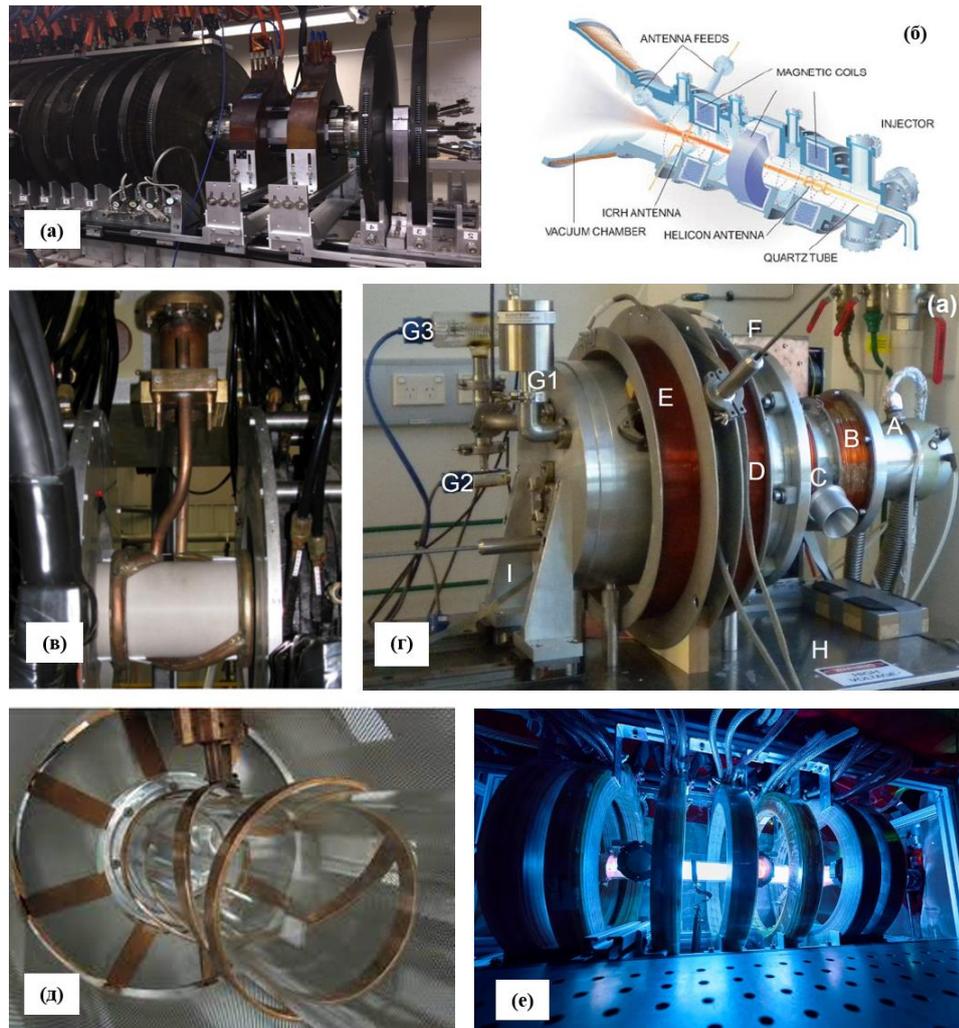


Рисунок 6 — Линейные установки с геликонным ВЧ источником: (а) CSDX (Controlled Shear Decorrelation eXperiment, Сан Диего, США); (б) VASIMR (Variable Specific Magnetoplasma Rocket, Кембридж, США) [64]; (в) PROTO-MREX (Окридж, США) [58]; (г) Piglet (Канберра, Австралия) [65]; (д) MAGPIE (Magnetized Plasma Interaction Experiment, Канберра, Австралия) [61]; (е) AWAKE геликонный источник (Advanced Wakefield Acceleration Experiment, ЦЕРН, Швейцария) [57]

В институте физики плазмы им. Макса Планка в Германии разработан источник плазмы PWA (plasma wakefield accelerator), предназначенный для создания начальной плазмы высокой плотности ($\sim 10^{15}$ см⁻³) для эксперимента AWAKE по исследованию кильватерного ускорения электронного пучка в ЦЕРНе [57]. На источнике достигнута плотность плазмы $\sim 7 \cdot 10^{14}$ см⁻³ при суммарной ВЧ мощности 30 кВт и использовании аргона в качестве нейтрального газа. Установка Proto-MREX в Национальной лаборатории Оак Риджа (Oak Ridge) в США предназначена для материаловедческих исследований в условиях, имитирующих процессы воздействия термоядерной реакции на стенки реактора. На установке достигнуты рекордные показатели прикладываемой ВЧ мощности (~ 120 кВт) и плотность плазмы $\sim 8 \cdot 10^{13}$ см⁻³ для аргона [58], [59], [60]. Еще один источник плазмы для материаловедческих исследований – установка MAGPIE (MAGnetized Plasma Interaction Experiment) Австралийского национального университета. На установке ведутся материаловедческие исследования по воздействию водородной плазмы на вольфрамовую мишень, и достигнута плотность плазмы $\sim 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ для водорода при 20 кВт входной мощности ([61], [62], [63], [85]). Проект VASIMR (Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket) направлен на реализацию геликонного источника плазмы в качестве ракетного двигателя для космических исследований. VASIMR, благодаря использованию геликонного источника для создания начальной плазмы, способен работать в режимах близких к системам большой и малой тяги, являясь универсальным ракетным двигателем. На установке достигнута плотность плазмы $\sim 4 \cdot 10^{12}$ для аргона при ~ 4 кВт подводимой мощности [64]. На установке CSDX (Controlled Shear Decorrelation Experiment) в Сан Диего разрабатывается стационарный геликонный источник с двойной диэлектрической стенкой, охлаждаемой водой [13]. На установке ведутся эксперименты с аргонной и водородной плазмой, достигнута плотность $10^{12} - 10^{13}$ см⁻³ при мощности до 30 кВт.

2. Теория геликонного разряда

Геликоны – продольные правополяризованные электромагнитные волны, распространяющиеся в замагниченной плазме в диапазоне частот $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce} \ll \omega_{pe}$, где ω – частота волны в плазме, $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}$, – частота электронных плазменных колебаний, $\omega_{ce} = \frac{eB_0}{m_e c}$, – электронная циклотронная частота, $\omega_{ci} = \frac{q_i B}{m_i c}$ – ионная циклотронная частота. Термин «геликон» происходит из спиральной структуры полей, вращающихся при распространении волны по оси. Электромагнитные поля, существующие в разряде, имеют следующий вид: $E, B \sim \exp[i(\omega t - k_z z - m\varphi)]$, где m – азимутальное волновое число, k_z – продольное волновое число, φ – азимутальный угол.

В случае холодной однородной плазмы в магнитном поле дисперсионное уравнение может быть получено из уравнений Максвелла и уравнения движения ($\mathbf{B} = B_0 \mathbf{Z}$):

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (3)$$

$$m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{e}{c} (\mathbf{E} + [\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0]), \quad (4)$$

где сумма токов сортов частиц: $\mathbf{j} = \sum_{s=i,e} q_s n_s \mathbf{V}_s$, вектор электромагнитной индукции:

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + \frac{4\pi i}{\omega} \mathbf{j}. \quad (5)$$

2.1 Дисперсионное уравнение

Для случая холодной плазмы рассмотрим дисперсионное волновое уравнение во внешнем продольном магнитном поле, которое подробно выведено в работах [26], [27], [66]. Тензор диэлектрической проницаемости замагниченной плазмы имеет вид ([68], [69], [80]):

$$\vec{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}. \quad (6)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{cases} \varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega^2 + \Omega_e\Omega_i)}{(\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - \Omega_i^2)} \\ g = \frac{\omega_p^2\omega(\Omega_e + \Omega_i)}{(\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - \Omega_i^2)} \\ \eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \end{cases} \quad (7)$$

Запишем уравнения Максвелла в векторной форме в Фурье-представлении:

$$i[\mathbf{k} \times \mathbf{B}] = -\frac{i\omega}{c} \mathbf{D} \quad (8)$$

$$i[\mathbf{k} \times \mathbf{E}] = \frac{i\omega}{c} \mathbf{B}. \quad (9)$$

Выразим магнитное поле из первого уравнения и подставим во второе:

$$\text{rot}[\text{rot}\mathbf{B}] = \mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{E}) - \mathbf{E}k^2 = -\frac{\omega^3}{c^2} \mathbf{D},$$

или:

$$\vec{\varepsilon}\mathbf{E} + \mathbf{N}(\mathbf{N} \cdot \mathbf{E}) - \mathbf{N}^2\mathbf{E} = 0, \quad (10)$$

где коэффициент преломления:

$$\mathbf{N} = \frac{c\mathbf{k}}{\omega}.$$

В матричной форме уравнение принимает следующий вид:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon - N_{\parallel}^2 & ig & N_{\perp}N_{\parallel} \\ ig & \varepsilon - N_{\parallel}^2 & 0 \\ N_{\perp}N_{\parallel} & 0 & \eta - N_{\perp}^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0. \quad (11)$$

Приравнивание определителя матрицы к нулю дает дисперсионное уравнение следующего вида:

$$AN_{\perp}^4 + BN_{\perp}^2 + C = 0, \quad (12)$$

где:

$$\begin{cases} A = \varepsilon, \\ B = \varepsilon_+\varepsilon_- + \varepsilon\eta - \varepsilon N_{\parallel}^2 - \eta N_{\parallel}^2, \\ C = \eta(N_{\parallel}^2 - \varepsilon_+)(N_{\parallel}^2 - \varepsilon_-). \end{cases} \quad (13)$$

Корни уравнения (12) имеют следующий вид:

$$N_{\perp\pm}^2 = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}. \quad (14)$$

Выражая уравнение (14) через волновые вектора, получаем:

$$\delta \cdot k^2 - \mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{k} + k_w^2 = 0, \quad (15)$$

где использованы обозначения, введенные Ченом [67]:

$$\begin{cases} \delta = \frac{\omega}{\omega_{ce}}, \\ k_w^2 = \delta \cdot k_s^2. \end{cases} \quad (16)$$

Корни этого уравнения соответствуют слабо затухающим геликонным волнам или Н-волнам (знак «минус» в формуле (17)) и сильно затухающим электростатическим волнам Трайвелписа-Гоулда (знак «плюс» в формуле(17)):

$$k_{-/ +} = \frac{k_{\parallel}}{2\delta} \left[1 \mp \left(1 - \frac{4\delta \cdot k_w^2}{k_{\parallel}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \approx \frac{k_{\parallel}}{2\delta} \left[1 \mp \left(1 - \frac{2\delta \cdot k_w^2}{k_{\parallel}^2} \right) \right] \approx \begin{cases} k_w^2/k_{\parallel} \\ k_{\parallel}/\delta \end{cases}. \quad (17)$$

k_{\parallel} – продольное волновое число, k_{\perp} – поперечное волновое число. Общее решение дисперсионного уравнения можно записать в общем виде следующим образом:

$$\omega = \omega_{ce} \cos \theta \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2}, \quad (18)$$

$$\theta = \arccos \frac{k_{\parallel}}{k}, \quad (19)$$

где θ -угол между магнитным полем \vec{B}_0 и волновым вектором \vec{k} . При этом геликоны являются длинноволновым пределом дисперсионного уравнения ($kc \ll \omega_{pe}$, знак «минус в формуле (17)):

$$\omega = \omega_{ce} \frac{k_{\parallel} kc^2}{\omega_{pe}^2}. \quad (20)$$

а второй корень уравнения— циклотронные радиально ограниченные электростатические волны, или волны Трайвелписа-Гоулда (ТГ-волны), являющиеся коротковолновым пределом уравнения (18) ($kc \gg \omega_{pe}$, знак «плюс» в формуле (17)):

$$\omega = \omega_{ce} \frac{k_{\parallel}}{k}, \quad (21)$$

Уравнение (15) может быть переписано в следующем виде:

$$k_{\parallel} = \frac{\delta}{k} (k^2 + k_s^2). \quad (22)$$

Случай чисто продольного распространения волн ($k_{\perp}=0$, $k_{\parallel} = k$) достигается при $\omega = \omega_{ce}/2$, при этом становится возможным распространение только ТГ-волн, а Н-волна не распространяется. На рисунке 7 показан график $k_{\parallel} - k$ для различных значений B_0 . Левая ветвь функции соответствует корню k (Н-волна), а правая k_+ (ТГ-волна). С ослаблением магнитного поля плазма становится непрозрачной для Н-волн (пунктирная линия), и при поле $B_0=9.7$ Гс распространяются только потенциальные волны [67].

Выразив поперечные волновые числа через уравнение (22), можно получить условия распространения геликонных и ТГ-волн в (n_e, B_0) -координатах:

$$k_{\perp\pm}^2 = k_{\parallel}^2 \frac{1}{2\alpha^2\beta^2} (1 - 2\alpha - 2\alpha^2\beta^2 \pm \sqrt{1 - 4\alpha}), \quad (23)$$

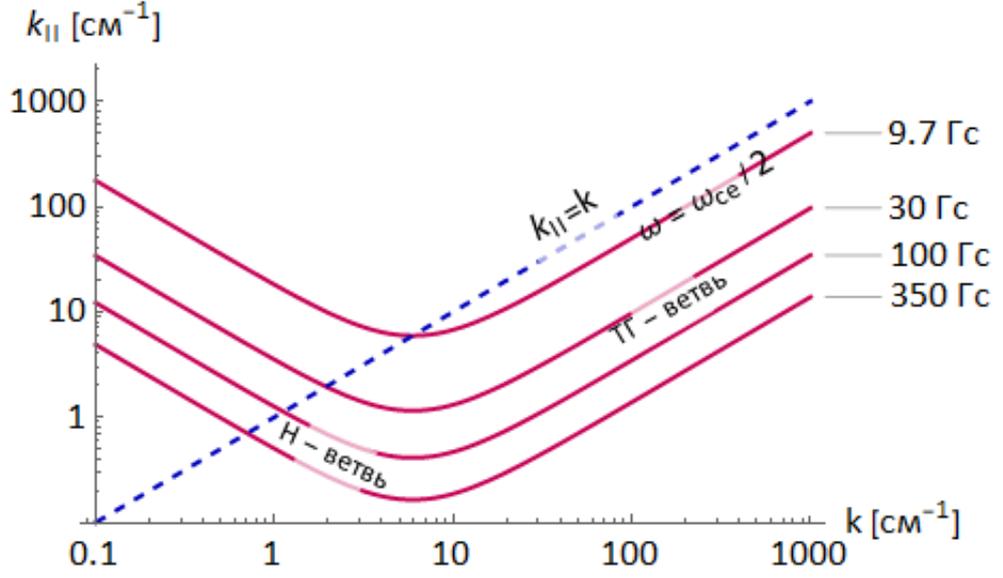


Рисунок 7 — График $k_{\parallel} - k$ зависимости для разных значений магнитного поля, $n_e=10^{13}$ см⁻³, $f=13.56$ МГц. Пунктирной линией обозначена граница, выше которой волны не распространяются

где введены следующие обозначения:

$$\begin{cases} \alpha = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 N_{\parallel}^2}, \\ \beta = \frac{\omega \omega_{ce} N_{\parallel}^2}{\omega_{pe}^2}. \end{cases} \quad (24)$$

Необходимым условием распространения ТГ-волн является положительность корня $k_{\perp+}^2$ уравнения (23):

$$\alpha < \frac{1}{4} \text{ или } \omega_{pe}^2 < \omega_{max}^2 = \frac{1}{4} \omega_{ce}^2 N_{\parallel}^2. \quad (25)$$

Условие распространения геликонов сложнее:

$$\alpha < \frac{1}{4}, \beta < 1 \text{ или } \omega_{max}^2 > \omega_{pe}^2 > \omega_{min}^2 = \omega \omega_{ce} N_{\parallel}^2. \quad (26)$$

Таким образом, зона прозрачности волн ограничена условием: $n_{min} < n < n_{max}$ для геликонной волны, и $n < n_{max}$ для ТГ-волны, где:

$$n_{min} = \frac{m_e}{4\pi e^2} \omega \omega_{ce} N_{\parallel}^2, \quad (27)$$

$$n_{max} = \frac{m_e}{16\pi e^2} \omega_{ce}^2 N_{\parallel}^2. \quad (28)$$

Зоны прозрачности ТГ-волн и геликонов в зависимости от значений плотности и магнитного поля представлены на рисунке 8. Зона под параболой $\alpha = 1/4$ является прозрачной для Н- и ТГ-волн и ограничена снизу прямой $\beta = 1$, ниже которой распространяются только ТГ-волны. Слияние ТГ-волн и геликонов означает $k_{\perp+}^2 = k_{\perp-}^2$ в уравнении (17), т. е. при выполнении равенства нулю квадратного корня: $\alpha = 1/4$. Таким образом, конверсия геликонов и ТГ-волн происходит вблизи поверхности $\omega_{pe}^2 = \omega_{max}^2$. Зона высоких плотностей $\alpha > 1/4$ непрозрачна для обоих типов волн. Гибридные моды геликон-ТГ волн представлены на рисунке 9. Области с малой плазменной частотой соответствуют периферии плазменного столба, где плотность плазмы меньше, в то время как высокая плазменная частота отвечает центральной зоне разряда. Пунктирная линия – рабочая частота антенны. Таким образом, распространяющиеся в среде волны соответствуют точке пересечения кривых с пунктирной линией.

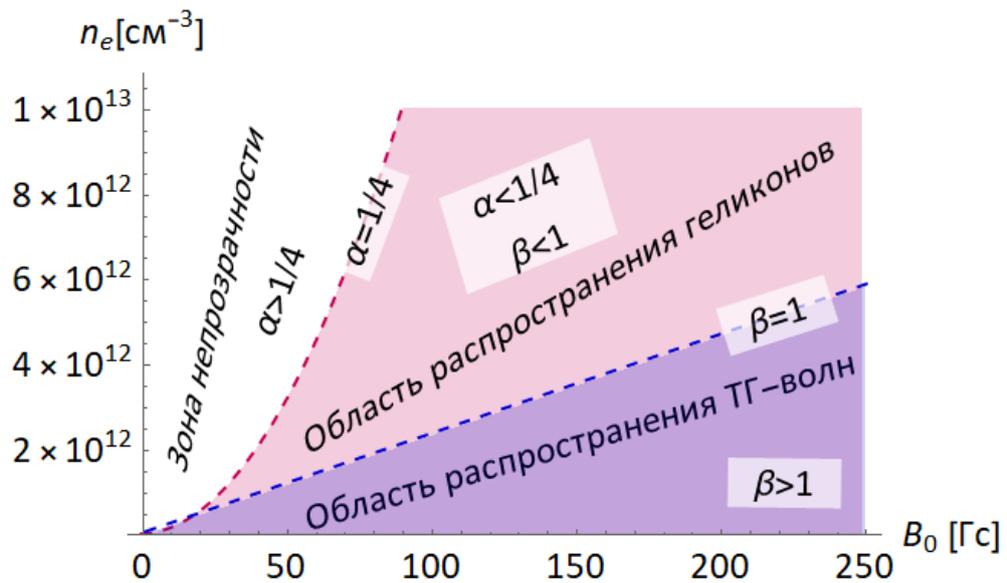


Рисунок 8 — Зоны прозрачности геликонов и ТГ-волн; $k_{\parallel}=0.2 \text{ см}^{-1}$, $f=13.56 \text{ МГц}$

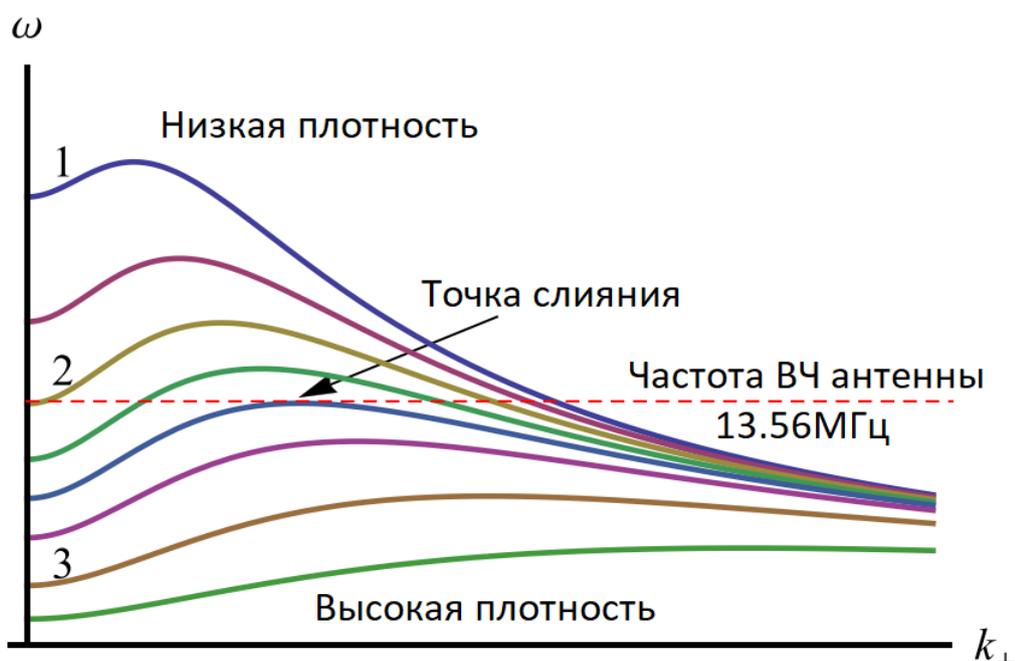


Рисунок 9 — Конверсия геликонных волн в ТГ-волны, в работе Котельникова [80]. Зависимость частоты ω от поперечного волнового числа k_{\perp} при фиксированном продольном волновом числе k_{\parallel}

Кривая 1 пересекает рабочую частоту в одной точке, что означает возможность распространения единственной волновой моды, при этом $k_{\perp} \gg 0$, откуда следует, что на периферии преобладают ТГ-волны. Кривая 2 расположена ближе к центру плазменного цилиндра, при этом существует две точки пересечения: $k_{\perp} \rightarrow 0$ (геликонная мода) и $k_{\perp} \rightarrow \infty$ (ТГ-мода). Для большей плотности существует гибридная мода, для которой k_{\perp} имеет промежуточное значение, выполняется условие $\omega_{pe}^2 = \omega_{max}^2$, и происходит конверсия геликонов в ТГ-волны и наоборот. На рисунке 9 есть также кривая 3, которая не пересекает линию рабочей частоты, что означает, что данная плазма не является прозрачной для волн с заданными продольным и поперечным волновым числом и частотой.

2.2 Затухание Н- и ТГ-волн

С учетом столкновений ($\vartheta \neq 0, \vartheta \ll \omega, \omega \rightarrow \omega + i\vartheta$), где ϑ – частота столкновений электронов с ионами и нейтралами, из ур. (23) можно получить для области распространения Н-волн ($\alpha, \beta^2 \ll 1$) простые выражения для $k_{\perp\pm}$:

$$\gamma = 1 + i \frac{\vartheta}{\omega}. \quad (29)$$

$$k_{\perp+} = k_{\parallel} \frac{1}{\alpha\beta\gamma}, \quad (30)$$

$$Re(k_{\perp+}) = k_{\parallel} \frac{1}{\alpha\beta} = k_{\parallel} \frac{\omega_{ce}}{\omega}, \quad (31)$$

$$Im(k_{\perp+}) = k_{\parallel} \frac{\vartheta}{\omega} \frac{1}{\alpha\beta} = -k_{\parallel} \frac{\vartheta}{\omega} \frac{\omega_{ce}}{\omega} = -\frac{\vartheta}{\omega} Re(k_{\perp+}), \quad (32)$$

где $Re(k_{\perp+})$ – собственно, поперечная компонента волнового числа, а $Im(k_{\perp+})$ отвечает за затухание ТГ-волны. Поскольку $\alpha \ll 1$, поперечные ТГ-волны являются короткими и быстро затухают с ростом B_0 . Аналогично для Н-волны получаем:

$$k_{\perp-} = k_{\parallel} \frac{1}{\beta} (1 + \alpha\gamma), \quad (33)$$

$$Re(k_{\perp-}) = k_{\parallel} \frac{1}{\beta}, \quad (34)$$

$$Im(k_{\perp-}) = k_{\parallel} \frac{\vartheta}{\omega} \frac{\alpha}{\beta}. \quad (35)$$

Как правило, длина Н-волны порядка радиуса плазмы, а длина затухания гораздо больше: $|Im(k_{\perp-})| \cdot r_p \ll Re(k_{\perp-}) \cdot r_p \sim 1$. Используя уравнение (35), получаем:

$$\frac{\vartheta}{\omega} \ll \frac{\omega \omega_{ce}^3 N_{\parallel}^4}{\omega_{pe}^4} \frac{1}{k_{\parallel} r_p}. \quad (36)$$

Затухание геликонных волн возможно только при очень высоких плотностях, не наблюдаемых в лабораторных условиях. Для геликонных

источников длина ТГ-волны и ее затухания меньше радиуса плазмы: $Re(k_{\perp+}) \cdot r_p \gg |Im(k_{\perp+})| \cdot r_p > 1$ ($r_p = 5$ см в эксперименте). Используя уравнение (32), получаем:

$$\frac{\vartheta}{\omega} \ll \frac{\omega}{\omega_{ce}} \frac{1}{k_{\parallel} r_p}. \quad (37)$$

Отсюда, при фиксированной частоте столкновений, можно получить условие на магнитное поле по затуханию ТГ-волны [6], [67]:

$$B_0 > B_* = \frac{m_e c \omega^2}{e} \frac{1}{\vartheta k_{\parallel} r_p}. \quad (38)$$

На рисунке 10 представлены кривые критического магнитного поля в зависимости от давления нейтрального газа. При $B > B_*$ ТГ-волны быстро затухают на периферии плазменного столба, не распространяясь вглубь плазмы.

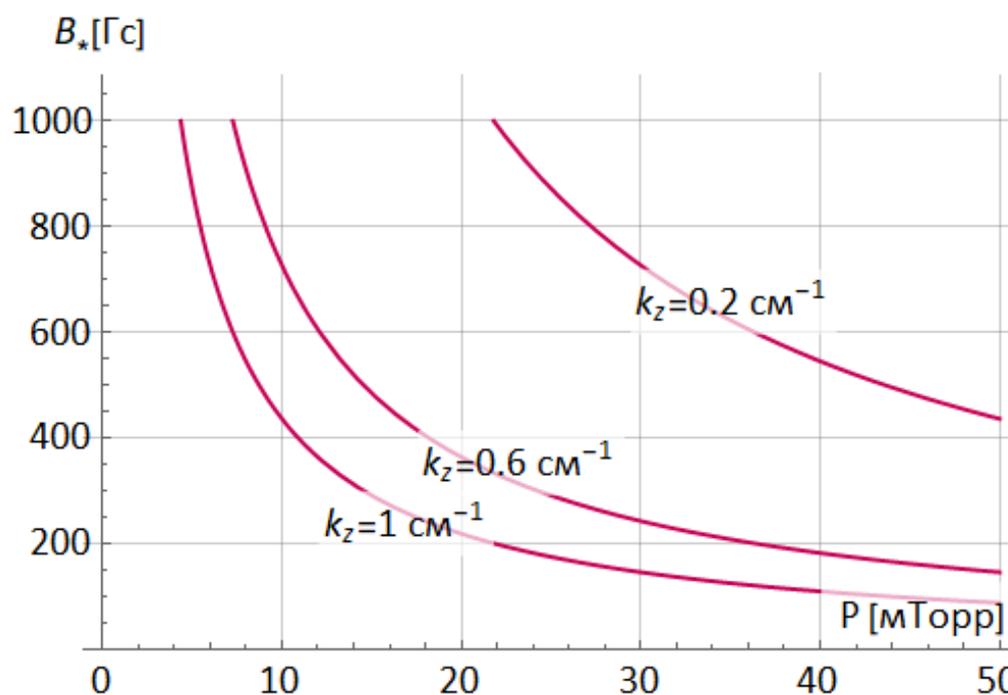


Рисунок 10 — График $B_* - P$ для разных значений k_z , $r_p = 5$ см, $f = 13.56$ МГц

2.3 Оценка ВЧ мощности

Мощность потерь плазмы должна уравниваться поглощаемой мощностью разряда. Минимальную мощность поддержания разряда можно оценить следующим образом [66]:

$$P_{\text{потерь}} = \varepsilon_T \cdot A_{\text{eff}} \cdot n_{i0} \cdot U_B, \quad (39)$$

где n_{i0} – ионная плотность плазмы, A_{eff} – эффективная площадь потери частиц, U_B – боровская скорость. Энергия ε_T складывается из энергии, необходимой для рождения протон-электронной пары ε_I (цены ионизации), и общей кинетической энергии ионов и электронов ε_k . При максвелловском распределении скоростей кинетическая энергия электронов $\varepsilon_{ke} = 2kT_e$. Если температура ионов $T_i \sim T_e$, то $\varepsilon_{ki} = 2kT_e$.

Цена ионизации водорода при $T_e = 7$ эВ и плотности плазмы $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ имеет значение ~ 45 эВ, а для $T_e = 11$ эВ и плотности плазмы $10^{12} \text{ см}^{-3} \sim 35$ эВ (рисунок 11). Поскольку плазма распространяется вдоль магнитных силовых линий, в этой оценке мы не будем учитывать потери плазмы на стенку камеры поперек магнитного поля:

$$A_{\text{eff}} = \pi r_0^2 \frac{n_s}{n_{i0}},$$

где n_s – плотность на границе плазмы.

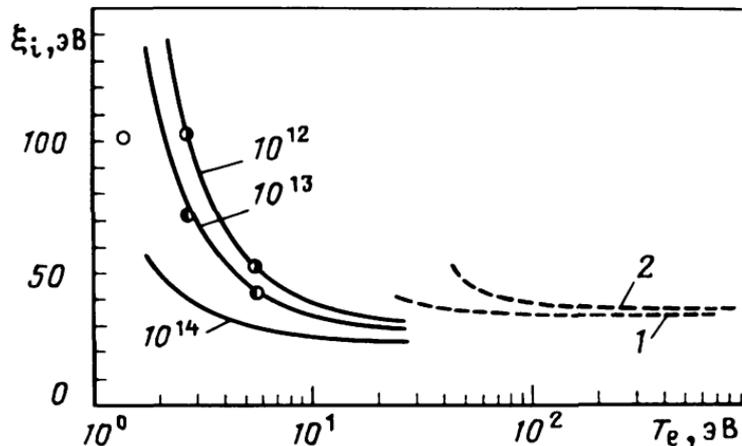


Рисунок 11 — Цена ионизации водорода для различной энергии электронов и плотности [70]

Так как распределение плотности и температуры в плазменном цилиндре неоднородно (рисунок 12), формула (39) приобретает вид:

$$P_{\text{потерь}} = (\varepsilon_{T1} \cdot A_{\text{eff}1} + \varepsilon_{T2} \cdot A_{\text{eff}2}) \cdot n_{i0} \cdot U_B.$$

Подставляя значения $\varepsilon_T \sim 73$ эВ, $n_i \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $U_B = 3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, получаем оценку необходимой для разряда мощности ~ 6.8 кВт.

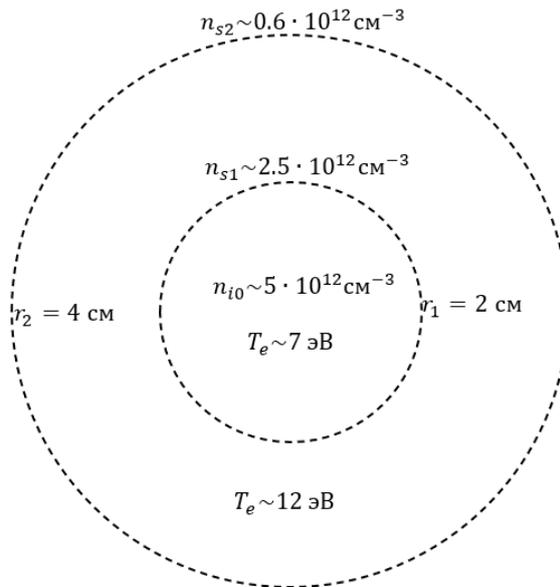


Рисунок 12 — Модель плазмы с распределением T_e и n_{i0} в плазме, использованная для оценки баланса мощности

3 Постановка и описание эксперимента

Типичный геликонный источник состоит из разрядной диэлектрической камеры, в которой происходит генерация плазмы; ВЧ генератора с частотой, находящейся в диапазоне $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce} \ll \omega_{pe}$, где ω – частота волны в плазме, ω_{pe} – частота электронных плазменных колебаний, ω_{ce} – электронная циклотронная частота, ω_{ci} – ионная циклотронная частота; системы согласования нагрузки генератора и импеданса плазмы; ВЧ антенны, с помощью которой происходит передача энергии плазме и системы магнитов, создающих внешнее постоянное магнитное поле (\mathbf{B}_0) (рисунок 13).

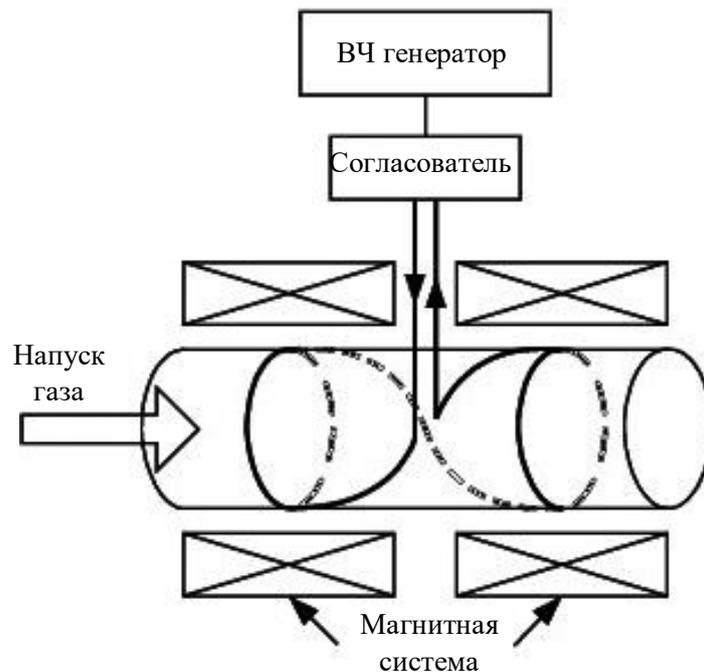


Рисунок 13 — Конструкция классического геликонного ВЧ источника

В данной главе приведено описание экспериментальной установки, перечислены основные параметры и характеристики, также подробно описаны методы применяемых диагностик плазмы, основные параметры разработанного источника представлены в таблице 2.

Таблица 2 — Параметры геликонного источника и плазмы

Параметры	Значение
Частота, МГц	13.56
Мощность, кВт	≤ 15
Давление газа (H_2), мТорр	10–45
Магнитное поле, Гс	≤ 1500
Длительность разряда, с	0.5–2
Плотность плазмы, $см^{-3}$	$10^{11}–10^{13}$
Электронная температура, эВ	5–12
Диаметр плазмы, см	~6–9

3.1 Экспериментальная установка

В ИЯФ СО РАН разработана экспериментальная установка с геликонным ВЧ источником [8], на которой ведутся эксперименты по получению и исследованию плазмы ВЧ разряда во внешнем магнитном поле.

Геликонный источник (рисунок 14) представляет собой диэлектрическую трубу из кварца 3 (внешний диаметр 110 мм, толщина стенки 8 мм, длина 400 мм), на которой с помощью фторопластового изолятора установлена ВЧ антенна 7, на которую подается ток от ВЧ генератора. Кварцевая труба соединена через сильфонную связку с расширительным объемом 1, в котором расположены диагностические фланцы. Благодаря внешнему магнитному полю скин-эффект, возникающий в плазме, ослабляется ларморовским движением заряженных частиц, что позволяет геликонным волнам распространяться в среде. Разрядная камера находится внутри магнитных катушек 2, 4.

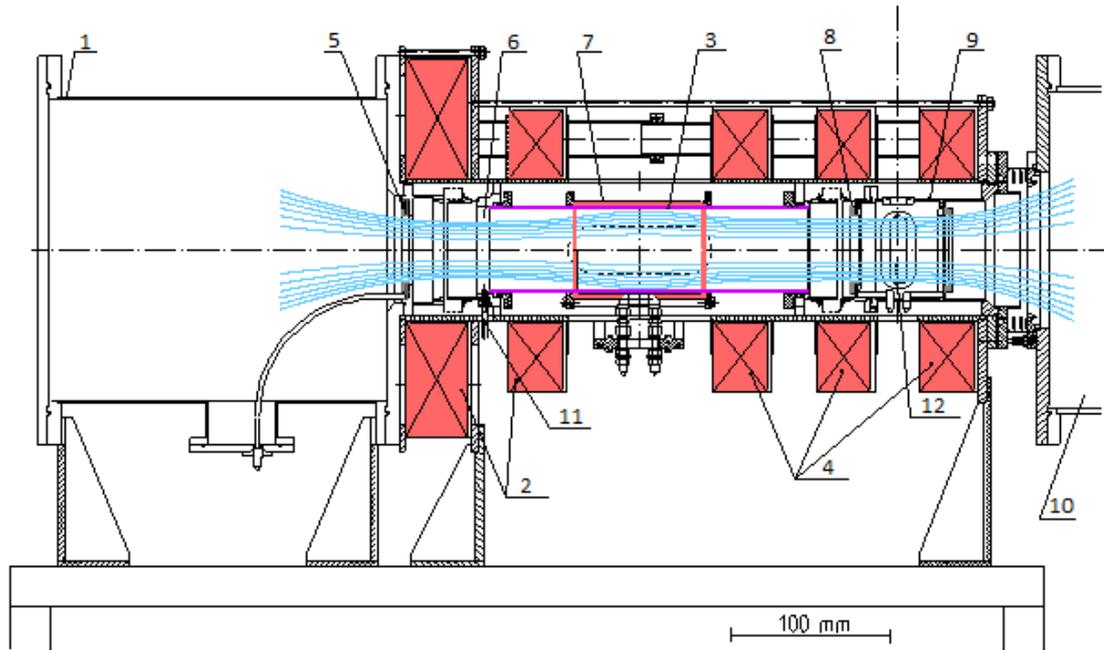


Рисунок 14 — Схема геликонного источника плазмы: 1 - расширительный объем; 2, 4 - катушки магнитного поля; 3 - кварцевая камера (длина 400 мм, внешний диаметр 108 мм, толщина стенки 2.5 мм); 5, 8 - лимитеры; 6 - импульсный клапан напуска газа; 7 – геликонная антенна; 9 – диагностическая камера; 10 - вакуумный объем стенда; 11 – поджиг; 12 — ось ввода Ленгмюровского зонда (расстояние до центра антенны 326 мм)

Плазма геликонного разряда распространяется вдоль магнитных силовых линий, с одной стороны попадая в расширительный объем, а с другой в вакуумный объем 10. Газ (водород) подается через электромагнитный клапан 6 в области пробочной катушки и откачивается через вакуумный объем форвакуумным и турбомолекулярным насосами. С помощью тройного Ленгмюровского зонда 12, размещенного в диагностической камере 9, измеряются плотность и электронная температура плазмы. Разряд инициируется с помощью поджига 11 в виде вольфрамовой нити накала, с которой эмитируются электроны при подаче тока.

Магнитное поле установки создается пятью катушками (рисунок 15): четыре катушки с сечением 75 мм×142 мм и одна пробочная катушка с сечением 75 мм×182 мм; внутренний диаметр всех катушек – 184 мм; пробочная катушка — 976 витков, остальные – 490 витков, сечение медного

провода – 4 мм×2 мм. Максимально допустимый ток в импульсном режиме – 50 А.

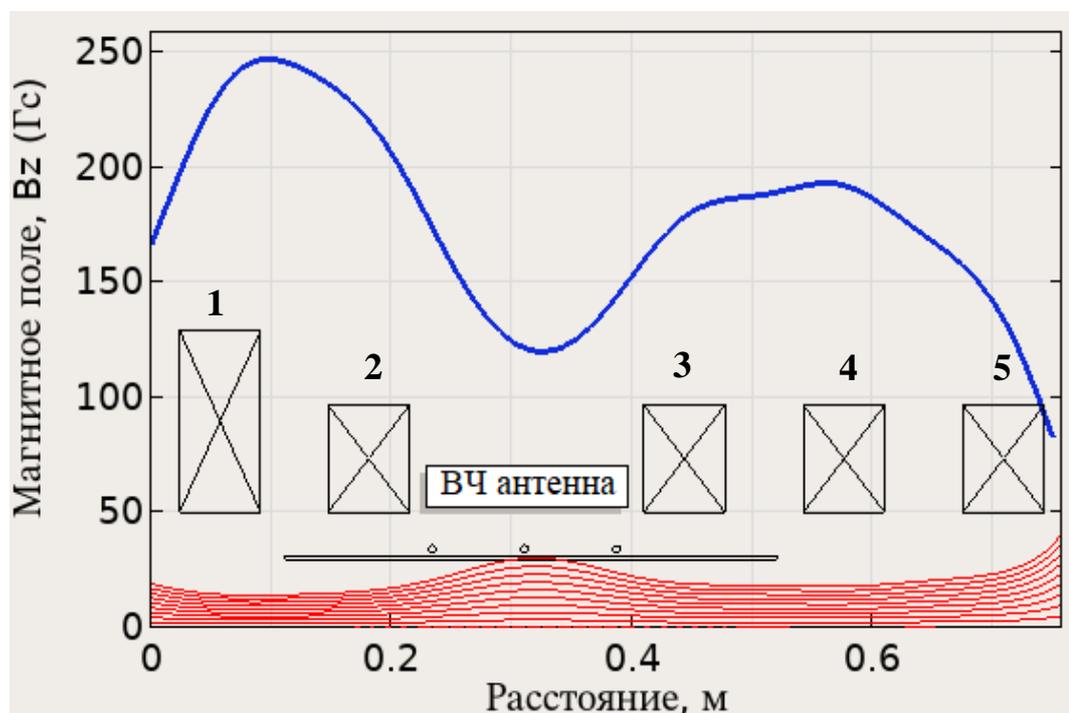


Рисунок 15 — Продольное магнитное поле и магнитные силовые линии при токе в магнитных катушках 5 ампер

Магнитное поле имеет пробочную конфигурацию (пробочное отношение ~ 2) с сильным полем на краю разрядной камеры (максимальное до 1.5 кГс) и слабо расходящимся полем под ВЧ антенной. Эта конструкция основана на успешном опыте экспериментов на открытых плазменных ловушках по генерации и удержанию плазмы в пробочной конфигурации [14]. Теория геликонного разряда в неоднородном магнитном поле представлена в работе [6]. Поскольку распределение магнитного поля в камере неоднородно, всюду, где особо не оговорено, указано усредненное магнитное поле вдоль антенны. Для изоляции плазмы от стенок источника и диэлектрической цилиндрической плазменной камеры предусмотрены два охлаждаемых медных лимитера. Расширительный объем можно использовать для экспериментов по изменению коэффициента расширения плазменного потока и температуры электронов, а также для систем диагностики и откачки газа.

Камера откачивалась до давления $\sim 10^{-6}$ мТорр. Водород в камеру напускался в непрерывном режиме в течение импульса. При измерениях везде указано давление в камере в момент установления квазистационарного разряда.

3.2 ВЧ антенны

При разработке и изучении геликонного источника большое значение имеет форма и размеры антенны (см. [20]). Для создания плазмы в геликонных источниках используются разные виды ВЧ антенн с целью возбуждения продольных волновых мод с разной плотностью плазмы [84]. Наиболее значимой характеристикой антенны является продольная длина, от которой зависит волновое число k_z , а, следовательно, мода волны χ и плотность плазмы:

$$k_z = (2\chi + 1) \frac{\pi}{d_A}, \quad (40)$$

где d_A длина антенны (рисунок 16). Дисперсионное уравнение геликонов может быть преобразовано к виду:

$$kk_z = \frac{e\mu_0 n_e \omega}{B}, \quad (41)$$

где $k_z = k \cos \theta$.

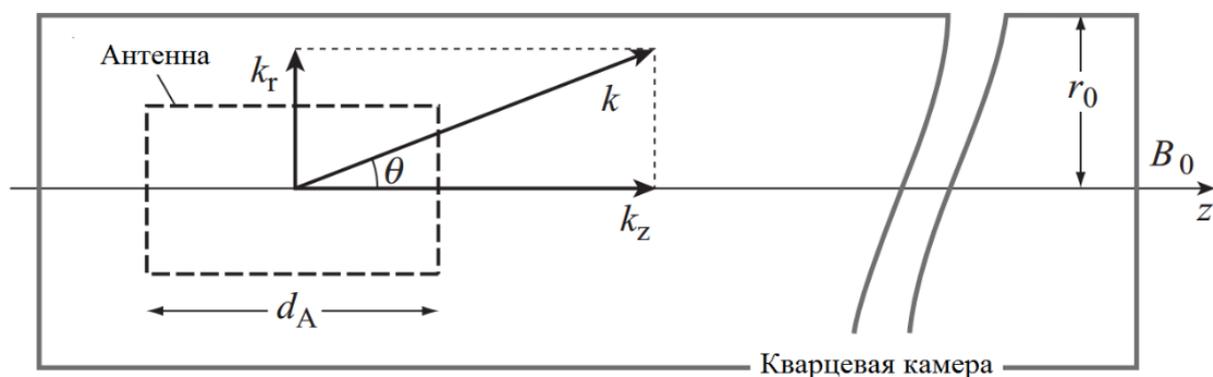


Рисунок 16 — Компоненты волнового вектора относительно антенны [84]

В эксперименте были исследованы ВЧ-антенны, изображенные на рисунке 17: NAGOYA TYPE III (NIII) и геликонная полуволновая (Н-Н) антенны с $m=\pm 1$ симметрией, а также витковая антенна с $m=0$ симметрией, поскольку данный тип антенн широко распространен в экспериментальной физике индукционного разряда [15], и существуют весьма успешные результаты ($n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$) по использованию витковой антенны на установках с магнитным полем и низкой ВЧ-мощностью (до 1 кВт) [11]. Оптимальная длина ВЧ-антенн с $m=\pm 1$ определяется на основании рассуждений в работе Чена, где предложен механизм ионизации газа электронами с резонансным сечением [22]. Выбирая фазовую скорость волн равной скорости электронов с энергией ионизации E_f , получаем:

$$\frac{\omega}{k_z} = \sqrt{\frac{2E_f}{m_e}} = 5.93 \cdot 10^5 \sqrt{E_f} [\text{м} \cdot \text{с}^{-1}]. \quad (42)$$



Рисунок 17 — Типы использованных ВЧ антенн: витковая ($d_a=3.6 \text{ см}$, $m=0$); NIII ($d_a=16 \text{ см}$, $m=\pm 1$); Н-Н ($d_a=15 \text{ см}$, $m=\pm 1$); диаметр медной трубки $d=6 \text{ мм}$

Отсюда, для водорода, принимая энергию электронов равной 50 эВ, имеем продольную длину волны $\lambda_z \sim 32 \text{ см}$. Поскольку работы по оптимизации длины антенны ([78], [83]) показали наибольшую эффективность полуволновых антенн ($d_a = \lambda_z/2$), длина азимутально-несимметричных антенн в эксперименте $\sim 15 \text{ см}$.

3.3 Системы ВЧ питания и согласования

Для проведения исследования влияния ВЧ мощности на геликонный разряд было выполнено согласование промышленного генератора COMDELL CX25000-S мощностью до 25 кВт (Рисунок 18). При исследовании геликонного разряда, в случае если внешние параметры изменяются медленно (магнитное поле, ВЧ мощность, давление газа в камере), существуют критические точки, в которых равновесие плазмы может резко нарушиться, из-за чего происходят резкие скачки плотности, и происходит срыв плазменного разряда.



Рисунок 18 — Промышленный ВЧ генератор COMDELL CX25000-S, мощность до 25 кВт, рабочая частота 13.56 МГц

Как правило, емкостной разряд не нуждается в дополнительном согласовании генератора и плазмы по причине низких мощностей (100—300

Вт). Но когда речь идет о индуктивном или геликонном разряде, для ввода ВЧ мощности в плазму необходимо согласование плазменной нагрузки с выходным сопротивлением генератора, которое составляет 50 Ом. Только в этом случае ВЧ генератор будет передавать мощность в нагрузку и не отключаться по защите. Схема согласования предназначена для того, чтобы трансформировать плазменную нагрузку в чисто активную и равную 50 Ом.

Ранее на геликонной установке использовалась Г-схема согласования. Максимальная мощность генератора, достигнутая в эксперименте, составила 20 кВт при отраженной мощности 2 кВт. Схема Г-согласователя (рисунок 19(а)) состоит из включенного последовательно с ВЧ антенной переменного конденсатора и параллельного подстроечного конденсатора, внешний вид Г-согласователя показан на рисунке 20. П-схема согласования (рисунок 19 (б)) включает в себя три регулируемых реактивных элемента (два конденсатора и одну индуктивность). Индуктивность представляет собой соленоид из медной трубки диаметром 6 мм, намотанной на изолятор из фторопласта, со скользящей клеммой, изменяющей количество используемых витков.

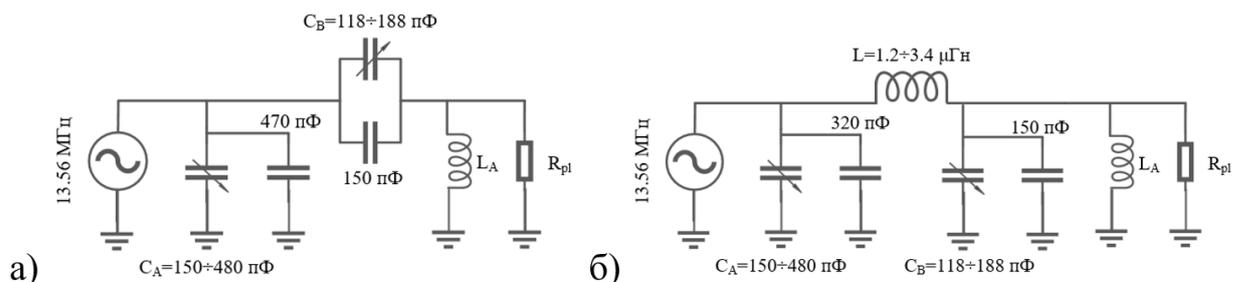


Рисунок 19 — а) Г-схема согласования; б) П-схема согласования. C_A , C_B — подстроечные конденсаторы, L_A — индуктивность антенны, R_{pl} — нагрузка плазмы

Одна из причин низкого уровня согласования — высокая добротность Г-согласователя, а следовательно, узкая полоса резонанса, что критично в случае перехода между видами ВЧ разряда. Одно из главных преимуществ П-схемы — подстройка согласующего контура менее чувствительна к изменению как

параметров плазмы (магнитное поле, давление газа), так и к смене мод разряда из-за низкой добротности [71]:

$$Q_P = R_{in} \cdot \omega \cdot C_{in} \sim 2, \quad (43)$$

$$Q_L = \frac{\omega^2 \cdot L_{ант}^2}{R_{пл}} \cdot \omega \cdot C_{load} \sim 50, \quad (44)$$

где $R_{in} = 50 \Omega$ – нагрузка генератора, $C_{in} = 500$ пФ – левая емкость П-схемы, $L_{ант} = 0.43 \mu\text{Гн}$ – индуктивность антенны, $R_{пл} \sim 2 \Omega$ – нагрузка плазмы, $C_{load} = 870$ пФ – параллельная емкость Г-схемы.



Рисунок 20 — Согласующее устройство геликонного источника

Ширина полосы резонанса составляет около 0.5 МГц для П-схемы, довольно узкого резонанса Г-схемы, что вытекает в более стабильный режим согласования разряда без резких срывов и прекращения работы, с медленным рассогласованием при изменении импеданса плазмы. П-согласователь обеспечивает высокий уровень нагрузочной мощности без подстройки элементов согласования во время разряда.

В эксперименте измерялась мощность на входе в антенну, а согласующий контур подстраивался так, чтобы прошедшая мощность не падала ниже 95%

от подаваемой. На рисунке 21 (а) в момент начала разряда система рассогласована, мощность частично отражается, в момент времени $t=1380\text{мс}$ плазменная нагрузка становится согласованной с выходным сопротивлением генератора (поскольку плазменная нагрузка до выхода на стационар может меняться), но из-за потерь мощности снижается плотность плазмы.

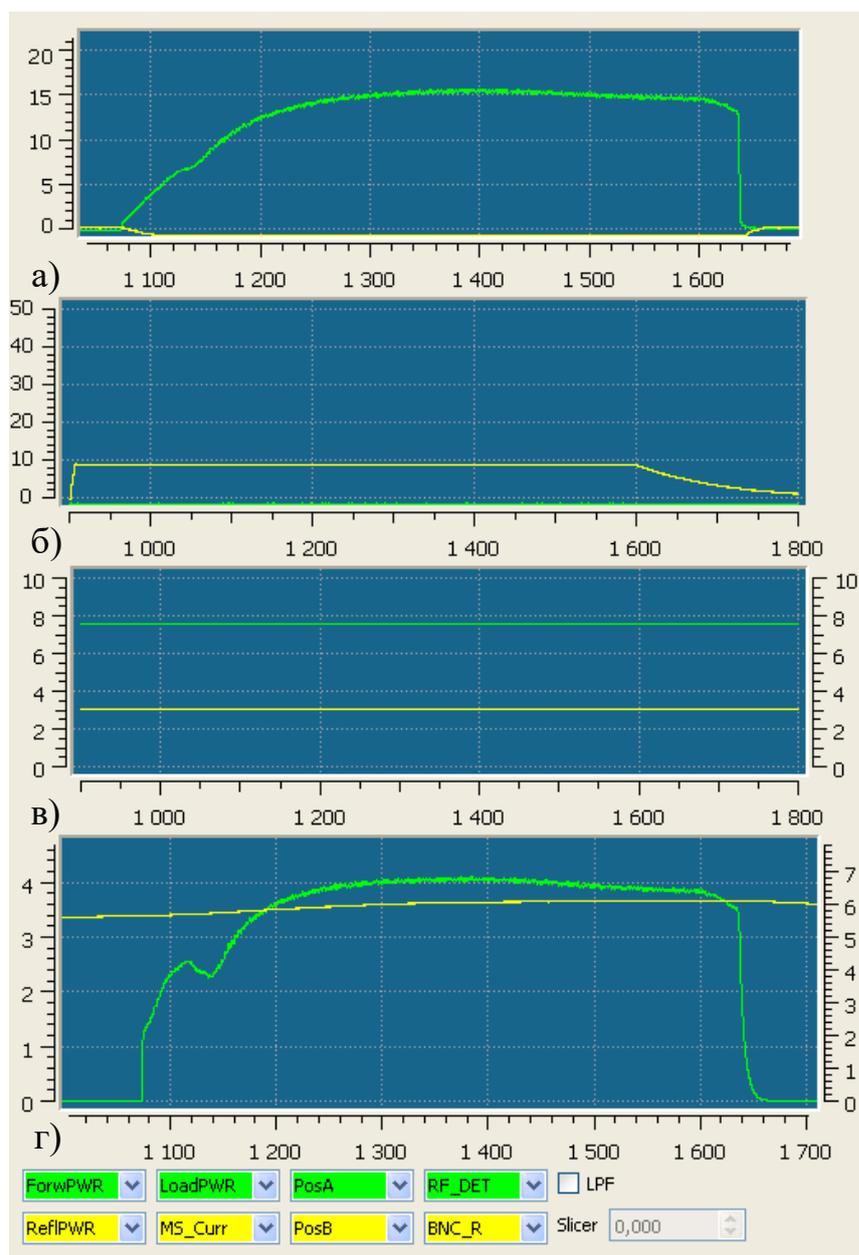


Рисунок 21 — Данные, измеряемые при согласовании ВЧ генератора; а) прошедшая мощность (кВт), б) ток системы магнитного поля (А), в) уставка подстроечных конденсаторов (В); г) зеленый - напряжение на ВЧ антенне (кВ); желтый - сигнал с датчика давления в камере (В). По горизонтальной оси указано время в миллисекундах

3.4 Тройной ленгмюровский зонд

Для достижения целей и решения задач данной научной работы необходимо измерение таких плазменных параметров как электронная температура и плотность плазмы. В эксперименте использовался тройной ленгмюровский зонд. Тройной зонд является удобным способом диагностики низкотемпературной плазмы, поскольку позволяет получить временное и пространственное распределение электронной температуры и плотности, при этом нет необходимости снятия вольтамперной характеристики зонда или непрерывной модуляции напряжения. Тройной ленгмюровский зонд состоит из трех электродов, электроды 1, 2 подключаются по схеме двойного зонда, 3 электрод находится в режиме плавающего потенциала (рисунок 22).

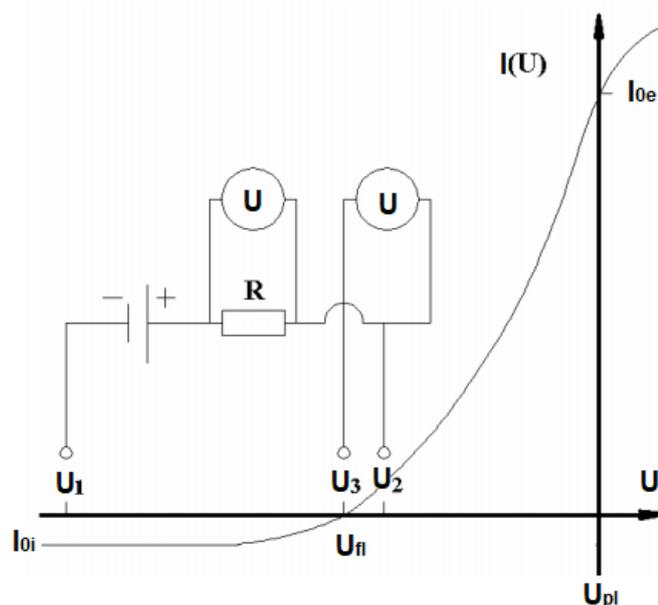


Рисунок 22 — Вольтамперная характеристика тройного ленгмюровского зонда [72]

Между электродами 1 и 2 прикладывается напряжение, превышающее $3T_e$. Таким образом, на отрицательный электрод двойного зонда (электрод 1) поступает ионный ток насыщения, а электронный ток полностью экранируется. На электрод 2 по закону сохранения заряда поступает удвоенный ионный ток насыщения и электронный ток: $I_e(U_2) = 2I_{oi}$. Электрод 3 находится под плавающим потенциалом и суммарный ток на него

равен нулю: $I_e(U_3 = U_{fl}) = I_{oi}$. Электронный ток имеет следующую зависимость от приложенного напряжения [73]:

$$I_e(U) = I_{0e} \exp\left(\frac{U - U_{pl}}{T_e}\right). \quad (45)$$

Зная напряжение между электродами 2 и 3, можно найти температуру электронов:

$$I_e(U_2) = I_{0e} \exp\left(\frac{U_2 - U_{pl}}{T_e}\right) \quad (46)$$

$$I_e(U_{fl}) = I_{0e} \exp\left(\frac{U_{fl} - U_{pl}}{T_e}\right) \quad (47)$$

$$\frac{I_e(U_2)}{I_e(U_3)} = \exp\left(\frac{U_2 - U_{pl}}{T_e}\right) = 2 \quad (48)$$

$$T_e = \frac{e(U_2 - U_3)}{\ln 2}. \quad (49)$$

Зная ионный ток насыщения двойного зонда и электронную температуру, можно найти плотность плазмы:

$$n = \frac{2I_{oi}}{Se} \sqrt{\frac{\pi m_e}{2eT_e}}. \quad (50)$$

Для измерения плотности и электронной температуры плазмы в 326 мм от центра ВЧ-антенны расположен тройной ленгмюровский зонд на вертикальной подвижке. Данный зонд (рисунок 23) состоит из трех электродов: электроды 1, 2 подключаются по схеме двойного зонда, между ними прикладывается напряжение -100 В, таким образом, они находятся в режиме ионного тока насыщения, электрод 3 находится в режиме плавающего потенциала. Электронная температура определяется с помощью напряжения между 2 и 3 электродами, а плотность с помощью ионного тока с электрода 1. Емкость C с помощью зарядных резисторов $R_{зар}$ заряжается до напряжения 100 В, номиналы резисторов подбираются так, чтобы длительность измеряемого сигнала была меньше времени разрядки емкости. Полная

длительность разряда ~ 0.7 с, длительность квазистационарного режима ~ 0.5 с, $R_{зар}=12$ кОм, $C=500$ мкФ. Делитель напряжения в схеме имеет коэффициент 0.72:

$$K = \frac{R_2}{R_1 + R_2} = 0.72. \quad (51)$$

Гальваническая развязка между зондом и измерительной схемой реализована с помощью оптронных преобразователей с малой емкостью связи между передатчиком и приемником, что позволяет избежать влияния емкостных помех, вызванных колебаниями потенциала плазмы. На рисунке 24 показан пример осциллограммы, полученной при использовании тройного ленгмюровского зонда.

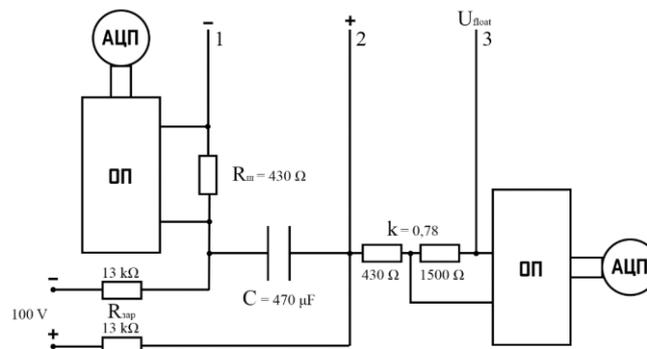


Рисунок 23 — Схема тройного ленгмюровского зонда. ИУ – изолирующий усилитель (гальваническая развязка)

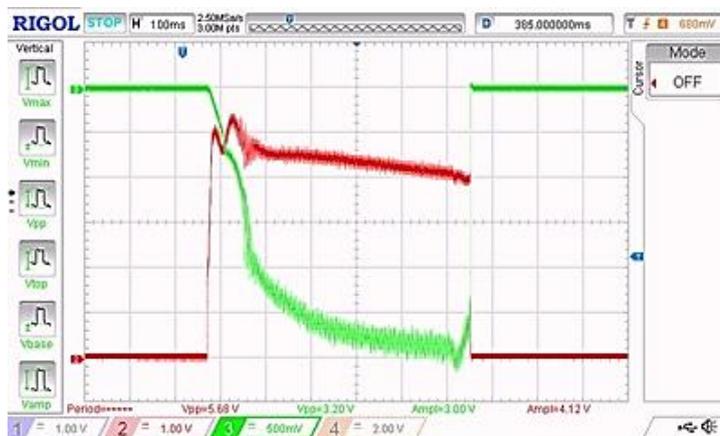


Рисунок 24 — Осциллограммы тройного ленгмюровского зонда (НИИ): зеленый – потенциал насыщения ионного тока ($\propto n_e$), красный – плавающий потенциал ($\propto T_e$); $P_{вх}=5$ кВт

3.5 СВЧ диагностика плотности плазмы

Для калибровки тройного ленгмюровского зонда была разработана СВЧ диагностика плотности плазмы по отсечке с использованием фторопластовых линз. Метод основан на анализе СВЧ волн, проходящих через плазму. Как известно, при плотности электронов выше критической, частота зондирующей волны ниже плазменной, при этом плазма становится непрозрачной для СВЧ волны, поэтому данный метод измерения плотности плазмы зондирующей СВЧ волной также называют методом «отсечки» [72]. Существуют два варианта ориентации СВЧ волны относительно внешнего магнитного поля (рисунок 25): когда она распространяется вдоль магнитного поля (обыкновенная волна), и перпендикулярно (необыкновенная).

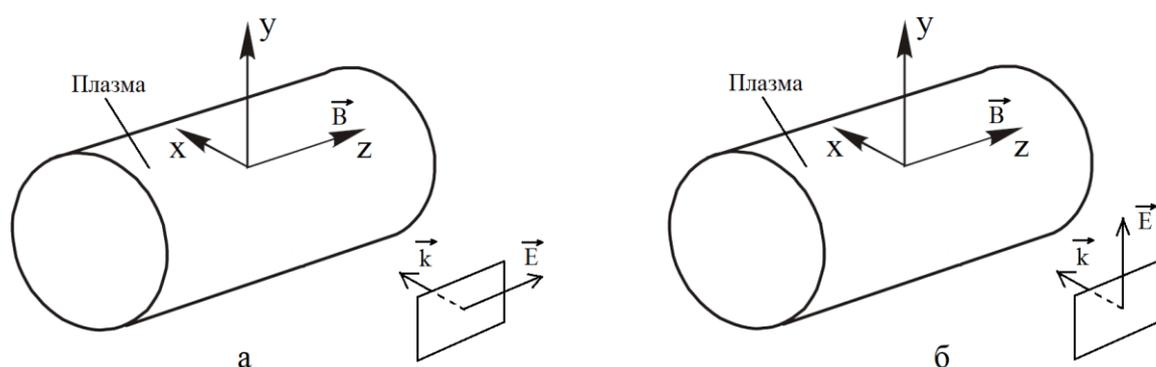


Рисунок 25 — Геометрия обыкновенной (а) и необыкновенной (б) волн

В первом случае волна распространяется как плоская электромагнитная волна. Во втором случае появляется электрическое поле вдоль направления распространения волны. Оно возникает из-за дрейфа электронов поперек магнитного поля. Вектор поляризации волны начинает вращаться в плоскости x, y . Условие отсечки для обоих случаев – $N^2 \leq 0$, где N – показатель преломления среды, который находится по формулам (52) и (53) для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно:

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{СВЧ}^2}, \quad (52)$$

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 (\omega_{свч}^2 - \omega_{pe}^2)}{\omega_{свч}^2 (\omega_{свч}^2 - \omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2)}, \quad (53)$$

где $\omega_{свч}$ - частота волны, ω_{pe} – плазменная частота, ω_{ce} – циклотронная частота.

В случае обыкновенной волны условие распространения: $\omega_{свч} > \omega_{pe}$, при отсечке сигнала плотность плазмы:

$$n_{e \text{ крит}} [\text{см}^{-3}] = \frac{m_e \omega_{свч}^2}{4\pi e^2} = 1.1 \cdot 10^{13} \frac{1}{\lambda_{свч}^2 [\text{см}]}. \quad (54)$$

Для необыкновенной волны при $\omega > \omega_{ce}$ справедливо:

$$\frac{n}{n_{\text{крит}}} < 1 - \frac{\omega_{ce}}{\omega}, \quad (55)$$

$$1 - \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} < \frac{n}{n_{\text{крит}}} < 1 + \frac{\omega_{ce}}{\omega}, \quad (56)$$

при $\omega < \omega_{ce}$:

$$\frac{n}{n_{\text{крит}}} < 1 + \frac{\omega_{ce}}{\omega}. \quad (57)$$

Таким образом, для необыкновенной волны существует область прозрачности при $\omega_{свч} > \omega_{pe}$. По этой причине волновод генератора устанавливается в эксперименте так, чтобы электрическое поле волны генератора было параллельно внешнему магнитному полю (случай обыкновенной волны).

Схема и расположение диагностики показаны на рисунках 26, 27. Она состоит из генератора СВЧ (рабочая частота 18–53 ГГц), соединенного волноводом с фторопластовой линзой-источником, фторопластовой линзой-двух концентрично расположенных сферических линз (радиус кривизны линз 65 мм, фокус ~140 мм), направленных поперек кварцевой камеры). В эксперименте сигнал с СВЧ генератора запускался синхронно с разрядом плазмы, уровень сигнала записывался с помощью осциллографа, в момент

полной отсечки сигнала фиксировалась плотность плазмы, соответствующая частоте генератора.

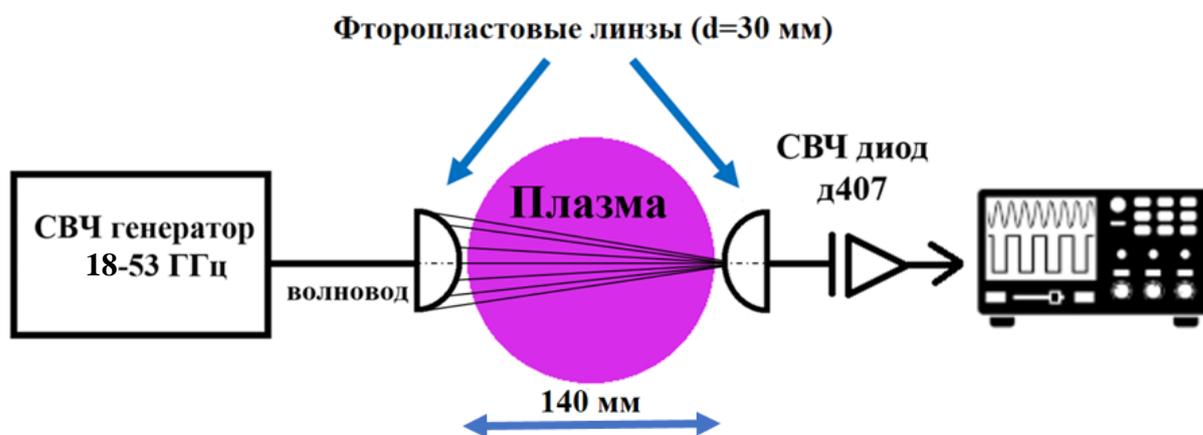


Рисунок 26 — Схема СВЧ диагностики плотности плазмы методом “отсечки”. Расстояние между линзами 200 мм, диаметр линзы 30 мм



Рисунок 27 — Расположение СВЧ генератора и точки измерения плотности относительно источника

На рисунке 28 Показаны осциллограммы СВЧ диагностики плазмы ($f_{\text{свч}} = 37.5$ ГГц) и показания тройного ленгмюровского зонда. При $P_{\text{вх}}=10$ кВт и $n_e=8 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ сигнал СВЧ сильно ослаблен, при повышении мощности до 15 кВт ($1.5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$), сигнал полностью исчезает, что

соответствует частоте отсечки $1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, наблюдается совпадение фронта СВЧ сигнала с показаниями зонда.



Рисунок 28 — Осциллограммы СВЧ диагностики плазмы. Желтый сигнал — плавающий потенциал (T_e), голубой — ионный ток насыщения, фиолетовый — СВЧ сигнал, прошедший сквозь плазму

3.6 Измерение эквивалентной нагрузки плазмы

Для измерения нагрузки плазмы была использована трансформаторная модель плазмы ([75], [76], [77]), показанная на рисунке 29: плазма является первичной обмоткой, а ВЧ антенна — вторичной, измеряя ток на антенне, можно определить сопротивление плазмы и коэффициент ввода мощности в плазму, который показывает, какая доля энергии была передана в разряд.

Нагрузка плазмы определяется следующим образом:

$$R_{\text{пл}} = \frac{P_{\text{вх}} - P_{\text{отр}}}{\left(\frac{I_{\text{ант}}}{\sqrt{2}}\right)^2} - R_{\text{ант}}, \quad (58)$$

где $P_{\text{вх}}$ — прошедшая мощность, $P_{\text{отр}}$ — отраженная мощность, $I_{\text{ант}}$ — ВЧ ток антенны и $R_{\text{ант}}$ — сопротивление антенны без плазмы, $R_{\text{пл}}$ — плазменная нагрузка.

Для согласования импеданса плазмы с нагрузкой генератора использовались Г- и П-схемы согласования. Для определения прошедшей и

отраженной мощности использовался направленный ответвитель, встроенный в схему ВЧ генератора. Напряжение на ВЧ антенне измерялось с помощью емкостного делителя.

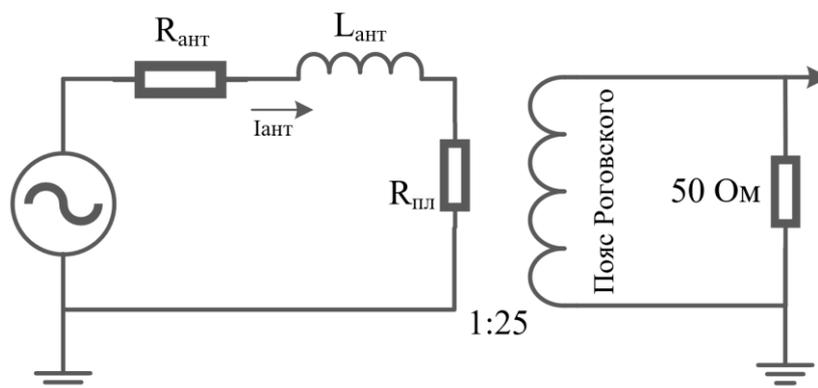


Рисунок 29 — Схема трансформаторной модели плазмы

ВЧ ток на антенне измерялся поясом Роговского с 25 витками, который был откалиброван измерителем ВЧ напряжения Tektronix P6015A 1000x, 3 пФ (рисунок 30). Измерения поясом Роговского с высокой точностью (погрешность ~5%) совпадают с результатами измерений высокочастотным щупом.

Коэффициент эффективности ввода ВЧ мощности:

$$\eta = \frac{R_{\text{пл}}}{(R_{\text{ант}} + R_{\text{пл}})}. \quad (59)$$

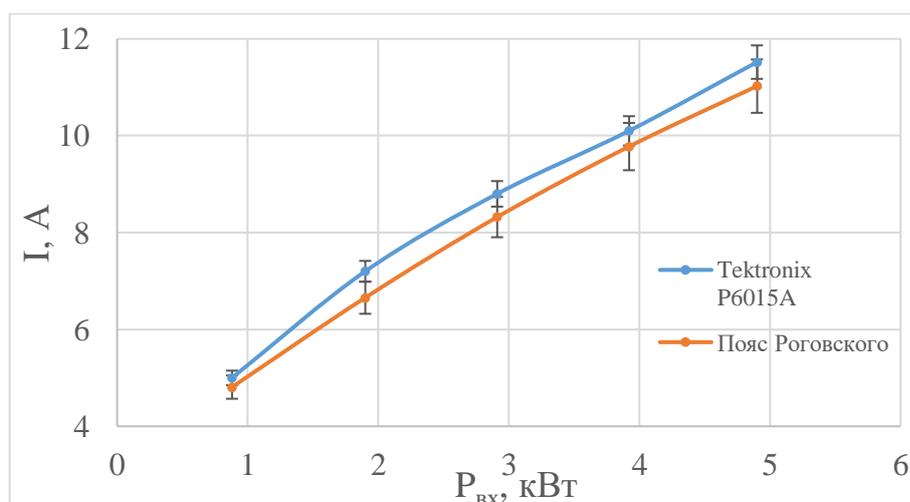


Рисунок 30 — Калибровка пояса Роговского на нагрузке 50 Ом

4 Экспериментальные результаты

4.1 Оптимизация параметров ВЧ разряда

В экспериментах была исследована зависимость плотности и электронной температуры плазмы на оси от вводимой в разряд мощности. Поскольку ВЧ-мощность, магнитное поле и давление рабочего газа значительным образом влияют на плотность плазмы, при их изменении изменяется и плазменная нагрузка, поэтому необходима постоянная подстройка согласующих емкостей для оптимального поглощения мощности плазмой. При измерениях подстройкой контура допускалась отраженная мощность не более 10% от вводимой в разряд мощности.

Следует отметить, что для каждой антенны измерения по мощности выполнены при фиксированном магнитном поле и давлении газа, но оптимальные значения поля и давления зависят от величины мощности и существенно изменяют плотность и электронную температуру. Плотность плазмы равномерно увеличивается с ростом мощности для витковой антенны (рисунок 31).

При 15 кВт достигается плотность плазмы $4.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Электронная температура быстро растет в диапазоне от 0.5 до 3.5 кВт, далее температура электронов остается на уровне 8–10 эВ. Наибольший рост плотности плазмы наблюдается в диапазоне от 6 до 8 кВт. NIII антенна показывает более высокую эффективность ионизации почти на порядок: $n_e = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при 15 кВт, также наблюдается резкий рост плотности от 5.5 до 7 кВт. Электронная температура имеет схожее распределение и температуру $\sim 8\text{--}9$ эВ. В экспериментах с полуволновой геликонной антенной удалось получить самые высокие значения плотности: $n_e = 5.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при 15 кВт. На интервалах от 2

до 3.5, от 5.5 до 7.5 и от 8.5 до 10 кВт наблюдаются скачки темпа роста плотности плазмы. Электронная температура в случае геликонной антенны несколько ниже, чем для витковой и NIII антенн, и составляет $\sim 7\text{--}8$ эВ.

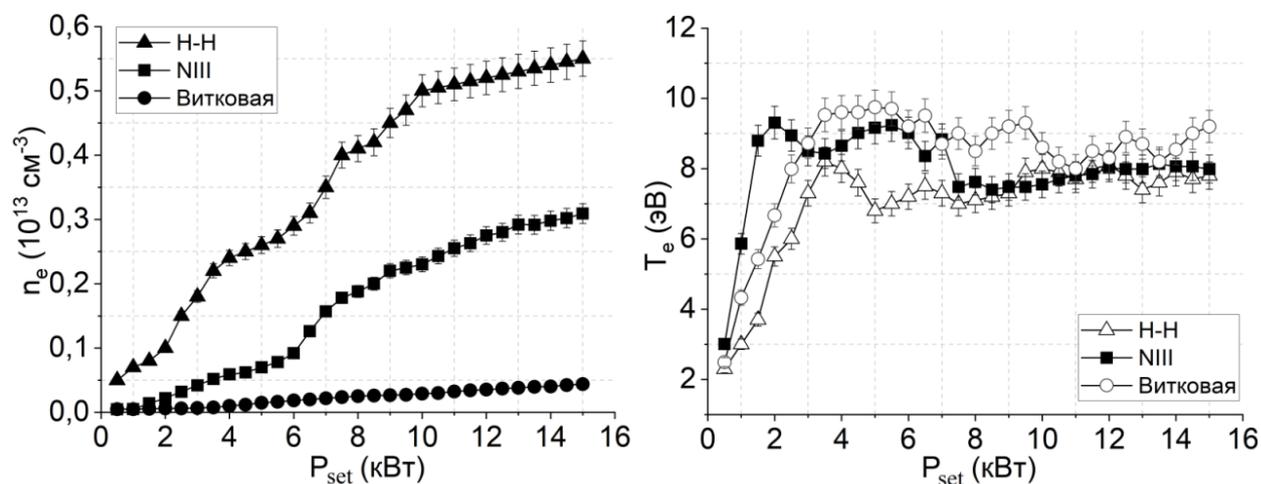


Рисунок 31 — Зависимость плотности плазмы и электронной температуры от ВЧ мощности для витковой (магнитное поле 600 Гс, давление газа 25 мТорр), NIII (магнитное поле 240 Гс, давление газа 24 мТорр) и Н-Н (магнитное поле 180 Гс, давление газа 18 мТорр) антенн

Одной из целей данной работы было исследование влияния величины магнитного поля на генерацию разряда. Конструкция геликонного источника, используемого в эксперименте, предполагает возможность создания неоднородных магнитных полей, а увеличенное расстояние между катушками в районе ВЧ-антенны позволяет реализовать в источнике принцип открытых ловушек и увеличить градиент магнитного поля в области генерации плазмы. В ходе эксперимента были измерены зависимости плотности и электронной температуры от тока в катушках при различной мощности ВЧ-генератора.

В случае витковой антенны не наблюдается ярко выраженных максимумов плотности по магнитному полю. Максимальная плотность плазмы $2.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ достигается при магнитном поле 620 Гс при мощности 5 кВт. С ростом мощности оптимальное поле изменяется в пределах 40–70 Гс, а плотность плазмы равномерно, без скачков, достигая в максимуме $4.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ при магнитном поле 580 Гс и мощности 15 кВт. Температура электронов слабо зависит от магнитного поля, выше 100 Гс электронная температура $\sim 8\text{--}$

10 эВ. В эксперименте измерялись радиальные профили плотности и температуры. Данные для витковой антенны, соответствующие оптимальному магнитному полю для различной ВЧ-мощности, представлены на рисунке 32.

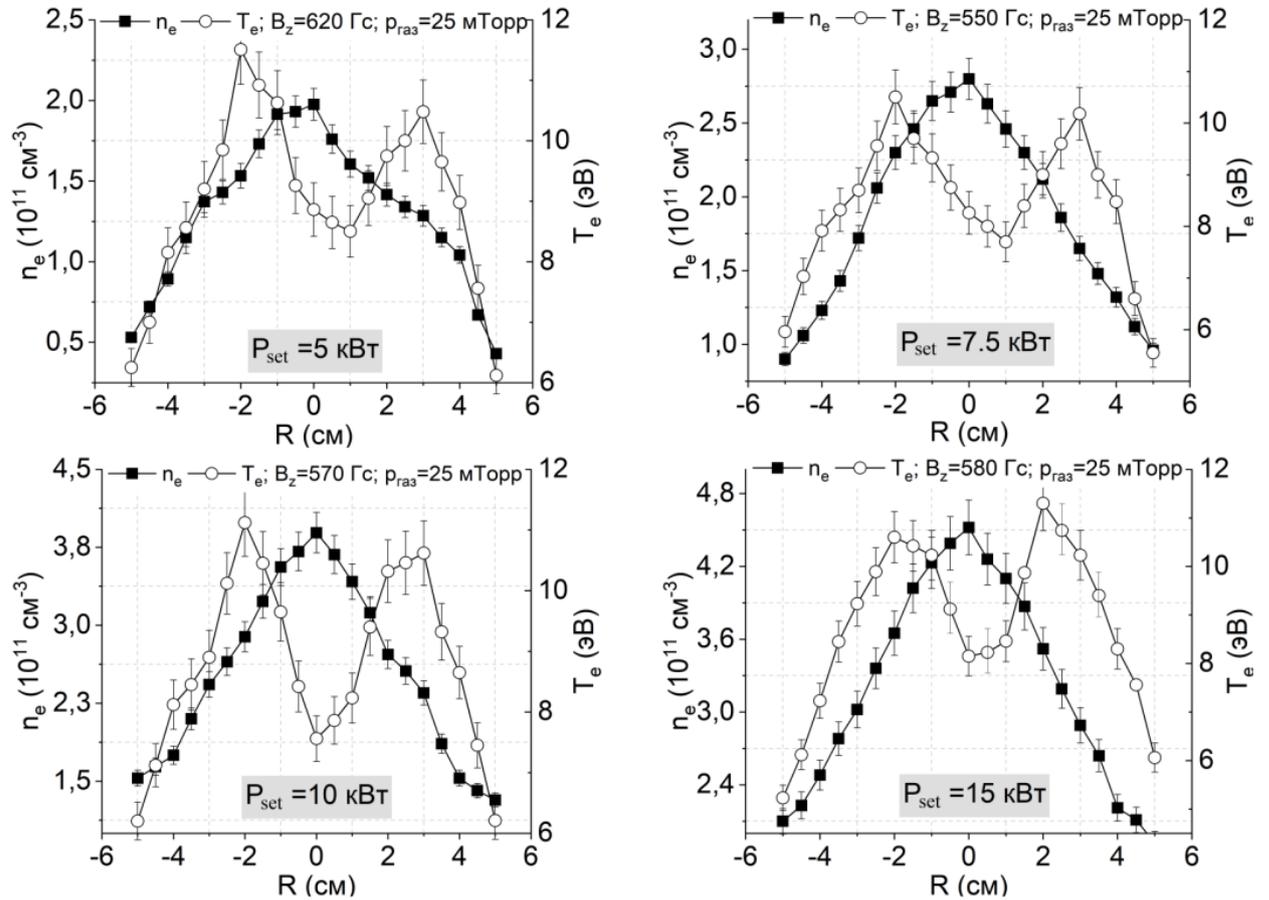


Рисунок 32 — Радиальные профили плотности плазмы и электронной температуры для витковой антенны

Плотность плазмы имеет колоколообразный профиль с максимумом на оси камеры. Электронная температура имеет максимумы в 3 см от оси источника ($\sim 10\text{--}12$ эВ), минимум на оси ($\sim 7\text{--}8$ эВ). С ростом мощности форма профилей плотности и электронной температуры не изменяется.

НИИ антенна позволяет получить более высокую плотность плазмы по сравнению с витковой антенной. Для всех значений мощности оптимальное магнитное поле совпадает и равно 240 Гс (рисунок 33)³. Разряд характеризуется быстрым нарастанием плотности плазмы в области низких полей до 250 Гс, при дальнейшем увеличении магнитного поля плотность

³ Здесь и далее для графиков без указания погрешности ошибка измерений составляет 10%.

равномерно спадает. При повышении мощности с 5 до 15 кВт плотность растет с $0.6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

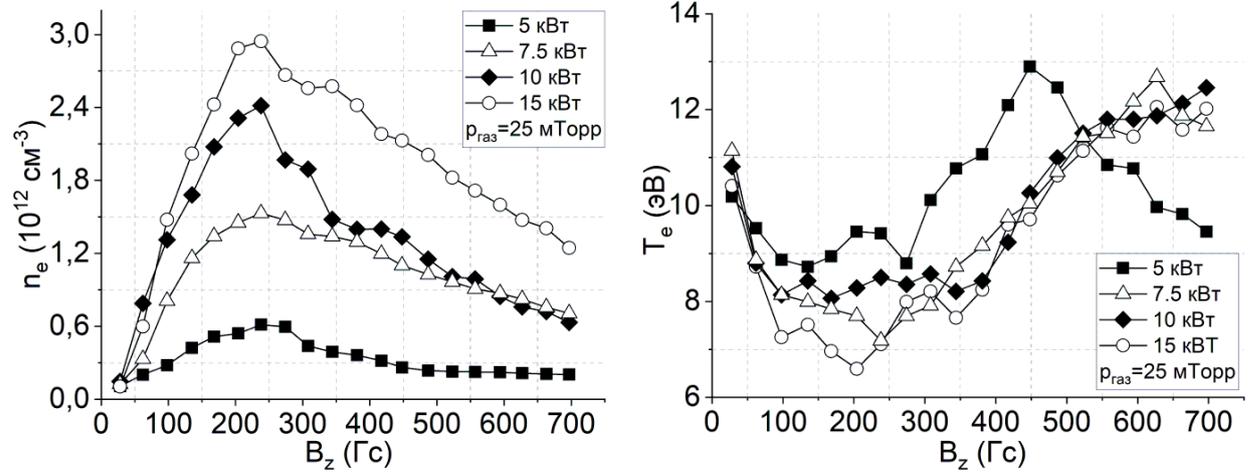


Рисунок 33 — Плотность плазмы и электронная температура при различном магнитном поле в области НИИ антенны

Электронная температура для 7.5, 10 и 15 кВт имеет минимум $\sim 6\text{--}9$ эВ в области наибольшей плотности, затем начинает линейно расти с магнитным полем до 12 эВ, для 5 кВт электронная температура имеет максимум $T_e = 13$ эВ при 450 Гс. Радиальные профили n_e (рисунок 34) также имеют колоколообразное распределение, но плазма более однородна на радиусе меньше 3 см, при большем радиусе плотность резко уменьшается. Значение электронной температуры $\sim 7\text{--}8$ эВ на оси, в максимумах ~ 13 эВ на радиусе 3.5–4 см.

В экспериментах с Н-Н антенной наблюдается резкое увеличение плотности при оптимальных значениях поля (рисунок 35). При увеличении подводимой мощности наблюдается изменение оптимальных значений B_z : максимум плотности $0.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ был получен при 205 Гс для 5 кВт, для мощностей 7.5, 10 и 15 кВт оптимальное поле равно 140 Гс, а достигаемые плотности соответственно $0.5 \cdot 10^{13}$, $0.7 \cdot 10^{13}$ и $1.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При $B_z > 250$ Гс плотность плазмы постепенно снижается.

Распределение температуры аналогично случаю НИИ антенны, при этом минимальная температура (~ 6 эВ) соответствует резкому скачку плотности при 15 кВт. Радиальные профили плотности плазмы и электронной

температуры (рисунок 36) обнаруживают ряд особенностей, не наблюдавшихся в экспериментах с витковой и НИИ антенной.

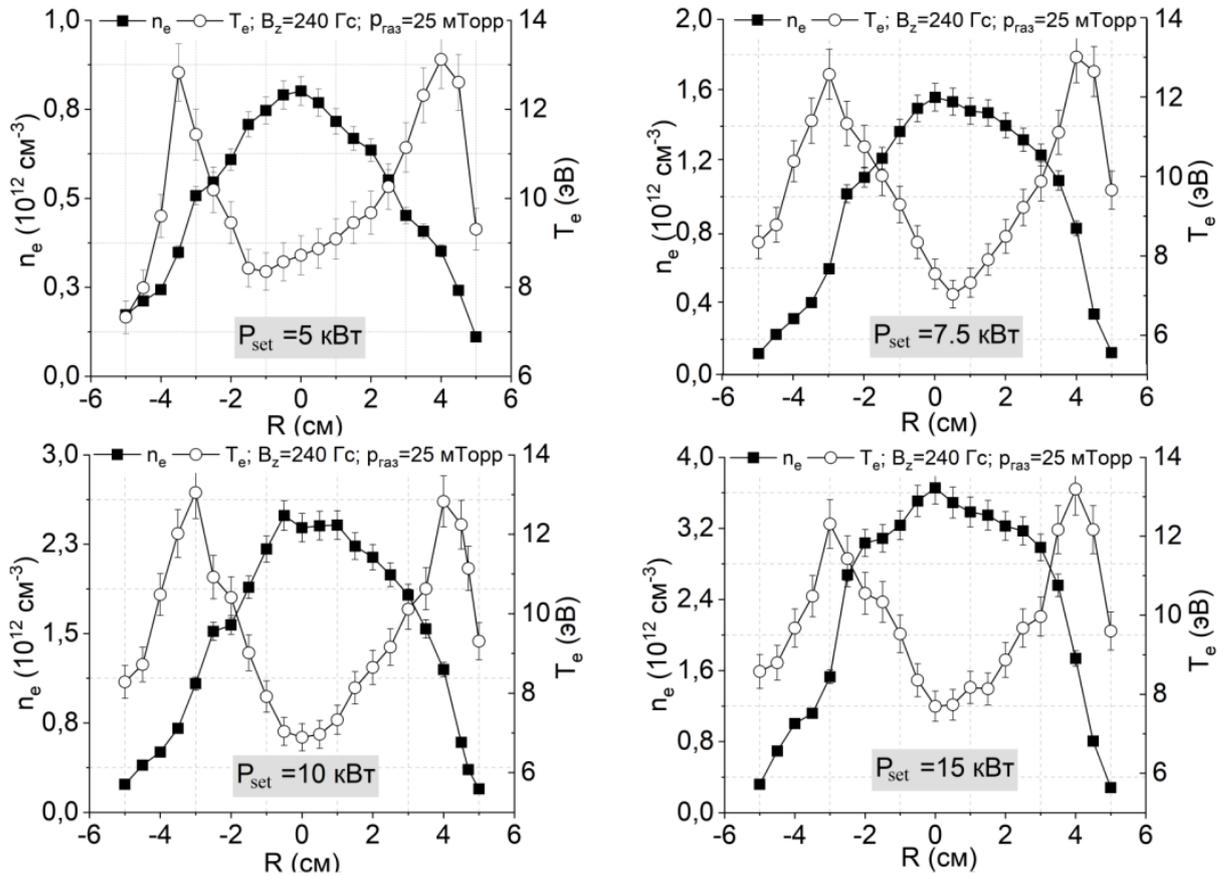


Рисунок 34 — Радиальные профили плотности плазмы и электронной температуры для НИИ антенны

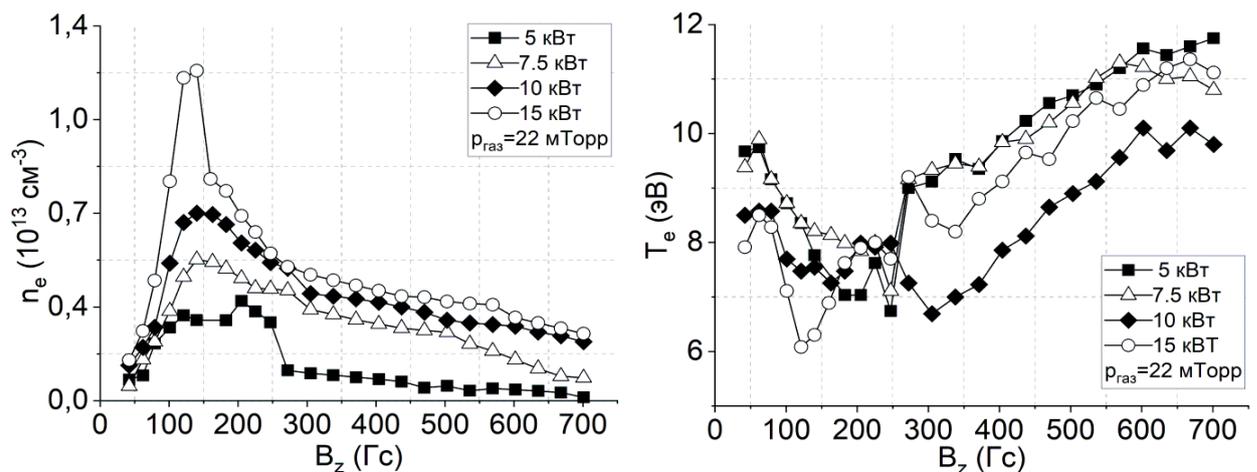


Рисунок 35 — Плотность плазмы и электронная температура при различном магнитном поле в области Н-Н антенны

Форма радиального профиля плотности становится более пикированной с ростом ВЧ-мощности и при 15 кВТ падает в два раза на расстоянии 1 см от

оси. При 5 кВт наблюдаются пики 10 и 13 эВ в точках $R=-4$ см и $R=4$ см, с минимумом при $R=-2$ см (~ 6.5 эВ). При 7.5 кВт максимум электронной температуры 8.5 эВ находится на оси, с сохранением пиков в точках $R=\pm 4$ см. Подобную форму профиль температуры имеет место только при мощности 7–8 кВт и магнитном поле ~ 140 Гс, объяснение данного эффекта требует изучения волновой структуры магнитных полей в плазме. При дальнейшем повышении мощности распределение температуры вновь имеет «седловидный» характер. В целом разряд характеризуется более низкой температурой плазмы по сравнению с витковой и NII антеннами.

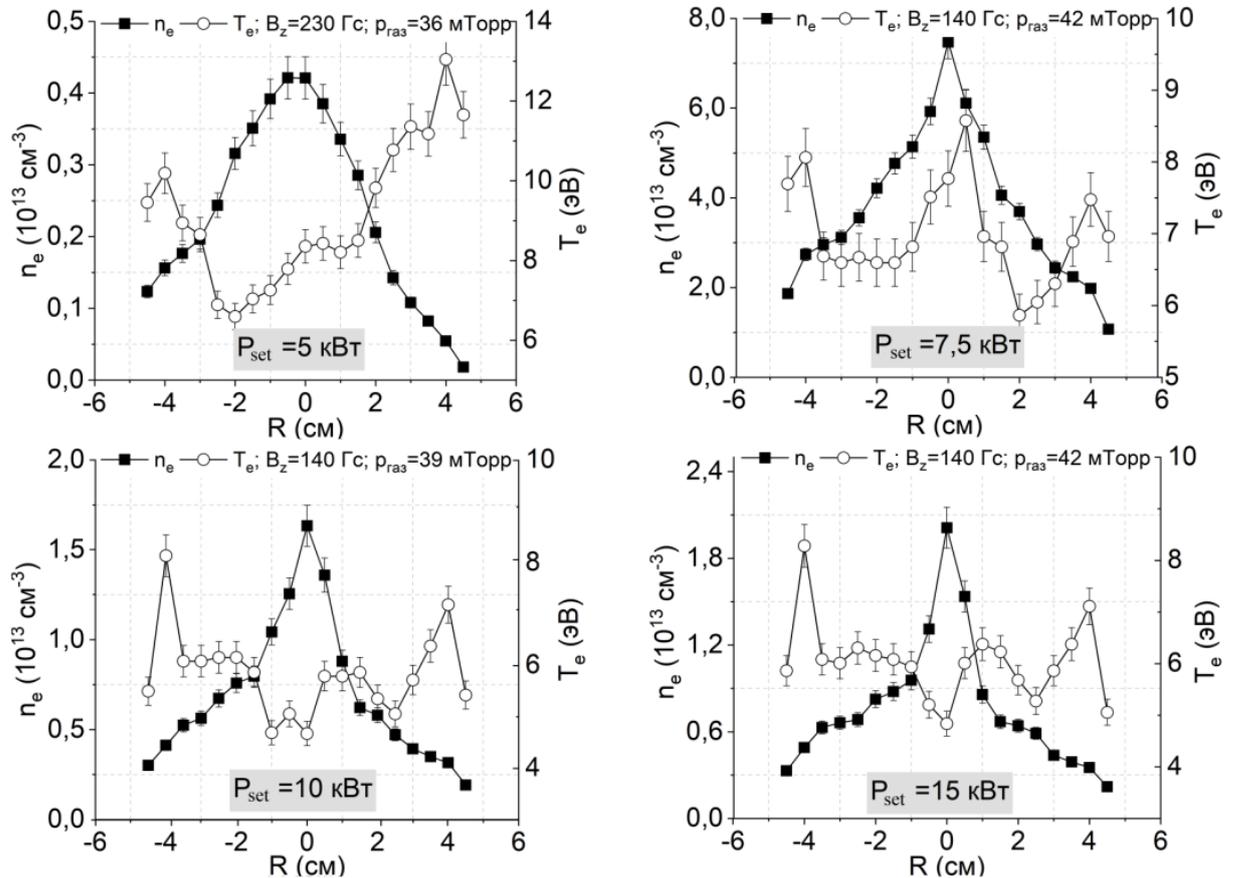


Рисунок 36 — Радиальные профили плотности плазмы и электронной температуры для Н-Н антенны

Для данной работы все измерения проводились в условиях распространения $m=1$ моды и $k_z > 0$, но также были проведены измерения плотности плазмы при смене направления магнитного поля при сохранении ориентации электродов ВЧ-антенн, что соответствует случаю $m=-1$ и $k_z < 0$.

Поскольку форма витковой антенны соответствует $m=0$ моде, а НИИ антенна является симметричной, смена направления B_z не влияет на измеряемые n_e и T_e . Результаты для Н-Н антенны показаны на рисунке 37.

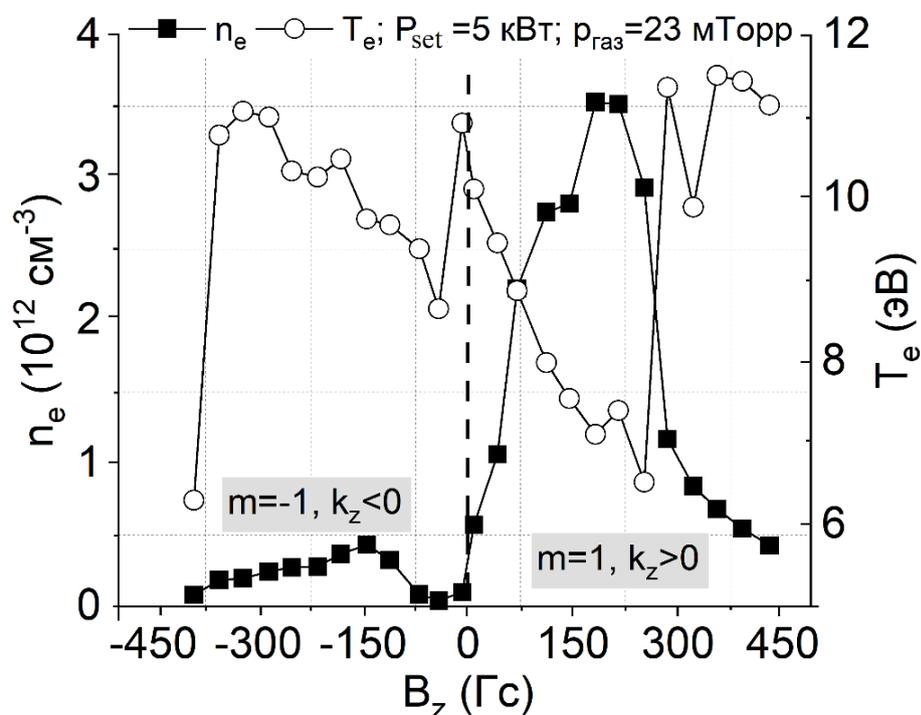


Рисунок 37 — Зависимость плотности плазмы и электронной температуры от величины и направления магнитного поля при мощности 5 кВт и давлении 23 мТорр; $B_z < 0$ соответствует $m=-1$ моде и отрицательным волновым числам, $B_z > 0$ соответствует $m=1$ моде и $k_z > 0$

Магнитное поле со знаком «плюс» соответствует распространению в камере преимущественно моды $m=1$ и положительным волновым числам (направление k_z совпадает с направлением B_z , а электрическое поле волны вращается по часовой стрелке, если смотреть вдоль магнитного поля), и наоборот для знака «минус». Как видно, плазма в случае $B_z > 0$ имеет плотность на порядок выше ($n_{e,\text{max}} \sim 3.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$), чем для отрицательного поля ($n_{e,\text{max}} \sim 0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$).

Количество газа в камере является одним из важных параметров, влияющих на генерацию плазмы. В зависимости от величины внешнего магнитного поля, согласно уравнению (38) возможны два типа поглощения энергии в ВЧ разряде: при $B_0 < B^*$ и $B_0 > B^*$, где: B^* — критическое магнитное

поле. В первом случае ТГ-моды существуют на периферии плазмы и эффективно проникают вглубь плазмы. Во втором случае ТГ-моды затухают на длинах волн много меньше масштаба кварцевой камеры и не передают энергию ВЧ поля вглубь плазмы. Значение критического магнитного поля пропорционально уменьшается с увеличением количества газа в камере, и при большом давлении газа ТГ-моды быстро затухают [23].

Для резонансных значений магнитного поля были измерены зависимости плотности и электронной температуры от давления нейтрального газа в плазменной камере в диапазоне от 10 до 47 мТорр. Распределение плотности по давлению нейтрального газа для витковой антенны (при мощности 5, 7.5, 10 и 15 кВт) показаны на рисунке 38. При 5 кВт оптимальное давление газа в камере 23 мТорр, а плотность плазмы $\sim 1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$; при повышении мощности до 15 кВт плотность достигает значения $4.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а оптимальное давление почти не меняется. Минимум электронной температуры ($\sim 8 \text{ эВ}$) соответствует максимальным значениям плотности, максимум температуры наблюдается в диапазоне от 12 до 15 мТорр.

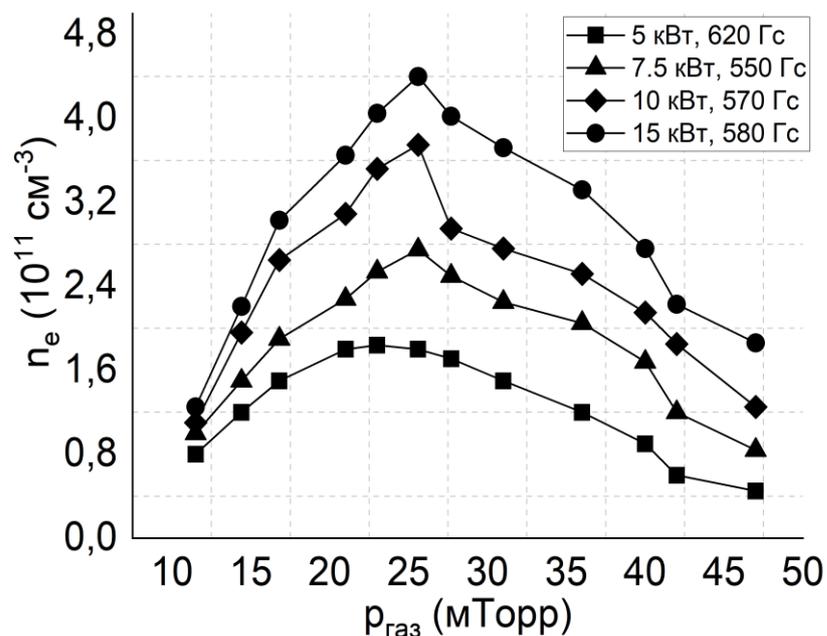


Рисунок 38 — Зависимость плотности плазмы от давления в газоразрядной камере при различной ВЧ мощности (витковая антенна)

Распределение плотности плазмы и электронной температуры НИИ по давлению в камере при 240 Гс представлена на рисунке 39. При 5 кВт оптимальное давление в камере 32 мТорр, а плотность равна $0.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, с увеличением мощности оптимальное давление газа уменьшается незначительно — 21 мТорр для 15 кВт ($n_e = 3.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$). Температура электронов имеет минимум в области наибольшей плотности ($T_e \sim 7 \text{ эВ}$), и растет при уменьшении и увеличении давления (кроме случая $P_{\text{вх}} = 5 \text{ кВт}$, для которого T_e , как и n_e , почти не меняются по давлению).

Н-Н антенна характеризуется повышенным значением оптимального давления по сравнению с витковой и НИИ антеннами (рисунок 40). При мощности 5 кВт оптимальное давление в камере $\sim 36 \text{ мТорр}$, плотность $\sim 0.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, с ростом мощности оптимальное давление газа увеличивается: при 15 кВт оптимальное давление составляет 42 мТорр, ($n_e = 2.05 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). При мощности 10 кВт наблюдается резкий скачок по плотности в диапазоне от 30 до 40 мТорр. Температура электронов имеет минимум в области максимальной плотности при мощности 7.5, 10 и 15 кВт.

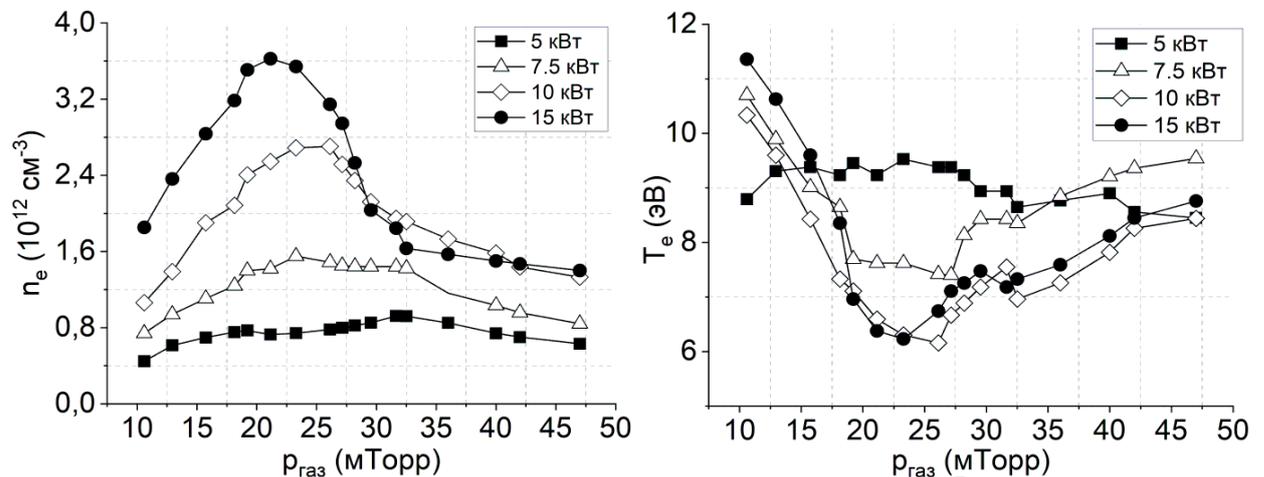


Рисунок 39 — Зависимости плотности плазмы и электронной температуры от давления в газоразрядной камере при магнитном поле 240 Гс и различной ВЧ мощности (НИИ антенна)

В эксперименте достигнуто согласование ВЧ мощности с плазменной нагрузкой при 15 кВт, и получены распределения плотности по магнитному полю и давлению газа для мощности 5–15 кВт. Также изучены режимы

генерации плазмы с использованием трех видов антенн с азимутальным числом $m=0; \pm 1$ в пробкотронной конфигурации магнитного поля. Витковая антенна продемонстрировала самые низкие результаты по созданию плотной плазмы ($\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$), что делает ее неподходящей для предполагаемых реализаций разрабатываемого источника в материаловедческих исследованиях.

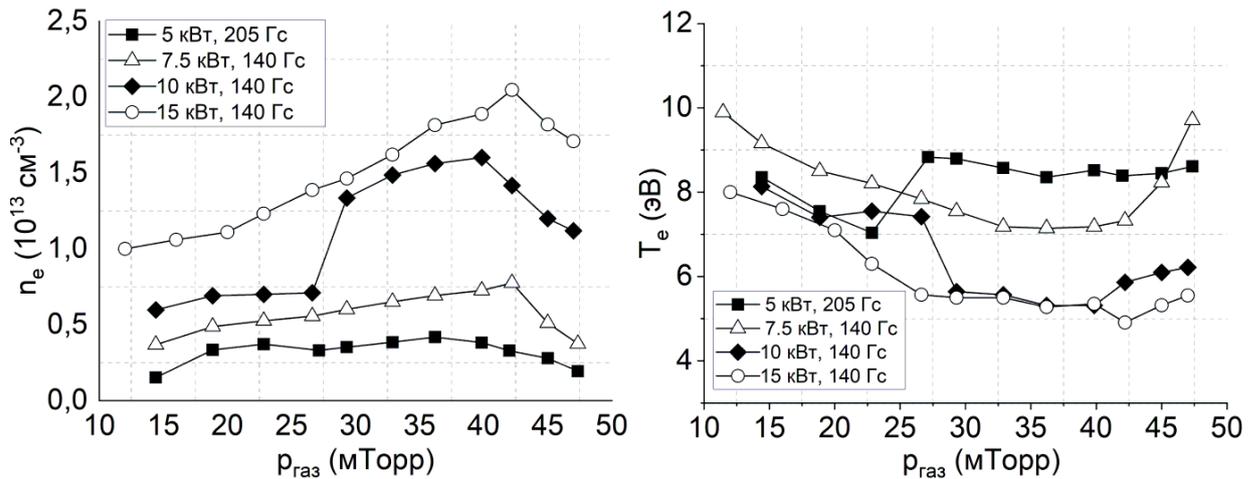


Рисунок 40 — Зависимости плотности плазмы и электронной температуры от давления в газоразрядной камере при различной ВЧ мощности (Н-Н антенна)

Причина может заключаться в отсутствии геликонной моды в разряде, и ионизация идет за счет емкостного и индукционного разрядов с характерной низкой плотностью плазмы. Недостатком этой антенны является более высокое ВЧ-напряжение, что накладывает определенные технические ограничения, однако профиль получаемой плазмы обладает высокой однородностью, а при повышении мощности не наблюдается скачков нагрузки плазмы (как в случае $m=\pm 1$ антенн), осложняющих согласование. NAGOYA TYPE III антенна дает более высокие значения плотности ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$), обладая довольно однородными профилями плотности. Также преимуществом NIII антенны можно считать более плавные зависимости по магнитному полю и меньшее давление нейтрального газа по сравнению с Н-Н антенной, что упрощает режим работы и технические требования к установке. Среди изученных антенн Н-Н антенна демонстрирует лучшие значения плотности плазмы ($\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$), что уже наблюдалось в ряде экспериментов [79]. Этот

факт можно объяснить более высокими значениями азимутального тока, возбуждаемого геликонной антенной [83]. Кроме того, поскольку геликонные волны обладают круговой поляризацией, спиральная форма геликонной антенны позволяет полю волны эффективнее взаимодействовать с электронами. Оптимальные магнитные поля для НШ и Н-Н антенн близки к теоретической оценке (208 Гс), полученной для водородной плазмы в работе [80]. Данная оценка поля соответствует частоте нижнегибридного резонанса для конкретного геликонного источника, что совпадает с результатами работы [81], [82], в которой величина оптимального поля в случае неоднородного распределения также соответствовала зоне нижнегибридного резонанса.

В работе [83] Ф. Ченом показано, что поляризация геликонной антенны значительно влияет на эффективность разряда, поскольку спектр азимутального тока геликонной антенны несимметричен по k_z , а левополяризованные волны (мода $m=-1$) плохо распространяются в плазме и быстро затухают по сравнению с правополяризованными ($m=1$). Наибольшая плотность плазмы соответствует азимутальной моде $m=1$ и $k_z>0$, а наименьшая — $m=-1$ и $k_z>0$. Эксперименты по смене направления демонстрируют сильную зависимость плотности от взаимной ориентации Н-Н антенны и магнитного поля, совпадая с результатами, полученными Ченом, что является весомым аргументом в пользу наличия и распространения в разряде геликонных волн с $m=\pm 1$ в случае Н-Н антенны. Радиальное распределение плотности сохраняет максимум на оси для всех антенн, также как сохраняется и «седловидное» распределение электронной температуры с минимумом на оси и максимумами на периферии плазмы. Предположительно, это связано с нагревом наружного слоя плазмы быстро затухающими электростатическими волнами Трайвелписа–Гоулда [108], дающими значительный вклад в поглощение мощности. В эксперименте с Н-Н антенной обнаружено повышение концентрации плотности на оси с увеличением ВЧ мощности с формированием выраженного пика диаметром ~ 1 см. При повышении мощности наблюдается уменьшение области оптимального для n_e магнитного

поля, что является важным результатом в рамках разрабатываемой концепции магнитного пробкотрона. По этим причинам в последующих экспериментах планируется сосредоточиться на ВЧ-антеннах геликонного типа, в частности на измерении электромагнитных полей в создаваемом разряде и оптимизации профиля плазмы для целей материаловедческих исследований, а также дальнейшее повышение ВЧ-мощности, вводимой в разряд.

С увеличением ВЧ мощности для азимутально-несимметричных антенн ($m=\pm 1$) наблюдается рост чувствительности плотности плазмы к магнитному полю и напуску газа. Зная n_0 , B_0 из эксперимента (рисунок 41) и оценив продольное волновое число, пользуясь формулой (40), можно определить оптимальную зону генерации для конкретной антенны (рисунок 42). Плазма в экспериментах с витковой антенной лежит далеко вне зоны распространения Н-волны, находясь в зоне высоких β . Таким образом, в разряде даже при $P_{\text{вх}}=15$ кВт нельзя говорить о наличии Н-волн, и распространяются только чистые ТГ-волны, что справедливо и для NAGOYA TYPE III антенн.

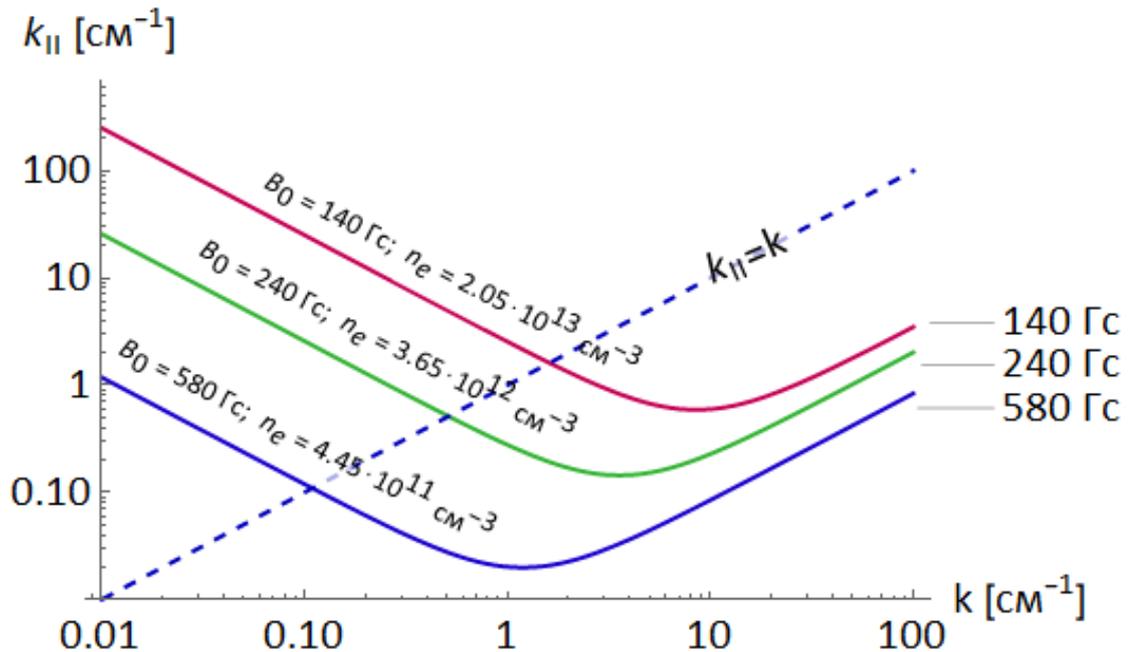


Рисунок 41 — График $k_{||} - k$ зависимости для оптимальных конфигураций ВЧ антенн; $f=13.56$ МГц, $P_{\text{вх}}=15$ кВт.

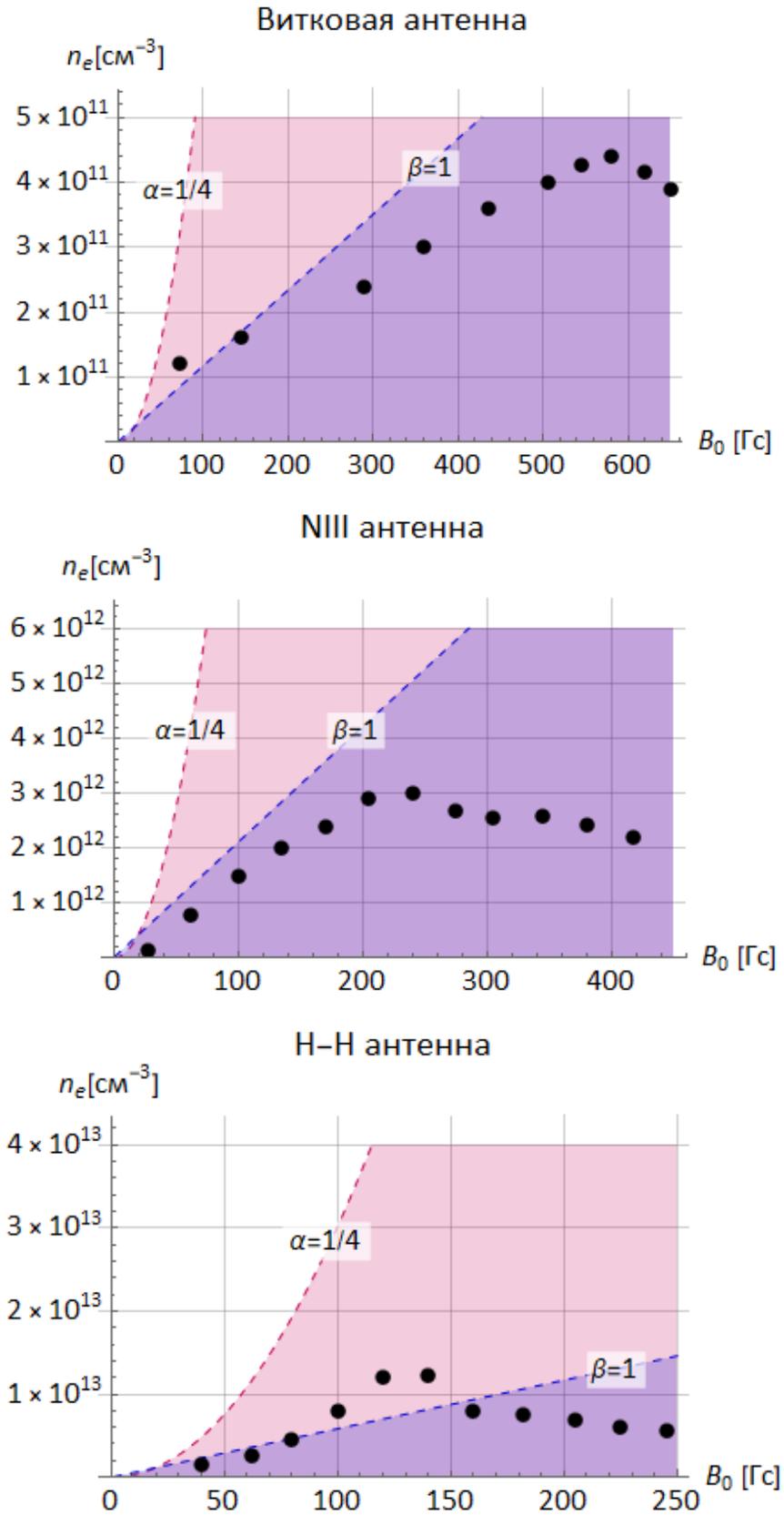


Рисунок 42 — Зоны прозрачности геликонов и ТГ-волн магнитных конфигураций для витковой антенны ($k_{\parallel}=0.1 \text{ см}^{-1}$); NAGOYA TYPE III ($k_{\parallel}=0.6 \text{ см}^{-1}$); H-H антенны ($k_{\parallel}=1 \text{ см}^{-1}$). Точками отмечены экспериментальные данные

Для Н-Н антенны разрешенные дисперсионным уравнением k_z лежат близко к прямой $\beta = 1$ – в плазме распространяются волны обоих типов при $B_z=100\div 150$ Гс. Резкие скачки плотности по давлению и магнитному полю могут быть связаны с соответствующими скачками продольных волновых чисел (мод χ), что приводит к затуханию геликонов из-за слишком высокого поля, либо ТГ-волн из-за высокого давления нейтрального газа (рисунок 10). Критическое поле, при котором затухают ТГ-волны, для витковой и Н-Н антенны лежит выше оптимальных значений B_z и $P_{\text{газ}}$. Для НИИ антенны $B^* \sim 240$ Гс, чем можно объяснить отличие в оптимальном давлении газа для НИИ и Н-Н антенн.

4.2 Согласование ВЧ генератора

Данный раздел посвящен оптимизации согласования мощности генератора и импеданса плазмы. Также была выполнена оценка эффективности поглощения мощности в геликонном разряде путем измерения ВЧ тока антенны с помощью пояса Роговского с использованием модели плазменного трансформатора [71], [75].

На рисунке 43 представлены измерения мощности на антенне (далее прошедшая мощность) и отраженной мощности. Гладкое постепенное нарастание прошедшей мощности связано со схемой интегрирования, встроенной в генератор. Отраженная мощность имеет пик в первые 20 мс, связанный с переходом между режимами Е-Н и Н-В разрядов, после чего ее значение уменьшается и медленно растет с изменением нагрузки плазмы.

Результаты экспериментов по согласованию схем согласования показаны на рисунке 44. Г-схема позволяет добиться стабильного режима до уровня мощности уставки 15 кВт (далее входная мощность) с высокой отраженной мощностью ~ 1 кВт при входной мощности 15 кВт.

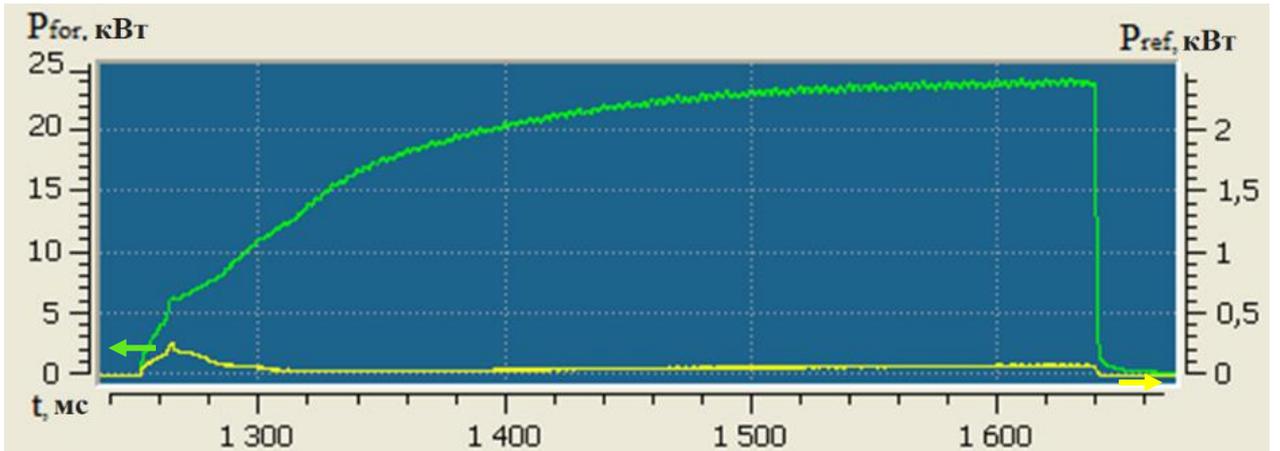


Рисунок 43 — Осциллограммы прошедшей (зеленый) и отраженной (желтый) мощности при входной мощности 25 кВт

Стоит отметить, что причина несовпадения входной и прошедшей мощности заключается в особенностях работы используемого генератора. В случае высокого уровня отраженной мощности (>1 кВт) генератор снижает максимально допустимую мощность на выходе, в результате потери мощности могут достигать 5—10 кВт. Таким образом, в случае использования Г-схемы при входной мощности 25 кВт прошедшая мощность составляет около 20 кВт, отраженная мощность — 2 кВт, а общие потери мощности, не прошедшей в плазму составляют около 7 кВт.

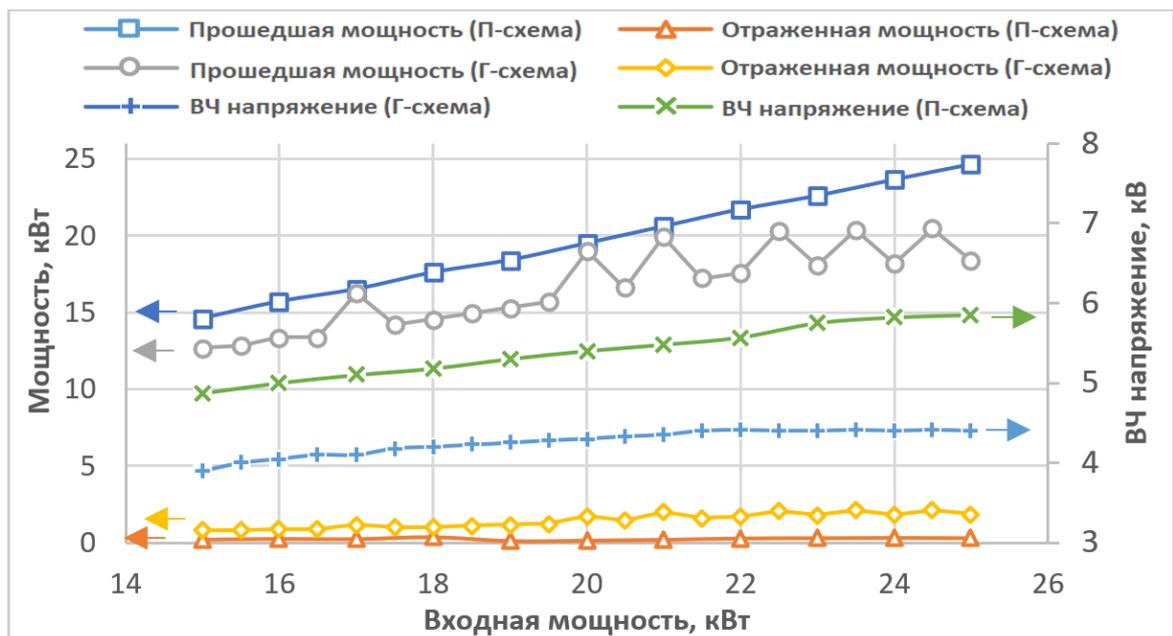


Рисунок 44 — Прошедшая, отраженная мощности и ВЧ напряжение на антенне для Г- и П-схем в зависимости от входной ВЧ мощности

В случае П-схемы входная мощность почти полностью передается плазме (прошедшая мощность составляет 24,65 кВт при 25 кВт входной мощности) с отраженной мощностью 1% или меньше (~ 300 Вт). Напряжение на антенне выше для П-схемы и достигает примерно 6 кВ по сравнению с 4.4 кВ в Г-схеме.

В эксперименте были измерены резистивные характеристики плазмы, плотность и температура электронов в диапазоне $10 \div 25$ кВт входной мощности и магнитном поле $0 \div 400$ Гс. Активное и реактивное сопротивление антенны определены путем измерения ВЧ тока и напряжения без плазмы (фоновое давление в камере 10^{-6} мТорр) при изменении входной ВЧ мощности. Активное сопротивление антенны $R_{ant} = 0.73 \pm 0.05$ Ом, реактивное сопротивление $X_{ant} = 53.5 \pm 1.8$ Ом.

В работе была изучена зависимость коэффициента ввода мощности от магнитного поля и входной ВЧ мощности. Зависимости нагрузки плазмы от внешнего магнитного поля под ВЧ антенной для различной ВЧ мощности представлены на рисунке 45. Распределение плазменной нагрузки соответствует распределению плотности (раздел 4.1), но имеет колебания, особо выраженные для 25 кВт, с чем может быть связано наиболее трудное согласование нагрузки. Максимальная нагрузка наблюдается для 25 кВт (6.2 Ом), а самая низкая - для 10 и 20 кВт (4 Ом).

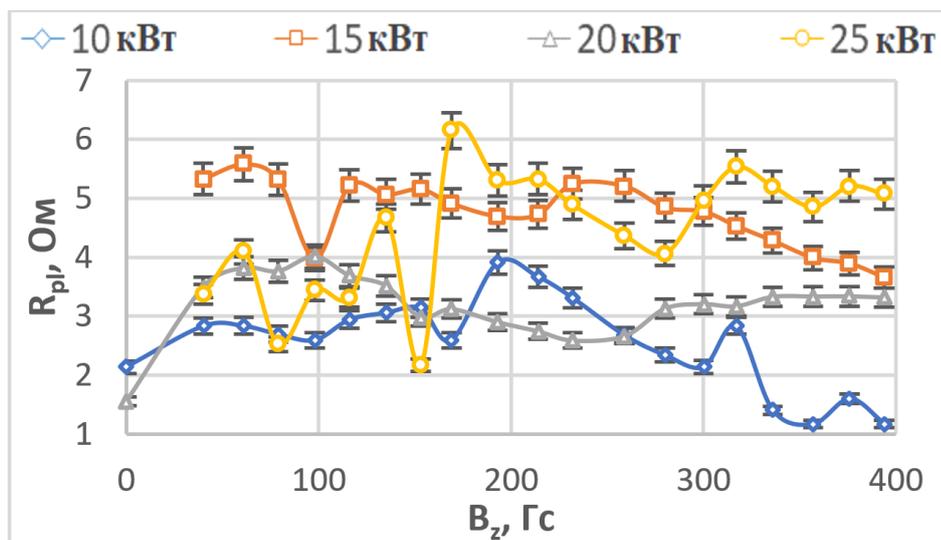


Рисунок 45 — Зависимость нагрузки плазмы от магнитного поля при различной мощности. Давление газа 20 мТорр

В эксперименте не наблюдалось существенных изменений коэффициента ввода мощности при повышении входной мощности, однако стоит отметить, что для η наблюдаются скачки в области полей 80—200 Гаусс, которые соответствуют найденным ранее максимумам плотности, а для 10 кВт коэффициент ввода мощности резко падает при магнитных полях меньше 320 Гаусс (рисунок 46). Наибольшая передача мощности (89%) получена для входной мощности 25 кВт вблизи оптимального магнитного поля, наименьшая – 60% для 10 кВт в области сильного поля (> 340 Гс).

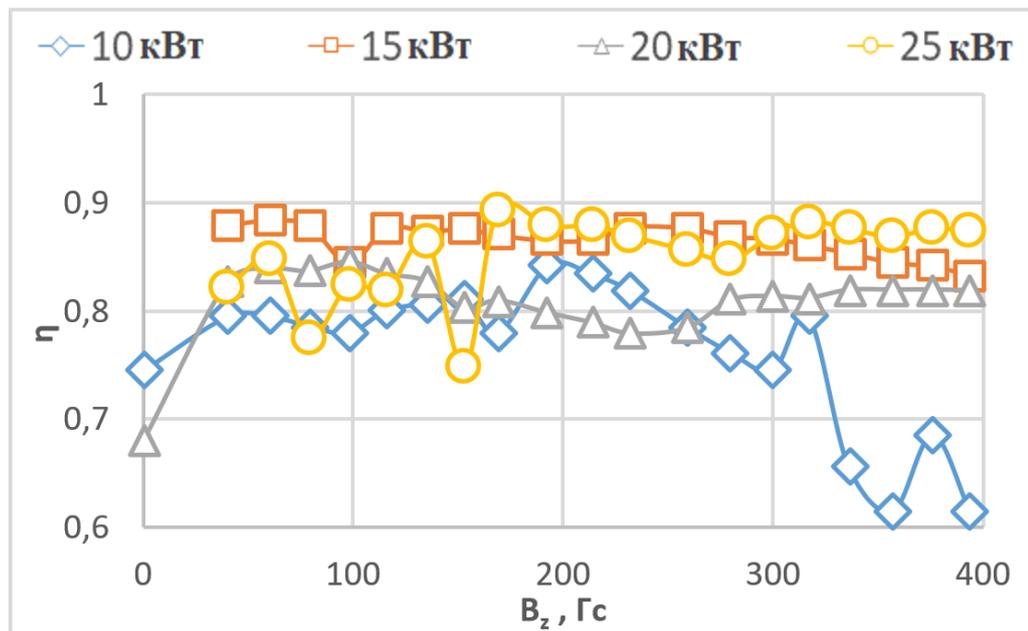


Рисунок 46 — Зависимость коэффициента ввода мощности от магнитного поля. Давление газа 20 мТорр

В ходе работы было улучшено согласование импеданса плазмы с нагрузкой генератора, и, как следствие, увеличено поглощение мощности. При использовании П-схемы было получено согласование с уровнем прошедшей мощности около 95% от входной мощности и стабильным режимом поглощения при 25 кВт. П-схема имеет низкую добротность (~ 2), позволяя проводить согласование в широком диапазоне параметров (таких как магнитное поле и давление нейтрального газа) без дополнительной подстройки согласующих элементов.

В эксперименте получена плазма с плотностью $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при мощности $20 \div 25$ кВт с электронной температурой около 10 эВ в области оптимального магнитного поля ($150 \div 200$ Гс). Пояс Роговского был использован для измерения нагрузки плазмы и определения коэффициента ввода мощности в разряд, величина которого $85 \pm 5\%$ при оптимальном магнитном поле. Остаток мощности рассеивается в виде тепловых потерь в передающей линии, согласующем контуре и ВЧ антенне.

4.3. Геликонный разряд в неоднородном магнитном поле

В разделе 4.1, 4.2 внешнее магнитное поле создавалось соленоидами, соединенными последовательно (рисунок 15). Далее в экспериментах ток в катушках варьировался отдельно, были исследованы конфигурации с расходящимся полем и разнонаправленными токами катушек, для различных конфигураций была измерена зависимость плотности и электронной температуры от величины поля с помощью тройного зонда, а также СВЧ диагностики. Величина тока катушек обозначена символом «Y» для катушек с фиксированным током в эксперименте, а символом «X» с варьируемым.

Для конфигурации Y X–X Y–Y в эксперименте варьировалось поле 2 и 3 катушек в диапазоне $-8 \div 8$ ампер, а ток 1, 4 и 5 катушек фиксировался в значениях 0, 3.4, 8.5, 15.5, 23 и 30 ампер (рисунок 47, рисунок 48). Таким образом была исследована пробочная конфигурация с различным пробочным отношением и величиной поля под антенной. Для резонансного по плотности плазмы тока распределение поля B_0 на оси источника показано на рисунке 50 с указанием среднего магнитного поля вдоль антенны. Катушки с постоянным током (1, 4, 5) влияют на распределение магнитных силовых линий, распределение поля вдоль источника, а пробочная катушка 1 влияет на величину поля под антенной.

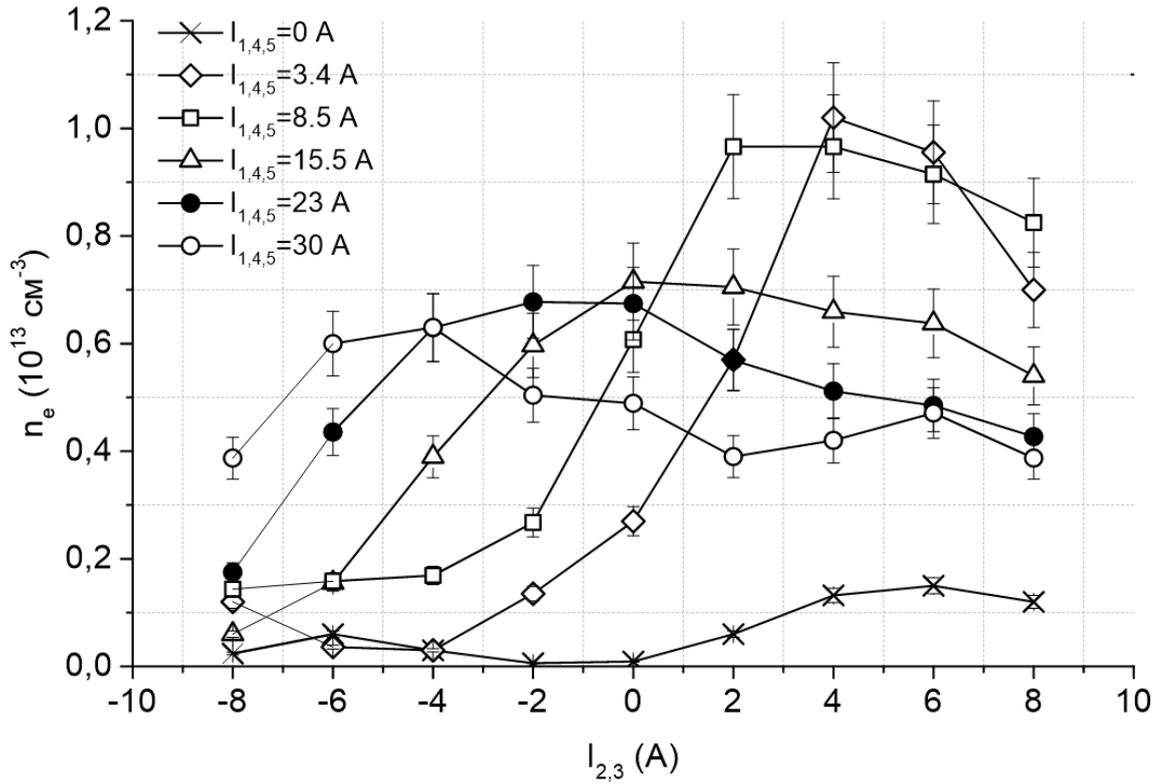


Рисунок 47 — Зависимость n_e от тока в катушках для конфигурации Y X-X Y-Y. $P_{\text{вх}}=15$ кВт, $P_{\text{газ}}=22$ мТорр

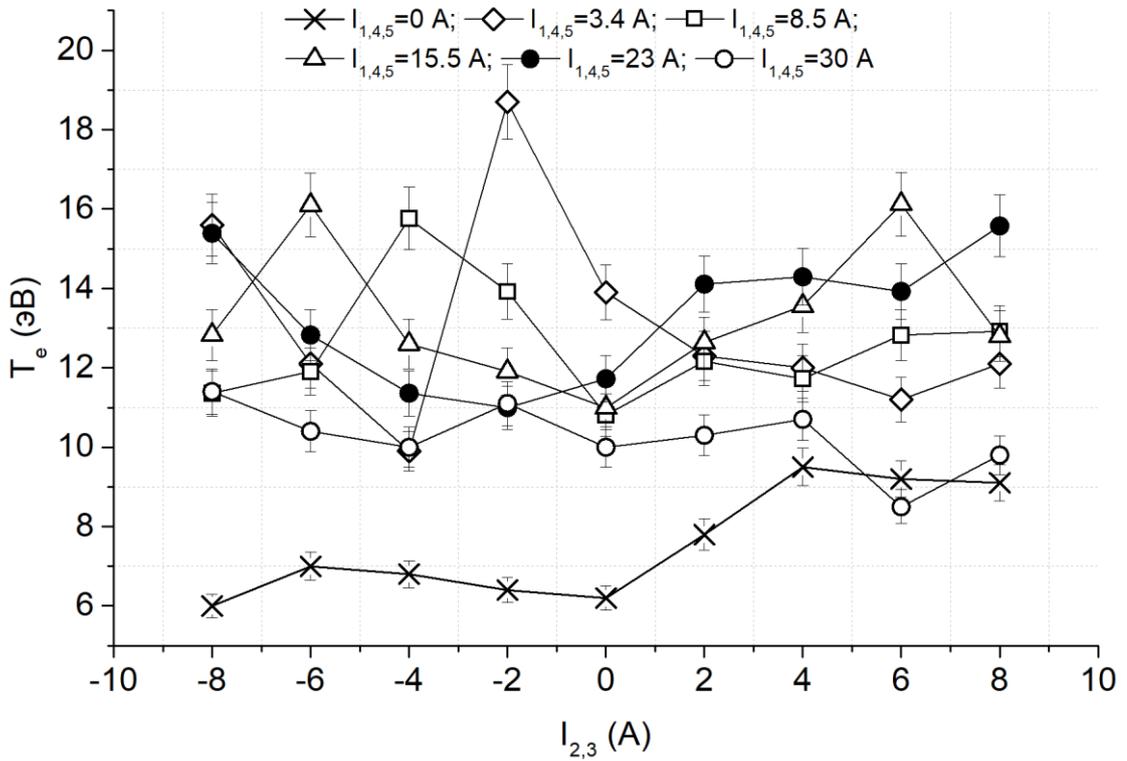


Рисунок 48 — Зависимость T_e от тока в катушках для конфигурации Y X-X Y-Y. $P_{\text{вх}}=15$ кВт, $P_{\text{газ}}=22$ мТорр

Для $I_{1,4,5}=0$ А максимальная плотность достигается при токе $I_{2,3}=6$ А, при этом $n_e=1.5 \cdot 10^{12}$ см⁻³ а среднее магнитное поле под антенной около 105 Гс. Минимальная плотность плазмы ($n_e=0.9 \cdot 10^{11}$ см⁻³) достигается при нулевом токе во всех катушках, что соответствует индукционному типу разряда, для которого характерна более низкая плотность плазмы [89]. При отрицательном токе катушек 2, 3 в направлении зонда распространяется мода $m=-1$, $k_z < 0$, чем можно объяснить схожую зависимость плотности для отрицательного тока, но с меньшей ($n_e=6 \cdot 10^{11}$ см⁻³) амплитудой (раздел 4.1).

При наличии тока в катушках 1, 4, 5 Электронная температура растет монотонно с током катушек 2, 3 в диапазоне 6–9.5 эВ (рисунок 48). С повышением тока катушек 1, 4, 5 оптимальный ток катушек 2, 3 снижается с 4 до -4 ампер, а максимальная плотность на оси падает с 10^{13} см⁻³ для конфигурации 3.4А–4А–4А–3.4А–3.4А. до $0.6 \cdot 10^{13}$ см⁻³ для конфигурации 30А–(-4А) – (-4А) –30А–30А. Электронная температура для ненулевого тока катушек 1, 4, 5 меняется в диапазоне 10–16 эВ для $I_{2,3}>0$, при $I_{2,3}<0$ наблюдаются максимумы с электронной температурой 18.7 эВ, 15.8 эВ и 16.1 эВ для тока 1, 4, 5 катушек 3.4 А, 8.5 А и 15.5 А соответственно. Пробоное отношение 1.4, 1.6, 3, 3.8, 4.2 и 5.3 для $I_{1,4,5}=0$, 3.4, 8.5, 15.5, 23 и 30 А для оптимального по плотности тока катушек 2, 3 соответственно.

На рисунке 49 показаны результаты измерений плотности плазмы методом СВЧ отсечки в центре камеры, описанным в разделе 3.5. Показания плотности по отсечке коррелируют с показаниями зонда для тока $I_{1,4,5}=3.4$ А, 8.5 А 15.5 А, имея схожее распределения и значения плотности в пике, в то время как для $I_{1,4,5}=23$ А, 30 А обладает большей плотностью по сравнению с показаниями зонда, достигающей значений $n_e=1.6 \cdot 10^{13}$ см⁻³ в пике, а для конфигурации 15.5А–Х–Х–15.5А–15.5А наблюдается рост плотности с повышением тока, в отличие от показаний зонда. Для конфигурации 0–Х–Х–0–0 критическая плотность соответствует частоте ниже минимальной частоты генератора, и отсечки не наблюдается. На рисунке 50 показаны конфигурации

магнитного поля с током катушек 2, 3, соответствующем максимальной плотности плазмы, измеренной тройным зондом, для кривых на рисунке 47.

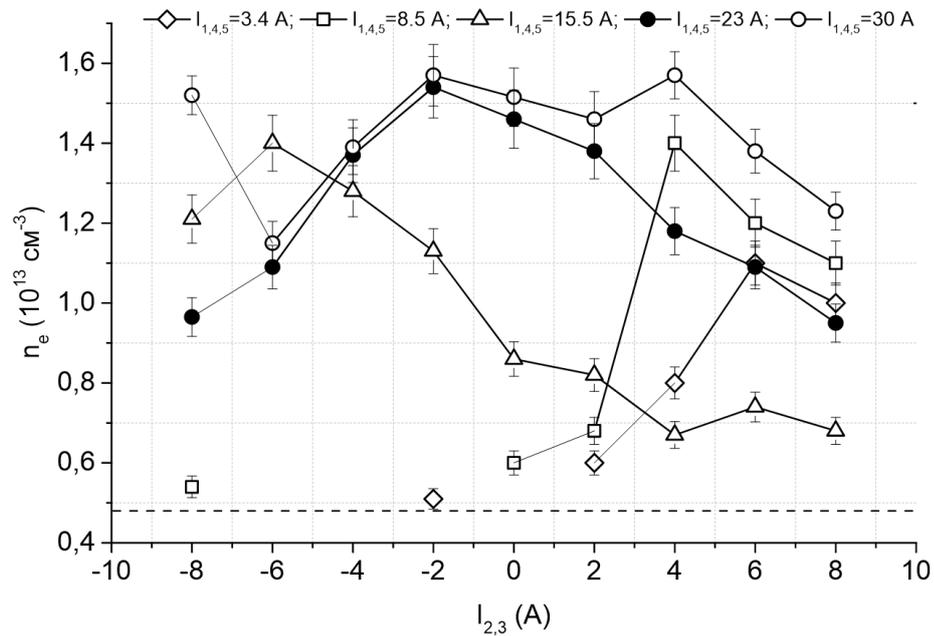


Рисунок 49 — Измерения n_e от тока в катушках для конфигурации $Y-X-X-Y-Y$ СВЧ диагностикой. $P_{вх}=15$ кВт, $P_{газ}=22$ мТорр. Пунктирной линией показана минимальная детектируемая плотность плазмы, соответствующая частоте отсечки 18 ГГц

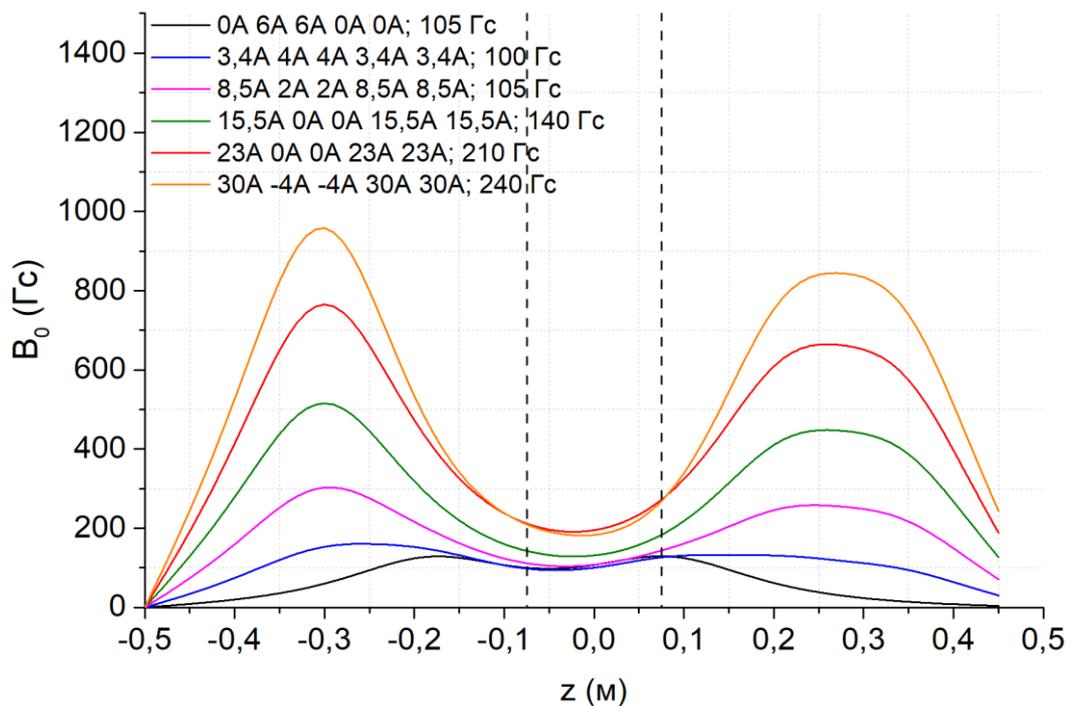


Рисунок 50 — Распределение B_z для конфигурации катушек $Y-X-X-Y-Y$ (пунктиром обозначены края ВЧ антенны)

В случае конфигурации катушек X–X–X Y–Y ток катушек 1, 2, 3 варьировался от -7 до 7 ампер при фиксированном токе катушек 4, 5 (5, 15, 23, 30 ампер), таким образом, в области антенны создавалось сильно неоднородное расходящееся поле с разным наклоном силовых линий и сильным полем в области тройного зонда. Зависимость плотности плазмы от тока катушек 1, 2, 3 показана на рисунке 51. Для слабонеоднородного поля ($I_{4,5}=5$ А) оптимальная конфигурация почти не отличается от исследованной в разделе 4.1 ($I_{1,2,3}=4$ А), однако небольшое ослабление поля приводит к росту плотности на 30% ($n_e=1.7\cdot 10^{13}$ см⁻³).

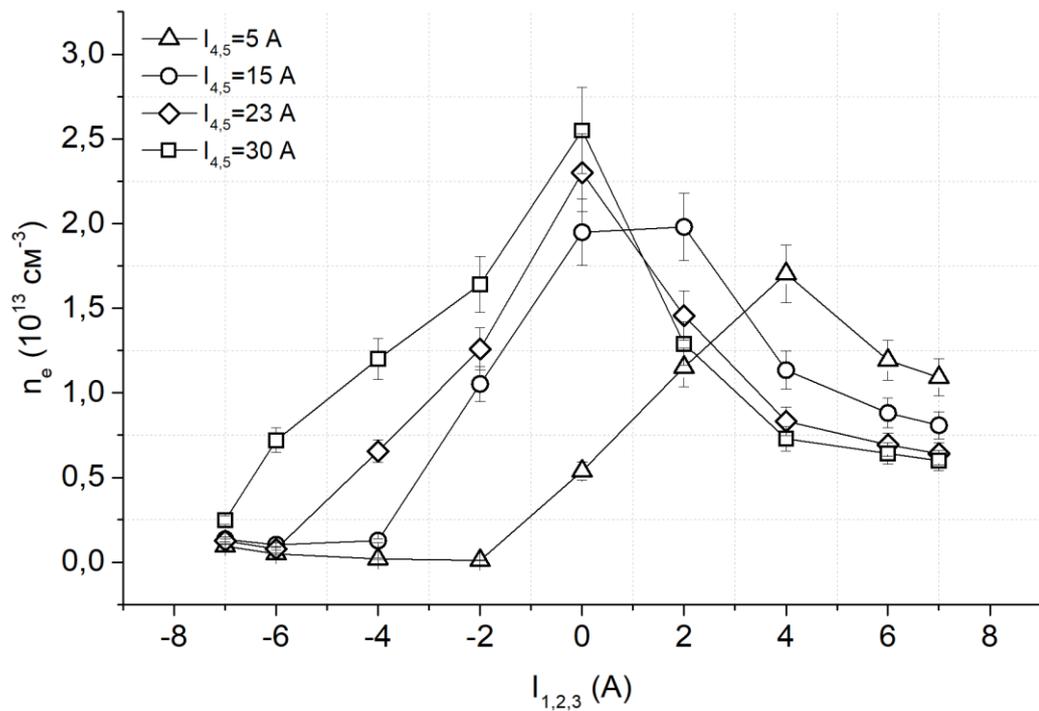


Рисунок 51 — Зависимость n_e от тока в катушках для конфигурации X–X–X Y–Y. $P_{вх}=15$ кВт, $P_{газ}=22$ мТорр

При повышении тока катушек 4, 5 оптимальный ток варьируемых катушек уменьшается, достигая нулевого значения для конфигураций X–X–X–23А–23А и X–X–X–30А–30А с полем под антенной 78 Гс и 100 Гс и плотностью $2.3\cdot 10^{13}$ см⁻³ и $2.6\cdot 10^{13}$ см⁻³ соответственно. При отрицательном токе варьируемых катушек плотность плазмы резко падает, доходя до значений $<10^{12}$ см⁻³. Электронная температура (рисунок 52) в области оптимальной плотности колеблется в диапазоне 9-12 эВ, для тока 4 и 5

катушек 30 А наблюдается резкий пик температуры (19.8 эВ) для $I_{1,2,3}=4$ А, при понижении тока T_e растет для всех распределений.

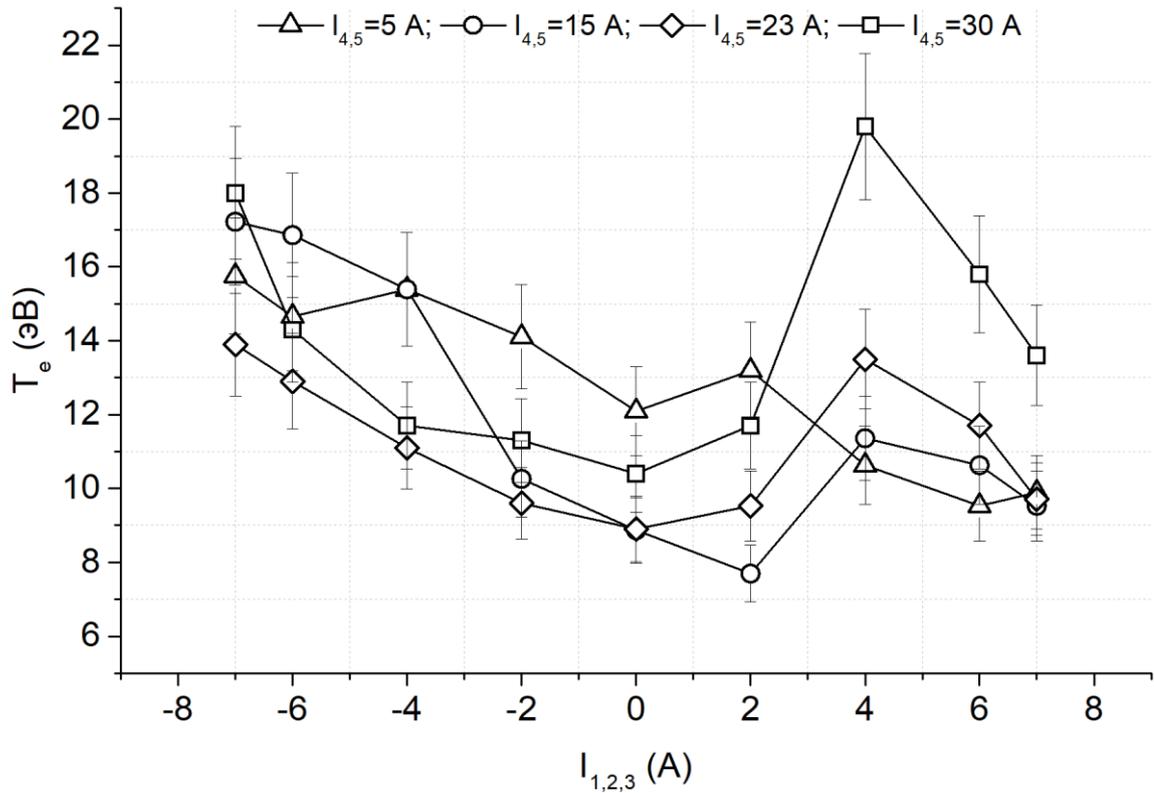


Рисунок 52 — Зависимость T_e от тока в катушках для конфигурации X–X–X Y–Y. $P_{вх}=15$ кВт, $P_{газ}=22$ мТорр

Измерения СВЧ диагностикой для $I_{4,5}=15$ А, 23 А, 30 А коррелируют с измерениями зонда, но с меньшей плотностью плазмы (рисунок 53): $n_e \sim 1.5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ в максимуме, для $I_{4,5}=5$ А плотность по отсечке с большой точностью совпадает с измеренной с зондом, при токе $I_{1,2,3} < 0$ А плотность падает ниже значения $5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, что также совпадает с показаниями тройного зонда.

Оптимальные по плотности плазмы конфигурации магнитного поля показаны на рисунке 54. Поскольку максимальная достигнута для данной геометрии силовых линий плотность соответствует магнитному полю 100 Гаусс (конфигурация 0А—0А—0А—30А—30А), можно сделать вывод о том, что градиент магнитного поля играет существенную роль при генерации геликонного разряда.

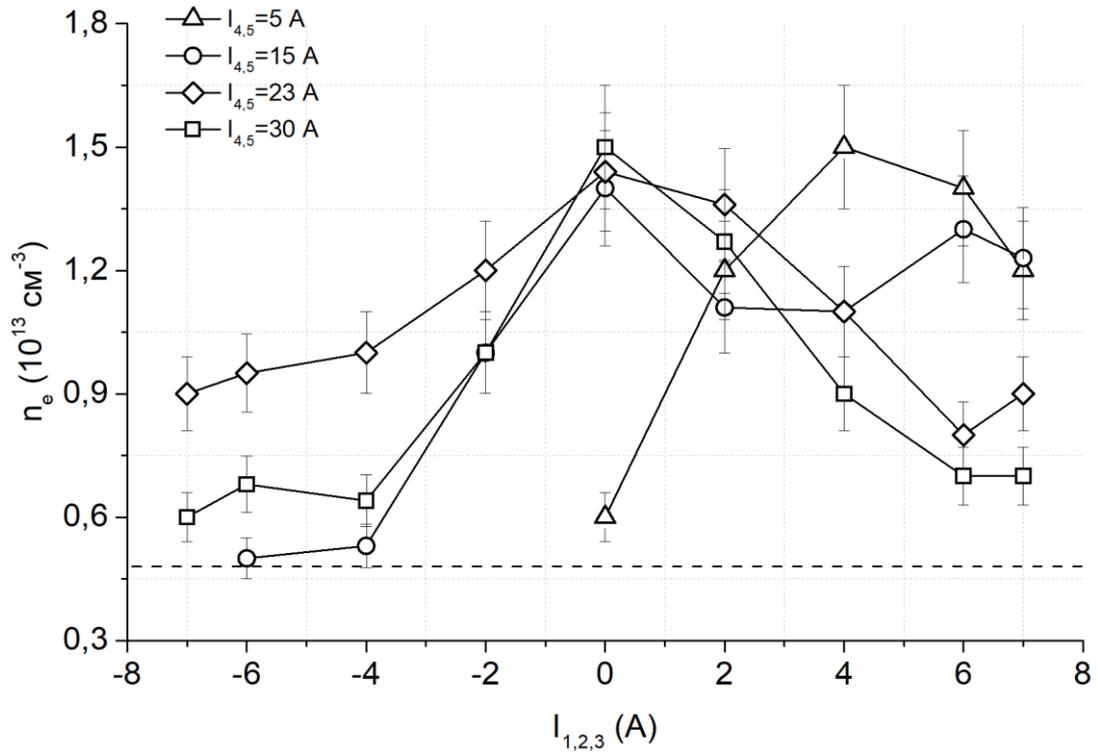


Рисунок 53 — Измерения n_e от тока в катушках для конфигурации X–X–X Y–Y СВЧ диагностикой. $P_{вх}=15$ кВт, $P_{газ}=22$ мТорр

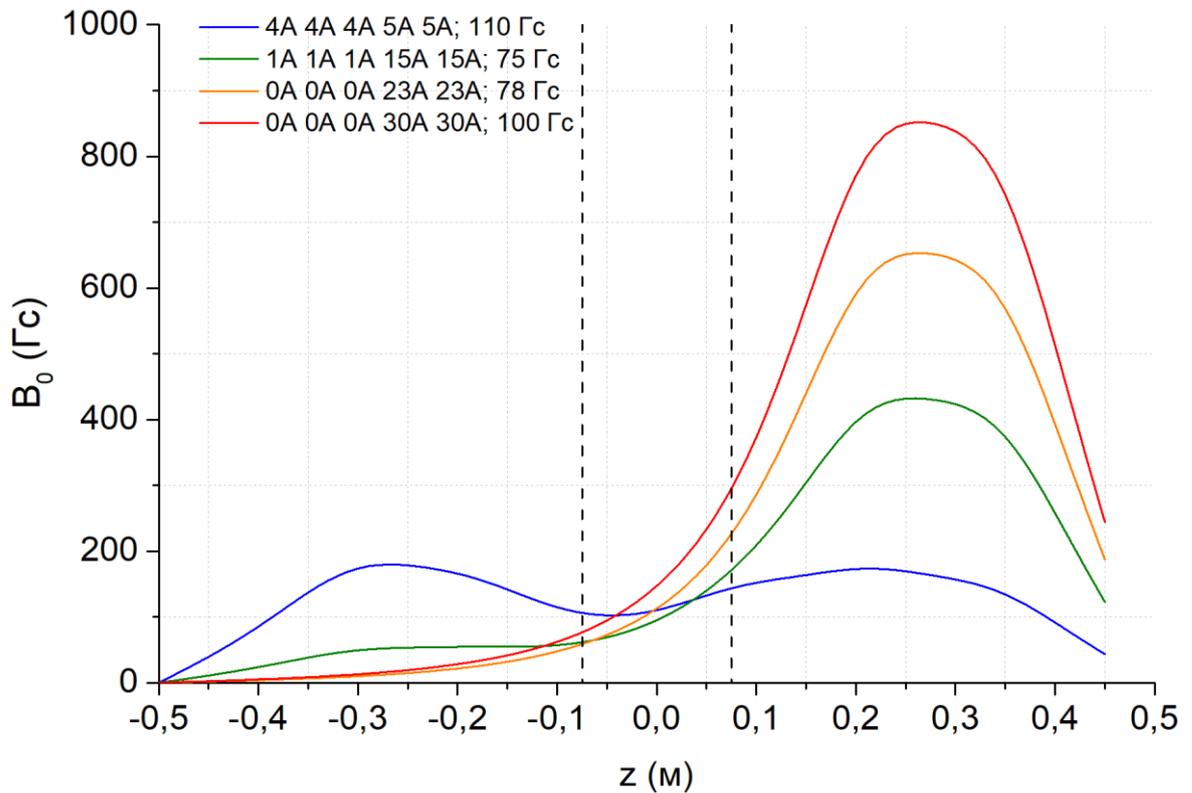


Рисунок 54 — Распределение B_z для конфигурации катушек X–X–X Y–Y

Далее, для конфигурации Y–Y X–X–X ток катушек 3, 4, 5 менялся в диапазоне от -8 до 8 ампер для тока 1 и 2 катушек 5, 15, 23, 30 ампер. Магнитное поле имеет максимум в области расширителя с расходящимися силовыми линиями в области антенны. При $I_{1,2}=5$ А максимальная плотность ($0.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) достигается при нулевом токе 3, 4 и 5 катушек (рисунок 55). С ростом тока Y–Y катушек также растет оптимальный ток X–X–X катушек: для 15А–15А–4А–4А–4А. Максимальная плотность ($1.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) достигается для конфигурации 23А–23А–4А–4А–4А. В отличие от Y–Y X–X–X конфигурации наблюдается рост плотности при уменьшении тока катушек 3, 4, 5: так, для конфигурации 15А–15А–(-8А)–(-8А)–(-8А) плотность достигает значения $1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

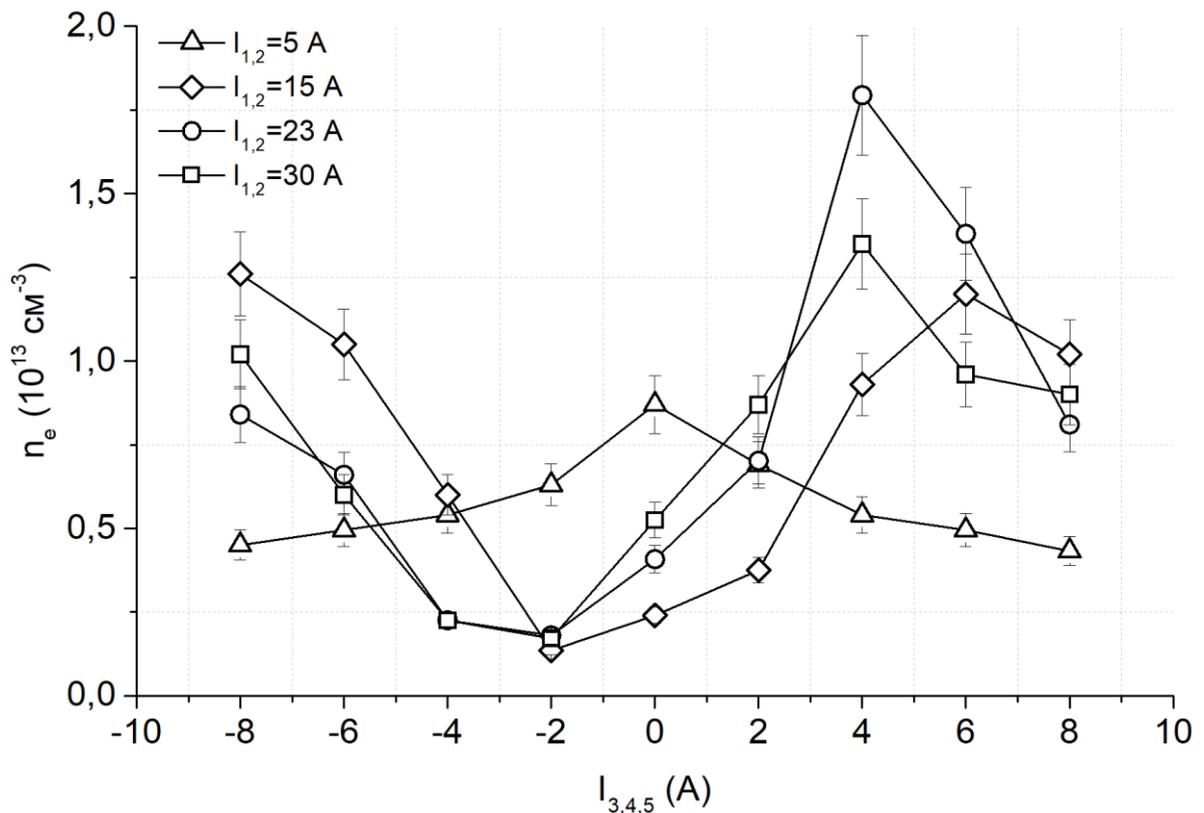


Рисунок 55 — Зависимость n_e от тока в катушках для конфигурации Y–Y X–X. $P_{\text{вх}}=15$ кВт, $P_{\text{газ}}=22$ мТорр

Для данной конфигурации зафиксирована низкая температура электронов $\sim 2\text{--}4$ эВ (рисунок 56). Температура растет при увеличении тока катушек в области тройного зонда, достигая 3–6 эВ для различного тока 1,2 катушек, при

нулевом токе 3, 4, 5 катушек наблюдается минимум температуры, зафиксированный в работе (1.5 эВ для конфигурации 5А–5А–0А–0А–0А).

Для $I_{1,2}=23$ А распределение плотности, измеренной по отсечке сигнала, согласуется с показаниями зонда, давая в пике $n_e=1.4 \cdot 10^{13}$ см⁻³, что близко к результатам зондовой диагностики (рисунок 57). Для $I_{1,2}=5$ А плотность повышается с увеличением тока 3, 4, 5 катушек, а в области нулевого тока плотность существенно ниже аналогичных показаний для зонда ($n_e < 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³). При токе 1, 2 катушек 30 А распределение не совпадает с результатами зондовой диагностики: максимальная плотность наблюдается при $I_{3,4,5} < 0$, в отличие от распределения на рисунке 55, а при $I_{1,2}=15$ А не наблюдается падения плотности в области нулевого тока варьруемых катушек. На рисунке 58 показаны магнитные конфигурации с распределением тока в катушках, соответствующего максимальной плотности плазмы.

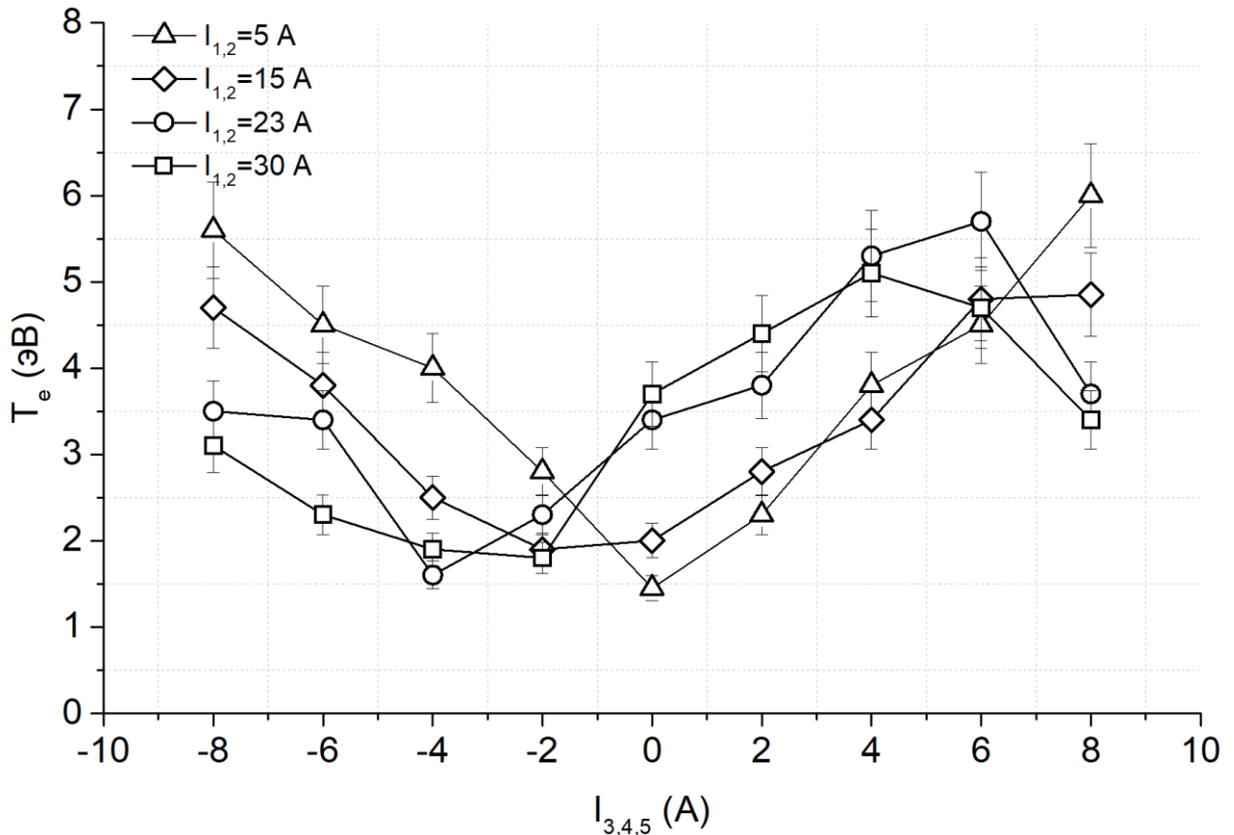


Рисунок 56 — Зависимость T_e от тока в катушках для конфигурации Y–Y X–X. $P_{вх}=15$ кВт, $P_{газ}=22$ мТорр

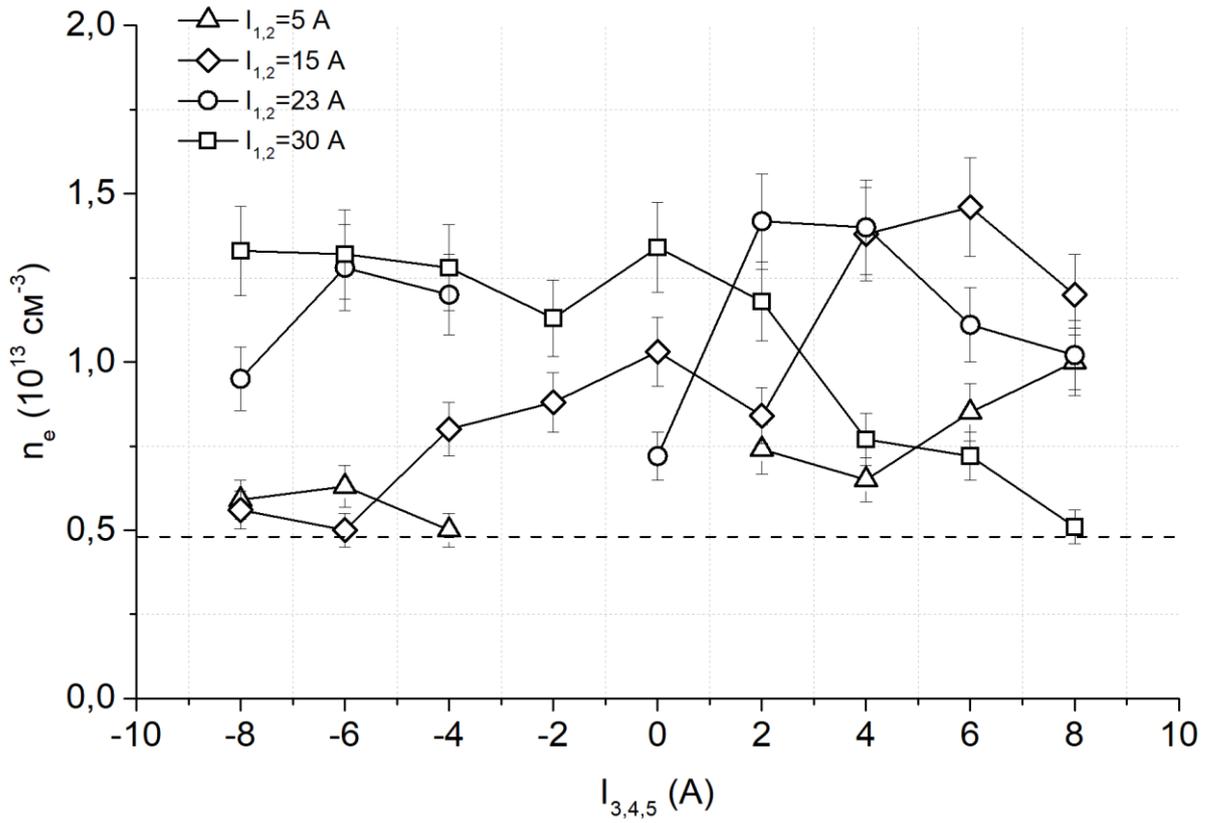


Рисунок 57 — Измерения n_e от тока в катушках для конфигурации Y-Y X-X-X СВЧ диагностикой. $P_{\text{вх}} = 15 \text{ кВт}$, $P_{\text{газ}} = 22 \text{ мТорр}$

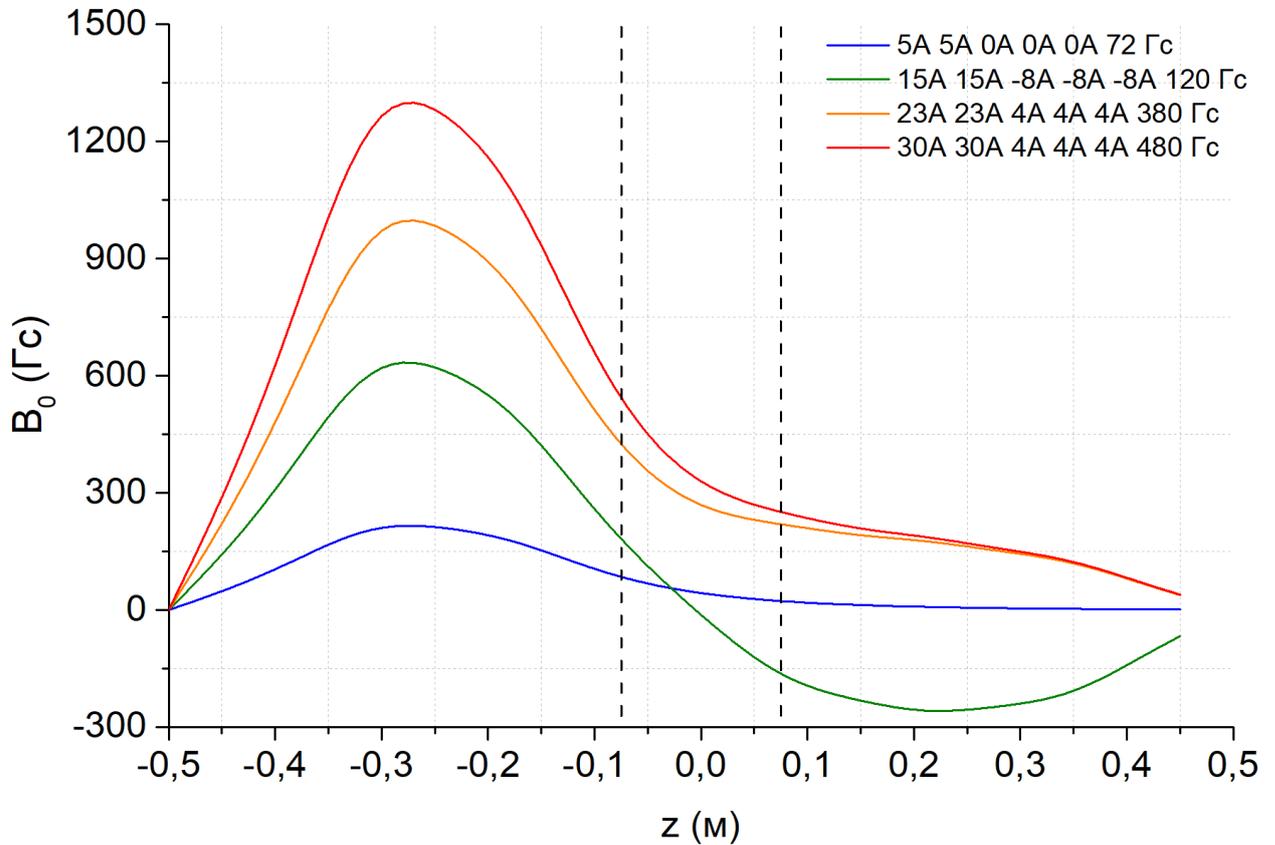


Рисунок 58 — Распределение B_z для конфигурации катушек Y-Y X-X-X

Заключение

В диссертации проведены многочисленные эксперименты на геликонном ВЧ источнике плазмы, нацеленные на выполнение различных задач направления исследований геликонного разряда.

1. В ходе исследования были опробованы различные типы ВЧ антенн для возбуждения плазмы [19]: витковая антенна ($m=0$), Nagoya Type III ($m=\pm 1$) антенна и полуволновая геликонная антенна ($m=\pm 1$). Фазированная антенна геликонного типа показывает существенно более высокую плотность плазмы при равных значениях мощности по сравнению с NIII антенной и особенно с витковой, что также наблюдалось в ряде экспериментов как с однородным магнитным полем [78], так и с неоднородным [23]. Данный факт можно объяснить, ссылаясь на работу Чена [83], где сравнивались антенны с пространственной и временной зависимостью тока антенны, и причиной названо ассиметричное спектральное распределение плотности азимутального тока антенны по k_z для Н-Н антенны по сравнению с NIII, для которой спектр симметричен относительно знака \mathbf{V}_0 и k_z . В результате возбуждение определенной моды волны, соответствующей конкретному полю и волновым числам, происходит более интенсивно, и поглощение ВЧ мощности для геликонной антенны выше, чем для NIII. Для антенн без азимутального члена в экспоненте (витковая, кольцевая антенны) поглощение еще выше, однако в них большая часть мощности расходуется на продольные электрические поля, что в случае с геликонами приводит к слабой связи волна-электрон [83]. Однако, в проведенном эксперименте разница в генерируемой плотности между Н-Н и NIII антеннами была значительно выше, чем в перечисленных экспериментах (в 8 раз по сравнению с 30–40% в других работах).

В случае слабой неоднородности \mathbf{V}_0 в области под антенной (последовательное включение катушек) для витковой антенны нет

выраженной зависимости плотности плазмы по магнитному полю, значение плотности остается относительно постоянным в диапазоне 0–600 Гс, для $m=\pm 1$ антенн имеется выраженная зависимость плотности по магнитному полю. Для НИИ эта зависимость более плавная, плотность спадает на интервале ~ 500 Гс, а для Н-Н антенны имеются более резкие максимумы, в особенности при 15 кВт ВЧ мощности, где плотность спадает в два раза на интервале 50–250 Гс, а резонанс наблюдается в области 200 Гс. При росте мощности резонанс смещается в сторону более слабого магнитного поля на 10-15 Гс, что также наблюдалось в работе [97] с похожей конструкцией источника и неоднородным полем, но без пробочной конфигурации, при этом в данном источнике, как и в работах Мори [81] и Лафлёра [65] характерная величина резонансного поля находилась в диапазоне 30-55 Гс, соответствующих ω_{lh} для аргонной плазмы, что подтверждается как более ранней работой Чена [98], так и более поздними [97], [106], [107]. Для водорода частота нижнегибридного резонанса в 6.5 раз больше, что совпадает с результатами экспериментов, проведенных в разделе 4.1. Поскольку в геликонном источнике расстояние от антенны до проводящей торцевой границы велико (~ 750 мм), пик плотности при низком поле нельзя объяснить интерференцией с отраженной от стенки волной, так как длина продольного затухания волны много меньше [54]. Амплитуда поля вдоль разрядной камеры минимальна под антенной, поэтому эффект нельзя объяснить запирающим полем, соответствующим частоте ниже нижнегибридного резонанса, как это сделал Лафлёр [65]. Так как зоны прозрачности для волн для резонансных по плотности точек находятся в области, где разрешены и геликонные и ТГ-волны, наиболее убедительным объяснением является конверсия геликонных волн в ТГ-волны, как в работе Шамрая [6]. Неясной остается причина обострения резонанса при увеличении ВЧ мощности, поскольку, как показано в работе Чена [55], с ростом плотности профиль плазменной нагрузки уширяется, а поскольку $R_{пл} \propto P_{abs}$, стоило бы ожидать уширения распределения плотности по магнитному полю с ростом ВЧ мощности.

2. Выполнено согласование нагрузки ВЧ генератора плазмы мощностью до 25 кВт с эффективным вводом в разряд энергии до 96%. Для получения данного результата сконструированы и испытаны устройства с разными согласующими схемами. Показано, что Г-схема согласования, состоящая из двух подстроечных конденсаторов, эффективна при ВЧ мощности ниже 5 кВт, при повышении мощности до 15 кВт доля отраженной энергии растет, достигая 20–30%. В случае Г-схемы согласования общая добротность контура обратно пропорциональна растущей нагрузке плазмы, однако остается достаточно высокой, что усложняет согласование, особенно в случаях флуктуаций плотности, и резких скачков нагрузки при смене внешних параметров источника (B_0 , $p_{\text{газ}}$, $P_{\text{вх}}$), которые наблюдались в этой и других работах по тематике геликонов [18], [89], [92], [93], [94], [95], [96]. П-схема согласования, обладая низкой добротностью, позволяет производить подстройку в широком диапазоне значений магнитного поля и давления нейтрального газа без дополнительной подстройки согласующего контура с долей отраженной мощности ниже 5% вплоть до максимальной номинальной мощности генератора (25 кВт).

Коэффициент передачи мощности, определенный в разделе 4.2, остается высоким (80-90%) в пределах оптимального по плотности плазмы магнитного поля, будучи пропорциональным нагрузке плазмы, при этом наблюдаются резкие скачки нагрузки в области оптимального поля, которые можно соотнести с численными оценками в работе [96] для соответствующей антенны и поляризации волны. Данные оценки показывают резкие скачки плотности плазмы для определенных геометрии антенны, ее положения, напуска газа, геометрии и амплитуды B_0 , а в диссертации К. П. Шамрая [6] эти эффекты разобраны более подробно.

3. Исследованы различные конфигурации магнитного поля источника и их влияние на генерацию плазмы. Показано, что для большинства конфигураций тока катушек максимальная плотность под антенной ниже на 30-40% плотности, измеренной зондом на расстоянии от антенны, что неоднократно

было продемонстрировано в других работах, связанных с геликонными источниками, например, в работах Чена [54], [83] и Лафлёра [65]. Изученная в разделе 4.1 конфигурация с последовательным соединением катушек магнитного поля и слабонеоднородным полем с небольшим градиентом в области ВЧ антенны показала возможность получения высоких значений плотности вплоть до $1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, при этом при варьировании тока катушек возле антенны наблюдается значительное изменение величины плотности при постоянном магнитном поле, соответствующем оптимальным значениям, представленным в разделе 4.1 (около 130-140 Гс), но различном градиенте поля (наклоне силовых линий). Для конфигурации X–X–X Y–Y обнаружена наибольшая плотность плазмы ($2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), при этом оптимальный ток катушек соответствует магнитному полю под антенной 80–100 Гс. Данный факт позволяет сделать вывод о том, что помимо величины поля, важную роль в генерации плазмы играет также наклон силовых линий, с увеличением которого также значительно растет плотность плазмы. Данное наблюдение подтверждается на примере конфигурации Y–Y X–X–X, где достигается плотность плазмы, сравнимая с полученной в разделе 4.1, но с существенно большим полем и наклоном силовых линий в области антенны.

Резкое понижение плотности плазмы для некоторых конфигураций можно объяснить условиями распространения геликонных и ТГ-волн в разряде, подробно рассмотренными в разделах 2.1, 4.1. Например, для пробочной конфигурации резкое падение плотности плазмы (рисунок 49) соответствует конфигурациям, с магнитным полем < 50 Гаусс, что делает невозможным распространение плазмы выше $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (рисунок 8). В случае конфигурации Y–Y X–X–X при отрицательных значениях тока варьлируемых катушек возникают точки с нулевым магнитным полем. Поскольку в случае частоты возбуждения антенны 13.56 МГц условие распространения геликонов $\omega < \omega_{ce}$ выполняется при $B_0 > 4.8$ Гс, под антенной возникают области, в которых геликонная волна не может распространяться, чем можно объяснить

низкую плотность плазмы при токах катушек 3, 4, 5 в диапазоне -4—2 ампера на рисунке 55. Эти результаты позволяют сделать вывод о том, что конфигурации типа касп с магнитным полем, меняющим знак, могут быть эффективны только в случае расположения точки нулевого поля вне зоны генерации волн (область под ВЧ антенной), что было продемонстрировано автором в экспериментах с антенной NAGOYA Type III в работе [17].

Шамрай К. П. в работе [6] объяснял увеличение плотности плазмы в наклонном магнитном поле тем, что при увеличении угла наклона магнитного поля роль ТГ-волн в переносе потока энергии падает, основной поток переносится геликонными и промежуточными волнами (см. работу Котельникова [80]). При этом поток энергии распространяется не в обе стороны вдоль z , а вдоль магнитных силовых линий, в сторону их схождения к оси. Этим можно объяснить разницу в полученной плотности между конфигурациями Y-Y X-X-X (схождение силовых линий в сторону расширительного объема) и X-X-X Y-Y (схождение силовых линий в сторону тройного зонда), поскольку для последней была зафиксирована плотность плазмы выше на 40%. Другой причиной Шамрай К. П. называет изменение области локализации электронного нагрева. Продольная и поперечные компоненты коэффициента электронной теплопроводности соответственно:

$$\chi_{\parallel} \sim \nu_e l_e^2, \quad (60)$$

$$\chi_{\perp} \sim \nu_e \rho_e^2, \quad (61)$$

где l_e — длина свободного пробега электрона (~ 1 см), ρ_e — электронный гирорадиус (~ 1 мм). Таким образом, электронный нагрев поперек силовых линий происходит медленнее, чем нагрев вдоль, соответственно, нагрев электронной компоненты в центре плазмы в неоднородном поле происходит интенсивнее за счет сходящихся силовых линий, чем в однородном поле. Этим объясняется повышение электронной температуры на 3—5 эВ на оси источника для конфигураций с расходящимся полем (рисунки 52, 56).

Благодарности

Автор благодарит за научное руководство и помощь в проведении исследования своего научного руководителя, кандидат физ.-мат. наук Шиховцева Игоря Владимировича, заведующего лабораторией 9-0 Иванова Александра Александровича за идею и руководство проектом разработки и создания геликонного источника плазмы, Мишагина Валерия Викторовича за проектирование экспериментального стенда, Давыденко Владимира Ивановича за обсуждение и постановку целей исследования, лаборантов лаборатории 9-0 за помощь в работе на установке, в особенности Чеснокова Александра за разработку и тестирование различных диагностик и помощь в проведении экспериментов и Новосельцева Александра Геннадьевича за монтаж и сборку экспериментального стенда, за помощь в разработке диагностики плазмы по отсечке Бурмасова Виктора Степановича, Аркадия Кретера за кураторство проекта геликонного источника, Рената Воскобойникова за обслуживание питания установки и ценные советы по радиоэлектронике. Большую благодарность автор выражает Алексенко Олегу и Виталию Викторовичу Возному за обсуждение теоретических аспектов физики геликонного разряда, а также Владимира Федоровича Вирко за консультации по разработке зондовых диагностик. Также хочется выразить благодарность Приходько Вадиму Вадимовичу, Иванову Александру Александровичу и Котельникову Игорю Александровичу за продуктивную критику диссертации. Особую благодарность хочется выразить Бобровниковой Ольге Николаевне за помощь при оформлении диссертации.

Список формул и сокращений

$\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 \approx \omega_{pe}^2$ — плазменная частота;

$\omega_{ps} = \sqrt{\frac{4\pi e_s^2 n_s}{m_s}}$ — плазменная частота частиц сорта s ;

$\omega_{ce} = -\Omega_e = \frac{|q_e|B}{m_e c}$ — электронная циклотронная частота;

$\omega_{ci} = \Omega_i = \frac{q_i B}{m_i c}$ — ионная циклотронная частота

$\omega_{LH} = \sqrt{\omega_{ci} \omega_{ce}}$ — частота нижнегибридного резонанса;

$\vartheta = \vartheta_{ei} + \vartheta_{en}$ — частота электрон-ионных и электрон-нейтральных столкновений;

P_{abs} — мощность поглощения в разряде;

T_e — электронная температура плазмы (эВ);

n_e — электронная плотность плазмы (см^{-3});

d_A — длина антенны (см);

R — радиус плазменной камеры (см);

$k = 1.38 \times 10^{-16}$ Эрг/К — постоянная Больцмана;

r_0 — радиус плазменного цилиндра;

\vec{I} — единичный тензор;

ТГ — волны — волны Трайвеллписа-Гоулда;

Н — волны — геликонные волны;

ВЧ — высокочастотный;

Н-Н — полуволновая геликонная антенна.

Список литературы

1. Lawson, J. D. Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor / J. D. Lawson. — Текст : электронный // Proc. Phys. Soc. Sec. B — 1957. — Vol. 70(6). — No. 1. — URL: <https://doi.org/10.1088/0370-1301/70/1/303>.
2. Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors / G. Federici, C.H. Skinner, J.N. Brooks [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 2001. — Vol. 41. — P. 1967–2137.
3. A. Linear Plasma Device PSI-2 for Plasma-Material Interaction Studies / A. Kreter, C. Brandt, A. Huber [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Sci. Technol. — 2015. — Vol. 68(8). — P. 8-14. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST14-906>.
4. Chen, F.F. Helicon Plasma Sources / F. F. Chen. — Текст : электронный // High Density Plasma Sources. — 1994. — Chap. 1. — P. 1506.
5. Balkey, M. M. Optimization of a helicon plasma source for maximum density with minimal ion heating / Graduate Theses of PhD Dissertations; West Virginia University, 2000. — 127 p. — Текст : электронный.
6. Шамрай, К. П. Теория поглощения высокочастотной мощности в геликонной плазме : 01.04.08 – «Физика плазмы» : диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук / Шамрай Константин Павлович ; Киевский Институт физики НАН Украины. — Киев, 2007 г. — 347 с. — Текст : электронный.
7. Shinohara, S. Helicon high-density plasma sources: physics and applications / S. Shinohara. — Текст : электронный // Advances in Physics: X. — 2018. — Vol. 3. — No. 1. — P. 186–220. — URL: <https://doi.org/10.1080/23746149.2017.1420424>.
8. High efficiency helicon plasma source for PMI studies / A. Ivanov, V. I. Davydenko, I. A. Kotelnikov [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Sci. Technol. — 2013. — Vol. 63. — P. 217-221.
9. Chen, F. F. Experiments on helicon plasma sources / F. F. Chen. — Текст : электронный // Journal of Vacuum Science & Technology. — 1992. — Vol. 10. — No. 4. — P.1389–1401.
10. Helicon experiments and simulations in nonuniform magnetic field configurations / X. M. Guo, J. Scharer, Y. Mouzouris, L. Louis. — Текст :

электронный // *Physics of Plasmas*. — 1999. — Vol. 6. — No. 8.— P. 3400—3407.

11. Wave phenomena, hot electrons, and enhanced plasma production in a helicon discharge in a converging magnetic field / V. F. Virko, K. P. Shamrai, Y. V. Virko, G. S. Kirichenko. — Текст : электронный // *Phys. Plasmas*. — 2004. — Vol. 11. — P. 3888.

12. High density hydrogen helicon plasma in a non-uniform magnetic field / Y. Mori, H. Nakashima, W. F. Baity [et al.]. — Текст : электронный // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 2004. — Vol. 13. P. 424-435. — URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0963-0252/13/3/009>.

13. PISCES-RF: a liquid-cooled high-power steady-state helicon plasma device / S. C. Thakur, M. J. Simmonds, J. F. Caneses [et al.]. — Текст : электронный // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 2021. — Vol. 30. — No. 5. — P. 055014.

14. Газодинамическая ловушка: результаты исследований и перспективы / А.А. Иванов, В.В. Приходько. — Текст : электронный // *УФН*. — 2017. — Т. 187. — С. 547—574. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.09.037967>.

15. RF discharge-based plasma emitter / A. A. Ivanov, I. V. Shikhovtsev, A. A. Podyminogin, I. I. Averbukh [et al.]. — Текст : электронный // *Plasma Phys. Rep.* — 2002. — Vol. 28. — P. 196—203.

16. Material testing facilities and programs for plasma-facing component testing C. Linsmeier, B. Unterberg, J.W. Coenen, R.P. Doerner [et al.]. — Текст : электронный // *Nucl. Fusion*. — 2017. — Vol. 57.— P. 092012.

17. Studies of the Helicon Plasma Source with Inhomogeneous Magnetic Field / I. V. Shikhovtsev, V. I. Davydenko, A.A.Ivanov [et al.]. — Текст : электронный // *AIP Conference Proceedings (Novosibirsk, Russia, August 2016)*. — 2016. — Vol. 1771. — P. 070006-1–070006-4. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.4964230>. – Дата публикации: 11.10.2016.

18. Optimization of power matching and transfer in the helicon plasma discharge / E. I. Kuzmin, I. D. Maslakov, A. V. Chesnokov, I. V. Shikhovtsev. — Текст : электронный // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2021. — Vol. 2055(1). – URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/2055/1/012010>. – Дата публикации: 27.10.2021.

19. High-Density Helicon Plasma Source for Linear Plasma Generators / E. I. Kuzmin, I. V. Shikhovtsev. — Текст : электронный // *Plasma Physics Reports* — 2021. — Vol. 47(6). — P. 526-535. – URL:

<https://link.springer.com/article/10.1134/S1063780X21060118> – Дата публикации: 17.06.2021.

20. Conceptual design of the ALIANCE-T mirror experiment / D. Yakovlev, Z. Chen, P. Bagryansky, A. Bragin [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Fusion. — 2022. — Vol. 62. — P. 076017.

21. Кузьмин, Е. И. Разработка стационарного ВЧ источника плазмы высокой плотности: специальность 1.3.9 «Физика плазмы»: научно-квалификационная работа аспиранта / Кузьмин Евгений Игоревич; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера. – Новосибирск, 2022. – 86 с. – Текст : непосредственный.

22. Chen, F. F. Plasma ionization by helicon waves / F. F. Chen. — Текст : электронный // Plasma Phys. Control. Fusion. — 1991. — Vol. 33. — P. 339.

23. Volume and surface rf power absorption in a helicon plasma source / K. P. Shamrai, V. B. Taranov. — Текст : электронный // Plasma Sources Sci. Technol. — 1996. — Vol. 5. — P. 474.

24. Helicons-The Early Years / R. W. Boswell, F. F. Chen. — Текст : электронный // IEEE Transaction on Plasma Science. — 1997.— Vol. 25. — No. 6. — P. 1229—1244.

25. Barkhausen, H. Whistling tones from the earth / H. Barkhausen. — Текст : электронный // Proc. I.R.E. — 1930. — Vol. 18. — P. 1155 - 1159.

26. Appleton, E. V. Wireless studies of the ionosphere / E. V. Appleton. — Текст : электронный // J. Instr. Elec. Engrs. —1932. — Vol. 71. — P. 642.

27. Hartree, D. R. The propagation of electromagnetic waves in a refracting medium in a magnetic field / D. R. Hartree. — Текст : электронный // Proc. Cambridge Phil. Soc. — 1931. — Vol. 27. — P. 143.

28. Booker, H. G. Propagation of wave-packets incident obliquely upon a stratified double refracting ionosphere / H. G. Booker. — Текст : электронный // Philos. Trans. R. Soc. London Math. Phys. Sci. — 1938.— Vol. 237(A). — P. 411.

29. An experimental study of helicon wave propagation in a gaseous plasma / J. A. Lehane, P. C. Thonemann. — Текст : электронный // Proc. Phys. Soc. — 1965. — Vol. 85. — P. 301.

30. Aigrain, P. Les ‘helicons’ dans les semiconducteurs / P. Airgrain. — Текст : электронный // Proc. Intl. Conf. on Semiconductor Physics. — 1960. —P. 224.

31. Woods, L. / L. Woods. —Текст : электронный // J. Fluid Mech. —1962. — Vol. 13. — P. 570.

32. Woods, L. / L. Woods. —Текст : электронный // J. Fluid Mech. —1964. — Vol. 18. — P. 401.

33. Электромагнитные волны в плазме, находящейся в магнитном поле / Я. Б. Файнберг, М. Ф. Горбатенко. — Текст : электронный // ЖТФ. — 1959. — Т. 29. — №5. — С. 549—562.
34. Legendy, C. R. Macroscopic Theory of Helicons / C. R. Legendy. — Текст : электронный // Phys. Rev. — 1964. — Vol. — 135. — P. 1713.
35. Legendy, C. R. Existence of Proper Modes of Helicon Oscillations / C. R. Legendy. — Текст : электронный // J. Math. Phys. — 1965. — Vol. 6. — P. 153.
36. Propagation of helicon waves in a non-uniform plasma / H. A. Blevens, P. J. Christiansen. — Текст : электронный // Aust. J. Phys. — 1966. — Vol. 19.— P. 501.
37. Helicon plasma discharge with non-uniform profile / H. A. Blevens, P. J. Christiansen. — Текст : электронный // Plasma Phys. — 1968. — Vol.10. — P. 799.
38. Theory of non-uniform helicon discharge / H. A. Blevens, P. J. Christiansen, B. Davies. — Текст : электронный // Phys. Rev.Lett. A. — 1968. — Vol. 8. — P. 230.
39. The dispersion and attenuation of helicon waves in a cylindrical plasma-filled wave-guide / R. L. Ferrari, J. P. Klozenberg. — Текст : электронный // J. Plasma Phys. — 1968. — Vol. 2. — P. 283.
40. Helicon waves in a gaseous plasma / B. J. Davies, P. J. Christiansen. — Текст : электронный // Plasma Phys. — 1969. — Vol. 11. — P. 987.
41. Shoucri, M. M. Helicon waves in cylindrical plasma columns / M. M. Shoucri. — Текст : электронный // Plasma Phys. — 1969. — Vol. 11. — P. 1017.
42. The dispersion and attenuation of helicon waves in a uniform cylindrical plasma / J. P. Klozenberg, B. McNamara, P. C. Thonemann. — Текст : электронный // Fluid Mech. — 1965. — Vol. 21. part 3. — P. 545—563.
43. Boswell, R. W. Plasma production using a standing helicon wave / R. W. Boswell. — Текст : электронный // Phys. Lett. A— 1970. — Vol. 33.— P. 457.
- 44 Observation of parametric instabilities in lower-hybrid radio-frequency heating of tokamaks / M. Porkolab, S. Bernabei, W. M. Hooke, R. W. Motley. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 1977. — Vol. 38. — No. 5. — P. 230.
- 45 Boswell, R. W. Dependence of helicon wave radial structure on electron inertia /R. W. Boswell. — Текст : электронный // Australian Journal of Physics. — 1972. — Vol. 25. — No. 4. — P. 403.

46. Boswell, R. W., "Very efficient plasma generation by whistler waves near the lower hybrid frequency / R. W. Boswell. — Текст : электронный // Plasma Phys. Control Fusion. — 1984. — Vol. 26. — P. 1147.
47. Large volume, high density RF inductively coupled plasma / R. W. Boswell, R. K. Porteous. — Текст : электронный // Appl. Phys. Lett. — 1987. — vol. 50, p. 1130, 1987.
48. Wave phenomena preceding and during a beam-plasma discharge / R. W. Boswell, I. J. Morey, R. K. Porteous. — Текст : электронный // J. Geophys. Res. — 1989. — Vol. 94. — No. A3. — P. 2654.
49. Electron beam pulses produced by helicon-wave excitation / A. R. Ellingboe, R. W. Boswell, J. P. Booth, N. Sadeghi. — Текст : электронный // Phys. Plasmas. — 1995. — Vol. 2. — No. 6. — P. 1807.
50. Capacitive, inductive, and helicon-wave modes of operation of a helicon plasma source / A. R. Ellingboe, R. W. Boswell. — Текст : электронный // Phys. Plasmas. — 1996. — Vol. 3. — No. 7. — P. 2797.
51. Ar II laser generated by Landau damping of whistler waves at the lower hybrid frequency / P. Zhu, R. W. Boswell. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett., vol.63, no.26, P. 2805, 1989.
52. A new argon-ion laser based on an electrodeless plasma / P. Zhu and R. W. Boswell. — Текст : электронный // J. Appl. Physics. — 1990. — Vol. 68. — No. 5. — P. 1981.
53. Observation of nonthermal electron tails in an RF excited argon magnetoplasma / P. Zhu, R. W. Boswell— Текст : электронный // Phys. Fluids B. — 1991. — Vol. 3. — No. 4. — P. 869.
54. Axial propagation of helicon waves / M. Light, I. D. Sudit, F. F. Chen, D. Arnush. — Текст : электронный // Phys. Plasmas. — 1995. — Vol. 2(II). — P. 1070.
55. Chen, F. F. Helicon discharges and sources: a review / F. F. Chen. — Текст : электронный // Plasma Sources Sci. Technol. — 2015. — Vol. 24. — P. 014001.
56. Boswell, R. W. Characteristics of a large volume, helicon plasma source / R. W. Boswell. — Текст : электронный // Plasma Phys. Control. Fusion. — 1984. — Vol. 26. — P. 1147.
57. A high power, high-density helicon discharge for the plasma wakefield accelerator experiment AWAKE / B. Buttenschön, N. Fahrenkamp, O. Grulke. — Текст : электронный // Plasma Phys. Control. Fusion. — 2018. — Vol. 60. — No. 7. — P. 075005.

58. Goulding R. Initial operation of the ORNL high flux helicon plasma source for PMI research / Goulding. R. — Текст : электронный // VLT Conference Call. — 2010.
59. Helicon normal modes in Proto-MPEX / P. A. Piotrowicz, J. F. Caneses, D. L. Green, R. H. Goulding [et al.]. — Текст : электронный // Plasma Sources Sci. Technol. — 2018. — Vol. 27. — P. 055016.
60. Rapp, J. Latest Results from Proto-MPEX and the Future Plans for MPEX / J. Rapp. — Текст : электронный // Journal Fusion Science and Technology. — 2019. — Vol. 75. — Iss. 7. — URL: <https://doi.org/10.1080/15361055.2019.1610315>.
61. Helicon antenna radiation patterns in a high-density hydrogen linear plasma device / J. F. Caneses, B. D. Blackwell, P. Piotrowicz. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2017. — Vol. 24. — P. 113513. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5000848>.
62. Wave modeling in a cylindrical non-uniform helicon discharge / L. Chang, J. F. Caneses, B. D. Blackwell, C. S. Corr [et al.]. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2012. — Vol. 19(8). — P. 083511. — URL: DOI:10.1063/1.4748874.
63. Design and characterization of the Magnetized Plasma Interaction Experiment (MAGPIE): a new source for plasma–material interaction studies / B. D. Blackwell, J. F. Caneses, C. Corr [et al.]. — Текст : электронный // Plasma Sources Sci. Technol. — 2012. Vol. 21. — P. 055033.— URL: doi:10.1088/0963-0252/21/5/055033.
64. VASIMR VX-CR Experiment: Status, Diagnostics and Plasma Plume Characterization / J. Nieto, J. Valle, C. Martinez, A. Rivera [et al.]. — Текст : электронный // 33rd International Electric Propulsion Conference (Washington, D.C., USA). — 2013.
65. Lafleur, T. A. Helicon Wave Propagation in Low Diverging Magnetic Fields / Graduate Theses of PhD Dissertations ; The Australian National University, 2011. — 241 p. — Текст : электронный.
66. M. A. Lieberman. Principles of plasma discharges and materials processing/ M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg // Second Edition. Published by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. — 2001.
67. Generalized theory of helicon waves. I. Normal modes / F. Chen, D. Arnush. — Текст : электронный. // Physics of Plasmas. — 1997. — Vol. 4. — P. 3411.
68. F. F. Chen. Lecture Notes on PRINCIPLES OF PLASMA PROCESSING // Electrical Engineering Department Chemical Engineering Department University of California, Los Angeles. — 2010.

69. F. F. Chen. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion / F. F. Chen/ — Текст : электронный // Electrical Engineering University of California at Los Angeles Los Angeles, CA, USA 2016
70. Райзер Ю. П.. Физика газового разряда / Изд. 2-ое, доп. и перераб. — Текст : непосредственный // Ю. П. Райзер — М.: Наука. — 1992. — 536 стр.
71. Radio frequency matching for helicon plasma sources / Rayner J. P., Cheetham A. D., French G. N. — Текст : электронный // J. Vac. Sci. Technol. A. — 1996. — Vol. 14. — P. 2048.
72. Экспериментальные методы диагностики плазмы / Давыденко В. И., Иванов А. А., Вайсен Г. // Лекции для студентов физического факультета. часть 1 — 1999. — Новосибирск, НГУ. — 148 с.
73. Диагностический комплекс установки ГДЛ для изучения нагрева плазмы при инжекции мощных атомарных пучков [Препринт] / П. А. Багрянский [и др.]. — Новосибирск : ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН. — 1993. — 44 с.
74. В. Е. Голант. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы / В. Е. Голант — Москва: Наука. — 1968. — 327 с.
75. Voznyi, V. Power Transfer Efficiency in The Inductive RF Ion Source / V. Voznyi. — Текст : электронный // J. Nano-Electron. Phys. — 2010. — Vol. 2. — No. 2. — P. 75-82.
76. A simple analysis of an inductive RF discharge / Piejak R. B., Godyak V. A., Alexandrovich B. M. — Текст : электронный // 1992 Plasma Sources Sci. — 1992. — Т. 1. — P. 179.
77. Electron energy distribution function measurements and plasma parameters in inductively coupled argon plasma / Piejak R. B., Godyak V. A., Alexandrovich B. M. — Текст : электронный // Plasma Sources Sci. — 1994. — Т. 3. — P. 169.
78. Blackwell D. D., Chen F. F. // Plasma Sources Sci. Technol. 1997. V. 6. P. 569.
79. Arnush D., Chen F. F. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P.1239. DOI: 10.1063/1.872782.
80. Kotelnikov I. A. On the density limit in the helicon plasma sources / I. A. Kotelnikov. — Текст : электронный // Phys. Plasmas. — 2014. — V. 21. — P. 122101. — URL: DOI: 10.1063/1.4903329.
81. Focusing magnetic field contribution for helicon plasma on Mini-RFTF / Y. Mori., H. Nakashima, F. W. Baity, R. H. Goulding [et al.]. — Текст : электронный // Thin Solid Films. — 2006. — Vol. 506. — P. 583. — URL: DOI: 10.1016/j.tsf.2005.08.063.

82. Cho, S. The dependence of the plasma density on the magnetic field and power absorption in helicon discharges / S. Cho. — Текст : электронный // *Phys. Letters A.* — 1996. — Vol. 216. — Is. 1-5. — P. 137-141.
83. Helicon wave excitation with rotating antenna fields / Miljak D.G., Chen F. F. — Текст : электронный // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 1998. — Vol. 7. — P. 61.
84. *Physics of Radio-Frequency Plasmas* / Pascal Chabert, Nicholas Braithwaite. Текст : непосредственный // Cambridge University Press The Edinburgh Building, Cambridge CB2 8RU, UK, — 2011, — ISBN 978-0-521-76300-4.
85. Collisional damping of helicon waves in a high density hydrogen linear plasma device / Blackwell B. D., Caneses J. F., Howard J., Corr C. — Текст : электронный // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 2012. — Vol. 21. — P. 055033.
86. Operation of the ORNL High Particle Flux Helicon Plasma Source / Goulding R. H., Biewer T. M., Caughman J. B., Chen G. C [et al.]. — Текст : электронный // *AIP Conf. Proc.* — 2011. — Vol. 1406 — P. 535.
87. Space Charge Waves in Cylindrical Plasma Columns / A. W. Trivelpiece, R. W. Gould. — Текст : электронный // *J. Appl. Phys.* — 1959. — Vol. 30. — P. 1784.
88. Helicon modes in uniform plasmas. I. Low m modes / J. M. Urrutia, R. L. Stenzel. // *Physics of Plasmas.* — 2015. — Vol. 22 — P. 092111.
89. Кралькина Е. А. / «Индуктивный высокочастотный разряд низкого давления и возможности оптимизации источников плазмы на его основе» Е.А. Кралькина. — Текст : электронный // 2008 г. УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК, — 2008, — Том 178ю — №5.
90. Discharge excited by a planar antenna in a bounded volume / K.P. Shamrai, Yu.V. Virko, V.F. Virko, V.M. Slobodyan. — Текст : электронный // *Problems of atomic science and technology.* — 2014. — No. 6. — Series: Plasma Physics (20) — P. 130—136.
91. Power absorption in the plasma ion source of a helicon type / N. Mordyk, V. I. Miroshnichenko, O. V. Alexenko, V. E. Storizhko [et al.]. — Текст : электронный // *Nuclear Physics and Atomic Energy.* — 2011. — Vol. 12(4). — P. 414-421.
92. Investigation of rf power absorption in the plasma of helicon ion source / S. Mordyk, O. Alexenko, V. Miroshnichenko, V. Storizhko — Текст : электронный // *Review of scientific instruments.* — 2008. — Vol. 79, Iss. 2.
93. Spatial Distribution of the RF Power Absorbed in a Helicon Plasma Source / O. V. Aleksenko, V. I. Miroshnichenko, S. N. Mordik, V. Storizhko. — Текст : электронный // *Plasma Physics Reports.* — 2014. — Vol. 40(8). — P. 665-671.

94. Power absorption inside helicon plasma of helium RF ion source in nonaxial magnetic field / O. V. Aleksenko, V. I. Miroschnichenko, V. Voznyi. — Текст : электронный // Problems of Atomic Science and Technology. — 2015. — Vol. 98(4).
95. Cho, S. The role of the lower hybrid resonance in helicon plasmas / S. Cho. — Текст : электронный // Phys. Plasmas. — 2000. — Vol. 7. — No. 1.
96. Geometrical resonances of helicon waves in an axially bounded plasma / V. F. Virko, G. S. Kirichenko, K. P. Shamrai. — Текст : электронный // Plasma Sources Sci. Technol. — 2002. — Vol. 11. — P. 10–26.
97. Effect of inhomogeneous magnetic field on plasma generation in a low magnetic field helicon discharge / S. Yadav, K. K. Barada, S. Ghosh, J. Ghosh [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Plasmas. — 2019. — Vol. 26. — P. 082109.
98. Chen, F. F. Experiments on helicon plasma sources / F. F. Chen — Текст : электронный // J. Vac. Sci. Technol. — 1992. — Vol. 10. — P. 4.
99. Chen, F. F. The low-field density peak in helicon discharges / F. F. Chen. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2003. — Vol. 10. — P. 2586.
100. Plasma production from helicon waves / A. W. Degeling, C. O. Jung, R. W. Boswell, A. R. Ellingboe. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 1996. — Vol. 3. — P. 2788.
101. Azimuthally symmetric pseudosurface and helicon wave propagation in an inductively coupled plasma at low magnetic field / T. Lho, N. Hershkowitz, J. Miller, W. Steer [et al.]. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 1998. — Vol. 5. — P. 3135.
102. Trials of RF plasma production using different antenna geometries with magnetic field / S. Shinohara, T. Soejima. — Текст : электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 1998. — Vol. 40. — P. 2081.
103. Experimental characterization of a density peak at low magnetic fields in a helicon plasma source / G. Sato, W. Oohara, R. Hatakeyama. — Текст : электронный // Plasma Sources Science Technology. — 2007. — Vol. 16. — P. 174.
104. Downstream plasma characteristics from a single loop antenna in a helicon processing reactor / C. Carter, J. Khachan. — Текст : электронный // Plasma Source Science and Technology. — 1999. — Vol. 8. — P. 432.
105. Low-field helicon discharges / F. F. Chen, X Jiang, J D Evans, G Tynan [et al.]. — Текст : электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 1997. — Vol. 39. — No. 5A. — P. 411.

106. Two density peaks in low magnetic field helicon plasma / Y. Wang, G. Zhao, Z. W. Liu, J. T. Ouyang [et al.]. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2015. — Vol. 22. — P. 093507.
107. Observation of low magnetic field density peaks in helicon plasma / K. K. Barada, P. K. Chattopadhyay, J. Ghosh [et al.]. — Текст : электронный // Physics of plasmas. — 2013. — Vol. 20. — P. 042119.
108. Arnush, D. The role of Trivelpiece-Gould waves in antenna coupling to helicon waves / D. Arnush. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2000. — Vol. 7. — P. 3042.
109. Low Temperature Plasma Technology Laboratory / Electrical Engineering Department. — University of California, Los Angeles, 2010. — URL: <http://www.ee.ucla.edu/ltptl/presentations>.
110. Guided propagation of Alfvén and ion-ion hybrid waves in a plasma with two ion species / G. G. Borg, R. C. Cross. — Текст : электронный // Plasma Phys. Control. Fusion — 1987. — Vol. 29. — P. 681.