

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

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

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра физики плазмы

Направление подготовки **03.04.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **МАГИСТРАТУРА**

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ**

Кузьмин Евгений Игоревич

Тема работы Высокочастотный источник плотной плазмы с магнитным удержанием на основе
геликонного разряда

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

д. ф.-м. н., профессор

Иванов А. А..../.....

«.....».....2018 г.

Научный руководитель

к. ф.-м. н., доцент, с. н. с. лаб. 9-0

Шиховцев И. В..../.....

«.....».....2018 г.

Дата защиты: «19»...июня...2018 г.

Оглавление

1. Введение	3
2. Постановка и описание эксперимента	6
2.1. Геликонный источник плазмы.....	6
2.2. Методы диагностики плазмы в эксперименте	9
2.3. Согласующая система.....	12
3. Теоретический анализ геликонного разряда.....	15
3.1. Литературный обзор	15
3.2. Дисперсионное уравнение	17
3.3. Конверсия геликонов и ТГ-волн	22
3.4. Оценка ВЧ мощности.....	25
4. Экспериментальные результаты.....	27
4.1. Влияние ВЧ мощности на геликонный разряд	27
4.2. Геометрия внешнего магнитного поля.....	33
4.3. Оптимальное давление газа в камере	46
5. Заключение	50
Список формул и сокращений.....	52
Список литературы	53

1. Введение

Геликонный разряд, впервые изученный Р. В. Босвеллом ([1], [2]), на сегодняшний день прочно ассоциируется с безэлектродной ВЧ плазмой, поскольку является одним из наиболее эффективных способов получения высокой плотности плазмы и плазменного потока. При этом значение плотности для геликонной плазмы на несколько порядков выше, чем у емкостного и индуктивного разрядов при одинаковой ВЧ мощности. Геликонный источник плазмы, как правило, состоит из диэлектрической цилиндрической камеры, окруженной ВЧ антенной, магнитной системы, состоящей из одного или нескольких соленоидов, системы подачи и откачки газа и источника ВЧ мощности.

Геликоны, по сравнению с другими плазменными установками, обладают рядом преимуществ:

- получение чистой плазмы без примесей, вследствие отсутствия электродов;
- плазма с высокой плотностью при относительно небольших ВЧ мощностях и низких магнитных полях;
- стационарный режим генерации плазменного разряда.

Благодаря данным особенностям, геликонный разряд высоко востребован в промышленном производстве (плазменная обработка, травление), как источник плазмы в крупных установках, используется для ускорения частиц, а также может быть использован при анализе материалов для термоядерных исследований.

При этом существуют недостатки, которые усложняют эксплуатацию таких устройств:

- наличие гистерезиса плазменных параметров в зависимости от внешнего магнитного поля [3];
- согласование нагрузок плазмы и ВЧ генератора;
- отсутствие теоретической базы при исследованиях плазмы в неоднородном магнитном поле;
- высокая чувствительность разряда к внешним параметрам системы (величина магнитного поля и геометрия магнитных силовых линий, давление рабочего газа в разрядной камере, ВЧ мощность, форма антенны и др.).

На данный момент плазма геликонного разряда в неоднородном магнитном поле мало изучена [4], а исследования плазмы при высоких значениях ВЧ поля показаны лишь в работе [5]. В данной работе выполнено исследование геликонного разряда при высоких ВЧ мощностях, проведено согласование плазменной нагрузки с генератором, изучено влияние различных магнитных профилей на плазму и найдены оптимальные значения давления напуска газа в камеру источника, проведено одновременное исследование плазменных параметров для различных параметров (геометрия и величина магнитного поля и различная подводимая ВЧ мощность).

В разделе 2 представлена постановка эксперимента и описание геликонного источника плазмы, схема согласования генератора ВЧ мощности и конструкция ВЧ антенны.

Третий раздел посвящен теоретическому описанию геликонного разряда, выведено дисперсионное уравнение и продемонстрированы два режима генерации геликонных волн. Продемонстрировано 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, являющаяся одной из главных причин высокой эффективности поглощения ВЧ мощности частицами среды и высокой плотности геликонной плазмы [6]. Рассмотрено влияние формы ВЧ антенны на поглощение волн плазмой, дана оценка основных параметров разряда.

В разделе 4 представлены экспериментальные результаты научной работы:

- Исследование влияния подводимой ВЧ мощности на геликонный разряд в диапазоне $5 \div 17$ кВт;
- Оптимизация плазменных параметров путем введения в плазму различных конфигураций внешнего магнитного поля при мощностях $5 \div 17$ кВт;
- Измерение радиальной структуры плотности и температуры плазмы;
- Поиск оптимального давления напуска рабочего газа в камеру.

В разделе 5 проведен анализ полученных результатов, дана интерпретация поведения разряда для изученных условий и оценена значимость проведенного эксперимента в рамках дальнейших исследований данной темы.

2. Постановка и описание эксперимента

2.1. Геликонный источник плазмы

На рис. 2.1.1 представлена схема геликонной установки. Источник состоит из рабочей камеры 3, которая представляет собой кварцевую трубу длиной 400мм и диаметром 108мм. Разряд в геликоне инициирует вольфрамовая нить накала 11, которая при подаче на нее напряжения, эмитирует электроны.

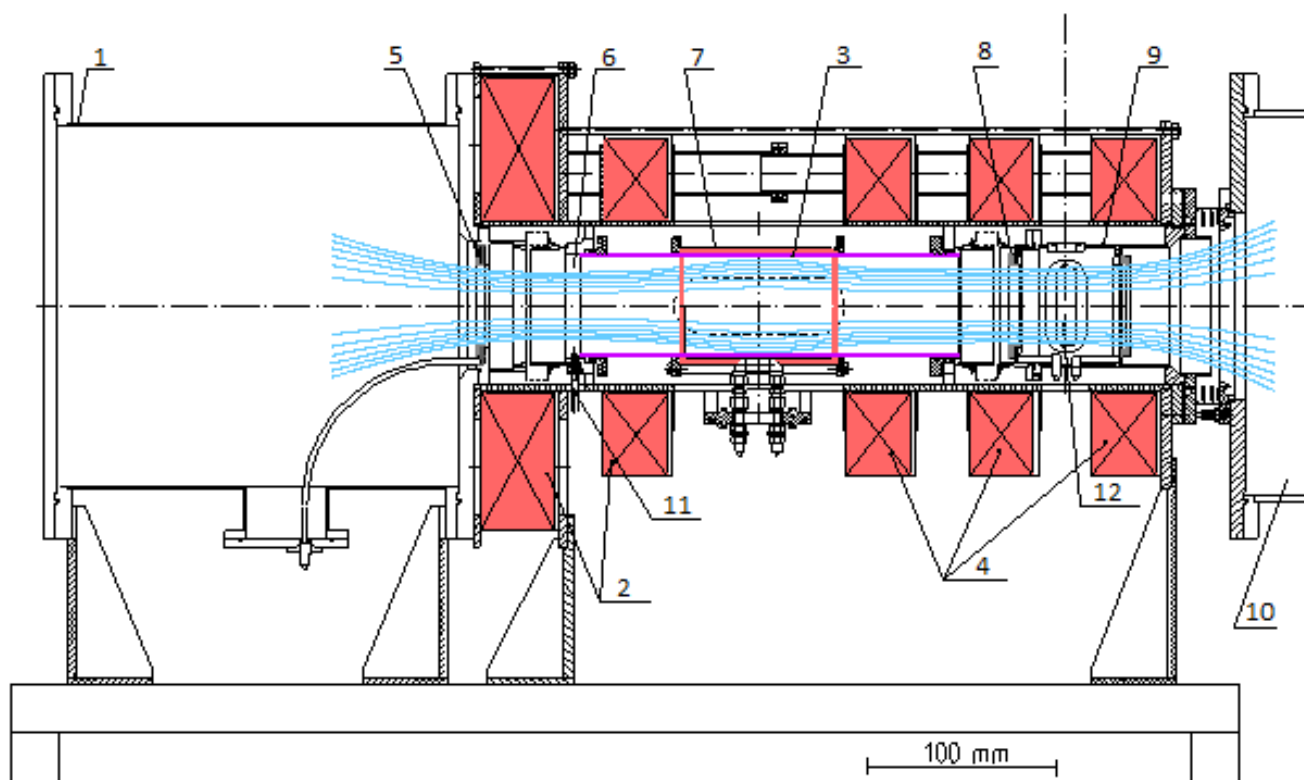


Рис. 2.1.1. Геликонный источник плазмы: 1 - расширительный объем; 2, 4 – система катушек магнитного поля; 3 - кварцевая камера (толщина стенки 2.5 мм); 5, 8 - лимитеры; 6 – область подачи газа; 7 - ВЧ антенна Nagoya Type III; 9 – диагностическая камера; 10 - вакуумный объем стенда; 11 – поджиг, 12 – область ввода тройного зонда Ленгмюра.

Электроны ускоряются электрическим полем, создаваемым ВЧ антенной 7 (рис. 2.1.2), и ионизируют рабочий газ (водород), подаваемый через электромагнитный клапан.



Рис. 2.1.2. ВЧ антенна Nagoya Type III: медная трубка $\varnothing 6 \times 1 \text{ мм}$, индуктивность – 0.3 $\mu\text{Гн}$, диаметр – 110 мм, длина – 160 мм.

Благодаря внешнему магнитному полю, создаваемому магнитными катушками 1 - 5 (рис. 2.1.3), скин-эффект, возникающий в плазме, ослабляется ларморовским движением заряженных частиц, что позволяет геликонному разряду распространяться в среде. Плазма геликонного разряда распространяется вдоль магнитных силовых линий, с одной стороны попадая в расширительный объем 1, а с другой в камеру откачки 10 (Рис. 2.1.1.). Для предотвращения контакта плазмы со стенками камеры в конструкции установки предусмотрены лимитеры 5, 8. Вакуум создается форвакуумным и турбомолекулярным насосами.

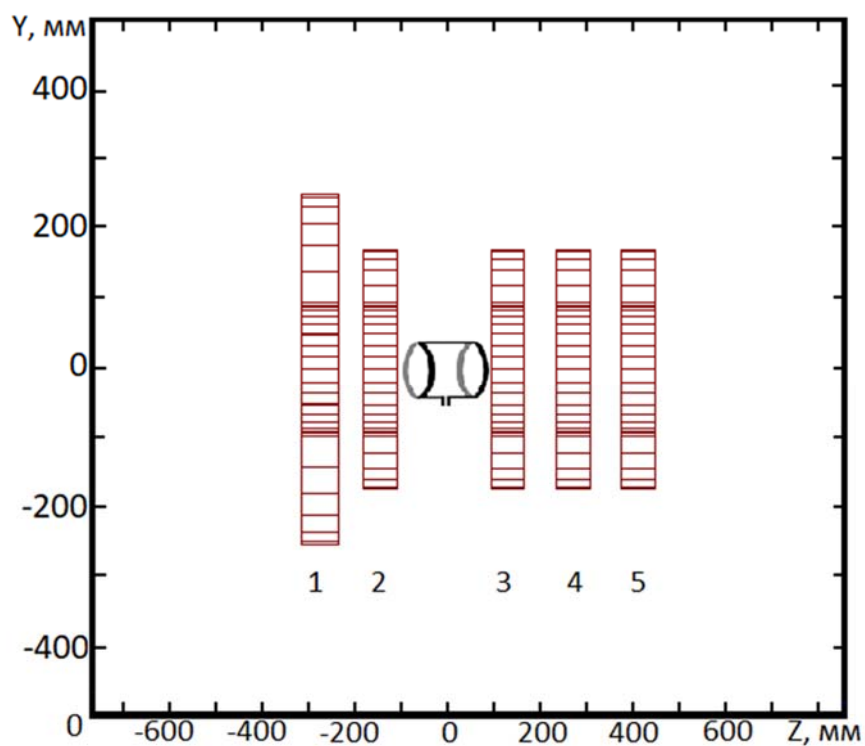


Рис. 2.1.3. Система катушек магнитного поля. Магнитное поле установки создается пятью катушками: четыре катушки с сечением 75мм×182мм и одна пробочная катушка с сечением 75мм×142мм; внутренний диаметр всех катушек – 184мм; пробочная катушка - 976 витков, остальные – 490 витков, сечение медного провода – 4мм×2мм. Максимально допустимый ток в импульсном режиме – 50А.

2.2. Методы диагностики плазмы в эксперименте

Для достижения целей и 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 вольт-амперной 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 (рис. 2.2.1).

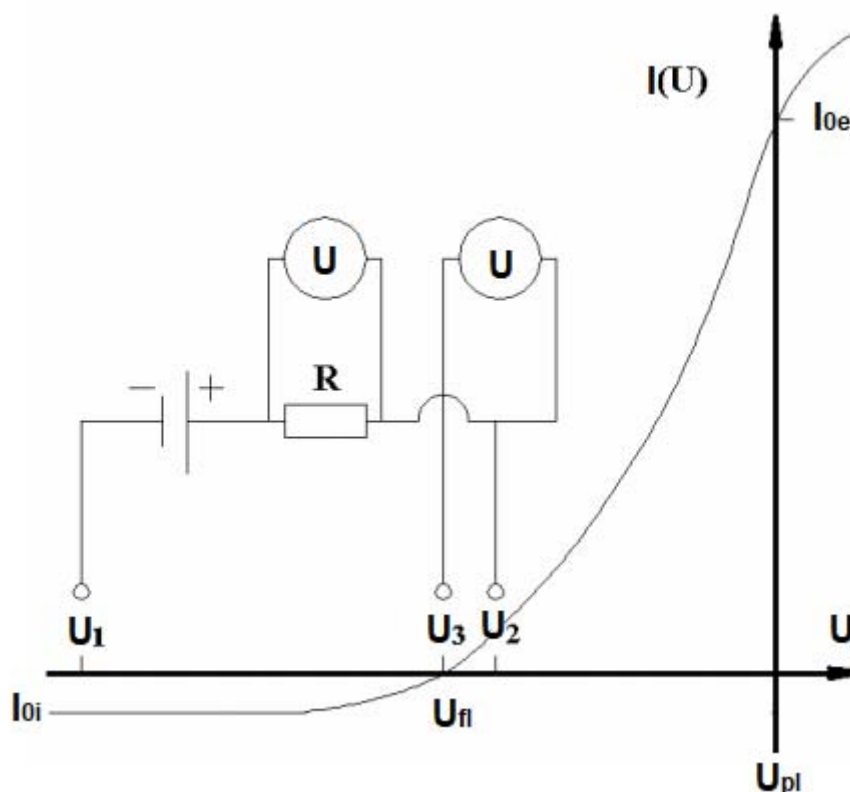


Рис. 2.2.1. Вольт-амперная характеристика тройного ленгмюровского зонда.

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 [7]. На электрод 2 по закону сохранения заряда поступает удвоенный ионный ток насыщения и электронный ток:

$$I_e(U_2) = 2I_{0i}.$$

Электрод 3 находится под плавающим потенциалом и суммарный ток на него равен нулю:

$$I_e(U_3 = U_{fl}) = I_{0i}.$$

Электронный ток имеет следующую зависимость от приложенного напряжения:

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

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

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

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

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

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

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

$$n = \frac{2I_{0i}}{Se} \sqrt{\frac{\pi m_e}{2eT_e}}$$

На рис. 2.2.2 изображена схема тройного зонда Ленгмюра. Емкость C с помощью зарядных резисторов $R_{зар}$ заряжается до напряжения 100В, номиналы резисторов подбираются так, чтобы длительность измеряемого сигнала была меньше времени разрядки емкости. Длительность плазменного разряда в эксперименте 0.7с, $R_{зар} = 12\text{кОм}$, $C = 500\mu\text{Ф}$. Чтобы получить ионный ток насыщения с первого зонда, необходимо разделить сигнал напряжения с осциллографа на сопротивление шунта ($R_{ш} = 20\text{ Ом}$). Делитель напряжения в схеме имеет коэффициент 0.72:

$$K = \frac{R_2}{R_1 + R_2} = 0.72 .$$

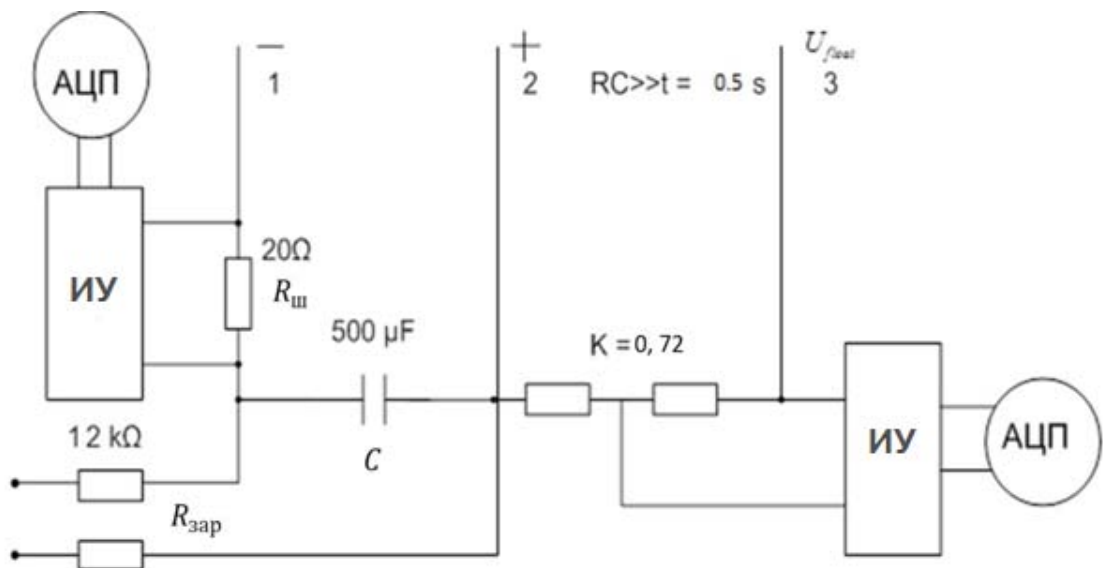


Рис. 2.2.2. Схема тройного ленгмюровского зонда. ИУ-изолирующий усилитель (гальваническая развязка).

2.3. Согласующая система

Для проведения исследования влияния высокой ВЧ мощности на геликонный разряд было проведено согласование промышленного генератора COMDELL CX25000-S мощностью до 25кВт (рис. 2.3.1).



Рис. 2.3.1. Промышленный ВЧ генератор COMDELL CX25000-S.

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. Впервые предложение об использовании емкостного контура для согласования ВЧ генератора с плазмой было сделано в работе [8]. Было показано, что использование

согласующего устройства позволяет избежать срывов плазмы и потерь ВЧ мощности.

Как правило, емкостной разряд не нуждается в дополнительном согласовании генератора и плазмы по причине низких мощностей ($\sim 100 - 300 \text{ Вт}$). 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 .

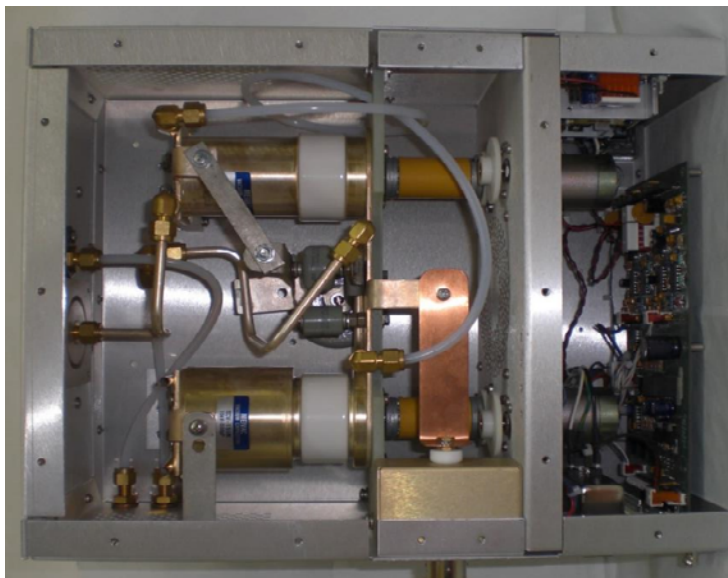


Рис. 2.3.2. Согласующее устройство геликонного источника.

Изображение и схема такого согласующего устройства показаны на рис. 2.3.2, 2.3.3. Параллельно выходу ВЧ генератора подсоединен подстроечный конденсатор емкостью до 500 пФ и конденсатор номиналом 1200 пФ (далее – указан, как подсоединенный параллельно антенне), последовательная с антенной емкость состоит из конденсаторов общим номиналом 147 пФ и подстроечного конденсатора емкостью до 250 пФ .

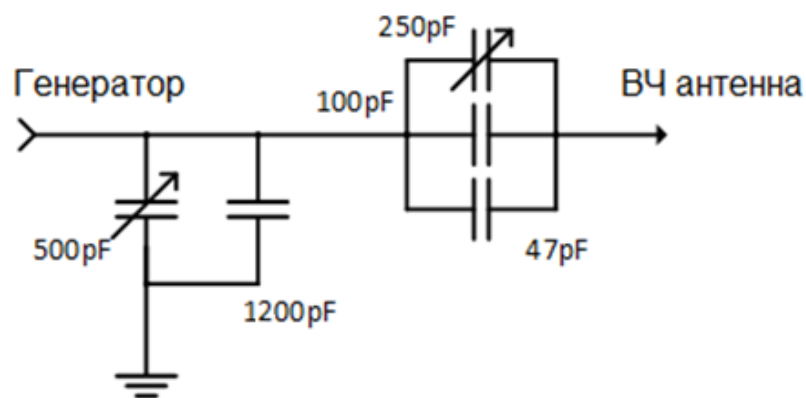
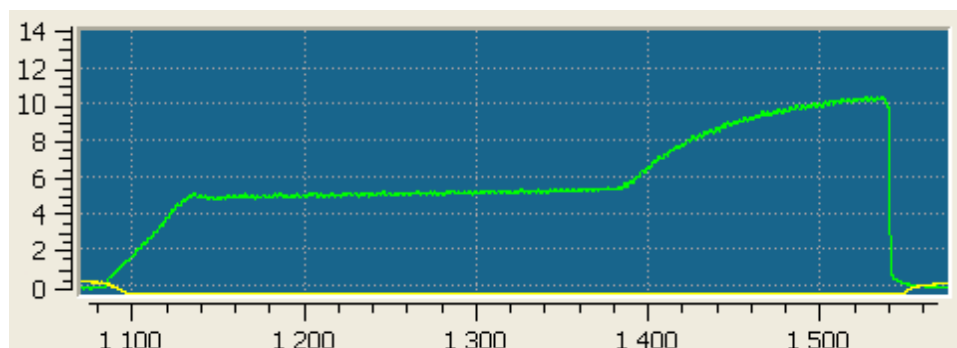
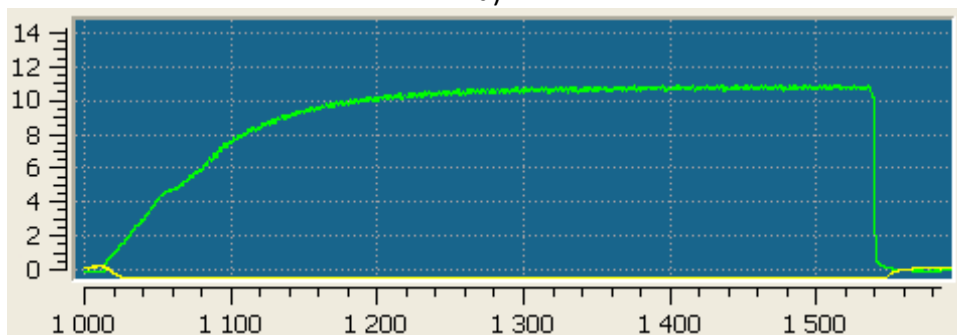


Рис. 2.3.3. Схема согласующего устройства.

В эксперименте измерялась прошедшая мощность, а согласующий контур подстраивался так, чтобы прошедшая мощность не падала ниже 95% от подаваемой. На рис. 2.3.4 (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 мощность снижается плотность плазмы.



а)



б)

Рис. 2.3.4. Примеры неправильного (а) и правильного (б) согласований для 12кВт. Вертикальная ось – прошедшая ВЧ мощность (кВт), горизонтальная – время(мс).

3. Теоретический анализ геликонного разряда

3.1. Литературный обзор

Теория, описывающая распространение электромагнитных волн в плазме, находящейся в постоянном магнитном поле, описана в работах Д. Хартри [9] и Э. Эплтона [10]. В упрощенном виде дисперсионное уравнение таких волн выглядит следующим образом:

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

где θ – угол между волновым вектором и магнитным полем.

Впервые решение для ограниченного плазменного цилиндра было получено в 1959 году в работе [11]. 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 в работе [6] 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.

В работе [12] рассматривается один из ключевых механизмов геликонного разряда – поглощение ВЧ мощности. В случае однородного

распределения плотности в разрядной камере реализуется линейная (поверхностная) конверсия ТГ-волн в геликонные, которая происходит на периферии плазменного столба. Также возможно объемное поглощение мощности, когда ТГ-волны проникают вглубь плазмы, если существует градиент плотности, и распределение является неоднородным.

В теории геликонного разряда существует два сценария создания плазмы: плазма в однородном и неоднородном магнитных полях. Разряд в однородном поле был хорошо изучен в работах Ф. Ф. Чена [13], Р. В. Босвелла [1], [2], Я. Б. Файнберга [11] и Д. П. Клозенберга [14]. С другой стороны, плазма в неоднородном магнитном поле слабо изучена, особенно, когда речь идет не просто о наклонном магнитном поле, но о скрещивающихся магнитных полях, магнитных ширах, каспах и т.п. ([15], [16], [17]). В данном случае большинство работ основано на экспериментальных данных и на согласовании угла наклона магнитных силовых линий и резонансного конуса поглощения волн Трайвелписа-Гоулда [17], [18].

3.2. Дисперсионное уравнение

Для случая холодной бесстолкновительной плазмы получим дисперсионное волновое уравнение во внешнем продольном магнитном поле [19], [20].

Для этого, сначала выведем тензор диэлектрической проницаемости замагниченной плазмы.

Используем уравнения Максвелла:

$$\operatorname{rot}\mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

Ток частиц сорта s :

$$\mathbf{j} = \sum_{s=i,e} q_s n_s \mathbf{V}_s$$

Вектор электромагнитной индукции:

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + \frac{4\pi i}{\omega} \mathbf{j}$$

(при выводе уравнений полагаем все векторные величины $\sim \exp(-i\omega t)$).

Связь тока плазмы с напряженностью магнитного поля:

$$\mathbf{j} = \vec{\sigma} \cdot \mathbf{E}.$$

Тогда:

$$\mathbf{D} = \left(\vec{I} + \frac{4\pi i}{\omega} \vec{\sigma} \right) \mathbf{E} = \vec{\epsilon} \mathbf{E}$$

Диэлектрическая проницаемость выражается через тензор проводимости:

$$\vec{\varepsilon} = \vec{I} + \frac{4\pi i}{\omega} \vec{\sigma}.$$

Для нахождения тензора проводимости запишем уравнение движения частиц плазмы сорта s без учета столкновений:

$$m_s \frac{\partial \mathbf{V}_s}{\partial t} = \frac{q_s}{c} (\mathbf{E} + [\mathbf{V}_s \times \mathbf{B}_0])$$

Распишем компоненты скорости:

$$V_{xs} = \frac{iq_s}{m_s \omega} \frac{[E_x \pm i(\omega_{cs}/\omega)E_y]}{1 - (\omega_{cs}/\omega)^2}$$

$$V_{ys} = \frac{iq_s}{m_s \omega} \frac{[E_y \mp i(\omega_{cs}/\omega)E_x]}{1 - (\omega_{cs}/\omega)^2}$$

$$V_{zs} = \frac{iq_s}{m_s \omega} E_z$$

(\pm соответствует знаку q_s).

$$\frac{i}{\omega} j_x = \sum_{s=i,e} \frac{4\pi i n_s}{\omega} \cdot \frac{iq_s^2}{m_s \omega} \cdot \frac{E_x \pm i(\omega_{cs}/\omega)E_y}{1 - (\omega_{cs}/\omega)^2} = \sum_{s=i,e} -\frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \cdot \frac{E_x \pm i(\omega_{cs}/\omega)E_y}{1 - (\omega_{cs}/\omega)^2}$$

$$\frac{1}{1 - (\omega_{cs}/\omega)^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{\omega}{\omega \mp \omega_{cs}} + \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{cs}} \right]$$

$$\pm \frac{\omega_{cs}/\omega}{1 - (\omega_{cs}/\omega)^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{\omega}{\omega \mp \omega_{cs}} - \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{cs}} \right]$$

Компоненты тока плазмы:

$$\frac{i}{\omega} j_x = -\frac{1}{2} \sum_{s=i,e} \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \cdot \left[\left(\frac{\omega}{\omega \mp \omega_{cs}} + \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{cs}} \right) E_x + \left(\frac{\omega}{\omega \mp \omega_{cs}} - \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{cs}} \right) iE_y \right]$$

$$\frac{i}{\omega} j_y = -\frac{1}{2} \sum_{s=i,e} \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \cdot \left[\left(\frac{\omega}{\omega \pm \omega_{cs}} - \frac{\omega}{\omega \mp \omega_{cs}} \right) iE_x + \left(\frac{\omega}{\omega \mp \omega_{cs}} + \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{cs}} \right) E_y \right]$$

$$\frac{i}{\omega} j_z = -\frac{1}{2} \sum_{s=i,e} \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \cdot E_z$$

Переходя к выражению компонент индукции электрического поля:

$$D_x = E_x - \frac{1}{2} \sum_{s=i,e} \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \cdot \left[\left(\frac{\omega}{\omega \mp \omega_{cs}} + \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{cs}} \right) E_x + \left(\frac{\omega}{\omega \mp \omega_{cs}} - \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{cs}} \right) i E_y \right]$$

$$D_y = E_y - \frac{1}{2} \sum_{s=i,e} \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \cdot \left[\left(\frac{\omega}{\omega \pm \omega_{cs}} - \frac{\omega}{\omega \mp \omega_{cs}} \right) i E_x + \left(\frac{\omega}{\omega \mp \omega_{cs}} + \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{cs}} \right) E_y \right]$$

$$D_z = E_z - \frac{1}{2} \sum_{s=i,e} \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \cdot E_z.$$

Или:

$$D_x = \varepsilon E_x - i g E_y$$

$$D_y = i g E_x + \varepsilon E_y$$

$$D_z = \eta E_z.$$

Где введены следующие обозначения:

$$\varepsilon_+ = 1 - \sum_{s=i,e} \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega \pm \omega_{cs}} \right)$$

$$\varepsilon_- = 1 - \sum_{s=i,e} \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega \mp \omega_{cs}} \right)$$

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2 (\omega^2 + \Omega_e \Omega_i)}{(\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - \Omega_i^2)}$$

$$g = \frac{\omega_p^2 \omega (\Omega_e + \Omega_i)}{(\omega^2 - \Omega_e^2)(\omega^2 - \Omega_i^2)}$$

$$\eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}.$$

В тензорной форме диэлектрическая проницаемость выглядит следующим образом:

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

Запишем уравнения Максвелла в векторной форме в Фурье-представлении:

$$i[\mathbf{k} \times \mathbf{B}] = -\frac{i\omega}{c} \mathbf{D} \quad (1)$$

$$i[\mathbf{k} \times \mathbf{E}] = \frac{i\omega}{c} \mathbf{B}. \quad (2)$$

Выразим магнитное поле из первого уравнения Максвелла и подставим во второе:

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

В тензорном виде данное уравнение имеет вид:

$$k_\alpha k_\beta E_\beta - k^2 \delta_{\alpha\beta} E_\beta + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\alpha\beta} E_\beta = 0.$$

Или:

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

где коэффициент преломления:

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

В матричной форме волновое уравнение принимает следующий вид:

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

Приравнивание определителя матрицы к нулю дает дисперсионное уравнение следующего вида:

$$AN_{\perp}^4 + BN_{\perp}^2 + C = 0, \quad (3)$$

где

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

Корни уравнения (3):

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

Дисперсионное уравнение имеет два решения: корень уравнения со знаком «+» соответствует левополяризованным электростатическим волнам Трайвелписа-Гоулда [21]:

$$\omega = \omega_{ce} \frac{k_{\parallel}}{k},$$

а второй, со знаком «-» соответствует правополяризованным продольным электромагнитным волнам или геликонам:

$$\omega = \omega_{ce} \frac{k_{\parallel} k c^2}{\omega_{pe}^2}.$$

Общее решение дисперсионного уравнения выглядит следующим образом:

$$\omega = \omega_{ce} \cos \theta \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2}, \quad (5)$$

где θ -угол между магнитным полем \vec{B}_0 и волновым вектором \vec{k} . При этом, геликоны являются длинноволновым пределом дисперсионного уравнения ($kc \ll \omega_{pe}$), а волны Трайвелписа-Гоулда коротковолновым ($kc \ll \omega_{pe}$).

3.3. Конверсия геликонов и ТГ-волн

Рассмотрим подробнее механизмы распространения волн, распространяющихся в замагниченной плазме. Определим области, в которых могут существовать волны [12]. Перепишем решение уравнения (3) в упрощенном виде:

$$k_{\perp\pm}^2 = k_{\parallel}^2 \frac{1}{2\alpha^2\beta^2} (1 - 2\alpha - 2\alpha^2\beta^2 \pm \sqrt{1 - 4\alpha}), \quad (6)$$

где введены следующие обозначения:

$$\alpha = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 N_{\parallel}^2} \quad \beta = \frac{\omega\omega_{ce}N_{\parallel}^2}{\omega_{pe}^2}.$$

Необходимым условием распространения волн является положительность корня уравнения (6):

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

Помимо этого, дополнительное условие накладывается на распространение геликонов, поскольку $k_{\perp-}^2 > 0$, то:

$$1 - 2\alpha - 2\alpha^2\beta^2 \pm \sqrt{1 - 4\alpha} > 0.$$

Или, с учетом того, что:

$$\alpha\beta = \frac{\omega}{\omega_{ce}} \ll 1,$$

$$1 - \beta^2 + 2\beta \left(\frac{\omega}{\omega_{ce}}\right) + \beta^2 \left(\frac{\omega}{\omega_{ce}}\right)^2 > 0,$$

$$\beta < 1 \quad \text{или} \quad \omega_{pe}^2 > \omega_{min}^2 = \omega\omega_{ce}N_{\parallel}^2.$$

Таким образом, зона прозрачности геликонных волн ограничена условием:

$$\beta < 1, \quad \alpha < \frac{1}{4} \quad \text{или} \quad n_{min} < n < n_{max},$$

где:

$$n_{min} = \frac{m_e}{4\pi e^2} \omega \omega_{ce} N_{\parallel}^2, \quad n_{max} = \frac{m_e}{16\pi e^2} \omega_{ce}^2 N_{\parallel}^2.$$

Зоны прозрачности ТГ-волн и геликонов представлены на рис. 3.3.1. Парабола $\alpha = 1/4$ определяет границу распространения волн, прямая $\beta = 1$ является границей прозрачности для геликонов и ТГ-волн.

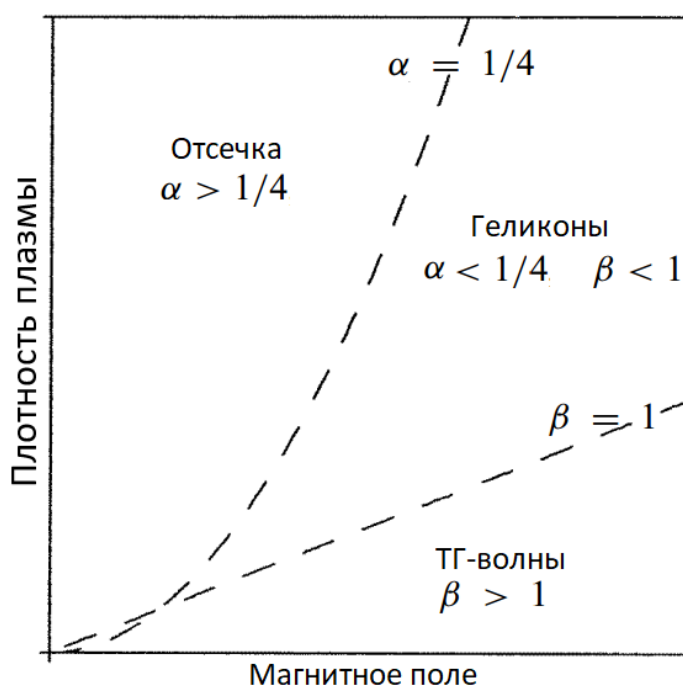


Рис. 3.3.1. Зоны прозрачности геликонов и ТГ-волн.

Слияние ТГ-волн и геликонов означает $k_{\perp+}^2 = k_{\perp-}^2$ в уравнении (6), т.е. при выполнении равенства нулю квадратного корня: $\alpha = 1/4$. Таким образом, конверсия геликонов и ТГ-волн происходит вблизи поверхности $\omega_{pe}^2 = \omega_{max}^2$.

Гибридные моды геликон-ТГ волн представлены на рис. 3.3.2 [20]. 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.

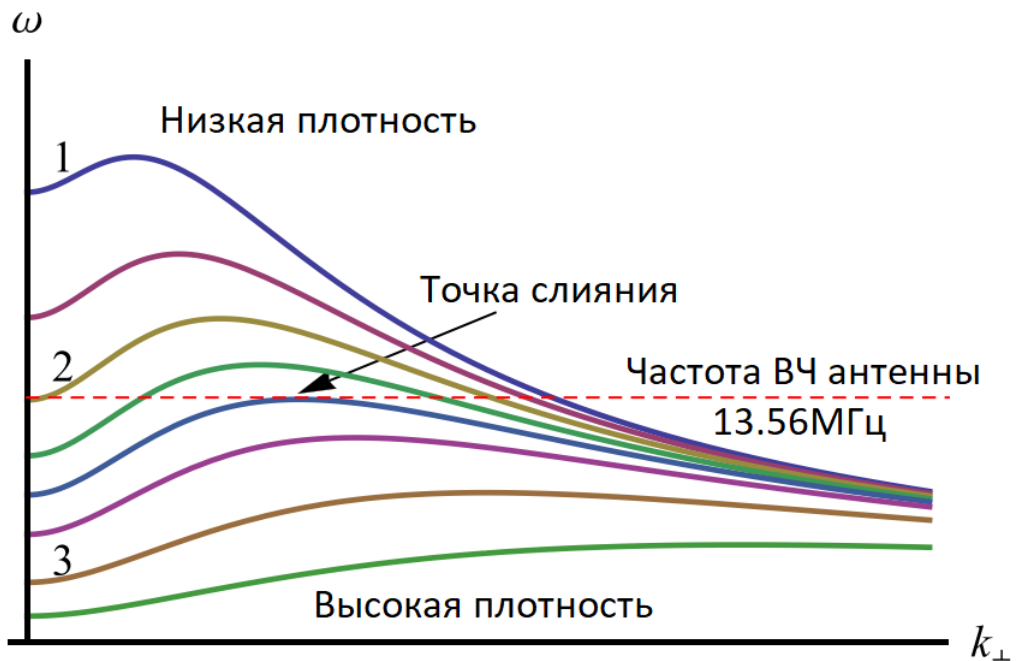


Рис. 3.3.2. Гибридные моды ТГ-геликонных волн. Зависимость частоты ω от поперечного волнового числа k_{\perp} при фиксированном продольном волновом числе k_{\parallel} .

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 рис. 3.3.2 есть также кривая 3, которая не пересекает линию рабочей частоты, что означает, что данная плазма не является прозрачной для волн с заданными $k_{\perp}, k_{\parallel}, \omega$.

3.4. Оценка ВЧ мощности

Мощность потерь плазмы должна уравниваться поглощаемой мощностью разряда. Минимальную мощность поддержания разряда можно оценить следующим образом [22]:

$$P_{\text{потерь}} = \varepsilon_T \cdot A_{\text{eff}} \cdot n_{i0} \cdot U_B, \quad (7)$$

где n_i – 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: $\varepsilon_{ki} = 2kT_e$.

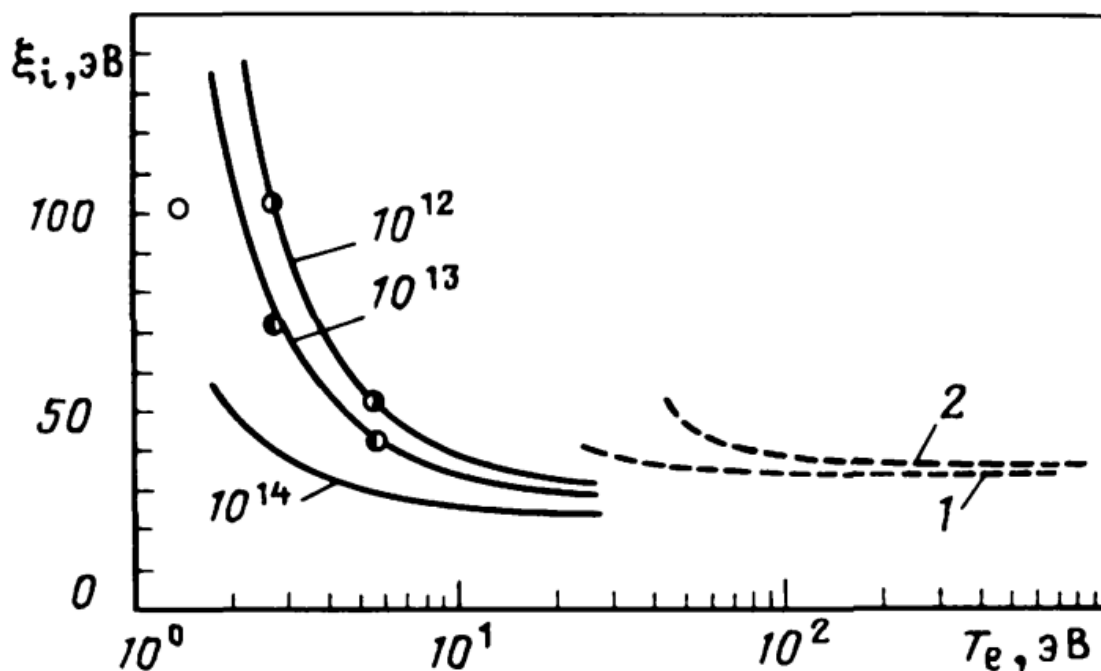


Рис. 3.4.1. Цена ионизации водорода для различной энергии электронов.

Цена ионизации водорода при $T_e = 7\text{эВ}$ и плотности плазмы $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ имеет значение $\sim 45\text{эВ}$, а для $T_e = 11\text{эВ}$ и плотности плазмы $10^{12} \text{ см}^{-3} \sim 35\text{эВ}$ (рис.3.4.1).

Поскольку плазма распространяется вдоль магнитных силовых линий, в этой оценке мы не будем учитывать потери плазмы на стенку камеры поперек магнитного поля:

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

где n_s — плотность на границе плазмы.

Так как распределение плотности и температуры в плазменном цилиндре неоднородно (рис. 3.4.2), формула (7) приобретает вид:

$$P_{потерь} = (\varepsilon_{T1} \cdot A_{eff1} + \varepsilon_{T2} \cdot A_{eff2}) \cdot n_{i0} \cdot U_B.$$

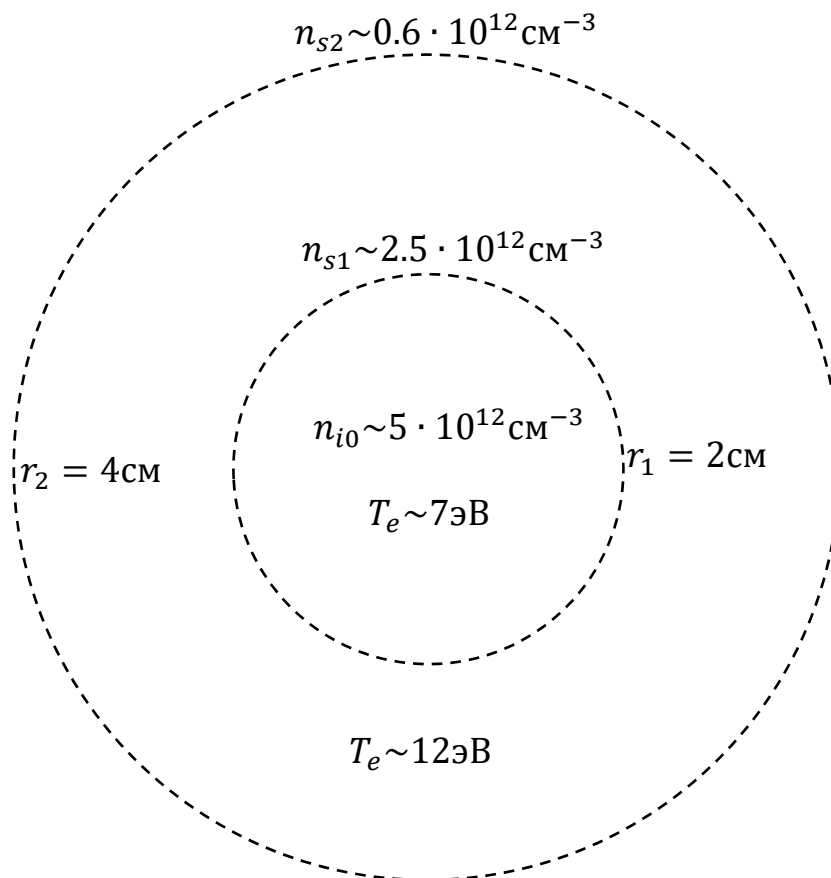


Рис. 3.4.2. Распределение T_e и n_{i0} в плазме.

Подставляя значения $\varepsilon_T \sim 69 \text{ эВ}$, $n_i \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $U_B = 3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, получаем оценку необходимой для разряда мощности $\sim 6.78 \text{ кВт}$.

4. Экспериментальные результаты

В геликонных источниках для создания плазмы используется индукционный ВЧ разряд, находящийся во внешнем магнитном поле, что позволяет распространяться в плазме геликонным модам и увеличивает эффективность поглощения энергии. Распространение геликонных волн возможно в высокочастотном режиме при условии:

$$\omega_{ci} \ll \omega_{LH} < \omega \ll \omega_{ce} \ll \omega_{pe},$$

когда магнитное поле не превышает 200Гс (для водорода), и в низкочастотном:

$$\omega_{ci} \ll \omega < \omega_{LH} \ll \omega_{ce} \ll \omega_{pe},$$

если магнитное поле выше этого значения.

В эксперименте (если отдельно не оговорено) длительность плазменного разряда составляла 0.7с, давление газа в камере ~20мТорр, параметры измеряются на оси камеры.

4.1. Влияние ВЧ мощности на геликонный разряд

Приоритетной задачей при проведении эксперимента было согласование ВЧ генератора и плазменной нагрузки (Раздел 2.3). Для этого в диапазоне 0,5-17кВт ВЧ мощности измерялись напряжение на ВЧ антенне и прошедшая мощность (рис. 4.1.1), при этом подбирались номиналы подстроечных конденсаторов согласующей цепи так, чтобы прошедшая мощность не опускалась ниже уровня 95% от подаваемой.



Рис. 4.1.1. Данные, измеряемые при согласовании ВЧ генератора; сверху вниз: прошедшая мощность (кВт), ток системы магнитного поля (А), уставка подстроечных конденсаторов (В); напряжение на ВЧ антенне (кВ); сигнал с датчика давления в камере (В). По горизонтальной оси указано время в миллисекундах.

На рис. 4.1.2. представлена зависимость емкости согласующих конденсаторов от ВЧ мощности. При этом емкость конденсатора,

соединенного с антенной параллельно, изменяется от 1320пФ до 1537пФ, а емкость последовательного конденсатора от 350пФ до 358пФ. В диапазоне низких мощностей (1÷5кВт) согласование нагрузок добиться гораздо проще, возможны разные комбинации номиналов емкостей, а для диапазона выше 6кВт согласование более избирательно, что осложняет проведение эксперимента для высоких ВЧ мощностей. При мощности 17 кВт плазменный разряд перестает быть устойчивым, происходят срывы плазмы.

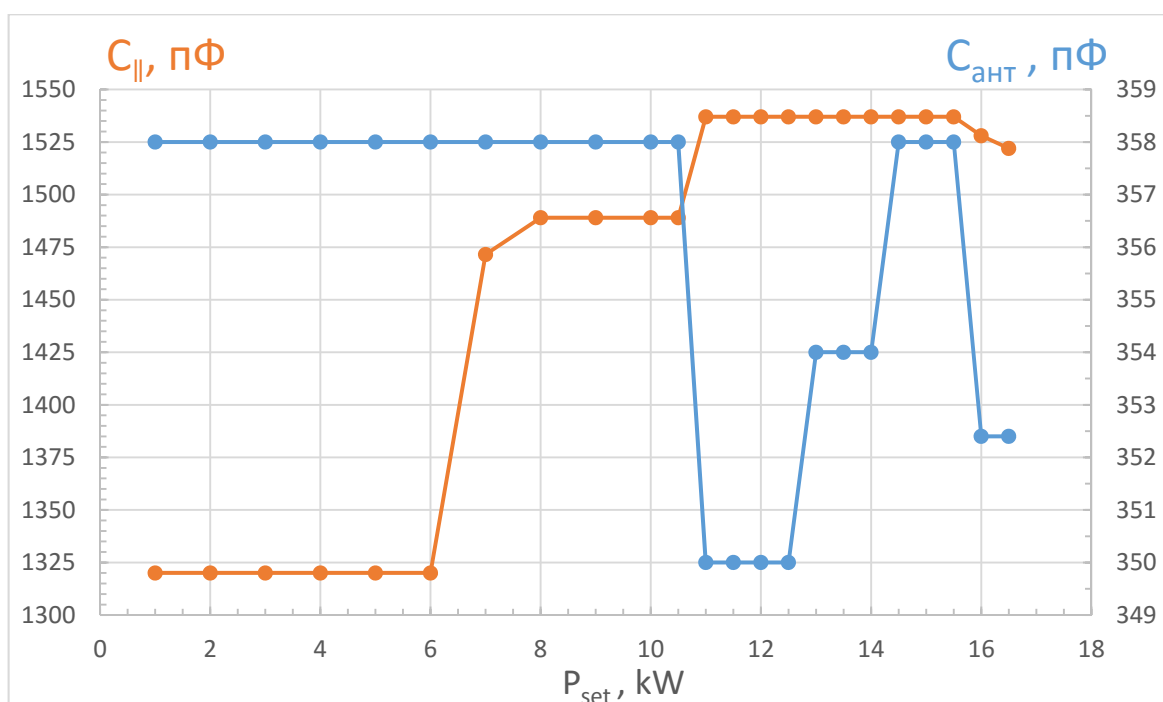


Рис. 4.1.2. Емкости конденсаторов, соединенных с ВЧ антенной последовательно и параллельно, в зависимости от различной подводимой ВЧ мощности при оптимальном согласовании плазменной нагрузки с нагрузкой генератора.

В эксперименте по согласованию также измерялись плотность, электронная температура и напряжение на ВЧ антенне в зависимости от подводимой ВЧ мощности (рис. 4.1.3-4.1.5). Наибольший рост плотности плазмы наблюдается в диапазоне 6÷8кВт. При мощности выше 16 кВт плотность плазмы перестает расти, что связано с ухудшением согласования контура и омическими потерями в ВЧ антенне.

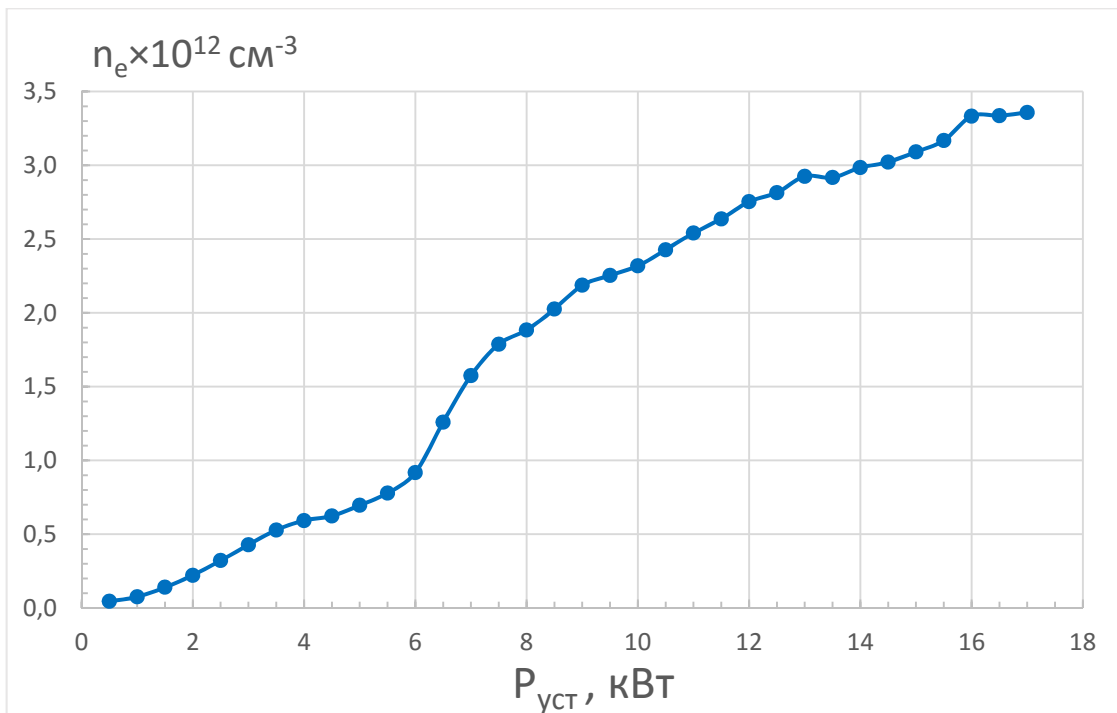


Рис. 4.1.3. Зависимость плотности плазмы от подводимой ВЧ мощности. Ток катушек $I=8.7\text{A}$.

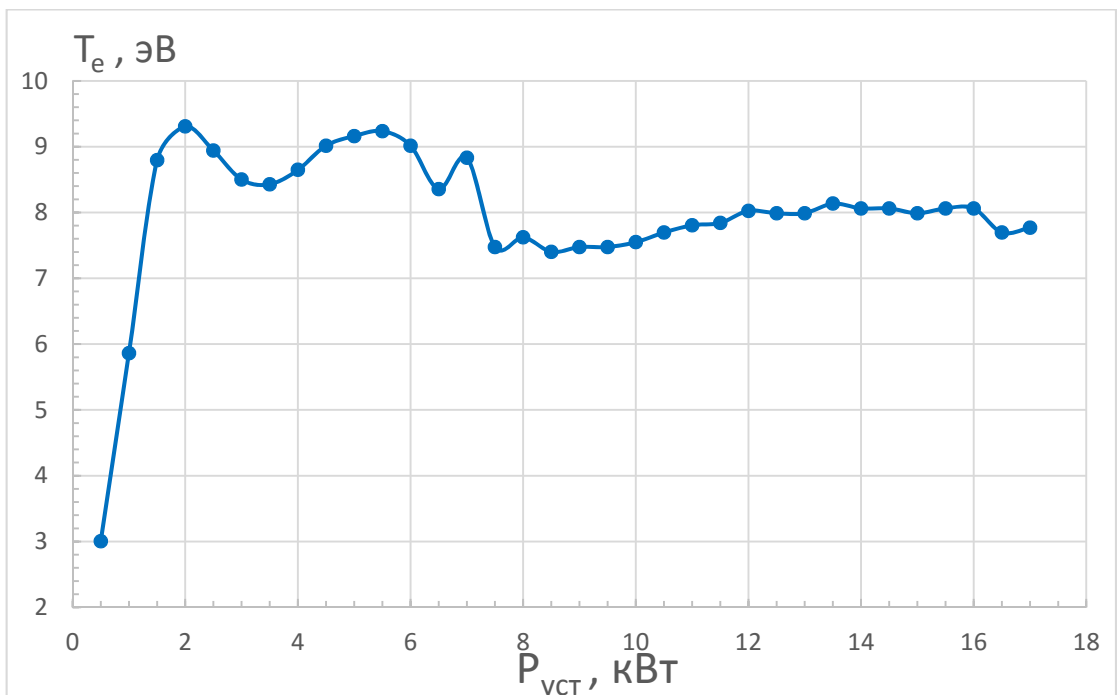


Рис. 4.1.4. Зависимость электронной температуры плазмы от подводимой ВЧ мощности. Ток катушек $I=8.7\text{A}$.

Электронная температура в диапазоне $2\div 7\text{кВт}$ равна $8\div 9\text{эВ}$, при 8кВт понижается и держится в диапазоне $7.5\div 8\text{эВ}$ вплоть до 17кВт . Напряжение на ВЧ антенне растет линейно с ВЧ мощностью. При мощности 7кВт наблюдается

уменьшение напряжения на антенне. Это связано с резким увеличением плотности плазмы и ее проводимости.

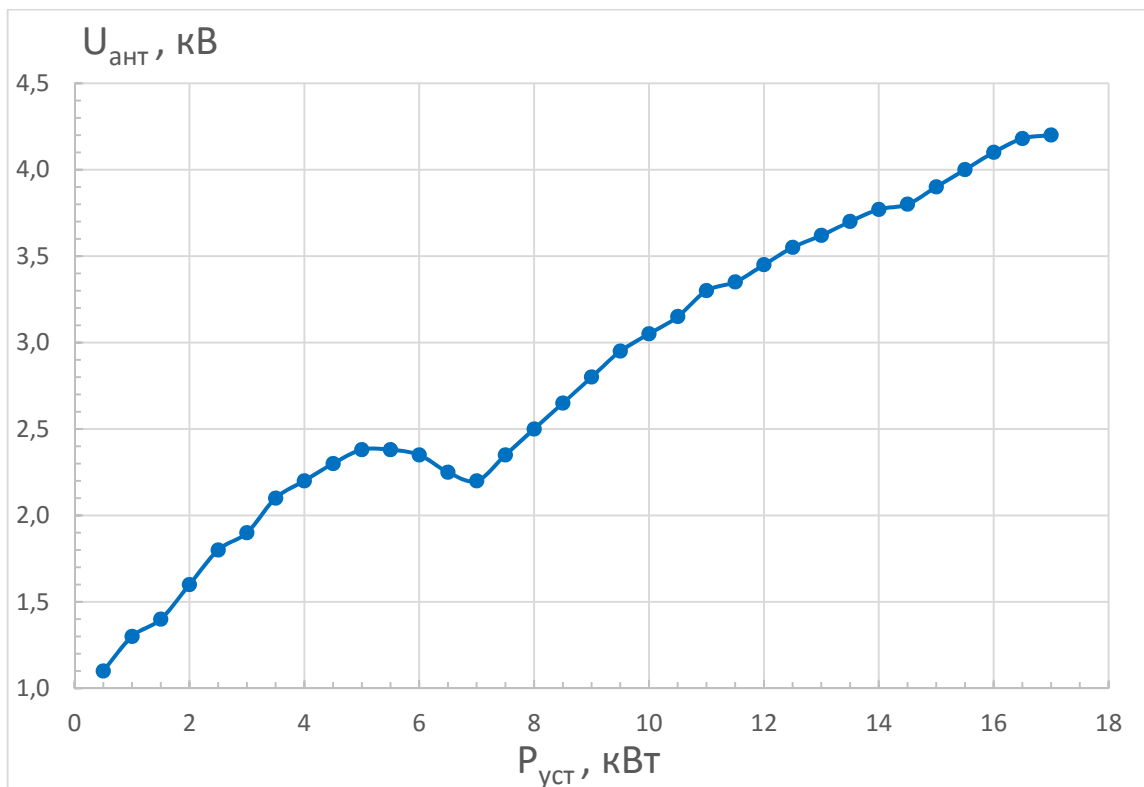
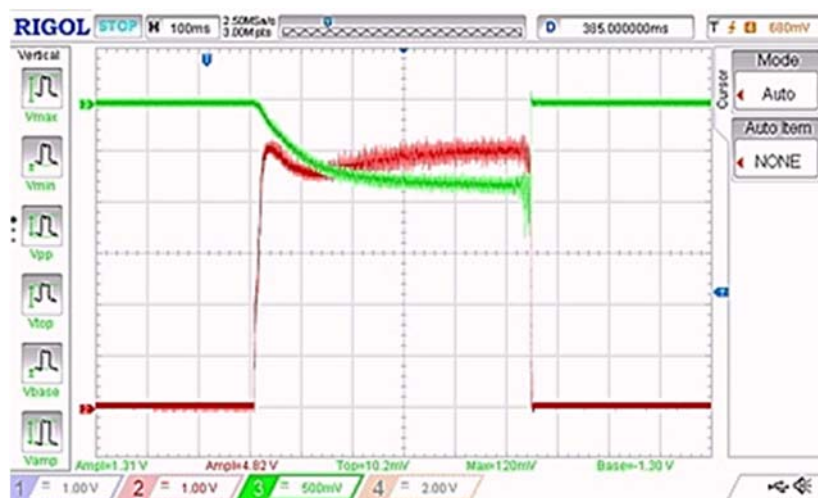
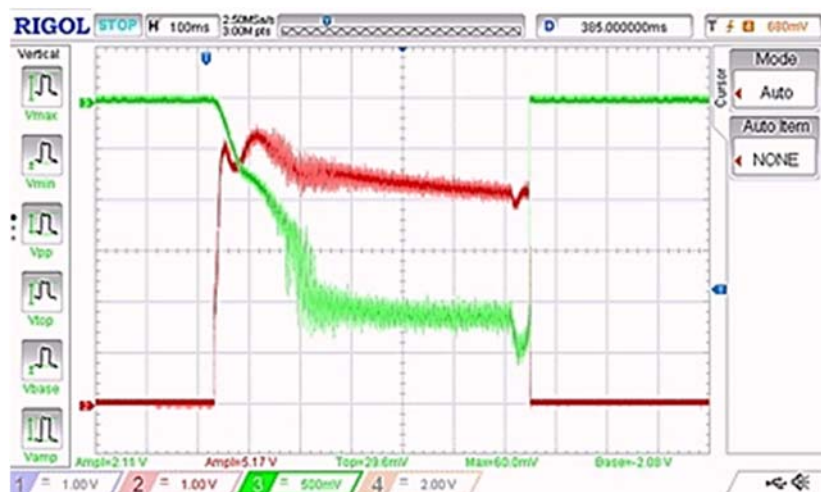


Рис. 4.1.5. Зависимость напряжения на антенне от подводимой ВЧ мощности. Ток катушек $I=8.7\text{А}$.

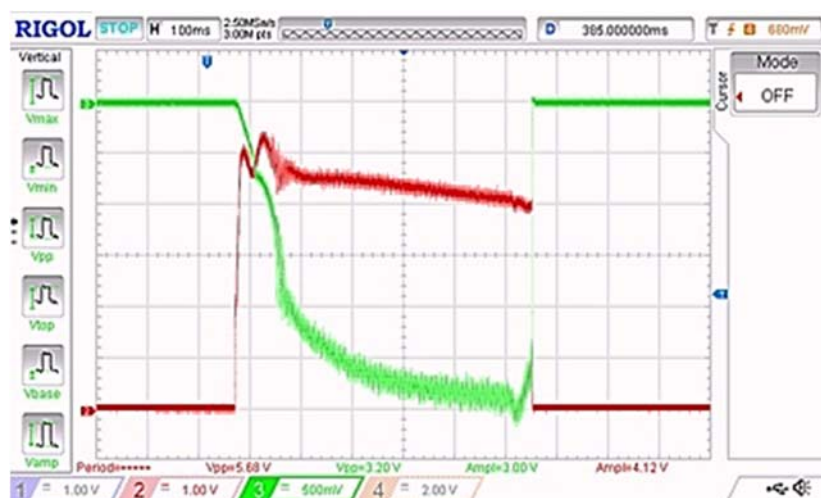
На рис. 4.1.6 изображены осциллограммы сигналов с тройного ленгмюровского зонда.



ВЧ мощность $P_{уст}=5\text{кВт}$



ВЧ мощность $P_{уст}=9\text{кВт}$



ВЧ мощность $P_{уст}=12\text{кВт}$

Рис. 4.1.6. Осциллограммы тройного ленгмюровского зонда: красный – потенциал насыщения ионного тока (n_e), зеленый – плавающий потенциал (T_e).

4.2. Геометрия внешнего магнитного поля

Одной из целей данной работы было исследование влияния различных магнитных конфигураций на генерацию разряда. Конструкция геликонного источника, используемого в данной работе, предполагает возможность создания неоднородных магнитных полей, а увеличенное расстояние между катушками в районе ВЧ антенны позволяет полю в этой зоне не превышать ограничений, наложенных областью нижнегибридного резонанса. В ходе эксперимента были измерены зависимости плотности и электронной температуры от тока в различных катушках при мощности ВЧ генератора 5, 9, 12, 15кВт.

На рис. 4.2.1, 4.2.2 представлены графики плотности n_e и температуры T_e в зависимости от различного тока в катушках 1-5 в диапазоне $1 \div 25$ А. Для мощностей 5, 9, 12 и 15 кВт резонансный ток совпадает и равен 8.7А. При этом эффективность магнитного резонанса увеличивается с мощностью: для 5 кВт плотность во время варьирования тока катушек изменяется в диапазоне $0.1 \times 10^{12} \div 0.6 \times 10^{12} \text{см}^{-3}$, а для 15 кВт в диапазоне $0.15 \times 10^{12} \div 2.95 \times 10^{12} \text{см}^{-3}$. Электронная температура имеет минимум в области резонанса $\sim 6 \div 9$ эВ, затем начинает линейно расти с током.

На рис. 4.2.3, 4.2.4 показаны магнитные силовые линии и величина внешнего магнитного поля B_z резонансной конфигурации. Расчеты проведены программой MAG3D, разработанной в ИЯФ. Магнитные силовые линии данной конфигурации параллельны оси z вдоль всей длины камеры за исключением периферийного слоя в области антенны. Магнитное поле в этой конфигурации не опускается ниже значения в 230Гс, что дает частоту нижнегибридного резонанса $f_{LH} = 15.36$ МГц, следовательно, разряд существует в низкочастотном режиме: $\omega_{ci} \ll \omega < \omega_{LH} \ll \omega_{ce} \ll \omega_{pe}$.

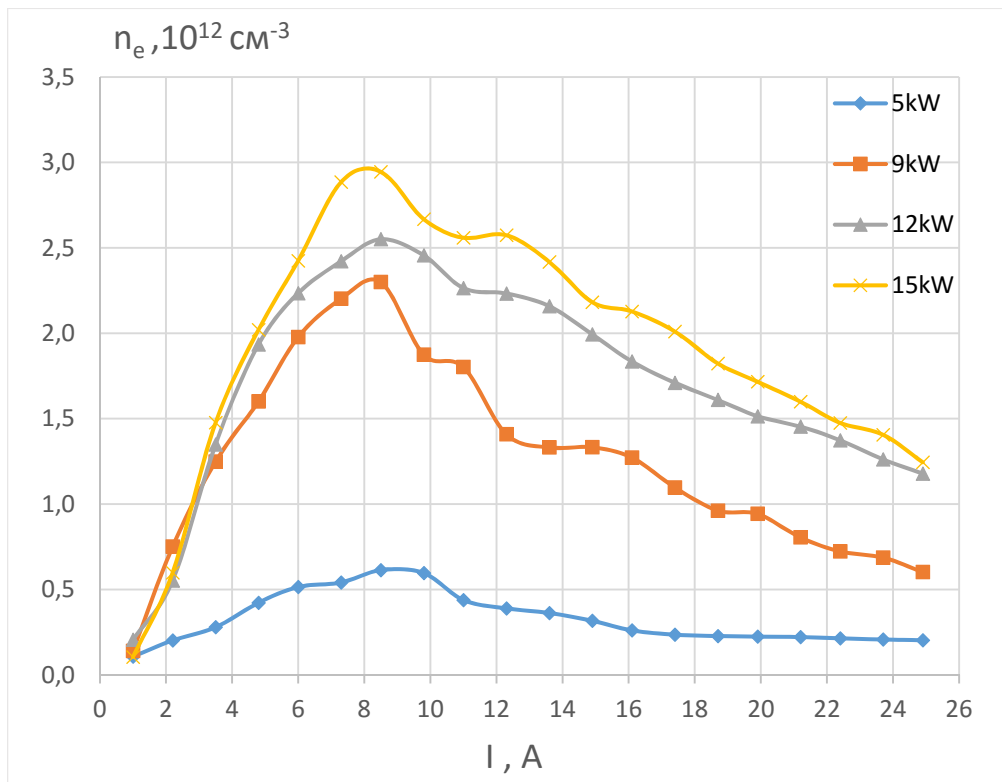


Рис. 4.2.1. Зависимость плотности плазмы от тока в катушках при различной ВЧ мощности.

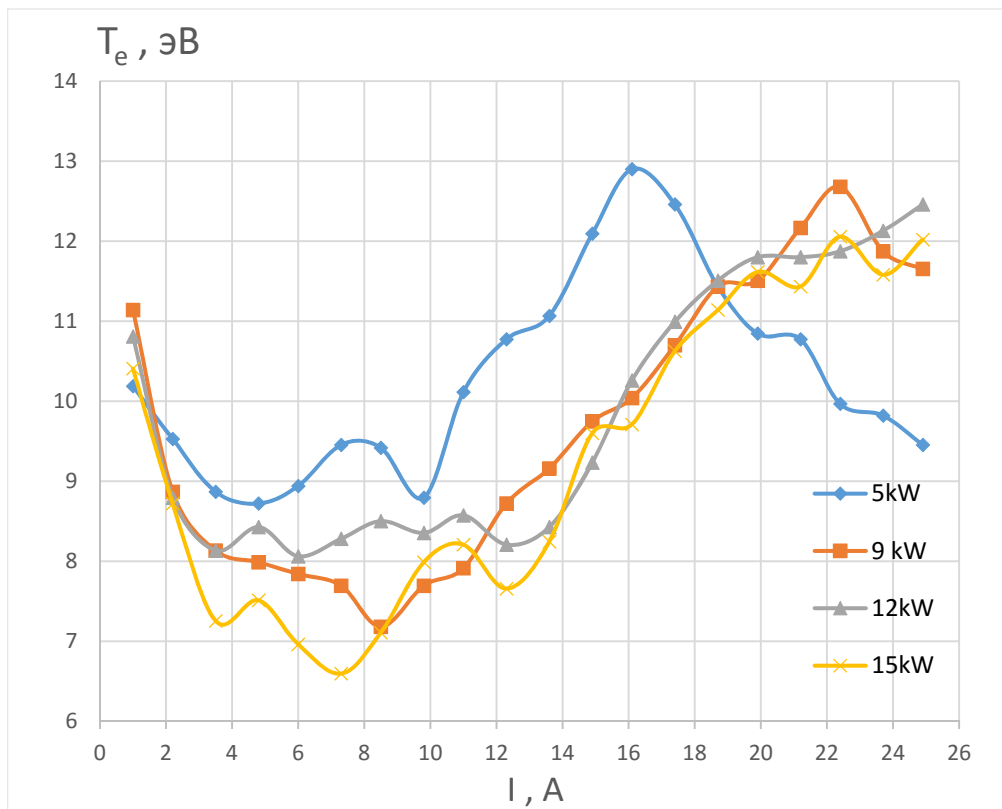


Рис. 4.2.2. Зависимость электронной температуры плазмы от тока в катушках при различной ВЧ мощности.

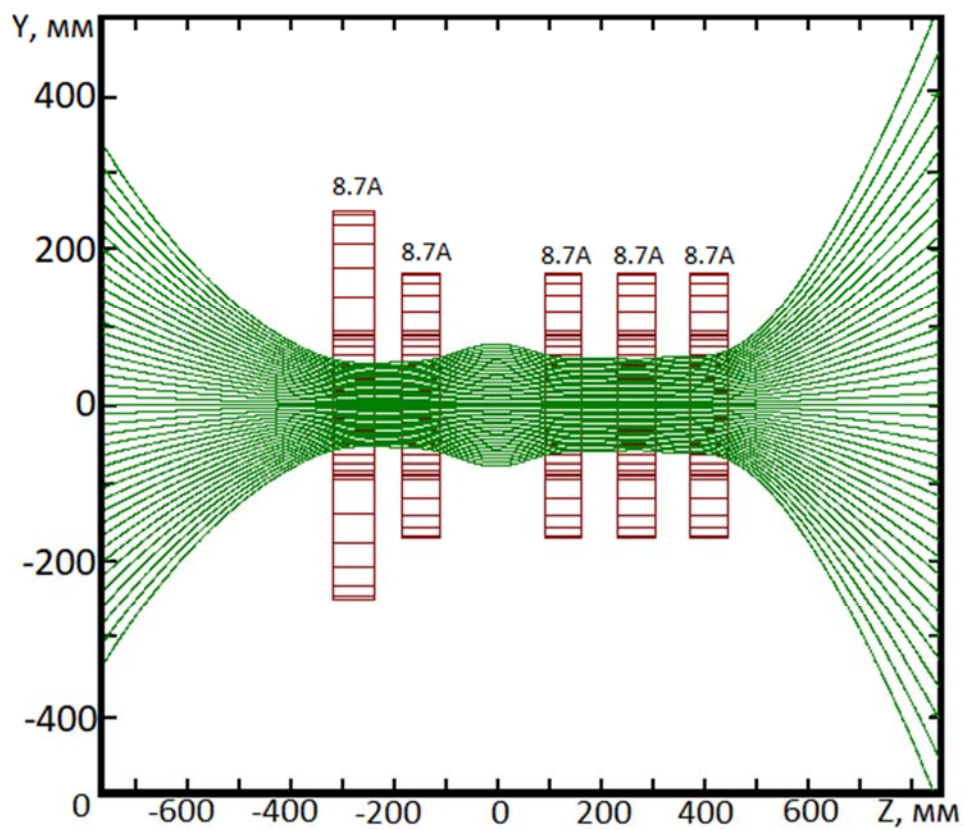


Рис. 4.2.3. Геометрия магнитных силовых линий. Ток в катушках $I=8.7A$.

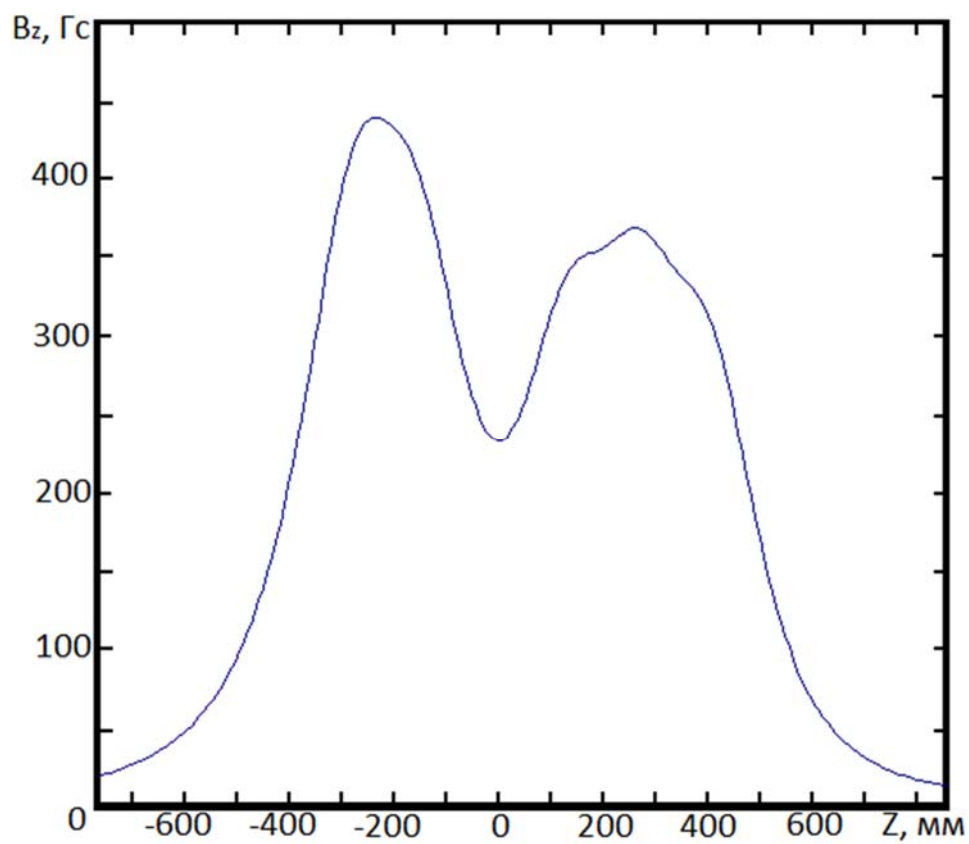


Рис. 4.2.4. Конфигурация магнитного поля. Ток в катушках $I=8.7A$, магнитные поля $B_{\min}=230G$, $B_{\max}=435G$.

Для данной конфигурации поля были измерены радиальные профили плотности и электронной температуры (рис. 4.2.5, 4.2.6). Плотность плазмы имеет параболический профиль с максимумом на оси разрядной камеры. Для электронной температуры характерно седлообразное распределение: минимум находится на оси плазменной камеры, его значение колеблется в диапазоне $7 \div 9 \text{эВ}$ в зависимости от ВЧ мощности, а максимумы ($\sim 13 \text{эВ}$) расположены на периферии, на расстоянии $3.5 \div 4 \text{см}$ от центра. Подобная зависимость наблюдается вне зависимости от приложенной ВЧ мощности.

Стоит отметить, что для ТГ-волн характерна электронная температура на несколько электронвольт выше, чем для чисто геликонного разряда [23]. Таким образом, описанный характер радиального распределения электронной температуры может подтвердить наличие в разряде ТГ-геликонной гибридной моды на периферии плазменного цилиндра.

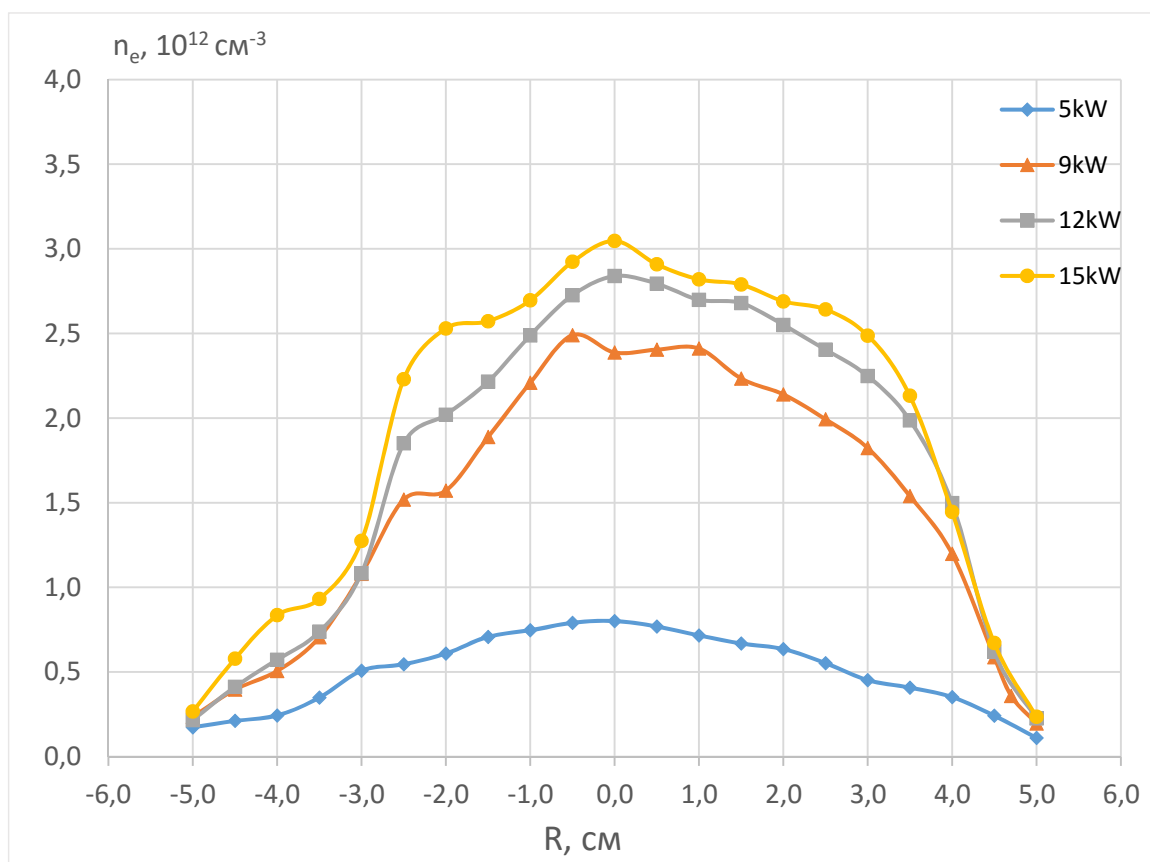


Рис. 4.2.5. Радиальный профиль плотности плазмы. Ток в катушках $I=8.7\text{А}$.

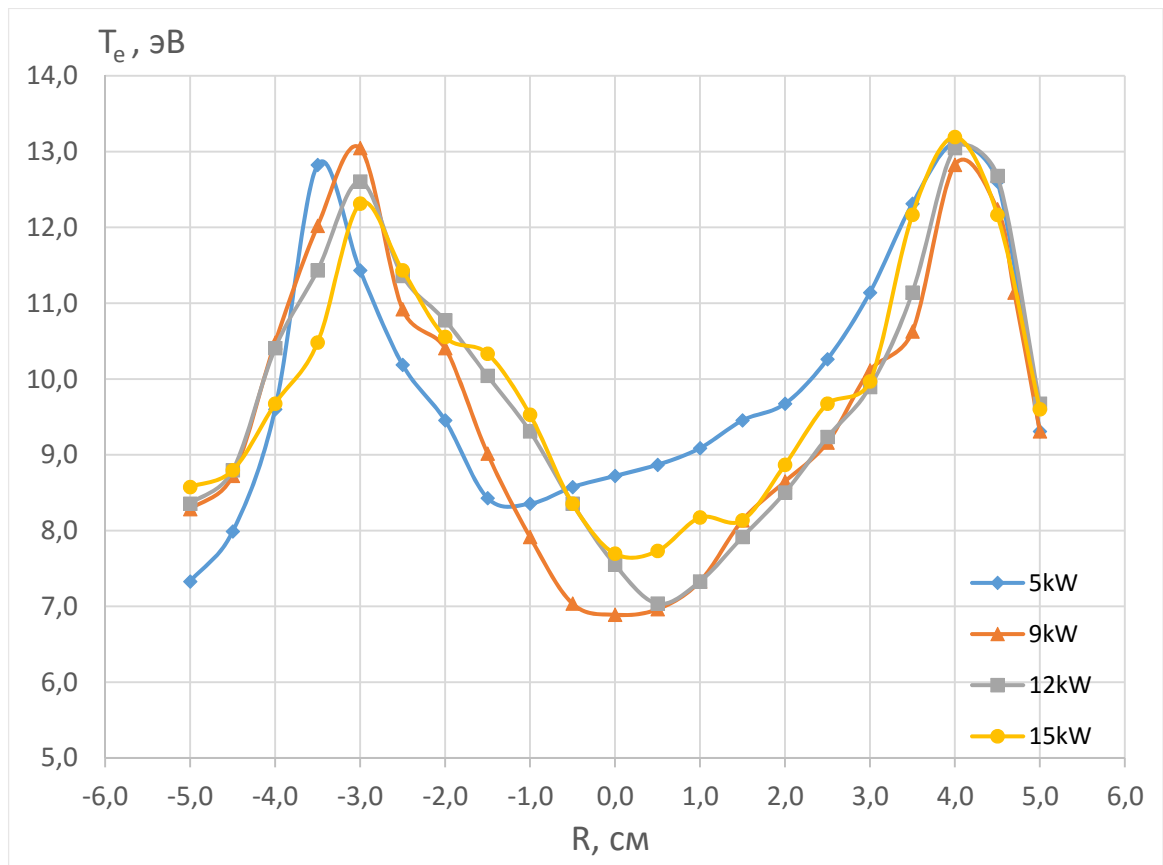


Рис. 4.2.6. Радиальный профиль электронной температуры плазмы. Ток в катушках $I=8.7A$.

Также была исследована конфигурация магнитного поля, при которой ток в катушках 1-4 не изменялся, а плазменные параметры исследовались в зависимости от тока в катушке 5.

Рис. 4.2.7, 4.2.8 демонстрируют графики n_e и T_e в зависимости от различного тока в катушке 5 в диапазоне $1 \div 36A$ (ток в катушках 1-4 постоянен и равен $7A$). При мощности 5, 9 и 12кВт резонансный ток совпадает и равен $15A$. При мощности 15кВт четкий резонанс отсутствует, пик мощности наблюдается в области $15-20A$. Для 5 кВт плотность во время варьирования тока в катушках изменяется в диапазоне $0.25 \times 10^{12} \div 1.26 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а для 15кВт в диапазоне $1.6 \times 10^{12} \div 3.6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Электронная температура для 9, 12 и 15кВт имеет минимум $\sim 7\text{эВ}$ в области $10 \div 25A$, затем начинает линейно расти с током, для 5кВт температура в среднем выше на $2 \div 2.5\text{эВ}$, с той же зависимостью от тока.

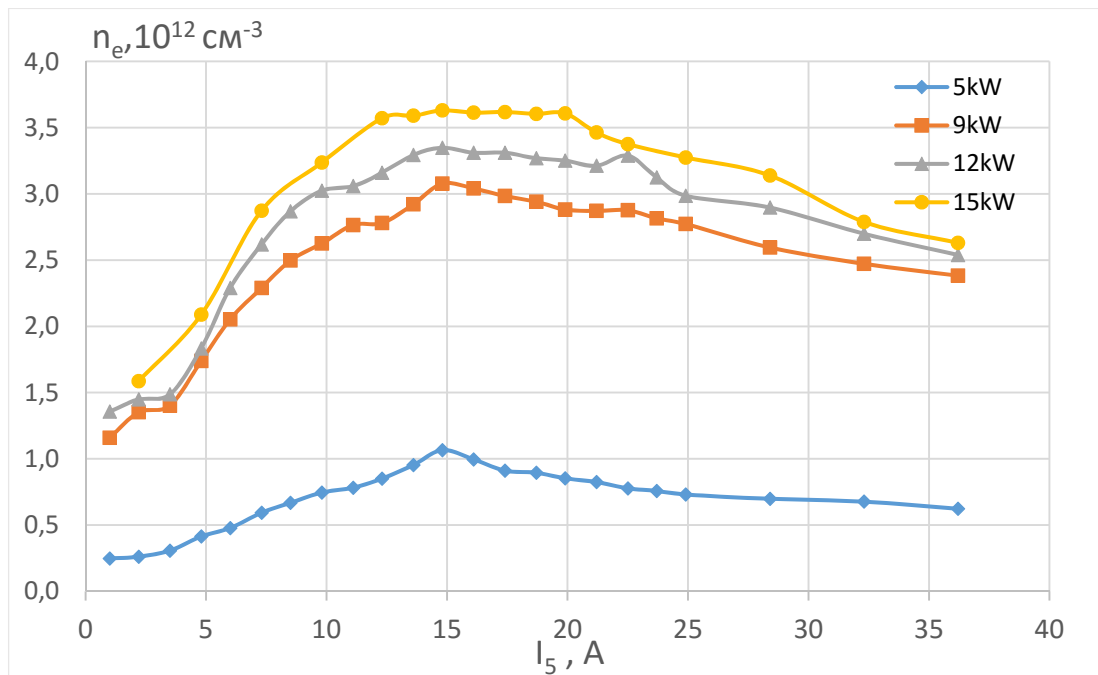


Рис. 4.2.7. Зависимость плотности плазмы от тока в катушке 5 при различной ВЧ мощности. Ток в катушках $I_{1-2-3-4}=7A$.

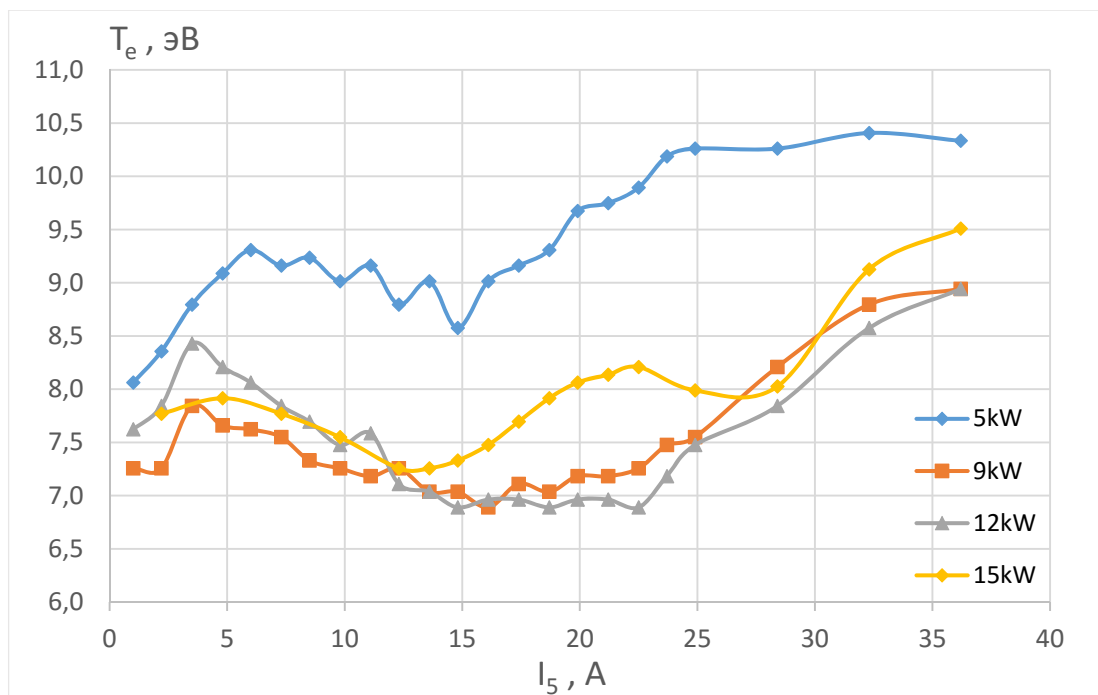


Рис. 4.2.8. Зависимость электронной температуры плазмы от тока в катушке 5 при различной ВЧ мощности. Ток в катушках $I_{1-2-3-4}=7A$.

На рис. 4.2.9, 4.2.10 показаны магнитные силовые линии и величина внешнего магнитного поля B_z резонансной конфигурации. Магнитные силовые линии имеют небольшой наклон порядка нескольких градусов относительно оси z в области зондовых измерений ($z=350mm$).

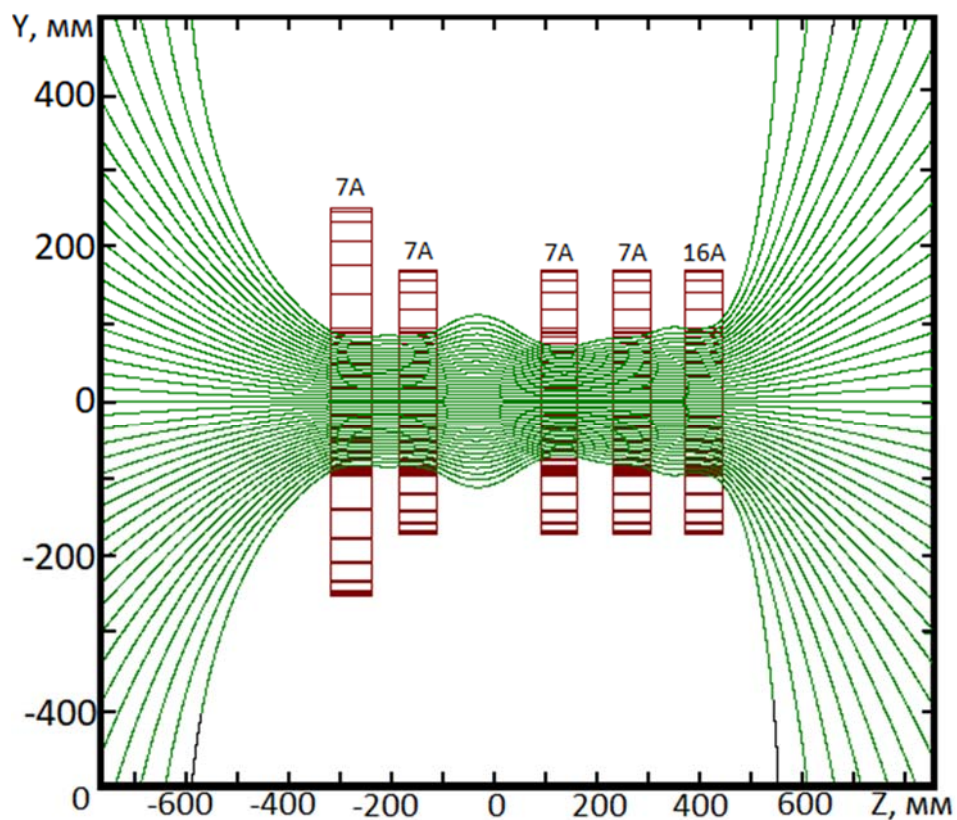


Рис. 4.2.9. Геометрия магнитных силовых линий. Ток в катушках $I_{1-2-3-4}=7A$, $I_5=16A$.

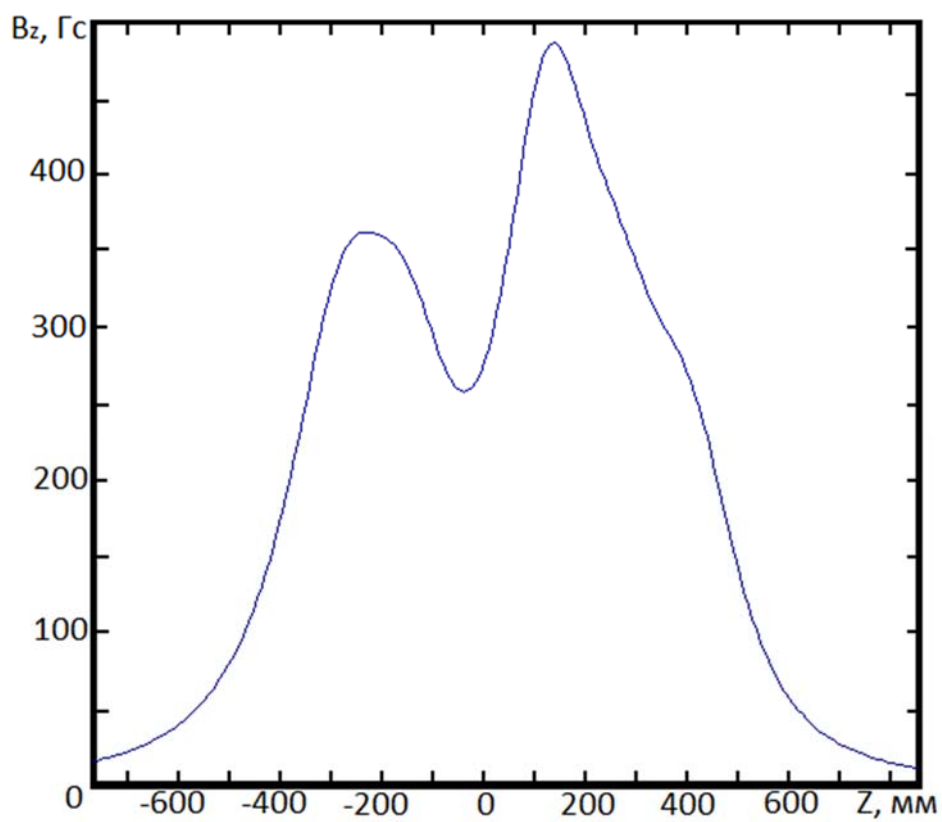


Рис. 4.2.10. Профиль магнитного поля. Ток в катушках $I_{1-2-3-4}=7A$, $I_5=16A$, $B_{\min}=254Gc$, $B_{\max}=481Gc$.

Данное обстоятельство может влиять на эффективность проникновения электронов вглубь плазмы, что объясняет увеличение мощности относительно первой конфигурации [17]. Магнитное поле не опускается ниже значения в 254Гс, что дает частоту нижнегибридного резонанса $f_{LH} = 16.6\text{МГц}$, и разряд находится в низкочастотном режиме.

Радиальные профили плотности и электронной температуры вдоль оси у представлены на рис. 4.2.11, 4.2.12. Плотность плазмы неоднородна по радиусу, существует градиент плотности, что говорит о существовании объемной конверсии ТГ-волн и геликонов в разряде [12]. Максимум плотности $4.5 \times 10^{12}\text{см}^{-3}$ расположен на расстоянии 2см от центра. Минимум температуры находится по центру оси, его значение колеблется в диапазоне $6.5 \div 8\text{эВ}$ в зависимости от ВЧ мощности, а максимумы ($\sim 14\text{эВ}$) расположены на периферии, на расстоянии $3 \div 4\text{см}$ от центра, подобная зависимость для всех ВЧ мощностей и указывает на наличие периферийных ТГ-волн.

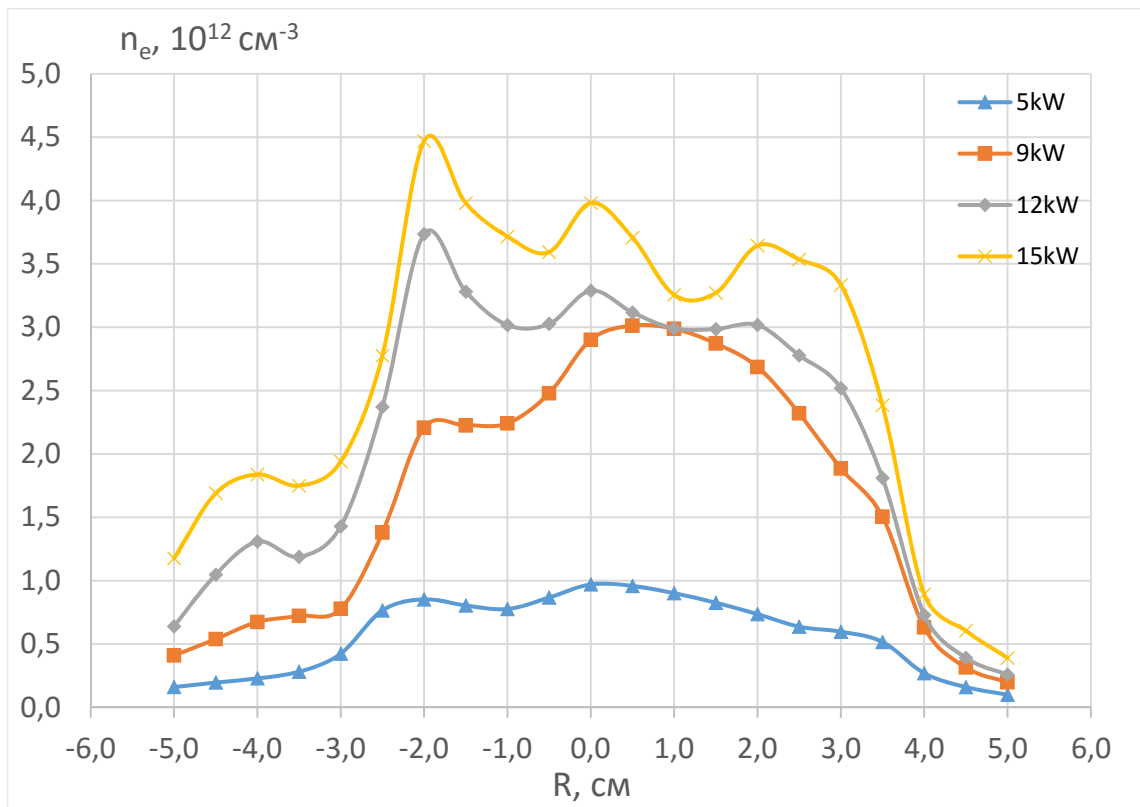


Рис. 4.2.11. Радиальный профиль плотности плазмы. Ток в катушках $I_{1-2-3-4}=7\text{А}$, $I_5=16\text{А}$.

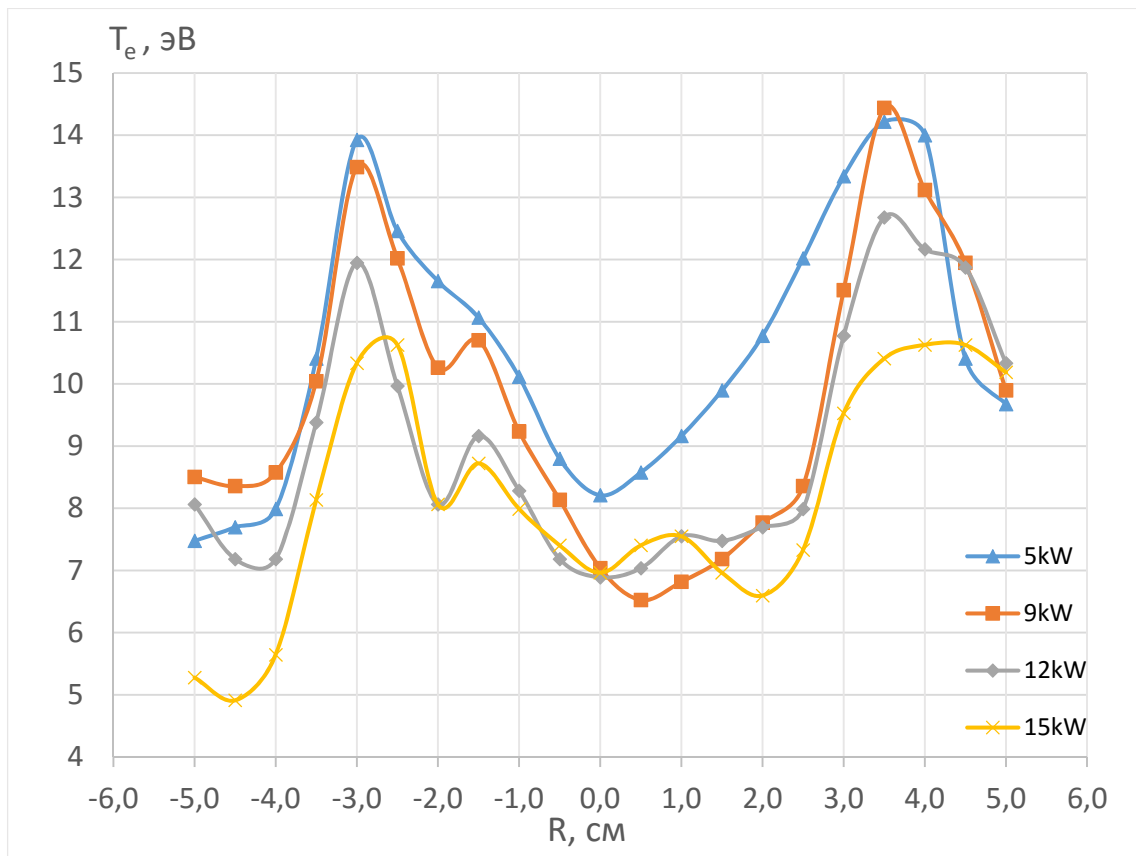


Рис. 4.2.12. Радиальный профиль электронной температуры плазмы. Ток в катушках $I_{1-2-3-4}=7A$, $I_5=16A$.

В третьей конфигурации плазма исследовалась при постоянном токе катушек 1, 4, 5, с изменяемым током в катушках 2, 3.

На рис. 4.2.13, 4.2.14 показаны зависимости n_e и T_e от различного тока в катушках 2, 3 в диапазоне $0 \div 18A$ (ток катушек 1, 4, 5 постоянен и равен $7.5A$). При мощности 9, 12 и 15кВт резонансный ток совпадает и равен $2.5A$, а для 5кВт – $3.7A$. Для 5 кВт плотность во время варьирования тока катушек изменяется в диапазоне $0.23 \times 10^{12} \div 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а для 15кВт в диапазоне $0.72 \times 10^{12} \div 3.63 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Электронная температура имеет минимум $\sim 7\text{эВ}$ для всех ВЧ мощностей, затем начинает линейно расти с током, достигая максимума при $\sim 10\text{эВ}$.

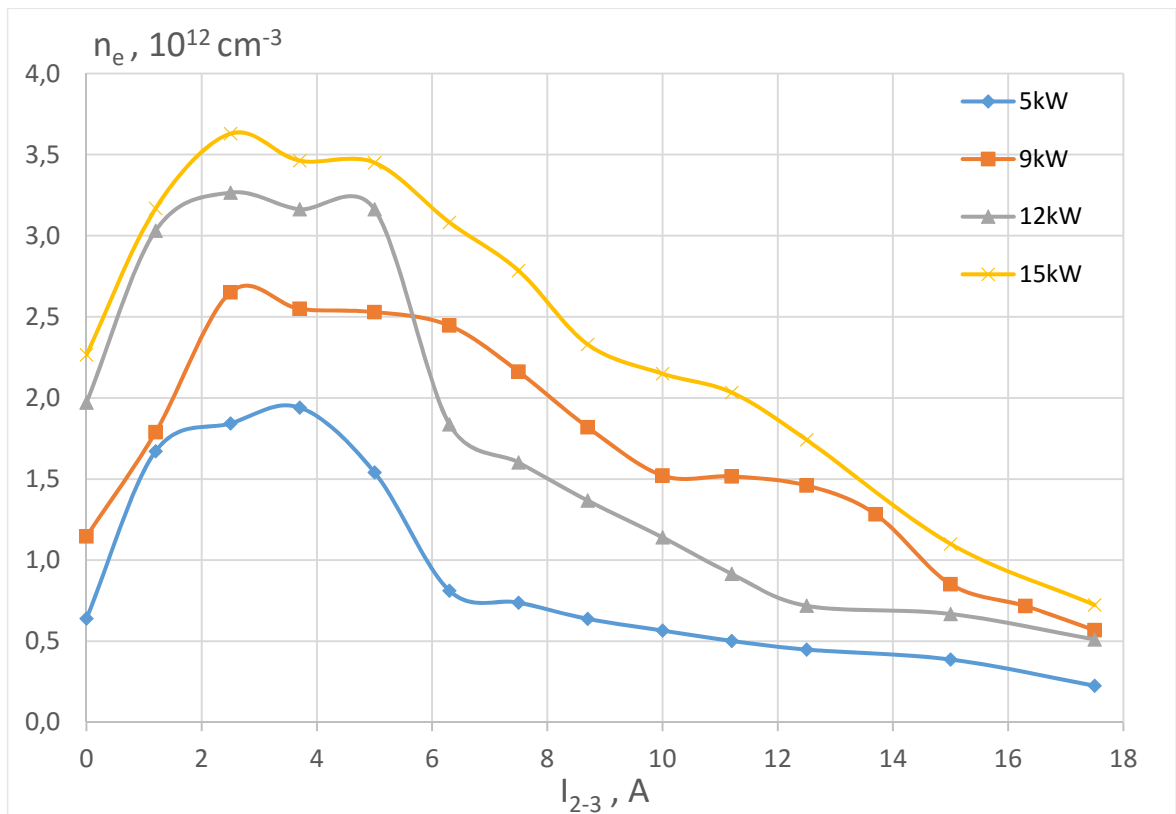


Рис. 4.2.13. Зависимость плотности плазмы от тока в катушках 2, 3 при различной ВЧ мощности. Ток в катушках $I_{1-4-5}=7.5A$.

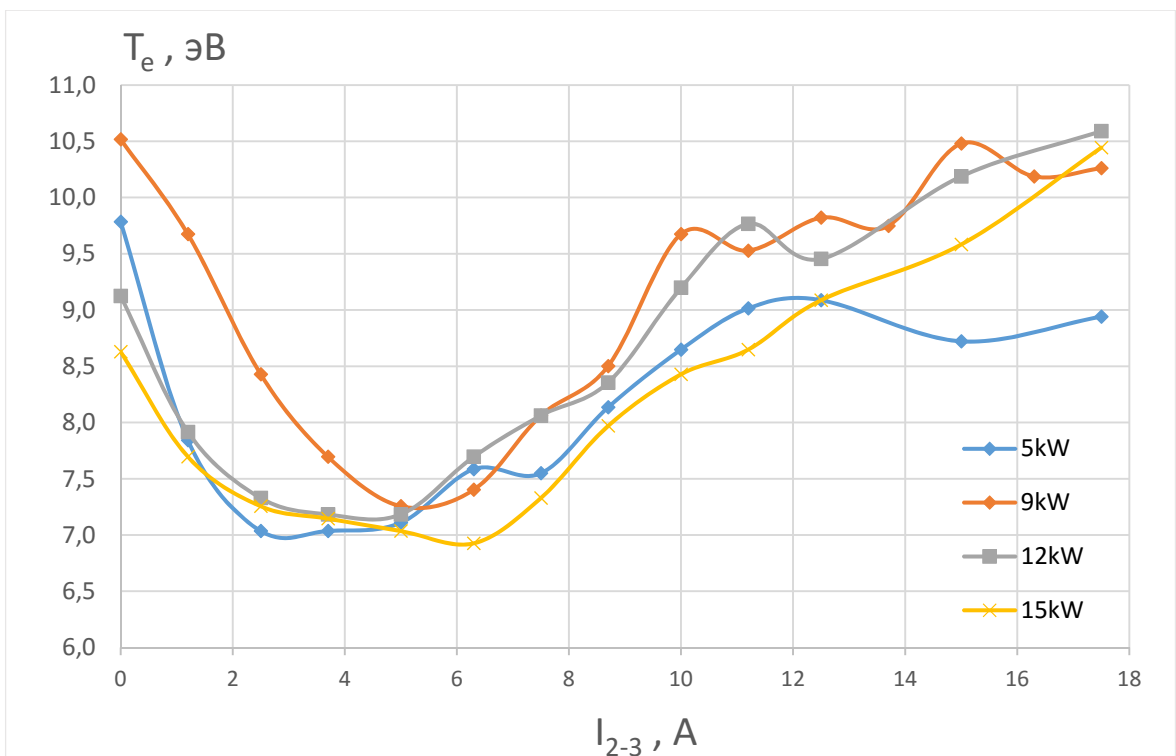


Рис. 4.2.14. Зависимость электронной температуры плазмы от тока в катушках 2, 3 при различной ВЧ мощности. Ток в катушках $I_{1-4-5}=7.5A$.

На рис. 4.2.15, 4.2.16 показаны магнитные силовые линии и величина внешнего магнитного поля B_z резонансной конфигурации для 5кВт. Магнитные силовые линии данной конфигурации параллельны оси z вдоль всей длины камеры, за исключением периферийного слоя в области антенны, как и в первом случае. Однако, в области ВЧ антенны минимальное магнитное поле - 170Гс, что дает частоту нижнегибридного резонанса $f_{LH} = 11.1$ МГц, и плазма разряда существует в высокочастотном режиме:

$$\omega_{ci} \ll \omega_{LH} < \omega \ll \omega_{ce} \ll \omega_{pe} .$$

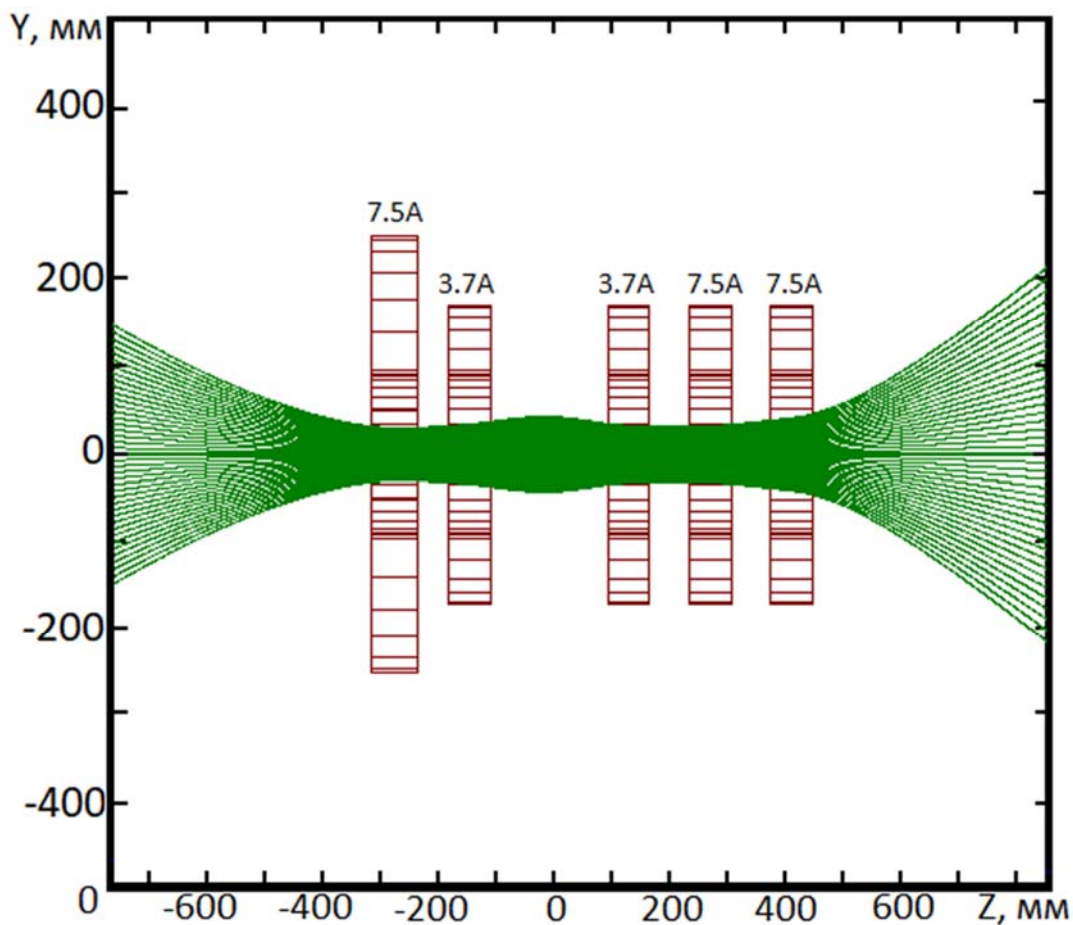


Рис. 4.2.15. Геометрия магнитных силовых линий. Ток катушек $I_{1-4-5}=7.5$ А, $I_{2-3}=3.7$ А.

Данное утверждение позволяет сделать вывод о том, что для плазмы геликонного разряда оптимальным с точки зрения достижения наибольшей плотности является высокочастотный режим.

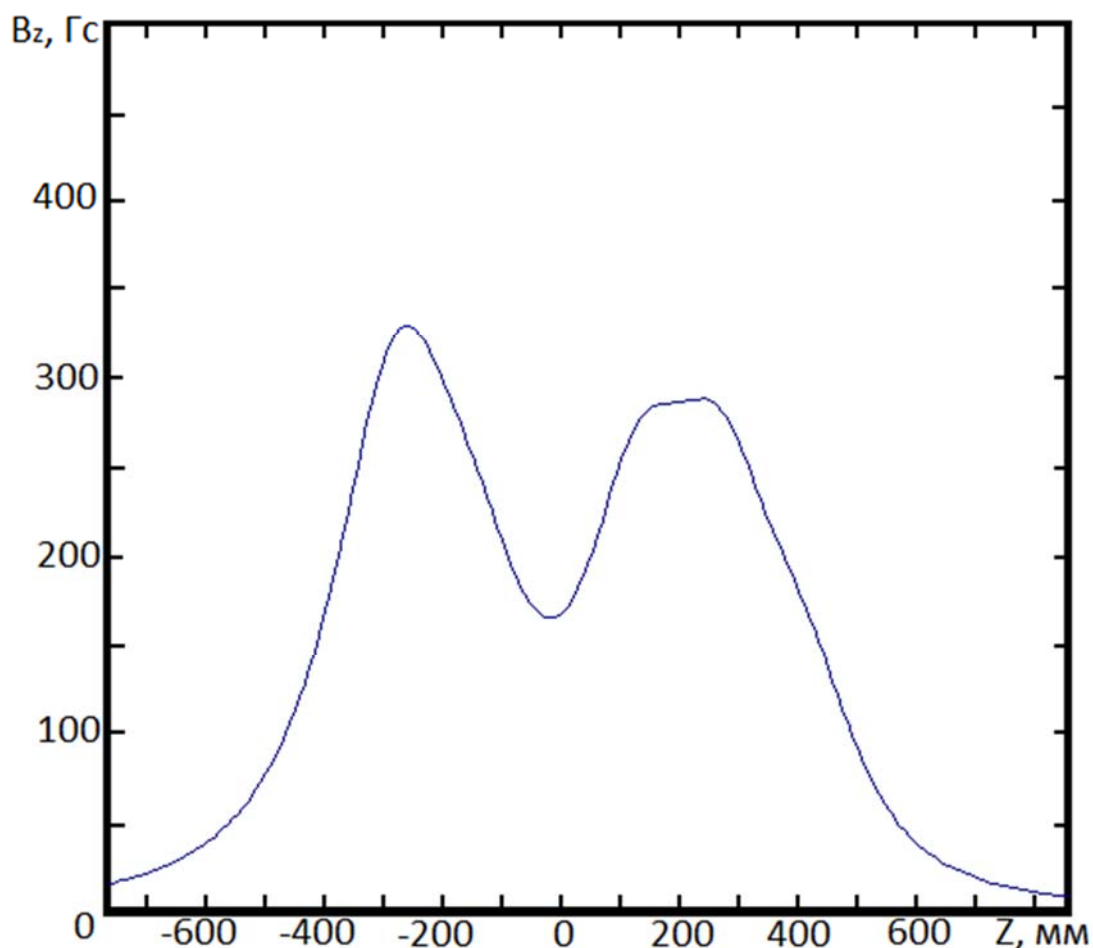


Рис. 4.2.16. Конфигурация магнитного поля. Ток в катушках $I_{1-4-5}=7.5\text{A}$, $I_{2-3}=3.7\text{A}$, магнитные поля $B_{\min}=170\text{Гс}$, $B_{\max}=332\text{Гс}$.

Радиальные профили плотности и электронной температуры вдоль оси u представлены на рис. 4.2.17, 4.2.18. Плотность плазмы неоднородна по радиусу, существует градиент плотности при мощности 9, 12, 15 кВт. Максимум плотности $4.5 \times 10^{12}\text{см}^{-3}$ расположен на расстоянии 2 см от центра. Минимум температуры находится по центру оси, его значение $\sim 7\text{эВ}$. Для данной конфигурации наблюдается важное явление: отсутствие четкой структуры ТГ-волн при мощности 9, 12, 15 кВт: периферийные максимумы существуют только снизу кварцевой колбы, сверху максимум наблюдается только для 5 кВт ($\sim 12\text{эВ}$).

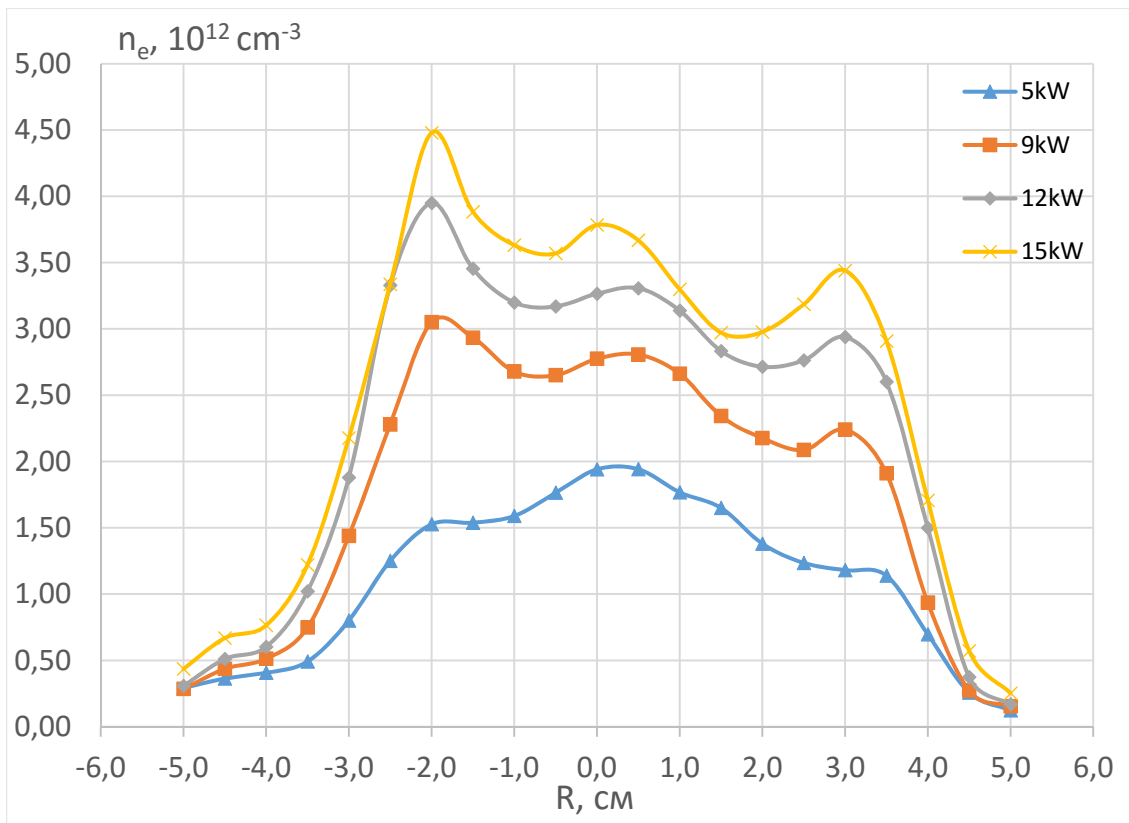


Рис. 4.2.17. Радиальный профиль плотности плазмы. Ток в катушках $I_{1-4-5}=7.5\text{A}$, $I_{2-3}=3.7\text{A}$

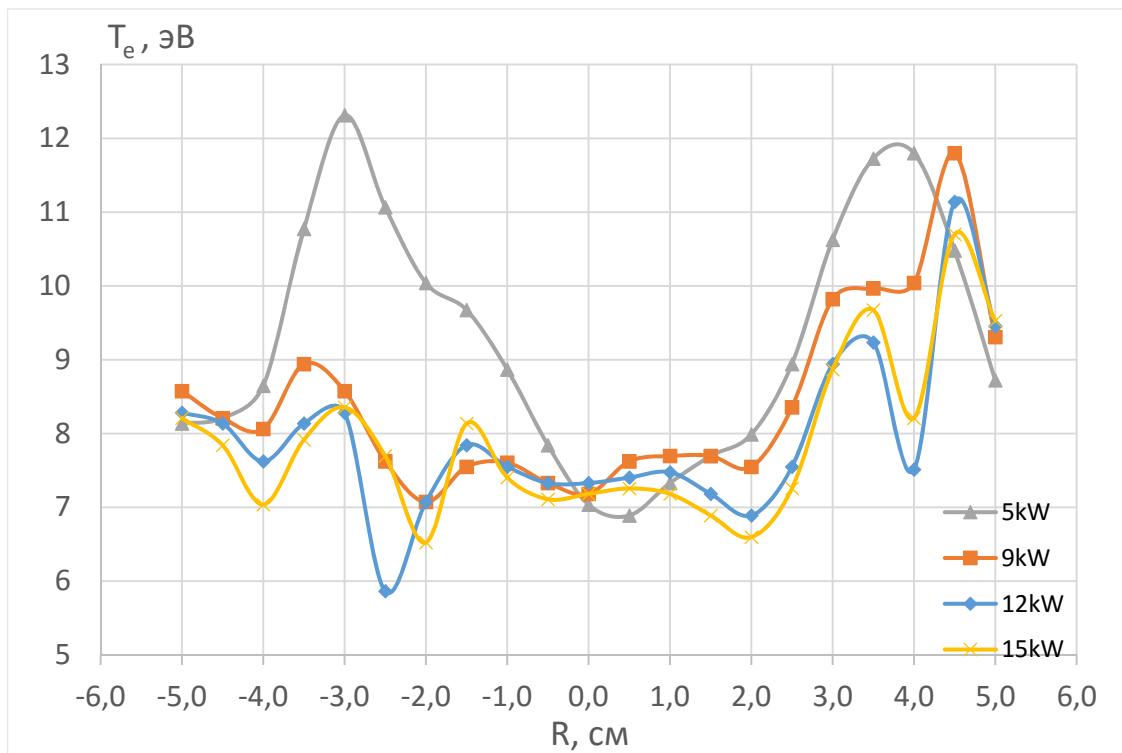


Рис. 4.2.18. Радиальный профиль электронной температуры плазмы. Ток в катушках $I_{1-4-5}=7.5\text{A}$, $I_{2-3}=3.7\text{A}$

4.3. Оптимальное давление газа в камере

Количество газа в камере является одним из важных параметров, влияющих на генерацию плазмы. Для резонансных магнитных конфигураций, представленных в разделе 4.2, были измерены зависимости плотности и электронной температуры от давления в камере в диапазоне 10÷32 мТорр.

Физический смысл влияния количества газа на ВЧ разряд довольно прост – в случае нехватки нейтралов в камере электроны не могут эффективно ионизовать газ, что понижает плотность плазмы. В случае переизбытка нейтральных частиц длина свободного пробега электрона становится слишком маленькой для эффективного поглощения энергии волны, что также негативно сказывается на ВЧ разряде.

Для магнитного профиля с током в катушках 8.7А зависимость плотности плазмы от давления в камере представлена на рис. 4.3.1. Для мощности 5кВт оптимальное давление в камере составляет ~30 мТорр, для 9кВт – 23 мТорр, для 12кВт – 25 мТорр, для 15кВт – 21 мТорр.

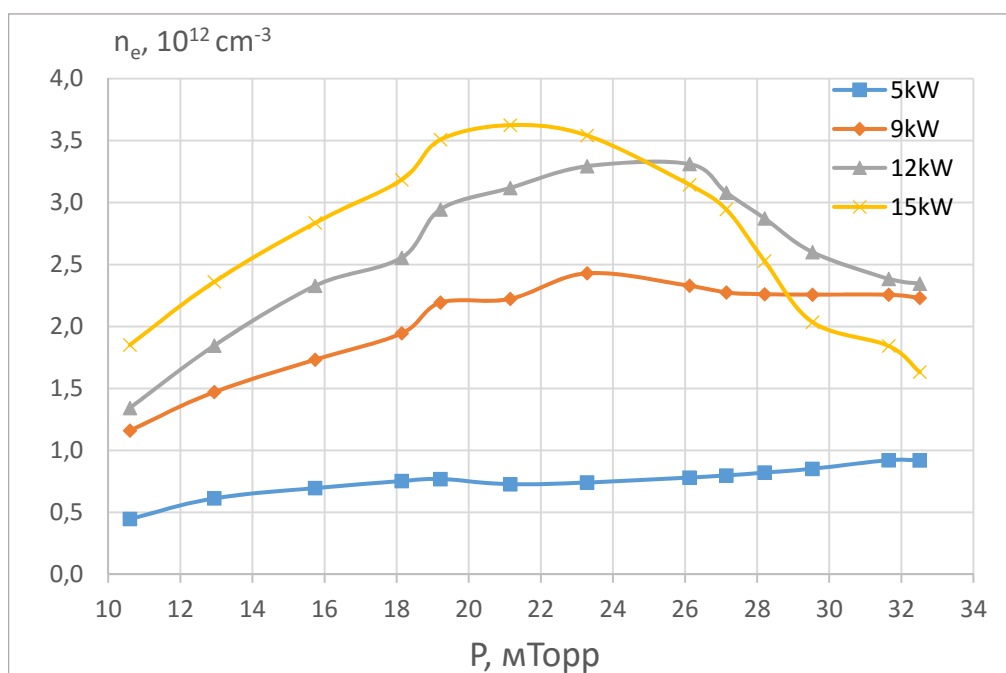


Рис. 4.3.1. Зависимость плотности плазмы от давления в газоразрядной камере при различной ВЧ мощности. Ток в катушках $I=8.7\text{А}$.

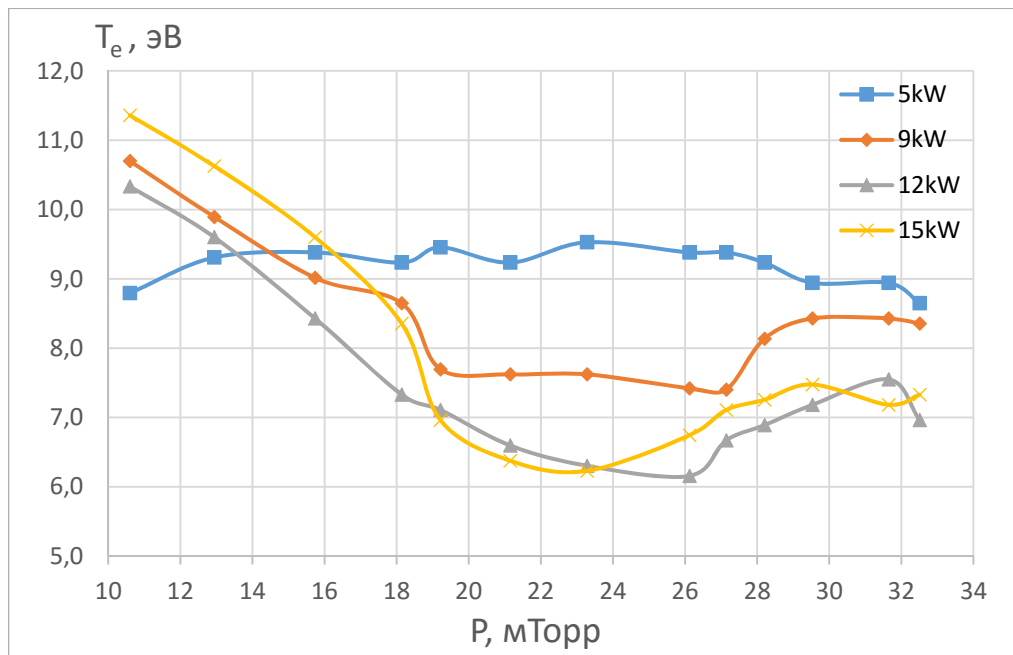


Рис. 4.3.2. Зависимость электронной температуры плазмы от давления в газоразрядной камере при различной ВЧ мощности. Ток в катушках $I=8.7A$.

Для магнитного профиля с током 7А в катушках 1-4 и 16А в катушке 5 зависимость плотности плазмы от давления в камере представлена на рис. 4.3.3. Для 5кВт оптимальное давление в камере составляет ~ 30 мТорр, для 9кВт – 20мТорр, для 12кВт – 19мТорр, для 15кВт – 19мТорр.

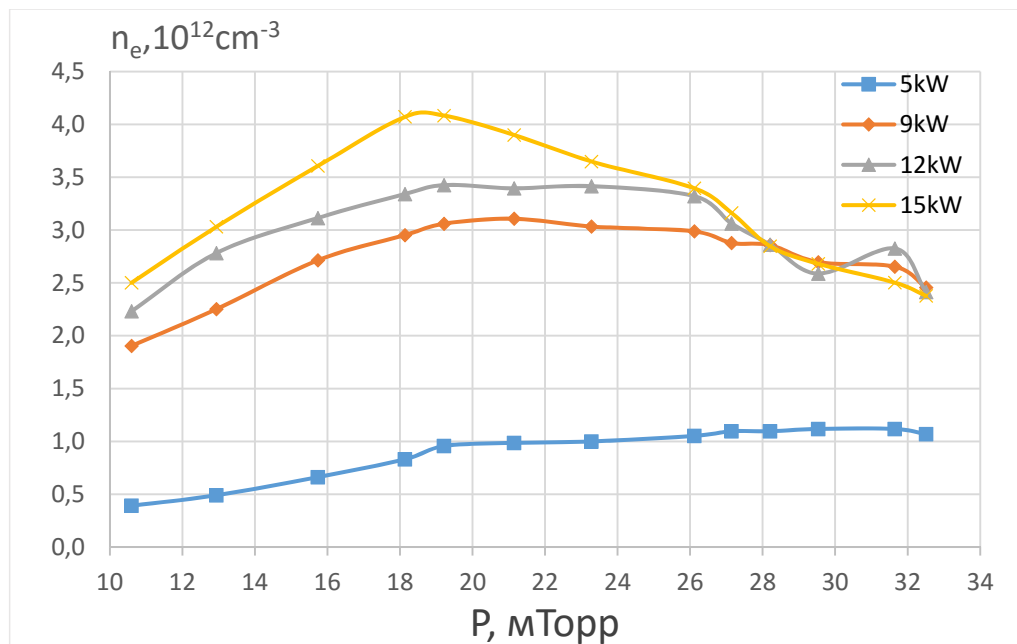


Рис. 4.3.3. Зависимость плотности плазмы от давления в газоразрядной камере при различной ВЧ мощности. Ток в катушках 1-4 $I_{1-2-3-4}=7A$, в катушке 5 $I_5=16A$.

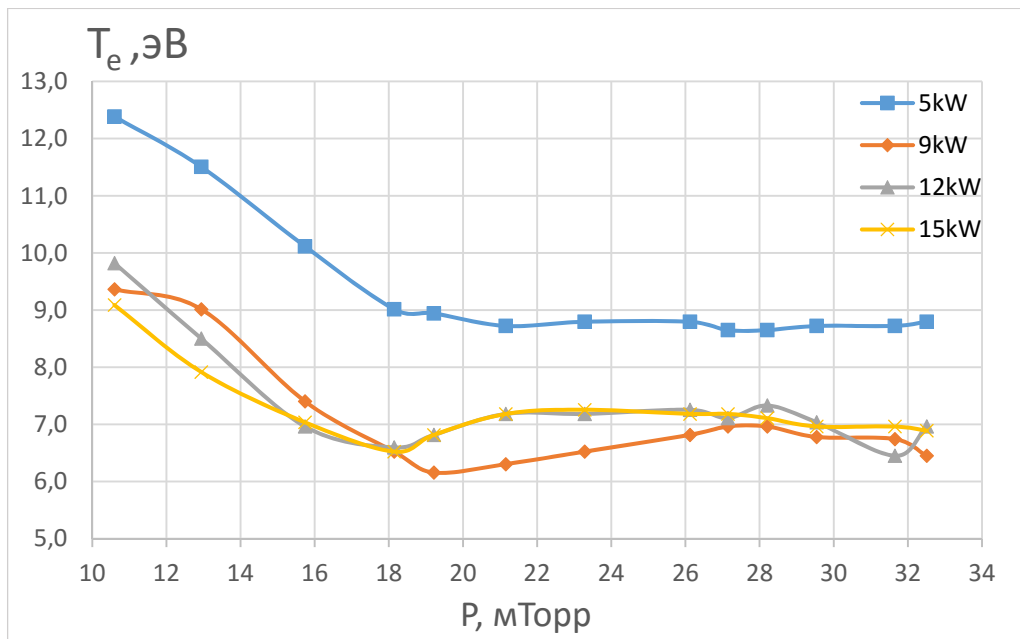


Рис. 4.3.4. Зависимость электронной температуры плазмы от давления в газоразрядной камере при различной ВЧ мощности. Ток в катушках 1-4 $I_{1-2-3-4}=7\text{A}$, в катушке 5 $I_5=16\text{A}$.

Для магнитного профиля с током катушек 1, 4, 5 7.5А и катушек 2, 3 3.7А зависимость плотности плазмы от давления в камере представлена на рис. 4.3.5. Для 5кВт оптимальное давление в камере составляет 21мТорр, для 9кВт – 20мТорр, для 12кВт – 18мТорр, для 15кВт – 15мТорр.

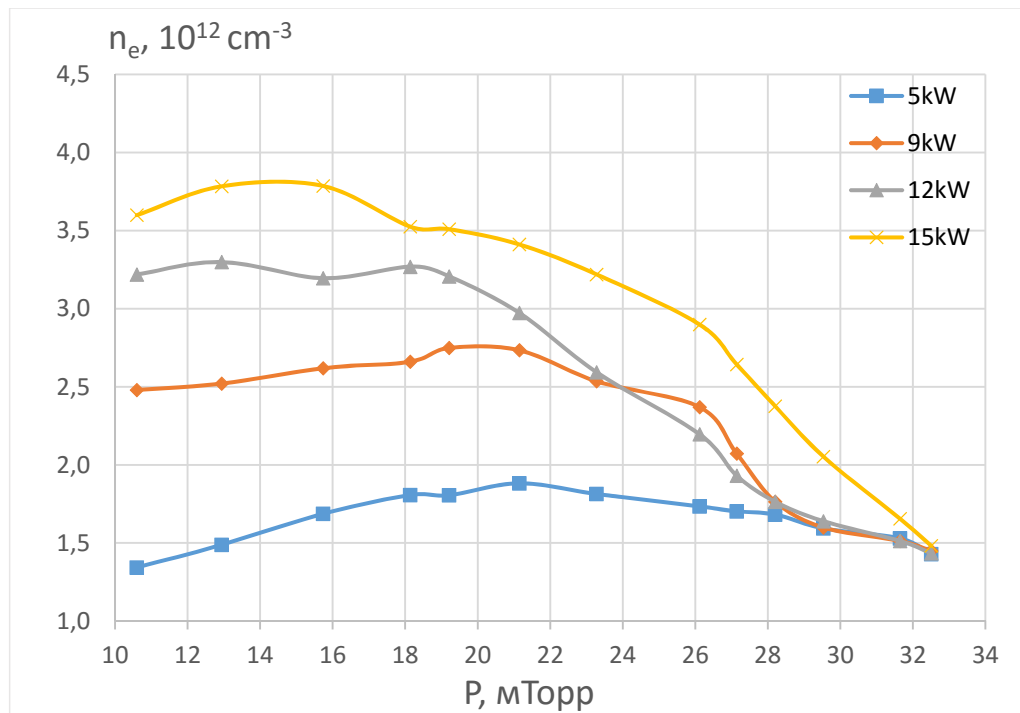


Рис. 4.3.5. Зависимость плотности плазмы от давления в газоразрядной камере при различной ВЧ мощности. Ток в катушках 1, 4, 5 $I_{1-4-5}=7.5\text{A}$, в катушках 2, 3 $I_{2-3}=3.7\text{A}$.

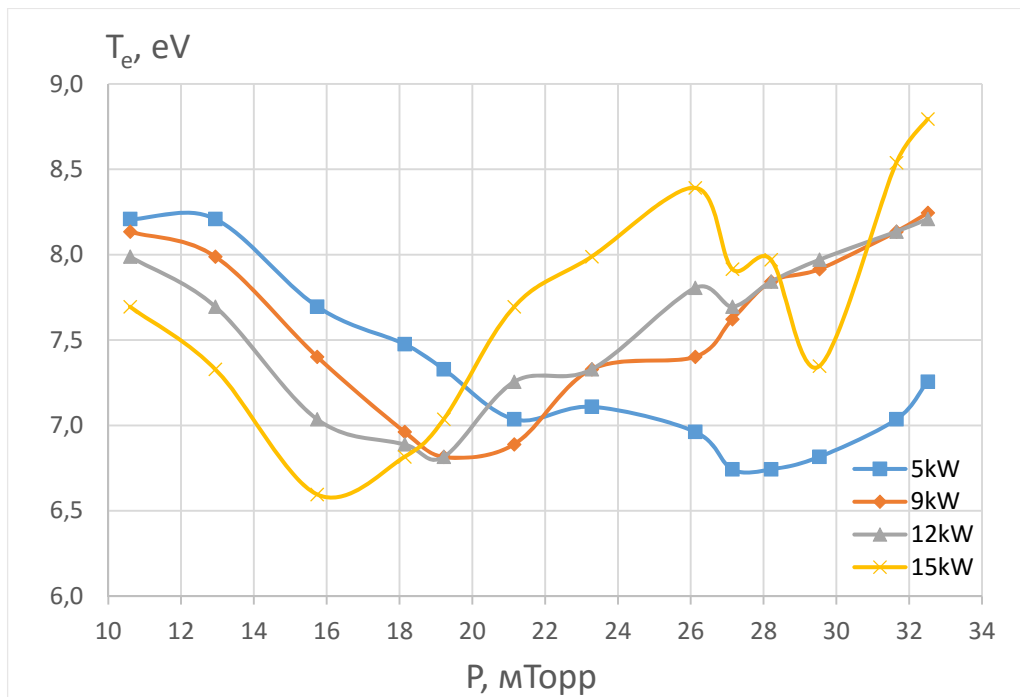


Рис. 4.3.6. Зависимость электронной температуры плазмы от давления в газоразрядной камере при различной ВЧ мощности. Ток в катушках 1, 4, 5 $I_{1-4-5}=7.5A$, в катушках 2, 3 $I_{2-3}=3.7A$.

Качественно поведение плазмы при изменении количества газа описано в работе [12]. В зависимости от величины внешнего магнитного поля возможны два сценария ВЧ разряда при: $B_0 < B_*$ и $B_0 > B_*$, где:

$$B_* = \frac{m_e c \omega^2}{e \nu} \frac{1}{k_{\parallel} r_0}$$

- критическое магнитное поле, а ν – частота электрон-нейтральных и электрон-ионных столкновений. 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.

5. Заключение

В работе проведено исследование влияния ВЧ мощности на геликонный разряд:

- Сделана теоретическая оценка минимальной ВЧ мощности необходимой для стационарного разряда;
- Проведено эффективное согласование ВЧ генератора и плазмы при ВЧ мощности до 16кВт;
- Проведено согласование различных режимов горения разряда для большого числа параметров (ВЧ мощность, давление газа, магнитное поле).

Был сделан вывод, что ВЧ мощность позволяет повышать плотность плазмы до определенного значения, при мощности выше 9кВт рост плотности замедляется.

В эксперименте с геликонным источником были изучены и проанализированы различные конфигурации магнитного поля при варьировании подаваемой мощности. Выполнено повышение плотности плазмы путем сочетания изменения конфигурации магнитного поля и ВЧ мощности. Экспериментально подтверждена более высокая эффективность высокочастотного режима (частота ВЧ генератора выше нижнегибридного резонанса) по отношению к низкочастотному. Зафиксирован эффект изменения механизмов конверсии волн при увеличении ВЧ мощности для одинаковой магнитной конфигурации, о чем свидетельствует радиальное распределение температуры, измеренное в эксперименте. Подобный эффект интересен с практической точки зрения, поскольку в случае сохранения

целостности ТГ-мод для мощности 5кВт удалось повысить плотность плазмы вдвое за счёт ослабления внешнего магнитного поля.

Также в эксперименте были получены зависимости плазменных параметров от давления газа в камере, найдены оптимальные условия для генерации ВЧ разряда.

Список формул и сокращений

$\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2$ – 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;

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 (см);

\vec{I} – единичный тензор;

ТГ-волны – волны Трайвелписа-Гоулда.

Список литературы

- [1] Boswell, R. W. Large volume, high density rf inductively coupled plasma / R. W. Boswell. // Appl. Phys. Lett. – 1970. – A33457.
- [2] Boswell, R. W. Characteristics of a large volume, helicon plasma source / R. W. Boswell. // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1984. – 261147.
- [3] Александров, А. Ф. Исследование индуктивного ВЧ разряда как самосогласованной системы, Часть II / А. Ф. Александров, Г. Э. Бугров, К. В. Вавилин. // Прикладная физика. – 2005. – №5. – С. 72-78.
- [4] Virko, V. F. Wave phenomena, hot electrons, and enhanced plasma production in a helicon discharge in a converging magnetic field / Virko V. F., Shamrai K. P., Virko Yu. V. , and Kirichenko G. S. // Phys. Plasmas. – 2004. – 11, 3888.
- [5] R. Goulding. Initial operation of the ORNL high flux helicon plasma source for PMI research / Goulding. R. // VLT Conference Call. – 2013.
- [6] K. P. Shamrai. Resonance wave discharge and collisional energy absorption in helicon plasma source / K. P. Shamrai, V. B. Taranov. // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1994. – Vol 36. – p. 1719-1735.
- [7] В.И. Давыденко, А.А. Иванов, Г. Вайсен. Экспериментальные методы диагностики плазмы//Лекции для студентов физического факультета (1999).
- [8] К. П. Шамрай. О скачках плотности в геликонных источниках плазмы / Шамрай К. П. // Прикладная физика.–1999.–выпуск 4.–С.18–27.

- [9] Appleton, E. V. Wireless studies of the ionosphere / E. V. Appleton // J. Instr. Elec. Engrs.–1932.– Vol. 71.–P. 642.
- [10] Hartree, D. R. The propagation of electromagnetic waves in a refracting medium in a magnetic field / D. R. Hartree // Proc. Cambridge Phil. Soc.– 1931.–Vol.27.–P. 143.
- [11] Я. Б. Файнберг. Электромагнитные волны в плазме, находящейся в магнитном поле / Я. Б. Файнберг, М. Ф. Горбатенко // ЖТФ. –1959. –Т.29, №5. –С.549– 562.
- [12] K. P. Shamrai. Volume and surface rf power absorption in a helicon plasma source/ K. P. Shamrai, V. B. Taranov// Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences, Kiev 252022, Ukraine (1995).
- [13] Francis F Chen. Helicon discharges and sources: a review/F. F. Chen//Electrical Engineering Department, University of California, Los Angeles, CA 90095– 1594, USA (2014).
- [14] J. P. Klozenberg . The dispersion and attenuation of helicon waves in a uniform cylindrical plasma / J. P. Klozenberg, B. McNamara, P. C. Thonemann // Fluid Mech.–1965. –Vol. 21. part 3. – P.545 – 563.
- [15] H. A. Blevin. Propagation of helicon waves in a non – uniform plasma / H. A. Blevin, P. J. Christiansen// Aust. J. Phys.–1966. – Vol.19. –P.501 –508.
- [16] X. M. Guo. Helicon experiments and simulations in nonuniform magnetic field configurations / X. M. Guo, J. Scharer, Y. Mouzouris [et al.] // Phys. Plasmas.– 1999.– Vol.6.–№8.–P.3400–3407

- [17] V.F.Virko. Wave phenomena, hot electrons and enhanced plasma production in a helicon discharge in a converging magnetic field/ V.F.Virko, K.P. Shamrai, G. S.Kirichenko// Phys. Plasmas. – 2004. – Vol. 11.– №8. – P. 3888–3897.
- [18] R. K. Fisher. Resonance Cones in the Field Pattern of a Radio Frequency Probe in a Warm Anisotropic Plasma/ R. K. Fisher, and R. W. Gould// The Physics of Fluids 14, 857 (1971).
- [19] F. F. Chen. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion/F. F. Chen// 2nd ed., Vol. 1: Plasma Physics ~Plenum, New York, 1984, Appendix B.
- [20] Igor A. Kotelnikov. On the density limit in the helicon plasma sources/Igor A. Kotelnikov// Physics of Plasmas 21, 122101 (2014).
- [21] D. Arnush. The role of Trivelpiece–Gould waves in antenna coupling to helicon waves/ Donald Arnush// Electrical Engineering Department, University of California, Los Angeles, California 90095-1594 (2000).
- [22] 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)
- [23] D.D. Blackwell. Evidence for Trivelpiece-Gould modes in a helicon discharge/ D.D. Blackwell, T.G. Madziwa, D. Arnush, F.F. Chen. // Phys. Rev. Lett. 2002, vol.88, #14, p.145002-1–4.