

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ 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 03.02.02 ФИЗИКА

Образовательная программа: БАКАЛАВРИАТ

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА**

**КУЗЬМИН ЕВГЕНИЙ ИГОРЕВИЧ**

Тема работы **ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЕЛИКОННОГО ИСТОЧНИКА  
ПЛАЗМЫ**

**«К защите допущен»**

Заведующий кафедрой:

д. ф.-м. н., профессор

Иванов А. А.

...../.....

(фамилия, И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2016г.

**Научный руководитель**

к. ф.-м. н., лаб. 9-0, доцент

Шиховцев И.В.

...../.....

(фамилия, И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2016г.

Дата защиты: «21» июня 2016г.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ .....</b>	<b>3</b>
<b>1. ОПИСАНИЕ ГЕЛИКОННОГО ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ.....</b>	<b>4</b>
1.1. СХЕМА ГЕЛИКОННОГО ИСТОЧНИКА.....	4
1.2. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ.....	6
1.3. СОГЛАСУЮЩАЯ СХЕМА МЕЖДУ ГЕНЕРАТОРОМ И АНТЕННОЙ .....	8
1.4. ТИПЫ ВЧ АНТЕНН .....	9
<b>2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЕЛИКОННЫХ ВОЛН.....</b>	<b>12</b>
2.1. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ .....	12
2.2. РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГЕЛИКОНОВ .....	15
2.2.1. НИЗКОЧАСТОТНЫЙ РЕЖИМ.....	15
2.2.2. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РЕЖИМ .....	16
2.3. ВИДЫ ВЧ РАЗРЯДА В ПЛАЗМЕ .....	17
<b>3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ .....</b>	<b>19</b>
3.1. ВЛИЯНИЕ ПОДВОДИМОЙ ВЧ МОЩНОСТИ НА ПЛАЗМУ .....	19
3.2. КОНФИГУРАЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ГЕЛИКОННОМ ИСТОЧНИКЕ .....	22
3.3. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ НАПУСКА ГАЗА В ИСТОЧНИК .....	25
<b>4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>27</b>
<b>5. БЛАГОДАРНОСТИ .....</b>	<b>29</b>
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....</b>	<b>30</b>

## Введение

В последнее время в науке и промышленности наблюдается развитие новых научно-технологических направлений, требующих улучшения существующих и создания новых методов обработки и анализа различных материалов. Травление тонких пленок полупроводников, диэлектриков и металлов, а также методы изучения воздействия плазмы на материалы с помощью плазмы требуют создания источников плазмы с достаточно высокой плотностью при относительно низкой электронной температуре.

В последнее время среди подобных плазменных источников все более востребованными становятся геликонные источники высокочастотного разряда (ВЧ) разряда. Достоинствами установок такого типа являются простота конструкции и эксплуатации, а также возможность выхода на стационарный режим. В геликонном источнике генерация плазмы происходит вблизи центральной оси плазменной камеры, что значительно снижает тепловые потери на стенки камеры и способствует получению сфокусированного пучка, что может обеспечить высокое качество обработки материалов. Высокая эффективность поглощения ВЧ мощности такого источника позволит создать низкотемпературную плазму с высокой плотностью при относительно небольшой мощности ~5 кВт.

На сегодняшний день глобальная модель геликонных реакторов плазмы еще не разработана. На то есть несколько причин:

- баланс мощности достаточно сложен и нагрев электронов в плазме с помощью геликонных волн не до конца понят;
- баланс частиц трудно осуществим из-за сложной геометрии реактора и явлений переноса [1].

Геликонный источник является сложной системой, на которую сильно влияют различные параметры: давление в источнике плазмы, величина и профиль магнитного поля, подаваемая ВЧ мощность, форма и размер ВЧ антенны и др.

В главе 1 рассмотрены технические особенности и описана схема геликонного источника.

В главе 2 представлены описание механизма возникновения геликонных волн и условия их возбуждения.

В главе 3 показаны экспериментальные данные, полученные на геликонном источнике, и проведен анализ результатов.

В заключении работы сделан вывод о полученных результатах и поставлены цели дальнейшей работы.

## **1. Описание геликонного источника плазмы**

### **1.1. Схема геликонного источника**

Схема геликонного источника показана на рис. 1. Генерация плазмы происходит в газоразрядной кварцевой трубе 3. Рабочий газ ( $H_2$ ) в кварцевую камеру подается с импульсного клапана 6. Разряд возникает в камере при подаче ВЧ напряжения на антенну. Разряд инициируется поджигом 11 (вольфрамовая нить накала). Электроны, эмитируемые в камеру вольфрамовой нитью накаливания, под действием ВЧ поля ионизируют рабочий газ. Длительность генерации плазмы – 1 секунда.

Плазма источника находится во внешнем магнитном поле, создаваемом системой катушек 2, 4. Катушки магнитного поля имеют внутренний диаметр 184 мм, сечение 66 мм x 100 мм, медная шина сечением 4x2 мм<sup>2</sup>. В пробочной катушке количество витков 976 витков, в остальных - 490 витков.

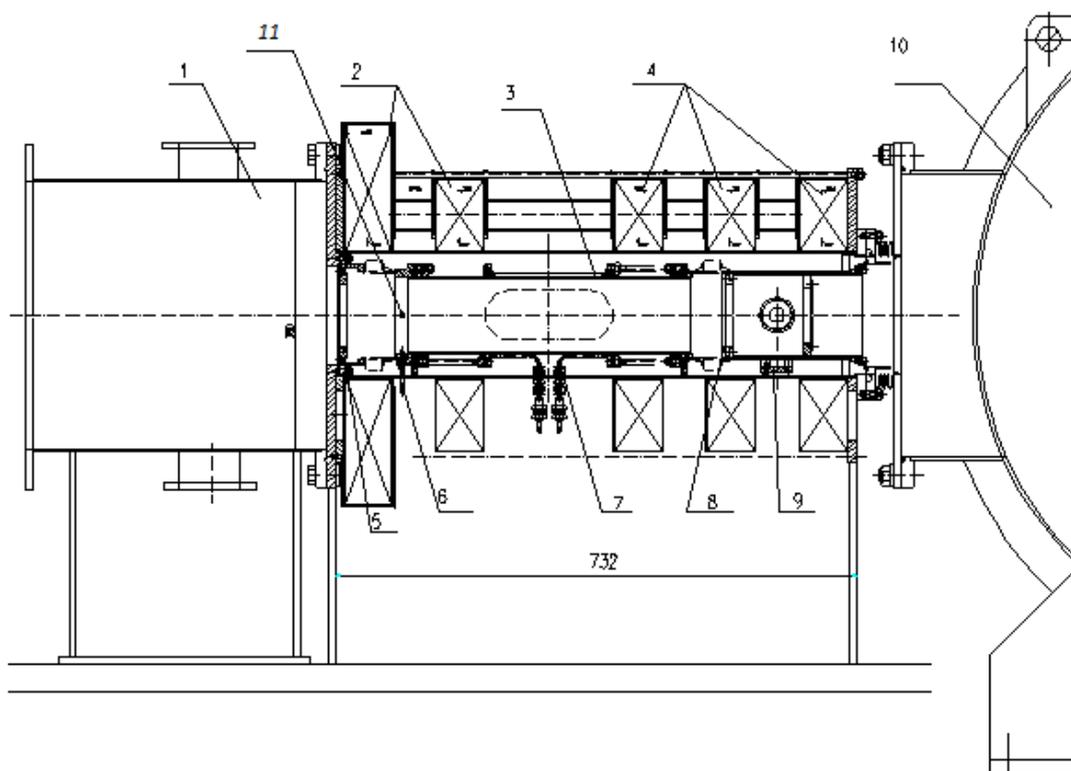


Рис. 1. Геликонный источник плазмы. 1 - расширительный объем; 2, 4 - катушки магнитного поля; 3 - кварцевая камера (длина 400 мм, внешний диаметр 108 мм, толщина стенки 2.5 мм); 5, 8 - лимитеры; 6 - импульсный клапан напуска газа; 7 - ВЧ антенна Nagoya Type III (медная трубка  $\varnothing 6 \times 1$  мм, индуктивность – 0.3  $\mu$ Гн, диаметр – 110 мм, длина – 160 мм); 9 - фланец для зондов; 10 - вакуумный объем стенда; 11 - поджиг.

Максимальный расчетный ток в катушках 50 А. Плазма распространяется вдоль магнитных силовых линий, и для исключения контакта плазмы со стенками камеры в установке предусмотрены лимитеры 5, 8. Система магнитных катушек представлена на рис. 2. Источник соединен с вакуумным объемом 10. Откачка газа осуществляется с помощью форвакуумного и турбомолекулярного насосов. Начальное давление газа в камере  $10^{-7}$  Торр, после импульсного напуска -  $5 \div 15$  мТорр.

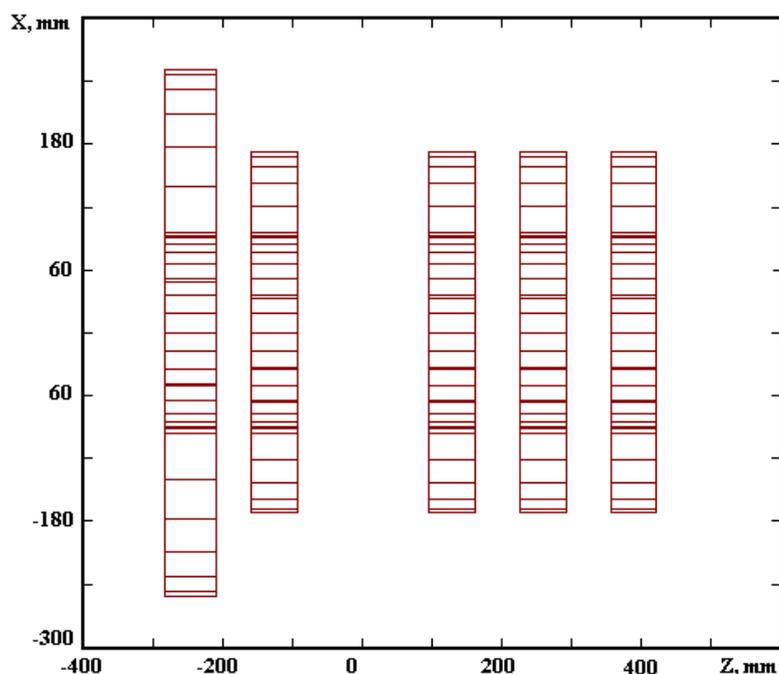


Рис. 2. Система магнитных катушек установки.

ВЧ напряжение на антенну подается с источника высокочастотной мощности. В эксперименте использовался промышленный генератор COMDEL СВ-5000 мощностью до 5 кВт. Рабочая частота генератора – 13.56 МГц.

## 1.2. Методы диагностики и измерительные приборы

Основными измеряемыми параметрами в ходе изучения геликонного источника были электронная температура и плотность плазмы. Для этих целей использовался тройной ленгмюровский зонд.

Схема зонда приведена на рис. 3 [16]. Тройные ленгмюровские зонды часто используются при измерении электронной температуры и плотности плазмы. Одно из преимуществ таких зондов – возможность измерить одновременно указанные величины, не меняя напряжение электродов, и не измеряя вольт-амперную характеристику зонда. Необходимо отметить, что для тройного зонда необходимо условие  $T_e = T_i$ .

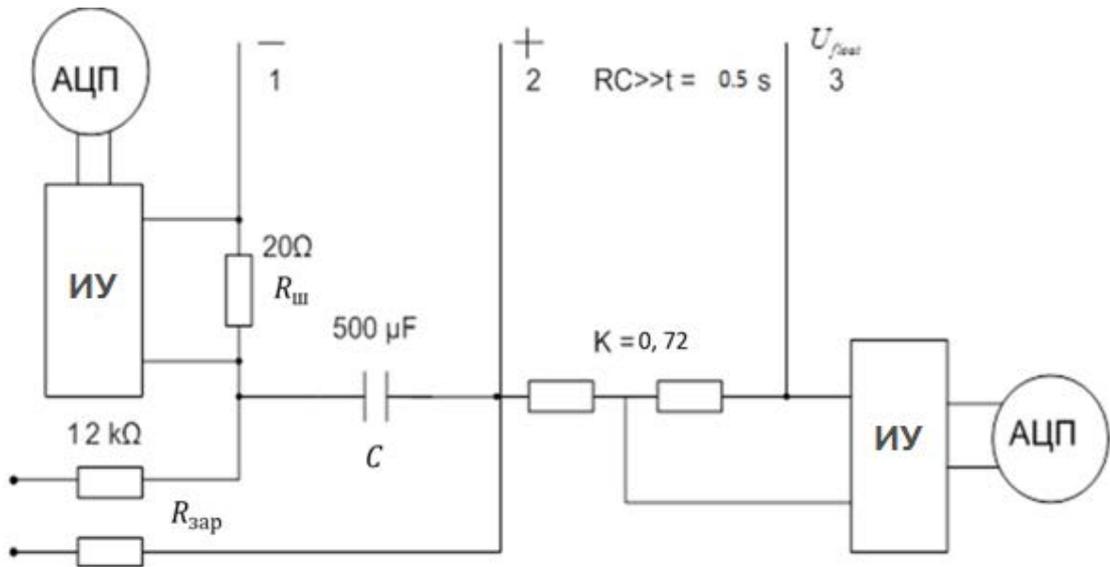


Рис. 3. Тройной ленгмюровский зонд.

Тройной зонд состоит из трех электродов, два из которых (1 и 2) подключены по схеме двойного ленгмюровского зонда, находящегося в режиме насыщения ионного тока. Между электродами 1 и 2 прикладывается потенциал много больший  $\frac{T_e}{e}$ . На электрод 1 подается отрицательное напряжение, таким образом, он отталкивает все электроны и ток на него равен ионному току насыщения. На электрод 2, потенциал которого по отношению к плазме также отрицателен, поступает ионный ток насыщения и вдвое больший электронный ток. В результате суммарный ток на электроды 1, 2 равен нулю как того требует уравнение непрерывности для стационарных условий:

$$2 \frac{en}{4} \langle V_i \rangle = \frac{en}{4} \langle V_e \rangle e^{-\frac{eU_2}{T_e}}.$$

Электрод 3 находится под плавающим потенциалом, и ток на него также равен ионному току насыщения:

$$\frac{en}{4} \langle V_i \rangle = \frac{en}{4} \langle V_e \rangle e^{-\frac{eU_3}{T_e}}.$$

Измеряя напряжение между электродами 2 и 3, можно найти электронную температуру:

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

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

$$n = \frac{2I_i}{Se} \sqrt{\frac{\pi m_e}{2eT_e}}.$$

ИУ – изолирующий усилитель - гальваническая развязка. Конденсатор (С) заряжается до напряжения 100 В через зарядные сопротивления ( $R_{зар}$ ), величина которых выбирается такой, чтобы время разрядки конденсатора было больше времени регистрации сигнала. В данном эксперименте длительность генерации плазмы 1 с,  $C=500$  мкФ,  $R_{зар}=12$  кОм. Измеряемый ионный ток насыщения, идущий на первый зонд, - напряжение на сопротивлении шунта, деленное на его величину ( $R_{ш}$ ). В схеме использовался делитель напряжения с коэффициентом деления:

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

### 1.3. Согласующая схема между генератором и антенной

Для эффективного ввода ВЧ мощности в плазму, генератор подсоединяется к антенне через согласующее устройство (рис.4). Значения конденсаторов ( $C_1$ ,  $C_2$ ) выбирались так, чтобы отраженная мощность была минимальной, при этом генератор согласовывался на нагрузку 50 Ом. В ходе эксперимента значение отраженной мощности не превышало 10%.

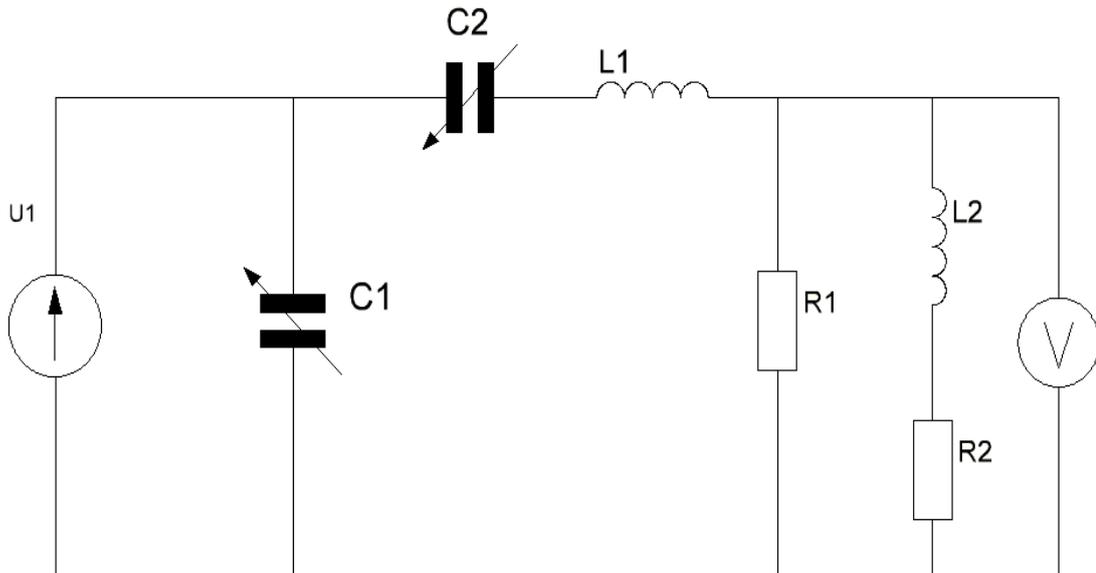


Рис.4. Схема согласующего устройства.  $U_1$  - генератор,  $L_1 = 50$  нГн – паразитная индуктивность,  $L_2 = 400$  нГн – антенна,  $R_1 = 0.1$  Ом – потери в антенне,  $R_2$  – сопротивление плазмы,  $C_1 = 2300 \div 2400$  пФ,  $C_2 = 500 \div 600$  пФ.

#### 1.4. Типы ВЧ антенн

При разработке и изучении геликонного источника большое значение имеет форма и размеры антенны. Для создания плазмы в геликонных источниках используются разные виды ВЧ антенн с целью возбуждения продольных волновых мод с разной плотностью плазмы [1]. Наиболее значимой характеристикой антенны является продольная длина, от которой зависит волновое число  $k_z$ , а, следовательно, мода волны  $\chi$  и плотность плазмы:

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

где  $d_A$  длина антенны (рис. 5). Дисперсионное уравнение геликонов может быть преобразовано к виду:

$$kk_z = \frac{e\mu_0 n_e \omega}{B},$$

$$k_z = k \cos \theta.$$

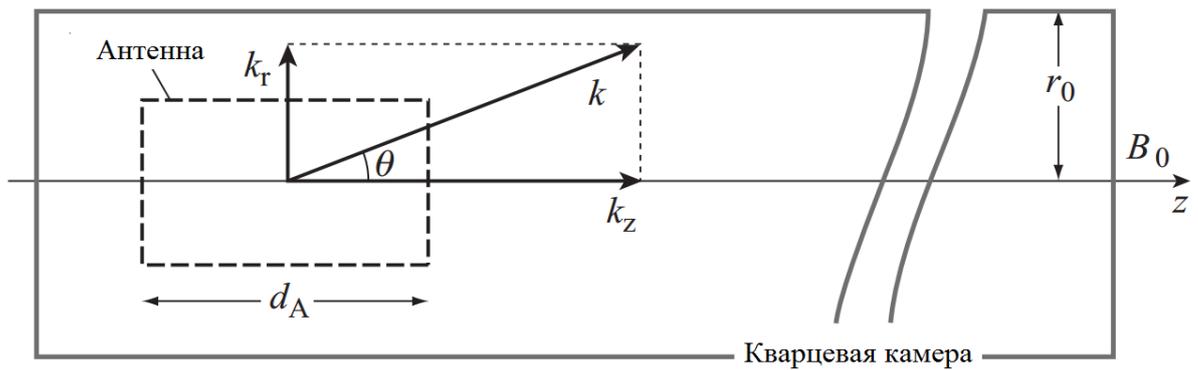


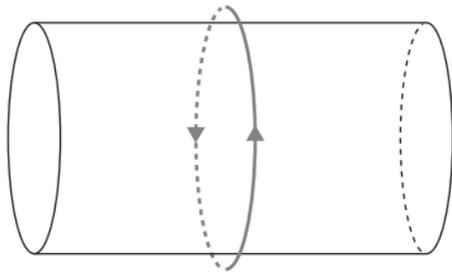
Рис. 5. Компоненты волнового вектора относительно антенны.

Основные виды ВЧ антенн, которые используются в геликонных установках, представлены на рис. 6. Наиболее простой вариант - одновитковая круговая антенна, возбуждающая азимутальную моду  $m=0$ . Остальные антенны используются для возбуждения волн с  $m=\pm 1$ . В источнике [11] показано, что мода  $m=-1$  плохо подходит для создания плазмы. Это объясняется тем, что в случае  $m=-1$  геликонные волны не распространяются вглубь плазмы и существуют только вблизи антенны, следовательно, не происходит эффективной передачи энергии электронам и ионизации газа. Мода  $m=1$ , напротив позволяет создать плазму с высокой степенью поглощения мощности и с более высокой плотностью.

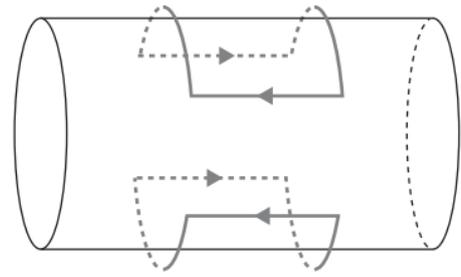
В ходе эксперимента использовалась антенна Nagoya type III, изготовленная из медной трубки  $\text{ø}6 \times 1$  мм, диаметром 110 мм, длиной  $d_A = 160$  мм, и индуктивностью  $L=0.3 \mu\text{Гн}$ .

Граничное условие на  $k_r$  находится из решений уравнений Максвелла и приведено в работе [9]:

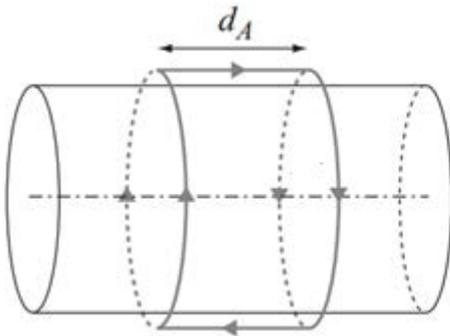
$$mkJ_m(k_r r_0) + k_z J'_m(k_r r_0) = 0.$$



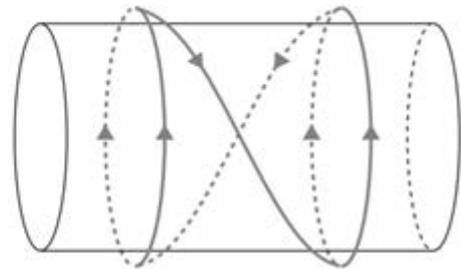
Одновитковая антенна.



Антенна Босвелла.



Антенна Nagoya type III.



Геликонная антенна.

Рис. 6. Типы ВЧ антенн, используемых в геликонных плазменных реакторах.

Для  $m=1$  радиальное волновое число ограничено условием:

$$2.4 < k_r r_0 < 3.83 ,$$

где  $k_r r_0 \approx 3.83$ , если  $k_z \ll k_r$ , и  $k_r r_0 \approx 2.4$ , если  $k_z \gg k_r$ . Для изучаемого источника использовалось первое условие.

Для заданных параметров рассчитана возможная плотность плазмы для различных мод распространения геликонов для  $m=1$  и магнитных полей  $B=120$  Гс и  $B=300$  Гс (рис. 7). При более высоких продольных модах  $\chi$  плотность плазмы увеличивается, также видно, что для поля 300 Гс необходима более плотная плазма для распространения геликонных мод.

$\chi$	$\theta/^\circ$	$k_r/\text{м}^{-1}$	$k_z/\text{м}^{-1}$	$\lambda/\text{м}$	$n_e/\text{см}^{-3},$ $B=120\text{Гс}$	$n_e/\text{см}^{-3},$ $B=300\text{Гс}$
<b>0</b>	74,2	69,63	19,63	0,319	$6,26 \cdot 10^{12}$	$1,56 \cdot 10^{13}$
<b>1</b>	49,7	69,63	58,89	0,106	$2,37 \cdot 10^{13}$	$5,91 \cdot 10^{13}$
<b>2</b>	35,3	69,63	98,15	0,063	$5,20 \cdot 10^{13}$	$1,30 \cdot 10^{14}$
<b>3</b>	26,8	69,63	137,41	0,045	$9,32 \cdot 10^{13}$	$2,33 \cdot 10^{14}$
<b>4</b>	21,5	69,63	176,68	0,035	$1,48 \cdot 10^{14}$	$3,69 \cdot 10^{14}$
<b>5</b>	17,8	69,63	215,94	0,029	$2,16 \cdot 10^{14}$	$5,39 \cdot 10^{14}$

Рис. 7. Характеристики распространения продольных мод геликонной волны.

## 2. Теоретическая модель геликонных волн

### 2.1. Дисперсионное уравнение

Рассмотрим случай холодной бесстолкновительной плазмы, запишем уравнение Власова [2]:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_a}{\partial \mathbf{q}} + e_a \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right) \frac{\partial f_a}{\partial \mathbf{p}} = 0.$$

Уравнения Максвелла имеют вид:

$$\text{rot} \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum_a e_a \int \mathbf{v} f_a d^3 p, \quad \text{div} \mathbf{B} = 0,$$

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \text{div} \mathbf{E} = 0.$$

Уравнения одножидкостной гидродинамики:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = \mathbf{0}, \quad \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} [\operatorname{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] - \nabla p,$$

$$\frac{\partial S(p, \rho)}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}].$$

Линеаризуя уравнения одножидкостной гидродинамики, можно найти тензор диэлектрической проницаемости:

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

где

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

$$\eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \varepsilon_{\pm} = \varepsilon \pm g = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega \mp \Omega_e)(\omega \mp \Omega_i)},$$

$$\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2, \quad \omega_{ce} = -\Omega_e = \frac{|q_e|B}{m_e c}, \quad \omega_{ci} = \Omega_i = \frac{q_i B}{m_i c},$$

$$\omega_{ps} = \sqrt{\frac{4\pi e_s^2 n_s}{m_s}}.$$

Волновое уравнение находится из уравнений Максвелла:

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

где

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

Или в матричной форме:

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

Дисперсионное уравнение имеет вид:

$$AN_{\perp}^4 + BN_{\perp}^2 + C = 0,$$

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:

$$N_{\parallel\pm}^2 = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}.$$

Корень  $N_{\parallel-}^2$  соответствует геликонным волнам, волнам Трайвелписа-Голда (ТГ-волны) и нижнегибридному резонансу. На рис. 8 показан переход от геликонных волн к ТГ-волнам и нижнегибридному резонансу.

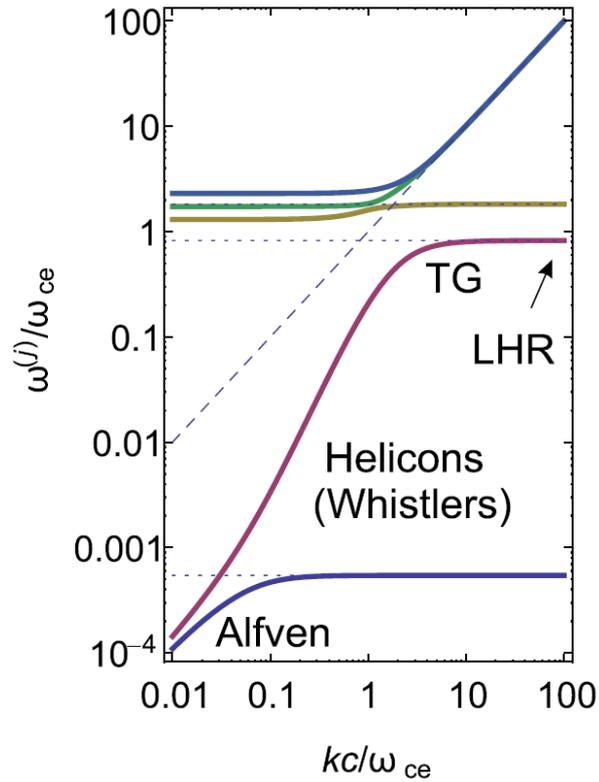


Рис. 8. График дисперсионной зависимости геликонных волн.

## 2.2. Режимы распространения геликонов

### 2.2.1. Низкочастотный режим

Распространение геликонных волн описывается двумя режимами. Низкочастотному режиму соответствуют частоты ([2], [12]):

$$\omega_{ci} < \omega < \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ce}}.$$

Далее для нахождения дисперсионной зависимости геликонной волны используется критерий Голанта-Стикса:

$$N_{\parallel}^2 \geq 1 + \frac{\omega_{p,res}^2}{\omega_{ce}^2},$$

где

$$\omega_{p,res}^2 = \frac{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)(\omega_{ci}^2 - \omega^2)}{\omega_{ce}\omega_{ci} - \omega^2} \approx \frac{\omega_{ce}^2\omega^2}{\omega_{ce}\omega_{ci} - \omega^2}.$$

Упрощенное дисперсионное уравнение имеет вид:

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

Максимальная плотность плазмы, при которой еще возможно распространение геликонов оценивается как:

$$n_{e,max}[cm^{-3}] = 2 \times 10^{16} \frac{A}{Z} \times (\lambda_z[cm])^{-2} .$$

Где  $A$  – атомная масса иона,  $Z$  – заряд иона. Уже для моды  $\chi = 0$ :

$$n_{e,max} = 2.2 \cdot 10^{13} cm^{-3} .$$

### 2.2.2. Высокочастотный режим

Высокочастотный режим отвечает условию

$$\sqrt{\omega_{ce}\omega_{ce}} < \omega < \omega_{ce} .$$

Для нахождения закона дисперсии используется критерий Шамрая-Таранова

$$\omega_{pe}^2 < \frac{1}{4} \omega_{ce}^2 N_{\parallel}^2 ,$$

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

Максимальная плотность плазмы, при которой еще возможно распространение геликонов оценивается как:

$$n_{e,max}[cm^{-3}] = 0.5 \times 10^{16} \frac{A}{Z} \times \frac{\omega_{ce}\omega_{ci}}{\omega^2} \times (\lambda_z[cm])^{-2} .$$

Для моды  $\chi = 0$  (см. раздел 4):

$$n_{e,max} = 3.23 \cdot 10^{13} cm^{-3} .$$

При  $k_{\perp} \rightarrow \infty$  происходит переход от геликонной волны к волнам Трайвелписа-Голда, которые являются электростатическим пределом геликонов, и возбуждаются на периферии кварцевой трубы. ТГ волны важны при изучении геликонных волн, так как они могут поглощать значительную часть ВЧ мощности и передавать ее вглубь плазмы, где распространяются геликоны [3].

### 2.3. Виды ВЧ разряда в плазме

При включении ВЧ генератора в кварцевой камере источника возникающее электрическое поле разгоняет электроны, при этом, в зависимости от величины мощности, возможна генерация различных типов ВЧ разряда: емкостной (E-mode), индуктивный (H-mode) и геликонный (W-mode). График переходов между разрядами представлен на рис. 9 [1].

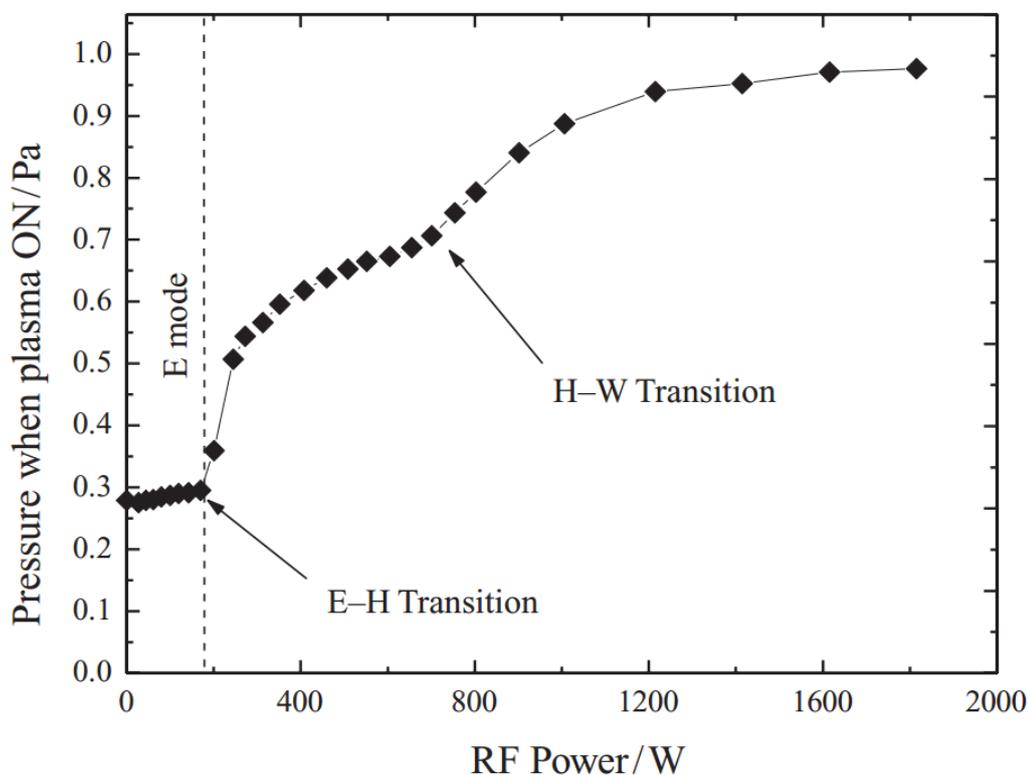


Рис. 9. Переходы между разрядами в ВЧ плазме в газе SF<sub>6</sub>.

Геликонный источник может создавать плазму при низких значениях ВЧ мощности, когда геликонная мода не возникает. Рис. 10

показывает зависимость между подаваемой мощностью и мощностью потерь для разрядов при разной плотности плазмы. Пересечение сплошных кривых линии мощности потерь соответствует появлению разряда.

При низкой ВЧ мощности в камере возникает емкостной (E-mode) разряд с плотностью до  $10^8 \text{ см}^{-3}$ . При этом нагрев электронов происходит за счет разности потенциалов, возникающей между витками антенны. При увеличении тока разряд переходит в индуктивную моду (H-mode), которая существует при плотностях  $10^8 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Требуемая ВЧ мощность находится в диапазоне 400-600 Вт, а нагрев электронов поддерживается вихревым электрическим полем, создаваемым ВЧ антенной. В замагниченной плазме при ВЧ мощности  $\geq 800 \text{ Вт}$  и плотности  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  происходит генерация первой моды геликонной волны (W-mode).

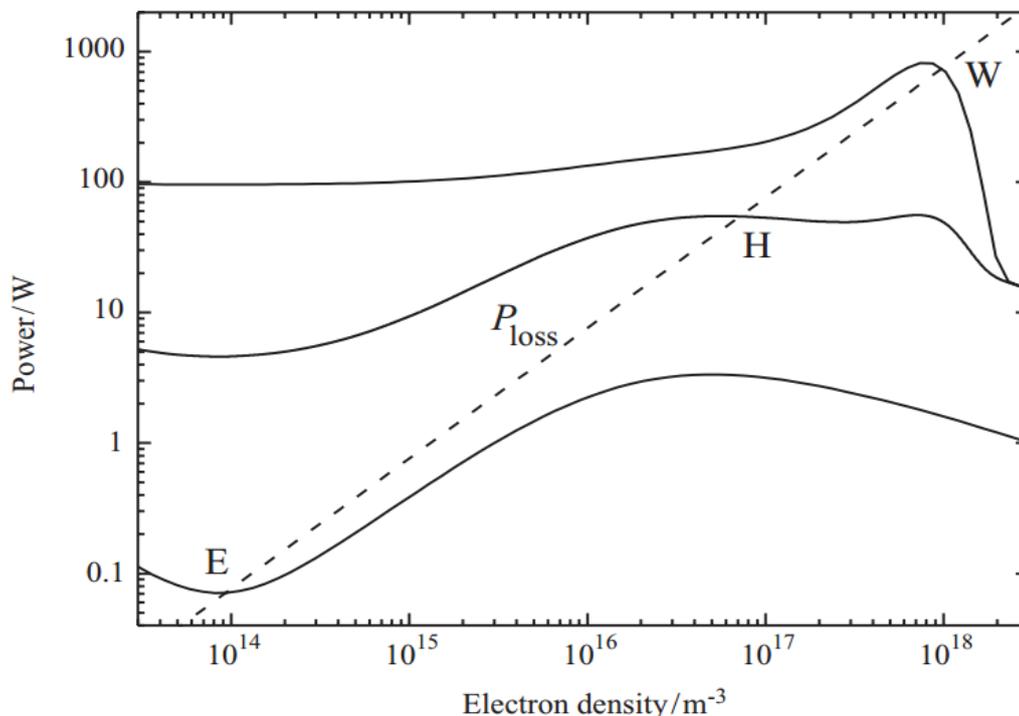


Рис. 10. Поглощаемая мощность, мощность потерь разрядов в плазме [1].

### 3. Экспериментальные данные и обсуждение результатов

#### 3.1. Влияние подводимой ВЧ мощности на плазму

На первой стадии эксперимента было изучено влияние на плазму подводимой ВЧ мощности. Измерялись электронная температура и плотность плазмы для ВЧ мощности 0,8-5 кВт. Полученные данные представлены на рис. 11. При этом статистическая погрешность измерений равна 10%. Эксперимент показал, что с увеличением мощности плотность плазмы увеличивается. Увеличение темпа роста плотности в интервале 3,5-4,5 кВт может быть связано с возбуждением более высоких продольных мод плазмы.



Рис. 11. Зависимость плотности плазмы от подводимой ВЧ мощности.



Рис. 12. Зависимость плотности плазмы от тока в магнитных катушках.

Был найден оптимум магнитного поля, при котором плотность плазмы максимальна. Оказалось, что плотность имеет максимум при токе в катушках 7.5 А (рис.12), что соответствует 200 Гс вблизи ВЧ антенны.

Также был измерен радиальный профиль плотности и температуры плазмы для 2 и 5 кВт и токе в катушках 7.5 А (рис. 13, 14). Плазма в источнике генерируется в приосевой области, с максимумом плотности по центру оси. Температура электронов имеет максимумы на периферии и спадает к центру, что объясняется лучшим поглощением плазмой ВЧ мощности на краю кварцевой камеры.

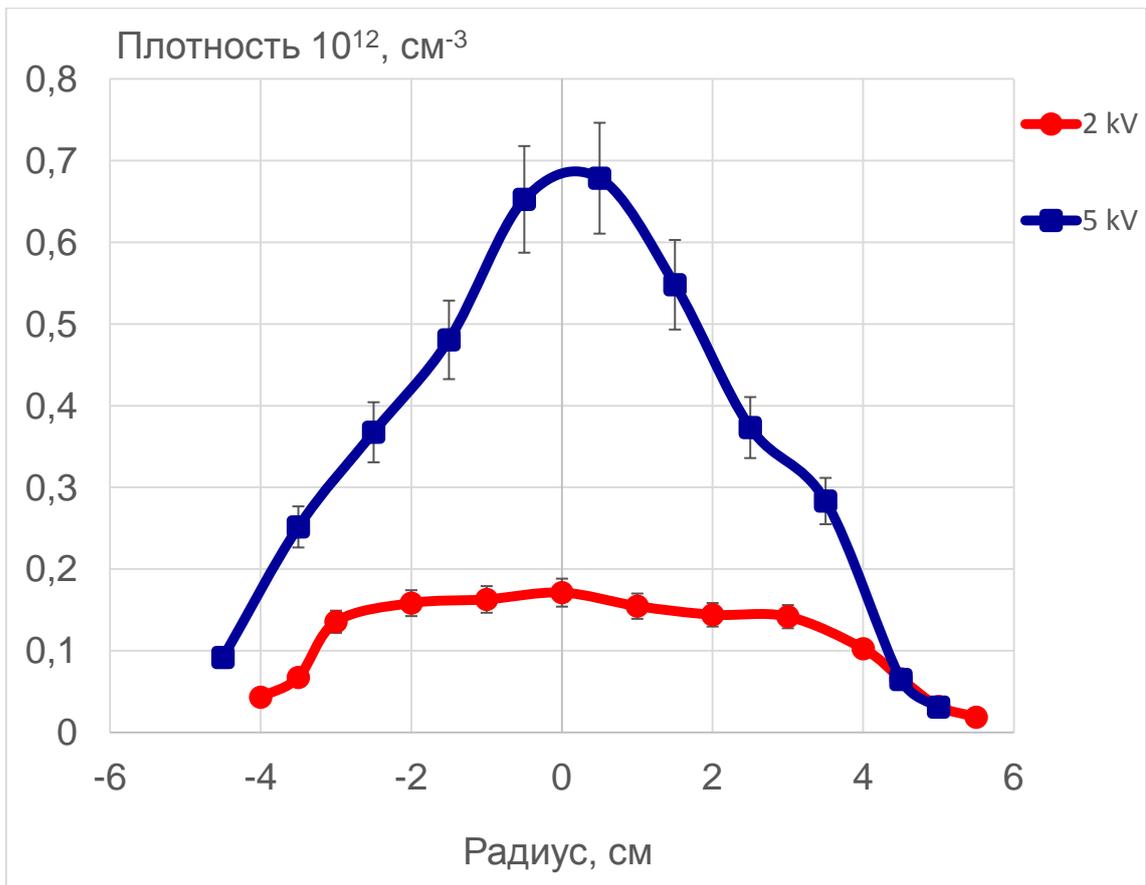


Рис. 13. Радиальный профиль плотности для 2 и 5 кВт.

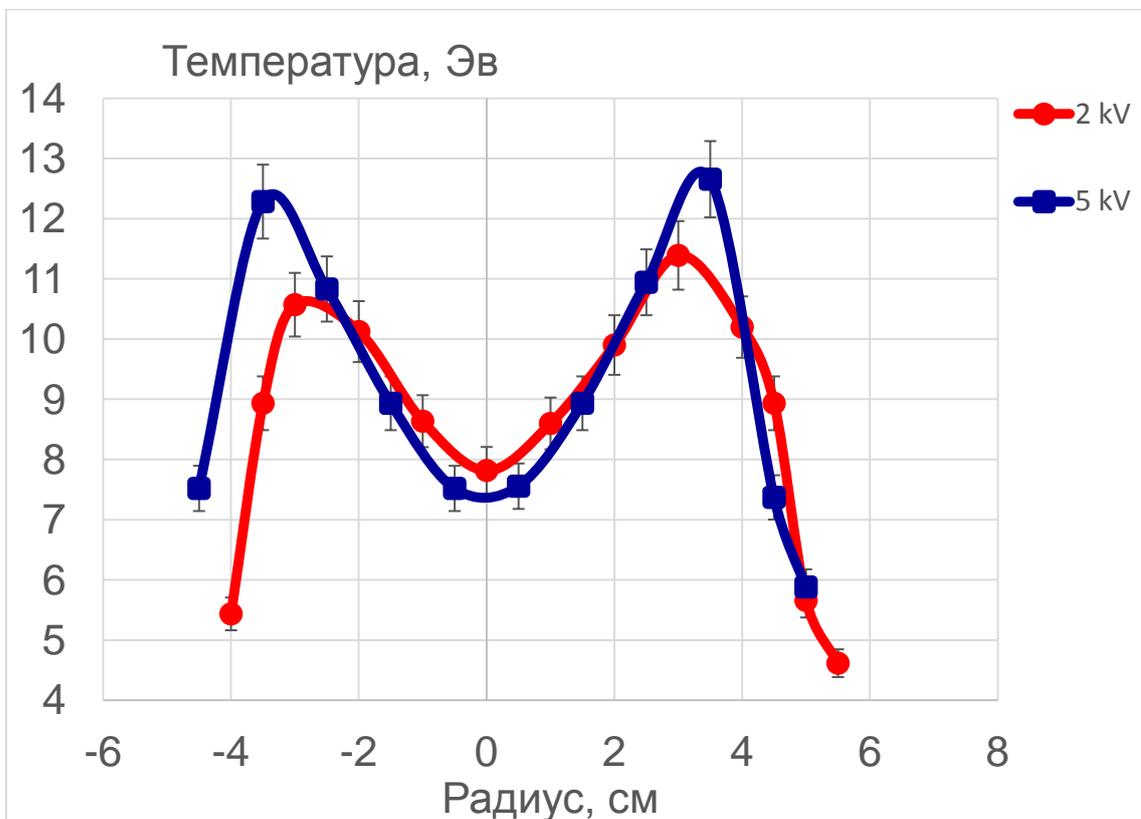


Рис. 14. Радиальный профиль электронной температуры для 2 и 5 кВт.

### 3.2. Конфигурация магнитных полей в геликонном источнике

Одной из главных частей геликонного источника является система катушек магнитного поля. Одной из главных задач эксперимента являлось изучение влияния геометрии магнитного поля на плазму. В дальнейшем изучалось изменение характеристик плазмы при противоположном направлении магнитного поля пробочной катушки основному (конфигурация касп). На рис. 15 показана зависимость плотности от тока в пробке и в катушках. Для каждой величины тока в катушках существуют два значения тока в катушках, при которых наблюдаются максимумы плотности.

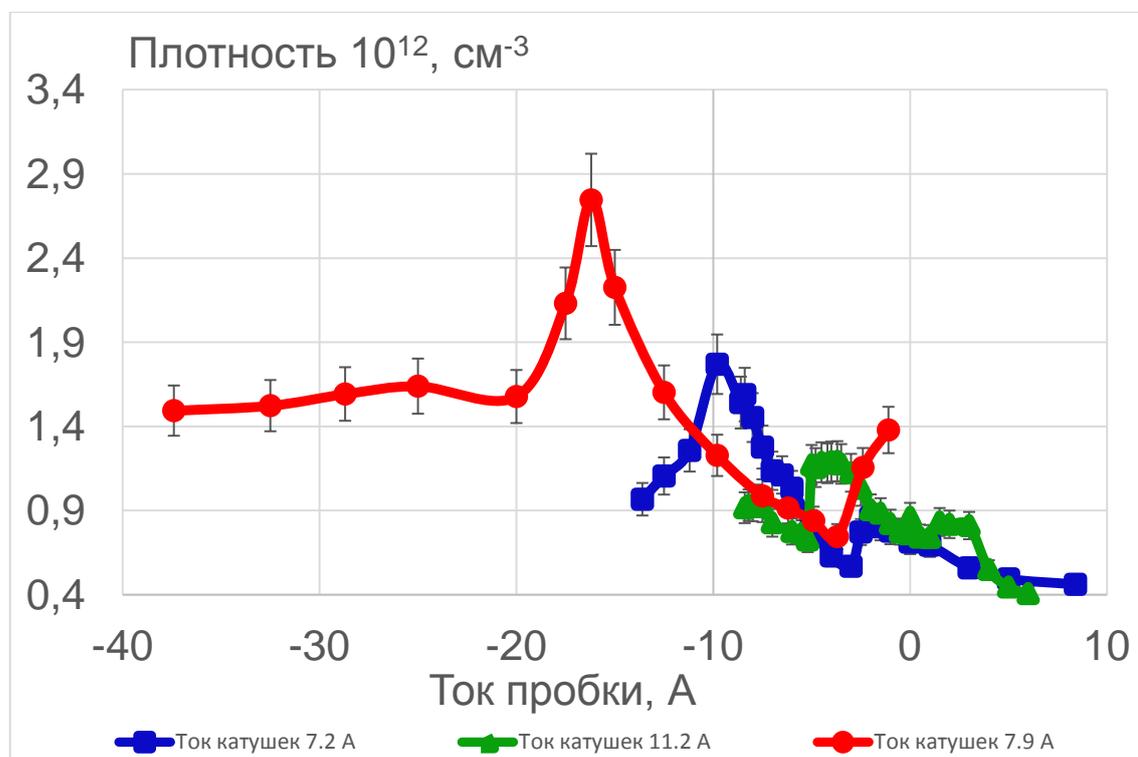


Рис. 15. Зависимость плотности плазмы от тока в пробке и катушках.

На рис. 16 представлены основные профили магнитного поля, использовавшиеся при изучении источника плазмы: а) магнитное поле квазиоднородно, все катушки подключены последовательно, при этом  $n_e=0.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ; б) и с) касп с пробочными отношениями 1.2 и 2 соответственно.

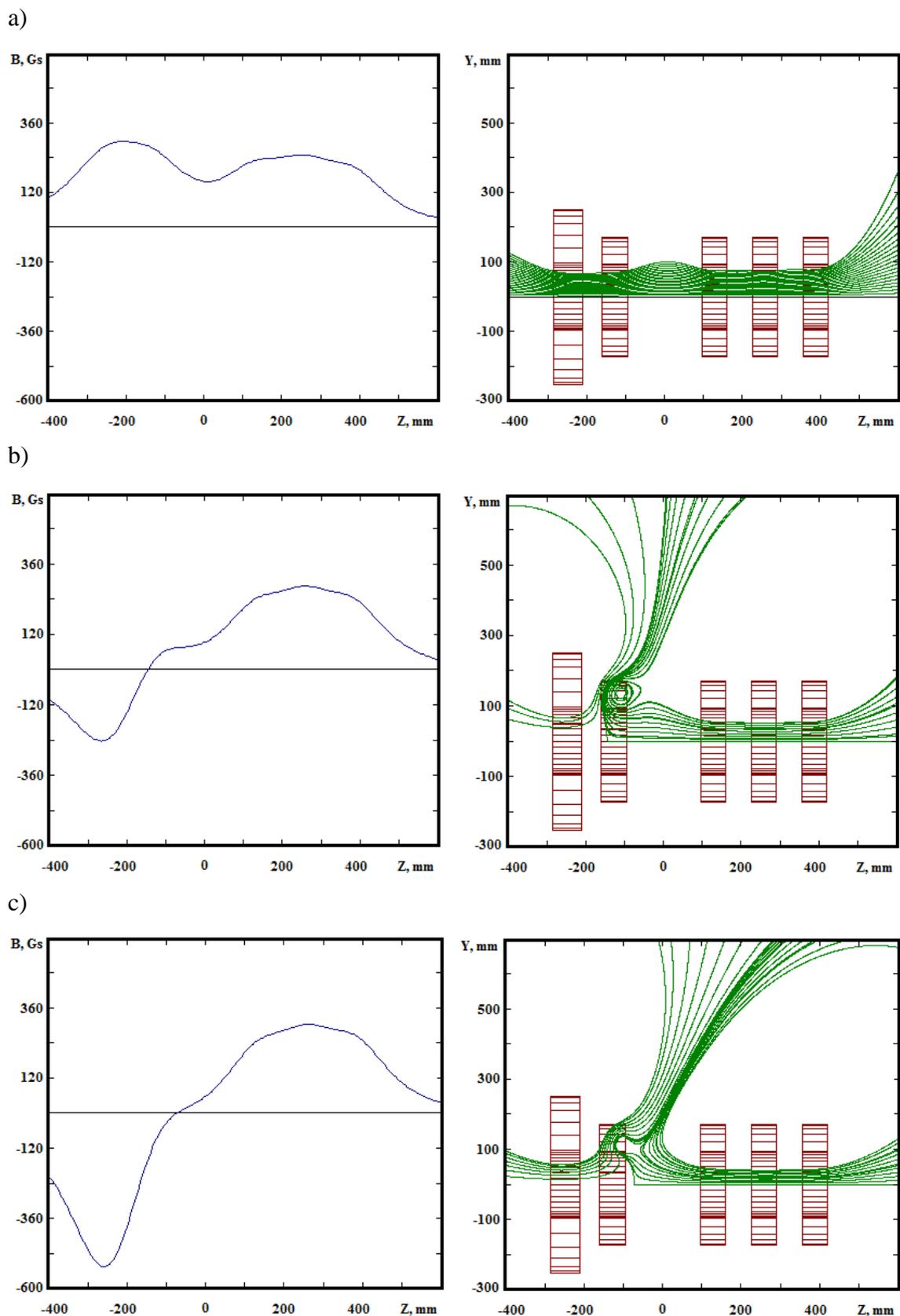


Рис. 16. Профили и силовые линии магнитных полей в геликонном источнике:  
 а) Последовательное включение катушек: ток 4.6 А;  $B_{\min} = 30$  Гс;  $B_{\max} = 300$  Гс; б)  
 Ток пробки -8.4 А; ток катушек 7.2 А;  $B_{\min} = -240$  Гс;  $B_{\max} = 300$  Гс; в) Ток пробки -  
 16.2 А; ток катушек 7.9 А;  $B_{\min} = -540$  Гс;  $B_{\max} = 310$  Гс.

Силовые линии последней конфигурации проходят через стенку кварцевой камеры, при этом плотность плазмы значительно увеличивается. Одна из возможных причин такого явления – низкий коэффициент рекомбинации кварца, из-за чего при попадании на кварцевую стенку плазма не исчезает и ионизирует дополнительные частицы.

Для рассмотренных магнитных конфигураций был измерен радиальный профиль плотности (рис. 17). Видно, что для профиля магнитного поля с) плотность является наибольшей, генерация происходит в приосевой зоне, и плазма наиболее сфокусирована.

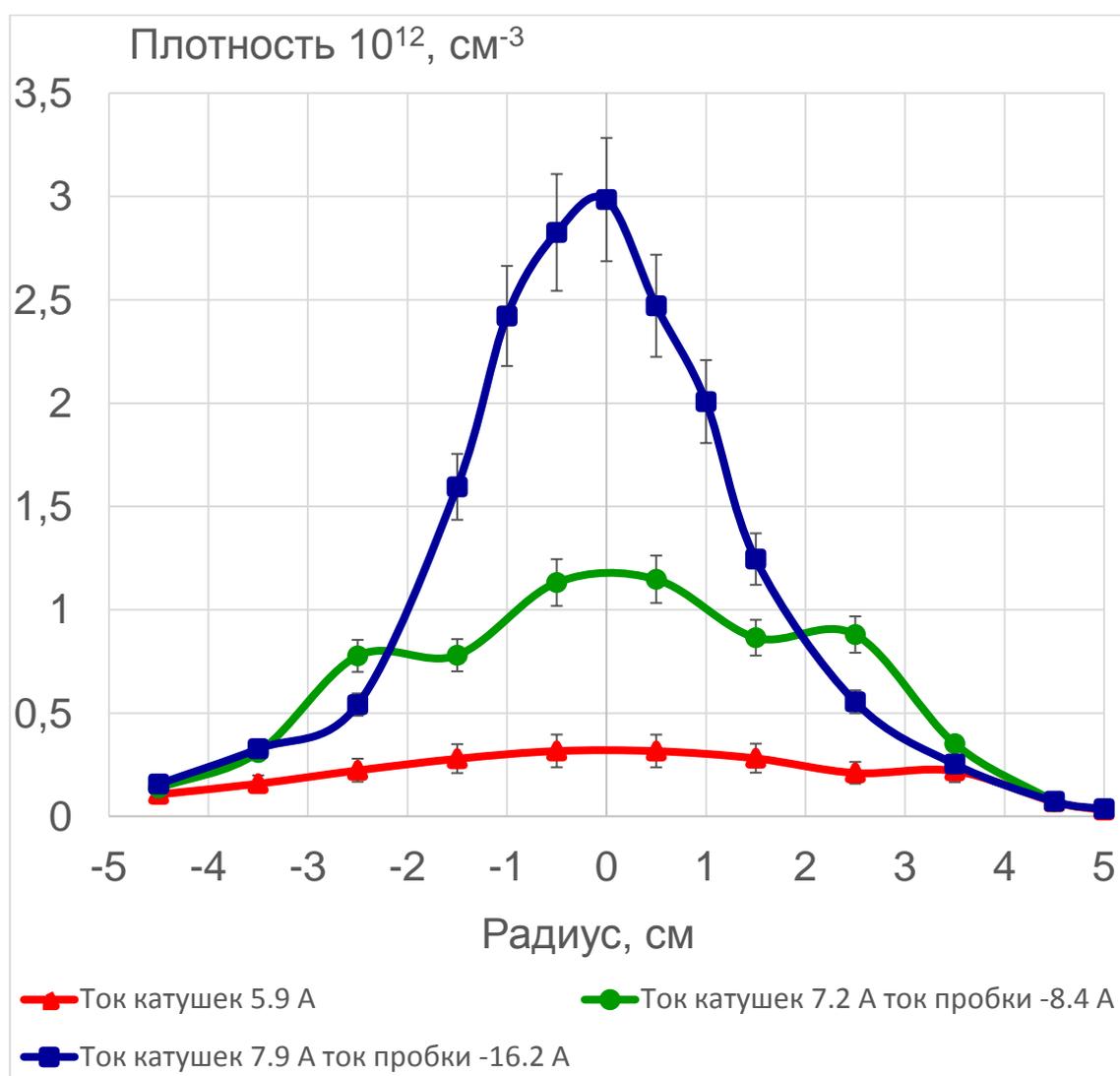


Рис. 17. Радиальный профиль плазмы для разных конфигураций магнитного поля.

### 3.3. Зависимость от напуска газа в источник

Надо добавить, что газ напускался через электромагнитный клапан, на выходе которого установлена диафрагма диаметром 0.12 мм. Таким образом, поток газа в источник регулировался изменением давления на входе клапана.

Было изучено изменение характеристик плазмы при разном давлении напуска рабочего газа. Измерения проводились в диапазоне давлений 0.1÷5 атм. График плотность плазмы в зависимости от давления напуска для разных конфигураций магнитного поля показан на рис.18. Для более плотной плазмы (синий и красный графики) максимум достигается при давлениях 4÷5 атм.

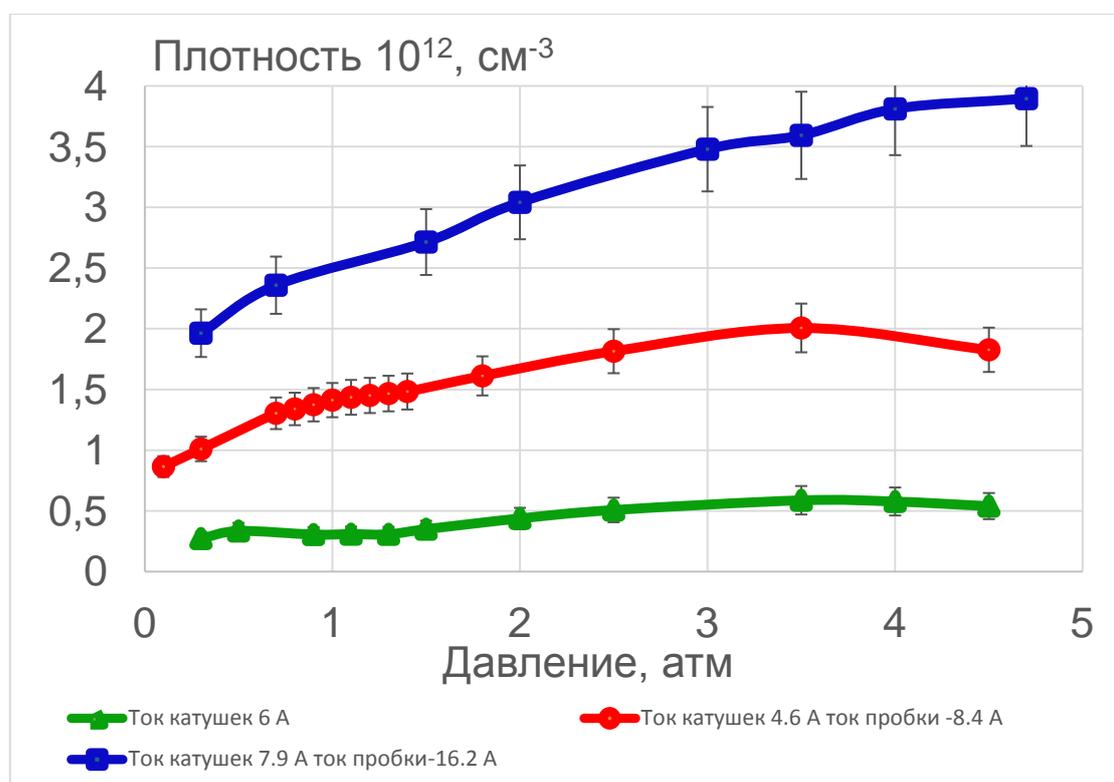


Рис. 18. Зависимость плотности плазмы от давления напуска для разных конфигураций поля.

Измерение радиального профиля плотности и электронной температуры (рис. 19, 20) показали, что плотность плазмы для конфигурации каспа увеличивается примерно в 2 раза, при увеличении давления от 0.2 атм до 4.7 атм, при этом температурные

максимумы смещаются ближе к периферии кварцевой камеры, а температура на оси уменьшается на 3÷4 эВ.

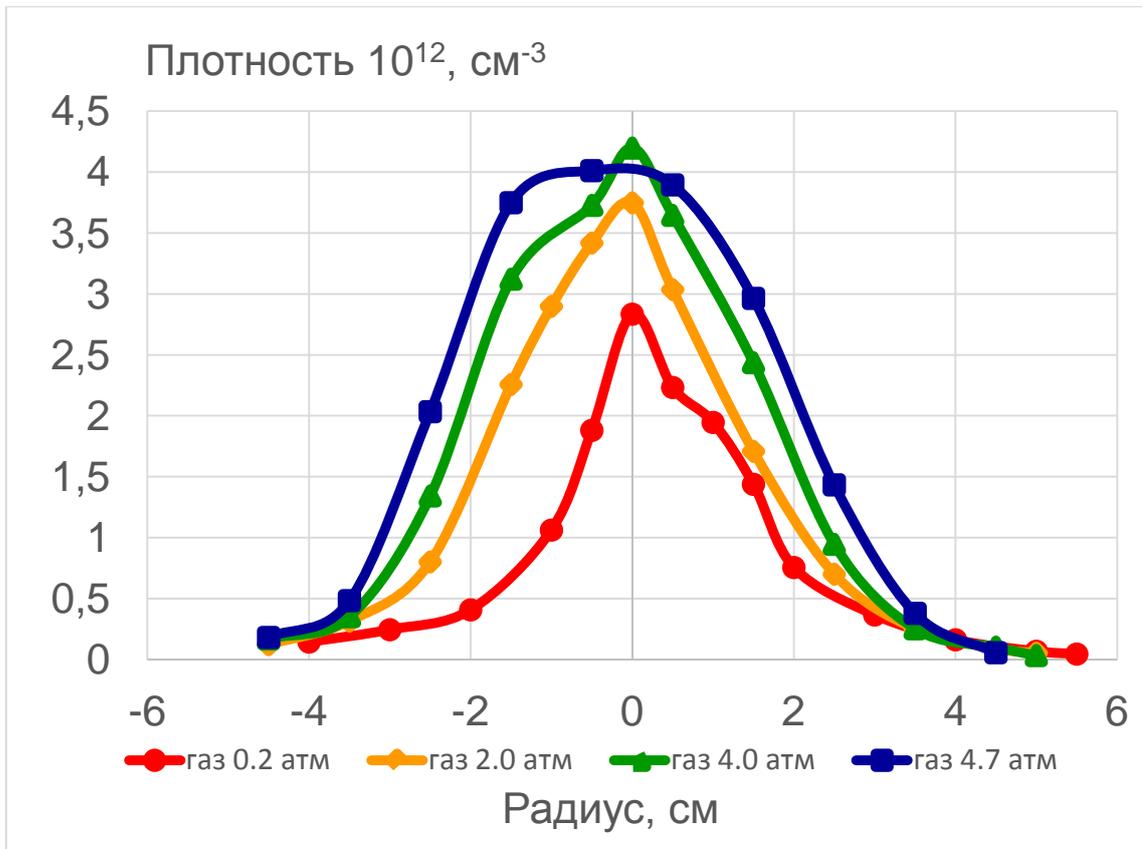


Рис. 19. Радиальный профиль плотности для разных давлений напуска.

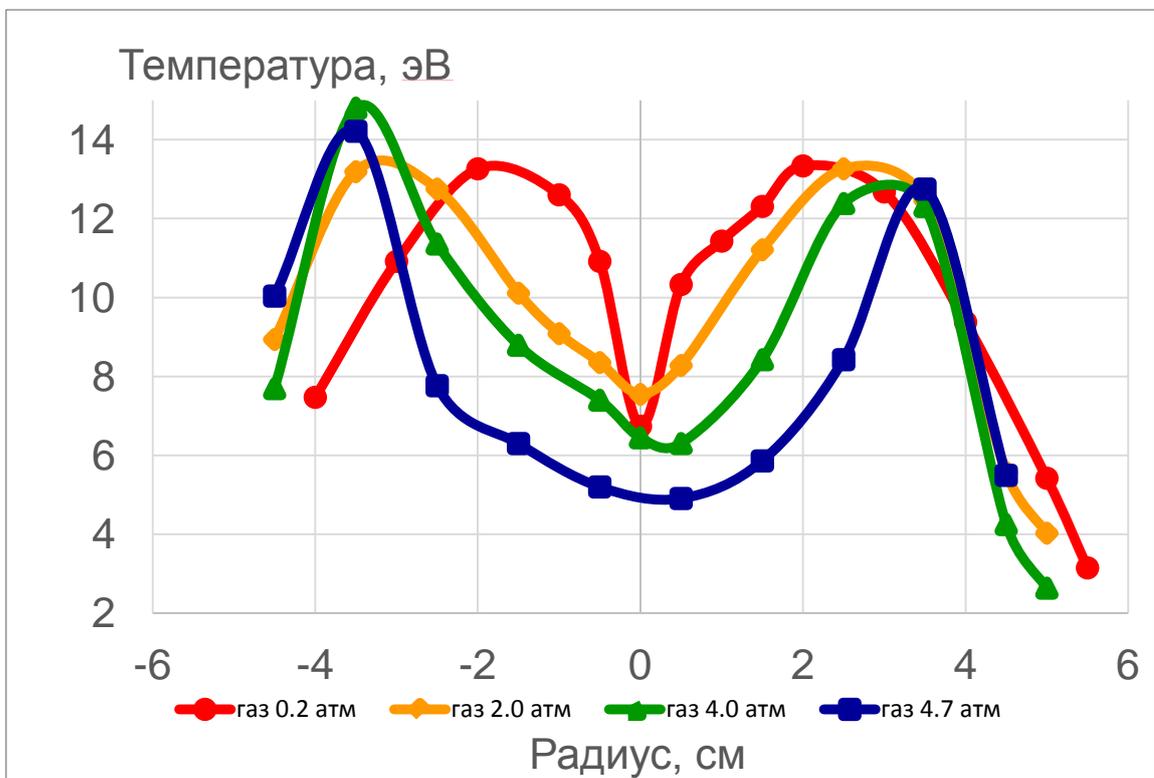


Рис. 20. Радиальный профиль электронной температуры для разных давлений напуска.

## 4. Заключение

Введение в плазму сходящегося магнитного поля существенным образом меняет параметры плазмы и процесс поглощения электронами энергии ВЧ поля, о чем свидетельствуют описанные в разделе 3 результаты. Увеличение максимумов электронной температуры позволяет сделать вывод о наличии в плазме периферийного слоя горячих электронов, температура которых выше на 3÷4 эВ, нежели в случае квазиоднородного поля, рассмотренного в разделе 3.1. Такое поведение электронов в пристеночной области камеры может быть связано с возбуждением на краю плазменного цилиндра мелкомасштабных волн Трайвелписа-Голда (раздел 2.2.2), которые формируют направленный вклад мощности вглубь антенны вдоль резонансных конусов [12], [13]. По этой причине возможен интенсивный нагрев плазмы на периферии, за счет высокой электронной теплопроводности вдоль магнитного поля, повышающий эффективность ионизации газа, и, как результат, увеличивающий плотность плазмы. Причиной роста плотности плазмы при повышении давления напуска является увеличение числа частиц при ионизации газа.

Критерии предела плотности плазмы, представленные в разделе 2.2.1 и 2.2.2, показывают, что оптимальный режим генерации плазмы еще не достигнут, следовательно, возможно существование более выгодной конфигурации полей. В дальнейшей работе предполагается провести измерение ВЧ электромагнитных полей, для нахождения наиболее эффективного профиля внешних магнитных полей и изготовление ВЧ антенны, способной возбуждать более высокие продольные моды геликонов, с целью увеличения плотности плазмы.

В работе были измерены радиальные профили электронной температуры и плотности плазмы, изучено влияние давления напуска, ВЧ мощности и профиля магнитного поля на характеристики плазмы.

Изменение величины ВЧ мощности в диапазоне 2÷5 кВт привело к увеличению плотности плазмы от  $0.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  до  $0.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Использование конфигурации каспа привело к увеличению плотности плазмы до значений  $1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , при этом значительно улучшилась фокусировка плазмы в приосевой области. Увеличение пробочного отношения до 2 позволило получить  $n_e = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Напуск газа также оказался важным фактором при генерации плазмы. Для конфигурации каспа оптимальное давление находится в диапазоне 3÷4 атм. При этом плотность плазмы может достигать значений  $4\text{-}4.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, в данной работе были изучены методы повышения эффективности работы геликонного источника плазмы, которые позволили добиться увеличения плотности плазмы на порядок.

## **5. Благодарности**

Автор благодарит научного руководителя к. физ.-мат. наук Шиховцева Игоря Владимировича за помощь в изучении теоретических и экспериментальных основ по данной теме и при написании настоящей работы. Автор также признателен коллегам по лаборатории и инженерам за постоянную готовность помочь и доброжелательную атмосферу во время рабочего процесса.

## Список литературы

- [1] «Physics of Radio-Frequency Plasmas» P. Chabert and N. St. J. Braithwaite, Cambridge University Press, New York p. 260-285 (2011)
- [2] «On the density limit in the helicon plasma sources» Igor A. Kotelnikov, PHYSICS OF PLASMAS 21, 122101 (2014)
- [3] «Radio frequency power deposition in a high-density helicon discharge with helical antenna coupling» Th. Enk and M. Kramer, Institut für Experimentalphysik II, Ruhr-Universität Bochum, Germany (1999)
- [4] «Two-dimensional imaging of a helicon discharge» Plasma Sources Sci. Technol.6(1997) 569–576. David D. Blackwell and Francis F. Chen, Electrical Engineering Department, University of California.
- [5] «Comparing experiments with modeling for light ion helicon plasma sources» M. D. Carter, F. W. Baity, Jr., G. C. Barber, and R. H. Goulding PHYSICS OF PLASMAS VOLUME 9, NUMBER 12 DECEMBER 2002
- [6] «Геликонный разряд, возбуждаемый плоской антенной вдоль магнитного поля» В.М. Слободян, В.Ф. Вирко, Г.С. Кириченко, К.П. Шамрай, Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев
- [7] «Экспериментальные методы исследования плазмы» В. И. Давыденко, А.А. Иванов, Г. Вайсен (1999)
- [8] «Индуктивный высокочастотный разряд низкого давления и возможности оптимизации источников плазмы на его основе» Е. А. Кралькина, «УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК» том 178, №5

- [9] F. F. Chen. Plasma Phys. Control. Fusion, 33(4):339–64, 1991.
- [10] «OPTIMIZATION OF A HELICON PLASMA SOURCE FOR MAXIMUM DENSITY WITH MINIMAL ION HEATING» Matthew M. Balkey (2000)
- [11] «Helicon waves in a nonuniform plasma» Frensis F. Chen, M Johannes Hsieh, University of California (1993)
- [12] «Повышение эффективности геликонного разряда в сходящемся магнитном поле» В. Ф. Вирко, К.П. Шамрай, Г.С. Кириченко, Ю. В. Вирко, Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев.
- [13] D.D. Blackwell, T.G. Madziwa, D. Arnush, F.F. Chen. «Evidence for Trivelpiece-Gould modes in a helicon discharge» // Phys. Rev. Lett. 2002, vol.88, #14, p.145002-1–4.
- [14] «Эффективность ввода мощности в индуктивный ВЧ источник ионов» В. И. Возный, Институт прикладной физики НАН Украины.
- [15] «Конфигурация внешнего магнитного поля маломощного геликонного ЭРД» А. И. Цаглов, А. В. Лоян, Т. А. Максименко, О. П. Рыбалов, НАН, Украина.
- [16] «Разработка геликонного источника плазмы для линейной установки по изучению взаимодействия плазмы с материалами» В. А. Карелин, НГУ (2014).