

PACS: 52.50.Dg, 52.50.Qt, 41.47.Ak

RF ELECTROMAGNETIC FIELD ABSORPTION INSIDE HELICON ION SOURCE IN NONAXIAL MAGNETIC FIELD

O.V. Alexenko, **V.I. Miroshnichenko**, V.I. Voznyi

*Institute of Applied Physics NAS of Ukraine
Petropavlovskaya st., 58, Sumy, 40000, Ukraine*

E-mail: oleg-alexenko@mail.ru

Received 21 April, 2015

The paper studies integral characteristics and one-dimensional distribution of RF power absorption in a helicon plasma with external magnetic field directed at an angle to a plasma plane. Two kinds of working gas helium and hydrogen are considered. A simplified model of a helicon plasma plane layer is used here. Calculation results are used to explain power absorption in a compact helicon ion source with nonuniform external magnet field. An ion source is a part of a nuclear scanning microprobe (NSMP) injector at the Institute of Applied Physics NAS of Ukraine. Calculations for ion source parameters of the NSMP injector show a resonant behaviour of integral RF power absorption as a function of a magnet field inclination angle. A model (planar) geometry is verified here for solution of this problem.

KEY WORDS: ion source, helicon plasma, Trivelpiece – Gould wave, helicon wave, injector, nuclear scanning microprobe

ПОГЛОЩЕНИЕ ВЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ГЕЛИКОННОМ ИСТОЧНИКЕ ИОНОВ В НЕАКСИАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

O.V. Алексенко, **В.И. Мирошніченко**, В.И. Возний

*Інститут прикладної фізики НАН України
ул. Петропавлівська 58, 40000 Суми, Україна*

Исследуется интегральное и одномерное распределение поглощения мощности в геликонной плазме с внешним магнитным полем, которое направлено под углом к поверхности плазмы. Рассмотрены два сорта рабочего газа гелий и водород. Используется упрощенная модель плоского слоя геликонной плазмы. Результаты расчетов применяются для объяснения поглощения мощности в компактном геликонном источнике ионов с неоднородным внешним магнитным полем. Источник ионов входит в состав инжектора ядерного сканирующего микронзонда (ЯСМЗ) Института прикладной физики НАН Украины. Расчеты для параметров источника ионов инжектора ЯСМЗ показывают резонансный характер интегрального поглощения ВЧ – мощности, в зависимости от угла наклона магнитного поля. Выполнена проверка адекватности применения модельной (плоской) геометрии для решения задачи.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: источник ионов, геликонная плазма, волна Трайвелписа – Гулда, геликонная волна, инжектор, ядерный сканирующий микронзонд

ПОГЛИНАННЯ ВЧ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ В ГЕЛІКОННОМУ ДЖЕРЕЛІ ІОНІВ В НЕАКСІАЛЬНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

O.V. Алексенко, **В.І. Мірошніченко**, В.І. Возний

*Інститут прикладної фізики НАН України
вул. Петропавлівська 58, 40000 Суми, Україна*

Досліджується інтегральний та одномірний розподіл поглинання потужності в геліконній плазмі з зовнішнім магнітним полем, яке має напрямок під кутом до поверхні плазми. Розглянуто два сорти робочого газу гелій та водень. Використано спрощену модель плоского шару геліконній плазми. Результати розрахунків застосовуються для пояснення поглинання потужності в компактному геліконному джерелі іонів з неоднорідним зовнішнім магнітним полем. Джерело іонів входить в состав инжектора ядерного скануючого микронзонду (ЯСМЗ) Інститута прикладної фізики НАН України. Розрахунки для параметрів джерела іонів инжектора ЯСМЗ демонструють резонансний характер інтегрального поглинання ВЧ – потужності в залежності від кута нахилу магнітного поля. Виконано перевірку правомірності застосування модельної (плоскої) геометрії для вирішення задачі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: джерело іонів, геліконна плазма, хвиля Трайвелписа – Гулда, геліконна хвиля, інжектор, ядерний скануючий микронзонд

Среди различных индуктивно–связанных источников плазмы низкого давления наиболее широкое применение получили высокочастотные плазменные источники, которые наилучшим образом отвечают требованиям экономичности, имеют достаточный временной ресурс работы. Они могут работать в различных режимах, среди которых наибольшей эффективностью генерации плазмы обладает геликонный режим [1-4].

В геликонных источниках ионов вводимая мощность может сосредотачиваться на периферии под антенной, может поглощаться равномерно по объему либо сосредотачиваться в параксиальной области разрядной камеры. Последний случай наиболее предпочтителен для ионного источника ядерного сканирующего микронзонда (ЯСМЗ). Это объясняется тем, что прецизионный пучок ионов формируется из параксиальной области плазмы, где ее плотность должна быть максимальной. Вопрос об увеличении плотности плазмы в ионном источнике является важным, поскольку это один из способов получения высокояркостных

ионных пучков [5].

В работах [6,7] для однородного внешнего магнитного поля и частоты генератора 27,12 МГц, с рабочими газами гелий и водород, для компактных разрядных камер, с учетом давления нейтрального газа и температуры электронов, было показано, что резонансы поглощения мощности не равнозначны с точки зрения распределения мощности по объему разрядной камеры. Рекомендованы диапазоны магнитных полей, при которых поглощение вводимой мощности является параксиальным. Проведенные численные оценки показали удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными

В работе [8] впервые было экспериментально обнаружено увеличение плотности плазмы в геликонном источнике с неоднородным внешним магнитным полем. Позднее, для объяснения увеличения плотности плазмы в неоднородном магнитном поле предлагались разные гипотезы: уменьшение фазовой скорости геликонной волны, формирование барьера нейтрального газа, отражение геликонов от поверхности за антенной [9-12].

В работах [13, 14] были проведены эксперименты, которые опровергли выше указанные гипотезы. Экспериментально было выявлено, что в неоднородном магнитном поле, на периферии плазменного разряда, образуется слой горячих электронов. Этот слой электронов расширяется вглубь плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Эксперименты показали отсутствие стоячих электромагнитных мод в плазме. Внутри слоя горячих электронов была определена мелкомасштабная волновая структура. Для объяснения экспериментов с цилиндрическими разрядными камерами радиуса 7 см и более, длиной более 20 см была использована теоретическая модель: полубесконечная плазма в плоской геометрии в однородном магнитном поле, которое направлено к поверхности плазмы под углом θ . В данном случае речь шла о введении в плазму мощности порядка нескольких кВт. Для адекватности численных оценок с помощью модели полубесконечной плазмы было предложено проверять глубину проникновения 80 % потока мощности в плазму. Если эта глубина была меньше радиуса плазмы, тогда численные оценки считались корректными.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, МОДЕЛЬ

Сложность решения задачи, о поглощении мощности в цилиндрической разрядной камере с внешним неоднородным магнитным полем от сборки с кольцевыми постоянными магнитами, связана, прежде всего, с необходимостью удовлетворения граничным условиям на торцах разрядной камеры для компонент электромагнитного поля в плазме. Если в качестве физической модели рассматривать в цилиндрической системе координат неограниченный вдоль оси z плазменный цилиндр в наклонном внешнем магнитном поле, то в такой постановке задачи не представляется возможным получение аналитического решения для компонент электромагнитного поля в плазме.

В данной работе рассматривается следующая модель: плазменный слой ограничен по вертикальной оси x и безграничен по осям y и z . Однородное магнитное поле направлено под углом θ к поверхности плазмы (рис. 1). Данная физическая модель применяется для рассмотрения поглощения мощности в компактных геликонных источниках ионов (длина разрядной камеры до 12 см и радиус до 2 см) с неоднородным распределением внешнего магнитного поля от сборки с кольцевыми постоянными магнитами (рис. 2). Цель данной статьи – сделать оценки величин внешнего магнитного поля, углов наклона внешнего магнитного поля, при которых реализуется параксиальное поглощение мощности внутри плазмы газового разряда.

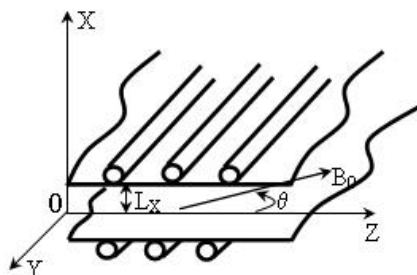


Рис.1. Плоский плазменный слой в наклонном магнитном поле.

Три прямолинейных проводника с током на верхней и нижней границах слоя моделируют трехвитковую антенну ($m=0$).

Численные оценки проводились для типичных экспериментальных условий: рабочие газы гелий и водород; диапазон частот ($\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce} < \omega_{pe}$); возбуждение симметричных электромагнитных мод; частота возбуждения $\omega = 2\pi f$, где $f = 27,12$ МГц, температура электронов 5 эВ, температура ионов 0,1 эВ.

Корректность численных оценок проверялась так же, как и в работах [13, 14] на основе определения глубины проникновения 80 % потока мощности в плазму.

В качестве антенны рассмотрена система прямолинейных проводников с током, которая возбуждает в плазме симметричные электромагнитные волны (рис. 1). Такая токовая система является аналогом витковой антенны в цилиндрической геометрии. Количество токонесущих проводников, на верхней и нижней границе

слоя равно трем, что соответствует трехвитковой антенне для цилиндрической геометрии (рис. 2). Плоский слой плазмы имеет вдоль оси x толщину $2L_x = 2,6$ см.

Предполагается, что внутри плоского слоя уже создана плазма с однородным распределением электронной и ионной плотности $n_{0e} = n_{0i} = n_0$. Плотность нейтральных атомов рассматриваемого газа задается его давлением. Мы рассматриваем случай, когда частота ω больше нижней гибридной частоты $\omega_{\text{ЛН}} \approx (\omega_{\text{ce}} \times \omega_{\text{ci}})^{1/2}$ в плазме. В этом случае, ионы плазмы можно считать неподвижными.

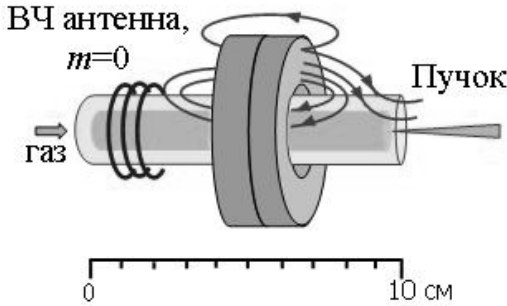


Рис.2. Схема геликонного источника ионов.

$l = 0,1$ см вдоль оси z и сторонами $2L_x, 2L_y$ вдоль осей x и y соответственно, где $L_x = 1,3$ см, $L_y = L_x$. Величина $S = 2L_x \times 2L_y$ примерно равна площади поперечного сечения цилиндрической разрядной камеры с радиусом $1,5$ см. По мощности, которая поглотится, в рассматриваемом элементе объема можно примерно оценить мощность, которая поглотится за счет механизма парных соударений в промежутке между магнитами и системой экстракции пучка.

ТЕНЗОР ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ, ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ КОМПОНЕНТ ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ И ВОЗДУХЕ, ТОК АНТЕННЫ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Для неаксиального магнитного поля тензор диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной плазмы имеет вид [14]:

$$\varepsilon_{ik}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} + \varepsilon'_0 \sin^2 \theta & ig \cos \theta & \varepsilon'_0 \sin \theta \cos \theta \\ -ig \cos \theta & \varepsilon_{\perp} & ig \sin \theta \\ \varepsilon'_0 \sin \theta \cos \theta & -ig \sin \theta & \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon'_0 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad (1)$$

где θ – угол наклона магнитного поля к оси z .

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости (1) имеют вид [3]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\perp} &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} + i \frac{\omega_{pe}^2 (\omega^2 + \omega_{ce}^2) v_{eff}}{\omega (\omega^2 - \omega_{ce}^2)^2} + i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega k_z v_{Te}} \left[\exp\left(-\frac{(\omega - \omega_{ce})^2}{2k_z^2 v_{Te}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(\omega + \omega_{ce})^2}{2k_z^2 v_{Te}^2}\right) \right] \\ g &= \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{\omega (\omega^2 - \omega_{ce}^2)} + i \frac{2\omega_{pe}^2 \omega_{ce} v_{eff}}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)^2} + i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega k_z v_{Te}} \left[\exp\left(-\frac{(\omega - \omega_{ce})^2}{2k_z^2 v_{Te}^2}\right) - \exp\left(-\frac{(\omega + \omega_{ce})^2}{2k_z^2 v_{Te}^2}\right) \right] \\ \varepsilon_{\parallel} &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + i \frac{\omega_{pe}^2 v_{eff}}{\omega^3} + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{k_z^3 v_{Te}^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k_z^2 v_{Te}^2}\right), \varepsilon'_0 = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} \end{aligned}$$

где ω_{pe} – частота ленгмюровских колебаний, ω_{ce} – циклотронная электронная частота, ω_{ci} – циклотронная частота для ионов, v_{Te} – тепловая скорость электронов плазмы, v_{eff} – эффективная частота соударений, она состоит из соударений электронов с нейтралами и электронов с ионами плазмы.

Для решения задачи электромагнитные поля в плазме и вакуумных областях ищем в виде:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= (\vec{e}_x E_x(x) + \vec{e}_y E_y(x) + \vec{e}_z E_z(x)) \exp[i(k_z z - \omega t)], \\ \vec{H} &= (\vec{e}_x H_x(x) + \vec{e}_y H_y(x) + \vec{e}_z H_z(x)) \exp[i(k_z z - \omega t)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Выражения (2) соответствуют бегущей волне. Линейная плотность тока антенны для одного проводника с током имеет вид:

$$\vec{j}_a = \vec{e}_y j_y(x) \exp[i(k_z z - \omega t)]. \quad (3)$$

Амплитуда плотности тока антенны имеет вид:

$$j_y(x) = (I_A / L_z) \cdot \delta(x - x_A), \quad (4)$$

где: I_A – амплитуда тока, принимаем ее равной $2A$, что характерно для экспериментальных условий; x_A – координата расположения проводника с током по оси x , принимаем ее равной L_x ; $\delta(x - x_A)$ – дельта

функция Дирака.

Так как рассматриваются волны с частотами $\omega > \omega_{\text{ЛН}}$, то в тензоре диэлектрической проницаемости учитываем только электронную компоненту плазмы. В компонентах тензора ε_{\parallel} , ε_{\perp} , g удерживаем слагаемые, которые описывают бесстолкновительное затухание волн. Поступаем так, поскольку для $f = 13,56$ МГц, влияние этих слагаемых существенно [2]. Для рассматриваемых нами k_z и параметров плазмы при $f = 27,12$ МГц затухание Ландау не наблюдается [6, 7]. Антиэрмитова часть тензора диэлектрической проницаемости, которая определяет процессы поглощения мощности электронной подсистемой за счет механизма парных соударений, содержит эффективную частоту соударений электронов, как с нейтральными атомами, так и с образовавшимися ионами рассматриваемого газа:

$$v_{\text{eff}} = v_{en} + v_{ei} \quad (5)$$

Для гелиевой плазмы при температуре электронов 5 эВ и давлении нейтрального газа 1 мТорр $v_{en} = 2,7$ МГц, для водородной плазмы с такими же параметрами $v_{en} = 4,7$ МГц. Кулоновские соударения электронов с ионами v_{ei} учитывались с проведением усреднения по максвелловской функции распределения электронов по скоростям.

Напряженности электрического и магнитного поля (2) удовлетворяют в плазме системе уравнений Максвелла с тензором диэлектрической проницаемости (1). Подставляя (2) в уравнения Максвелла, получаем систему дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами для Фурье – амплитуд компонент полей:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dE_z(x)}{dx} = iA_1 H_y(x) + A_2 E_y(x) - iA_3 E_z(x) \\ \frac{dE_y(x)}{dx} = iA_4 H_z(x) \\ \frac{dH_z(x)}{dx} = A_2 H_y(x) + iA_5 E_y(x) - A_6 E_z(x) \\ \frac{dH_y(x)}{dx} = -iA_3 H_y(x) - A_6 E_y(x) + iA_7 E_z(x) \end{array} \right. \quad (6)$$

Системе уравнений (6) удовлетворяют компоненты электромагнитного поля в виде:

$$E_z(x) = \frac{E_{z1}}{\Delta_1} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^3 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{z2}}{\Delta_1} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^2 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{z3}}{\Delta_1} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{z4}}{\Delta_1} \cdot \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a,$$

$$E_y(x) = \frac{E_{y1}}{\Delta_2} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^3 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{y2}}{\Delta_2} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^2 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{y3}}{\Delta_2} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{y4}}{\Delta_2} \cdot \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a,$$

$$H_z(x) = \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a,$$

$$H_y(x) = \frac{H_{y1}}{\Delta_3} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^3 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{H_{y2}}{\Delta_3} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^2 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{H_{y3}}{\Delta_3} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{H_{y4}}{\Delta_3} \cdot \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a,$$

$$H_x(x) = -\frac{k_z}{\omega \mu_0} E_y(x),$$

$$E_x(x) = \frac{k_z}{\omega \varepsilon_0 \alpha_1} H_y(x) - i \frac{g \cos \theta}{\alpha_1} E_y(x) - \frac{\alpha_3}{\alpha_1} E_z(x),$$

$$\alpha_1 = \varepsilon_{\perp} + \varepsilon'_0 \sin^2 \theta,$$

$$\alpha_3 = \varepsilon'_0 \sin \theta \cos \theta. \quad (7)$$

где κ_a – корень уравнения четвертой степени с номером a , это уравнение будет обсуждаться ниже; C_a – неизвестные константы, которые определяются после удовлетворения граничным условиям.

Коэффициенты A_1 – A_3 , E_{z1} – E_{z4} , E_{y1} – E_{y4} , H_{y1} – H_{y4} , выражаются через A_1 – A_7 , имеют громоздкий вид, поэтому здесь приводятся только выражения для A_1 – A_7 :

$$A_1 = \omega \mu_0 \left(\frac{k_z^2}{k^2 \alpha_1} - 1 \right), A_2 = \frac{g k_z \cos \theta}{\alpha_1}, A_3 = \frac{k_z \alpha_3}{\alpha_1}, A_4 = \omega \mu_0, A_5 = \omega \varepsilon_0 \left(\varepsilon_{\perp} - \frac{k_z^2}{k^2} - \frac{g^2 \cos^2 \theta}{\alpha_1} \right), \quad (8)$$

$$A_6 = g \omega \varepsilon_0 \left(\frac{\alpha_3 \cos \theta}{\alpha_1} + \sin \theta \right), A_7 = \omega \varepsilon_0 \left(\frac{\alpha_3^2}{\alpha_1} + (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}) \sin^2 \theta - \varepsilon_{\parallel} \right).$$

Для областей вне плазменного слоя уравнения Максвелла с учетом разложения полей (2) дают следующие выражения для компонент электромагнитного поля:

При $(x > 0)$

$$\begin{aligned} E_z(x) &= \gamma_3 B_2 \exp(-|k_{\perp}|x), \\ E_y(x) &= -i\gamma_2 B_1 \exp(-|k_{\perp}|x), \\ H_z(x) &= \gamma_1 B_1 \exp(-|k_{\perp}|x), \\ H_y(x) &= i\gamma_4 B_2 \exp(-|k_{\perp}|x). \end{aligned} \quad (9)$$

При $(x < 0)$

$$\begin{aligned} E_z(x) &= \gamma_3 D_2 \exp(|k_{\perp}|x), \\ E_y(x) &= i\gamma_2 D_1 \exp(|k_{\perp}|x), \\ H_z(x) &= \gamma_1 D_1 \exp(|k_{\perp}|x), \\ H_y(x) &= -i\gamma_4 D_2 \exp(|k_{\perp}|x). \end{aligned} \quad (10)$$

$$k_{\perp}^2 = k^2 - k_z^2; \quad k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0,$$

где B_1, B_2, D_1, D_2 – неизвестные константы, которые определяются при удовлетворении граничным условиям; k_{\perp} – поперечное волновое число в вакууме,

$$\gamma_1 = 1; \gamma_2 = \frac{\omega \mu_0}{|k_{\perp}|}, \gamma_3 = 1, \gamma_4 = \frac{\omega \varepsilon_0}{|k_{\perp}|}.$$

Интегральное поглощение ВЧ – мощности вычисляется по формуле

$$P_{abs}(x) = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \iiint_V P(x) dV. \quad (11)$$

Интегрирование проводим по элементу объема, о котором говорилось ранее. Выражение под интегралом в (11) определяет пространственное распределение поглощаемой ВЧ – мощности. Для неаксиального магнитного поля с учетом тензора (1), получаем:

$$\begin{aligned} P(x) &= \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \left[\text{Im}(\varepsilon_{\perp} + \varepsilon'_0 s_1^2) \cdot |E_x(x)|^2 + \text{Im} \varepsilon_{\perp} |E_y(x)|^2 + \text{Im}(\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon'_0 s_1^2) \cdot |E_z(x)|^2 + \text{Im} g (\text{Im} E_x(x) \text{Re} E_y(x) - \right. \\ &- \text{Im} E_y(x) \text{Re} E_x(x)) \cdot c_1 + \text{Im} g (\text{Im} E_y(x) \text{Re} E_z(x) - \text{Im} E_z(x) \text{Re} E_y(x)) \cdot s_1 + 2(\text{Re} E_x(x) \text{Re} E_z(x) + \\ &+ \text{Im} E_x(x) \text{Im} E_z(x)) \cdot s_1 \cdot c_1 \left. \right] \end{aligned} \quad (12)$$

где $s_1 = \sin \theta, c_1 = \cos \theta$.

Граничные условия записываются для Фурье – амплитуд компонент полей и Фурье – амплитуд плотности тока антенны.

Тангенциальные компоненты электрического поля непрерывны на границе раздела «плазма – вакуум» $x = \pm L_x$:

$$E_z^{pl} = E_z^{vac}, E_y^{pl} = E_y^{vac}.$$

Тангенциальные компоненты магнитного поля на границе раздела «плазма – вакуум» $x = \pm L_x$ удовлетворяют условию:

$$H_z^{pl} - H_z^{vac} = j_y$$

После «сшивки» граничных условий получаем систему алгебраических уравнений относительно неизвестных констант C_a в плазме и B_1, B_2, D_1, D_2 для областей вне плазменного слоя. Решая систему уравнений, определяем неизвестные константы и получаем выражения для Фурье – амплитуд компонент электромагнитного поля в плазменном слое.

ДИСПЕРСИЯ ВОЛН

Собственные числа, которые удовлетворяют системе уравнений (6) это поперечные волновые числа, возбуждаемых в плазменном слое электромагнитных волн. Задача на собственные числа дает уравнение четвертой степени вида:

$$a\kappa^4 + b\kappa^3 + c\kappa^2 + d\kappa + e = 0 \quad (13)$$

коэффициенты a, b, c, d, e имеют вид:

$$\begin{aligned} a &= 1.0, \quad b = 2iA_3, \quad c = A_7 A_1 + A_5 A_4 - A_3^2, \quad d = 2i(A_6 A_2 A_4 + A_5 A_4 A_3), \\ e &= A_4 A_6^2 A_1 - 2A_4 A_6 A_2 A_3 + A_4 A_7 A_5 A_1 - A_4 A_3^2 A_5 + A_4 A_7 A_2^2. \end{aligned}$$

Численный анализ уравнения (13) в бесстолкновительном пределе дает следующие результаты для дисперсии электромагнитных волн. На рис. 3,4 для гелиевой плазмы и рис. 5 для водородной плазмы видно, что возможны два принципиально различных случая дисперсии электромагнитных волн. В плазме могут

существовать волна ТГ (рис. 3b,d,f, 5b) и геликонная волна (область $k_x > 0$) и локальные колебания электромагнитного поля (область $k_x < 0$). Эти колебания зарождаются в слое горячих электронов на периферии плазменного разряда и переносятся этим слоем вглубь плазмы вдоль силовых линий магнитного поля [13, 14].

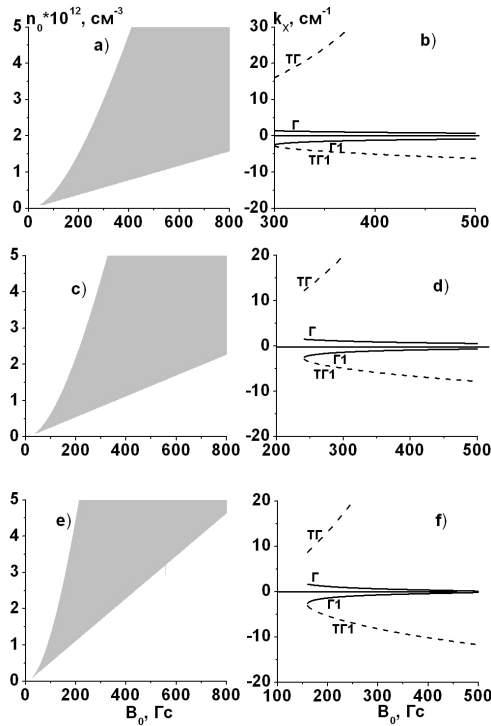


Рис. 3. Области прозрачности (область тонированная) и дисперсионные характеристики волн в плазменном слое при угле наклона магнитного поля $\theta = 1^\circ$. $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$; а), б) $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$; в), д) $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$; е), ф) $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$

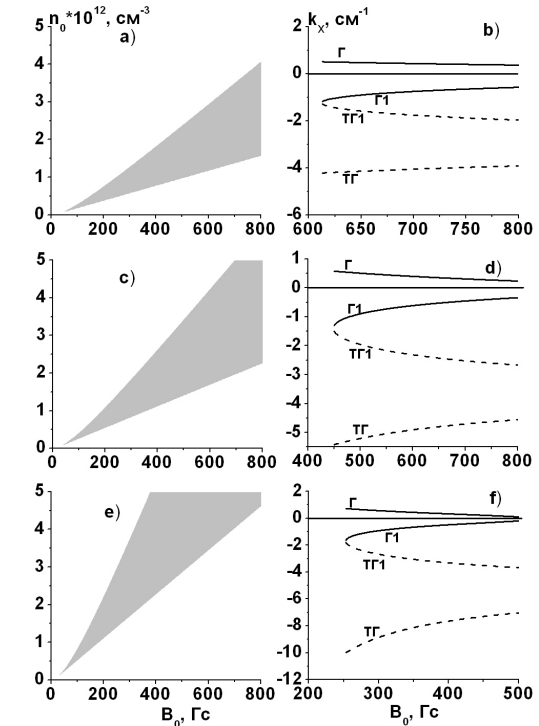


Рис. 4. Области прозрачности и дисперсионные характеристики волн в плазменном слое при угле наклона магнитного поля $\theta = 5^\circ$. $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$; а), б) $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$; в), д) $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$; е), ф) $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$

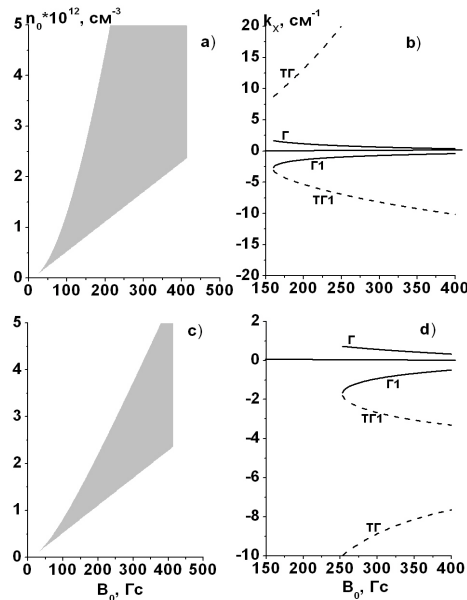


Рис. 5. Области прозрачности и дисперсионные характеристики волн в плазменном слое при угле наклона магнитного поля а), б) $\theta = 1^\circ$; в), д) $\theta = 5^\circ$; $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$

В плазме может существовать (рис.4b,d,f, 5d) геликонная волна (область $k_x > 0$), а остальные три решения соответствуют выше обозначенным колебаниям.

При одном и том же угле наклона внешнего магнитного поля с увеличением k_z колебания становятся более

мелкомасштабными (увеличивается модуль отрицательных значений k_x). При одном и том же k_z с увеличением угла наклона магнитного поля колебания становятся более крупномасштабными (уменьшается модуль отрицательных значений k_x).

Из дисперсионных кривых следует, что диапазон магнитных полей связан с определенным значением плотности плазмы, углом наклона магнитного поля и величиной k_z . В таблицах 1 - 4 приведены данные для плотности плазмы $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Кроме того, из рис.3,4,5 следует, что с увеличением угла наклона магнитного поля область прозрачности сужается.

Таблица 1.

Гелиевая плазма $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$

Угол, град	Магнитное поле, Гс
1	300 – 823
2	368 – 823
3	444 – 823
4	526 – 823
5	613 – 823

Таблица 2.

Гелиевая плазма $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$

Угол, град	Магнитное поле, Гс
1	241 – 800
2	286 – 800
3	337 – 800
4	392 – 800
5	449 – 800

Таблица 3.

Гелиевая плазма $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$

Угол, град	Магнитное поле, Гс
1	160 – 517
2	181 – 517
3	203 – 517
4	228 – 517
5	253 – 517

Таблица 4.

Водородная плазма $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$

Угол, град	Магнитное поле, Гс
1	160 – 410
2	181 – 410
3	203 – 410
4	228 – 410
5	253 – 410

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Численные результаты для гелиевой и водородной плазмы были получены с учетом Фурье – амплитуд компонент электромагнитного поля в плазменном слое и формул (11) и (12) для интегрального поглощения мощности. Данные численные оценки проводились для анализа локального поглощения мощности в зависимости от угла входа в плазму магнитного поля, давления нейтрального газа, плотности плазмы, частоты внешнего возбуждения.

На рис. 6, 7, для гелиевой плазмы с плотностью $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$; $\pi/10 \text{ см}^{-1}$, соответственно, показано интегральное поглощение мощности в указанном выше элементе объема плазменного слоя. А также распределение поглощения по координате x ($0 < x < L_x = 1,3 \text{ см}$) в зависимости от угла входа магнитного поля в плазму и величины этого магнитного поля. Видно, что с увеличением давления максимумы интегрального поглощения мощности достигаются при несколько более сильных внешних магнитных полях B_0 . Для давления $p = 6 \text{ мТорр}$ максимумы интегрального поглощения мощности на рисунках 6а, 6с относятся к магнитным полям 626 Гс, 742 Гс; 15 мТорр – к 632 Гс, 757 Гс. На рисунках 7а, 7с для давления $p = 6 \text{ мТорр}$ максимумы интегрального поглощения мощности, относятся к магнитным полям 503 Гс, 578 Гс; для давления 15 мТорр – к 512 Гс, 590 Гс. Графики распределения поглощения по координате x (рис 6б, 6д, 7б, 7д) построены для выше указанных значений магнитного поля. Видно, что величины магнитных полей для $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$ примерно на 100 Гс меньше, чем для случая с $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$. Численные оценки показывают, что для гелия дальнейшее увеличение k_z , т.е. длина разрядной камеры менее 10 см, не позволяет создавать параксиальное поглощение мощности для плотности плазмы $n_0 > 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Для гелиевой плазмы с плотностью $n_0 = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$, $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$ были получены следующие результаты (рис. 8). Для давления $p = 6 \text{ мТорр}$ максимумы интегрального поглощения мощности, на рисунках 8а, 8с, 8е, относятся к магнитным полям 771 Гс, 619 Гс, 713 Гс; для давления 15 мТорр – к 780 Гс, 632 Гс, 728 Гс. Графики распределения поглощения по координате x (рис 8б, 8д, 8ф) построены для выше указанных значений магнитного поля.

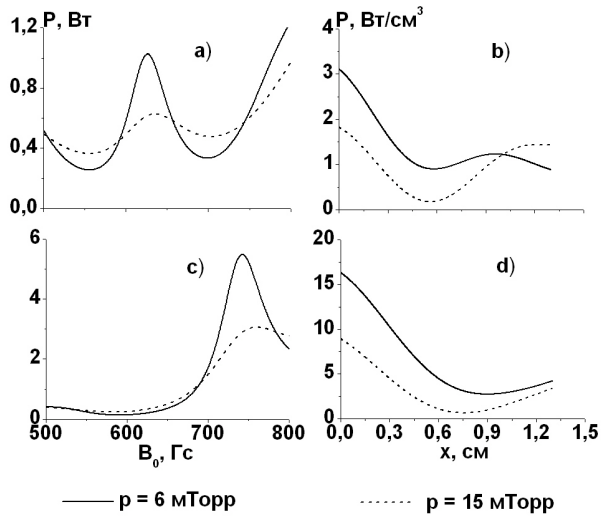


Рис. 6. Поглощение мощности, интегральное и по координате x , для $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$: а), б) $\theta = 3^\circ$; в), д) $\theta = 3,5^\circ$

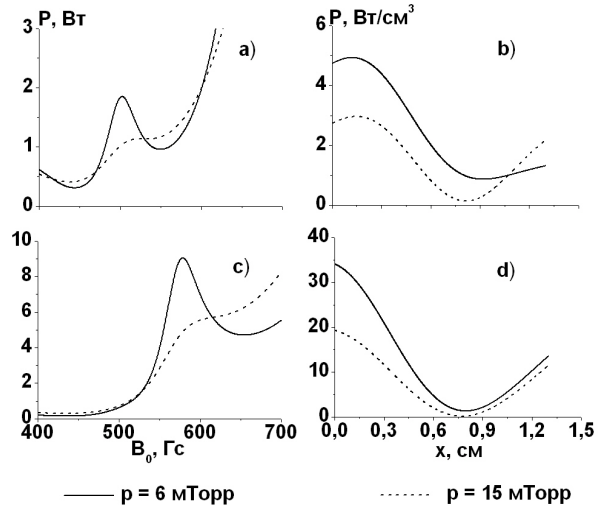


Рис. 7. Поглощение мощности, интегральное и по координате x для $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$: а), б) $\theta = 3,5^\circ$; в), д) $\theta = 4^\circ$

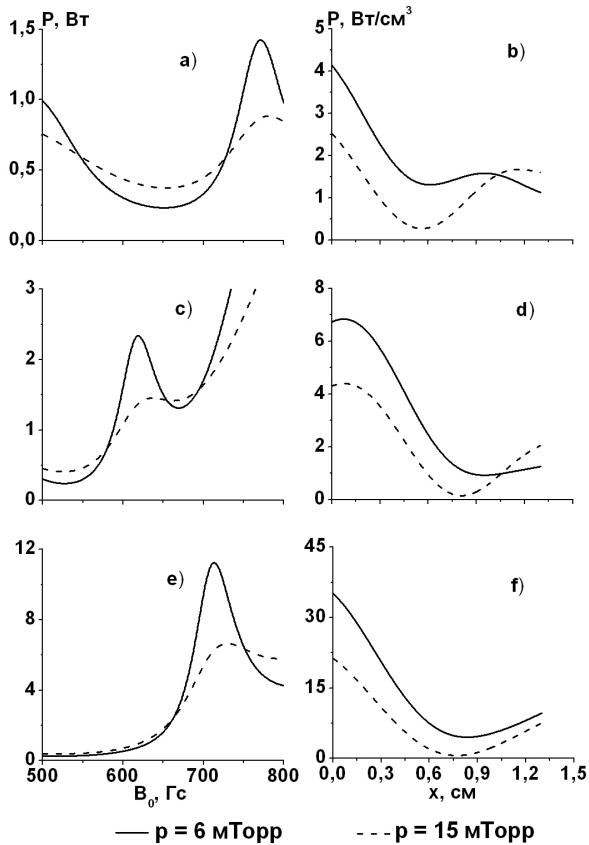


Рис. 8. Поглощение мощности интегральное и по координате x для а), б) $k_y = \pi/12 \text{ см}^{-1}, \theta = 3^\circ$; в), д) $k_y = \pi/10 \text{ см}^{-1}, \theta = 3,5^\circ$; е), ф) $k_y = \pi/10 \text{ см}^{-1}, \theta = 4^\circ$

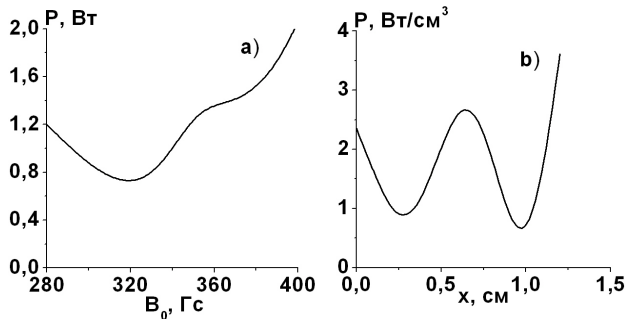


Рис. 9. Поглощение мощности интегральное и по координате x для $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$: а), б) $\theta = 4^\circ$

Для водородной плазмы численные расчеты показали, что параксиальное поглощение мощности для плазмы с плотностью $n_0 = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ возможно только при $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$. Это связано в том числе и с тем, что условие $\omega = \omega_{\text{ЛН}}$ для водородной плазмы выполняется при $B_0 = 413 \text{ Гс}$, что практически в 2 раза меньше чем у гелия (рис. 5).

На рис. 9 для водородной плазмы плотности $n_0 = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$, показаны зависимости интегрального поглощения мощности и распределения поглощения по координате x . Графики (рис. 9) построены для давления нейтрального газа 6 мТорр. Повышение давления выше 6 мТорр не позволяет получать параксиальное поглощение мощности. Максимум интегрального поглощения мощности на рис. 9а относится к

магнитному полю $B_0 = 355$ Гс. График на рис. 9b построен для этого значения магнитного поля.

Проведем оценку формулы (12) для пространственного распределения поглощаемой ВЧ – мощности в неаксиальном магнитном поле. В геликонном диапазоне частот для компонент тензора диэлектрической проницаемости в бесстолкновительном пределе справедливо неравенство [1]:

$$\varepsilon_{\perp} \ll N^2 \ll |g| \ll |\varepsilon_{\parallel}| \tag{14}$$

С учетом неравенства формулу (12) можно привести к виду:

$$P(x) = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \cdot \text{Im}(\varepsilon_{\parallel}) \cdot \left[\sin^2 \theta \cdot |E_x(x)|^2 + |E_z(x)|^2 \right] \tag{15}$$

На примере рис. 6а для давления нейтрального газа 6 мТорр сопоставим расчеты по точной формуле (12) и приближенной формуле (15). В формуле (15) оценим вклад каждого из слагаемых.

На рис. 10b видно, что первое слагаемое в формуле (15) дает вклад около 30 % при резонансе поглощения мощности за счет механизма парных соударений. Второе слагаемое (рис 10 с) вносит вклад около 70 %.

Каждая из компонент электрического поля в формуле (15) содержит четыре слагаемых (7). Каждое из этих четырех слагаемых связано с определенной дисперсионной ветвью (рис. 3–5). В формулу для расчета компоненты E_x кроме поля E_z входят поля H_y и E_y . Проанализируем поведение амплитуд компонент E_x, E_y, E_z, H_y для каждой дисперсионной ветви на примере параметров рис. 6а.

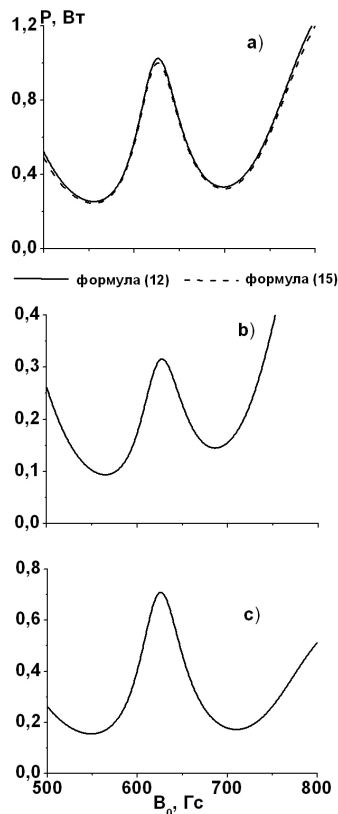


Рис. 10. Сопоставление расчетов для параметров рисунка 6а: а) по формуле (12) и (15), б) вклад в поглощение первого слагаемого в формуле (15), с) вклад в поглощение второго слагаемого в формуле (15)

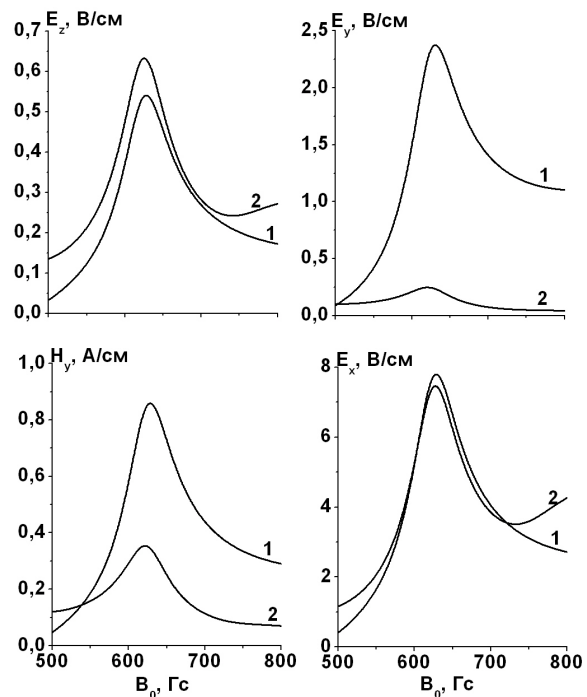


Рис. 11. Интегральные зависимости, усредненные на интервале от 0 до L_x , для амплитуд компонент электрического и магнитного полей

На рис. 11 показано, что резонансные отклики компонент электрического и магнитного поля соответствуют дисперсионным ветвям (рис. 3-5) Г1 (линия 1) и ТГ1 (линия 2). Этим резонансным откликам обязан в свою очередь и резонанс поглощения мощности на рис. 6а. Электрические и магнитные поля двух других дисперсионных ветвей вносят малый вклад в поглощение мощности и не обнаруживают резонансного поведения с изменением внешнего магнитного поля.

Приведем оценку глубины проникновения δx потока мощности в плазму. Предварительно вычислялась величина $dQ_x = [\vec{E} \times \vec{H}]_x \cdot dz$ и проверялось условие:

$$Q_x(x = \delta x) = 0,2 Q_x(x = 0) \tag{14}$$

Условие (14) определяет толщину центральной части слоя, в которой поглощается волна, а именно глубину 80 % проникновения потока мощности в плазму.

Для рис. 6а при давлении $p = 6$ мТорр получаем $\delta x = 0,95$ см, при $p = 15$ мТорр $\delta x = 1$ см.

Для рис. 7а при $p = 6$ мТорр $\delta x = 0,9$ см, при $p = 15$ мТорр $\delta x = 1,05$ см.

Для рис. 8а при $p = 6$ мТорр $\delta x = 0,97$ см, при $p = 15$ мТорр $\delta x = 1,03$ см.

Для рис. 8с при $p = 6$ мТорр $\delta x = 0,9$ см, при $p = 15$ мТорр $\delta x = 1,07$ см.

Для водородной плазмы с плотностью $n_0 = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (рис. 9а) величина δx составляет 0,86 см.

Величины δx меньше L_x , поэтому данную упрощенную физическую модель можно применять для численных оценок поглощения мощности в цилиндрических разрядных камерах компактных ионных источников.

ВЫВОДЫ

Из четырех дисперсионных ветвей (рис. 3 - 5) только две из них Г1, ТГ1 принимают участие в резонансном вводе мощности в параксиальную область плазменного слоя.

Для разрядных камер с длиной $L_z = 12$ см ($k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$) и $L_z = 7$ см ($k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$) и однородного магнитного поля [6, 7] было показано, что ввод мощности в приосевую область возможен: для гелия при $p = 6$ мТорр до плотности $n_0 = 1,8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, при $p = 10$ мТорр до плотности $n_0 = 1,2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$; для водорода при $p = 6$ мТорр $n_0 < 1,8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, при $p = 10$ мТорр $n_0 < 1,2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Для распределений поглощения по координате x (рис. 6,7,8) видно, что оно носит параксиальный характер даже при увеличении давления до 15 мТорр, что невозможно в случае однородного магнитного поля.

Из рисунков 3,4,5 для областей прозрачности можно видеть, что повышение плотности плазмы сопровождается увеличением значений магнитного поля, при которых данная плотность плазмы может быть создана. Увеличение магнитного поля ухудшает эмиттансные характеристики извлекаемого пучка [15]. Кроме того, повышение плотности плазмы приводит к изменению границы плазмы в системе экстракции и необходимости подавать большее напряжение на плазменные электроды системы экстракции. Учитывая данные обстоятельства, возможность параксиального поглощения мощности рассматривалась для плотностей плазмы $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Численные оценки выполнены для гелиевой и водородной плазмы при $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$; $\pi/10 \text{ см}^{-1}$; $\pi/7 \text{ см}^{-1}$, что позволяет рассматривать создание одной и той же плотности плазмы на разных диапазонах магнитного поля.

Для рассматриваемых величин k_z параксиальное поглощение мощности возможно только в малом интервале угла наклона внешнего магнитного поля, до $\theta = 4^\circ$. Углы наклона более 4° дают периферийное поглощение мощности.

Поскольку интегральная оценка поглощения мощности делается для локального объема, о котором говорилось ранее, не все результаты расчетов можно рекомендовать для реализации реального эксперимента. На рис. 6 только режим 6а, поскольку при $p = 6$ мТорр на длине 1 см на столкновениях поглотится примерно 10 Вт мощности. А с учетом мощности, которая выносится из разряда электронами и ионами плазмы [16], примерно 150 Вт. На рис. 7 только режим 7а, так как при $p = 6$ мТорр на длине 1 см на столкновениях поглотится около 20 Вт мощности, а с учетом выносимой из разряда мощности около 160 Вт. На рис. 8, режимы 8а и 8с.

Для водородной плазмы (рис. 9) плотностью $n_0 = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при $p = 6$ мТорр на длине 1 см на столкновениях поглотится примерно 15 Вт мощности, с учетом выносимой из разряда мощности около 350 Вт.

Необходимо, чтобы область магнитного поля с углами наклона магнитного поля, для которых было определено параксиальное поглощение мощности, находилась как можно ближе к области экстракции заряженных частиц источника ионов.

Выполнена оценка адекватности применения модельной (плоской) геометрии для решения задачи.

Выражаем благодарность ведущему научному сотруднику Института, доктору физ. – мат. наук Пономареву Александру Георгиевичу за замечания, которые способствовали более полному изложению отдельных важных вопросов, затронутых в настоящей статье.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shamrai K.P., Taranov V.B. Resonance wave discharge and collisional energy absorption in helicon plasma source // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1994. – Vol. 36. – P.1719.
2. Aleksandrov A.F., Vorob'ev N.F., Kral'kina E.A., Obuhov V.A., Ruhadze A.A. Teoriya kvazistaticheskikh plazmennyyh istochnikov // Zhurnal tehnichekoj fiziki. – 1994. – T.64. – S. 53.
3. Aleksandrov A.F., Bugrov G.E., Vavilin K.V., Kerimova I.F., Kondranin S.G., Kral'kina E.A., Pavlov V.B., Plaksin V.Ju., Ruhadze A.A. Samosoglasovannaya model' VCh induktivnogo istochnika plazmy, pomeshennogo vo vneshnee magnitnoe pole // Fizika plazmy. – 2004. – T. 30. – S. 434.
4. Shamrai K.P., Taranov V.B. Volume and surface RF power absorption in a helicon plasma source // Plasma Sources Sci. Technol – 1996. – Vol. 5. – P. 474.
5. Miroshnichenko V.I., Mordik S.N., Olshansky V.V., Stepanov K.N., Storizhko V.E., Sulkio-Cleff B., Voznyy V.I. Possibility to increase RF ion source brightness for nuclear microprobe applications // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2003. – Vol. 201 – P. 630.

6. Aleksenko O.V., Miroshnichenko V.I., Mordik S.N. Prostranstvennoe raspredelenie poter' VCh elektromagnitnogo polja v plazmenom istochnike gelikonnoogo tipa // Fizika plazmy. – 2014. – T. 40. – S. 764.
7. Alexenko O.V., Miroshnichenko V.I., Mordik S.N. Resonant RF electromagnetic field input in the helicon plasma ion source // Problems of atomic science and technology. – 2014. – No.5. – P.153.
8. Chevalier G., Chen F.F. Experimental modeling of inductive discharges // J. Vac. Sci. Technol. A. – 1993. – Vol. 11. – P. 1165.
9. Braginskij O.V., Vasil'eva A.N., Kovalev A.S. Gelikonnyaya plazma v neodnorodnom magnitnom pole // Fizika plazmy. – 2001. – T.27. – S.741.
10. Guo X.M., Scharer J., Mouzouris Y., Louis L. Helicon experiments and simulations in nonuniform magnetic field configurations // Phys. Plasmas. – 1999. – Vol. 6. – P. 3400.
11. Gilland J., Breun R., Hershkowitz N. Neutral pumping in a helicon discharge // Plasma Sources Sci. Technol. – 1998. – Vol. 7. – P. 416.
12. Chen F.F. The low-field density peak in helicon discharges // Phys. Plasmas. – 2003. – Vol. 10. – P. 2586.
13. Shamraj K.P., Virko V.F., Virko Ju.V., Kirichenko G.S. Povyshenie effektivnosti gelikonnoo razrjada v shodyashhemsya magnitnom pole // VANT. – 2003. – No.4. – S.241.
14. Shamrai K.P., Virko V.F., Virko Yu.V., Kirichenko G.S. Wave phenomena, hot electrons, and enhanced plasma production in a helicon discharge in a converging magnetic field // Physics of plasmas. – 2004. – Vol. 11. – P. 3888.
15. Geller R. Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasma. – Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 1996. – 308p.
16. Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principles of Plasma Discharge and Material Processing. – N.Y.: John Wiley & Sons, 2005. – 330p.