

С. Н. Мордик¹, В. И. Мирошніченко¹, О. В. Алексенко¹, В. Е. Сторижко¹,
К. Н. Степанов², В. В. Ольшанський²

¹ Інститут прикладної фізики НАН України, Суми

² ННЦ ХФТИ НАН України, Харків

ПОГЛОЩЕНИЕ МОЩНОСТИ В ПЛАЗМЕННОМ ИОННОМ ИСТОЧНИКЕ ГЕЛИКОННОГО ТИПА

Решается задача поглощения мощности в плазменном ионном источнике геликонного типа. Для расчетов выбран источник ионов, который сейчас используется в качестве инжектора ядерного микронзонда ИПФ НАН Украины. Результаты получены для водородной и гелиевой плазмы. Цилиндрический источник плазмы находится во внешнем продольном (вдоль оси цилиндра) однородном магнитном поле. Рабочая частота ω источника находится в диапазоне $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce} < \omega_{pe}$ и равна $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ (рад/с); $f = 27,12$ МГц. Для различных плотностей плазмы найдены значения внешнего однородного магнитного поля, при которых поглощение мощности максимально.

Ключевые слова: плазменный ионный источник геликонного типа, инжектор, ядерный микронзонд, волна Трайвелписа - Гулда.

Введение

Ионные источники, которые используются в качестве инжекторов ускорителей Ван-де-Граафа, должны работать в экономичных режимах (с минимальным уровнем вводимой в плазму мощности). Работа в режиме потребления большой мощности не представляется возможной из-за конструктивных особенностей ускорителя Ван-де-Граафа.

Геликонные источники ионов могут обеспечить высокую плотность плазмы, а следовательно, и высокую плотность тока при малой вводимой мощности (для ускорителя Ван-де-Граафа менее 350 Вт). Для того чтобы обеспечивать эффективный режим работы источника ионов, необходимо знать оптимальные значения внешнего магнитного поля, при которых будет осуществляться максимальное поглощение вводимой мощности. Экспериментальное определение оптимальных режимов работы источника ионов во всем диапазоне значений внешнего магнитного поля – достаточно трудоемкая задача. Поэтому в данном случае целесообразно использовать возможности численного моделирования.

Ранее в ИПФ НАН Украины проводились измерения, которые выявили степень корреляции между величиной плотности плазмы и величиной плотности тока пучка при определенных значениях вводимой в плазму мощности [1]. В ИПФ НАН Украины экспериментально исследовалась возможность повышения плотности плазмы в ВЧ-источниках геликонного типа на основе водородной и гелиевой плазмы [2]. Экспериментально была доказана возможность создания плотности плазмы на уровне $10^{11} - 10^{13}$ см⁻³ при вводимой мощности менее 350 Вт.

Физические аспекты, теория механизмов поглощения мощности в геликонных плазменных источниках была разработана и развита в работах К. П. Шамрая, Ф. Чена [3 - 5].

В данной статье выясняются оптимальные режимы работы источника ионов геликонного типа, который используется сейчас как инжектор ускорителя Ван-де-Граафа в ИПФ НАН Украины.

Задача решается в гидродинамическом приближении. Такое рассмотрение выбрано по следующей причине. Если энергия, которую получают электроны в ВЧ-поле, значительно превышает тепловую энергию, то эффекты, связанные с температурой плазмы становятся незначительными. В этом случае можно ограничиться гидродинамическим приближением без учета теплового движения (давления).

Исследование дисперсионного уравнения для данной постановки задачи показывает, что внутри источника распространяется гибридная ТГ-геликонная мода. Эта гибридная мода является медленной, т. е. $v_{\phi}^{волны} < c$. Вместе с тем соблюдается условие $v_{\phi}^{волны} > v_{Te}^{частицы}$, которое приводит к неравенству $\lambda > v_{Te} \cdot T$. Это означает, что путь, который проходит электрон за время одного колебания электромагнитной волны, много меньше длины электромагнитной волны. Это случай слабой пространственной дисперсии, при котором справедливо МГД приближение. Поглощение вводимой мощности происходит в данном случае за счет механизма парных соударений. Для характеристики механизма парных соударений вводится эффективная частота парных соударений.

© С. Н. Мордик, В. И. Мирошніченко, О. В. Алексенко, В. Е. Сторижко, К. Н. Степанов, В. В. Ольшанський, 2011

Постановка задачи и алгоритм ее решения

Источник плазмы показан на рис. 1.

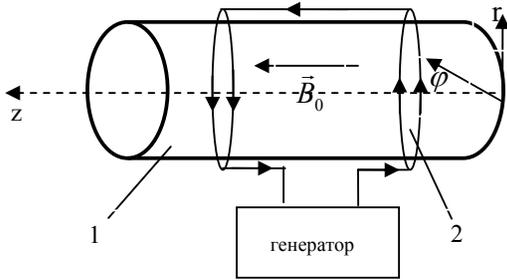


Рис. 1. Схематическое представление источника ионов: 1 – кварцевая колба; 2 – антенна Nagoya III.

Цилиндрическая система координат (см. рис. 1) представляет собой правовинтовую систему координат. Плазма создается в объеме кварцевой колбы благодаря работе антенны. Внешнее однородное магнитное поле создается внешним постоянным магнитом, который не изображен на схематическом рис. 1. Мы имеем дело с трехкомпонентной волноведущей системой «плазма - диэлектрик - вакуум». Интересной особенностью такой системы является то, что в ней может распространяться обратная поверхностная волна с аномальной дисперсией. Для малых значений k_z поле выходит далеко за пределы диэлектрика. Поэтому влиянием тонкой кварцевой диэлектрической колбы можно пренебречь. Система по своим свойствам приближается к двухкомпонентной «плазма - вакуум». Далее мы не будем учитывать в решении кварцевую колбу. Алгоритм решения задачи возбуждения плазменного ионного источника состоит в следующем:

- 1) решаем уравнения Максвелла в области плазменного заполнения;
- 2) решаем уравнения Максвелла за пределами плазменного заполнения;
- 3) используя граничные условия, сшиваем решения между перечисленными двумя областями;
- 4) находим значения компонент полей электромагнитного поля внутри плазменного заполнения;
- 5) рассчитываем поглощение мощности в плазменном ионном источнике.

Далее в статье более детально описывается каждый из пунктов расчетного алгоритма с учетом моделирования антенны.

Граничные условия

Тангенциальные компоненты электрического поля непрерывны на границе раздела «плазма - вакуум»:

$$E_z^{III} = E_z^{воздyx}; E_\phi^{III} = E_\phi^{воздyx}.$$

Тангенциальные компоненты магнитного поля терпят разрыв на границе раздела «плазма - вакуум» из-за тока, который течет по антенне:

$$H_z^{III} - H_z^{воздyx} = \frac{4\pi}{c} j_g; H_\phi^{III} - H_\phi^{воздyx} = -\frac{4\pi}{c} j_z.$$

Здесь j_g – фурье-амплитуда плотности азимутального тока антенны; j_z – фурье-амплитуда плотности продольного тока антенны.

Решение задачи в области плазменного заполнения

В качестве исходных уравнений следует взять два уравнения Максвелла:

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \quad (2)$$

Уравнение (1) отражает закон Ампера, который определяет вихревое магнитное поле, генерируемое токами в плазме. Уравнение (2) отражает закон Фарадея, который определяет вихревое электрическое поле, индуцируемое нестационарным магнитным полем.

Вектор электрической индукции \vec{D} связан с напряженностью электрического поля \vec{E} материальным уравнением

$$\vec{D} = \hat{\varepsilon} \cdot \vec{E}, \quad (3)$$

$\hat{\varepsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости плазмы. Тензор $\hat{\varepsilon}$ является в данном случае анизотропным тензором второго ранга. При наличии внешнего однородного магнитного поля \vec{B}_0 , которое направлено вдоль оси z, тензор диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_\perp & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_\parallel \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$\varepsilon_\perp = 1 - \frac{\omega + iv}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega + iv)^2 - \omega_{ce}^2} - \frac{\omega + iv}{\omega} \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega + iv)^2 - \omega_{ci}^2},$$

$$g = \frac{\omega_{ce}}{\omega} \cdot \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega + iv)^2 - \omega_{ce}^2} + \frac{\omega_{ci}}{\omega} \cdot \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega + iv)^2 - \omega_{ci}^2};$$

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \cdot (\omega + i\nu)} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega \cdot (\omega + i\nu)}.$$

Поскольку мы ищем волновые решения, то все поля зависят от координат и времени по закону:

$$\vec{E}(r, \vartheta, z, t) = \vec{E}(r) \cdot \exp[i \cdot (k_z z + m\vartheta - \omega t)], \quad (5)$$

$$\vec{H}(r, \vartheta, z, t) = \vec{H}(r) \cdot \exp[i \cdot (k_z z + m\vartheta - \omega t)], \quad (6)$$

$$\vec{D}(r, \vartheta, z, t) = \vec{D}(r) \cdot \exp[i \cdot (k_z z + m\vartheta - \omega t)]. \quad (7)$$

Метод расчета поглощения ВЧ мощности в геликонной плазме, который основан на фурье-разложениях, достаточно подробно описан в работах [3 - 5]. Поэтому мы не будем здесь детально его описывать.

Следует расписать уравнения (1) и (2) в проекциях на оси координат с учетом материального уравнения (3):

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r = -i \frac{1}{k_z} \cdot \frac{dE_z}{dr} + \frac{k}{k_z} \cdot H_{\phi} \\ E_{\phi} = -i \frac{\varepsilon_{\perp}}{g} \cdot E_r - i \frac{m}{rkg} \cdot H_z + i \frac{k_z}{kg} \cdot H_{\phi} \\ -ik\varepsilon_{\parallel} \cdot E_z = \frac{1}{r} \cdot H_{\phi} + \frac{\partial H_{\phi}}{\partial r} - i \frac{m}{r} \cdot H_r \\ k_z E_{\phi} = -k \cdot H_r + \frac{m}{r} \cdot E_z \\ E_r = i \frac{k_z}{kg} \cdot H_r - \frac{1}{kg} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial r} + i \frac{\varepsilon_{\perp}}{g} \cdot E_{\phi} \\ ikH_z = \frac{1}{r} \cdot E_{\phi} + \frac{\partial E_{\phi}}{\partial r} - i \frac{m}{r} \cdot E_r \end{array} \right. \quad (I)$$

В системе уравнений (I) $k = \frac{\omega}{c}$ – волновое число в вакууме. Видно, что в силу анизотропии тензора $\hat{\varepsilon}$ система уравнений (I) не расщепляется независимо на ТМ- и ТЕ-волны. Далее мы увидим, что в геликонном диапазоне частот $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce} < \omega_{pe}$ в источнике возбуждается гибридная ТГ – геликонная мода, в которой все 6 компонент поля отличны от 0.

Далее, на основе системы (I) необходимо выразить поперечные компоненты $E_r, E_{\phi}; H_r, H_{\phi}$ через продольные E_z, H_z .

Если теперь выражения для поперечных компонент поля подставить в систему уравнений (I), можно получить дифференциальное уравнение 4-го порядка по r относительно компоненты E_z :

$$\Delta_{\perp}^2 E_z + 2 \cdot p \cdot \Delta_{\perp} E_z + q E_z = 0, \quad (8)$$

при этом E_z и H_z будут связаны уравнением

$$i \frac{1}{k_z kg} [\bar{k}_{\perp}^2 \varepsilon_{\parallel} E_z + \varepsilon_{\perp} \Delta_{\perp} E_z] = H_z, \quad (9)$$

где: Δ_{\perp} – поперечная часть оператора Лапласа в цилиндрических координатах (при $m = 1$):

$$\Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) - \frac{1}{r^2};$$

$$2p = \left(\frac{\varepsilon_{\perp}^2 - g^2}{\varepsilon_{\perp}} + \varepsilon_{\parallel} \right) \cdot k^2 - \left(\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} + 1 \right) k_z^2; \quad q = \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \zeta.$$

$$\bar{k}_{\perp}^2 = \varepsilon_{\perp} k^2 - k_z^2; \quad \zeta = \bar{k}_{\perp}^4 - k^4 g^2.$$

Решение уравнения 4-го порядка по r (8) будем искать в виде функции, которая удовлетворяет волновому уравнению 2-го порядка с известными κ^2 , которые подлежат определению:

$$\Delta_{\perp} E_z + \kappa^2 E_z = 0. \quad (10)$$

Подставляя уравнение (10) в уравнение (8) находим для κ^2 два возможных значения:

$$k_1^2 = p + \sqrt{p^2 - q}, \quad (11.1)$$

$$k_2^2 = p - \sqrt{p^2 - q}, \quad (11.2)$$

где k_1^2 – поперечное волновое число волны Трайвеллписа - Гулда; k_2^2 – поперечное волновое число геликонной волны. Общее решение уравнения (8) имеет вид:

$$E_z(r) = P_1 \cdot J_1(k_1 r) + P_2 \cdot J_1(k_2 r). \quad (12)$$

В решении (12) мы не учитываем функции Неймана $N_1(k_1 r), N_1(k_2 r)$, так как они расходятся в 0, т. е. на оси цилиндра.

Решение для продольного магнитного поля H_z находим из уравнения связи (9) с учетом выражения (12)

$$H_z(r) = -\frac{i\varepsilon_{\perp}}{gk_z} P_1 M \cdot J_1(k_1 r) - \frac{i\varepsilon_{\perp}}{gk_z} P_2 N \cdot J_1(k_2 r). \quad (13)$$

Остальные компоненты полей принимают вид

$$E_{\phi} = P_1 \cdot \left[\frac{k_1}{gk_z \zeta} Q \frac{dJ_1(k_1 r)}{dr} - \frac{M'}{r \zeta k_z} J_1(k_1 r) \right] +$$

$$+P_2 \cdot \left[\frac{k_2}{gk_z \zeta} R \frac{dJ_1(k_2 r)}{dr} - \frac{N'}{r \zeta k_z} J_1(k_2 r) \right], \quad (14)$$

$$H_\phi = P_1 \cdot \left[i \frac{k \varepsilon_{\parallel}}{k_1} \frac{dJ_1(k_1 r)}{dr} - i \frac{Q}{gk_z \zeta r} J_1(k_1 r) \right] + \\ + P_2 \cdot \left[i \frac{k \varepsilon_{\parallel}}{k_2} \frac{dJ_1(k_2 r)}{dr} - i \frac{R}{gk_z \zeta r} J_1(k_2 r) \right], \quad (15)$$

$$H_r = P_1 \left[-k_1 \frac{Q}{gk_z \zeta} \frac{dJ_1(k_1 r)}{dr} + \frac{\varepsilon_{\perp} k (\bar{k}_{\perp}^2 + 1) - k^3 g^2}{\zeta r} J_1(k_1 r) \right] + P_2 \left[-k_2 \frac{R}{gk_z \zeta} \frac{dJ_1(k_2 r)}{dr} + \frac{\varepsilon_{\perp} k (\bar{k}_{\perp}^2 + 1) - k^3 g^2}{\zeta r} J_1(k_2 r) \right]. \quad (17)$$

В формулах (13) - (17) обозначено:

$$M = \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \bar{k}_{\perp}^2 - k_1^2; \quad N = \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \bar{k}_{\perp}^2 - k_2^2; \\ M' = k_z^2 \bar{k}_{\perp}^2 + k^2 \varepsilon_{\perp} M; \quad N' = k_z^2 \bar{k}_{\perp}^2 + k^2 \varepsilon_{\perp} N; \\ Q = g^2 k^2 k_z^2 + \varepsilon_{\perp} \bar{k}_{\perp}^2 M; \quad R = g^2 k^2 k_z^2 + \varepsilon_{\perp} \bar{k}_{\perp}^2 N.$$

Решение задачи за пределами плазменного заполнения

В воздухе

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\parallel} = 1; \quad g = 0; \quad \bar{k}_{\perp}^2 = k_{\perp}^2 = k^2 - k_z^2,$$

k_{\perp} – поперечное волновое число электромагнитной волны в воздухе.

Все поля, как и в области плазмы, зависят от координат и времени по формулам (5) - (7).

Система уравнений Максвелла принимает следующий вид:

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (18)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \quad (19)$$

Расписывая уравнения (18) и (19) в проекциях на оси координат, получаем

$$\left\{ \begin{array}{l} i \frac{m}{r} E_z - ik_z E_{\phi} = ik H_r \\ ik_z E_r - \frac{dE_z}{dr} = ik H_{\phi} \\ \frac{1}{r} E_{\phi} + \frac{dE_{\phi}}{dr} - i \frac{m}{r} E_r = ik H_z \\ i \frac{m}{r} H_z - ik_z H_{\phi} = -ik E_r \\ ik_z H_r - \frac{dH_z}{dr} = -ik E_{\phi} \\ \frac{1}{r} H_{\phi} + \frac{dH_{\phi}}{dr} - i \frac{m}{r} H_r = -ik E_z \end{array} \right. \quad (\text{II})$$

$$E_r = P_1 \cdot \left[i \frac{k_1 M'}{k_z \zeta} \frac{dJ_1(k_1 r)}{rd} - i \frac{Q}{gk_z \zeta r} J_1(k_1 r) \right] + \\ + P_2 \cdot \left[i \frac{k_2 N'}{k_z \zeta} \frac{dJ_1(k_2 r)}{dr} - i \frac{R}{gk_z \zeta r} J_1(k_2 r) \right], \quad (16)$$

Система уравнений (II) расщепляется на независимо распространяющиеся волны ТМ и ТЕ типа. Так как в плазме имеются все 6 компонент поля, для решения задачи в воздухе мы должны удерживать все 6 компонент поля и рассматривать распространение волны типа ТМ + ТЕ.

Следуя методике, описанной выше, получаем уравнения для E_z, H_z . За пределами плазменного заполнения система уравнений (18) и (19) приводится к двум независимым уравнениям:

$$\Delta_{\perp} H_z + k_{\perp}^2 H_z = 0, \quad (20.1)$$

$$\Delta_{\perp} E_z + k_{\perp}^2 E_z = 0. \quad (20.2)$$

Решения уравнений (20.1) и (20.2) должны удовлетворять условию излучения на бесконечности, т. е. поток вектора Умова - Пойнтинга должен обращаться в 0 на бесконечности. Следовательно, в решении уравнений (20.1) и (20.2) необходимо оставлять функции, которые описывают волну, бегущую от плазменного слоя. Таковыми являются функции Ганкеля первого рода. В воздухе, согласно граничным условиям, азимутальное волновое число $m = 1$, поэтому решение может быть записано в виде

$$E_z(r) = A_1 \cdot H_1^{(1)}(k_{\perp} r), \quad (21)$$

$$H_z(r) = A_2 \cdot H_1^{(1)}(k_{\perp} r). \quad (22)$$

Остальные компоненты полей в воздухе принимают следующий вид:

$$E_r = i \frac{k_z}{k_{\perp}} A_1 \frac{dH_1^{(1)}(k_{\perp} r)}{dr} - \frac{k}{rk_{\perp}^2} A_2 H_1^{(1)};$$

$$E_{\phi} = -i \frac{k}{k_{\perp}} A_2 \frac{dH_1^{(1)}(k_{\perp} r)}{dr} - \frac{k_z}{rk_{\perp}^2} A_1 H_1^{(1)};$$

$$H_r = i \frac{k_z}{k_{\perp}} A_2 \frac{dH_1^{(1)}(k_{\perp} r)}{dr} + \frac{k}{rk_{\perp}^2} A_1 H_1^{(1)};$$

$$H_\phi = i \frac{k}{k_\perp} A_1 \frac{dH_1^{(1)}(k_\perp r)}{dr} - \frac{k_z}{rk_\perp^2} A_2 H_1^{(1)}.$$

Прежде чем сшивать значения полей на границе и решать задачу о поглощении мощности, уделим внимание моделированию антенны Nagoya III. Ток этой антенны распределяется на поверхности плазменного заполнения и определяет граничные условия по магнитному полю, а также вводимую в плазму мощность.

Моделирование антенны Nagoya III

Плотность тока в антенне имеет вид

$$\vec{j} = j_\vartheta(\theta, z) \cdot \vec{e}_\vartheta + j_z(\theta, z) \cdot \vec{e}_z. \quad (23)$$

Поскольку антенна Nagoya III возбуждает несимметричные моды ($m \neq 0$), задача решается для моды ($m = 1$).

Для математического моделирования спектра плотности тока j_ϑ применяем метод Фурье. Спектр компоненты j_z находится из условия замкнутости линий тока, т. е. $\nabla \cdot \vec{j} = 0$. И тогда $j_z = -\frac{m}{k_z r_a} j_\vartheta$, r_a – радиус антенны. Как видно из рис. 2, антенна Nagoya III состоит из двух кольцевых сегментов, которые соединены перемычками.

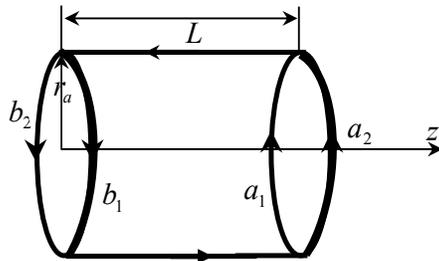


Рис. 2. Антенна Nagoya III:

L – длина антенны; r_a – радиус антенны.

Каждый кольцевой сегмент состоит из двух полуколец. На (рис. 2) полукольца обозначены a_1, a_2, b_1, b_2 .

$$j_\vartheta(\vartheta, z) = \frac{I_a}{W_a} \cdot Z(z) \cdot \theta(\vartheta), \quad (24)$$

I_a – амплитуда тока в антенне.

Функция $Z(z)$ в формуле (24) описывает зависимость компоненты j_ϑ от координаты z .

Функция $\theta(\vartheta)$ в формуле (24) описывает зависимость компоненты j_ϑ от угловой координаты ϑ . На основании рис. 2 функции $Z(z)$ и $\theta(\vartheta)$ могут быть представлены графически (рис. 3).

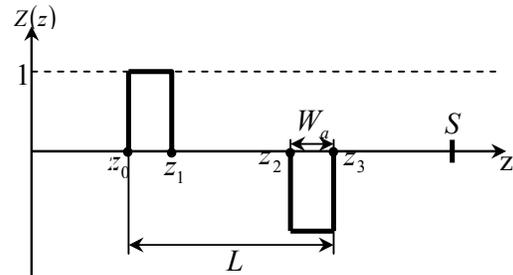


Рис. 3. Представление функции $Z(z)$:

W_a – ширина проводников антенны;
 S – длина кварцевой колбы.

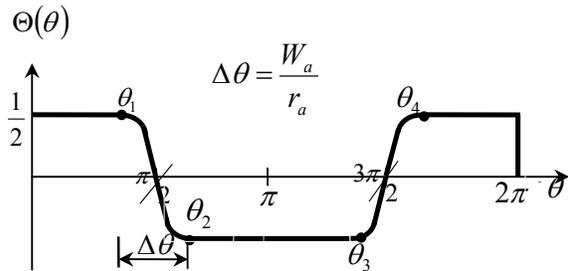


Рис. 4. Представление функции $\Theta(\theta)$.

Плавные переходы между $\theta = \pm \frac{1}{2}$ это не попытка учесть форму линий тока в местах стыка продольных к азимутальным частям антенны. Это есть попытка учесть в местах стыка переходной процесс по току. Т. е. в местах стыка значение тока меняется плавно, а не скачком.

На основании рис. 3 и 4 функции $Z(z)$ и $\Theta(\theta)$ могут быть заданы в виде

$$Z(z) = \begin{cases} 0 : z \leq z_0 \\ 1 : z_0 \leq z \leq z_1 \\ 0 : z_1 \leq z \leq z_2 \\ -1 : z_2 \leq z \leq z_3 \\ 0 : z_3 \leq z < S \end{cases} \quad (25)$$

$$\Theta(\theta) = \begin{cases} \frac{1}{2} : 0 \leq \theta < \theta_1 \\ -\frac{1}{2} \sin \left[\frac{\pi \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right)}{\Delta\theta} \right] : \theta_1 \leq \theta < \theta_2 \\ -\frac{1}{2} : \theta_2 \leq \theta < \theta_3 \\ \frac{1}{2} \sin \left[\frac{\pi \left(\theta - \frac{3\pi}{2} \right)}{\Delta\theta} \right] : \theta_3 \leq \theta < \theta_4 \\ \frac{1}{2} : \theta_4 \leq \theta < 2\pi \end{cases} \quad (26)$$

$$\Theta(\theta) = \sum_{m=-1}^1 a_m \exp[im\theta],$$

$$Z(z) = \sum_{n=-200}^{200} b_n \exp \left[i \frac{2n\pi}{S} z \right]. \quad (27)$$

В формулах (27) коэффициенты a_m и b_n - это амплитуды гармоник плотности тока $j(\theta, z)$. Известно, что антенна Nagoya III наиболее эффективно возбуждает несимметричные моды с азимутальным волновым числом $m = 1$. По продольному волновому числу учитываем ограниченное число гармоник:

$$\Theta(\theta) = a_1 \cdot \exp[i\theta] = \frac{1}{2\pi} \left(\int_0^{2\pi} \Theta(\theta) \exp[-i\theta] \cdot d\theta \right) \cdot \exp[i\theta], \quad (28)$$

Метод Фурье состоит в том, что функции $Z(z)$ и $\Theta(\theta)$ представляются в виде разложения в ряд Фурье:

$$Z(z) = \sum_{n=-200}^{200} \left(\frac{1}{S} \cdot \int_0^S Z(z) \cdot \exp \left[-i \frac{2\pi n z}{S} \right] \cdot dz \right) \cdot \exp \left[i \frac{2\pi n}{S} z \right], \quad (29)$$

$k_{zn} = \frac{2\pi n}{S}$ - продольное волновое число.

Результаты численного моделирования спектра j_θ и j_z представлены на рис. 5 и 6 соответственно.

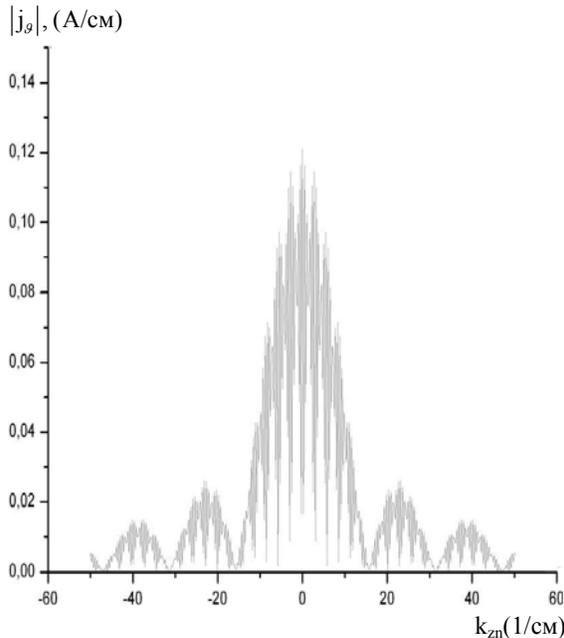


Рис. 5. Спектр компоненты j_θ плотности тока антенны.

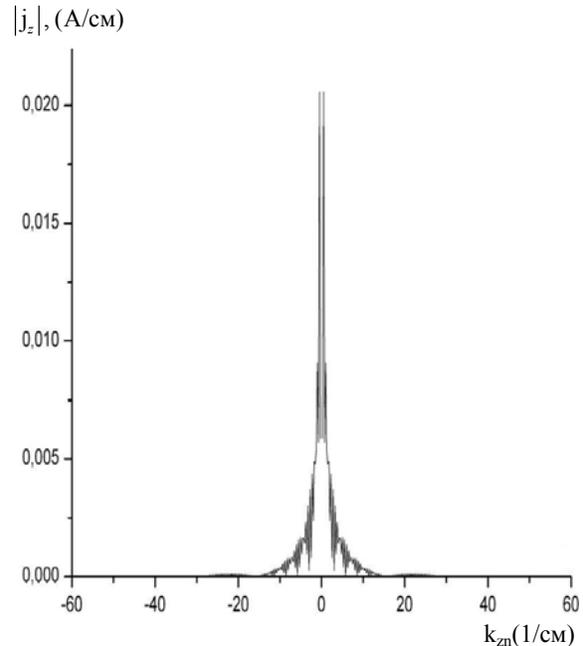


Рис. 6. Спектр компоненты j_z плотности тока антенны.

Расчет поглощения мощности

Поскольку мы ищем решение в классе медленных волн, то предполагаем, что $k_1^2 < 0$, а k_1^2, k_2^2 - являются комплексными величинами из-за наличия столкновений.

После сшивки значений полей на границе (см. пункт граничные условия) получаем систему линейных алгебраических уравнений с правой частью. Система уравнений, при заданных ω и k_z (см. таблицу), позволяет вычислить неизвест-

ные константы P_1, P_2, A_1, A_2 , а следовательно, и вычислить значения компонент электромагнитного поля. Если мы знаем, чему равны компоненты поля, мы можем рассчитать поглощаемую мощность по известной формуле [6]:

$$P = \frac{\omega}{8\pi} \cdot \left\{ \left(|E_r|^2 + |E_\phi|^2 \right) \cdot \text{Im} \varepsilon_\perp + |E_z|^2 \cdot \text{Im} \varepsilon_\parallel + 2 \text{Im} (E_r \cdot E_\phi) \cdot \text{Im} g \right\} \quad (30)$$

Формула (30) дает поглощение мощности в единицу времени по координате r . Для определения поглощения в объеме в единицу времени необходимо провести интегрирование.

Расчет поглощения мощности проводился для двух сортов плазмы на основе водорода и гелия (рис. 7 и 8).

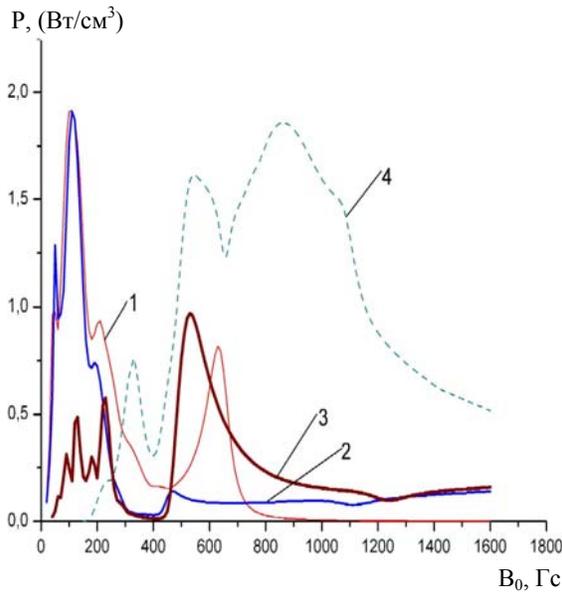


Рис. 7. Поглощение мощности для водородной плазмы: 1 - $n_0 = 1 \cdot 10^{10}$; 2 - $n_0 = 1 \cdot 10^{11}$; 3 - $n_0 = 1 \cdot 10^{12}$; 4 - $n_0 = 1 \cdot 10^{13}$.

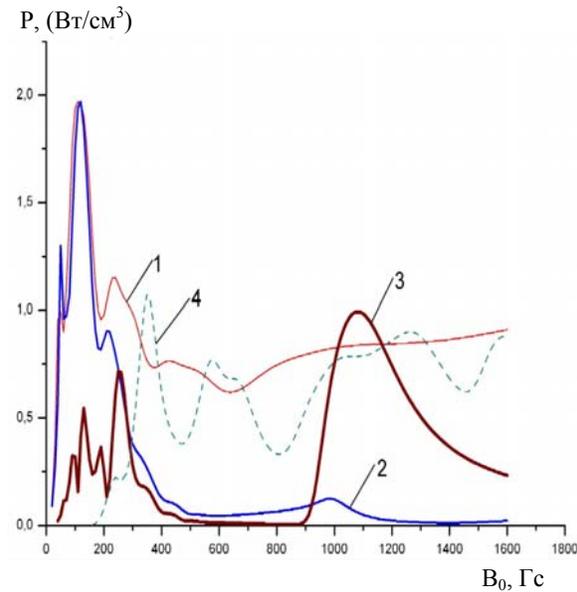


Рис. 8. Поглощение мощности для гелиевой плазмы: 1 - $n_0 = 1 \cdot 10^{10}$; 2 - $n_0 = 1 \cdot 10^{11}$; 3 - $n_0 = 1 \cdot 10^{12}$; 4 - $n_0 = 1 \cdot 10^{13}$.

Расчетные параметры

Параметр	Название	Величина
ω	рабочая частота	$2\pi \cdot 27,12 \cdot 10^6$ (рад/с)
k_z	продольное волновое число	0,251 (1/см)
S	длина колбы	25 см
L	длина антенны	15 см
r_a	радиус антенны	1,5 см
W_a	ширина проводников антенны	0,4 см
I_a	ток в антенне	3 А

Заключение

Полученные результаты позволяют оценить диапазон параметров, в котором можно ожидать эффективное поглощение ВЧ мощности в гелий-конном источнике ионов АУК НАН Украины. Результаты расчетов показали, что поглощение мощности имеет неоднородный характер при различных величинах внешнего магнитного поля. Имеется два диапазона величин магнитного поля, при которых поглощаемая мощность максимальна.

Для водорода: первый диапазон 100 - 200 Гс, второй 600 - 800 Гс.

Для гелия: первый диапазон 100 - 200 Гс, второй 1000 - 1200 Гс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мордик С.Н., Возный В.И., Мирошніченко В.И. и др. Геликонный источник ионов в режиме высокой плотности плазмы // Вопросы атомной науки и техники. - 2006. - № 5 - С. 208 - 211.
2. Mordyk S.M., Voznyy V.I., Miroshnichenko V.I. et al. Hydrogen/helium ion injector for accelerator - based microprobe facilities // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. - 2006. - Vol. B 231. - P. 37 - 42.
3. 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 - 491.
4. Shamrai K.P., Virko V.F., Kirichenko G.S. Geometrical resonances of helicon waves in an axially bounded plasma // Plasma Sources Sci. Technol. - 2002. - Vol. 11. - P. 10 - 26.
5. Francis F. Chen and Donald Arnush Generalized theory of helicon waves // Phys. Plasmas. - 1997. - Vol. 4. - P. 3411 - 3421.
6. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. - М.: Высш. школа, 1978.

**С. М. Мордик, В. І. Мирошніченко, О. В. Алексенко, В. Ю. Сторишко,
К. М. Степанов, В. В. Ольшанський**

**ПОГЛИНАННЯ ПОТУЖНОСТІ В ПЛАЗМОВОМУ ІОННОМУ
ДЖЕРЕЛІ ГЕЛІКОНОВОГО ТИПУ**

Вирішується задача поглинання потужності в плазмовому іонному джерелі геліконового типу. Для розрахунків обрано джерело іонів, яке на теперішній час використовується як інжектор аналітичного прискорювального комплексу ІПФ НАН України. Результати отримано для водневої та гелієвої плазми. Циліндричне джерело плазми знаходиться в зовнішньому повздовжньому (уздовж осі циліндра) однорідному магнітному полі. Робоча частота ω джерела знаходиться в діапазоні $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce} < \omega_{pe}$ і дорівнює $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ (рад/с); $f = 27,12$ МГц. Для різної густини плазми знайдено значення зовнішнього однорідного магнітного поля, при яких поглинання потужності є максимальним.

Ключові слова: плазмове іонне джерело геліконового типу, інжектор, ядерний мікрозонд, хвиля Трайвелпіса - Гулда.

**S. N. Mordyk, V. I. Miroshnichenko, O. V. Alexenko, V. E. Storizhko,
K. N. Stepanov, V. V. Olshansky**

POWER ABSORPTION IN THE PLASMA ION SOURCE OF A HELICON TYPE

The article presents the solution of the power absorption problem in the helicon-type plasma ion source. Ion source used now as an injector of the IAP NASU nuclear microprobe was chosen for calculations. Results were obtained for hydrogen and helium plasma. Cylindrical plasma source is placed in the external longitudinal (along the cylinder axis) uniform magnetic field. Working frequency of the source ω is in the range of $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce} < \omega_{pe}$ and $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ (rad/s); $f = 27,12$ MHz. The values of the uniform external magnetic field, when the power absorption is maximum, were obtained for various plasma densities.

Keywords: helicon plasma ion source, injector, nuclear microprobe, Trivelpiece - Gould wave.

Поступила в редакцію 28.03.11,
после доработки - 14.11.11.