

ВЛИЯНИЕ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА НА СОБСТВЕННЫЕ МОДЫ БМЗ ВОЛНЫ

П.Е. Мороз

Показано, что эллиптичность плазменного шнура не препятствует существованию собственных мод быстрой магнитозвуковой волны. Найдена структура полей и условия возбуждения различных собственных мод.

Метод ионного циклотронного нагрева плазмы быстрой магнитозвуковой (БМЗ) волной является одним из наиболее мощных методов нагрева. При этом во многих установках плазменный шнур имеет заметную эллиптичность. В работах [1, 2] методами конечных разностей проведен двумерный расчет структуры ВЧ полей с учетом некруглой формы плазменного шнура. Однако возможность возбуждения собственных мод и степень влияния эллиптичности плазмы рассмотрены не были. Эти вопросы исследованы в данной работе.

Рассмотрим следующую модель: плазменный шнур с произвольной формой поперечного сечения (для определенности при численных расчетах форма сечения плазмы принята эллиптической) находится в продольном магнитном поле $\mathbf{B} = B_z \mathbf{e}_z$ внутри металлической камеры радиуса a . На радиусе b между границей плазмы и камерой расположен полувиток ВЧ антенны. Тороидальность плазмы учитывается отождествлением концов прямого плазменного цилиндра длиной $2\pi R$ (R — радиус тора). В силу продольной однородности системы используем разложение по фурье-гармоникам $\sim \exp(ik_z z)$. Тогда задача определения ВЧ полей становится двумерной и описывается следующей системой волновых уравнений, получаемой из уравнений Максвелла в предположении $E_z = 0$:

$$\frac{\partial}{\partial x} x E_\theta = i x H_z + i \frac{\partial}{\partial \theta} \left[-\frac{\epsilon_2}{\epsilon} E_\theta + \frac{1}{\epsilon x} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right], \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} = i (n_1^2 E_\theta + \frac{\epsilon_2}{\epsilon x} \frac{\partial H_z}{\partial \theta}). \quad (1)$$

Здесь x — безразмерный радиус: $x = k_0 r$; $k_0 = \omega/c$; θ — азимутальный угол; $n_1^2 = \epsilon - \epsilon_2^2/\epsilon$ — поперечный показатель преломления БМЗ волны; $\epsilon = \epsilon_1 - n_z^2$; ϵ_1 и ϵ_2 — компоненты тензора диэлектрической проницаемости; $n_z = k_z/k_0$ — продольный показатель преломления. Остальные компоненты ВЧ полей выражаются через E_θ и H_z :

$$E_r = \frac{1}{\epsilon} \left[-\epsilon_2 E_\theta + \frac{1}{x} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right],$$

$$H_r = -n_z E_\theta, \quad H_\theta = n_z E_r.$$

Поскольку обычно в тороидальных установках отличие формы плазмы от круговой сравнительно невелико, азимутальное изменение параметров плазмы значительно слабее радиальных, и так как на БМЗ волну, в силу относительно большой ее длины волны, основное влияние оказывают средние параметры плазмы, то для решения системы (1) разумно использовать разложение по азимутальным фурье-гармоникам:

$$x E_\theta = \sum_m G_m e^{im\theta}, \quad i H_z = \sum_m H_m e^{im\theta}, \quad \epsilon^{-1} = \sum_m a_m e^{im\theta},$$

$$\epsilon_2/\epsilon = \sum_m b_m e^{im\theta}, \quad n_1^2 = \sum_m c_m e^{im\theta}.$$

Тогда получим следующую систему уравнений для гармоник:

$$\begin{aligned} \frac{dG_m}{dx} &= xH_m + \frac{m}{x} \sum_n (b_{m-n}G_n - na_{m-n}H_n), \\ \frac{dH_m}{dx} &= -\frac{1}{x} \sum_n (c_{m-n}G_n + nb_{m-n}H_n). \end{aligned} \quad (2)$$

Ток в антенне также представим в виде разложения по азимутальным гармоникам $J_a = \sum_m J_m \exp(im\theta)$.

Систему (2) необходимо решить в условиях ограниченности полей при $x \rightarrow 0$, потребовать исчезновения поля E_θ на стенке камеры $G_m(a) = 0$ и учесть условия на скачки полей на антенне: $[G_m] = 0$, $[H_m] = (4\pi i/c)J_m$. Считаем магнитные поверхности эллиптическими $r^2(1 + \delta \cos 2\theta) = \bar{r}^2 \sqrt{1 - \delta^2}$, где \bar{r} — средний радиус этой поверхности, δ — параметр эллиптичности. Распределение плотности плазмы по магнитным поверхностям принимаем параболическим, $n(\bar{r}) = n_0(1 - \bar{r}^2/r_0^2)$. При решении системы (4) будем считать отличными от нуля лишь коэффициенты $a_{-4}, \dots, a_4, b_{-4}, \dots, b_4, c_{-4}, \dots, c_4$ и рассматривать моды $m - 4, \dots, m + 4$. При этом получается качественно верная картина даже для сравнительно больших $\delta \lesssim 0,7$. Собственные моды проявляются в виде существенного увеличения ВЧ полей в определенных условиях (при неучете процессов затухания поля становятся бесконечными).

Расчеты проведем для установки с параметрами стелларатора Л-2: $r_0 = 11,5$ см, $b = 15$ см, $a = 17,5$ см. В [3] при этих же параметрах рассчитаны условия возбуждения и структура полей собственных мод в приближении азимутальной симметрии. На рис. 1 показано относительное изменение средней плотности плазмы

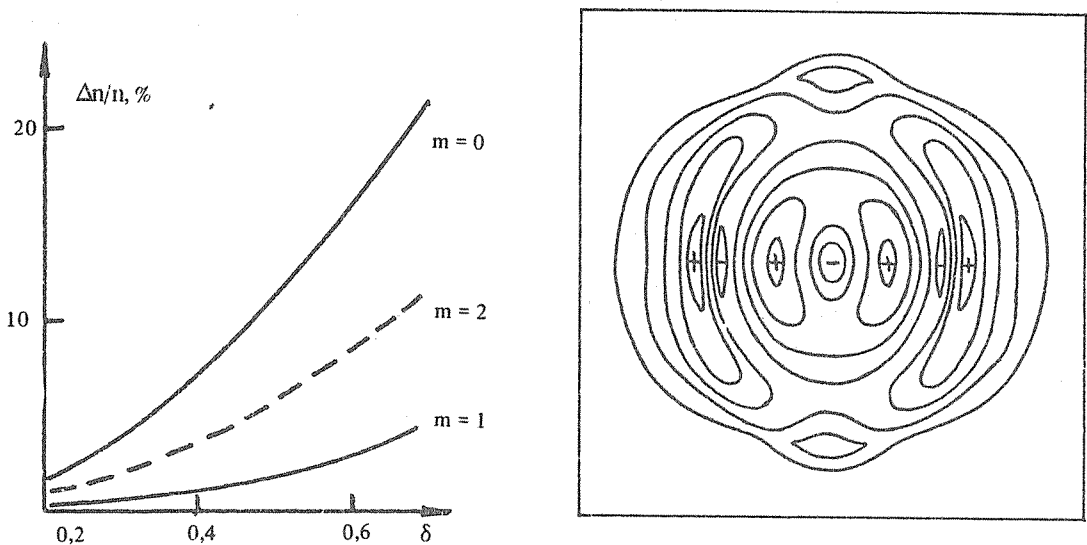


Рис. 1. Относительное изменение плотности плазмы, соответствующее возбуждению собственных мод $m = 0, 1, 2$, в зависимости от эллиптичности δ . Для моды $m = 2$ величина $\Delta n < 0$.

Рис. 2. Распределение $|E^+|$ для моды $m = 0, k_z = 0,1 \text{ см}^{-1}$, в поперечном сечении плазменного шнура с эллиптичностью $\delta = 0,3$. Показаны линии уровней 0,05; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 0,97. Размер рамки 40 x 40 см.

мы, соответствующей возбуждению собственной моды при $k_z = 0,1 \text{ см}^{-1}$ на второй гармонике циклотронной частоты в дейтериевой плазме, в зависимости от эллиптичности δ . Видно, что условия возбуждения собственных мод ухудшаются (требуется большая плотность, $\Delta n > 0$) с увеличением эллиптичности (моды $m = 0,1$). Исключение представляет мода $m = 2$, для которой $\Delta n < 0$. Структура ВЧ полей даже при сравнительно небольшой эллиптичности оказывается азимутально несимметричной. Для примера на рис. 2 показано распределение левополяризованной составляющей ВЧ поля $|E^+| = |E_r + iE_\theta|$, греющей ионы, для моды $m = 0$, которая более благоприятна для нагрева, чем моды $m = 1, 2$. В расчетах плазма имела эллиптичность $\delta = 0,3$ и была вытянута в вертикальном направлении. Видны максимумы E^+ не только на периферии, но и в глубине плазменного шнура. Подобные расчеты были проведены для разных мод и различных δ .

Основные результаты работы состоят в следующем:

- 1) показано, что в эллиптической плазме возможны собственные моды;
- 2) найдены условия их возбуждения в зависимости от эллиптичности плазмы;
- 3) определена структура ВЧ полей для различных собственных мод, что позволило оценить их эффективность для нагрева плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Itoh K., Itoh S-I., Fukuyama A. Nucl. Fus., 24, 13 (1984).
2. Jaeger E. F. et al. Oak Ridge, USA, Report ORNL/TM-9788, 1986.
3. Коврижных Л. М., Мороз П. Е. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 4, 23 (1982).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 22 июня 1988 г.