

## ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ВЧ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ

*А.В. Лонгинов, К.Н. Степанов*

Показано, что в тороидальных установках больших размеров для нагрева плазмы электромагнитными волнами с частотой порядка нижней гибридной частоты можно использовать быстрые моды магнитозвуковых волн ( $H$ -волн).

Для высокочастотного нагрева плазмы в условиях нижнего гибридного резонанса (НГР) предполагается использовать медленную ( $M$ ) ветвь, или  $E$ -волну, быстрых магнитозвуковых волн [ 1 – 6]. Использование этого метода нагрева в больших термоядерных установках может встретить ряд трудностей [ 4, 7]:

а) опасность возникновения на периферии плазмы параметрических неустойчивостей, приводящих к турбулентному нагреву и аномальному поглощению ВЧ мощности в этой области;

б) возможность сильного черенковского поглощения ВЧ мощности на периферии плазмы электронами (в особенности, при наличии убегающих электронов);

в) ввод ВЧ энергии в глубь плазмы может быть затруднен из-за того, что для  $M$ -волн угол между групповой скоростью и магнитным полем очень мал. Сильное поглощение ВЧ энергии на периферии плазменного шнура при возбуждении  $M$ -волны наблюдалось в опытах [ 8 – 11] по ВЧ нагреву плазмы в токамаках.

В настоящей работе показано, что эти трудности могут быть преодолены (или ослаблены в существенной степени), если для ВЧ нагрева плазмы в токамаках использовать не медленную, а быструю ( $B$ ) ветвь ( $H$ -волну), возбуждаемую с внутренней стороны тора. При этом  $B$ -волна, распространяясь в глубь плазмы, доходит до критической точки, где трансформируется в  $M$ -волну, которая, распространяясь в противоположном направлении, доходит до точки нижнего гибридного резонанса.

са, где превращается в плазменную волну. В случае плазмы с достаточно большой плотностью, как было показано в работе [5],  $B$ -волна может непосредственно достигать точки НГР. Рассматриваемая возможность обусловлена эффектом тороидальности, приводящим к изменению в направлении большого радиуса продольной составляющей волнового вектора, а также магнитного поля.

Рассмотрим прохождение волн через плазму в центральной плоскости тора при возбуждении их с внутренней стороны тора. Пусть возбуждающая система создает волну с продольным волновым числом  $k_{||0}$ . Продольный показатель преломления волны в плазме будет равен

$$N_{||} = N_{||0} \frac{A-1}{A-x} \left( N_{||} = \frac{k_{||} c}{\omega}, \quad N_{||0} = \frac{k_{||0} c}{\omega} \right). \quad (1)$$

Здесь  $A = R/a$  – аспектное отношение,  $R$  – большой радиус тора,  $a$  – радиус камеры, величина  $x$ , равная  $x = (r/a) \cos \theta$  ( $r$  – расстояние от оси плазменного цилиндра,  $\theta$  – малый азимутальный угол), изменяется от значения  $x = 1$  ( $\theta = 0$ ,  $r = a$ ) на внутренней стороне камеры до  $x = -1$  ( $\theta = \pi$ ,  $r = a$ ) на внешней стороне. Отличие  $N_{||}$  от  $N_{||0}$  связано с тем, что при распространении в торе волны  $\sim \exp i \chi m$  ( $\chi$  – большой азимутальный угол) сохраняется значение азимутального числа  $m = (k_{||}/2\pi)(R - r \cos \theta)$ .

При распространении в плазме волн с  $N_{||} > 1$  поперечный показатель преломления  $N_{\perp}$   $M$ -волны имеет особенность (в случае холодной плазмы) в двух точках НГР  $x = x_{\infty}^{(1,2)}$ , где частота волны  $\omega$  равна частоте НГР

$$\omega_{LH} = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{1+q}} \left( q = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}^2} \right). \quad (2)$$

Здесь  $\omega_{pe, i}$  – ленгмюровская частота электронов, ионов; циклотронная частота электронов  $\omega_{Be} = eB/m_e c$  зависит от координаты  $x$ , так как  $B = B_0 A/(A-x)$ .

Условия распространения волны в плазме зависят от соотношения между  $N_{||0}$  и критическими значениями этой величины  $N_1$  и  $N_2$ , где

$$N_1 = \max N(x) = N(x_1^*) \quad (-1 < x < x_{\infty}^{(1)}),$$

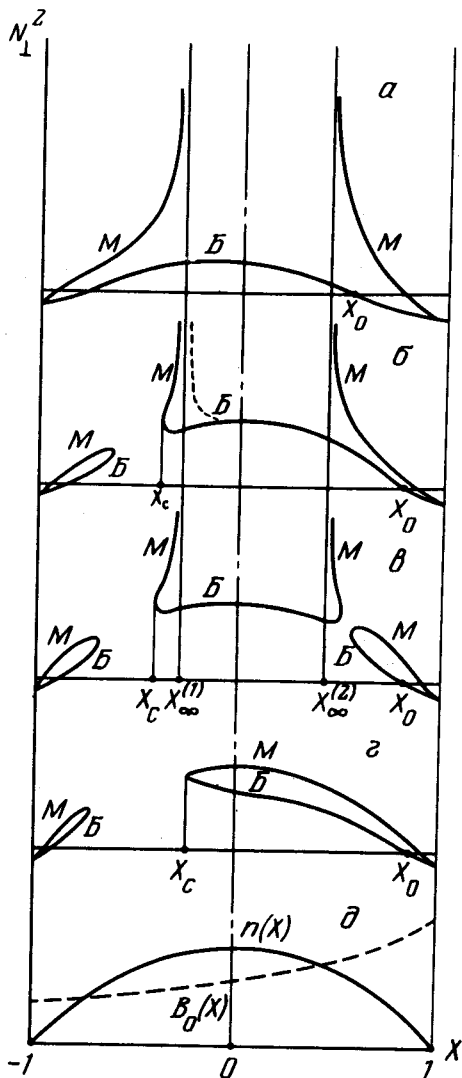
$$N_2 = \max N(x) = N(x_2^*) \quad (x_{\infty}^{(2)} < x < 1),$$

$$N(x) = \frac{A-x}{A-1} \left[ \sqrt{1+q \left( 1 - \frac{\omega_{Be} \omega_{Bi}}{\omega^2} \right)} + \sqrt{q} \right]. \quad (3)$$

При  $N_{||0} = N_{1,2}$  в точках  $x = x_{1,2}^*$  значения  $N_{\perp}^2$  для  $M$ - и  $B$ -волн совпадают. Условия достижения точки НГР  $x = x_{\infty}^{(2)}$  при возбуждении  $M$ -волны с внутренней стороны тора имеет вид  $N_{||0} > N_2$ . Если пренебречь зависимостью  $n$  и  $B$  от  $x$  (т. е. эффектами тороидальности), то отсюда получаем известный [5] критерий  $N_{||0}^2 > 1 + q(x_{\infty}^{(2)})$ .

Если плотность  $n$  имеет один максимум, то  $N_1 > N_2$ . Различие  $N_1$  и  $N_2$  обусловлено при  $q \ll 1$  тороидальной зависимостью  $N_{||0}$ , а при  $q \gtrsim 1$  еще и тороидальной зависимостью  $B(x)$ .

Поведение  $N_1^2$  для  $B$ - и  $M$ -волн в зависимости от  $x$  оказывается существенно различным в трех областях изменения  $N_{||0}$ : а)  $N_{||0} > N_1 > N_2$ , б)  $N_1 > N_{||0} > N_2$  и в)  $N_1 > N_2 > N_{||0}$ . Качественное поведение  $N_1^2$  в этих случаях показано на рис. 1, а, б, в. На рис. 1, д показана зависимость от  $x$  плотности плазмы  $n$  и магнитного поля  $B$ . Смещение максимума плотности относительно центра камеры ( $x = 0$ ), свойственное токамакам, качественно не изменяет приведенное на рис. 1, д поведение  $N^2$ .



В случаях а) и б) точка НГР  $x = x_\infty^{(2)}$  доступна при возбуждении  $M$ -волн с внутренней стороны тора. В случае в) точка  $x = x_\infty^{(2)}$  перестает быть доступной из-за появления барьера непрозрачности при  $x_\infty^{(2)} < x < x_2^*$ .

Из рис. 6 видно, что точка НГР  $x = x_{\infty}^{(1)}$  становится доступной, если возбудить не  $M$ -, а  $B$ -волну. Именно этот случай открывает новые возможности использования НГР для ВЧ нагрева плазмы больших размеров.  $B$ -волна, проникая в плазму через барьер непрозрачности ( $x_c < x < 1$ ), распространяется в глубь плазмы до точки трансформации  $x = x_c$ , где преобразуется в  $M$ -волну, которая достигает точки НГР  $x = x_{\infty}^{(1)}$ , где преобразуется в плазменную волну, распространяющуюся к внешней стороне тора. Если плотность плазмы достаточно велика,  $q(x_{\infty}^{(1)}) > q_{cr} \gtrsim 1$ , то  $B$ -волна непосредственно достигает точки  $x_{\infty}^{(1)}$  (график  $N_2^2$  для  $B$ -волны в этом случае показан на рис. 6 пунктиром). На эту возможность было впервые указано в случае  $q \gg 1$  Голантом [5].

Если величина  $q(0) \ll 1$ , то  $N_2 \approx 1$  и  $N_1 \approx A + 1/(A - 1)$ , для  $q(0) \gtrsim 1$   $N_2 \approx 1$ , а  $N_1$  быстро растет при увеличении  $\omega^2/\omega_{Be}\omega_{Bi}$ , так что интервал изменения  $N_{||0}$ , для которого можно осуществить режим, соответствующий рис. 6, достаточно велик (при  $A$  не очень больших).

Отметим возможные преимущества возбуждения  $B$ -волн:

а) при одинаковом потоке ВЧ мощности, входящей в плазму, величина осцилляторной скорости электронов в поле  $B$ -волны значительно меньше, чем для  $M$ -волны, если  $q \ll 1$  (их отношение порядка  $(m_e/m_i)^{1/2}$  при  $q \sim \omega/\omega_{Be} \sim \sqrt{m_e/m_i}$ ), что может сильно ослабить действие параметрических неустойчивостей для  $B$ -волн в области малой плотности;

б) при  $q \ll 1$  коэффициент электронного черенковского затухания  $B$ -волны  $\kappa_B$  мал по сравнению с коэффициентом затухания  $M$ -волны  $\kappa_M$ ,  $\kappa_B \sim q^{3/2}\kappa_M$ , что также уменьшает поглощение  $B$ -волны на краю плазмы;

в) угол между групповой скоростью и магнитным полем для  $B$ -волны в области  $q \ll 1$  значительно больше, чем для  $M$ -волны.

Отметим, что в реальных условиях для обсуждаемых в настоящее время проектов больших токамаков необходимая для нагрева плазмы до температуры  $5 \div 10$  кэВ ВЧ мощность оказывается большой, так что параметрические неустойчивости будут развиваться в глубине плазмы и для  $B$ -волн (в особенности, вблизи точки  $x = x_c$ , где увеличивается амплитуда электрического поля  $B$ -волны), и  $B$ -волна может затухнуть в области  $x_c < x < 1$  за счет нелинейных параметрических эффектов.

В этом случае для ВЧ нагрева плазмы наличие точки НГР не является необходимым. Например, при  $\omega > \sqrt{\omega_{Be}\omega_{Bi}}$  возбуждение  $B$ -волны с внутренней стороны тора позволяет использовать для достижения эффективного возбуждения волны с минимальным замедлением  $N_{||0}$  и обеспечить наличие в глубине плазмы области трансформации  $B$ -волны в  $M$ -волну. Поведение  $N_2^2(x)$  при  $1 < N_{||0} < \max N(x)$  ( $|x| < 1$ ) для этого случая показано на рис. 1, г.

В заключение выражаем глубокую благодарность В.В.Аликаеву, В.Е.Голанту, А.Д.Пилии и В.В.Федорову за полезное обсуждение работы и критические замечания.

## Литература

- [ 1 ] В.Е.Голант, А.Д.Пилия. УФН, 104, 413, 1971.
  - [ 2 ] А.В.Лонгинов, К.Н.Степанов. Препринт ХФТИ 72-1, Харьков, 1972;  
L.I.Grigror'teva et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1971, v.III, IAEA, Vienna, 1971, p.573.
  - [ 3 ] E.Cannobio. Sixth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow 1973, v. II, p. 81.
  - [ 4 ] В.В.Аликаев, В.Е.Голант, К.Н.Степанов. Советско-американский семинар "Системный анализ и конструкции термоядерных электростанций" изд. НИИЭФА, Ленинград, 1974.
  - [ 5 ] В.Е.Голант. ЖТФ, 41, 2492, 1971.
  - [ 6 ] В.М.Глаголев. Препринт ИАЭ-2339, М., 1973.
  - [ 7 ] В.В.Аликаев и др. Совещание экспертов МАГАТЭ по большим системам. Дубна, 1975.
  - [ 8 ] В.Е.Голант и др. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1974, 1, IAEA, Vienna, 1975, p. 231.
  - [ 9 ] B.Richards, R.R.Parker. Bull. Amer. Phys. Soc., 29, 1313, 1975.
  - [ 10 ] W.M.Hook. Bull. Amer. Phys. Soc. 29, 1313, 1975.
-