

## УВЕЛИЧЕНИЕ МГД АКТИВНОСТИ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОМ НАГРЕВЕ

С.Б. Исаков, В.Н. Цытович

*Определены инкременты возбуждения быстрой магнитозвуковой и непотенциальной дрейфовой волн, возникающих при электронно-циклотронном нагреве за счет нелинейного взаимодействия с обыкновенной волной.*

В экспериментах по электронно-циклотронному нагреву наблюдается увеличение МГД активности. В работе /1/ измерены мелкомасштабные флуктуации магнитного поля, уровень которых растет с ростом мощности нагрева. При этом наблюдается увеличение амплитуды флуктуаций при движении от центра к периферии плазменного шнура, что может указывать на возбуждение дрейфовых мод. Причины роста флуктуаций магнитного поля во время нагрева неясны. При электронно-циклотронном нагреве, как правило, уменьшается концентрация плазмы в центре и несколько увеличивается на краях /2/. Градиент концентрации уменьшается, и следовательно, линейный механизм мог бы только уменьшить возбуждение дрейфовых волн. Поэтому представляет интерес рассмотреть возможность объяснения экспериментов /1/ на основе представлений о нелинейном взаимодействии дрейфовой волны с греющим излучением.

На увеличение уровня низкочастотной МГД турбулентности косвенно указывают эксперименты /3/, в которых обнаружено уменьшение энергетического времени жизни частиц в процессе электронно-циклотронного нагрева. Это может быть связано с возрастанием электронной теплопроводности, обусловленным увеличением уровня МГД или дрейфовой турбулентности.

Поскольку возбуждение МГД волн проявляется в различных экспериментальных условиях, представляет интерес изучение таких механизмов взаимодействия волн, которые являются достаточно общими. С этой точки зрения, например, комптоновское или переходное рассеяние волны накачки в низкочастотные волны, которое могло бы быть причиной увеличения МГД активности, требует выполнения условий рассеяния, что при заданном спектре волны накачки накладывает ограничения на частоты возбуждаемых волн. В настоящем сообщении рассмотрено возбуждение МКД и непотенциальных дрейфовых волн за счет механизма нелинейного взаимодействия волн /4/, который свободен от подобных ограничений и обладает своего рода универсальностью. А именно, при наличии в плазме резонансных волн (для которых выполнено условие черенковского или циклотронного резонанса с частицами — в данном случае резонансной волной является волна накачки, испытывающая циклотронный резонанс) он приводит к их взаимодействию с пробными волнами любых частот. Качественно механизм /4/ состоит в том, что частицы, колеблющиеся в поле пробной волны, испытывают эффективные столкновения с резонансными волнами и вследствие этого обмениваются энергией с пробной волной. Обсуждение физического смысла этого механизма дано в работе /5/.

Методика вычисления инкремента пробной волны, отвечающего нелинейному взаимодействию /4/ для случая магнитоактивной плазмы рассмотрена в /6/. Используя ее, рассмотрим возбуждение быстрой магнитозвуковой (БМЗ) волны с законом дисперсии  $\omega = kv_A$ , где  $v_A = H/(4\pi n m_i)^{1/2}$  — альфвеновская скорость;  $H$  — внешнее магнитное поле;  $n$  — концентрация плазмы;  $m_i$  — масса ионов. Будем считать, что электронно-циклотронный нагрев осуществляется с помощью распространяющейся поперек магнитного поля обыкновенной волны с частотой, близкой к  $\omega_{He} = eH/m_e c$  ( $e$  — величина заряда электрона,  $m_e$  — его масса,  $c$  — скорость света). Рассмотрим случай достаточно плотной плазмы с  $\omega_{pe} \sim \omega_{He}$ ,  $\omega_{pe} = (4\pi n e^2 / m_e)^{1/2}$  и ограничимся случаем низких температур  $v_{Te} \ll v_A$ ,  $v_{Te} = (T_e / m_e)^{1/2}$ ,  $T_e$  — электронная температура.

Вместо тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$  удобно использовать скалярную диэлектрическую проницаемость для каждой данной волны, которая определяется как

$$\epsilon(\vec{k}, \omega) = \epsilon_{ij}(\vec{k}, \omega) e_{i, \vec{k}} e_{j, \vec{k}}^* + (c^2/\omega^2) (\vec{k} e_{\vec{k}}) (\vec{k} e_{\vec{k}}^*),$$

где  $\vec{e}_{\vec{k}}$  – вектор поляризации этой волны. Тогда, используя методику /6/, получим для мнимой части нелинейной диэлектрической проницаемости БМЗ волны следующее выражение:

$$\begin{aligned} \text{Im} \epsilon_{\vec{k}, \omega}^N &= - \frac{2\pi^2 e^4}{\omega^3} \int \frac{p_{\perp} dp_{\perp} dp_z}{(2\pi)^2} v_{\perp} \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{\text{He}}} d\vec{k}_1 d\omega_1 \times \\ &\times |E_{\vec{k}_1, \omega_1}^I|^2 \frac{k_{\perp \perp}}{2\omega_1} \left[ v_z \left( \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + \frac{1}{p_{\perp}} \right) - v_{\perp} \frac{\partial}{\partial p_z} \right] \times \\ &\times \frac{k_{\perp}}{m_e \omega} \delta(\omega_1 - \omega_{\text{He}}/\gamma) \frac{k_{\perp \perp} v_z}{2\omega_{\text{He}}} \frac{\partial \Phi}{\partial p_{\perp}}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\vec{k}$ ,  $\omega$  относится к БМЗ волне;  $\vec{k}_1, \omega_1$  – к обыкновенной волне; введена цилиндрическая система координат с осью z вдоль магнитного поля и осью x вдоль направления распространения обыкновенной волны;  $|E_{\vec{k}_1, \omega_1}^I|^2$  – корреляционная функция поля обыкновенной волны;  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ ;  $\Phi$  – усредненная функция распределения частиц в плазме при наличии турбулентности обыкновенных волн в отсутствие БМЗ волн.

В /7/ показано, что в том случае, если стационарность в системе устанавливается за счет некоторого стока энергии или ухода частиц из системы, возникает дополнительно добавка к мнимой части линейной диэлектрической проницаемости  $\text{Im} \delta \epsilon_{\vec{k}, \omega}^L$ , которую в общем случае нужно учитывать одновременно с  $\text{Im} \epsilon_{\vec{k}, \omega}^N$ .

Пусть стационарная функция распределения устанавливается в результате ухода частиц из системы за время  $\tau = \tau(p)$ , что может быть описано путем добавления члена  $-f/\tau(p)$  в правую часть бесстолкновительного кинетического уравнения для полной функции распределения  $f$ . Расчет показывает, что в этом случае  $\text{Im} \delta \epsilon_{\vec{k}, \omega}^L$  мало по сравнению с  $\text{Im} \epsilon_{\vec{k}, \omega}^N$ , поэтому (1) является окончательным выражением для мнимой части диэлектрической проницаемости БМЗ волны.

Для альфвеновской волны  $\text{Im} \epsilon_{\vec{k}, \omega}^N$  отличается от (1) малым множителем  $(k_{\perp} v_{\perp} / \omega_{\text{He}})^2$ , поэтому интерес представляет лишь возбуждение БМЗ волн. Используя (1), можно найти инкремент БМЗ волны  $\gamma_{\vec{k}, \omega} = -(\omega/2)(v_A^2/c^2) \text{Im} \epsilon_{\vec{k}, \omega}^N$ . После интегрирования по частям в (1) получаем  $\gamma_{\vec{k}, \omega} > 0$ . По порядку величины, считая, что  $\partial \Phi / \partial p_{\perp} \sim \Phi / m_e v_{Te}$ , получим

$$\gamma_{\vec{k}, \omega} \sim (\omega_{\text{He}}^2/\omega) (v_{Te}^2/c^2) (W/nm_e v_{Te}^2), \quad (2)$$

где  $W$  – плотность энергии обыкновенной волны.

В области малых частот при условии  $v_{Te} \ll v_A$  БМЗ волна превращается в непотенциальную дрейфовую волну, которая в области малых  $k$  имеет закон дисперсии  $\omega = \omega_D$ ,  $\omega_D = (k_y v_{Ti}^2 / \omega_{Hi}) (\partial \ln T_i n / \partial x)$ ,  $\omega_{Hi} = eH/m_i c$ ,  $v_{Ti} = (T_i/m_i)^{1/2}$ ,  $T_i$  – ионная температура, в чем можно убедиться с помощью тензора диэлектрической проницаемости в нулевом приближении геометрической оптики (см., напр., /8/). Эта волна поляризована так же, как и БМЗ волна и также является затухающей в линейной теории. Вычисление показывает, что в низшем порядке по  $(k_{\perp} v_{Te} / \omega_{\text{He}})$  мнимая часть нелинейной диэлектрической проницаемости дрейфовой волны  $\text{Im} \epsilon_{\vec{k}, \omega}^N$  совпадает по виду с (1). В результате инкремент для дрейфовой волны отличается от инкремента БМЗ волны только видоизменением множителя

$\left\{ (\partial/\partial\omega) \omega^2 \operatorname{Re} \epsilon_{\vec{k},\omega} \right\}_{\omega=\omega_{\vec{k}}}$ , равного в данном случае  $2\omega - \omega_D = 2(\omega_D^2 + k^2 v_A^2)^{1/2} - \omega_D > 0$ , и тем, что в (2) следует положить  $\omega = \omega_D$ .

Полученные инкременты БМЗ волны и непотенциальной дрейфовой волны демонстрируют возможность возбуждения при электронно-циклотронном нагреве низкочастотных мод, содержащих флуктуации магнитных полей. Для типичных значений  $W/nm_e v_{Te}^2 \sim 10^{-4}$ ,  $v_{Te}^2/c^2 \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ ,  $\omega_{He} \sim 10^{10} \text{ c}^{-1}$  получаем  $\gamma_{\vec{k},\omega} \sim (\omega_{Hi}/\omega) (10^6 \div 10^4)$ . Соответствующее время раскачки много меньше времени циклотронного нагрева. Отметим, что при указанных значениях параметров полученный инкремент значительно превышает столкновительное затухание БМЗ и дрейфовой волн, а также их бесстолкновительное затухание, декремент которого имеет малый множитель  $\exp(-\omega/|k_z|v_{Te})$ . Инкремент (2) и инкремент для дрейфовой волны пропорциональны плотности энергии обыкновенной волны, то есть мощности циклотронного нагрева. Это находится в согласии с экспериментальными результатами /1,3/, в которых с ростом мощности нагрева растет уровень флуктуации /1/ и уменьшается энергетическое время жизни электронов /3/.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Riviere A. C. et al. Proc. 4th Intern. Symp. on Heating in Toroidal plasmas, Roma, 1984, v. II, p. 795.
2. Аликаев В. В. и др. В кн. Высокочастотный нагрев плазмы. Горький, изд. ИПФ АН СССР, 1983, с. 6.
3. Wilhelm R. et al. Plasma Phys. Contr. Fusion, 26, 1433 (1984).
4. Tsytovich V. N., Stenflo L., Wilhelmsson H. Phys. Scr., 11, 251 (1975).
5. Цытович В. Н. ЖЭТФ, 89, 842 (1985).
6. Исаков С. Б., Цытович В. Н. Препринт ИОФАН № 51, М., 1986.
7. Исаков С. Б., Кривицкий В. С., Цытович В. Н. ЖЭТФ, 90, 933 (1986).
8. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М., Наука, 1975.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 3 февраля 1986 г.  
После переработки 24 февраля 1986 г.