ТУРБУЛЕНТНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ

В.И.Арефьев, И.А.Коваи, Л.И.Рудаков

В ряде экспериментов по нагреву плазмы высокочастотными электромагнитными волнами [1–2] обнаружено, что скорость поглощения энергии ВЧ поля аномально велика в сравнении с величиной, рассчитанной при учете лишь парных столкновений. Так, в опытах по нагреву плазмы магнитно-звуковой волной [1] установлено, что протоны нагреваются до температуры 100 *эв*. При этом основные параметры эксперимента были следующими: частота генератора $f = 2\cdot 10^7$ *сек*$^{-1}$, напряженность постоянного магнитного поля $H_0 = 2\cdot 10^3$ *э*, переменного поля $H_\sim < 60$ *э*, концентрация заряженных частиц $n \sim 10^{13}$ *см*$^{-3}$, температура электронов $T_e \leqslant 10$ *эв*, поперечный размер плазменного шнура $r_0 = 3$ *см*, декремент затухания магнитно-звуковой волны — $2\cdot 10^7$ *сек*$^{-1}$.

В настоящей заметке мы теоретически покажем, что в условиях экспериментов [1] электрический ток, текущий по плазме, может быть причиной неустойчивости. Приведем уравнение, определяющее закон нагрева ионов плазмы, определим предельные значения ионной температуры и декремента затухания волны в плазме и сопоставим их с результатами опытов [1].

1. Электромагнитная волна создает в плазме ток. Нас интересует неустойчивость плазмы с током в условиях, когда температура ионов выше температуры электронов. Эта задача анализировалась в работах [3,4]. Неустойчивость можно обнаружить из следующего дисперсионного соотношения:

$$\epsilon = 1 + \frac{k_\perp^2\,\omega_{pe}^2}{k^2\,\omega_{He}^2} - \frac{k_z^2\,\omega_{pe}^2}{k^2(\omega - \mathbf{k}\mathbf{u})^2} + \frac{\omega_{pi}^2}{k^2}\int \frac{(\mathbf{k}(\partial f_i/\partial \mathbf{v}))}{(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})}\,d\mathbf{v} +$$

$$+ i\frac{\sqrt{\pi}\,\omega_{pe}^2(\omega - \mathbf{k}\mathbf{u})}{k^2 v_{Te}^2\, k_z v_{Te}} \exp -\left(\frac{\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}}{k_z v_{Te}}\right)^2 = 0, \qquad (1)$$

справедливого при условии

$$\left(\frac{v_{Te}}{\omega_{He}}\right)^{-1} >> k >> \left(\frac{c}{\omega_{pe}}\right)^{-1}, \qquad \frac{\omega}{k_z} >> v_{Te}.$$

Здесь

$$k_z = (\mathbf{k}\mathbf{H})/H, \quad k_\perp = (k \times H)/H, \quad v_{Ta} = (2p_a/m_a)^{1/2},$$

P_a — парциальное давление, $a = e, i$.

В простом, но важном случае $\omega << k v_{Ti}$, частота ω и инкремент γ определяются выражениями

$$\omega = \mathbf{k}\mathbf{u} + k_z\left(\frac{T_i}{m}\right)^{1/2} a^{-1}, \quad a = \left(1 + \frac{k_\perp^2\, v_{Ti}^2}{2\omega_{He}\,\omega_{Hi}}\right)^{1/2}, \qquad (2)$$

$$\gamma = -\sqrt{\pi}\,|k_z|\left(\frac{T_i}{m}\right)^{1/2} a^{-3}\left[\frac{\omega}{k v_{Ti}} + \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{3/2}\frac{1}{a}\exp-\left(\frac{T_i}{2T_e a^2}\right)\right]. \qquad (3)$$

Граница неустойчивости по токовой скорости может лежать значительно ниже значения тепловой скорости ионов, если $T_i >> T_e$. Неустойчивы колебания, для которых $\omega < 0$ или

$$k_z < -\frac{(ku)}{v_{Ti}}\left(\frac{2m}{M}\right)^{1/2}.$$

Максимальное значение инкремента $(\omega_{Hi}\,\omega_{He})^{1/2}$.

2. Нагрев ионов вследствие процессов черенковского поглощения и испускания колебаний рассмотренного типа описывается следующим квазилинейным уравнением

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} r\nu_\phi \frac{v_\perp^2}{\omega_{Hi}^2}\frac{\partial f}{\partial r} + \frac{v_{Ti}^2}{v_\perp}\frac{\partial}{\partial v_\perp} v_\perp\, \nu_v \frac{\partial f}{\partial v}. \qquad (4)$$

ν_ϕ, ν_v – эффективные частоты изменений импульса и энергии ионов, соответственно. Они выражаются через спектральную плотность энергии шумов

$$W_k = \frac{k^2|\phi_k|^2}{8\pi}\omega\frac{\partial\epsilon}{\partial\omega}.$$

$$\nu_\phi = \frac{8\pi^2 e^2}{M^2}\frac{1}{v_\perp^3}\int\frac{W_{k,\phi'}}{\omega}\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\omega}\right)^{-1}\cos^2\phi' dk\, d\phi',$$

$$\nu_v = \frac{8\pi^2 e^2}{M^2}\frac{1}{v_\perp^3}\int\frac{W_{k,\phi'}}{\omega}\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\omega}\right)^{-1}\frac{\omega^2}{k^2 v_{Ti}^2}dk\, d\phi', \quad \phi' = \angle\, \mathbf{k}\,\mathbf{u}.$$

Уравнение (4) выведено в предположении, что $\omega_{Hi}/\nu_\phi >> 1$ и $\omega/k << v$. Скорость изменения продольной энергии ионов в

$$\left(\frac{k_z}{k}\right)^2\left(\frac{k^2 v_{Ti}^2}{\omega^2}\right) \simeq \frac{m}{M}$$

раз меньше, чем скорость изменения поперечной энергии.

Из уравнения (4) можно оценить предельную энергию ионов, если предположить, что пространственная диффузия – определяющий вид потерь:

$$\frac{\rho_{Hi}^2}{(r_0/2)^2} < \frac{u^2}{v_{Ti}^2} \quad \text{или} \quad T_i \lesssim \frac{M r_0 \omega_{Hi}\, u}{4}. \qquad (5)$$

Подставляя в оценку (5) данные, приведенные в начале статьи, получаем $T_i \lesssim 250$ *эв*. На большое совпадение с экспериментальным значением ($T_i = 100$ *эв*) трудно рассчитывать, особенно если учесть, что согласно калориметрическим измерениям в этих опытах половина диссипируемой энергии уходит вдоль магнитного поля.

В обсуждаемых здесь экспериментах из измерений допплеровской ширины линии малой примеси Si^{++} и O^{+} были получены следующие значения температур: $Si^{++} \simeq 50$ *эв*, $O^{+} \simeq 30$ *эв**. Нагревание малой добавки тяжелых ионов с $v_{\perp} << u$ описывается уравнением

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} = \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} v_{\perp} \nu v_{Ta}^2 \frac{\partial f_a}{\partial v_{\perp}},$$

$$\nu_v = \frac{16\pi^2 e^2}{M^2 v_{\perp}^3} \int\limits_{\pi/2 - v_T/u}^{\pi/2} \frac{W_{k,\phi'}}{\omega} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega}\right)^{-1} \frac{u^2}{v_{Ta}^2} \frac{\cos \phi' dk d\phi'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{v_T^2}\cos^2\phi'}}.$$

Скорости переноса тепла на стенку определяются той же эффективной частотой. Это означает, что предельная температура ионов примеси определяется условием $\rho_{Hi} \leqslant r_0/2$, что в пределах точности соответствует данным эксперимента.

Помимо приведенных результатов, были выполнены измерения, в которых в качестве рабочего газа использовался гелий. Для сохранения условия магнитно-звукового резонанса постоянное магнитное поле было взято в два раза большим, чем в опытах с водородом. Значения амплитуды переменного магнитного поля в плазме и остальных параметров при этом сохранились неизменными. Измеренная максимальная температура гелия составляла 200 *эв*. Этот результат удвоения температуры при удвоении магнитного поля соответствует формуле (5).

3. Для определения величины скорости нагрева надо знать плотность энергии шумов. Кажется очевидным, что амплитуда осцилляции скорости электронов $v_{\sim}$ не может быть больше, чем фазовая скорость колебаний $\omega/k \simeq u$. Поэтому плотность энергии осцилляторного движения электронов $nmv_{\sim}^2/2$ можно принять за предельную плотность энергии шумов w. Если эту оценку подставить в уравнение (4), то получим для скорости нагрева ионов выражение

$$nT_i = \gamma_i w \lesssim (\omega_{Hi}\,\omega_{He})^{1/2} \frac{nmu^2}{2}. \qquad (6)$$

В качестве γ_i мы взяли максимально возможный инкремент. Теперь можно оценить декремент затухания электромагнитной волны $\delta = 4\pi P_i / H_{\sim}^2$. Для прямой магнитно-звуковой волны:

$$u = \frac{2\pi f}{\omega_{Hi}} \frac{H_{\sim}}{\sqrt{4\pi n M}}, \quad \delta = \frac{(2\pi f)^2}{(\omega_{Hi}\,\omega_{He})^{1/2}}. \qquad (7)$$

Вычисленная по формуле (7) δ совпадает с величиной, измеренной экспериментально.

Поступило в редакцию
25 января 1968 г.

Литература

[1] И.А.Кован, А.М.Спектор. ЖЭТФ, 53, 1278, 1967.
[2] В.В.Чечкин, М.П.Васильев, Л.И.Григорьев, Б.И.Смердов. Ядерный синтез, 4, 145, 1964.
[3] В.И.Арефьев. ЖТФ, 38, вып.12, 1968.
[4] В.Л.Сизоненко, К.Н.Степанов. Ядерный синтез, 7, 2, 1967.

---

* В дополнение к [1] приведены данные измерений температуры ионов в центре нагревающего контура.