

АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПЛАЗМЫ ИЗ-ЗА НЕУСТОЙЧИВОСТИ НА ЦИКЛОТРОННЫХ ГАРМОНИКАХ

А.А.Галеев, Д.Г. Ломинадзе, А.Д.Патарая,
Р.З.Сагдеев, К.Н.Степанов

Появление высокого аномального сопротивления плазмы в большом круге экспериментов (в частности, в бесстолкновительных ударных волнах [1]) связывают с появлением ионно-звуковой неустойчивости [2]. Однако ионно-звуковая неустойчивость может возникать только в случае достаточно сильной неизотермичности $T_e \gg T_i$. Между тем аномальное сопротивление имеется и тогда, когда это условие не выполняется [1, 3].

В последнее время в связи с проблемой аномального сопротивления обсуждается неустойчивость на электронных циклотронных колебаниях (модах Бернштейна) [4–9]. Моды Бернштейна представляют собой колебания с волновым вектором, строго или почти строго перпендикулярным магнитному полю, и частотами порядка $n\omega_{He}$. Если в плазме протекает ток, то из-за эффекта Допплера в лабораторной системе отсчета, где ионы покоятся, частота колебаний оказывается равной $\omega' = n\omega_{He} - kv_d$, где v_d – скорость дрейфа. При достаточно больших значениях k и v_d можно сильно уменьшить частоту в системе отсчета ионов так, чтобы эти колебания взаимодействовали с ионами $\omega' \sim kv_T$. Возникает эффект типа неустойчивости волн с отрицательной энергией. Эти колебания имеют довольно большой инкремент нарастания $\gamma \sim \omega_{He}(v_d/v_{Te})$. В отличие от ионного звука неустойчивость развивается и при $T_i \gtrsim T_e$.

Цель данной статьи получить выражение для аномального сопротивления, возникающего в результате раскачки мод Бернштейна. Основным вопросом является выяснение нелинейного механизма, приводящего к насыщению роста колебаний. Для ионно-звуковой неустойчивости таким механизмом было индуцированное рассеяние волн на ионах (нелинейное затухание Ландау на ионах) [2]. Для мод Бернштейна главную роль играет электронная нелинейность. Мы воспользуемся, как в теории сильной турбулентности [10], тем что возникающие турбулентные коэффициенты переноса играют стабилизирующую роль. В данном случае появление самого аномального сопротивления (аномального рассеяния электронов на колебаниях) будет приводить к стабилизации неустойчивости. Из условия равенства нулю инкремента неустойчивости в турбулентной плазме мы найдем величину аномального сопротивления. Рассеяние электронов на колебаниях с неизвестной пока частотой ν_{eff} мы учтем, введением в кинетическое уравнение для электронов интеграла столкновений по форме совпадающим с кулоновским. Для поправки к функции распределения $f \sim \exp[i(kx - \omega t)]$ получим уравнение

$$-i(\omega - kv_{\perp} \cos \phi) f - \omega_{He} \frac{\partial f}{\partial \phi} + \frac{e}{m} E \frac{\partial f_0}{\partial v_x} = S t f, \quad (1)$$

где ϕ — азимутальный угол в пространстве скоростей, v_{\perp} — составляющая скорости v , перпендикулярная магнитному полю, а обычная частота кулоновских соударений заменена на эффективную так, что сопротивление плазмы есть $\sigma = ne^2/mv_{eff}$. Дисперсионное уравнение для коротковолновых ($k\rho_e \gg 1$) циклотронных колебаний имеет вид

$$\epsilon = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{Ti}^2} [1 + i\sqrt{\pi} Z_i e^{-Z_i^2} - \psi(Z_i)] + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{Te}^2} \left[1 - \frac{\omega}{\sqrt{2\pi} k \rho_e (\omega - \omega_{He})} + i 16,5 v_{eff} \frac{k \rho_e \omega}{\sqrt{2\pi} (\omega - n\omega_{He})} \right] \quad (2)$$

где

$$\psi(Z) = 2Z e^{-Z^2} \int_0^Z e^{t^2} dt, \quad Z_i = \frac{\omega - kv_d}{\sqrt{2} kv_{Ti}}, \quad v_{Te} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}, \quad \rho_e = \frac{v_{Te}}{\omega_{He}}.$$

Рассмотрим случай, когда скорость дрейфа v_d значительно меньше тепловой скорости электронов $v_d^2 < 3 \frac{v_{Te} v_{Ti}}{n} (1 + k^2 r_{de}^2)$, $r_{de}^2 = \left(\frac{T_e}{4\pi n_0 e^2} \right)$.

Действительная часть частоты равна $\omega = n\omega_{He} + \Delta\omega$, где

$$\Delta\omega = \frac{1 + k^2 r_{de}^2 + \Theta(1 - \psi) - i\Theta\sqrt{\pi} Z_i \exp(-Z_i^2)}{\sqrt{2\pi} k \rho_e \{ [1 + k^2 r_{de}^2 + \Theta(1 - \psi)]^2 + \Theta\sqrt{\pi} Z_i \exp(-Z_i^2) \}} \quad (3)$$

здесь $\Theta = T_e/T_i$, $Z_i = (n\omega_{He} - kv_d)/\sqrt{2} kv_{Ti}$. Мнимая часть частоты при условии $T_i > T_e$ равна

$$\gamma_m = 0,3 \omega_{He} (v_d/v_{Te}) (T_e/T_i) (1 + k^2 r_{de}^2)^{-2} - 11,4 (T_e/T_i) v_{eff} (v_T/v_d)^2. \quad (4)$$

Благодаря наличию большого "множителя Питаевского" $k^2 \rho_e^2$ [11] стабилизирующая роль столкновений оказывается существенной уже при малых v_{eff} . В стационарном состоянии, когда экспоненциальный рост колебаний прекращается, v_{eff} определяется из условия $\gamma = 0$. Наиболее опасны моды с $k = n\omega_{He}/v_d$ и $n = 1$. По мере роста амплитуды колебания величина v_{eff} возрастает. Гармоники $\omega = n\omega_{He}$ стабилизируются,

когда величина v_{eff} становится порядка $v_{eff} \sim \frac{1}{k^2 \rho_e^2} \gamma(v_d) \sim \frac{\gamma}{n^2} \left(\frac{v_d}{v_{Te}} \right)^2$,

где $\gamma(v_d)$ — линейный инкремент, т. е. в первую очередь стабилизируются гармоники высокого порядка. Когда v_{eff} достигает предельного значения (см. 5) все моды достигнут насыщения. И так получаем, что

$$\nu_{eff} = 0,02 \left(\frac{\nu_d}{\nu_{Te}} \right)^3 \left(1 + \frac{\omega_{He}^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\nu_{Te}^2}{\nu_d^2} \right)^{-2} \omega_{He}. \quad (5)$$

Величина ν_{eff} оказывается малой из-за "множителя Питаевского" $k^2 \rho_e^2$. Сопротивление определяемое (5) гораздо меньше, чем сопротивление из-за ионно-звуковой неустойчивости [2], но зато здесь не требуется условия $T_e \gg T_i$. Аномальное сопротивление на модах Бернштейна приводит к толщине ударной волны порядка

$$\begin{aligned} \Delta &= (c/\omega_{pe})(M/m)^{1/8}, & (T_i/T_e) > (M/m)^{1/6}. \\ \Delta &= (c/\omega_{pe})(M/m)^{1/6}, & (T_i/T_e) \ll (M/m)^{1/6}. \end{aligned} \quad (6)$$

Последняя оценка хорошо согласуется с экспериментальными данными [3]. Кроме циклотронной неустойчивости при $T_i \geq T_e$ в плазме возможно развитие неустойчивости типа электронного звука [12]. Для этой неустойчивости величина $\nu_{eff} \sim \omega_{He} (m/M)^{1/2}$ больше, чем (5) [13]. Однако в тех случаях, когда электронно-звуковая неустойчивость вследствие малости инкремента нарастания ($\gamma \sim \omega_{He} (m/M)^{1/2}$) не успеет развиться и выйти на нелинейный режим (например, в бесстолкновительных ударных волнах), главную роль будет играть рассмотренное выше аномальное сопротивление.

Институт физики высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 февраля 1972 г.

Литература

- [1] Plasma Phys. and contr. nucl. Fus. Research. conf. Proceed. Novosibirsk, 1 - 7 August 1968, IAEA, Vienna 1969, v.1.
- [2] R.Z.Sagdeev. Proc. Symp. Appl. Math., N.Y. 1965; AMS Provid., 18, 281, 1967.
- [3] M.Keilhacker, K.H.Steuer. Phys. Rev. Lett., 26, 694, 1971.
- [4] В.И.Курилко, В.И.Мирошниченко. Сб. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, вып. 3, изд., АН УССР, Киев, 1963, стр. 161.
- [4] H.Wong. Phys. F.l., 13, 757, 1970.
- [6] D.Forslund, R.Morse, C.Nielson. Phys. Rev. Lett., 25, 1266 1970; 27, 1424, 1971.
- [7] S.Gary, J.Sanderson. J.Plasma Phys., 4, 739, 753, 1970.
- [8] C.Lashmore-Davies. J.Physics., A3, L40, 1970; Phys. Fluids, 14, 1481, 1971.
- [9] M.Lampe, W.Manheimer, J.Mc Bride, J.Orens. R.Shanny, R.Sudan. Phys. Rev. Lett., 26, 1221, 1971.
- [10] Б.Кадомцев, О.Поруце. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, 1, IAEA, Vienna 1966, p.369.

- [11] Л.Питаевский. ЖЭТФ, 44, 969, 1963.
- [12] O.Buneman. Instability of Electrons Drifting Through Ions Scross a Magnetic Field. Stan ford univ., technical Report No 251 – 1, July 20, 1961.
- [13] R.Z.Sagdeev, A.A.Galeev. Lectures on Nonlinear Plasma Theory ICTP, Trieste 1966, preprint IC/66/64.
-