

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ, НАХОДЯЩЕЙСЯ
В РАДИАЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

А.Б.Михайловский, В.С.Цыпин

В работе Иоффе и др. [1] было осуществлено создание плазмы с горячими ионами путем приложения потенциала между осевым ионным пучком (играющим роль внутреннего электрода) и стенками, что приводит к появлению в плазме радиального электрического поля. Разность потенциалов увеличилась до максимального значения за времена порядка 2 мксек, поддерживалась постоянной в течение 25-30 мксек, а затем убывала до нуля за время порядка 0,2 мксек. Все эти характерные времена значительно превосходят время циклотронного вращения ионов (для магнитного поля $B \sim 10^4$ э оно составляет $\omega_{Bi}^{-1} = \frac{e_i v}{M_i c} \sim 10^{-2}$ мксек). Поэтому процесс включения и выключения электрического поля удовлетворяет требованию адиабатического приближения ($\partial \ln E_z / \partial t \ll \omega_{Bi}$), и с точки зрения адиабатической теории энергия ионов после выключения электрического поля должна быть примерно такой же, как и до включения, т.е. несколько электронвольт. Однако в эксперименте наблюдалось значительное число ионов

с энергией порядка сотен электронвольт. Это говорит о том, что в плазме протекали необратимые процессы, выходящие за рамки адиабатической теории.

Поэтому при подходе к интерпретации нагрева ионов в этих экспериментах естественно проанализировать, какие высокочастотные неустойчивости ($\omega \approx \omega_{B_i}$) возможны в плазме, находящейся в магнитном и радиальном электрическом полях.

Для этого рассмотрим следующую идеализированную задачу. Пусть плазма с пренебрежимо малой температурой частиц находится в магнитном поле $\vec{B} \parallel \vec{z}$ и электрическом поле $\vec{E} (\vec{E}_z, 0, 0)$. (Как известно, при наличии магнитного поля квазистационарное электрическое поле, перпендикулярное к нему, может проникать в плазму). Поля \vec{B} и \vec{E} будем считать статическими. Рассмотрим возмущение такой системы, предполагая возмущенное электрическое поле потенциальным, $\vec{E} = -\nabla\psi$. Выбирая пространственно-временную зависимость возмущенных величин в виде $f=f(z)\exp(im\psi + ik_z z - i\omega t)$, полагая $\omega_{B_e} \gg \omega \gg \omega_{B_i}$ и $f(z) \sim \exp(i\int k_z dz)$, из уравнений двухжидкостной гидродинамики можно получить следующее уравнение:

$$k_1^2 \left\{ 1 + \frac{\omega_{B_e}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{P_i}^2}{[\Omega - \frac{m}{2}(v_i - v_0)]^2} \right\} - \left(k_z \frac{\omega_{B_i}}{\Omega} \right)^2 - \frac{m}{\varepsilon} \frac{\partial \omega_{B_e}^2}{\partial z} = Q \quad (I)$$

$$\text{где } \Omega = \omega - \frac{m}{2} v_0, \quad k_1^2 = k_z^2 + \left(\frac{m}{\varepsilon}\right)^2, \quad \omega_{P_\alpha}^2 = \frac{4\pi e_\alpha^2 n}{M_\alpha},$$

$$\omega_{B_\alpha} = \frac{e_\alpha B}{M_\alpha c}, \quad v_0 = -\frac{c E_z}{B}, \quad v_i = v_0 \left[-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{v_0}{2\omega_{B_i}}} \right]$$

n - плотность плазмы; e_α, M_α - заряд и масса частиц, индексы i и e соответствуют ионам и электронам ($\alpha = i, e$).

1. При $k_z^2 \gg \frac{m}{\varepsilon} \frac{\partial \ln n}{\partial z} \frac{\Omega}{\omega_{B_e}}$ уравнение (I) описывает неустойчивые колебания (ср. с [2]), максимальный инкремент которых достигается при $k_x/k_1 \sim (M_e/M_i)^{1/2}$, $m/\varepsilon \approx \omega^*/(v_i - v_0)$, и по порядку величины равен ω^* , где $\omega^* = \omega_{B_i} \left(1 + \omega_{P_e}^2/\omega_{B_e}^2 \right)^{-1/2}$.

Для применимости этих решений необходимо, чтобы градиент плотности

был не слишком большим, $|v_i - v_0| \frac{\partial \ln n}{\partial z} < \omega_{Bi}$.

$$2. k_{\parallel}^2 < \frac{m}{z} \frac{\partial \ln n}{\partial z} \frac{Q}{\omega_{Be}}; \quad |v_i - v_0| \sim v_0 \quad - \text{случай}$$

сильной неоднородности плазмы и большого электрического поля. При этом уравнение (I) также допускает неустойчивые решения, инкремент которых, в зависимости от отношения m/z , может лежать в интервале от ω_{Bi} до ω^* .

Как показывает настоящее рассмотрение, интерпретация нагрева ионов в экспериментах [I] может быть следующей. Вследствие центробежной силы, обремененной конечности массы ионов, электроны и ионы дрейфуют в скрещенных электрическом и магнитном полях с разной скоростью. Относительное движение компонент плазмы приводит к неустойчивости, инкремент которой сравним с ионной циклотронной частотой или превосходит ее и имеет максимум порядка ленгмювской частоты ионов. Неустойчивость развивается до тех пор, пока скорости ионов, полученные от флуктуирующих полей, не станут порядка разности скоростей дрейфов электронов и ионов. Вследствие хаотичности фаз флуктуаций набираемая таким путем энергия имеет характер тепловой энергии. Поэтому она остается у частиц и после того, как электрическое поле, приведшее к неустойчивости, выключается. Энергии ионов могут достигать величин порядка $M_i v_0^2/2$. Подстановка сюда конкретных значений B и E_z , характерных для [I], приводит к величине энергии ионов, по порядку величины совпадающей с наблюдаемыми.

Вместе с тем нельзя исключить, что механизм ускорения ионов в [I] связан с какой-либо другой неустойчивостью, выходящей за рамки принятой здесь теоретической модели. С другой стороны, рассмотренная здесь неустойчивость может иметь отношение и к другим экспериментам, в которых радиальное электрическое поле создается специально либо самопроизвольно.

Литература

- [1] М.С.Иоффе, Р.И.Соболев, В.Г.Тельковский, Е.Е.Ошманов. ЖЭТФ, 39, 1602, 1960.
- [2] М.В.Бабыкин, П.П.Гаврин, Е.К.Завойский, Л.И.Рудаков, В.А.Скорупин, Г.В.Шолин. ЖЭТФ, 46, 511, 1964.