Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 7, стр. 421 – 424.   5 апреля 1975 г.

О НАГРЕВЕ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ МОЩНЫМ ПУЧКОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Б.Н.Брейзман, Д.Д.Рютов

В работе указаны условия, при которых диссипация энергии ленгмюровских колебаний, возбужденных в плазме релятивистским электронным пучком, ведет к эффективному нагреву основной массы электронов плазмы. Эти условия могут быть реализованы в экспериментах по пучковому нагреву плотной плазмы.

При коллективном торможении релятивистского электронного пучка в плазме его энергия передается ленгмюровским колебаниям с большими фазовыми скоростями (см. [1–3]). Из-за накопления этих колебаний в плазме может возникнуть так называемая модуляционная неустойчивость [4], вследствие развития которой вся энергия ленгмюровских колебаний будет поглощаться малой группой быстрых электронов [5, 6]. Хотя не исключено, что эти электроны успеют передать свою энергию основной массе плазмы раньше, чем вылетят из установки (конкретная ситуация зависит от деталей системы удержания), было бы, естественно, предпочтительнее, если бы с самого начала нагревались все электроны плазмы. В настоящем сообщении будет показано, что если плотность плазмы достаточно велика, то существует широкая область экспериментальных условий, в которых модуляционная неустойчивость отсутствует, и поэтому нагревается основная масса электронов.

Колебания, непосредственно возбуждаемые пучком, мы будем называть резонансными. Их волновые векторы по порядку величины равны $k \sim \omega_{pe}/c$. Вследствие индуцированного рассеяния на ионах эти колебания перекачиваются по спектру в область малых волновых векторов и перестают взаимодействовать с пучком. Это обстоятельство ограничивает плотность энергии резонансных колебаний U_R на уровне

$$U_R \sim 10 nT \frac{\gamma}{\omega_{pe}} \frac{M}{m} \frac{T}{mc^2}, \qquad (1)$$

где γ – инкремент пучковой неустойчивости, T – температура плазмы ($T_e = T_i = T$), M и m соответственно масса иона и электрона. В единицу времени пучок теряет энергию, равную γU_R, которая практически целиком перекачивается в длинноволновую часть спектра. В дальнейшем нас будут интересовать условия, при которых диссипация длинноволновых колебаний осуществляется за счет кулоновских столкновений. Тогда плотность энергии длинноволновых колебаний U_0 связана с U_R законом сохранения:

$$\nu U_0 = \gamma U_R, \qquad (2)$$

где ν — частота столкновений электронов плазмы с ионами. Если при этом в системе не возникает модуляционная неустойчивость, то энергия, потерянная пучком, заведомо будет передаваться основной массе электронов плазмы. Приведем соответствующие оценки.

В плазме без магнитного поля критерий устойчивости имеет вид (см. [4]):

$$\frac{V_o}{nT} < k_o^2 r_D^2 . \qquad (3)$$

Здесь через k_o обозначено характерное значение волнового вектора длинноволновых колебаний, r_D — дебаевский радиус. Поскольку в плазме без магнитного поля имеется тенденция к "стягиванию" спектра до значений $k_o << r_D^{-1} \sqrt{m/M}$, то условие (3) оказывается очень жестким. Фактически единственная возможность состоит в том, чтобы вести нагрев в режиме слабой надкритичности, когда инкремент пучковой неустойчивости всего в полтора — два раза превышает частоту кулоновских столкновений, и колебания затухают раньше, чем достигают при спектральной перекачке области $k \lesssim r_D^{-1} \sqrt{m/M}$.

При $\gamma \sim \nu$ длина торможения пучка в соответствии с [1 — 3] равна

$$l \sim \frac{1}{20} \frac{c}{\nu} \frac{m}{M} \left(\frac{E}{T}\right)^2 \qquad (4)$$

(E — энергия электронов пучка).

В случае достаточно плотной плазмы эта оценка дает вполне приемлемые значения l (так, при $n \sim 10^{18}$ *см*$^{-3}$, $T \sim 10^4$ *эв*, $E \sim 10^6$ *эв* имеем для дейтериевой плазмы $l \sim 2$ *м*).

Ситуация делается еще более благоприятной, если в плазме имеется даже относительно слабое магнитное поле. Причина состоит в том, что поле меняет закон дисперсии ленгмюровских колебаний, который приобретает вид

$$\omega(\mathbf{k}) = \omega_{pe} \left[1 + \frac{3}{2} k^2 r_D^2 + \frac{1}{2} \frac{\omega_{He}^2}{\omega_{pe}^2} \frac{k_\perp^2}{k^2}\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2}\right)\right] \qquad (5)$$

(формула (5) применима до тех пор, пока "магнитная" добавка к частоте мала по сравнению с циклотронной частотой электронов ω_{He}). Если $8\pi n T/H^2 \gtrsim 1$, то поле влияет только на структуру длинноволновой части спектра ($k << \omega_{pe}/c$), а спектр резонансных колебаний практически не меняется (в частности, их энергия по-прежнему задается формулой (1)). Изменение дисперсионного соотношения для длинноволновых колебаний приводит к двум существенным эффектам. Во-первых, из-за увеличения дисперсионной добавки к частоте увеличивается время $\tau(k_o)$ спектральной перекачки колебаний от $k \sim \omega_{pe}/c$ до $k_o << \omega_{pe}/c$ и тем самым возрастает роль столкновительной диссипации. Во-вторых, становится более мягким критерий отсутствия модуляционной неустойчивости, который по существу есть требование малости и нелинейной добавки к частоте по сравнению с дисперсионной

$$\frac{U_o}{nT} < \frac{\omega_{He}^2}{\omega_{pe}^2}\,\frac{\omega_{pe}^2}{k_o^2 c^2}. \qquad (6)$$

Значение k_o в этой формуле определяется из условия

$$\tau(k_o)\nu \sim 1. \qquad (7)$$

Оценку τ можно получить из уравнения, описывающего индуцированное рассеяние ленгмюровских колебаний на ионах (см. [7, 8])

$$\frac{\partial}{\partial t}\ln W_{\mathbf{k}} = -\frac{\pi\omega_{pe}}{2nM}\int\left(\frac{\mathbf{k}\mathbf{k}'}{kk'}\right)^2 W_{\mathbf{k}'}\,\delta'\left[\frac{\omega(\mathbf{k}')-\omega(\mathbf{k})}{|\mathbf{k}-\mathbf{k}'|}\right]d^3\mathbf{k}' \qquad (8)$$

($W_{\mathbf{k}}$ – спектральная плотность энергии колебаний, штрих у δ-функции означает дифференцирование по аргументу). Отсюда имеем

$$\tau^{-1}(k_o) \sim \omega_{pe}\frac{U_o}{nT}\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}\right)^4\left(\frac{k_o c}{\omega_{pe}}\right)^6\frac{T}{Mc^2} \qquad (9)$$

и соответственно

$$k_o \sim \frac{\omega_{pe}}{c}\left(\frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}}\right)^{2/3}\left(\frac{Mnc^2}{U_o}\right)^{1/6}\left(\frac{\nu}{\omega_{pe}}\right)^{1/6} \qquad (10)$$

Объединяя соотношения (1), (2), (6), (10), получим окончательно следующий критерий устойчивости:

$$\left(\frac{\gamma}{\nu}\right)^{4/3} < \frac{m}{M}\,\frac{\omega_{pe}}{\nu}\left(\frac{H^2}{8\pi nT}\right)^{1/3}. \qquad (11)$$

Нетрудно проверить, что это неравенство допускает достаточно большие превышения γ над ν. Так, например, при $n \sim 10^{18}$ *см*$^{-3}$ $T \sim 10^4$ *эв*, $H^2/8\pi nT \sim 10^{-2}$ оно дает для дейтериевой плазмы $\gamma/\nu \lesssim 20$.

Таким образом, показано, что в случае достаточно плотной плазмы имеется возможность вести нагрев в таких условиях, когда энергия, потерянная пучком, заведомо передается основной массе электронов.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
24 января 1975г.

Литература

[1] A.T.Altyntsev, B.N.Breizman, A.G.Es'kov, O.A.Zolotovskii, V.I.Koroteev, R.Kh. Kurtmullaev, V.L.Masalov, D.D.Ryutov, V.N.Semenov. Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., 2 (IAEA, Vienna, 1971), p. 309.

[2] Б.Н. Брейзман, Д.Д.Рютов, П.З.Чеботаев. ЖЭТФ, **62**, 1409, 1972.
[3] B.N.Breizman, D.D.Ryutov. Nucl. Fusion, **14**, №6, 1974.
[4] А.А.Веденов, Л.И.Рудаков. ДАН СССР, **159**, 767, 1964.
[5] Л.И.Рудаков. Письма в ЖЭТФ, **19**, 729, 1974.
[6] Л.М.Дегтярев, В.Е.Захаров. Препринт №106, Институт прикладной математики АН СССР, 1974.
[7] Б.Н.Брейзман, В.Е.Захаров, С.Л.Мушер. ЖЭТФ, **64**, 1297, 1973.
[8] Б.Н.Брейзман. Доклад на II Междунар. конф. по теории плазмы, Киев, 1974.