

О ГЕНЕРАЦИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НЕЛИНЕЙНЫМИ ЛЕНГМЮРОВСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

С.В. Буланов, А.С. Сахаров, И.В. Соколов

Рассмотрено ускорение электронов при опрокидывании ленгмюровских колебаний в сильно- и слабонеоднородной плазме. Показано, что энергия быстрых электронов может значительно превышать осцилляторную. Найдены их энергетический спектр.

Ленгмюровские колебания (ЛК) в неоднородной плазме представляют собой пример системы с непрерывным спектром, для которой в силу соотношения

$$\partial k / \partial t = - \partial \omega_p / \partial x \quad (1)$$

волновое число нарастает со временем $1/t$. Пространственная зависимость $\omega_p(x)$ может быть обусловлена неоднородностью ионной плотности $n_i(x)$, а при учете релятивистских эффектов — еще и неоднородностью амплитуды ξ_0 ЛК. В условиях, когда осцилляторная скорость $v_0 = eE/m_e \omega_p$ больше, чем v_{Te} , опрокидывание однородных при $t = 0$ ЛК происходит в момент $t_0 = |\omega_p/v_0 \omega_p'|$, когда $|k|\xi_0 = |k|v_0/\omega_p = 1$. В результате появляются группы быстрых электронов (БЭ) с энергиями порядка $\xi_0 = m_e v_0^2/2$.

В данном сообщении анализируется эволюция нелинейных ЛК вблизи резких скачков $\omega_p(x)$ ($\omega_p' \xi_0 / \omega_p > 1$), где соотношение (1) неприменимо, и в области слабой неоднородности $\omega_p(x)$ ($\omega_p' \xi_0 / \omega_p \ll 1$). Показано, что в последнем случае самосогласованная эволюция ЛК при $t > t_0$ может привести к захвату БЭ волной с последующим их фазовым ускорением $2,3/$ до энергий $\xi \gg \xi_0$.

ЛК конечной амплитуды описываются уравнением $4/$:

$$\ddot{x} + \int_{x_0}^x \omega_p^2(x) dx = - (eE_d/m_e) \cos \omega_0 t, \quad (2)$$

где $E_d \cos \omega_0 t$ — стороннее ВЧ поле, x и x_0 — эйлерова и лагранжева координаты элемента электронной жидкости. При однократном прохождении электронного потока со скоростью v через резкий скачок ионной плотности $\delta n_i \ll n_i$ возбуждаются ЛК с амплитудой $\xi \sim (\delta n_i/n_i) (v/\omega_p)$, так как средняя электронная плотность $\langle n_e \rangle$ слева и справа различна, а локальная плотность n_e непрерывна на скачке. Следовательно, наличие резких неоднородностей $\omega_p(x)$ служит в ВЧ поле источником ленгмюровской турбулентности $6/$.

При $E_d = 0$ решение уравнения (2) приводит к оценке времени опрокидывания свободных ЛК вблизи скачка: $t_0 \sim (n_i/\delta n_i) \omega_p^{-1}$. Для вынужденных колебаний в отсутствие точек кратного резонанса $\omega_p = q\omega_0$ опрокидывание связано с изрезанием профиля ЛК и происходит за время $\sim (n_i/\delta n_i)^2 \omega_p^{-1} \gg t_0$ (рис. 1а). Если скачок содержит точку $\omega_p = q\omega_0$ ($q \geq 2$ — целое), то резонанс вынужденных и свободных колебаний приводит к некоторому усилению поля (рис. 1б) и опрокидыванию ЛК через время $\sim t_0$.

Для скачка, включающего точку плазменного резонанса (ПР) $\omega_p = \omega_0$, время опрокидывания $\sim t_0$. При этом появляются БЭ с энергией порядка осцилляторной в поле, усиленном вблизи ПР ($E \sim E_d n_i/\delta n_i$). Поток БЭ ($n_{BЭ} v_0 \sim \delta n_i v_0$) определяется из оценки влияния создаваемой ими дисперсии ЛК ($\omega_p \delta n_i/n_i \sim (n_{BЭ}/n_i) k^2 \xi_0^2 \omega_p$, $k \xi_0 \sim 1$). Отсюда коэффициент поглощения падающей на плазму электромагнитной волны с интенсивностью I равен:

$$A \sim (E_d^2/I) (n_i/\delta n_i)^2 (eE_d/m_e \omega_0), \quad (3)$$

причем для определения E_d необходимо решать задачу о распространении электромагнитной волны из вакуума до ПР. Для резкой границы плазмы ($\delta n_i \sim n_i$, $E_d^2/I \sim c^{-1}$) имеет место результат /5/: $A \sim eE_d/m_e\omega_0 c$, однако при $\delta n_i \ll n_i$ резонансное поглощение на скачке может быть более сильным.

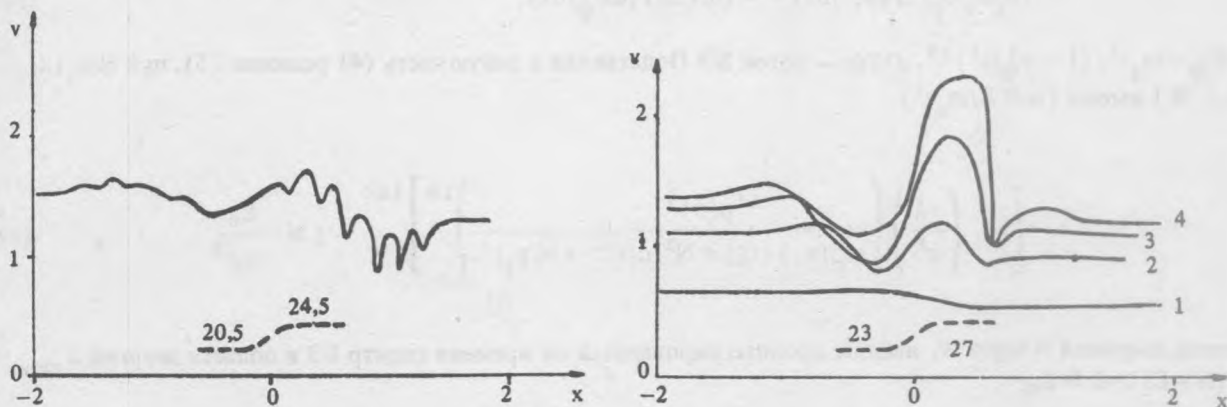


Рис. 1. Фазовые плоскости вынужденных колебаний (штриховая линия – профиль плотности в единицах ω_p^2/ω_0^2): а) кривая отвечает 27 периоду колебаний вблизи порога опрокидывания; б) кривые 1,2,3,4 даны через 2,4,6,8 периодов после включения поля.

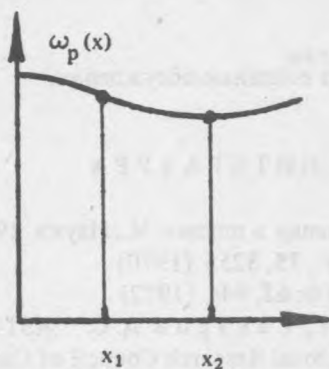


Рис. 2. Схематическая зависимость плазменной частоты от координаты.

При опрокидывании однородных при $t = 0$ свободных ЛК в случае слабой неоднородности $\omega_p(x)$ ($\omega_p' \xi_0 / \omega_p \ll 1$) БЭ захватываются сформировавшейся к моменту опрокидывания волной ($k = -\omega_p' t_0$, $|k(t_0) \xi_0|_{\max} = 1$). Если фазовая скорость $v_\phi(x) = \omega_p/k$ возрастает в направлении ее распространения, то конечная энергия БЭ, которая определяется из условия удержания электрона на траектории постоянной фазы (ТПФ) ($\omega_p(x_\phi(t)) t = \text{const}$)

$$\omega_p^2 \xi \geq \ddot{x}_\phi (1 - \dot{x}_\phi^2/c^2)^{-3/2}, \quad (4)$$

может быть больше осцилляторной.

Рассмотрим зависимость $\omega_p(x)$, показанную на рис. 2 ($\omega_p'(x_2) = \omega_p''(x_1) = 0$, $\Delta\omega_p(x) = \omega_p(x_1) - \omega_p(x) \ll \omega_p$). ЛК быстрее всего опрокидываются вблизи x_1 при $t_0 = \omega_p(x_1)/\omega_p'(x_1)v_0$. Для ТПФ при $\tau \equiv t - t_0 > 0$ ($\tau \ll t_0$) имеем: $\omega_p(x_1)\tau = t_0\Delta\omega_p(x_\phi(\tau))$. Срыв электронов с ТПФ происходит вблизи минимума $\omega_p(x)$, где $v_\phi \rightarrow \infty$.

В области ускорения ЛК постепенно затухают за счет передачи энергии БЭ, причем их амплитуда может быть найдена из условия баланса энергии:

$$(n_i m_e \omega_p^2 / 2) (\partial \xi^2 / \partial t) = - (dN/dt) (d\epsilon_\phi / dx), \quad (5)$$

где $\epsilon_\phi = m_e c^2 / (1 - v_\phi^2 / c^2)^{1/2}$, dN/dt — поток БЭ. Подставляя в левую часть (4) решение (5), при $N/n_i (x_2 - x_1) \ll 1$ имеем ($w \equiv \epsilon / m_e c^2$):

$$w = \left[1 + \left(\frac{v_0^2}{c^2} \right) \left(\frac{-\omega_p'(x_1)}{\omega_p''(x_2) ((\xi_0^2 + N^2/n_i^2)^{1/2} + N/n_i)} \right)^{2/3} \right]^{1/2} - 1 \gg \frac{\epsilon_0}{m_e c^2}. \quad (6)$$

Отсюда, выражая N через w , найдем проинтегрированный по времени спектр БЭ в области энергий $\epsilon_{\max} = \epsilon(N=0) > \epsilon \gg \epsilon_0$:

$$\frac{dN}{dw} = \frac{3}{2} n_i \xi_0 \frac{(w^2 + 2w)^{1/2} (w + 1)}{(w_m^2 + 2w_m)^{3/2}} \left[1 + \left(\frac{w_m^2 + 2w_m}{w^2 + 2w} \right)^3 \right], \quad (7)$$

где $w_m = \epsilon_{\max} / m_e c^2$, $dN/dw = 0$ при $\epsilon > \epsilon_{\max}$.

Авторы благодарны Л.М. Коврижных за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. М., Наука, 1976.
2. Laval G., Pellat R. J. Geophys. Res., 75, 3255 (1970).
3. Карпман В. И., Шкляр Д. Р. ЖЭТФ, 62, 944 (1972).
4. Буланов С. В., Коврижных Л. М., Сахаров А. С. ЖЭТФ, 33, 1809 (1977).
5. Brunel C. Preprint KIAOR6, National Research Council of Canada, Ottawa, 1985.
6. Буланов С. В., Соколов И. В. Препринт ФИАН № 305, М., 1985.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 3 марта 1986 г.