

## О НЕЛИНЕЙНОМ УСКОРЕНИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕ В ПРИСУТСТВИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ И НИЗКОЧАСТОТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

С.В. Владимиров, В.С. Кривицкий

*Рассмотрена одномерная эволюция пучка электронов, взаимодействующих одновременно с резонансными высокочастотными и нерезонансными низкочастотными волнами в турбулентной плазме. Установлен критерий, при выполнении которого описываемый нелинейный эффект становится порядка квазилинейного взаимодействия.*

Известно, что на распределения частиц при их взаимодействии с волнами в плазме наибольшее влияние оказывают резонансные поля, которые удовлетворяют условию черенковского резонанса  $\omega - \mathbf{q}\mathbf{v} = 0$  с частицами. Изменение распределения описывается квазилинейным уравнением /1/

$$\frac{\partial \phi_p}{\partial t} = \tilde{J} \phi_p \equiv \pi e^2 \int d\omega d\mathbf{q} \frac{|E_{\omega\mathbf{q}}|^2}{q^2} \left( \mathbf{q} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) \delta(\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}) \left( \mathbf{q} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) \phi_p \equiv Q^{QL}, \quad (1)$$

где  $\tilde{J}$  – квазилинейный оператор,  $\phi_p = \langle f_p \rangle$  – усредненная по статистическому ансамблю функция распределения частиц (для определенности – электронов),  $|E_{\omega\mathbf{q}}|^2$  – корреляционная функция фурье-компонент полей продольной плазменной волны. Внешние поля пока полагаем отсутствующими. Уравнение (1) имеет второй порядок дифференцирования по импульсам и описывает диффузию частиц в импульсном пространстве системы.

В настоящей работе рассмотрено взаимодействие частиц в следующем, нелинейном приближении. Среди других процессов при этом возникает эффект /2, 3/ взаимодействия частиц одновременно с резонансными колебаниями и нерезонансными волнами с частотой  $\Omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ , для которых запрещены черенковский резонанс и резонанс рассеяния с резонансной волной:  $\Omega - \mathbf{k}\mathbf{v} \neq 0$ ,  $\Omega - \omega - (\mathbf{k} - \mathbf{q})\mathbf{v} \neq 0$ . В отличие от всех других процессов, возникающих в приближении /1/, указанный эффект приводит к появлению в уравнении для  $\phi_p$  слагаемого, содержащего более высокую – третью – производную по импульсам /4/. Это может вносить новые качественные эффекты.

Интеграл столкновений, описывающий взаимодействие частиц плазмы с резонансными и нерезонансными волнами, получен с помощью стандартной техники /1/ и имеет вид /4/ (в (2) опущены малые поправки к коэффициенту квазилинейной диффузии):

$$\frac{\partial \phi_p}{\partial t} = Q^{QL} + Q^{NL} \equiv \tilde{J} \phi_p + (\tilde{I}\tilde{J} - \tilde{J}\tilde{I}) \phi_p, \quad (2)$$

где оператор  $\tilde{I}$  связан с присутствием в системе нерезонансных волн:

$$\tilde{I} = \frac{e^2}{2} \int d\Omega d\mathbf{k} \frac{|E_{\Omega\mathbf{k}}|^2}{k^2} \left( \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) \frac{1}{(\Omega - \mathbf{k}\mathbf{v})^2} \left( \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right),$$

а коррелятор  $|E_{\Omega\mathbf{k}}|^2$  описывает спектр нерезонансных волн.

Рассмотрим одномерную задачу, отвечающую плазме, помещенной в сильное внешнее магнитное поле, такое, что гирочастота электронов много больше плазменной частоты:  $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$ . В этих условиях при изучении взаимодействия частиц и волн, распространяющихся вдоль магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ , можно пользо-

ваться предыдущими формулами с заменой в них  $q \rightarrow q_z$ ,  $\partial/\partial p \rightarrow \partial/\partial p_z$  и т.д., где ось  $z$  направлена вдоль  $H_0$ . Если пучок электронов движется вдоль оси  $z$  с нерелятивистской скоростью  $v_0 \gg v_{Te}$ , то условие черенковского резонанса может выполняться для высокочастотных ленгмюровских волн и не выполняться для низкочастотного ионного звука [5] — такая ситуация и будет являться предметом дальнейшего рассмотрения. Предполагаем, что для описания пучка применимо кинетическое приближение, т.е. выполнены неравенства

$$v_0 (n_b/n_e)^{1/3} \ll \Delta v \ll v_0, n_b \ll n_e,$$

где  $\Delta v$  — начальный разброс скоростей электронов пучка с плотностью  $n_b$ ,  $n_e$  — плотность тепловых электронов плазмы.

Оценим темп ускорения частиц пучка

$$\langle \dot{\epsilon} \rangle = \frac{1}{n_b} \int \frac{dp}{2\pi} \epsilon \frac{\partial \phi_p}{\partial t}, \quad (3)$$

обусловленный квазилинейным и нелинейным взаимодействиями. Первое слагаемое  $Q^{QL}$  в интеграле столкновений (2) приводит к выражению

$$\langle \dot{\epsilon} \rangle^{QL} = - (e^2 \omega_{pe} / n_b m_e) \int dp dq \phi_p f(q) \delta'(\omega_{pe} - qv), \quad (4)$$

где одномерная функция распределения  $\phi_{pz} = (2\pi)^{-2} \int dp_{\perp} \phi_p$ , а спектральная функция резонансных ленгмюровских волн  $f(q)$  связана с фигурирующей в (1)  $|E_{\omega q}|^2$  соотношением  $|E_{\omega q}|^2 = \delta(q) \times [\delta(\omega - \omega_{pe}) f(q_z) + \delta(\omega + \omega_{pe}) f(-q_z)]$ . Второй член в (2)  $Q^{NL}$  после подстановки в (3) дает темп нелинейного ускорения

$$\langle \dot{\epsilon} \rangle^{NL} \cong (e^4 \omega_{pe} / 2n_b m_e^3) \int dp dq \phi_p f(q) d\Omega dk |E_{\Omega k}|^2 (q^2/k^2 v^2) \delta'''(\omega_{pe} - qv). \quad (5)$$

Здесь сохранен лишь вклад с максимальной производной у  $\delta$ -функции.

Мы не будем здесь анализировать какие условия обеспечивают ускорение, то есть положительность  $\langle \dot{\epsilon} \rangle$  в (4), (5). Отметим лишь, что сравнение (4) с (5) приводит к оценке

$$\langle \dot{\epsilon} \rangle^{NL} / \langle \dot{\epsilon} \rangle^{QL} \sim (W/n_e T_e) (v_{Te}^4/v_0^4) \delta^{-2}, \quad (6)$$

где  $\delta^2 \equiv (\Delta v)^2/v_0^2 + (\Delta q)^2/q_0^2$ ,  $q_0 = \omega_{pe}/v_0$  — волновое число ленгмюровской волны, резонансной по отношению к частицам пучка,  $\Delta q$  — характерная ширина спектра  $f(q)$ ,  $W$  — плотность энергии нерезонансного ионного звука. Первые два множителя в (6) малы по сравнению с единицей; однако последний фактор  $\delta^{-2}$  для узких спектров  $f(q)$  и распределений частиц пучка  $\phi_p$  может оказаться большим. При  $\delta \ll (v_{Te}^2/v_0^2) (W/n_e T_e)^{1/2}$  темп нелинейного ускорения сравнивается с  $\langle \dot{\epsilon} \rangle^{QL}$  и может даже превосходить последний. Этот вывод является основным результатом настоящей заметки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. М., Атомиздат, 1971.
2. Tsyto vich V.N., Stenflo L., Wilhelmsson H. Phys. Scr., 11, 251 (1975).
3. Исаков С.Б., Кривицкий В.С., Цытович В.Н. ЖЭТФ, 90, 933 (1986).
4. Krivitsky V.S., Vladimirov S.V. Proc. XIX Int. Conf. on Phen. in Ionized Gases. Belgrade: University of Belgrade, 1989, v. 1, p. 66.
5. Владимиров С.В., Кривицкий В.С. Труды конференции "Взаимодействие акустических волн с плазмой", Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1989, с. 9.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 19 октября 1989 г.