Краткие сообщения по физике № 11-1990 г.

УДК 533.95

УСКОРЕНИЕ ИОНОВ НА НЕЛИНЕЙНОЙ СТАДИИ БУНЕМАНОВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

С.В. Буланов, Х.А. Шах*, Т. Абдулла*

Найдены энергетические спектры и характерные энергии быстрых ионов, ускоряемых на нелинейной стадии бунемановской неустойчивости в длинноволновом пределе в многокомпонентной плазме. Показано, что дифференциальный энергетический спектр ионов малой добавки имеет степенной вид с показателем, зависящим от отношения ионных зарядов и масс.

В работах, посвященных исследованию ускорения ионов в нестационарных электрических двойных слоях на нелинейной стадии бунемановской неустойчивости /1–4/, рассматривался простейший случай плазмы, состоящей из электронов и ионов одного сорта. Часто плазма содержит примеси ионов с различными зарядами e_α и массами m_α. Исследование ускорения ионов в такой многокомпонентной плазме представляет самостоятельный интерес и может также дать дополнительную информацию о механизме ускорения вследствие его зависимости от отношения ионных зарядов и масс.

Следуя /1, 5/, рассмотрим холодную плазму с электронами, движущимися относительно ионов со скоростью u_0. Бунемановская неустойчивость имеет место в интервале волновых чисел $0 < k < \omega_{pe}/u_0$. В длинноволновом пределе $k \ll \omega_{pe}/u_0$ плазма квазинейтральна, т.е. $\sum_\alpha e_\alpha n_\alpha - en_e = 0$, а движение электронов можно считать адиабатическим. Здесь n_e и n_α – концентрации электронов и ионов сорта α.

В этом пределе из уравнения движения электронов

$$v_e \partial_x v_e = (e/m_e)\,\partial_x \varphi \tag{1}$$

следует связь между электростатическим потенциалом φ и скоростью v_e: $\varphi = m_e v_e^2/2e$.

Поскольку отношение масс m_e/m_α мало, то из условия квазинейтральности в одномерном случае следует, что плотность электрического тока постоянна и равна $j = -en_0u_0 = -en_ev_e$, где n_0 и u_0–невозмущенные значения концентрации и скорости электронов, или $v_e = -j/e\sum_\alpha e_\alpha n_\alpha$. Отсюда следует связь между электростатическим потенциалом φ и концентрациями ионов n_α:

$$\varphi = m_e j^2/2e\left(\sum_\alpha e_\alpha n_\alpha\right)^2. \tag{2}$$

Вместе с уравнениями неразрывности и движения ионов

$$\partial_t n_\alpha + \partial_x (n_\alpha v_\alpha) = 0, \tag{3}$$

$$\partial_t v_\alpha + v_\alpha \partial_x v_\alpha = -(e_\alpha/m_\alpha)\partial_x \varphi \tag{4}$$

уравнение (2) составляет замкнутую систему.

Рассмотрим далее случай, когда плазма состоит из основной компоненты ионов с зарядом $e_i = e$ и массой m_i и малой добавки ионов других сортов, причем $\sum_{\alpha \neq i} e_\alpha n_\alpha \ll e_i n_i$. В этом приближении правую часть (4) для $\alpha \neq i$ можно считать заданной. Электрическое поле $E = -\partial_x \varphi$, возбуждаемое на нелинейной стадии неустойчивости в однокомпонентной плазме ($\alpha = i$), было рассчитано в /2, 5/. В этих работах показано,

* Центр физики твердого тела, Университет Пенджаба, Лахор, Пакистан.

что в плазме за конечное время t_0 в распределении концентрации формируется каверна конечного размера l. Вблизи дна каверны электрическое поле является линейной функцией координаты x: $E \approx 2m_i x/et^2$ при $t \to -0$, а на границе каверны при $x \approx l$ оно обращается в нуль.

В лагранжевых переменных $(x_{0\alpha}, t)$, связанных с эйлеровыми соотношениями $x = x_{0\alpha} + \int_{t_0}^{t} v_\alpha dt$, уравнения движения (4) принимают вид

$$\partial_{tt} x = \kappa_\alpha x/t^2, \tag{5}$$

где $\kappa_\alpha = 2e_\alpha m_i/em_\alpha$. Решение уравнения (5) имеет вид

$$x = c_1 t^{\beta_1} + C_2 t^{\beta_2}, \tag{6}$$

где $\beta_{1,2} = 1/2 \pm (1/4 + \kappa_\alpha)^{1/2}$, а постоянные C_1 и C_2 определяются начальными условиями: при $t = t_0$ и $x = x_{0\alpha}$ ионы покоятся, т.е. $\partial_t x = v_\alpha = 0$. Отсюда следует, что основной вклад в (6) вносит второе слагаемое с $C_2 \approx x_{0\alpha} t_0^{-\beta_2}$, то есть

$$x = x_{0\alpha}(t/t_0)^{\beta_2} \tag{7}$$

Энергия иона сорта α при этом равна:

$$\mathcal{E} = m_\alpha(\partial_t x)^2/2 = m_\alpha x_{0\alpha}^2 \beta_2^2 t^{2(\beta_2 - 1)}/2t_0^{2\beta_2} \tag{8}$$

Как следует из (7), (8), достигая края каверны $x \approx l$ и $E \approx 0$, частица приобретает конечное значение энергии

$$\mathcal{E}_\alpha = (m_\alpha l^2 \beta_2^2/2t_0^2)(x_{0\alpha}/l)^{2/\beta_2} \tag{9}$$

Дифференциальный энергетический спектр найдем из решения уравнения (3): $n_\alpha = n_{0\alpha}|\partial_x x_{0\alpha}|$ и соотношений (7) – (9). Он имеет степенной вид $dn_\alpha/d\mathcal{E}_\alpha \propto \mathcal{E}_\alpha^q$, с показателем $q = \beta_2/2 - 1 = -[(1/4 + \kappa_\alpha)^{1/2} - 1/2]/2 - 1$, зависящим от отношения зарядов и масс частиц. Положив $e_\alpha = e$, $m_\alpha = m_i$, получим $\beta_2 = -1$, а $dn_i/d\mathcal{E}_i \propto \mathcal{E}_i^{-3/2}$, что совпадает с результатами работы /2/. Видно, что более тяжелые ионы приобретают большую энергию и имеют более жесткий энергетический спектр.

Работа частично выполнена во время пребывания авторов в Международном центре теоретической физики (г. Триест). Авторы благодарны МЦТФ и профессору А. Салама, а один из авторов (Т.А.) выражает признательность SAREC за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Carlqvist P. Cosmic Electrodynamics, **3**, 377 (1972).
2. Буланов С. В., Сасоров П. В. Физика плазмы, **12**, 54 (1986).
3. Буланов С. В., Сасоров П. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 4, 9 (1986).
4. Буланов С. В., Сасоров П. В., Сахаров А. С. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 52 (1987).
5. Галеев А. А. и др. ЖЭТФ, **81**, 572 (1981).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 13 сентября 1990 г.