

О ПОДАВЛЕНИИ ДРЕЙФОВО-ДИССИПАТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ  
В ПОЛЕ НИЖНЕГИБРИДНОЙ ВОЛНЫ НАКАЧКИ

А. А. Веряев

УДК 533.951

В рамках гидродинамических уравнений рассматривается модификация дисперсионного соотношения, описывающего дрейфово-диссипативную неустойчивость, при наличии ВЧ нижегибридного (н.г.) поля накачки. Показано, что в случае  $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$  относительно небольшие поля могут стабилизировать неустойчивость, либо ВЧ поле может существенно уменьшить инкремент раскачки колебаний.

Низкочастотные дрейфовые неустойчивости могут подавляться как регулярными /1/, так и стохастическими /2/ полями. После работы /1/, где рассматривалось подавление дрейфовых неустойчивостей ВЧ электрическим полем направленным вдоль внешнего магнитного, вопрос о модификации спектров и инкрементов дрейфовых неустойчивостей изучался очень интенсивно как теоретически, так и экспериментально. Рассматривалось подавление неустойчивостей ВЧ магнитным полем (см., напр., /3/), ВЧ электрическим полем, перпендикулярным внешнему магнитному /4,5/. В последнее время в связи с изучением метода нагрева плазмы на н.г. частоте появился ряд экспериментальных работ о влиянии н.г. волны накачки на дрейфовые неустойчивости /6 - 12/. В различных режимах работы наблюдается либо пороговое возбуждение, либо беспороговое подавление колебаний. Сложности при интерпретации экспериментальных результатов заключены в том, что экспериментальные измерения проводятся, как правило, в стационарном режиме, когда дрейфовые колебания нелинейно стабилизированы при определенных амплитудах, а теоретически рассматривается всегда линейная стадия развития неустойчивости.

В настоящей работе постановка задачи близка к /4/. Однако, в отличие от /4/, мы рассмотрим столкновительную плазму и покажем, что ВЧ н.г. поле может стабилизировать дрейфово-диссипативную неустойчивость или уменьшить инкремент раскачки колебаний. Возможность более эффективного влияния на дрейфовые неустойчивости составляющей электрического поля перпендикулярной внешнему магнитному в сравнении с параллельной составляющей следует из того, что эффекты гиротропии оказываются аномально большими для частот колебаний близких к  $\omega_{IH} = \omega_{pi} \omega_{He} (\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2)^{-1/2}$ .

Рассмотрим слабоионизованную, неоднородную  $n = n(x)$ , неизоэнтальпическую  $T_e \gg T_i$ , замагниченную ( $\vec{B} = B\vec{z}$ ) плазму с характерным размером неоднородности  $x = -(d \ln n / dx)$ ,  $\nu_{e0}, \nu_{i0}$  - частоты столкновений электронов и ионов с нейтральными атомами, причем  $\omega_{He} / \nu_{e0} \gg 1$ . К плазме в направлении оси  $\vec{x}$  приложено однородное ( $k_y \ll x$ , дипольное приближение) электрическое поле  $\vec{E} = \vec{x} E_0 \cos \omega_0 t$  на частоте близкой к н.г. резонансу  $\omega_{IH} < \omega_0 \ll \omega_{pe}$ . Рассмотрим потенциальные ( $\omega^2 / k_z^2 \ll v^2 / 4\pi n m_i$ ) дрейфовые колебания с частотой  $\omega < \omega_{HI}$ . Определим вначале низкочастотное возмущение плотности ионов. Из уравнения непрерывности и уравнения движения ионов получаем

$$\frac{\delta n_i}{n(x)} = \frac{ck_y x}{\omega B} \varphi + \frac{k_y^2}{\omega_{Hi}^2} \left( 1 + \frac{i\nu_{i0}}{\omega} \right) \frac{e_1 \varphi}{m_i}. \quad (I)$$

Возмущения низкочастотных величин здесь и далее представлены в виде  $\delta A = \delta A(k_y, k_z, \omega) \exp(-i\omega t + ik_z z + ik_y y)$ . В электронных возмущениях плотности, скорости и потенциала выделим быстроосциллирующие и медленноменяющиеся величины  $\delta A = \delta A + \bar{A}$  и учтем влияние усредненных по быстрому времени величин  $\langle \bar{A}, \bar{A} \rangle$  на низкочастотные величины  $\delta A$ . В Фурье-разложении  $\bar{A}$  выделим положительно и отрицательно-частотные части  $A_{k, \omega}^+$  и  $A_{k, \omega}^-$ . Следуя за выполнением закона сохранения по частоте, можем записать уравнения движения и непрерывности отдельно для ВЧ и НЧ величин (верхний индекс  $e$ , указывающий, что величина относится к электронам, опустим)

$$-i\omega \delta v_1 = -ik_1 \varphi \frac{e_e}{m_e} + \varepsilon_{1j3} \omega_{He} \delta v_j - \delta_{i3} \left( \nu_{e0} \delta v_3 - \frac{ik_z T_e \delta n}{n(x) m_e} \right) - i \sum_{j=1}^2 |(\bar{v}_{k_1}^+ \cdot \vec{E}_2) \bar{v}_{k_2, i}^-| d_{12} \quad (2)$$

$$-i\omega\bar{v}_k^\pm = -i\bar{k}\bar{\varphi}_k^\pm \frac{e_0}{m_0} + \left[ \bar{v}_k^\pm, \bar{E}/B \right] \omega_{He} - 1 \int (\bar{v}_{k_1}^\pm, \bar{k}_2) \delta\bar{v}(k_2, \omega_2) d_{12} - \\ - 1 \int (\delta\bar{v}(k_1, \omega_1), \bar{k}_2) \bar{v}_{k_2}^\pm d_{12}; \quad (3)$$

$$n_k^\pm = - (v_{k,x}^\pm/\omega)(dn/dx) + (E/\omega) \int (n_{k_1}^\pm \delta\bar{v}(k_2, \omega_2) + \delta n(k_1, \omega_1) \bar{v}_{k_2}^\pm) d_{12}; \quad (4)$$

$$-i\omega\delta n(k, \omega) + i n(x) E \delta\bar{v}(k, \omega) + \delta v_x (dn/dx) + i\bar{k} \int (n_{k_1}^- \bar{v}_{k_2}^+ + n_{k_1}^+ \bar{v}_{k_2}^-) d_{12}; \quad (5)$$

$$d_{12} = \delta(k - k_1 - k_2) dk_1 dk_2; \quad k = \{E, \omega\}.$$

Здесь  $\varepsilon_{1j1}$  - полностью антисимметричный тензор третьего ранга ( $1 = 3$ ),  $\delta_{1j}$  - символ Кронекера,  $\varphi_k^+ = \varphi_0 \delta(k - k_0)$ ;  $\varphi_k^- = \varphi_0^* \delta(k + k_0)$ ,  $\bar{k}_0 = k_0 \bar{x}$ .

Дрейфово-диссипативная неустойчивость развивается на фоне периодического дрейфового движения электронов в поле волны накачки и во внешнем магнитном поле. Усредненное по времени  $\tau \sim \omega_0^{-1}$  такое движение оказывает наиболее сильное воздействие на z-ое НЧ движение электронов. Из (3) при  $\omega_0/k_{1dr} \gg v_{dr}^1 \sim v_s$ , что будет предполагаться выполненным, найдем

$$\bar{v}_k^\pm = \frac{E_0^{(*)} c \delta(k \mp k_0)}{B} \bar{y} - \frac{E_0^{(*)} c (\bar{k} \mp \bar{k}_0)}{B\omega} \delta v_z(k \mp k_0) \bar{z}. \quad (6)$$

Используя (6) и определение  $\varphi_k^\pm$ , из (2) - (5) получаем

$$\frac{\delta n^e(k, \omega)}{n(x)} = \frac{\varphi(ik_z^2 e/m_e \gamma_{eff} + ck_y x/B)}{\omega(1 + \psi(E_0)) + ik_z^2 T_e/m_e \gamma_{eff}}. \quad (7)$$

Здесь введены обозначения

$$\gamma_{eff} = \gamma_{e0} - i\omega - i\omega\psi(E_0); \quad \psi(E_0) = 2|E_0|^2 c^2 k_y^2 / B^2 \omega_0^2. \quad (8)$$

Из условия квазинейтральности следует дисперсионное соотношение

$$\omega^2(1 + \psi(E_0)) + i\omega[\gamma_{10}(1 + \psi(E_0)) + \omega_s \gamma_{eff} + k_z^2 D_{eff}] - \\ - \psi(E_0)\omega_s \omega_s \gamma_{eff} \omega/k_z^2 D_{eff} - k_z^2 D_{eff} \gamma_{10} - i\omega_s \omega_s \gamma_{eff} = 0, \quad (9)$$

где  $\omega_* = k_y c T_e z / e B$ ;  $D_{\text{eff}} = v_{Te}^2 / \nu_{\text{eff}}$ ;  $\omega_s \text{ eff} = k_z^2 \omega_{He} \omega_{H1} / k_y^2 \nu_{\text{eff}}$ .

Пренебрежем столкновениями ионов с нейтральными атомами, рассмотрим случай  $\psi(E_0) \ll 1$ . Индекс eff можно при этом предположении снять у величин  $D_{\text{eff}}$ ,  $\omega_s \text{ eff}$  и считать  $\nu_{\text{eff}} = \nu_{e0}$ . Рассмотрим плазму с  $D_e k_z^2 / \omega_s = k_1^2 r_{H1}^2 \ll 1$  ( $r_{H1}$  - гирорадиус ионов, рассчитанный по электронной температуре). Для случая обычно реализующегося в плазме  $\omega_s \gg \omega_*$ , из (9) можно найти как ведет себя неустойчивый (при  $\psi(E_0 = 0) = 0$ ) корень

$$\omega = \omega_* (1 - i \psi(E_0) \omega_* / k_z^2 D_e) + i \omega_s^2 / \omega_s. \quad (10)$$

Условие смены знака у инкремента

$$\psi(E_0) \omega_* / k_z^2 D_e \geq 1 \quad (11)$$

дает пороговое поле, при котором наступает подавление дрейфово-диссипативной неустойчивости. Из (11) следует, что минимальные поля для подавления неустойчивости будут в плазме с  $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$ , где  $\omega_0^2 \sim \omega_{He} \omega_{H1}$ . Для типичных параметров слабоионизованной лабораторной плазмы оценка по формуле (11) дает пороговое поле  $E_0 \sim 10$  В/см.

Если учесть  $z$ -ую составляющую ВЧ электрического поля, то она приводит к дополнительному слагаемому в (6) -  $[\psi_0^{(*)} (\vec{k} \mp \vec{E}_0)_z b v_z (k \mp k_0) / m_e \omega_0]$ . Сравнивая эту составляющую с  $z$ -ой составляющей в формуле (6), легко получить критерий на угол  $\theta = \langle \vec{E}, \vec{E}_0 \rangle$ , определяющий когда эффекты гиротропии сильнее сказываются на модификации спектра и подавлении дрейфово-диссипативной неустойчивости,

$$\cos^2 \theta < \omega_0 / \omega_{He}. \quad (12)$$

При выполнении (12) подавление неустойчивости должно идти за счет перпендикулярной к магнитному полю составляющей электрического поля. В экспериментах по нагреву на н.г. резонансе условие (12), как правило, выполнено.

Поступила в редакцию  
19 января 1979 г.

## Л и т е р а т у р а

1. Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро, ЖЭТФ, 52, 293 (1967).
2. E. N. Krivorutsky, V. G. Makhankov, V. N. Tsytovich, Nuclear Fusion, 9, 97 (1969).
3. А. А. Иванов, Физика сильнонеравновесной плазмы, Атомиздат, М., 1977 г.
4. A. K. Sundaram, P. K. Kaw, Nuclear Fusion, 13, 901 (1973).
5. I. Weiss, T. Morrode, Phys. Fluids, 19, 1997 (1976).
6. R. Gore, J. Grun, H. Lashinsky, Phys. Rev. Lett., 40, 1140 (1977).
7. K. L. Wong, P. M. Bellan, Phys. Fluids, 21, 841 (1978).
8. В. С. Войценья, А. Ю. Волошко, С. И. Солодовченко, А. Ф. Штань, Письма ЖЭТФ, 28, 365 (1978).
9. Ю. Ф. Баранов, Д. Г. Булычинский, М. И. Виддзунас, Б. В. Галлактионов, Н. В. Шустова, ЖТФ, 44, II6I (1974).
10. Ф. Ф. Асадуллин, Г. М. Батанов, А. А. Веряев, А. В. Сапожников, К. А. Сарксян, Препринт ФИАН № 231, 1978 г.
11. M. Hooke, S. Bernabei, Phys. Rev. Lett., 28, 407 (1972).
12. M. Moresco, E. Zulli, Plasma Phys., 18, 155 (1976).