*Краткие сообщения по физике № 9 1981*

# ИЗМЕНЕНИЕ ЧАСТОТЫ ОДНОМОДОВОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ДРЕЙФОВОЙ ВОЛНЫ, ВЫЗВАННОЕ ЗАХВАЧЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В. И. Крылов

УДК 533.9

Показано, что при адиабатическом нарастании амплитуды одномодовой потенциальной дрейфовой волны, приводящем к появлению захваченных частиц плазмы, происходит изменение частоты волны, пропорциональное корню квадратному из ее амплитуды.

В работе /I/ было показано, что появление в ленгмюровской волне захваченных частиц может привести к изменению закона дисперсии такой волны. В настоящей работе исследуется возможность изменения частоты одномодовой потенциальной дрейфовой волны при захвате ею частиц плазмы.

Рассмотрим плоский слой плазмы, неоднородный вдоль оси x. Будем считать, что образованное внешними источниками прямое однородное и постоянное магнитное поле $\vec{B}$ направлено вдоль оси z. Как известно /2,3/, в такой плазме оказываются неустойчивыми возмущения с частотой $\omega$ и компонентой волнового вектора $k_z$, удовлетворяющими условию

$$v_i \ll \omega/k_z \ll v_e, \qquad (I)$$

где $v_{e,i}$ – тепловые скорости электронов и ионов. Инкремент таких неустойчивостей $\gamma \ll \omega$, которая, в свою очередь, значительно меньше циклотронных частот электронов и ионов $\omega_{e,i}$. Будем считать, что электрон-ионная частота соударений $\nu_{ei} \lesssim \gamma$. Примером такой неустойчивости может служить универсальная дрейфовая неустойчивость.

Потенциал Φ поля низкочастотной волны выберем в виде

$$\Phi = \varphi(x)\cos(k_y y + k_z z + \alpha - \omega t), \tag{2}$$

где $\varphi(x)$ – амплитуда волны, зависящая от $x$ и, адиабатически медленно, от времени; $k_y$, $k_z$ – компоненты волнового вектора; $\alpha$ – постоянная. Предполагаем, что для характерного размера $L_\varphi$ неоднородности поля волны в направлении оси $x$ и среднего ларморовского радиуса электронов и ионов $\rho_{e,i}$ имеет место условие

$$(k_y^2 + L_\varphi^{-2})\rho_{e,i}^2 \ll 1. \tag{3}$$

Если

$$\gamma \ll \langle \bar{t}_{a,f} \rangle^{-1} \tag{4}$$

($\langle \bar{t}_{a,f} \rangle$ – средние дрейфовые периоды захваченных и пролетных частиц), то, при выполнении (3), уравнение для $u \equiv |e|\varphi$ ($e$ – заряд электрона), учитывающее адиабатическое изменение во времени амплитуды волны (условие (4)), имеет вид /4/:

$$d^2u/dx^2 + Qu + (5/4)Au\sqrt{|u|} = 0, \tag{5}$$

где при выполнении условия (I) $A \approx 0{,}6 r_e^{-2} T_e^{-1/2}$; $r_e = \sqrt{T_e/4\pi n e^2}$; $T_e$ – температура электронов, $n$ – начальная плотность плазмы в отсутствие неустойчивости (при $u \equiv 0$). Коэффициент $Q$ зависит от $n$, $T_{e,i}$, $\omega$, $k_y$, $k_z$ и совпадает с соответствующим коэффициентом линейной теории, имеющим смысл $k_x^2$ (подробнее см. /4/), а нелинейное слагаемое определяется захваченными частицами.

Это уравнение анализировалось в /5/ в предположении, что $L_\varphi \ll L_p$ – характерного размера неоднородности плазмы (именно этот случай мы и будем рассматривать). При этом было получено соотношение между амплитудой волны, волновым вектором, номером моды $s$ (числом нулей $\varphi(x)$), размером области локализации волны и частотой. Это соотношение имеет вид

$$s\pi = \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{Q + A\sqrt{u_1}}\,dx, \tag{6}$$

где $x_{I,2}$ – либо точки поворота волны, либо точки на оси x, в которых находятся электропроводящие стенки, ограничивающие область локализации волны; $u_1$ – максимум амплитуды волны в точке x.

В /5/ решение (5) рассматривалось с точки зрения изменения области локализации неустойчивости при увеличении амплитуды во времени. Однако возможны такие распределения плотности и температур частиц плазмы, когда при увеличении амплитуды волны ни область локализации волны, ни номер моды s изменяться не будут. При этом может изменяться частота волны. Анализ показывает, что использование в этом случае соотношения (6) возможно, если выполняется неравенство

$$\gamma/\omega \ll (k_z v_e/\omega)^2 \sqrt{u_1/T_e}. \tag{7}$$

Условие адиабатического приближения (4) имеет вид

$$\gamma/\omega \ll |k_z v_e/\omega| \sqrt{u_1/T_e}. \tag{8}$$

Сравнивая (7) и (8), приходим к выводу, что с помощью соотношения (6) можно определить изменение частоты $\Delta\omega$, если выполнено неравенство (I), хотя при выводе (6) в /5/ изменение частоты не учитывалось.

Разлагая уравнение (6) в ряд по $\Delta\omega$ и $\sqrt{u_1}$ и учитывая, что начальная частота $\omega_o$ удовлетворяет дисперсионному соотношению (6) при $u_1 = 0$, найдем

$$\Delta\omega = -\left[\int_{x_1}^{x_2} dx A\sqrt{u_1/Q}\right]\left[\int_{x_1}^{x_2} dx Q^{-1/2}\, \partial Q/\partial\omega\right]^{-1}. \tag{9}$$

Для дрейфовой волны $Q \sim r_e^{-2}(\omega_d/\omega - 1)$, где $\omega_d = k_y T_e/m_i\omega_i L_p$ – дрейфовая частота; $\omega \sim \omega_d$. Тогда из (9) получим простую оценку $\Delta\omega \sim \omega_d\sqrt{|e\varphi|/T_e}$.

Таким образом, можно ожидать, что в случае, когда область локализации волны не может существенно изменяться, захват дрейфовой волной частиц плазмы может привести к изменению ее частоты пропорционально $|\varphi|^{1/2}$.

Автор выражает глубокую благодарность И. С. Данилкину за постановку задачи и обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию
I5 мая I98I г.

## Литература

1. D.Borm, E. P. Gross, Phys. Rev., 75, 1851 (1949).
2. А. А. Рухадзе, В. П. Силин, УФН, 82, 495 (I964).
3. А. Б. Михайловский, в сб. Вопросы теории плазмы, вып. 3, Госатомиздат, М., I963 г.
4. В. И. Крылов, Физика плазмы, 4, I34I (I978).
5. В. И. Крылов, Препринт ФИАН № 6, М., I979 г.