УДК 533.951.8

КВАЗИСТАТИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ МОДЫ СЛОЯ ПЛАЗМЫ С АНИЗОТРОПНОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Ю. М. Алиев

Рассмотрено распространение квазистатических поверхностных волн в слое плазмы с анизотропной температурой электронов. Проанализирован случай, когда в направлении, нормальном границе плазмы, электронная температура считается равной нулю, в то время как в направлении вдоль границы электроны описываются максвелловским распределением по скоростям. Показано, что моды такого слоя описываются дисперсионным уравнением для объемных плазменных волн с перенормировкой электронной плотности, влияющей на дисперсию и затухание поверхностных волн.

Ключевые слова: поверхностные волны, анизотропная температура электронов.

В настоящем сообщении рассматривается распространение квазистатических ($c \to \infty$) поверхностных мод в слое ($-d < z < d$) сильноанизотропной электронной плазмы для случая, когда в направлении, нормальном границе плазмы (ось z), электронная температура считается равной нулю ($T_\parallel = 0$), в то время как в направлении вдоль границы (ось x) электроны описываются максвелловским распределением по скоростям с температурой $T_\perp$. Следуя методике, подобной описанной в работе [1], получаем дисперсионное уравнение для симметричных $E_x(z = +d) = E_x(z = -d)$ мод

$$\varepsilon^l(\omega, k_x) + \mathrm{ctgh}\,(k_x d) = 0 \tag{1}$$

и, соответственно, для антисимметричных $E_x(z = +d) = -E_x(z = -d)$ мод

$$\varepsilon^l(\omega, k_x) + \mathrm{tgh}\,(k_x d) = 0, \tag{2}$$

где

$$\varepsilon^l(\omega, k_x) = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k_x^2 V_{T_\perp}^2}\left[1 - J_+\left(\frac{\omega}{k_x V_{T_\perp}}\right)\right] \tag{3}$$

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр., 53; e-mail: yumaliev@yandex.ru.

продольная диэлектрическая проницаемость объемных ленгмюровских волн, распространяющихся в плазме с температурой $T_\perp$ вдоль оси x со скоростью $V_{T_\perp}$. Свойства функции можно найти, например, в [2]. Из (1), (2) и (3) следует, что дисперсионные свойства поверхностных волн в слое сильноанизотропной плазмы описываются законами дисперсии для объемной ленгмюровской волны, распространяющейся в безграничной изотропной плазме с температурой $T_\perp$ вдоль оси x, с заменой в последних плазменной частоты ω_{pe} на величину $\omega_{pe} f$, где

$$f_{a,s} = \frac{\omega_{pe}\sqrt{1 \pm \exp(-2k_x d)}}{\sqrt{2}}. \tag{4}$$

В (4) знак плюс под знаком корня отвечает антисимметричной моде, а знак минус, соответственно, симметричной моде.

В пределе толстого слоя ($k_x d \gg 1$) из формул (1) и (2) получаем результат работы [1] для случая полуограниченной сильноанизотропной плазмы

$$1 + \varepsilon^l(\omega, k_x) = 0. \tag{5}$$

Для холодной плазмы ($T_\perp = 0$) имеем $\varepsilon^l(\omega, k_x) = 1 - \dfrac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$ и, с учетом (4), (5), находим известные спектры [3] симметричной моды

$$\omega = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{2}}\sqrt{1 - \exp(-2k_x d)} \tag{6}$$

и антисимметричной моды

$$\omega = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \exp(-2k_x d)}. \tag{7}$$

Рассмотрим предел $\dfrac{\omega}{k_x V_{T_\perp}} \gg 1$. Для симметричной моды тонкого слоя $\left(\dfrac{k_x^2 V_\perp^2}{\omega_{pe}^2} \ll k_x d \ll 1\right)$ имеем $f_x = \omega_{pe}\sqrt{k_x d}$ и

$$\omega^2 \approx \omega_{pe}^2 k_x d + 3k_x^2 V_{T_\parallel}^2. \tag{8}$$

Затухание этой моды определяется декрементом γ_s

$$\gamma_s = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}^4 (k_x d)^2}{k_x^3 V_\perp^3} \exp\left(-\frac{3}{2} - \frac{\omega_{pe}^2 d^2}{2V_\perp^2}\right) \tag{9}$$

и может быть не малым для достаточно тонких слоев $d \approx \dfrac{k_x V_\perp^2}{\omega_{pe}^2}$.

Для антисимметричной моды имеем $f_a = \omega_{pe}\sqrt{1 - k_x d}$ и, соответственно, находим

$$\omega^2 \approx \omega_{pe}^2(1 - k_x d) + 3k_x^2 V_{T_\parallel}^2. \tag{10}$$

Как следует из (10), частота этой моды близка к плазменной частоте и ее затухание экспоненциально мало, поскольку отсутствует тепловое движение электронов в направлении к границе слоя, которое приводит к сильному затуханию поверхностных мод.

В заключение покажем, что отсутствие теплового движения в направлении границы приводит к образованию поверхностного заряда. Выражение для заряда имеет вид

$$\rho(\omega, \mathbf{k}) = \frac{\mathbf{kj}(\omega, \mathbf{k})}{\omega}. \tag{11}$$

Подставляя в (11) выражение для тока

$$f_i(\omega, \mathbf{k}) = \sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k}) E_j(\omega, \mathbf{k}) \tag{12}$$

получаем для случая квазистатических волн

$$\rho(\omega, \mathbf{k}) = \frac{(k^2 - k_i k_j \varepsilon_{ij})\Phi(\omega, \mathbf{k})}{4\pi}. \tag{13}$$

Используя в (13) равенство [1]

$$k_i k_j \varepsilon_{ij} = k^2 \varepsilon^l(\omega, k_x), \tag{14}$$

имеем

$$\rho(\omega, \mathbf{k}) = \frac{k^2[1 - \varepsilon^l(\omega, k_x)]\Phi(\omega, \mathbf{k})}{4\pi}. \tag{15}$$

Используя (15), находим поверхностный заряд $\sigma(\omega, k_x)$ для случая полуограниченной плазмы

$$\sigma(\omega, k_x) = -\frac{k_x[1 - \varepsilon^l(\omega, k_x)]\Phi(\omega, k_x, z = +0)}{4\pi}. \tag{16}$$

Таким образом, можно сказать, что в случае $T_\parallel = 0$ имеют место только колебания поверхностного заряда. Плазменная среда играет роль диэлектрика с пространственной дисперсией в направлении распространения двумерного плазмона.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 15–02–07490).

Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] Ю. М. Алиев, К. Ю. Вагин, С. А. Урюпин, А А. Фролов, Физика плазмы **42**(6), 580 (2016).

[2] А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы* (М., "Высшая школа" , 1978).

[3] Ю. А. Романов, ЖЭТФ **47**(12), 2119 (1964).

Поступила в редакцию 30 ноября 2016 г.