

А.А. Ступка (Днепропетровский нац. универ., Днепропетровск, Украина)

## Ионный звук в Ферми-Бозе газе

Рассмотрим вырожденную трёхкомпонентную плазму, состоящую из газа ионов двух изотопов - Ферми и Бозе статистики и из компенсирующих заряд электронов. Будем изучать коллективные моды в данной системе исходя из приближения Власова с самосогласованным полем [1]. Рассмотрим модель, для которой бозонную компоненту будем считать находящейся в равновесии в состоянии конденсата с нулевой скоростью. Температура плазмы близка к нулю настолько, чтобы не учитывать надконденсатную часть Бозе-изотопа, но эффект куперовского спаривания в подсистемах фермионов ещё не должен стать существенным. Собственные продольные колебания в такой системе определяются из условия обращения в нуль продольной диэлектрической проницаемости, которое является дисперсионным уравнением:

$$\varepsilon^l(\omega, k) = 1 + \sum_{a=e,f} \frac{3\Omega_a^2}{k^2 v_{Fa}^2} \left(1 - \frac{\omega}{2k v_{Fa}} \ln \frac{\omega + k v_{Fa}}{\omega - k v_{Fa}}\right) - \frac{\Omega_b^2}{\omega^2} = 0, \quad (1)$$

где  $\Omega_a = \sqrt{4\pi e_a^2 n_a / m_a}$  — плазменная частота и  $v_{Fa} = \sqrt[3]{3\pi^2 n_a} \hbar / m_a$  — фермиевская скорость  $a$ -той компоненты. Поскольку в системе имеются три несоизмеримые характерные скорости  $v_{Fe} \gg v_{Ff} \gg v_b = 0$ , мы рассмотрим промежуточные фазовые скорости волн. В области быстрых волн  $\omega/k \gg v_{Fe}$ , как известно [1], имеем незатухающие колебания с частотой  $\omega^2 \approx \Omega_e^2 (1 + \frac{3k^2 v_{Fe}^2}{5\Omega_e^2})$ , переходящие для коротких волн в нулевой звук. В области промежуточных фазовых скоростей, когда  $v_{Ff} \ll \omega/k \ll v_{Fe}$ , получаем слабозатухающие ионно-звуковые колебания вырожденной плазмы  $\omega^2 \approx \Omega_i^2 / (1 + \frac{3\Omega_e^2}{k^2 v_{Fe}^2})$  с общей ионной плазменной частотой  $\Omega_i^2 = \Omega_f^2 + \Omega_b^2$ . Наконец, в области самых низких частот  $\omega/k \ll v_{Ff}$  имеем второй ионный звук  $\omega^2 \approx \Omega_b^2 / (1 + \frac{3\Omega_f^2}{k^2 v_{Ff}^2})$  с декрементом затухания  $\delta = -\frac{3\pi\omega^4 m_b n_f}{4k^3 v_{Ff}^3 m_f n_b}$ . Как видим, для малости затухания при длинных волнах  $\omega^2 \approx k^2 v_{Ff}^2 \frac{m_f n_b}{3m_b n_f}$ , как и для попадания в область низких частот, необходимо выполнение условия малости концентрации бозонного изотопа  $n_b \ll n_f$ . Как известно, теория Бома и Ставера [2] хорошо описывает продольные акустические колебания в щелочных металлах. Основным предположением указанной теории является рассмотрение электронов валентной зоны как вырожденного газа, а остовов - как газа ионов. Таким образом, для больших сравнительно с электронным радиусом Томаса-Ферми длин волн, когда не происходит поляризация плазмы, в случае наличия малой примеси бозонных ионов (фермионных атомов) в газе щелочного металла возможно наличие второго ионного звука со скоростью  $v_{Ff} \sqrt{\frac{m_f n_b}{3m_b n_f}}$ .

[1] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высшая школа, 1988.

[2] Пайнс Д. Элементарные возбуждения в твёрдых телах. — М.: Мир, 1965.