Краткие сообщения по физике № 5 1982

О ДВУХ МЕХАНИЗМАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН

А. М. Игнатов, Н. И. Карбушев, А. А. Рухадзе

УДК 533.95

Обсуждаются два механизма когерентного возбуждения поверхностных плазменных волн при наличии зазора между поверхностями плазмы и пучка. При малом зазоре возбуждение носит одночастичный (комптоновский) характер, в то время как при достаточно большом зазоре возбуждение поверхностных волн приобретает коллективный (рамановский) характер.

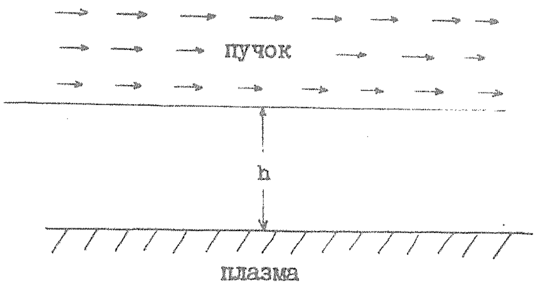
I. Рассмотрим возбуждение поверхностных плазменных волн на плоской поверхности изотропной полуограниченной плазмы нерелятивистским моноэнергетическим пучком заряженных частиц, пролетающим над поверхностью плазмы на расстоянии h (см. рис. I). Дисперсионное уравнение для рассматриваемой задачи записывается в виде

$$\left(1 + \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{dk_x |k_z|}{k^2 \varepsilon^l(\omega, k)}\right)(\varepsilon_b + 1) = e^{-2h|k_z|}(\varepsilon_b - 1) \times \left(1 - \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{dk_x |k_z|}{k^2 \varepsilon^l(\omega, k)}\right). \quad (I)$$

Здесь $\varepsilon^l(\omega, k)$ – известное выражение (см., напр., /I/, где указан также способ вывода уравнения (I)) для продольной диэлектрической проницаемости изотропной плазмы, причем $k = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$, где k_z – волновой вектор в плоскости поверхности; величина

$$\varepsilon_b = 1 - \omega_b^2/(\omega - k_z u_b)^2, \quad (2)$$

где $\omega_b^2 = 4\pi e^2 n_b/m_b$, n_b - плотность, m_b - масса, а u_b - скорость частиц пучка.



Р и с. I. Рассматриваемая плазменно-пучковая система

В отсутствие пучка дисперсионное уравнение (I) описывает спектр частот $\omega_0(k)$ поверхностных плазменных волн

$$D_0(\omega, k_z) \equiv 1 + \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{dk_x |k_z|}{k^2 \varepsilon^1(\omega, k)} = 0. \qquad (3)$$

Моноэнергетический пучок малой плотности приводит к гидродинамической раскачке поверхностных волн. Поэтому решение уравнения (I) при наличии пучка заряженных частиц следует искать в виде $\omega = \omega_0 + \delta$ где $\delta \ll \omega_0$. Если при этом $\delta \gg \omega_b$, то инкремент нарастания колебаний значительно больше собственных частот колебаний пучка, что позволяет при нахождении δ последними пренебречь, рассматривая пучок как совокупность отдельных частиц. Полагая $\omega = k_z u_b + \delta$, получаем соотношение для определения δ

$$\frac{\partial D_0(\omega, k_z)}{\partial \omega_0}\,\delta = -\frac{\omega_b^2}{\delta^2}\exp(-2h|k_z|). \qquad (4)$$

Один из корней этого уравнения всегда имеет положительную мнимую часть, $\mathrm{Im}\,\delta > 0$. Этот корень и соответствует нарастающим поверхностным плазменным колебаниям.

Теперь мы можем записать в явном виде условие $\delta \gg \omega_b$ справедливости рассмотренной одночастичной раскачки поверхностных колебаний

$$\left[\frac{\omega_b^2 \exp(-2h|k_z|)}{\partial D_o/\partial\omega_o}\right]^{1/3} \sim \left[\omega_b^2\omega_o \exp\left(-\frac{2h\omega_o}{u_b}\right)\right]^{1/3} \gg \omega_b. \qquad (5)$$

По аналогии с одночастичным комптоновским рассеянием волн на системе заряженных частиц одночастичное возбуждение волн мы будем называть комптоновским возбуждением.

Видно, что при малых зазорах h, когда $h \leqslant u_b/\omega_o$, условие (5) всегда выполняется, а поэтому возбуждение волн носит комптоновский характер. С ростом зазора h, в частности, при $h \gg u_b/\omega_o$ это условие может нарушиться и тогда пучок нельзя рассматривать как систему отдельных частиц; взаимодействие пучка с поверхностными волнами приобретает коллективный характер. При выполнении обратного неравенства (5) решение уравнения (I) следует искать в виде $\omega = k_z u_b \pm (\omega_b/\sqrt{2}) + \delta$, причем

$$\frac{\partial D_o(\omega, k_z)}{\partial\omega_o}\delta^2 = \mp\frac{\omega_b}{\sqrt{2}}\exp(-2h|k_z|). \qquad (6)$$

Независимо от знака $\partial D_o/\partial\omega_o$ одно из этих уравнений всегда приводит к $\delta^2 < 0$, что соответствует раскачке собственных колебаний как в плазме, так и в пучке. Такое коллективное возбуждение поверхностных плазменных волн в отличие от рассмотренного выше одночастичного комптоновского возбуждения мы будем называть резонансным рамановским возбуждением. Оно имеет место при выполнении обратного неравенства (5), а более точно, при условии

$$\left[\frac{\omega_b \exp(-2h|k_z|)}{\partial D_o/\partial\omega_o}\right]^{1/2} \sim \left[\omega_b\omega_o \exp\left(-2h\frac{\omega_o}{u_b}\right)\right]^{1/2} \ll \omega_b, \qquad (7)$$

которое может выполняться в случае достаточно больших зазоров, когда $h \gg u_b/\omega_o$.

2. Применим теперь полученные выше общие формулы к конкретным примерам. Прежде всего рассмотрим возбуждение высокочастотных поверхностных плазменных волн нерелятивистским пучком быстрых электронов. Для анализа поставленной задачи пространственной дисперсией можно пренебречь, записав $\varepsilon^1 = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, причем для пучка малой плотности плотность плазмы $n_p \gg n_b$. В результате из (3) получаем /I/

$$\omega_o = \omega_p/\sqrt{2}, \quad \partial D_o/\partial\omega_o = -4/\omega_o = -4\sqrt{2}/\omega_p. \qquad (8)$$

В случае комптоновского механизма возбуждения рассматриваемых высокочастотных поверхностных волн, имеющего место согласно (5) при условии

$$\exp(-2h\omega_p/u_b) \gg 4\omega_b/\omega_p = 4\sqrt{n_b/n_p}, \qquad (9)$$

для инкремента нарастания амплитуды из (4) получаем соотношение

$$\delta^3 = (\omega_b^2\omega_p/4\sqrt{2})\exp(-2h\omega_p/u_b). \qquad (10)$$

Отсюда находим инкремент $\mathrm{Im}\,\delta = (\sqrt{3}/2)\left[\sqrt{2}\omega_b^2\omega_p\exp(-\sqrt{2}h\omega_p/u_b)\right]^{1/3}$.

При обратном неравенстве (9) имеет место рамановское возбуждение высокочастотных поверхностных плазменных волн и для инкремента нарастания колебаний из (6) получаем

$$\delta^2 = -(\omega_b\omega_p/8)\exp(-\sqrt{2}h\omega_p/u_b). \qquad (11)$$

Волну с частотой $\omega_p/\sqrt{2}$ возбуждает медленная пучковая волна с $\omega = k_z u_b - \omega_b/\sqrt{2}$, причем инкремент $\mathrm{Im}\,\delta = \sqrt{\omega_p\omega_b/8}\,\times$ $\times \exp(-\sqrt{2}h\omega_p/u_b)$.

В заключение рассмотрим возбуждение ионно-звуковых поверхностных волн в полуограниченной неизотермической $(T_e \gg T_i)$ плазме обдувающим ионным пучком малой плотности $(n_p \gg n_b)$. Пренебрегая слабой черенковской диссипацией волн в плазме, запишем $\varepsilon^1 = 1 - \omega_{Li}^2/\omega^2 + \omega_{Li}^2/k^2v_s^2$. В результате из (3) получаем /I/:

$$\omega_o^2 = \begin{cases} k_z^2 v_s^2, & \text{при} \quad k_z^2 v_s^2 \ll \omega_{Li}^2, \\ \omega_{Li}^2/2, & \text{при} \quad k_z^2 v_s^2 \gg \omega_{Li}^2, \end{cases} \tag{I2}$$

$$\frac{\partial D_o}{\partial \omega_o} = \begin{cases} -\omega_{Li}^4/\omega_o^5, & \text{при} \quad k_z^2 v_s^2 \ll \omega_{Li}^2, \\ -4/\omega_o, & \text{при} \quad k_z^2 v_s^2 \gg \omega_{Li}^2. \end{cases} \tag{I3}$$

Легко видеть, что в коротковолновом пределе, т.е. при $k_z^2 v_s^2 \gg \omega_{Li}^2$, получим такие же формулы (8)-(II), но с заменой ω_p на ω_{Li}. В длинноволновом же пределе, т.е. при $k_z^2 v_s^2 \ll \omega_{Li}^2$, находим:

$$\delta^3 = (\omega_b^2 \omega_o^5/\omega_{Li}^4)\exp(-2h|k_z|) \tag{I4}$$

при комптоновском механизме возбуждения поверхностных звуковых волн ионным пучком и

$$\delta^2 = -(\omega_b \omega_o^5/\sqrt{2}\omega_{Li}^4)\exp(-2h|k_z|) \tag{I5}$$

при рамановском возбуждении. Здесь также волну с частотой $k_z v_s$ возбуждает медленная пучковая волна с $\omega = k_z u_b - \omega_b/\sqrt{2}$. Отметим, кроме того, что одночастичное комптоновское возбуждение оказывается преобладающим, если

$$\exp(-2h\omega_o/v_s) \gg \omega_b \omega_{Li}^4/\sqrt{2}\omega_o^5. \tag{I6}$$

В противоположном же пределе преобладает коллективное рамановское возбуждение поверхностных звуковых волн.

Поступила в редакцию
8 февраля 1982 г.

Л и т е р а т у р а

I. А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, Основы электродинамики плазмы, изд. "Высшая Школа", М., 1978 г., гл. IX.