Краткие сообщения по физике № 5-1986 г.

УДК 533.9

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРИРЕБЕРНЫХ ПЛАЗМОНОВ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

А.М. Игнатов

Получены инкременты возбуждения электронным пучком поверхностных плазменных волн, локализованных вблизи излома поверхности.

Обычная поверхностная волна локализована вблизи границы раздела двух сред. Если поверхность раздела имеет изломы, то могут существовать поверхностные волны, локализованные в окрестности излома. Пример такой прирeберной волны на поверхности холодной изотропной плазмы рассмотрен в 1 . Ниже исследуется ее возбуждение электронным пучком.

Пусть в секторе $|\theta| < a$, $0 \leqslant \rho < \infty$, $-\infty < z < \infty$ расположена среда с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1(\omega, k)$, а остальное пространство $a < |\theta| < \pi$, $0 \leqslant \rho < \infty$, $-\infty < z < \infty$ занимает среда с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2(\omega, k)$ (используются полярные координаты ρ, θ, z).

Предполагается, что все переменные зависят от координат как $A(\rho,\theta)\exp(-i\omega t + ikz)$, и проницаемости обеих сред зависят только от ω и k. Если характерная фазовая скорость много меньше скорости света, то электрический потенциал волны удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta_\perp \Phi - k^2\Phi = 0$. Будем искать решения, которые локализованы вблизи поверхности и ограничены при $\rho = 0$ и $\rho = \infty$. Такие решения имеют вид:

$$\Phi_1(\rho,\theta) = K_{i\beta}(k\rho) \begin{cases} C_1 \operatorname{sh}(\beta\theta); & |\theta| < a, \\ C_2 \operatorname{sgn}(\theta) \operatorname{sh}(\beta|\theta| - \beta\pi); & |\theta| > a, \end{cases} \tag{1}$$

или

$$\Phi_2(\rho,\theta) = K_{i\beta}(k\rho) \begin{cases} C_3 \operatorname{ch}(\beta\theta); & |\theta| < a, \\ C_4 \operatorname{ch}(\beta|\theta| - \beta\pi); & |\theta| > a. \end{cases} \tag{2}$$

Здесь $K_{i\beta}(k\rho)$ – функция Макдональда, β – действительный положительный спектральный параметр. Потенциалы $\Phi_{1,2}$ аналитичны на полуплоскости $\theta = \pm\pi$.

Граничные условия непрерывности потенциала Φ и азимутальной компоненты электрической индукции дают следующие дисперсионные соотношения

$$\epsilon_1(\omega,k)\operatorname{th}\beta(a-\pi) = \epsilon_2(\omega,k)\operatorname{th}(\beta a) \tag{3}$$

для колебаний с потенциалом Φ_1, и

$$\epsilon_1(\omega,k)\operatorname{th}(\beta a) = -\epsilon_2(\omega,k)\operatorname{th}\beta(\pi - a) \tag{4}$$

для колебаний с потенциалом Φ_2. Решения (1) и (2) описывают привязанные к ребру поверхностные волны. Назовем эти колебания соответственно нечетной и четной прирeберной волной.

Функции $\Phi_{1,2}$ стремятся к нулю при $\rho \to \infty$, но в начале координат у них есть особенность: $\Phi \sim \cos(\beta\ln(k\rho))$, т. е., хотя сами потенциалы ограничены, энергия поля логарифмически расходится. Причина этой расходимости в том, что не учтена конечность кривизны поверхности вблизи ребра. В этом можно убедиться, решив задачу о распространении волны на более гладкой поверхности, например, на гиперболическом цилиндре. В этом случае спектр оказывается дискретным по β, но в пределе $\beta \gg ka$, $ka \ll 1$, где a порядка радиуса кривизны, дисперсионные уравнения совпадают с (3), (4). Далее для простоты испол зуются уравнения (3), (4), имея ввиду, что они пригодны только при не слишком малых β.

Пусть область $|\theta| < a$ занята холодной изотропной плазмой, граничащей с вакуумом. Тогда $\epsilon_1 = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, $\epsilon_2 = 1$ и зависимость частоты прирeберных волн от β имеет вид:

$$\omega^2 = \omega_1^2(\beta) = \omega_p^2 \operatorname{ch}(\beta a) \operatorname{sh}\beta(\pi - a)/\operatorname{sh}(\beta\pi) \tag{5}$$

для нечетной прирeберной волны, и

$$\omega^2 = \omega_2^2(\beta) = \omega_p^2 \operatorname{sh}(\beta a) \operatorname{ch}\beta(\pi - a)/\operatorname{sh}(\beta\pi) \tag{6}$$

для четной прирeберной волны. Здесь ω_p — плазменная частота. Если $a = \pi/2$ или $a \neq \pi/2$ и $\beta \to \infty$, то обе ветви спектра сливаются и дают частоту обычного поверхностного плазмона: $\omega_{1,2} = \omega_p/\sqrt{2}$.

Пусть в области $|\theta| > a$ параллельно оси z распространяется холодный электронный пучок малой плотности, т.е. $\epsilon_2 = 1 - \omega_b^2/(\omega - ku)^2$, где u и ω_b — соответственно скорость и ленгмюровская частота пучка, $\omega_b \ll \omega_p$. В этом случае прирeберные волны неустойчивы. Предположим, что инкремент нарастания не слишком мал: $\gamma \gg \omega_b$. Тогда наиболее неустойчивыми оказываются волны с $k = \omega_{1,2}(\beta)/u$, и максимальные инкременты равны:

$$\gamma_{1,2} = (\sqrt{3}/2)(\omega_p \omega_b^2/2)^{1/3} F_{1,2}(\beta, a),$$

где

$$F_1(\beta, a) = (\operatorname{sh}\beta\pi)^{-2}[\operatorname{sh}\beta a \operatorname{ch}\beta(\pi - a)]^{1/3}[\operatorname{ch}\beta a \operatorname{sh}\beta(\pi - a)]^{1/6} \tag{7}$$

для нечетной прирeберной волны, и $F_2(\beta, a) = F_1(\beta, \pi - a)$ для четной прирeберной волны.

Типы волн и значения β, при которых факторы F достигают максимума, приведены для различных значений a в табл. 1, где $\beta_1(a)$ — корень уравнения $\operatorname{th}(\beta a) \operatorname{cth}\beta(\pi - a) = 2$.

Таблица 1

Максимальные значения множителя F

a	Тип волны	β	max F
$0 < a < \pi/3$	четный	$\beta_1(a)$	$2^{1/3}/3^{1/2}$
$\pi/3 < a < \pi/2$	четный	0	$(\pi - a)^{1/3} a^{1/6}/\sqrt{\pi}$
$\pi/2 < a < 2\pi/3$	нечетный	0	$(\pi - a)^{1/6} a^{1/3}/\sqrt{\pi}$
$2\pi/3 < a < \pi$	нечетный	$\beta_1(\pi - a)$	$2^{1/2}/3^{1/2}$

Таким образом, тип прирeберной волны, возбуждаемой электронным пучком, зависит от геометрии поверхности. Если угол a лежит в диапазоне $\pi/3 < a < 2\pi/3$, то возбуждаются волны с малыми β, которые зависят от структуры ребра. Если же $a < \pi/3$ или $a > 2\pi/3$, то точная форма поверхности вблизи ребра несущественна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Игнатов А. М. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 40 (1982).

Поступила в редакцию 20 февраля 1986 г.