УДК 533.9

СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ ОТРАЖЕНИЯ s–ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ ОДНОМЕРНОГО ПЕРЕПАДА ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

О.Н. Крохин, С.П. Цыбенко

Показано, что при отражении электромагнитной s-поляризованной волны от одномерного перепада плотности плазмы при определенных условиях образуется стационарная электрозвуковая волна. Частота отраженной волны отличается от частоты падающей на величину, пропорциональную скорости электрозвуковой волны.

Рассмотрим отражение s-поляризованной электромагнитной волны в неоднородной вдоль оси x плазме, когда ионная плотность n монотонно меняется с увеличением x в интервале $n_1 \leqslant n \leqslant n_0$, причем существует область однородной плазмы с плотностью $n = n_1$. Положим, что $n_1 < n_c Z^{-1} \cos^2\theta < n_0$ (n_c – критическая плотность, Z – эффективный заряд, θ – угол падения излучения из вакуума на границу плазмы). При решении задачи учтем свойство поля и плазмы образовывать связанные структуры – электрозвуковые волны /1,2/. Ранее для случая нормального падения излучения из вакуума на полуограниченную плазму с плотностью $n = \mathrm{const} > n_c Z^{-1}$ было получено решение, связывающее падающую, отраженную и электрозвуковую волны /3–5/.

Представим электромагнитное поле с частотой ω в области плазмы с плотностью n_1 в виде суперпозиции падающей и отраженной волн, тогда для напряженности электрического поля **E** имеем:

$$E_z^{(1)} = \mathrm{Re}\left\{A\exp\left[i\left(k_1 x + \frac{\omega}{c}\, y\sin\theta - \omega t\right)\right] + B\exp\left[i\left(-k_1 x + \frac{\omega}{c}\, y\sin\theta + \psi - \omega_1 t\right)\right]\right\},$$

где A и B – действительные амплитуды падающей и отраженной волн; ω_1 – частота отраженной волны; $k_1 = (\epsilon_1 - \sin^2\theta)^{1/2}\omega/c$ – волновое число; $\epsilon_1 = 1 - Zn_1/n_c$ – диэлектрическая проницаемость; ψ – постоянная фаза.

В неоднородной плазме поле E ищем в виде /1/

$$E_z^{(2)} = \mathrm{Re}\left\{a(\xi)\exp\left[i\left(k_0 x + \frac{\omega}{c}\, y\sin\theta + \Omega t + \varphi - \omega t\right)\right]\right\},$$

где $\xi = x - Vt$; V – постоянная скорость электрозвуковой волны в системе отсчета, связанной с невозмущенной плазмой; $a(\xi)$ – действительная амплитуда; $k_0 = V\omega/c^2$ – нелинейное волновое число; Ω – нелинейный сдвиг частоты; φ – постоянная, которая определяется далее.

Построим решение, в котором поле $E_z^{(1)}$ непрерывным образом вместе с первой производной $\partial E_z^{(1)}/\partial x$ переходит в $E_z^{(2)}$ в некоторой точке ξ^*. Для этого необходимо, чтобы $\omega_1 = \omega - 2k_1 V$, $\Omega = (k_1 - k_0)V$.

Выбрав систему отсчета, в которой $\xi^* = 0$, из условия непрерывности поля E и производной $\partial E/\partial x$ в точке ξ^* получим уравнения:

$$a^2(0) = A^2 + B^2 + 2AB\cos\psi, \quad k_0 a^2(0) = k_1(A^2 - B^2), \tag{1}$$

$$a(0)\sin\varphi = B\sin\psi, \quad a'(0) = 2k_1 A\sin\varphi, \tag{2}$$

где штрих обозначает производную по x.

Учет действия пондеромоторной силы со стороны высокочастотного поля на плазму приводит к зависимости плотности и от амплитуды $a(\xi)$ в нелинейной волне. Ограничимся случаем, когда эта зависимость наиболее проста /1,6/.

$$n = n_0 - (\omega_p^2/\omega^2)[a^2/16\pi ZT(1 - M^2)],$$

где $\omega_p = (4\pi Ze^2 n_0/m_e)^{1/2}$ — электронная ленгмюровская частота; T — электронная температура; $M = V(m_i/ZT)^{1/2}$, m_i — масса иона. Тогда в точке ξ^* для амплитуды $a(0)$ поля $E_z^{(2)}$, скинирующегося при $x \to \infty$, и производной $a'(0)$ имеем выражения

$$a^2(0) = (\omega^2/\omega_p^2)\ (1 - M^2)16\pi(n_0 - n_1)ZT, \tag{3}$$

$$[a'(0)]^2 = (\omega^4/c^2\omega_p^2)(1 - M^2)16\pi(n_0 - n_1)ZT(Z(n_0 + n_1)/2n_c - \cos^2\theta). \tag{4}$$

Подставив (3) и (4) в систему (1), (2), получим четыре уравнения для определения M, B, φ и ψ (n_0, n_1, A и θ — свободные параметры), которые имеют достаточно громоздкий вид. Рассмотрим два предельных случая.

1. Когда $Z(n_0 + n_1) = 2n_c\cos^2\theta$, находим:

$$\psi = \pi m \ (m = 0,1,2, ...), \quad \varphi = \pi l \ \ (l = 0,1,2 ...),$$

$$B^2 = 4\pi(\omega^2/\omega_p^2)(1 - M^2)[1 - v_s M/c\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2\theta})](n_0 - n_1)ZT, \tag{5}$$

где $v_s = (ZT/m_i)^{1/2}$ — ионно-звуковая скорость. Амплитуда отраженной волны B растет, когда скорость M уменьшается. В свою очередь, скорость M определяется из второго уравнения (1), после подстановки туда выражений (3) и (5).

2. В стационарном режиме максимально возможные значения амплитуды A достигаются при M = 0; из уравнений (1) следует:

$$B = A, \quad \cos^2(\psi/2) = (\omega^2/\omega_p^2)4\pi(n_0 - n_1)ZT/A^2.$$

При этом второе уравнение (2) устанавливает связь между параметрами n_0, n_1, A и θ.

Таким образом, в стационарном режиме отражения наряду с падающей и отраженной волнами существует стационарная электрозвуковая волна. Причем из условий согласования трех волн следует, что частота заполнения электрозвуковой волны сдвинута относительно частоты падающей на величину $\Omega = (k_1 - k_0)V$, а частота отраженной волны — на величину $\omega - \omega_1 = 2k_1 V$. Из условий непрерывности поля **E** и производной $\partial\mathbf{E}/\partial x$ (1), (2) однозначно определяются скорость электрозвуковой волны V, амплитуда отраженной волны B, фазы φ и ψ для заданных значений амплитуды падающей волны A, плотностей плазмы на перепаде n_1 и n_0, а также угла падения θ. В заключение заметим, что плазма с плотностью n_1 движется относительно невозмущенной плазмы со скоростью $v = V(n_1 - n_0)/n_1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурович В. Ц., Карпман В. И. ЖЭТФ, **56**, 1952 (1969).
2. Андреев Н. Е., Силин В. П., Силин П. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 52 (1983).
3. Силин В. П. ЖЭТФ, **53**, 1662 (1967).
4. Горбунов Л. М. УФН, **109**, 185 (1973).
5. Литвак А. Г. В сб. Вопросы теории плазмы, вып. 10, М., Атомиздат, 1980, с. 184.
6. Силин В. П. УФН, **145**, 225 (1985).

Поступила в редакцию 29 мая 1986 г.