Краткие сообщения по физике № 12-1985 г.

УДК 533.9

ЭЛЕКТРОЗВУКОВАЯ УЕДИНЕННАЯ ВОЛНА В РАЗРЕЖЕННОЙ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

О. Н. Крохин, С. П. Цыбенко

Получено частное решение системы уравнений газодинамики и нелинейной электродинамики, имеющее вид волны сжатия. Решение определено в области плазмы с отрицательной диэлектрической проницаемостью при учете эффектов стрикции и релятивистской зависимости массы электрона в высокочастотном электромагнитном поле.

Рассмотрим стационарное движение изотропной сильно неизотермичной плазмы в присутствии мощной циркулярно поляризованной электромагнитной волны $\vec{E} = (1/2)[(\vec{z}_0 \pm i\vec{y}_0)E(x,t)\exp(-i\omega t) + \text{к. с.}]$. Случай циркулярно поляризованной волны особенно прост, так как в силу симметрии поля $\vec{E}$ не происходит генерации гармоник /1/.

Для одномерных движений основные уравнения поля и плазмы запишем в виде /1–4/:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(nv) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} = -v_s^2 \frac{\partial}{\partial x} \ln\left(\frac{n}{n_0}\right) - \frac{m_e c^2}{m_i} \frac{\partial}{\partial x}\left(1 + \frac{e^2|E|^2}{m_e^2\omega^2 c^2}\right)^{1/2}, \tag{2}$$

$$2i\omega\frac{\partial E}{\partial t} + c^2\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \omega^2\epsilon(\omega, |E|^2)E = 0, \tag{3}$$

$$\epsilon = 1 - 4\pi e^2 n/[m_e\omega^2(1 + e^2|E|^2/(m_e^2\omega^2c^2))^{1/2}]. \tag{4}$$

Здесь n, v – плотность и скорость плазмы; m_e – масса покоя электрона; m_i – масса иона; $v_s = (T/m_i)^{1/2}$ – ионно-звуковая скорость; T – электронная температура.

Для стационарной волны решение зависит от одной переменной $\xi = x + Vt$, где V – скорость движения волны. Интегрируя уравнения (1), (2) с граничным условием $v = 0$, $n = n_0$, $E = 0$ при $\xi \to -\infty$, получим для малых возмущений плотности:

$$\delta n/n_0 = (m_e c^2/T(M^2-1))[|E|^2/(8\pi n_0 m_e c^2) + (1/2)(|E|^2/(8\pi n_0 m_e c^2)) \times$$
$$\times ((3M^2-1)m_e c^2/(M^2-1)^2 T) - 1], \qquad (5)$$

где $\delta n = n - n_0$, $M^2 = V^2/v_s^2$. Используя (4) и (5), преобразуем уравнение (3), представив поле E в виде $|E| \exp(i\varphi)$, где φ – действительная фаза.

В случае $|m_e c^2/(T(M^2-1)) - 1| \ll 1$ имеем:

$$\frac{c^2}{\omega^2}\frac{d^2 a}{d\xi^2} - |\epsilon_0| a + \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \left[1 - \frac{m_e c^2}{T(M^2-1)}\right] a^3 - \frac{3}{2}\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 a^5 = 0,$$

$$d\varphi/d\xi = V\omega/c^2, \qquad (6)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n/m_e$, $\epsilon_0 = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, $a^2 = |E|^2/(8\pi n_0 m_e c^2)$. Уравнение (6) интегрируем с граничным условием $a = 0$ при $\xi \to -\infty$, в итоге получим

$$\frac{c^2}{2\omega^2}\left(\frac{da^2}{d\xi}\right)^2 - 2|\epsilon_0| a^4 + \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \left[1 - \frac{m_e c^2}{T(M^2-1)}\right] a^6 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 a^8 = 0. \qquad (7)$$

Уравнение (7) имеет следующее решение:

$$\frac{|E|^2}{8\pi n_0 m_e c^2} = 2^{-1/2}|\epsilon_0|^{1/2}[1 + \mathrm{th}(|\epsilon_0|^{1/2}(x+Vt)\omega/c)], \qquad (8)$$

$$M^2 - 1 = m_e c^2/[T(1 - 2^{3/2}|\epsilon_0|^{1/2})]. \qquad (9)$$

Решение (8), (9) описывает быструю волну сжатия ($M^2 \gg 1$), которая распространяется в плазме с отрицательной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_0 < 0$. Скорость волны определяется соотношением (9). Например, для плазмы с электронной температурой $T \approx 1$ кэВ $M^2 \gtrsim 500$. Высокочастотное давление $|E|^2/8\pi$ при этом может быть больше гидродинамического nT.

Скорость, определяемая выражением (9), является особой. Когда скорости стационарных волн больше (9), релятивистские эффекты преобладают над стрикционными, т. е. уменьшение локальной ленгмюровской частоты из-за релятивистского утяжеления электронов преобладает над увеличением той же частоты вследствие роста плотности плазмы. И наоборот, при меньших скоростях существуют солитонные решения /3,4/, когда основной нелинейный вклад в ленгмюровскую частоту ω_p дает стрикционный член.

Решение (8), (9) описывает движения, в которых возникает конкуренция стрикционного и релятивистского эффектов, причем, в случае слабой нелинейности знак первого нелинейного члена определяется знаком релятивистского члена.

В заключение оценим величину высокочастотного давления, когда эффект образования волн типа (8) может иметь место: $|E|^2/8\pi \sim n_0 m_e c^2 |\epsilon_0|^{1/2}$. Положим $|\epsilon_0| \sim 10^{-2}$, $n_0 \sim 10^{19}$ $см^{-3}$. В результате получим $|E|^2/8\pi \sim$ $\sim 10^5$ Дж/см^3, что соответствует потоку излучения CO_2-лазера по порядку величины 10^{15} Вт/см^2. Потоки излучения 10^{15} Вт/см^2 и выше достигнуты в лазерном эксперименте /5/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Литвак А. Г. В сб. Вопросы теории плазмы, вып. 10, М., Атомиздат, 1980, с. 164.
2. Цинцадзе Н. Л., Цхакая Д. Д. ЖЭТФ, **72**, 480 (1977).
3. Кадомцев Б. Б., Карпман В. И. УФН, **103**, 193 (1971).
4. Гурович В. Ц., Карпман В. И. ЖЭТФ, **56**, 1952 (1969).
5. Begay F., Forslund D. W. Phys. Fluids, **25**, 1675 (1982).

Поступила в редакцию 22 июля 1985 г.