Краткие сообщения по физике № 8 август 1972

ОБ ЭНЕРГИИ ИОННО-ЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ И ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ НЕУСТОЙЧИВОЙ ПЛАЗМЫ

В. В. Пустовалов, В. П. Силин

Теоретическое предсказание эффекта аномально сильного параметрического воздействия мощного излучения на плазму /I/ и последующее экспериментальное обнаружение аномального поглощения излучения плазмой /2-3/ привлекло большое внимание к теории турбулентного состояния параметрически неустойчивой плазмы. В работе /7/ была построена нелинейная теория квазистационарной турбулентности и найдена высокочастотная проводимость параметрически неустойчивой неизотермической плазмы. В случае изотермической плазмы такая проводимость определялась в работах /8-II/.

В настоящей заметке мы покажем, как асимптотический подход к нелинейной плазменной турбулентности, учитывающий спонтанное излучение, позволяет получить основные характеристики аномального воздействия мощного излучения на неизотермическую плазму.

Считая нелинейное взаимодействие определяющимся рассеянием ионно-звуковых волн на ионах, при небольшом превышении напряженности электрического поля волны накачиваемого излучения над порогом неустойчивости, согласно /7/, имеем уравнение

$$y_0 = y(x,\psi)\times$$

$$\times\left\{\psi^2 + x^2 - 1 - \frac{\partial}{\partial x}\int_{x_1}^{x_2} dx'\delta(x - x')\int_0^{\psi_1(x')}\psi' d\psi'(\psi^2 + \psi'^2)y(x',\psi')\right\} \qquad (I)$$

для функции $y(x,\psi)$, определяющей зависимость спектральной плотности энергии ионного звука $W_s(\bar{k})$ от безразмерного волнового числа

$x = b_0\psi_0(k - k_0)/k_0$ и угла $\psi = \theta\psi_0$

$$W_s(\vec{k}) = \frac{1}{2(2\pi)^{3/2}} \frac{r_{De}^2}{r_{Di}^2} \frac{\omega_{Li}}{\omega_{Le}} \frac{\psi_0}{b_0} \frac{N_e æ T_e}{k_0^3} y(x,\psi).$$

Здесь k_0 - распадное волновое число, при котором инкремент параметрической раскачки максимален

$$k_0 = \frac{1}{3r_{De}} \left\{ \left[\frac{\omega_{Li}^2}{\omega_{Le}^2} + 6\,\frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_p} \right]^{1/2} - \frac{\omega_{Li}}{\omega_{Le}} \right\}, \quad \omega_p \equiv \sqrt{\omega_{Le}^2 + \omega_{Li}^2},$$

а θ - угол между волновым вектором $\vec{k}$ ионного звука и электрическим полем $\vec{E}_0$ волны накачки. Величина $\psi_0^2 \gg 1$ характеризует превышение поля накачки над пороговым значением $E_{пор}$

$$\psi_0^2 \equiv \left[(E_0/E_{пор})^2 - 1 \right]^{-1}; \; E_{пор}^2 = 8(2\pi)^{3/2} N_e æ T_e \frac{\omega_{Li}}{\omega_{Le}} \frac{\tilde{\gamma}(k_0)}{\omega_0},$$

а высокочастотный декремент $\tilde{\gamma}(k)$ определяется затуханием Ландау и столкновениями электронов с ионами (с частотой $\nu_{ei} \ll kV_{Te}$)

$$\tilde{\gamma}(k) = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_0}{(kr_{De})^3} \exp\left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_0}{kv_{Te}} \right)^2 \right\} + \frac{\nu_{ei}}{2}.$$

Кроме того,

$$b_0 = \frac{k_0 v_{Te}}{\tilde{\gamma}(k_0)} \left[\frac{\omega_{Li}^2}{\omega_{Le}^2} + 6\,\frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_p} \right]^{1/2},$$

ω_{Le} и ω_{Li} - электронная и ионная ленгмюровские частоты, r_{De} и r_{Di} - дебаевские радиусы электронов и ионов, $v_{Te} = (æT_e/m)^{1/2}$ - тепловая скорость электронов с температурой T_e и массой m ($æ$ - постоянная Больцмана), N_e - число электронов в единице объема, ω_0 - частота волны накачки. Спонтанное излучение звука обусловлено черенковским эффектом на электронах и характеризуется величиной y_0:

$$y_0 = 2(2\pi)^{3/2} \frac{r_{Di}^2}{r_{De}^2} \frac{\omega_{Le}}{\omega_{Li}} \frac{k_0^3}{N_e} b_0\psi_0.$$

При этом тепловой уровень шума $W_s(\tilde{k}) = \varkappa T_e$ соответствует $y = (y_0/\psi_0^2)$.

Поскольку зона параметрической раскачки соответствует

$$\psi^2 + x^2 \leqslant 1,$$

то естественно считать, что величины, описывающие зону сильно надтеплового турбулентного шума

$$\psi^2 \leqslant \psi_1^2(x), \quad x_1 \leqslant x \leqslant x_2, \qquad (2)$$

также оказываются порядка единицы. Это позволяет определить порядок величины энергии ионно-звуковых волн и аномальной высокочастотной проводимости параметрически возбуждаемой плазмы.

Согласно уравнению (I) зависимость шума от угла ψ дается формулой (ср. /I0, II/):

$$y(x,\psi) = \frac{y_0}{A(x) + B(x)\psi^2}. \qquad (3)$$

При написании уравнений, определяющих согласно (I) и (3) функции $A(x)$ и $B(x)$, учтем, что на границе $\psi = \psi_1(x)$ области турбулентности (2) спектральная плотность энергии ионного звука в $\alpha \gg 1$ раз превышает тепловую

$$y(x,\psi_1(x)) = \frac{\alpha y_0}{\psi_0^2}.$$

Учтем также, что высокий уровень ионно-звукового шума в зоне (2) достигается при малой функции $A(x) \ll 1$. В результате из уравнения (I) получаем

$$\frac{y_0}{2}\frac{d}{dx}\frac{\psi_0^2}{\alpha B^2(x)} = x^2 - 1, \qquad (4)$$

$$\frac{y_0}{2}\frac{d}{dx}\frac{1}{B(x)}\ln\frac{\psi_0^2}{\alpha A(x)} = 1 - B(x). \qquad (5)$$

из уравнения (4) следует, что функция

$$B \sim \psi_0 (y_0/\alpha)^{1/2} \qquad (6)$$

мала при не слишком близких к пороговому значениях напряженности электрического поля волны накачки. В этих условиях в правой части уравнения (5) можно пренебречь $B(x)$ в сравнении с единицей. Соответственно этому

$$\frac{y_o}{2}\frac{1}{B(x)}\ln\frac{\psi_o^2}{\alpha A(x)}\sim 1. \qquad (7)$$

Отсюда следует экспоненциальная малость функции $A(x)$:

$$A(x)\sim\exp\left(-\frac{\psi_o}{\sqrt{y_o\alpha}}\right). \qquad (8)$$

Поскольку левая часть соотношения (7) равна

$$\int\limits_0^{\psi_1(x)}\psi d\psi y(x,\psi),$$

то ясно, что интеграл безразмерного шума (3) по зоне турбулентности (2) также по порядку величины равен единице. Это обстоятельство и позволяет записать теперь для плотности энергии ионно-звуковых волн следующую формулу:

$$W\equiv\int\frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3}W_s(\vec{k})\sim\frac{1}{(2\pi)^{7/2}}\frac{r_{De}^2}{r_{Di}^2}\frac{\omega_{Li}}{\omega_{Le}}\frac{N_e\varkappa T_e}{(b_o\psi_o)^2}. \qquad (9)$$

Имея в виду, что согласно /7/ такая плотность энергии (9) определяет эффективную частоту столкновений $\nu_{эфф}$, характеризующую высокочастотную проводимость плазмы (e – заряд электрона)

$$\sigma_T=\frac{e^2N_e}{m\omega_o^2}\nu_{эфф},$$

получаем окончательно

$$\nu_{эфф}=2\tilde{\gamma}(k_o)\times$$

$$\times\left(\frac{E_o^2}{E_{пор}^2}-1\right)\left\{1+C\frac{8(2\pi)^{7/2}}{81}\frac{r_{Di}^2}{r_{De}^2}\frac{\omega_{Li}^2}{\omega_{Le}^2}(1+\Delta)(\sqrt{1+\Delta}-1)^2\right\}^{-1}. \qquad (10)$$

Здесь

$$\Delta=6\frac{\omega_{Le}^2}{\omega_{Li}^2}\frac{\omega_o-\omega_p}{\omega_p},$$

а c - коэффициент порядка единицы.

Сравнение изложенного с результатами работы /7/ показывает, что асимптотическое рассмотрение, учитывающее малый, но конечный эффект спонтанного излучения ионно-звуковых волн, позволяет уточнить угловое распределение (3) спектральной плотности энергии. В то же время выводы о полной (по спектру) плотности энергии колебаний и турбулентной высокочастотной проводимости, полученные в работе /7/, подтверждаются изложенным здесь подходом.

Поступила в редакцию
26 мая 1972 г.

Литература

1. В. П. Силин. ЖЭТФ, 48, 1679 (1965).
2. И. Р. Геккер, О. В. Сизухин. Письма в ЖЭТФ, 9, 408 (1969).
3. К. Ф. Сергейчев, В. Е. Трофимов. Письма в ЖЭТФ, 13, 236 (1971).
4. Г. М. Батанов, Л. М. Горбунов, К. А. Сарксян. Сборник "Краткие сообщения по физике" ФИАН, № 8, 60 (1971).
5. H. Dreicer, D. B. Henderson, J. C. Jngraham. Phys. Rev. Letts. 26, 1616 (1971).
6. Р. А. Демирханов, Г. Л. Хорасанов, И. К. Сидорова. ЖЭТФ, 59, 1874 (1970).
7. В. В. Пустовалов, В. П. Силин. ЖЭТФ, 59, 2215 (1970).
8. E. Valeo, F. Perkins; C. Oberman. Bull. Am. Phys. Soc., 16, 1233 (1971).
9. D. F. Dubois, M. V. Goldman. Bull. Am. Phys. Soc., 16, 1257 (1971).
10. D. F. Dubois, M. Y. Goldman. Phys. Rev. Letts., 28, 218 (1972).
11. E. Valeo, C. Oberman, F. W. Perkins. Phys. Rev. Letts., 28, 340 (1972).