*Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 3, стр. 194 – 197 5 августа 1972 г.*

# АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВОЙНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЕ

*А. А. Галеев, В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев*

Возможность аномального поглощения энергии высокочастотного электрического поля

$$E_z(x, t) = E_o \cos(\omega_o t - k_o x) \qquad (1)$$

чаще всего связывают с процессом распада волны накачки на плазмон и фонон вблизи критической плотности плазмы $n_c$ [1 – 4]. В данной заметке мы хотим обратить внимание на то, что в горячей плазме следует учитывать наличие еще одной зоны поглощения при плотностях в четыре раза меньше критической. Указанное поглощение обусловлено процессом распада волны накачки на два плазменных колебания $(\omega_1, \mathbf{k}_1)$ и $(\omega_2, \mathbf{k}_2)$. Инкремент неустойчивости может быть выражен через матрицу взаимодействия $V_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_o, -\mathbf{k}_2}$ [5], связывающую амплитуды вероятности трех волн:

$$\nu_d(k) = \sqrt{\left(V_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_o, -\mathbf{k}_2}\right)^2 \frac{E_o^2}{8\pi|\omega_o|} - \frac{1}{4}(\omega_o - \omega_1 - \omega_2)^2}. \qquad (2)$$

Здесь матричный элемент $V_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_o, -\mathbf{k}_2}$ отличается от вычисленного в работе [6] элемента $V_{\mathbf{k}_o \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2}$ только знаком. В приближении $k_{1,2} >> k_o$ имеем:

$$V_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_o, -\mathbf{k}_2} = \frac{\omega_p}{\sqrt{4 n_o m|\omega_o|}} k_o \sin 2\theta \cos \phi , \qquad (3)$$

где $\theta, \phi$ – сферические координаты с полярной осью вдоль $z$.

Механизм аномального поглощения высокочастотного поля заключается в эффективном увеличении соударений электронов с развивающимися плазменными волнами. Задача о нахождении эффективной частоты соударений сводится к количественному описанию нелинейной стадии неустойчивости на основе теории слаботурбулентной плазмы (пример такого подхода изложен в [7]). Поскольку аналитическое решение для интересующей нас задачи получить не удается, то мы воспользуемся более простыми физическими соображениями для оценки $\nu_{эфф}$. Дело в том, что эффективные соударения частиц с турбулентными пульсациями, как и кулоновские соударения, должны повышать порог неустойчивости. Естественно предположить, что развитие неустойчивости прекращается тогда, когда достигается порог неустойчивости, рассчитанный по эффективной частоте соударений:

$$\{ 0{,}5\, \omega_p (eE_0^2/8\pi n_0 mc^2)^{1/2} - \nu^{\ell}_{эфф} \} W^{\ell}_k = 0 \tag{4}$$

где $W^{\ell}_k$ – спектральная плотность энергии плазменных колебаний. Это выражение дает нам эффективную частоту соударений, описывающую диссипацию энергии плазмонов. Мы будем считать, что как и в кулоновской плазме, эта же частота определяет диссипацию электромагнитной моды.[1]

С другой стороны следует иметь в виду, что в низшем порядке разложения по энергии колебаний основным нелинейным процессом в кинетическом уравнении для плазмонов является процесс индуцированного рассеяния плазмонов на ионах, сохраняющий число плазмонов. Поэтому в любой последовательной теории должен присутствовать реальный сток для числа плазмонов. Естественный сток появляется при учете кулоновских соударений частиц. Однако, в разреженной плазме слабый сток является причиной образования конденсата плазмонов:

$$\int \frac{dk}{2\pi} W^{\ell}_k = \frac{\nu_{эфф}}{\nu_{эфф}} \frac{E_0^2}{8\pi} . \tag{5}$$

Естественным выходом из создавшейся ситуации является допущение о наличии немаксвелловского хвоста электронов, способного поглощать плазмоны. Механизм отрастания такого хвоста возникает в неоднородной плазме. При падении электромагнитной волны под углом 45° к направлению неоднородности можно ограничиться одномерной моделью турбулентности и получить простое аналитическое решение. Такая модель описывается системой двух уравнений для спектральной плотности энергии плазмонов $W^{\ell}_k$ и функции распределения электронов $F_e(v)$:

$$\frac{\omega_p}{L} \frac{dW^{\ell}_k}{dk} = 2 \left\{ \nu_d(k) + \frac{\pi \omega_p^3}{2k^2} \frac{dF_e}{dv} (\omega_p/k) \right\} W^{\ell}_k , \tag{6}$$

---

[1] Аналитическое решение, описывающее нелинейную стадию распада на плазменную и звуковую волны [7], подтверждает справедливость такой простой оценки.

$$\frac{v}{L}(F_e - F_{m,e}) = \frac{d}{dv}\,\frac{2\pi e^2}{m^2}\,W_k^{\ell}(k=\omega_p/v)\frac{d}{dv}F_e\,, \qquad (7)$$

где мы предположили, что медленные электроны успевают максвеллизоваться, а быстрые уходят из плазмы; $L$ – масштаб неоднородности, $F_{m,e}$ – максвелловская функция распределения электронов. Дрейф плазмонов в $k$-пространстве выносит колебания из неустойчивой области. Наибольший коэффициент усиления имеет пара возмущений, частота одного из которых постоянна:

$$K = (2\pi\omega_p L/48c)E_o^2/8\pi n_o T_e\,. \qquad (8)$$

Порог неустойчивости определяется условием достижения нелинейного уровня $K > \ln\Lambda$ ( $\ln\Lambda$ – кулоновский логарифм )[2]. Полное решение уравнения (6) представляем в простом виде:

$$W_k^{\ell} \simeq \overline{W}\exp\{-\pi\omega_p L F_e(\omega_p/k)\},\quad k^2\lambda_D^2 > \frac{\omega_o - 2\omega_p}{3\omega_p}, \qquad (9)$$

где среднее значение спектральной плотности энергии $\overline{W}$ оценивается либо по закону линейного усиления, либо находится с учетом нелинейного насыщения благодаря индуцированному рассеянию плазмонов на ионах. Вытягивание электронов из основного распределения в хвост обусловлено наличием колебаний с малой фазовой скоростью. С помощью уравнения (9) решение квазилинейного уравнения (7) представляется в терминах интеграла вероятности $\Phi(\alpha)$ (приближение $\overline{W}/nT >> \lambda_D^2/L$):

$$\Phi[\pi\omega_p L F_{me}(v_*)] - \Phi[\pi\omega_p L F_e(v)] = \sqrt{\frac{\pi}{32}}\left[\frac{L}{\lambda_D^2}\,\frac{\overline{W}}{n_o T}\right]^{-1/2}\frac{v^2 - v_*^2}{v_{Te}^2}, \qquad (10)$$

где $v_*$ находится из условия непрерывности производных функции распределения в точке $v = v_*$.

Полученное решение не годится при малых $L$, когда числа электронов в хвосте достаточно для поддержания неустойчивости вблизи порога:

$$F_e(v) = K/\pi\omega_p L,\quad v/v_{Te} < \sqrt{3\omega_p/(\omega_o - 2\omega_p)}\,. \qquad (11)$$

---

[1] При оценке коэффициента усиления в системе "плазмон + фонон", рождающейся из фотона с частотой $\omega_o \approx \omega_{pe}$, постоянной следует считать частоту плазменного колебания. При этом выражение для $K$ совпадает с найденным в [9]

При слишком больших $L$ образуется конденсат плазмонов. Группировка плазмонов в пакете вследствие модуляционной неустойчивости [8] может приводить к увеличению неоднородности плазмы за счет неоднородности высокочастотного давления.

Институт
высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 июля 1972 г.

## Литература

[1] В.Н.Ораевский, Р.З.Сагдеев. ЖТФ, 32, 1291, 1962; Б.Б.Кадомцев. Вопросы теории плазмы. Атомиздат, 4, стр. 226, 1964.

[2] В.П.Силин. ЖЭТФ, 48, 1679, 1965.

[3] D.F.Du Bois, M.V.Goldman. Phys. Rev. Lett., 14, 544, 1965.

[4] P.K.Kaw, J.M.Dawson. Phys. Fluids., 12, 2586, 1969.

[5] А.А.Галеев, В.И.Карпман. ЖЭТФ, 44, 592, 1963.

[6] R.Aamodt, W.B.Drummond. J.Nucl. Energy., 6, 147, 1964.

[7] E.Valeo, C.Oberman F.Perkins. Phys. Rev. Lett., 28, 340, 1972.

[8] А.А.Веденов, Л.И.Рудаков. Доклады АН СССР, 159, 767, 1964.

[9] F.W.Perkins, J.Flick. Phys. Fluids, 14, 2012, 1971.