

ДВУМЕРНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ДВУХПЛАЗМОННОЙ  
ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Н. Е. Андреев, В. Т. Тихончук

УДК 533.951

Исследована двумерная релаксация двухплазменной параметрической неустойчивости, насыщаемой индуцированным рассеянием плазменных волн на ионах. Найдены условия применимости одномерного приближения.

Исследования нелинейной стадии развития параметрических неустойчивостей /1-5/ показали эффективность индуцированного рассеяния плазменных волн на ионах как механизма насыщения параметрической турбулентности. Различие характерных масштабов изменения инкремента неустойчивости по модулю волнового вектора  $k$  и углу  $\theta$  позволило в ряде работ /2-5/ сделать вывод о том, что параметрическая турбулентность носит квазидномерный характер. То есть спектральная плотность энергии турбулентных волн отлична от нуля лишь на некоторых выделенных линиях в  $k$ -пространстве.

Настоящая заметка посвящена детальному исследованию области применимости одномерного приближения в теории параметрической турбулентности и возможности существования двумерных турбулентных распределений. Рассмотрение проводится на примере двухплазмонного параметрического распада /3,4/.

Наличие большого параметра  $\rho = (\omega_0 - 2\omega_{Le})/2\tilde{\gamma} \gg 1$  (здесь  $\omega_0$  - частота волны накачки,  $\omega_{Le}$  - электронная ленгмювская частота ( $\omega_0 \geq 2\omega_{Le}$ ),  $\tilde{\gamma}$  - декремент затухания плазмонов) в инкременте параметрического двухплазмонного распада позволило ранее /3,4/ свести кинетическое уравнение для турбулентной спектральной плотности энергии  $w(k, \theta, t)$  ( $\theta$  - угол между волновым вектором плазмонов  $\vec{k}$  и волновым вектором волны накачки  $\vec{k}_0$ )

$$\begin{aligned}
\frac{\partial W(k, \theta, t)}{\partial t} - 2\tilde{\gamma} \varepsilon T_0 \left\{ 1 + p^2 \sin^2 2\theta \left[ 1 + p^2 \left( 1 - \frac{k^2}{k_m^2} \right)^2 \right]^{-1} \right\} = \\
= 2\tilde{\gamma} W(k, \theta, t) \left\{ -1 + \left[ p^2 \sin^2 2\theta - p^2 \left( 1 - \frac{k^2}{k_m^2} \right)^2 \right]^{1/2} - \right. \\
\left. - \int_0^{\infty} dk' k'^2 \int_0^{\pi} d\theta' \sin^2 \theta' Q(k, \theta; k', \theta') W(k', \theta', t) \right\} \quad (I)
\end{aligned}$$

к одномерному нелинейному нестационарному интегральному уравнению для углового распределения плотности энергии плазмонов в условиях

$$1 \ll p \ll \rho.$$

Величина  $p = E_0/E_{\min}$  определяет превышение поля накачки  $E_0$  над минимальным пороговым  $E_{\min} = 8\sqrt{2/3} m c \tilde{\gamma} / |e|$  ( $e$  и  $m$  - заряд и масса электрона),  $k_m = r_{De}^{-1} [(\omega_0 - 2\omega_{Le})/3\omega_{Le}]^{1/2}$  ( $r_{De}$  - дебаевский радиус электрона),  $Q$  - ядро нелинейного взаимодействия, описывающее индифферентное рассеяние плазмонов на ионах /3/.

Ниже мы ограничимся наиболее интересным с точки зрения лазерного термоядерного синтеза случаем дифференциальной перекачки /4/, когда характерный масштаб взаимодействия волн по углам

$$\Delta\theta \approx \frac{1}{\beta} \approx \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \frac{c v_{Ti}}{v_{Te}^2}$$

мал по сравнению с характерной угловой шириной инкремента  $(p-1)/p$ , однако превосходит характерный масштаб изменения инкремента по волновым числам  $\Delta k/k_m \sim p/\rho \ll 1$ , то есть будем предполагать выполненными соотношения

$$1 \ll \beta \frac{p-1}{p} \ll \frac{\rho}{p}. \quad (2)$$

При этом уравнение для безразмерной спектральной плотности энергии плазмонов  $u(z, x, \tau) = \cos x \cdot W(k, \theta, t) / \varepsilon T_0$  (здесь  $z = 2\rho(1 - k/k_m)$ ,  $\theta = x + \pi/2$ ,  $\tau = 2\tilde{\gamma}t$ ) может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial y(z, x, \tau)}{\partial \tau} = \cos x + p^2 \frac{\cos x \sin^2 2x}{1 + z^2} + \left[ \sqrt{p^2 \sin^2 2x - z^2} - 1 \right] \times$$

$$\times y(z, x, \tau) - \alpha y(z, x, \tau) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} dx' \int_{-z(x')}^{z(x')} dz' Q(z-z'; x, x') y(z', x', \tau),$$

$$z(x) = p |\sin 2x|, \quad (3)$$

где  $\alpha$  определяет меру нелинейного взаимодействия

$$\alpha = \frac{k_m^3}{(2\pi)^{5/2} n_e} \frac{\beta}{4p} \frac{\omega_{Te}}{\gamma} \left( \frac{r_{De}}{r_{Di}} + \frac{r_{Di}}{r_{De}} \right)^{-2},$$

а ядро  $Q$  в условиях (2) принимает вид

$$Q(z; x, x') = \begin{cases} q_1(x, x'), & x \neq x' \\ q_2(z, x), & x = x', \end{cases}$$

$$q_1(x, x') = (\sin x' - \sin x) \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{z^2}{\sqrt{1-z}} \exp \left[ -\frac{\beta^2 (\sin x - \sin x')^2}{2(1-z)} \right],$$

(4)

$$q_2(z, x) = -4\sqrt{2} z \sin x \int_0^{2\pi} d\varphi \Delta^{-1/2} (1 - 2\sin^2 \varphi \cos^2 x)^2 \exp \left[ -\frac{\beta^2 z^2 \sin^2 x}{2\Delta} \right],$$

где  $z = \sin x \sin x' + \cos x \cos x' \cos \varphi$ ;  $\Delta = z^2 + 16p^2 \sin^2 \varphi \cos^2 x$ .

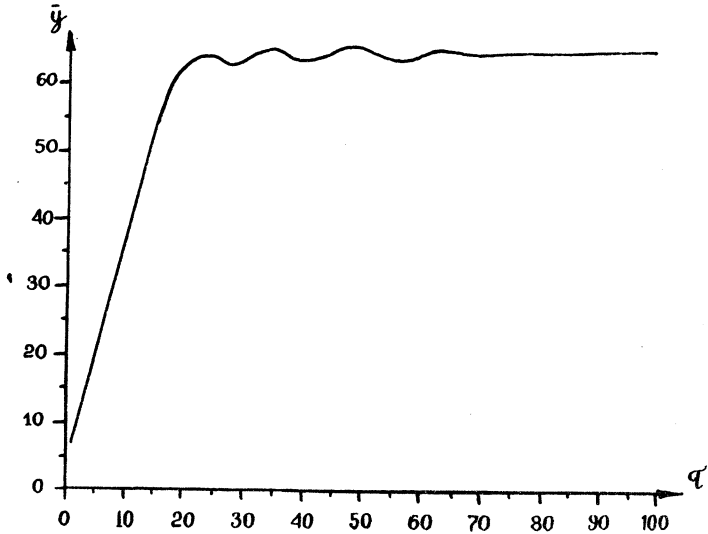
Уравнение (3) с ядром (4) решалось численно с начальным условием  $y(z, x, 0) = \cos x$ , соответствующим уровню тепловых флуктуаций  $W = 2T_e$ . Результаты расчета для параметров  $\alpha = 1,4$ ;  $\beta = 10$ ,  $\rho = 5 \cdot 10^3$ ,  $p = 1,15$  представлены на рисунках.

Сравнение приведенной на рис. I зависимости полного шума

$$\bar{y}(\tau) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} dx \int_{-z(x)}^{z(x)} dz y(z, x, \tau)$$

от времени с соответствующими результатами /4/ одномерной теории ( $p \rightarrow \infty$ ) показывает, что учет конечности ширины линии по длинам волн плазмонов (т.е. конечности

параметра  $\rho$ ) приводит к уменьшению амплитуды осцилляций во времени и более быстрому выходу полного шума на стационарное значение.

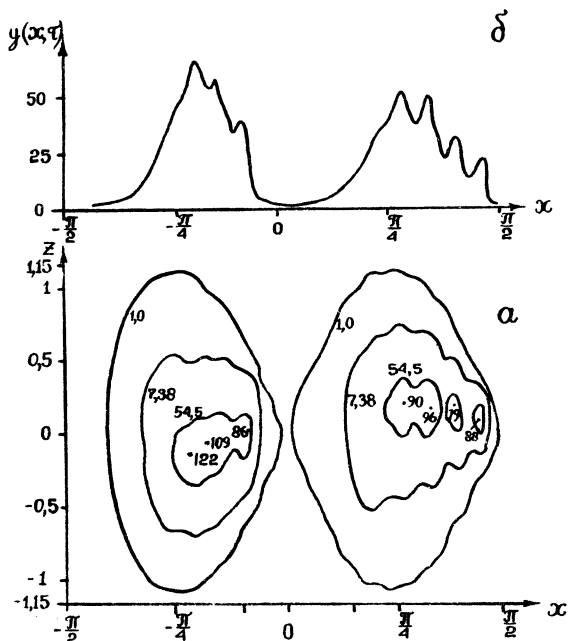


Р и с. I. Эволюция полного шума во времени  $\bar{y}(\tau)$

На рисунке 2а изображены линии уровня спектральной плотности энергии  $y(z, x, \tau) = \text{const}$  при  $\tau = 51$ , а на рисунке 2б угловое распределение энергии плазмонов  $y(x, \tau) = \int_{-z(x)}^{z(x)} dz y(z, x, \tau)$  в тот же момент времени. Из этих рисунков видно, что уменьшение амплитуды осцилляций и времени выхода на стационарный уровень обусловлено перекачкой энергии плазмонов по длинам волн (т.е. смещением максимумов распределения  $y(z, x, \tau)$  от линии  $z = 0$ ). Такая перекачка заметно сглаживает угловое распределение плазмонов /4/, сохраняя тем не менее расстояние между соседними пиками в угловом распределении  $\Delta x \sim \beta^{-1}$ .

Отметим, что уменьшение параметра  $\rho$  приводит к существенно увеличению скорости перекачки шума по длинам волн. Так, уже при  $\rho = 5 \cdot 10^2$  (и тех же остальных параметрах) выход полного шу-

ма на стационарное значение происходит практически без осцилляций. Таким образом, проведенное исследование указывает на существование двумерных режимов релаксации двухплазменной неустойчивости при  $\omega_0 - 2\omega_{Le} \leq 100\gamma$  и  $E_0 \gg E_{min}$ .



Р и с.2. Спектральное распределение плотности энергии плазмонов при  $\tau = 51$ . (а) - линии уровня  $u(z, x, \tau) = 1; 7,38; 54,5$ ; (б) - угловое распределение

В заключение отметим, что не учтенные в настоящей работе другие механизмы насыщения неустойчивости - нелинейный сдвиг фазы волны накачки /6,7/, а также нелинейное затухание возбуждаемой ленгмювской волны вследствие ее распада на другую ленгмювскую и ионно-звуковую волны - ограничивают область применимости полученных результатов следующими неравенствами (см. ф-лу (2) работы /8/):

$$T_1 \geq T_e; \quad \sqrt{\frac{T_1}{T_e}} \frac{\omega_{I1}}{\omega_{Ie}} \sqrt{\frac{p}{p-1}} < \frac{v_{Te}}{c} < \frac{\omega_{I1}}{\omega_{Ie}} \sqrt{\frac{\omega_{Ie}}{\omega_0 - 2\omega_{Ie}}}$$

Поступила в редакцию  
30 марта 1976 г.

### Л и т е р а т у р а

1. В. В. Пустовалов, В. П. Силин. ЖЭТФ 59, 2215 (1970);  
Сб. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8, 33 (1972).
2. Б. Н. Брейтман, В. Е. Захаров, С. Л. Мушер. ЖЭТФ 64, 1297 (1973).
3. В. В. Пустовалов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. ЖЭТФ 65, 1880 (1973).
4. Н. Е. Андреев, В. В. Пустовалов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. Письма в ЖЭТФ 18, 624 (1973); Квантовая электроника I, 1099 (1974).
5. В. В. Пустовалов, А. Б. Романов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. Письма в ЖЭТФ 20, 356 (1974).
6. В. Е. Захаров, В. С. Львов, С. С. Старобинцев. УФН 114, 609 (1974).
7. D. F. Du Bois, V. Bezerides. Preprint LA-UR-75-727, Los Alamos, 1975.
8. И. Д. Быченко, В. В. Пустовалов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. Физика плазмы, 2, № 6 (1976).