

О РАСПАДНОМ МЕХАНИЗМЕ НАСЫЩЕНИЯ
ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

В. В. Александров, В. Ю. Быченко,

Г. Л. Стенчиков, В. Т. Тихончук

УДК 533.951

Численным решением нелинейного интегрального уравнения исследовано насыщение двухплазменной параметрической неустойчивости распадом взаимодействием волн. Выявлены характерные черты в релаксации спектральной плотности энергии ленгмюровских шумов и проведено сравнение результатов численного счета с теоретическими оценками.

В плазме, подвергающейся воздействию мощного излучения, легко осуществляются условия эффективного нелинейного взаимодействия параметрически возбуждаемых волн. Сравнительный анализ эффективности различных нелинейных механизмов стабилизации двухплазмонного параметрического распада /1/ выявил решающую роль распадного механизма насыщения в формировании конечного турбулентного состояния неизотермической плазмы с горячими электронами ($v_{Te}^2 > cv_{Ti}$, $v_{Te(i)}$ - тепловая скорость электронов (ионов), c - скорость света). Поэтому исследование эволюции плазменной турбулентности, обусловленной именно этим механизмом насыщения, представляет интерес для лазерной плазмы, изучаемой в ходе решения проблемы управляемого термоядерного синтеза.

Рассмотрим неизотермическую плазму с температурой электронов T_e , значительно превышающей ионную $T_i \ll T_e$, подвергающуюся воздействию волны накачки $\vec{E}_0 \sin(\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{r})$ с частотой ω_0 , близкой к удвоенной ленгмювской частоте электронов $2\omega_{Le}$. При превышении напряженностью поля накачки E_0 порогового значения E_{min} в плазме развивается параметрическая неустойчивость типа распада электромагнитной волны на два плазмона. При небольшом превышении порога $p - 1 < 1$ ($p = E_0/E_{min}$) нелинейная стадия параметрической неустойчивости описывается следующим уравнением

для безразмерной спектральной плотности энергии плазмонов (ср. /2/)

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} - \frac{1}{y} = y \left[1 - x^2 - \varepsilon \int_{x-d}^{x+d} dx' q(x'-x) y(x', \tau) \right], \quad y(x, 0) = 1, \quad (I)$$

где

$$q(x) = x \frac{(d_0^2 - x^2)^2}{\sqrt{d^2 - x^2}}, \quad d_0 = 2\alpha \sqrt{\frac{p}{p-1}}, \quad d = 2\alpha \sqrt{\frac{p(1-\alpha^2)}{p-1}},$$

$$\alpha = \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \frac{\omega_{L1}^c}{\omega_{Le} v_{Te}} < 1,$$

(2)

$$\varepsilon = (384\pi n_e \Gamma_{De}^3 \alpha^4)^{-1} \frac{(p-1)^2}{p^2} \sqrt{\frac{\omega_0 - 2\omega_{Le}}{6\omega_{Le}}},$$

$$\tau = 2\gamma(p-1)t, \quad x = \sqrt{\frac{2p}{p-1}} (\theta - \theta_0).$$

Здесь γ - высокочастотный декремент затухания, $\omega_{Le}(1)$ - ленгморовская частота электронов (ионов), $\Gamma_{De} = v_{Te}/\omega_{Le}$.

Уравнение (I) описывает эволюцию спектральной плотности энергии плазмонов

$$w(k, \tau) = \frac{2\pi}{3} \sqrt{\frac{2p}{p-1}} \frac{x_{Te}^T}{k x_{De}^2} \frac{\gamma}{\omega_{Le}} \delta \left(k - \frac{1}{\Gamma_{De}} \sqrt{\frac{\omega_0 - 2\omega_{Le}}{3\omega_{Le}}} \right) y(x, \tau)$$

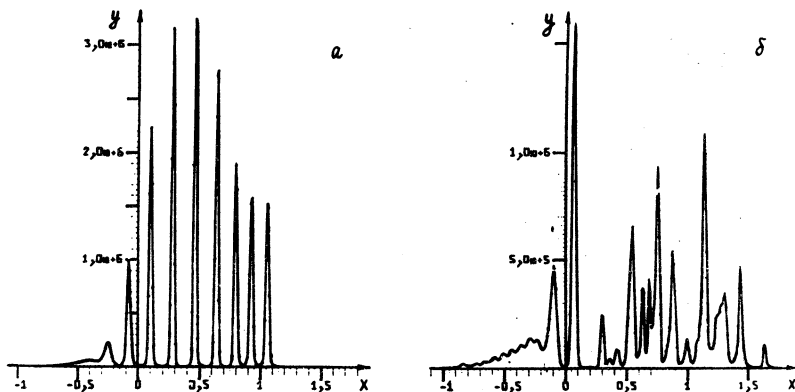
в случае естественной или круговой поляризации волны накачки при развитии турбулентности в двух зонах, $|\theta - \theta_0| \ll 1$, $\theta_0 = \pi/4$, $\pi/4$ ($\theta = \arccos(kk_0/kk_0$). Ядро (2) обусловлено нелинейным взаимодействием волн, когда биения взаимодействующих плазмонов представляют собой ионно-звуковые колебания, существующие в неизоэнтальной плазме.

Численное исследование /3/ уравнения (I) с ядром (2) обнаруживает существование различных режимов релаксации плазменной турбулентности. В случае интегральной перекачки по спектру, когда $d \gg 1$, из любой точки области неустойчивости $|x| < 1$ энергия эффективно переносится в область затухания $x > 1$ и устанавливается спектральное распределение в виде узкой линии на грани-

це области неустойчивости $x = 1$. Такое распределение шума находится в соответствии с аналитическими результатами, полученными из (1), (2) при $d \gg 1$, а именно

$$y \propto \delta(x - 1),$$

$$\frac{E^2}{8\pi} \equiv \int \frac{d\tilde{k}}{(2\pi)^3} w(\tilde{k}, \tau) \approx 16 \sqrt{p(p-1)} \frac{\tilde{\gamma}}{\omega_{Le}} \alpha \sqrt{1-\alpha^2} [1 + cJ_0(2\sqrt{2}\tau)] n_0 \mathcal{E} T_e,$$

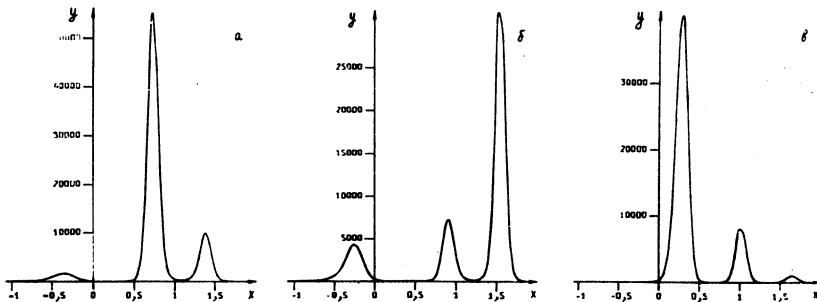


Р и с. 1. Численные решения уравнения (1) в моменты времени $\tau = 16$ (а), $\tau = 44$ (б) при $\varepsilon = 13,3$, $d = 0,094$, $d_0 = 0,1$

где $c \leq 1$, J_0 - функция Бесселя нулевого порядка, а также численными расчетами работы [4] для индуцированного рассеяния волн на ионах. Уменьшение параметра $d \geq 1$ приводит к уширению спектрального распределения шума и увеличению характерного масштаба турбулентности.

В дифференциальном режиме, когда $d \ll 1$, спектральная перекачка носит качественно иной характер. Энергия по спектру переносится узкими пакетами волн (солитонами), которые рождаются в окрестности левой границы области неустойчивости $x \approx -1$ и распространяются со скоростями, пропорциональными их амплитудам до точки $x \approx 2$, где они тормозятся и затухают (рис. 1, 2). На рисунке 1а изображено спектральное распределение (решение уравнения (1) с параметром $\varepsilon = 13,3$, $d = 0,094$, $d_0 = 0,1$ в момент времени $\tau = 16$), соответствующее началу нелинейной стадии процесса,

когда первоначально гладкий профиль, сформированный в основном механизмами спонтанной генерации шумов (слагаемое $-1/y$ в левой части (I)), раскачкой и поглощением волн (слагаемое $y(1-x^2)$ в правой части (I)), разбился на систему солитонов. Ширина линии равна ширине ядра d интегрального слагаемого, описывающего не-



Р и с.2. Численные решения уравнения (I) с параметрами $\epsilon = 0,1$, $d = 0,49$, $d_0 = 0,5$ в последовательные моменты времени $\tau = 12$ (а), $\tau = 13$ (б) и $\tau = 15$ (в)

линейное взаимодействие, и с ростом времени существенно не меняется, масштаб турбулентности сохраняет порядок d на протяжении всего процесса. Как видно из рис. 1б, соответствующего моменту времени $\tau = 44$ и тем же параметрам расчета, солитоны распространяются в положительном направлении оси x и заполняют интервал $-1 < x < 1,7$. Число их при этом увеличивается и достигает значения порядка $1/d$. Солитоны формируются в области $-1 < x < 0$ и затухают в окрестности точки $x \approx 1,6$ на правой границе спектра (рис. 1б). Непрерывный поток солитонов в положительном направлении оси x обеспечивает перекачку энергии по спектру. При уменьшении параметра ϵ амплитуда солитонов растет как по абсолютной величине, так и по отношению к уровню шума вне линии (фону) и может превышать его на несколько порядков. Приближение к стационару (релаксационная стадия) характеризуется уменьшением амплитуды линий и возрастанием фона (рис. 1а и 1б). Спектральное распределение редуцируется в систему неподвижных линий, имеющих амплитуду, сравнимую с амплитудой фона.

При больших временах

$$\tau > 96(p-1)n_e r_{De}^3 \sqrt{\frac{6\omega_{Le}}{\omega_0 - 2\omega_{Le}}} [f(\alpha)\alpha^2(1-\alpha^2)]^{-1}, \quad (3)$$

$$f(\alpha) \equiv 8 - 12(1-\alpha^2) + 5(1-\alpha^2)^2$$

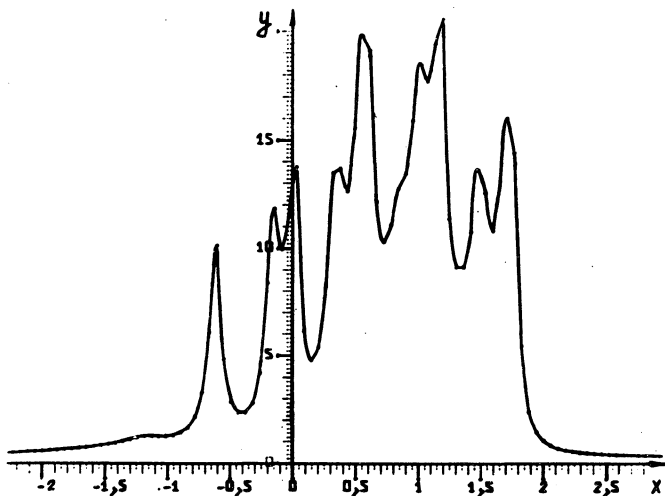
устанавливается стационарное спектральное распределение, аналогичное полученному в работах /2,5/ и приводящее к следующей величине турбулентного шума:

$$\frac{K^2}{8\pi} \approx \frac{36}{\pi} \frac{(p-1)^2}{p} \frac{\tilde{\gamma}}{\omega_{Le}} [f(\alpha)\alpha^2(1-\alpha^2)]^{-1} n_e \kappa T_e. \quad (4)$$

Увеличение параметра d до значений $\ll 1$ не приводит к качественным изменениям процесса. Характерные особенности солитонной и релаксационной стадий сохраняются. Спектральные кривые, изображенные на рис.2 (решения задачи (I) с параметрами $\varepsilon = 0,1$, $d_0 = 0,5$, $d = 0,49$ в моменты времени $\tau = 12, 13, 15$), соответствуют солитонной стадии и наглядно иллюстрируют процесс перекачки. Увеличение масштаба турбулентности (по сравнению со случаем $d \ll 1$) привело к уменьшению числа солитонов, поэтому их взаимодействие, существенное на расстояниях, меньших чем $1,5d$, проявляется наиболее отчетливо. При этом энергия солитона, расположенного правее своего соседа, увеличивается за счет уменьшения энергии последнего. На рис.2а положение линий с максимумами в точках $x = 0,75$ и $x = 1,4$ благоприятно для взаимодействия. В следующий момент времени (рис.2б) амплитуда правого солитона, несмотря на то, что он находится в области более интенсивного поглощения, увеличивается с 10000 до 27000, в то время как амплитуда его соседа уменьшается с 54000 до 7500. Усилившийся солитон выталкивается в область еще более интенсивного поглощения и затухает (рис.2в).

Для оценки времени релаксации и стационарного уровня шумов справедливы соотношения (3) и (4). Вместе с тем стационарное спектральное распределение имеет хорошо выраженную структуру с масштабом d (рис.3). Все рассмотренные режимы перекачки (интегральный, дифференциальный и промежуточный) характеризуются осцилляторным выходом турбулентного шума на стационарный уровень.

Структура осцилляций в различных режимах не одинакова, однако общим свойством является удлинение периода релаксации при уменьшении параметра ε .



Р и с.3. Стационарное решение уравнения (I) при $\varepsilon = 13,3$,
 $d = 0,59$, $d_0 = 0,6$

В заключение отметим, что несмотря на отличие ядер для распадного взаимодействия и индуцированного рассеяния волн на ионах (ср. (2) и (II) работы /2/ можно говорить об определенной общности в эволюции турбулентности для обоих стабилизирующих механизмов.

Авторы выражают благодарность В. П. Силину за интерес к работе и полезное замечание. Авторы также признательны Б. Л. Рождественскому за внимание и обсуждение метода численного решения.

Поступила в редакцию
28 мая 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Ю. Быченков, В. В. Пустовалов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. Физика плазмы, 2, № 5 1976.
2. Н. Е. Андреев, В. В. Пустовалов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. Квантовая электроника, 1, 1099 (1974).
3. Б. Л. Рождественский. Численные методы механики сплошной среды, 5, 96 (1974).
4. Л. М. Дегтярев, В. В. Пустовалов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. ЖТФ, 45, 1362 (1975).
5. В. В. Александров, В. В. Пустовалов, В. П. Силин, Г. Л. Стенчиков, В. Т. Тихончук. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 17, 1455 (1974).