

О ПУЛЬСАЦИЯХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ  
ТУРБУЛЕНТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ШУМОВ

А. Б. Романов, Г. Л. Стенчиков, В. Т. Тихончук

УДК 533.95

Приведены результаты аналитического и численного исследования нелинейного дифференциального уравнения, описывающего нестационарную плазменную турбулентность, инициируемую встречными пучками или параметрической неустойчивостью. Показано, что турбулентность носит существенно нестационарный характер.

В ряде случаев при изучении эволюции турбулентности плазмы, подвергаемой воздействию мощного электромагнитного излучения /1/, реализуются условия, при которых турбулентность носит существенно нестационарный характер /2-6/. Незатухающие релаксационные колебания турбулентного шума могут возникать как в околопороговой области турбулентности /2-4/, так и при значительном превышении порога /6/. Осцилляционный режим турбулентности имеет место для широкого класса плазм, например, при возбуждении ионосферной плазмы встречными пучками /2/; при параметрической неустойчивости в изотропной /6/ и магнитоактивной плазме /3-4/. В связи с этим важно не только с помощью аналитических оценок, но и используя точные численные решения, выявить характерные закономерности нестационарной турбулентности. Этому и посвящена данная работа.

Угловое распределение  $s(\theta, \tau)$  плотности энергии турбулентного шума согласно /2-4/ можно представить в виде

$$s(\theta, \tau) = S_0 \exp [A(\tau) + B(\tau)\theta^2], \quad (1)$$

где  $S_0$  - начальный изотропный спонтанный шум,  $\theta$  - угол между направлением распространения колебаний и постоянным магнитным полем. Функции  $A(\tau)$  и  $B(\tau)$  безразмерного времени  $\tau$  связаны между собой соотношением

$$A(\tau) = a^2 B(\tau) - B'(\tau) + 1 - 2^{-1} \alpha_0 \theta_0^2 S_0^2. \quad (2)$$

Здесь  $V'(\tau) = dV/d\tau$  - производная от  $V(\tau)$  по времени,  $a^2 = (p^2 - 1)p^{-2}$  - надпороговость, а коэффициент  $\alpha_0$  определяет меру нелинейного взаимодействия.

В случае турбулентности, генерируемой встречными пучками /2/ со скоростью  $U_b$ , тепловым разбросом  $V_{Tb}$  и дебаевским радиусом электронов  $r_{Db}$ , параметры и безразмерное время  $\tau$  определяются соотношениями

$$\alpha_0 = 2^{-9/2} \pi^{1/2} \omega_{Le} U_b (\nu_{ei} V_{Ti})^{-1} (r_{De} r_{Di}^{-1} + r_{Di} r_{De}^{-1})^{-2};$$

$$p = U_b (1,14 \nu_{ei}^{1/2} \omega_{Le}^{1/2} r_{Db})^{-1}; \quad \tau = \nu_{ei} t,$$

$$S_0 = (4 \pi n_e r_{De}^2 p U_b^4 V_{Te}^{-3} V_{Tb}^{-1})^{-1},$$

$\omega_{Le,i}$ ;  $r_{De,i}$ ;  $V_{Te,i}$  - ленгмювская частота, дебаевский радиус и тепловая скорость электронов (ионов) плазмы,  $n_e$ ,  $\nu_{ei}$  - плотность электронов и частота столкновений электронов с ионами. Если турбулентность плазмы инициируется параметрическим распадом волны накачки с частотой  $\omega_0$  на верхнегибридное колебание и медленный магнитный звук /3,4/, то входящие в (1), (2) величины имеют вид

$$\alpha_0 = (32 \pi^2 p^2 n_e r_{De}^4)^{-1} r_{Di} \omega_{Li}^{-3} \Omega_e^3 (\omega_0 - \omega_{Le});$$

$$p = (2\pi)^{-1/2} (r_{De}^2 \nu_{ei} \omega_{Li})^{-1} r_E^2 \omega_{Le};$$

$$\tau = (2^{-1} \pi)^{1/2} p^2 \omega_{Li} \omega_{Le}^{-1} (\omega_0 - \omega_{Le}) t; \quad S_0 = \pi (2p)^{-1} \nu_{ei} \omega_{Li}.$$

Здесь  $r_E$  - амплитуда осцилляций электронов в поле волны накачки,  $\Omega_e$  - гироскопическая частота электронов в постоянном магнитном поле; предполагается выполненным неравенство  $\Omega_e < \omega_{Le}$ .

Функция  $V(\tau)$  в соответствии с результатами /2-4/ удовлетворяет нелинейному дифференциальному уравнению первого порядка

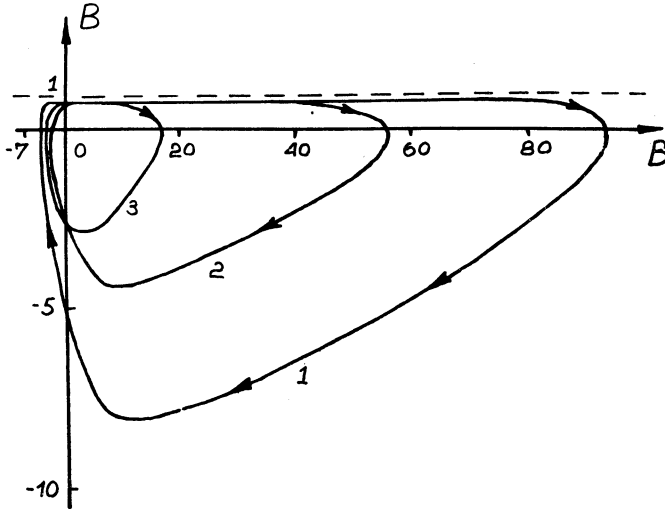
$$(1 - V'(\tau)) \exp V'(\tau) = \\ = \alpha V^{-1}(\tau) \left[ 1 - \exp \left[ - \nu(\tau) \theta_0^2 \right] \right] \exp \left[ a^2 V(\tau) + 1 - \alpha \theta_0^2 \right]. \quad (3)$$

Производная  $V'(\tau)$  связана с полной (проинтегрированной по углам) нестационарной плотностью энергии колебаний плазмы соотношением

$$S(\tau) = 2 \int_0^{\theta_0} \theta d\theta S(\theta, \tau) = 2\alpha_0^{-1}(1 - V'(\tau)).$$

В случае турбулентности, инициируемой пучками /2/, связь электрического поля колебаний  $E(\tau)$  и полного шума ( $I$ ) дается формулой

$$E(\tau) = \pi^{-1} r_{De}^{-3/2} U_b^{-1} (\pi T_e)^{1/2} \omega_{Le} S^{1/2}(\tau).$$

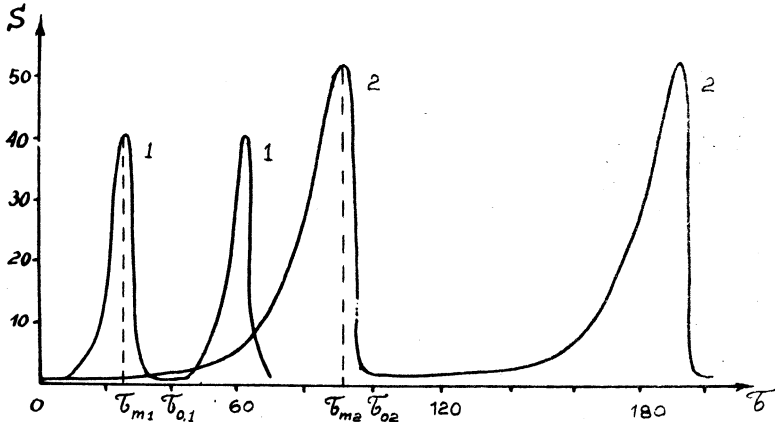


Р и с.1. Фазовые траектории, соответствующие уравнению 3 (кривая 1 при  $a^2 = 0,1$ ,  $\alpha = 3,8 \cdot 10^{-3}$ ; кривая 2 при  $a^2 = 0,1$ ,  $\alpha = 0,1$ ; кривая 3 при  $a^2 = 0,3$ ,  $\alpha = 0,1$ ). Стрелками указано направление движения по фазовой траектории с ростом времени

Уравнение (3) решалось численно с начальным условием  $v(0) = \Lambda(0) = 0$  для различных значений надпороговости  $a^2 < \theta_0$  ( $\theta_0 = 1$ ) и параметра  $\alpha = 2^{-1} \alpha_0 S_0$ . Результаты этого анализа приводятся ниже.

На рис.1 представлены фазовые траектории  $v'(v)$  уравнения (3), полученные при  $a^2 = 0,1$ ;  $\alpha = 3,8 \cdot 10^{-3}$  (кривая 1);  $a^2 = 0,1$ ;  $\alpha = 0,1$  (кривая 2) и при  $a^2 = 0,3$ ;  $\alpha = 0,1$  (кривая 3). Замкнутость этих кривых 1-3 свидетельствует о том, что исследуемое уравнение имеет при заданных начальных условиях единственное периодическое решение. Эволюция шума во времени (см.рис.2 и рис.

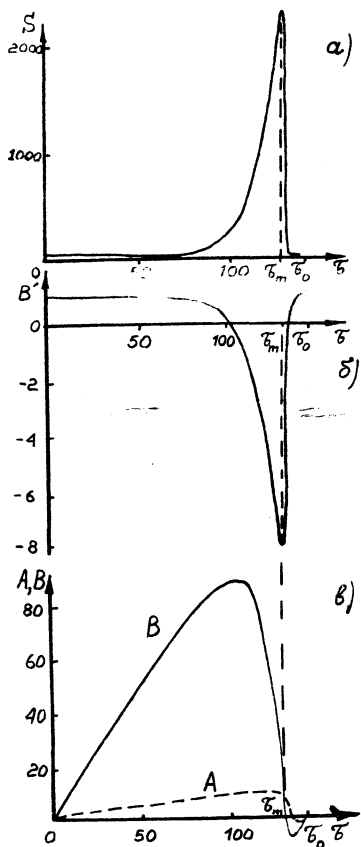
3а) происходит при движении по часовой стрелке вдоль кривых в (В). Двигаясь с ростом  $\tau > 0$  вдоль фазовой траектории I на рис. I, мы приходим к меньшим значениям В (см. рис. 3б) и, следовательно, к большим значениям полного шума  $S(\tau)$  (см. рис. 3а),



Р и с. 2. Зависимость от времени  $\tau$  полной (проинтегрированной по углам) плотности энергии плазменных шумов при  $a^2 = 0,3$ ,  $\alpha = 0,1$  (1) и  $a^2 = \alpha = 0,1$  (2)

возрастающего до максимального значения  $S_{\max} = 2400$  при  $\tau_{\max} = 130$  для надпороговости  $a^2 = 0,1$  и  $\alpha = 3,8 \cdot 10^{-3}$ , что согласуется с аналитической оценкой  $S_{\max} = 2\alpha_0^{-1} \ln(a^2 \alpha)^{-1} \approx 2300$ . Характерно, что при  $\tau \approx \tau_{\max}$  происходит пересечение кривых А и В (рис. 3в). При  $\tau > \tau_{\max}$  полный шум спадает до спонтанного уровня  $S_0 = 1$  за время  $\tau_{\min} \approx 10$  (см. рис. 3а) (теоретическая оценка  $\tau_{\min} \approx a^{-2} \approx 10$ ). При этом турбулентная плазма возвращается в исходное состояние, и весь описанный цикл повторяется с периодом  $\tau_0$ , определяемым площадью фигуры на плоскости (В, В), ограниченной фазовой траекторией I (рис. I). Сравнивая кривые 1 и 2 на рис. I заключаем, что с увеличением нелинейного взаимодействия (кривая 1 соответствует значению параметра  $\alpha = 3,8 \cdot 10^{-3}$ , а кривая 2 -  $\alpha = 0,1$ ) площадь под фазовыми траекториями увеличивается. При фиксированных значениях параметра  $\alpha = 0,1$  и увеличении

напряженности (см. рис. I, кривая 3 соответствует значению  $a^2 = 0,3$ , а кривая 2 -  $a^2 = 0,1$ ) период релаксационных колебаний уменьшается. Это свойство также иллюстрируется рисунком 2, на кото-



Р и с.3. Зависимость полного шума  $S$  (а),  $B'$  (б) и  $A$ ,  $B$  (в) от времени  $\tau$  в течение одного периода  $\tau_0$  релаксационных колебаний

ром изображена зависимость от времени  $\tau$  полного шума, причем кривые I и 2 соответствуют траекториям 3 и I на рис. I. Отмеченные закономерности поведения  $\tau_0$  согласуются с аналитической оценкой периода осплывания шума  $\tau_0 \sim a^{-2} \ln(a^2 \alpha)^{-1}$ .

Зная  $A(\tau)$  и  $B(\tau)$  мы, согласно (I), можем описать временную эволюцию спектрального распределения шума. При этом в те моменты времени, когда происходит всплеск полной энергии турбулентных пульсаций, значение функции  $B(\tau)$  оказывается положительным и, следовательно, максимум спектрального распределения ( $\theta = \theta_0$ ) не совпадает с максимумом инкремента раскачки ( $\theta = 0$ ), а находится на противоположном конце спектрального интервала. Это обстоятельство является прямым следствием интегральности механизма насыщения, заключающейся в том, что скорость перекачки шума от меньших углов к большим зависит от полной, проинтегрированной по спектру, энергии колебаний, но не от локального значения спектральной плотности энергии плазменных шумов.

В заключение отметим некоторые возможные проявления рассмотренного выше процесса в экспериментах. По-видимому, наиболее легко наблюдаемым эффектом является импульсное возникновение быстрых электронов, ускоренных найденным выше турбулентным шумом. Спектр шума имеет большую угловую ширину, причем волновой вектор, соответствующий максимуму интенсивности, перпендикулярен вектору напряженности электрического поля  $\vec{E}_0$  волны накачки. Поэтому диаграмма направленности быстрых электронов должна быть вытянута в направлении, перпендикулярном вектору  $\vec{E}_0$ . Возникновение быстрых электронов должно происходить импульсно, с частотой следования импульсов в  $\ln(a^2\alpha)^{-1}$  раз меньше инкремента развития неустойчивости.

Эти закономерности рассмотренного выше механизма насыщения неустойчивости могут служить косвенным доказательством реализации его в каких-либо конкретных экспериментальных ситуациях.

Поступила в редакцию  
2 июля 1975 г.

### Л и т е р а т у р а

1. В. П. Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. "Наука", М., 1973 г.
2. Ю. В. Голиков, В. В. Пустовалов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. Краткие сообщения по физике ФИАН. № 3, 14 (1974).
3. В. В. Пустовалов, А. Б. Романов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. Препринт ФИАН № 7, 1974 г.; ЖТФ (в печати), 1975 г.

4. В. В. Пустовалов, А. Б. Романов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. Письма в ЖЭТФ, 20, 356 (1974).
5. C. Montes. J. Plasma Phys., 11, 141 (1974).
6. В. Е. Захаров, С. Л. Мухер, А. М. Рубенчик. Письма в ЖЭТФ, 19, 249 (1974).