

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 4, стр. 356 – 359 20 августа 1974 г.

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

*В.В.Пустовалов, А.Б.Романов, В.П.Силин
В.Т.Тихончук*

Показано, что магнитное поле существенно изменяет известные ранее закономерности релаксации параметрической турбулентности. В околороговой области параметрической неустойчивости возможно возникновение незатухающих периодических колебаний интенсивности плазменного шума. Такая система может служить генератором релаксационных колебаний электрических полей.

Нестационарная теория параметрической турбулентности выявила ряд своеобразных закономерностей, характеризующих релаксацию плазменных флуктуаций. Так нелинейная расстройка резонансов, обусловленная зависимостью частоты электронных ленгмюровских колебаний от их интенсивности и существенная при малой нелинейной параметрической расстройке, приводит к монотонному во времени t росту и насыщению уровня плазменных флуктуаций, возбуждаемых мощным из-

лучением [1]. Напротив, перекачка энергии по спектру турбулентности, обусловленная индуцированным рассеянием волн, ведет к установлению высокого уровня турбулентности с последующими затухающими осцилляциями, отвечающими дроблению масштаба турбулентности [2,3] (ср. [4 – 6]). Стремясь выявить новые качественные закономерности нестационарной параметрической турбулентности, мы сообщим здесь результаты теории эволюции плазменных флуктуаций, возникающих в магнитоактивной плазме при воздействии на нее волны накачки с вектором напряженности электрического поля E_0 , параллельным постоянному магнитному полю B_0 и частотой ω_0 , близкой к ленгмюровской ω_{Le} . При этом оказывается возможным параметрический распад волны накачки на колебание с частотой верхнего гибридного резонанса и медленную магнитозвуковую волну в условиях, когда плазменная частота велика по сравнению с электронной гироскопической Ω_e , а частота магнитного звука мала по сравнению с гироскопической частотой Ω_i вращения ионов.

В околопороговой области параметрической неустойчивости, когда отношение $p = E_0 / E_{\text{пор}}$ напряженности поля E_0 волны накачки к минимальному пороговому $E_{\text{пор}}$ больше и порядка единицы ($p \geq 1$), спектральная плотность энергий магнитного $S(\theta, \tau)$ звука определяется решением нелинейного интегродифференциального уравнения

$$\frac{\partial S(\theta, \tau)}{\partial \tau} = \frac{S_0^2}{S(\theta, \tau)} + S(\theta, \tau) \left\{ a^2 - \theta^2 + a \int_0^{\theta} \theta' a \theta' (\theta^2 - \theta'^2) \times \right. \\ \left. \times \exp[-\beta^2(\theta^2 - \theta'^2)^2] S(\theta', \tau) \right\} \quad (1)$$

в котором 2θ – угол при вершине конуса параметрической раскачки с осью вдоль B_0 , $\tau = p^2(\pi/2)^{1/2}(\omega_{Li}/\omega_{Le})(\omega_0 - \omega_{Le})t$ – безразмерное время, $a^2 = (1 - p^{-2})$ – надпороговость, S_0 – безразмерный спонтанный шум, величина постоянной a дает меру нелинейного взаимодействия, а β определяет характерный масштаб спектральной перекачки¹⁾:

$$S_0 = \frac{\pi}{6p} \frac{\nu_{ei}}{\omega_{Le}} \left[\frac{1}{9} \frac{\nu_{ei}^2}{\omega_{Le}^2} + \frac{2}{3} \frac{\omega_0 - \omega_{Le}}{\omega_{Le}} \right]^{-1/2}; \\ \beta = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{r_{De}}{r_{Di}} \frac{\Omega_e^2}{\omega_{Le}(\omega_0 - \omega_{Le})};$$

¹⁾Используемые нами обозначения стандартны: n_e – плотность, T_e – температура электронов плазмы (κ – постоянная Больцмана); ω_{Li} – ленгмюровская частота ионов, $r_{De}(r_{Di})$ – дебаевский радиус электронов (ионов); ν_{ei} – частота кулоновских соударений электронов с ионами.

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

$$E_{\text{пор}}^2 = 2 (2\pi)^{3/2} n_e \kappa T_e \frac{v_{ei} \omega_{Li}}{\omega_{Le}^2}.$$

При достаточно высокой надпороговости $\alpha^2 \beta \gg 1$ решение уравнения (1) отвечает закону параметрической релаксации с выходом уровня турбулентности на стационарное значение, что подобно результатам работы [2, 3]. Характерный период турбулентных пульсаций τ_0 оказывается равным $\tau_0 = 2\pi \sqrt{3} (\alpha^4 \beta)^{-1}$, а время полной релаксации τ_∞ к стационарному состоянию дается формулой $\tau_\infty = 2\alpha^8 \beta^6 (S_0^2 \alpha^2 \pi)^{-1}$.

Качественно новая закономерность в релаксации параметрической турбулентности возникает при малой надпороговости $\alpha^2 \beta \ll 1$, когда, считая уровень флуктуаций в среднем значительно превышающим спонтанный, решение уравнения (1) можно приближенно представить в виде равенства.

$$S(\theta, \tau) = S_0 \exp \left\{ (a^2 + \theta^2) B(\tau) - B'(\tau) + 1 - \frac{1}{2} \alpha S_0 \theta_0^2 \right\}, \quad (2)$$

в котором функция $B(\tau)$ подчиняется уравнению:

$$(1 - B') \exp(B') = \frac{\alpha}{B} \exp(a^2 B) [1 - \exp(-B\theta_0^2)]; \quad B' \equiv \frac{dB(\tau)}{d\tau}. \quad (3)$$

На рис. 1 приведена фазовая кривая B' от B при $\alpha < \theta_0 \leq 1$. Тот факт, что эта кривая оказывается замкнутой, свидетельствует о периодичности решения уравнения (3) и тем самым о периодической зависимости спектрального распределения флуктуаций (2) от времени. Рис. 2 иллюстрирует релаксацию полной плотности энергии $S(\tau)$ медленной магнитозвуковой волны во времени τ . При $0 \leq \tau \leq \tau_{\text{max}}$ полный шум сравнительно медленно возрастает от начального спонтанного уровня S_0 до максимального значения $S_{\text{max}} = (2/\alpha) \ln(\alpha a^2)^{-1}$. Далее, при $\tau_0 > \tau > \tau_{\text{max}} \sim \tau_0 = \alpha^{-2} \ln(\alpha^2 a)^{-1}$ полный шум быстро (за время $\tau \sim a^2$) спадает до начального уровня: турбулентное состояние плазмы возвращается к исходному тепловому. Затем ($\tau > \tau_0$) описанный цикл повторяется снова с периодом τ_0 . Усредненная по периоду плотность энергии $\bar{S} = 2\alpha^{-1}$ дает для средней напряженности электрического поля \bar{E}_S медленной магнитозвуковой волны следующее выражение:

$$\bar{E}_S = 8\sqrt{\pi} p \{ n_e \kappa T_e \omega_{Li} (\omega_0 - \omega_{Le}) \Omega_e^{-2} (r_{De}/r_{Di}) \}^{1/2}.$$

Предсказываемые в этом сообщении периодические релаксационные колебания уровня турбулентности плазмы могут реализоваться также и для других типов параметрической неустойчивости, когда нарастающие с соответствующим инкрементом колебания благодаря нелинейно-

му росту скорости спектральной перекачки могут достаточно быстро переносить свою энергию в ту область пространства волновых векторов, в которой они оказываются затухающими.

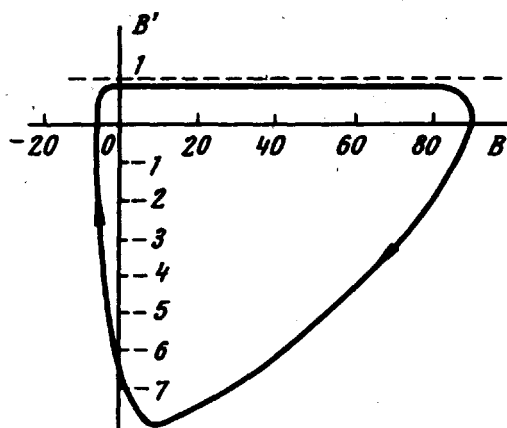


Рис. 1. Фазовая траектория, соответствующая уравнению (3), построенная при $\alpha = 10^{-2}$, $\alpha^2 = 0,1$ и $\theta_0 = 1$. Стрелками указано направление, отвечающее росту времени τ

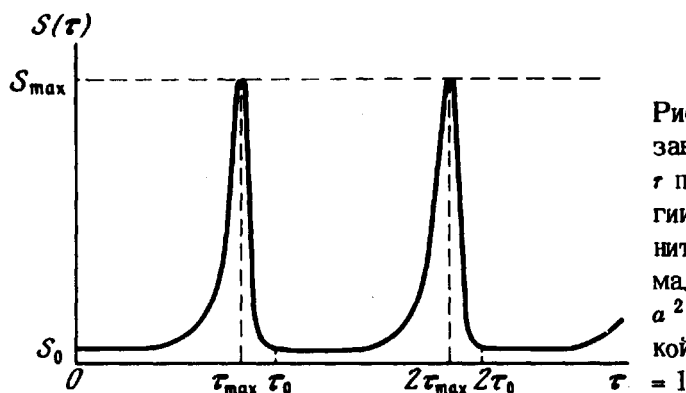


Рис. 2. Релаксационная зависимость от времени τ полной плотности энергии $S(\tau)$ медленной магнитозвуковой волны при малой надпороговости $\alpha^2 \beta \ll 1$ параметрической неустойчивости; $\theta_0 = 1$

Описанное нами явление позволяет утверждать, что параметрически неустойчивая плазма уже в околупороговой области может представлять собой генератор релаксационных колебаний электрических полей.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 июля 1974 г.

Литература

- [1] Б.В.Пустовалов, В.П.Силин, В.Т.Тихончук. ЖЭТФ, 66, 930, 1974.
- [2] Н.Е.Андреев, В.В.Пустовалов, В.П.Силин, В.Т.Тихончук. Письма в ЖЭТФ, 18, 624, 1973.
- [3] Н.Е.Андреев, В.В.Пустовалов, В.П.Силин, В.Т.Тихончук. Квантовая электроника, №5, 1099, 1974.
- [4] В.Е.Захаров, С.Л.Мушер, А.М.Рубенчик. Письма в ЖЭТФ, 19, 249, 1974.
- [5] Я.И.Альбер, З.Н.Кротова, Н.А.Митяков, В.О.Рапопорт, В.Ю.Трахтенгерц. ЖЭТФ, 66, 574, 1974.
- [6] W. L. Krueger, E. J. Valeo. Phys. Fluids, 16, 675, 1973.