

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОРОТКОВОЛНОВОГО СПЕКТРА ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ПЛАЗМЕ МОЩНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В.М.Куклин, И.П.Панченко

Показано, что модуляционная неустойчивость колебаний поверхностной плотности заряда, развивающаяся при воздействии на плазму мощной электромагнитной волны накачки ($E_0^2 \gg 4\pi n_e T_e$), приводит к высокочастотным интенсивным осцилляциям ее коэффициента отражения. При этом энергия мелкомасштабных возбуждений на единицу площади порядка $cE_0^2 [m_i/m_e]^{1/3} / 4\pi\omega$.

1. При действии мощного электромагнитного поля накачки на плазму в условиях, когда осцилляторная скорость электронов превосходит их тепловую скорость, возможно развитие сильных параметрических неустойчивостей, обладающих большими значениями инкрементов¹. При этом происходит значительная деформация начальной функции распределения электронов по скоростям и возбуждение широкого спектра коротковолновых колебаний плазмы^{2, 3} (см., также⁴). Воздействие электромагнитного поля накачки на поверхность плазмы также приводит к развитию сильной параметрической неустойчивости с возбуждением коротковолновых поверхностных колебаний плазмы⁵. Насыщение подобной параметрической неустойчивости авторы⁶ связывают с обратным влиянием возбуждаемого коротковолнового спектра на волну накачки таким образом, что суммарное длинноволновое поле колебаний в плазме убывает. При этом для оценок уровня насыщения ими использовано предположение о диффузном характере распределения фаз в коротковолновом спектре колебаний.

В настоящем сообщении мы рассмотрим временную динамику насыщения сильной параметрической неустойчивости с возбуждением поверхностных колебаний при нормальном падении электромагнитной волны на плазменное полупространство. Причем, мы откажемся от предположения о случайном характере распределения фаз возбуждаемых колебаний.

2. Пусть на плазменное полупространство ($x < 0$) с невозмущенной постоянной плотностью плазмы n_e нормально падает электромагнитная волна с компонентами поля $(0, H_y, E_z)$, где $|H_y| = |E_z| = E_0$. Интенсивность поля падающей волны будем считать достаточно большой и ниже пренебрежем тепловым разбросом электронов плазмы ($E_0^2 \gg 4\pi n_e T_e$, где T_e – температура электронов плазмы). Для возмущенной поверхностной плотности заряда

$\sigma_\alpha = \lim_{\delta \rightarrow 0} \int_{-\delta}^{+\delta} n'_\alpha dx$ ($e_\alpha, m_\alpha, n'_\alpha$ – заряд, масса и возмущенная плотность заряда частиц сор-

та α), запишем следующую систему уравнений⁵

$$\exp[ia_{\alpha n} \sin(\omega_0 t + \varphi)] \frac{\partial^2}{\partial t^2} \nu_{\alpha n} + \frac{\Omega_\alpha^2}{2} \sum_\beta \nu_{\beta n} = 0, \quad (1)$$

где

$$\nu_{\alpha n} = e_{\alpha} \sigma_{\alpha n} \exp[-a_{\alpha n} i \sin(\omega_0 t + \varphi)], \quad a_{\alpha n} = \frac{e_{\alpha} n E_z(k_z = 0)}{m_{\alpha} \omega_0 c}, \quad \Omega_{\alpha}^2 = \frac{4\pi e_{\alpha}^2 n_{\alpha}}{m_{\alpha}}$$

$(\omega_0 t + \varphi)$ – фаза поля с $k_z = 0$ в плазме, ω_0 – частота падающей волны, Решение (1) будем искать, согласно ^{1, 4}, в виде рядов

$$\nu_{\alpha n} = \sum_{s=-\infty}^{\infty} u_{\alpha n}^{(s)} \exp(is\omega_0 t).$$

Оказывается, для наших целей вполне достаточно удержать только первый член ряда для поверхностных возмущений ионной плотности. Точно также, слагаемые в ν_{en} , пропорциональные $\exp(\pm i\omega_0 t)$, значительно превышают остальные члены ряда ²⁻⁴, однако, необходимо удержать и члены, соответствующие "нулевой" и второй гармоникам. Рассмотрим симметричные¹⁾ возмущения $u_{i,n}^{(0)} = u_{i,-n}^{(0)}$ (волновое число возбуждаемых поверхностных колебаний $k_{zn} = n\omega_0/c$). При этом $u_{en}^{(0)} = u_{e,-n}^{(0)}$, $u_{e,n}^{(\pm 2)} = u_{e,-n}^{(\pm 2)}$, $u_{e,n}^{(\pm 1)} = -u_{e,-n}^{(\pm 1)}$, $[u_{e,n}^{(1)}]^* = u_{e,n}^{(-1)}$. Система уравнений, учитывающая обратное воздействие поля возбуждаемого коротковолнового спектра поверхностных колебаний на отраженную волну (параметры падающей электромагнитной волны не изменяются) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{du_{en}}{dt} + (\theta_n - i\Delta_1 \omega_0) u_{en} &= i \frac{\omega_0}{2} J_1(a_n) u_{in} e^{i\varphi}, \\ \frac{d^2 u_{in}}{dt^2} &= -\omega_0 \frac{m_e}{m_i} J_1(a_n) [u_{en} e^{-i\varphi} + u_{en}^* e^{i\varphi}], \end{aligned} \quad (2)$$

$$D(R - R_0) = \frac{8\pi}{e\beta_0 E_0} \sum_n u_{in} [J_0(a_n) u_{en}^* e^{i\varphi} - J_2(a_n) u_{en} e^{-i\varphi}],$$

$$\text{где } 1 + R = |1 + R| \exp(-i\varphi) = \frac{a_n}{\beta_0 n c} \exp(-i\varphi), \quad \omega_0 = \frac{\Omega_e}{\sqrt{2}} (1 - \Delta_1), \quad \beta_0 = \frac{2eE_0}{m_e c \omega_0},$$

$$n = \frac{k_z c}{\omega_0}, \quad R_0 = -\frac{D_0^*}{D_0}, \quad D_0 = \frac{\epsilon_0}{\kappa_0} + i \frac{\omega_0}{\omega_0}, \quad \epsilon_0 = 1 - \frac{\Omega_e^2}{\omega_0^2}, \quad \kappa_0^2 = -\frac{\omega_0^2}{c^2} \epsilon_0, \quad \Delta_1 = (m_e/m_i)^{1/3} \Delta,$$

R – амплитудный коэффициент отражения, $u_{en}^{(1)} \equiv u_{en}$, $u_{in}^{(0)} \equiv u_{in}$. Слагаемые в правой части третьего уравнения системы (2), пропорциональные $J_0(a_n)$ и $J_2(a_n)$, отвечают вкладу в нелинейное взаимодействие соответственно "нулевой" и второй гармоник поля. Из уравнений системы (2) можно получить соотношение

$$1 - |R|^2 = \frac{16\pi}{e\beta_0 n_e c E_0} \sum_n \frac{1}{n} \left(\frac{d|u_{en}|^2}{dt} + 2\theta_n |u_{en}|^2 \right), \quad (3)$$

представляющее собой закон сохранения энергии.

3. Система уравнений (2) решалась численно. На рис. 1 показано поведение модуля коэффициента отражения $|R|$ от времени $\tau = (m_e/m_i)^{1/3} \omega_0 t$ для различных значений уровня диссипаций: $\theta_n = n\theta_0 (m_e/m_i)^{1/3} \omega_0$ ($\theta_0 = 0; 2 \cdot 10^{-2}; 2 \cdot 10^{-3}$; $\Delta = 1/2$, $\beta_0 = 0,04$, $n_{min} = 10$, $n_{max} = 100$). Среднее значение напряженности электрического поля с $k_z = 0$ в плазме, $A E_0$, согласно рис. 1 убывает. Таким образом, оценки уровня насыщения неустойчивости по уменьшению интегрального поля с $k_z = 0$ в плазме ⁶ качественно согласуются с приведенными выше результатами расчетов. Однако следует отметить, что разброс по фазам φ_n ($u_{en} = |u_{en}| \times \exp(i\varphi_n)$) коротковолнового спектра в процессе развития неустойчивости быстро убывает и на нелинейной стадии практически отсутствует. Именно эффект нелинейной фазовой синхронизации мод является причиной сильного взаимодействия волны накачки и коротковолнового спектра. При этом наблюдаются высокочастотные осцилляции модуля коэффициента отражения $|R|$. С другой стороны, фазовая синхронизация спектра приводит к форми-

¹⁾ Тот же результат, с точностью до некоторых переобозначений, можно получить и для несимметричных возмущений $u_{in}^{(0)} = -u_{i-n}^{(0)}$.

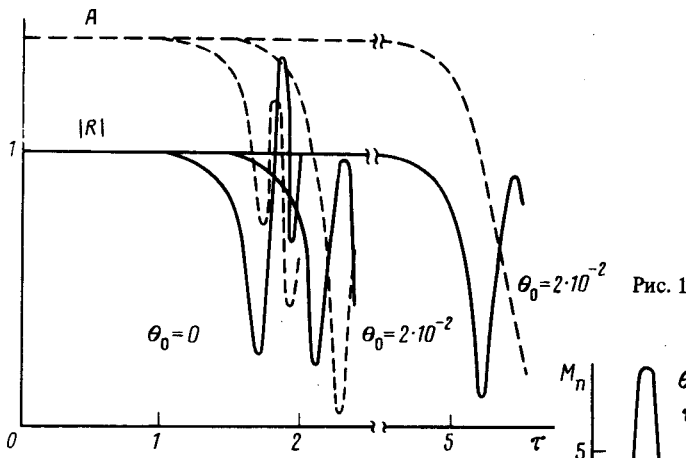


Рис. 1

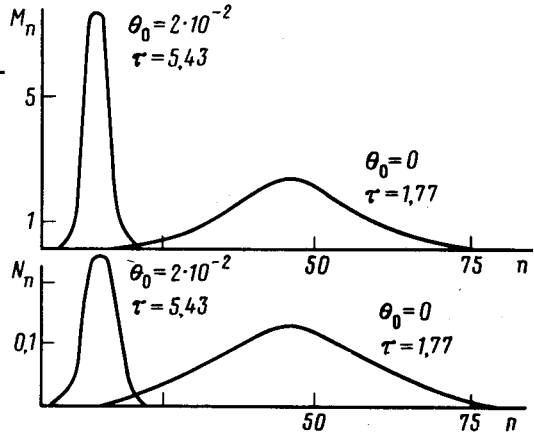


Рис. 2

рованию пространственной мелкомасштабной модуляции поверхностной плотности заряда с характерным размером порядка $2\pi c/n_m \omega_0$, где n_m — номер моды с максимальной амплитудой. Спектры возбуждаемых поверхностных колебаний при развитой неустойчивости для случаев $\theta_0 = 0$ и $\theta_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ представлены на рис. 2, где использованы следующие обозначения $N_n = \frac{4\pi}{E_0} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/6} |u_{en}| \beta_0^{1/2}$, $M_n = \frac{4\pi}{E_0} u_{in} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{-1/6} \beta_0^{1/2}$. Контроль счета проводил-

ся по выполнению закона сохранения энергии в форме ³. Диссипация в системе значительно сужает спектр возбуждаемых колебаний, несколько уменьшает интегральный уровень их энергии и затягивает развитие неустойчивости. Увеличивается также характерный масштаб модуляции поверхностной плотности заряда. Полная энергия коротковолнового спектра на единицу площади поверхности плазмы равна ($\theta_0 = 0$)

$$\frac{cE_0^2}{4\pi} \int_0^t (1 - |R|^2) dt' \quad (4)$$

и порядка $cE_0^2(m_i/m_e)^{1/3}/4\pi\omega_0$. В заключение отметим, что, так как процесс неустойчивости протекает весьма быстро ($\sim \omega_0^{-1}(m_i/m_e)^{1/3}$), движением границы плазмы под действием ВЧ давления поля накачки можно пренебречь.

Литература

1. Силин В.П. ЖЭТФ, 1965, 48, 1679.
2. Силин В.П. ЖЭТФ, 1965, 57, 183; 1972, 63, 1686.
3. Андреев Н.Е., Силин В.П. ЖЭТФ, 1975, 68, 518.
4. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, М.: Наука, 1973.
5. Алиев Ю.М., Градов О.М., Кирий А.Ю. ЖЭТФ, 1972, 63, 112.
6. Алиев Ю.М., Градов О.М., Зюнгер Д. Beitr. Plasm. Phys., 1977, В-17, 289.

Харьковский
государственный университет

Харьковский
инженерно-строительный институт

Поступила в редакцию
16 января 1986 г.