Краткие сообщения по физике № 2-1989 г.

УДК 533. 951

САМОМОДУЛЯЦИЯ КОЛЕБАНИЙ В СИСТЕМЕ ПЛАЗМА – МОДУЛИРОВАННЫЙ ИОННЫЙ ПУЧОК

И.А. Сычев

Обсуждается эффект модуляционной неустойчивости колебаний, возбуждаемых модулированным ионным пучком в плазме, приводящий к образованию солитонов огибающей при определенных параметрах плазмы и пучка.

В работе /1/ при прохождении модулированного по скорости ионного пучка по плазме с плотностью $n_0 \sim 10^{11} - 5\cdot10^{11}\,см^{-3}$ обнаружена группировка ионов в некоторой точке дрейфового пространства подобно тому, как это происходит в клистроне. В этой точке переменная составляющая сигнала ленгмюровского зонда содержит несколько гармоник на частотах $n\omega_0$ $(n = 1, 2 ...)$, где ω_0 – частота модуляции скорости на входе пучка в плазму. При понижении плотности плазмы до $n_0 \sim 10^9 - 10^{10}\,см^{-3}$ группировка пучка и связанная с ней накачка гармоник отсутствуют; имеется сигнал только на частоте модуляции. Это связано с двумя причинами: во-первых, увеличивается отношение дисперсионной составляющей фазовой скорости пучка к амплитуде модуляции скорости, так что дисперсионные свойства волны начинают преобладать над нелинейными /1/, во-вторых, вследствие роста дебаевского радиуса ослабевает экранировка пространственного заряда пучка и растет потенциал плазмы. Однако, при плотности плазмы $n_0 \sim 10^{10}\,см^{-3}$ на расстоянии порядка нескольких десятков сантиметров от точки входа модулированного пучка в плазму наблюдалось разбиение волны на волновые пакеты (рис. 1). Эту картину можно рассматривать как образование солитонов огибающей вследствие развития модуляционной неустойчивости.

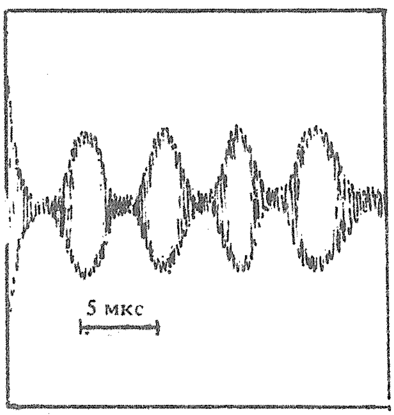

Рис. 1. Осциллограмма колебаний, возбуждаемых модулированным ионным пучком в плазме с $n_0 \sim 10^{10}\,см^{-3}$ вдали от точки входа пучка в плазму (переменная составляющая электронного тока на ленгмюровский зонд). Частота колебаний, заполняющих горбы, $f_0 = 4$ МГц.

В настоящей работе изучаются нелинейные явления, приводящие к самомодуляции основной волны колебаний при достаточно низкой плотности плазмы, когда накачка гармоник отсутствует.

Для описания этих явлений используем следующую модель системы ионный пучок – плазма: ионы плазмы и пучка считаем холодными (что подтверждается экспериментально /1/), а электроны плазмы безынерционными. Для ионов плазмы и пучка используем одномерные уравнения гидродинамики, для электронов – распределение Больцмана $n_e = n_{e0}\exp(e\varphi/T_e)$, где φ – переменная составляющая потенциала плазмы, связанная с колебаниями и подчиняющаяся уравнению Пуассона.

Под действием вынуждающей силы в системе раскачиваются колебания с частотой $\omega \approx \omega_0 = k_0 u$, где k_0 – волновое число колебаний; $u = (2e\Delta V/m_i)^{1/2}$ – дрейфовая скорость пучка; ΔV – ускоряющая разность потенциалов сетки и плазмы, равная 25 – 30 В /1/, m_i – масса иона.

Усреднение исходной системы уравнений по "быстрым" колебаниям с частотой ω_0 и волновым числом k_0 приводит в линейном приближении к следующему уравнению для амплитуды поля основной волны $E(z, t)$:

$$i\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{i}{u'}\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\omega_0 \epsilon}{u(1+b)} E - \frac{3}{2}\frac{\epsilon}{\omega_0 u}\frac{b(1-b)}{(1+b)^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0, \qquad (1)$$

где $u' = u/[1 - \epsilon(1-b)/(1+b)]$; $\epsilon = (v_s/u)\sqrt{n_b/n_0}$; $v_s = \sqrt{T_e/m_i}$; $b = \delta^2\omega_0^2/\omega_{pi}^2$; $\delta^2 = v_s^2/u^2 = T_e/2\Delta V$; $\omega_{pi} = (4\pi e^2 n_0/m_i)^{1/2}$; n_b – плотность ионов пучка.

При флуктуациях плотности плазмы (δn_0) и пучка (δn_b) меняется величина ϵ: $\delta\epsilon = (\epsilon/2)(\delta n_b/n_b - \delta n_0/n_0)$, величины $\delta n/n$ определяются из условия баланса силы Миллера и силы теплового давления. Поскольку $(\delta n_b/n_b)/(\delta n_0/n_0) = (m_e/m_i)(n_0/n_b) \ll 1$, то $\delta\epsilon = -\epsilon\delta n_0/2n_0 = \epsilon e^2|E|^2/4m_e T_e\omega_0^2$.

Учитывая возмущение ϵ в третьем члене в (1), получим нелинейное уравнение для амплитуды поля основной волны:

$$i\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{i}{u'}\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\omega_0\epsilon}{u(1+b)}E + \frac{1}{2}w\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - a|E|^2 E = 0, \qquad (2)$$

где $w = -3\epsilon b(1-b)/\omega_0 u(1+b)^2$, $a = \epsilon e^2/4m_e T_e\omega_0 u(1+b)$. Частным решением уравнения (2) являются солитоны вида $E(z, t) = a_0/\mathrm{ch}\,(t/\theta_0 - z/\theta_0 u')$, где амплитуда a_0 и характерный временной параметр θ_0 связаны соотношением

$$a_0^2\theta_0^2 = |w|/a. \qquad (3)$$

Эти солитоны огибающей образуются в результате развития модуляционной неустойчивости, необходимым условием которой является выполнение критерия Лайтхилла $aw < 0$, то есть $b < 1$. Пользуясь методикой, изложенной в /2/, находим пространственный инкремент модуляционной неустойчивости $\kappa_i \approx (\nu^2|w|aa_0^2)^{1/2}$; где $\nu = 2\pi/\theta$ – частота, θ – период модуляции огибающей. Используя условие (3), получим характерную длину развития неустойчивости

$$L = 1/\kappa_i = L_0(1+b)^2/b(1-b), \qquad (4)$$

где $L_0 = \theta\theta_0\omega_0 u/6\pi\epsilon$. Функция (4) имеет минимум при $b = 1/3$, что соответствует значению ленгмюровской ионной частоты $\omega_{pi} = \sqrt{3\delta^2}\omega_0$. В условиях эксперимента /1/ $\delta^2 \sim 1/5$, то есть $\omega_{pi} \sim 0{,}8\omega_0$. Минимальная характерная длина развития неустойчивости $L_{min} = 8L_0$. Подстановка экспериментальных значений $\theta \approx 5$ мкс, $\theta_0 \approx 0{,}8$ мкс, $\omega_0 = 2{,}5\cdot10^7 c^{-1}$, $u \approx 10^6$ см/с, $\epsilon \approx 1/3$ дает $L_0 \approx 16$ см, $L_{min} \approx 130$ см. Наблюдаемое значение несколько меньше: $L \sim 50$ см. Значение $b = 1/3$ при частоте модуляции 4 МГц соответствует плотности плазмы $n_0 \sim 10^{10}$ см$^{-3}$, что согласуется с экспериментом.

Дальнейшее уменьшение плотности плазмы приводит к росту характерной длины неустойчивости, при $n_0 \sim 10^9$ см$^{-3}$ она существенно больше длины системы. Аналогичная ситуация имеет место и в случае увеличения плотности плазмы. В этом случае нужно учитывать появление высших гармоник основной частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Куприянова Е. Б., Митько С. В., Сычев И. А. Краткие сообщения по физике, № 5, 11 (1986).
2. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. М., Наука, 1976.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 24 августа 1988 г.