

## НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ТОКА В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЭЛЕКТРОН-ИОННОЙ ПЛАЗМЕ

М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, Ю.В. Бобылев

*Рассмотрена нелинейная динамика резонансной бунемановской неустойчивости в общем неоднородном случае для релятивистской электрон-ионной плазмы. Изучено влияние релятивизма пучка на факторы, определяющие нелинейную динамику неустойчивости Бунемана.*

В /1/ показано, что два известных результата, предсказывающих итог развития бунемановской неустойчивости — либо срыв электронного тока /2/, либо отсутствие такового срыва вследствие генерации в системе индукционных электрических полей, поддерживающих ток /3/, — могут быть одновременно описаны в рамках более общей формулировки задачи. Основным фактором, определяющим динамику процесса, является параметр, показывающий на сколько ток пучка превышает порог бунемановской неустойчивости. При небольшой надпороговости в системе происходит полный срыв тока, обусловленный возбуждением в электронном пучке медленной волны пространственного заряда, захватывающей электроны. Если порог бунемановской неустойчивости превышен сильно, то вследствие генерации в системе индукционных электрических полей, срыва электронного тока не происходит. Работа /1/ относится к нерелятивистским пучкам. Настоящая работа обобщает эти результаты на случай релятивистского электронного потока.

Для описания нелинейной динамики неустойчивости Бунемана используем следующую систему, являющуюся обобщением полученных в /1/ уравнений на релятивистский случай:

$$\begin{aligned} d^2 y_e / d\tau^2 &= - [1 + \mu(1 - \eta^2)]^{3/2} [(i/2) \sum_{n=1}^{\infty} (R_n/n) [(\rho_{en} - \rho_{in}) e^{iny_e} - \text{к.с.}] + \sum_{n=1}^{\infty} b_n], \\ d^2 y_i / d\tau^2 &= -(i/2) \nu \gamma^3 \sum_{n=1}^{\infty} (R_n/n) [(\rho_{in} - \rho_{en}) e^{iny_i} - \text{к.с.}] + \nu \gamma^3 \sum_{n=1}^{\infty} b_n, \\ (d^2 / d\tau^2 + \kappa_{1n}^2 c^2 / \Omega_e^2) b_n &= P_n (d/d\tau) \langle j/j_0 \rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\rho_{\alpha n} = (1/\pi) \int_0^{2\pi} e^{-iny_{\alpha}}(y_0, \tau) dy_0$ ;  $y_{\alpha} = k_{\parallel} z_{\alpha}$  ( $\alpha = e, i$ );  $\tau = \Omega_e t$ ;  $\nu = (m/M)$ ;  $m$  — масса электрона;  $M$  — масса иона,

$$\begin{aligned} R_n &= \frac{R_{bn}}{R_{b1}}; P_n = \frac{S_b \varphi_n^2(r_b)}{R_{b1} \|\varphi_n\|^2} \gamma^{3/2}; R_{bn} = S_b \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\kappa_{\parallel}^2 n^2}{\kappa_{1n}^2 + \kappa_{\parallel}^2 n^2} \frac{\varphi_n^2(r_b)}{\|\varphi_n\|^2}; \\ b_n &= \frac{\kappa_{\parallel} e \gamma^{-3}}{cm \Omega_e} \varphi_n(r_b) \frac{da_n}{d\tau}; \Omega_e^2 = \gamma^{-3} \omega_e^2 R_{b1}; \mu = \gamma^2 \frac{u^2}{c^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

В (2)  $k_{ln}$ ,  $\varphi_n(r_b)$  — собственные волновое число и функция волновода,  $\|\varphi_n\|$  — норма собственной функции,  $S_b$  — площадь поперечного сечения пучков,  $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор,  $\omega_e^2 = 4\pi e^2/m$  — электронная ленгмюровская частота,  $r_b$  — координата пучков в поперечном сечении волновода,  $2\pi/k_{||}$  — длина волны начального возмущения,  $u$  — невозмущенная скорость электронов пучка,  $c$  — скорость света.

Система (1) описывает динамику бесконечно длинных "тонких" совмещенных в пространстве электронного и ионного пучков, локализованных вдоль бесконечно длинного металлического волновода произвольного сечения, помещенного в сильное продольное внешнее магнитное поле. Исходными при выводе (1) являлись релятивистские уравнения движения для электронов и ионов (первое и второе уравнения (1)), продольной компоненты векторного потенциала, ответственной за генерацию вихревого электрического поля (третье уравнение (1)), а также уравнение для скалярного потенциала.

Если релятивистская масса электрона мала по сравнению с массой иона

$$\omega_i^2 \gamma^3 / \omega_e^2 = \nu \gamma^3 \ll 1, \quad (3)$$

где  $\omega_i^2 = 4\pi e^2/M$  — ионная ленгмюровская частота, то колебания электронов и ионов можно рассматривать в потенциальном приближении и использовать для описания возбуждаемых полей уравнение Пуассона, так как

$$|\omega/k_{||}c| \sim |\delta\omega/k_{||}c| \approx (\nu \gamma^3)^{2/3} u / (1 + \nu \gamma^3) c \ll 1. \quad (4)$$

Здесь использовано условие развития неустойчивости Бунемана — возбуждение колебаний происходит вблизи точки резонанса ионной и медленной электронной ленгмюровских волн:  $\omega = k_{||}u - \Omega_e = \Omega_i$  ( $\Omega_i = \nu \gamma^3 \Omega_e$  — ионная ленгмюровская частота с учетом геометрии системы),  $\delta\omega = 2^{-4/3} (1 + i\sqrt{3}) (\Omega_e \Omega_i^2)^{1/3}$  — инкремент бунемановской неустойчивости. Таким образом, система (1) справедлива лишь для слабо-релятивистских пучков, так как использованное при ее выводе условие потенциальности продольных колебаний (4) выполняется лишь для небольших  $\gamma$ , удовлетворяющих (3). (Например, для водородной плазмы, неравенство (3) отвечает  $\gamma \ll 12,5$ .)

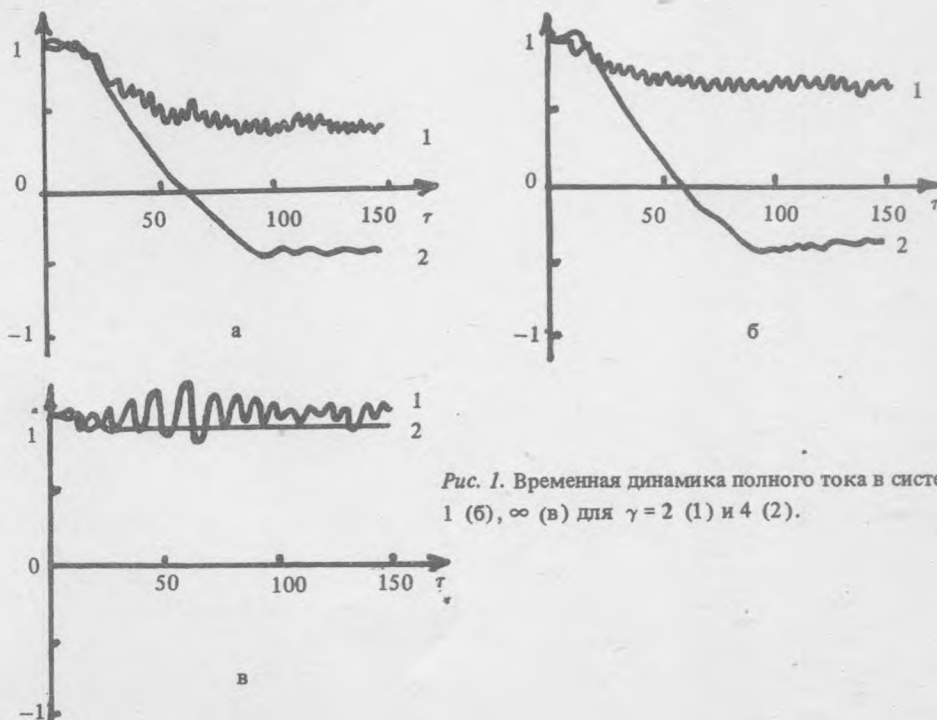


Рис. 1. Временная динамика полного тока в системе при  $\lambda = 0,2$  (а), 1 (б),  $\infty$  (в) для  $\gamma = 2$  (1) и 4 (2).

Релятивистская нелинейная задача о бунемановской неустойчивости (1) содержит помимо геометрических  $R_n$  и  $P_n$  три главных параметра:  $\gamma$ ,  $\nu$  и  $\lambda = \Omega_e^2 / k_{\perp 1}^2 c^2$ . (Согласно /1/,  $\lambda \sim u^2 Q / c^2$ , где  $Q$  — порог бунемановской неустойчивости /4/.) Система (1) интегрировалась численно на ЭВМ при  $R_n = P_1 = 1$ ,  $P_{n \geq 2} = 0$  ( $n = 10$  — выбиралось 10 гармоник возмущения плотности заряда) для водородной плазмы ( $\nu = 0,000544$ ) со следующими начальными условиями:  $y_e(\tau = 0) = y_0 + \sigma \sin y_0$ ,  $y_i(\tau = 0) = y_0$ ,  $\dot{y}_e(\tau = 0) = 1$ ,  $\dot{y}_i(\tau = 0) = 0$ ,  $y_0 \in [0, 2\pi]$ ,  $\sigma = 0,1$ . На рис. 1 представлены результаты численного интегрирования системы (1) при  $\lambda = 0,2$ ; 1 и  $\infty$  для  $\gamma = 2$  и 4. Основные закономерности нерелятивистского случая, описанные в /1/, сохраняются, только осцилляции тока на развитой нелинейной стадии с ростом релятивизма уменьшаются. При  $\lambda \leq 1$  (небольшая надпороговость) также происходит срыв электронного тока, однако при  $\gamma = 4$  различия для  $\lambda = 0,2$  и 1 практически исчезают. При  $\lambda = \infty$  (порог бунемановской неустойчивости сильно превышен) срыва электронного тока не происходит. Отметим, что при срыве электронного тока для  $\lambda < 1$  из закона сохранения импульса следует, что ионы ускоряются до скорости  $\gamma u_i$ , которая, в силу (3), все еще значительно меньше невозмущенной скорости электронов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Бобылев Ю.В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 14 (1988).
2. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Филиппычев Д.С. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 25 (1981).
3. Владыко В.Б., Рудяк Ю.В., Рухлин В.Г. ЖТФ, 55, 1863 (1985).
4. Рухадзе А.А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М., Атомиздат, 1980.

Поступила в редакцию 3 января 1990 г.