

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ РЕЛАКСАЦИИ НАПРАВЛЕННОЙ СКОРОСТИ ПОТОКА ЭЛЕКТРОНОВ

П.В. Веденин, А.М. Игнатов

Теоретически исследована релаксация сверхальфвеновского электронного потока. Показано, что при достаточно малой скорости (в условиях эффекта Рамзауэра) могут возникать автоколебания тока.

Прохождение потока заряженных частиц через плазму сопровождается потерей части их направленного импульса в результате развития неустойчивостей и наличия столкновений. В [1,2] показано, что изменение полной плотности тока в системе при развитии бунемановской и пучковой неустойчивостей влечет за собой возникновение индукционного самосогласованного поля, препятствующего этому изменению. В настоящей работе исследована столкновительная релаксация потока электронов, движущихся в слабо ионизованной плазме, и показана возможность существования автоколебаний.

Пусть моноэнергетический электронный пучок распространяется в направлении оси z в слабоионизованной плазме. Будем считать, что собственный заряд пучка компенсирован неподвижным ионным фоном, и электроны рассеиваются только на нейтральных атомах. Предполагается, что на систему наложено достаточно сильное продольное магнитное поле, поэтому движение частиц можно считать одномерным, и, кроме того, все характерные времена много меньше времени развития бунемановской или пирсовской неустойчивостей.

Такая модель применима, например, к плазме с током, помещенной между обкладками плоского конденсатора с достаточно большим поперечным размером. Рассмотрим что будет происходить с системой после выключения внешнего напряжения.

Уравнение для плотности тока пучка, усредненного по z , аналогично [2] и имеет вид:

$$\partial j / \partial t + f(j) = (\omega_b^2 / 4\pi) E, \quad (1)$$

где $f(j) = j n_N u \sigma(u)$; $\omega_b^2 = 4\pi e^2 n_b / m$; n_b, n_N — концентрации электронов пучка и нейтралов; $\sigma(u)$ — транспортное сечение столкновений электронов с нейтралами; E — индукционное электрическое поле, параллельное оси z . Уравнение для E получается из усредненных по z уравнений Максвелла:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) E + 4\pi \frac{\partial j}{\partial t} = 0. \quad (2)$$

Начальные условия примем в виде:

$$E|_{t=0} = 0, \quad j|_{t=0} = j_0 \sin(k_{\perp} x), \quad (3)$$

где $k_{\perp} = 1/a$; a — характерный поперечный размер системы.

Функция $f(j)$ может иметь сложный вид. Аппроксимируем ее сначала линейной функцией $f(j) = \nu j$. Тогда решение системы уравнений (1), (2) в пределе $\omega_b \gg \nu$ имеет вид:

$$j = j_0 [e^{-t/t_0} - (\nu/\omega_b) e^{-\nu t/2} \sin(\omega_b t)] \sin(k_{\perp} x), \quad (4)$$

где $t_0 = \omega_b^2 a^2 / c^2 \nu$. Если $\omega_b^2 a^2 \gg c^2$ (ток пучка велик по сравнению с током Альфвена), то, как видно из (4), ток в системе в течение некоторого интервала времени $\nu^{-1} < t \ll t_0$ меняется медленно, т.е. энергия электронов поддерживается за счет собственного магнитного поля тока. В этом пределе можно пренебречь пространственными производными в уравнении (2).

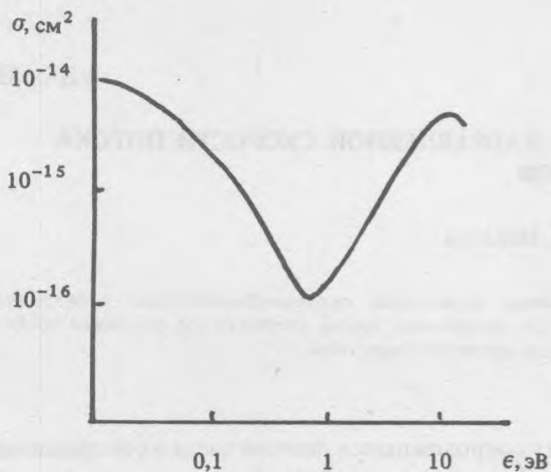


Рис. 1. Зависимость транспортного сечения от энергии для Хе /3/.

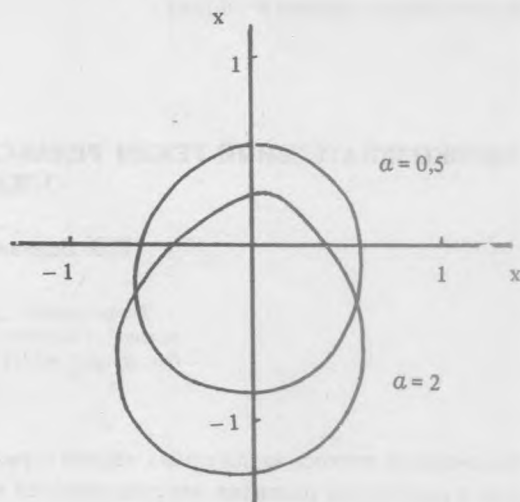


Рис. 2. Предельные циклы уравнения (5).

При более сложной зависимости $f(j)$ в пределе $\omega_b^2 a^2 \gg c^2$ система уравнений (1), (2) сводится к уравнению нелинейного осциллятора для величины $x = (j - j_0)/j_0$:

$$\ddot{x} + \varphi(x)\dot{x} + x = 0, \quad (5)$$

где точка означает дифференцирование по безразмерному времени $\tau = \omega_b t$ и $\varphi(x) = (1/j_b \omega_b) (d/dx) f(u_0 + x u_0)$. Уравнение (5) нужно дополнить начальными условиями

$$x|_{\tau=0} = 0, \quad \dot{x}|_{\tau=0} = -f(u_0)/\omega_b j_0. \quad (6)$$

Из физических соображений ясно, что уравнение (5) может описывать автоколебательную систему вблизи экстремумов функции $\varphi(x)$, т.е. при $d \ln \sigma / d \ln \epsilon \approx -1$, где $\epsilon = mu^2/2$. Наличие экстремумов $\varphi(x)$ характерно для многих газов, например, для Хе, С, CO₂, Аг, O₂, О, в условиях эффекта Рамзауэра при энергии $\epsilon \sim 1$ эВ /3/.

Зависимость $\sigma(\epsilon)$ для Хе приведена на рис. 1. Предельные циклы уравнения (5) для некоторых значений параметра $a = u_m n_N \sigma(\epsilon_m)/\omega_b$ (где $\sigma(u_m) = \max \sigma(u)$) изображены на рис. 2.

Итак, индукционное поле приводит к значительному изменению процесса релаксации тока в плазме, который происходит в два этапа. При $t < t_0$ в низкоэнергичном пучке могут возникать автоколебания тока с частотой $\sim \omega_b$, а в дальнейшем при $t > t_0$ ток в системе стремится к нулю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Владыко В. Б., Рудяк Ю. В., Рухлин В. Г. ЖТФ, 55, в. 9, 1863 (1985).
2. Веденин П. В., Карбушев Н. И., Рухлин В. Г. Письма ЖТФ, 11, № 4, 220 (1985).
3. I t i k a w a Y. Atomic data and nuclear data tables, 21, 69 (1975).

Поступила в редакцию 28 мая 1986 г.