

## РАЗДЕЛЕНИЕ ИОНОВ В АЗИМУТАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ПИНЧАХ

С.В. Буланов, В.А. Неклюдов

*Показано, что рост азимутально-несимметричных возмущений приводит к эффективному разделению ионов в динамических пинчах.*

В экспериментах с Z-пинчами /1/ наблюдалось разделение ионов многокомпонентной плазмы. Этим же, возможно, объясняется временная эволюция излучения в различных спектральных интервалах, обнаруженная при экспериментальном исследовании токовых слоев /2/. Причиной разделения ионов в пинчевых разрядах служат самосогласованные электрические поля, которые в /3/ рассчитывались в приближении азимутально-симметричного движения плазмы. Предполагалось, что они связаны с градиентом электронного давления. В последнее время возник интерес к азимутально-несимметричным Z-пинчам. В эксперименте /4/ наблюдалась филаментация тока в плазменном фокусе. В качестве ее причины рассматривались тепловая неустойчивость /5/ и гидродинамическая неустойчивость ускоряемой плазмы /6—8/. Физические процессы в токовых слоях, формирующихся в окрестности X-линии, на начальной стадии их эволюции во многом аналогичны процессам, протекающим в Z-пинчах. Ниже рассматривается разделение ионов в азимутально-несимметричных Z-пинчах в многокомпонентной плазме. Считается, что электрические поля связаны с ускорением плазмы.

Пусть электроны замагничены, а ларморовский радиус ионов много больше характерных размеров пинча. Эффектами газового давления пренебрегаем. Рассматривая двумерное течение плазмы, когда магнитные силовые линии и вектор скорости плазмы лежат в плоскости, перпендикулярной электрическому току. Для уравнений магнитной гидродинамики, преобразованных аналогично /3/, с учетом этих предположений и условия квазинейтральности имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div} (n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) &= 0, & \frac{\partial \mathbf{v}_\alpha}{\partial t} + (\mathbf{v}_\alpha \nabla) \mathbf{v}_\alpha &= (z_\alpha / 4\pi n_e m_\alpha) [\operatorname{rot} \mathbf{B}, \mathbf{v}_\alpha], \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \operatorname{rot} [\mathbf{v}_{e\perp}, \mathbf{B}], & \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\alpha$  — индекс ионной компоненты,  $n_e = \sum_\alpha n_\alpha z_\alpha$  и  $\mathbf{v}_{e\perp} = (\sum_\alpha n_\alpha z_\alpha \mathbf{v}_{\alpha\perp}) / n_e$  — соответственно

концентрация и перпендикулярная току скорость электронной компоненты.

Будем искать автомодельное решение, представляющее собой локальную аппроксимацию вблизи нуля магнитного поля /8/:

$$n_{\alpha} = n_{\alpha}(t), \quad v_{(\alpha)i} = W_{(\alpha)ij} x_j, \quad B_i = A_{ij}(t) x_j, \quad i, j = 1, 2. \quad (2)$$

Такой подход позволяет описать единым образом эволюцию динамических пинчей и начальную стадию формирования токового слоя. В зависимости от вида матрицы  $A_{ij}$  описывается течение плазмы вблизи О-линии (Z-пинч) или Х-линии магнитного поля (токовый слой). Исследование автомодельных решений является основным из подходов в теории, развиваемой в работах /6—8/.

Подстановка выражений (2) и замена  $W_{(\alpha)ij} = \dot{M}_{(\alpha)ik} M_{(\alpha)kj}^{-1}$  /9/ сводит уравнения МГД к системе

$$\ddot{M}_{(\alpha)ik} M_{(\alpha)kj}^{-1} = \frac{z_{\alpha} (M_{(e)il} A_{lm}(0) M_{(e)mn}^{-1} - M_{(e)nl} A_{lm}(0) M_{(e)mi}^{-1}) M_{(e)mp} A_{pk}(0) M_{(e)kj}^{-1}}{4\pi n_e [\det(M_{(e)ij})]^2}, \quad (3)$$

$$\dot{M}_{(e)ik} M_{(e)kj}^{-1} = (\sum_{\beta} n_{\beta}(0) z_{\beta} [\det(M_{(\beta)ij})]^{-1} \dot{M}_{(\beta)ik} M_{(\beta)kj}^{-1}) / n_e,$$

$$n_e = \sum_{\beta} n_{\beta}(0) z_{\beta} / \det(M_{(\beta)ij}),$$

где  $A_{ij}(0)$  и  $n_{\beta}(0)$  — соответственно начальные значения матрицы  $A_{ij}$  и концентрации  $n_{\beta}$ ,  $M_{(e)ij}$

описывает движение электронов:  $v_{(e)i} = \dot{M}_{(e)ik} M_{(e)kj}^{-1} x_j$ .

Уравнения (3) анализировались ранее для однокомпонентной плазмы. Решение, описывающее азимутально симметричное течение  $A_{11} = A_{22} = 0$ ,  $A_{21} = -A_{12} = a(t)$ ,  $M_{11} = M_{22} = M(t)$ ,  $M_{12} = M_{21} = 0$ , вблизи особенности выглядит следующим образом /8/:

$$M(t) = (1-t/t_0) [1-2\Omega^2 t_0^2 \ln(1-t/t_0)]^{1/2}, \quad a(t) = a(0) M^{-2}(t), \quad (4)$$

$$t_0 = (1/\Omega) \{w(0)/2\Omega + [1+(w(0)/2\Omega)^2]^{1/2}\},$$

где  $\Omega^2 = za^2(0)/2\pi m n(0)$ . Однако такие течения неустойчивы. Вблизи особенности они, как и течения в окрестности Х-линии, превращаются в квазиодномерные /8, 9/. Последние можно описать следующим решением:

$$A_{11} = A_{22} = A_{21} = 0, \quad A_{12} = -a(0)M_{22}^{-2}(t), \quad M_{11} = 1, \quad M_{12} = M_{21} = 0,$$

$$M(t) = M_{22} = (1-t/t_0)^{2/3}, \quad t_0 = (2/3)\Omega^{-1}, \quad (5)$$

отвечающим начальному условию  $w(0) = -\Omega$  и являющимся притягивающим в классе рассматриваемых автомодельных решений.

Исследуем поведение двухкомпонентной плазмы в предельных случаях, возникающих вблизи особенности, — азимутально-симметричного течения и одномерного течения. Когда одна из компонент является малой добавкой ( $n_2 \ll n_1$ ), ее движение в электрическом и магнитном полях, создаваемых основной компонентой, можно рассмотреть аналитически. Уравнения

$$\dot{M}_{(2)ik} M_{(2)kj}^{-1} = \kappa \dot{M}_{(1)ik} M_{(1)kj}^{-1}, \quad (6)$$

где  $\kappa = z_2 m_1 / z_1 m_2$ , а  $M_{(1)ik}$  — известны, точно интегрируются в азимутально-симметричном случае (4):

$$M_{(2)11} = M_{(2)22} = \frac{1 + w_{(z)}(0)t_0 - \Omega^2 t_0^2 \kappa}{1 - 2\Omega^2 t_0^2 \kappa} [1 - 2\Omega^2 t_0^2 \ln(1-t/t_0)]^{-\kappa/2} - \\ - \frac{w_{(z)}(0)t_0 + \Omega^2 t_0^2 \kappa}{1 - 2\Omega^2 t_0^2 \kappa} (1-t/t_0) [1 - 2\Omega^2 t_0^2 \ln(1-t/t_0)]^{\kappa/2}, \quad (7a)$$

и в одномерном случае (5):

$$M_{(2)22}(t) = \frac{D-1-2w_{(z)}(0)t_0}{2D} (1-t/t_0)^{(1+D)/2} + \frac{2w_{(z)}(0)t_0+1+D}{2D} (1-t/t_0)^{(1-D)/2}, \quad \text{при } \kappa < 9/8, \\ M_{(2)22}(t) = \sqrt{1-t/t_0} \frac{\cos(\varphi + R/2 \ln(1-t/t_0))}{\cos \varphi}, \quad \text{при } \kappa > 9/8, \quad (7b)$$

где  $D = (1-8/9\kappa)^{1/2}$ ,  $R = iD$  и  $\varphi = \arctg[(1+2w_{(z)}(0)t_0)/R]$ .

Отношение концентраций изменяется при сжатии следующим образом:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_2(0)}{n_1(0)} \left\{ \frac{1 + w_{(z)}(0) t_0 - \Omega^2 t_0^2 \kappa}{1 - 2\Omega^2 t_0^2 \kappa} (1 - t/t_0)^{-1} [1 - 2\Omega^2 t_0^2 \ln(1 - t/t_0)]^{-(\kappa+1)/2} - \frac{w_{(z)}(0) t_0 + \Omega^2 t_0^2 \kappa}{1 - 2\Omega^2 t_0^2 \kappa} [1 - 2\Omega^2 t_0^2 \ln(1 - t/t_0)]^{(\kappa-1)/2} \right\}^{-2}, \quad (8a)$$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_2(0)}{n_1(0)} \left\{ \frac{D - 1 - 2w_{(z)}(0) t_0}{2D} (1 - t/t_0)^{(3D-1)/6} + \frac{D + 1 + 2w_{(z)}(0) t_0}{2D} (1 - t/t_0)^{-(3D+1)/6} \right\}^{-1},$$

при  $\kappa < 9/8$ ,

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_2(0)}{n_1(0)} (1 - t/t_0)^{1/6} \frac{\cos \varphi}{\cos(\varphi + R/2 \ln(1 - t/t_0))}, \quad \text{при } \kappa > 9/8. \quad (8b)$$

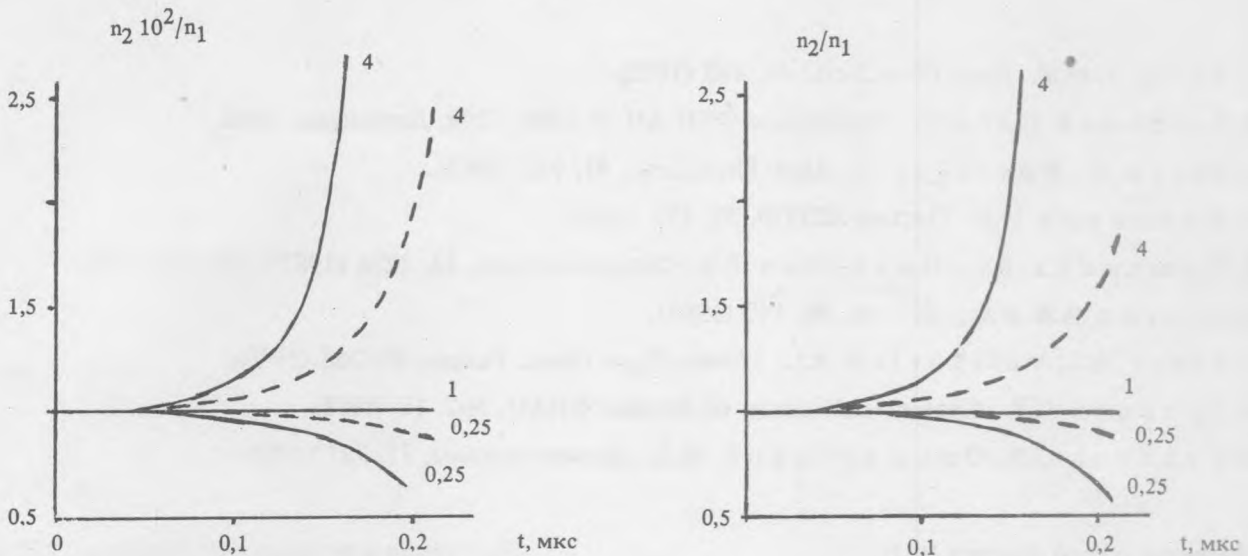


Рис. 1. Изменение отношения концентраций небольшой примеси ( $n_2 \ll n_1$ ) и основной компоненты при сжатии азимутально-симметричного пинча с параметрами  $\Omega_1(0) = 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $w_1(0) = w_2(0) = -3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  (сплошные кривые) и квазиодномерного пинча с параметрами  $\Omega_1(0) = 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $w_1(0) = w_2(0) = -3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  (пунктир). Числа у кривых — значения параметра  $\kappa$ . Аналитическое решение (8).

Рис. 2. Изменение отношения концентраций равных компонент ( $n_2(0) = n_1(0)$ ) при сжатии пинчей с теми же параметрами. Численное решение.

Из формул (8) видно, что более сильное разделение компонент плазмы происходит в квазиодномерном течении (рис. 1). Этот вывод подтверждается численными решениями уравнений (3) для случая равных концентраций  $n_2(0) = n_1(0)$  (рис. 2), и объясняется более сильной зависимостью перпендикулярного к току электрического поля от степени сжатия для квазиодномерного течения. В этом случае вблизи особенности влияния нелинейности и электрического поля сравнимы (для решения (5) отношение первого ко второму постоянно и равно 2). Эволюция же азимутально-симметричного течения определяется главным образом нелинейностью.

Возбуждаемые в динамических пинчах электрические поля приводят к разделению ионов. Эффективность разделения сильно зависит от пространственной структуры течения плазмы. Развитие азимутально-несимметричных возмущений в Z-пинчах или влияние несимметричного фонового магнитного поля (токовые слои в окрестности X-линии) приводят к более значительному разделению ионов с различным отношением заряда к массе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Vaily J. et al. Appl. Phys. Lett., 40, 460 (1982).
2. Богданов С.Ю. и др. Препринты ФТИ АН № 1298, 1299, Ленинград, 1988.
3. Varak G., Rostoker N. Appl. Phys. Lett., 41, 918 (1982).
4. Филиппов Н.В. Письма ЖЭТФ, 31, 131 (1980).
5. Имшенник В.С., Неудачин В.В. Физика плазмы, 13, 1226 (1987); 14, 668 (1988).
6. Будько А.Б. и др. ЖЭТФ, 96, 140 (1989).
7. Kleev A.I., Velikovich A.L. Plasma Phys. Contr. Fusion, 32, 763 (1990).
8. Буланов С.В. Краткие сообщения по физике ФИАН, №2, 10 (1988).
9. Буланов С.В., Ольшанецкий М.А. Физика плазмы, 11, 727 (1985).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 26 февраля 1992 г.