Письма в ЖТФ, том 21, вып. 22 26 ноября 1995 г.

01;04

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ КОНФИГУРАЦИИ "ПОЯС"

К.В.Брушлинский, К.П.Горшенин, А.И.Морозов

Идея тороидальной магнитной ловушки-галатеи "Пояс" с двумя однонаправленными токами в параллельных кольцевых проводниках-миксинах и азимутальным током в плазме (рис. 1) предложена в работе [1]*. Соответствующая магнитоплазменная конфигурация содержит токовый слой [4,5] в его квазистационарной стадии [6]. Стационарные двумерные базовые конфигурации прямого аналога "Пояса" построены в терминах решений плоского уравнения Грэда–Шафранова с простейшими — линейной и квадратичной —магнитобарическими характеристиками $p(\psi)$ [1].

Хотя современная техника в принципе позволяет (с помощью ЭЦР и инжекторов нейтралов) реализовать конфигурации с любой зависимостью $p(\psi)$, особый интерес, благодаря своей простоте, представляет экспериментальное формирование "Пояса" с помощью разряда. На первом этапе разряд целесообразно исследовать в прямом аналоге ловушки — диэлектрической трубе с двумя прямыми миксинами внутри и элекродами на торцах. Сценарий эксперимента предполагается следующим. Труба заполняется газом, он как-то ионизуется, а затем на электроды подается напряжение и в процессе сильноточного (т. е. с существенным собственным магнитным полем) разряда формируется токовый слой и конфигурация "Пояса".

Цель настоящей работы — воспроизвести в расчетах ожидаемую эволюцию разряда и определить формируемую при этом магнитобарическую характеристику $p(\Psi)$. Рассмотрена двумерная МГД-модель прямого варианта ловушки "Пояс" в квадратной (для простоты) области

$$|x| \leqslant 2, \qquad |y| \leqslant 2 \tag{1}$$

с двумя миксинами конечного сечения

$$(x \pm 1)^2 + y^2 \leqslant r_c^2. \tag{2}$$

* Следуя [2,3], мы называем "галатеями" ловушки с омываемыми плазмой токонесущими проводниками, а "миксинами" — эти проводники.

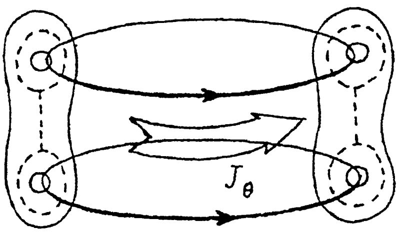

Рис. 1. Схема ловушки-галатеи "Пояс".

Простейшей моделью миксин являются "прозрачные" для плазмы области (2) с заданным в них сторонним током $j_z^{ex}(x, y)$. Кроме того, препятствие, которым является твердотельная миксина для движения плазмы, частично моделируется "силой трения" $\mathbf{f} = -\kappa\mathbf{v}$. С учетом этих особенностей модель эволюции агнитоплазменной конфигурации использует во всем квадрате (1) МГД-уравнения

$$\begin{gathered}
\partial\rho/\partial t + \mathrm{div}\rho\mathbf{v} = 0, \\
\rho d\mathbf{v}/dt + \nabla p = [\mathbf{j}, \mathbf{H}] - \kappa\mathbf{v}, \\
\rho d\varepsilon/dt + p\mathrm{div}\mathbf{v} = \nu j^2, \\
\partial\mathbf{H}/\partial t = \mathrm{rot}[\mathbf{v}, \mathbf{H}] - \mathrm{rot}\nu\mathbf{j}, \\
p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon = \beta_0\rho T/2, \qquad \mathbf{j} + \mathbf{j}^{ex} = \mathrm{rot}\,\mathbf{H}.
\end{gathered} \tag{3}$$

Здесь $\mathbf{j}$ — ток в плазме. Внешний ток $\mathbf{j}^{ex}$ и коэффициент "трения" κ отличны от нуля только в пространстве проводников (2). Уравнения (3) написаны в безразмерной форме: единицами длины, плотности, температуры и магнитного поля являются расстояние x_0 от начала координат до центра миксины, начальные (однородные) значения ρ_0 и T_0, характерное поле $H_0 = 2J(cx_0)$, где J — заданный ток в каждой миксине, а остальные единицы — их естественные комбинации. Уравнения содержат безразмерные параметр $\beta_0 = 8\pi p_0/H_0^2$ и магнитную вязкость, зависящую от температуры по Спитцеру:

$$\nu = 1/Re_m = c^2/(4\pi\sigma x_0 v_0) = \nu_0 T^{-3/2}.$$

Задача об эволюции ставится в терминах уравнений (3) в области (1) при начальных условиях покоя плазмы в магнитном поле сторонних токов $\mathbf{j}^{ex}$. Из этого состояния плазму выводит электрическое поле E_z, созданное электродами на торцах трубы. Оно задано на границе квадрата (1) в

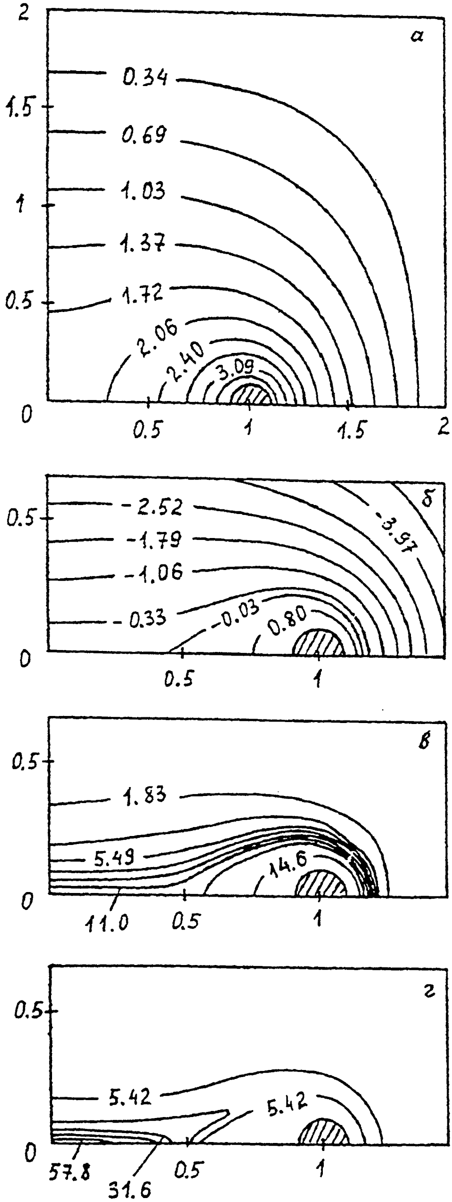

Рис. 2. Магнитное поле ($\psi = \text{const}$) при $t = 0$ (*а*); линии уровня ψ, p и j_z при $t = 7$ (*б–г*).

качестве граничного условия наряду с условием непротекания $v_n = 0$. В процессе решения задачи вместо $\mathbf{H}$ вводится фунция магнитного потока ψ: $H_x = \partial\psi/\partial y$, $H_y = \partial\psi/\partial x$, а уравнения (1) численно интегрируются с помощью явной консервативной разностной схемы.

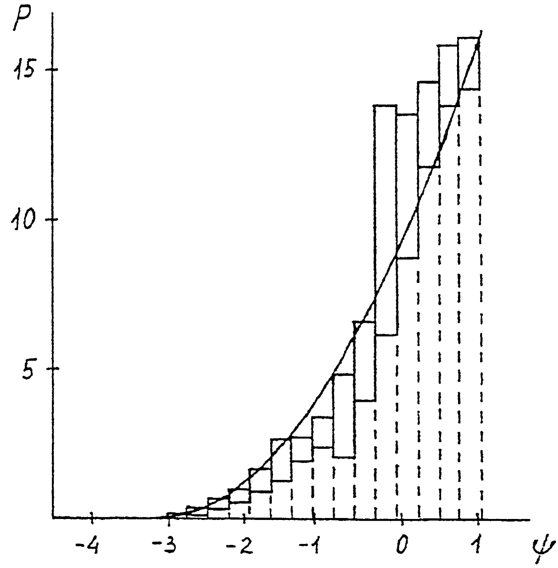

Рис. 3. Гистограмма $p(\Psi)$ и аппроксимирующая ее парабола.

Основной результат расчетов состоит в том, что в них действительно реализуется предполагаемая схема формирования "Пояса". При значениях $\beta_0 = 0.5$, $\nu_0 = 0.1$, $r_c = 0.1$ за (безразмерное) время $t \approx 5$ устанавливается квазистационарная стадия решения. Она представлена на рис. 2, *б–г* при $x > 0$, $y > 0$ (поскольку задача симметрична относительно осей координат). Подробное рассмотрение результатов позволяет увидеть малую область вблизи границы миксин (2), в которой плазменный ток имеет обратное направление: $j_z < 0$. По результатам расчетов построена гистограмма значений $p(\psi)$ с указанием пределов изменения давления на линиях $\psi = \text{const}$ (рис. 3). В эти же пределы вписывается график параболы $p = 0.9(\psi + 3.2)^2$, которая разумно аппроксиммирует зависимость $p(\psi)$. Отетим, что результаты расчета конфигурации вне сепаратрисы магнитного поля и непосредственно вблизи нее реально не зависят от изменения размеров миксин вдвое ($r_c = 0.2$).

Авторы благодарны А.Г. Франк за конструктивное обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95–02–06054).

Список литературы

[1] *Морозов А.И., Франк А.Г.* // Физ. плазмы. 1994. Т. 20. № 11. С. 982.
[2] *Морозов А.И.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 15. С. 86.
[3] *Морозов А.И.* // Физ. плазмы. 1992. Т. 18. С. 305.
[4] *Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 138.
[5] *Франк А.Г.* // Тр. ФИАН. 1985. Т. 160. С. 93.
[6] *Брушлинский К.В., Заборов А.М., Сыроватский С.И.* // Физ. плазмы. 1980. Т. 6. В. 2. С. 297.

Поступило в Редакцию
14 сентября 1995 г.