

УДК 533.951

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ-ГАЛАТЕЙ ТИПА «ПОЯС»

А. В. Белимов, Г. И. Дудникова, М. П. Федорук, Э. П. Шурина

Институт вычислительных технологий СО РАН, 630090 Новосибирск

Построены численные модели процессов равновесных плазменных конфигураций типа «Пояс» с помощью прямого разряда. Определены магнитобарические характеристики  $p(\Psi)$  этих конфигураций. Показано соответствие результатов расчетов экспериментальным данным.

**Введение.** Как известно, в традиционных плазменных ловушках, исследуемых в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза, для создания магнитных полей используются только катушки, опертые о землю. С практической точки зрения наиболее интересны ловушки, в которых в занимаемом плазмой объеме магнитное поле либо отсутствует, либо имеет напряженность, малую по сравнению с полем в магнитном барьере, окружающем плазму [1]. Однако создание бесщелевых магнитных конфигураций такого типа с помощью катушек, опертых о землю, невозможно. В то же время нужные конфигурации могут быть легко созданы с помощью проводников с током, плавающих в плазме. В [1] такие ловушки названы «галатеи», а купающиеся в плазме проводники — «миксины».

Следует отметить, что несмотря на видимые преимущества галатей с точки зрения удержания плазмы и создание весьма совершенных экспериментальных конструкций, их исследование находится на начальном этапе. Основной причиной того, что галатеи оказались на периферии ведущихся исследований, является глубоко укоренившееся мнение, что галатеи как основа промышленных термоядерных реакторов неперспективны из-за больших технологических трудностей. Однако это мнение следует считать ошибочным [1, 2].

В последнее время появился ряд работ, посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию галатей (см. [1–13] и библиографию к ним). Так, экспериментальное исследование галатей проводится группой А. Г. Франк на установке-галатее типа «Пояс». Схема этой ловушки предложена в работе А. И. Морозова и А. Г. Франк [3]. Ловушка представляет собой тороидальный квадруполь, образованный двумя миксинами, между которыми по плазме течет азимутальный ток. Однако в настоящее время экспериментально изучаются прямые варианты «Пояса» в режиме электродного разряда [3, 4], когда ловушка представляет собой камеру из кварца диаметром 18 см и длиной 100 см. Миксины выполнены из металлических стержней диаметром 2 см, длиной 95 см и покрыты слоем изоляции толщиной 0,2 см; оси миксин смещены на расстояние  $a = \pm 4,5$  см относительно оси камеры, а электрические токи в них имеют одинаковые направления и величины. Обратный токопровод для электрического тока миксин выполнен также в виде двух проводников, параллельных оси и расположенных снаружи вакуумной камеры на расстоянии от ее оси  $y_0 = \pm 11,25$  см. Электрические токи во внешних проводниках (фиксаторах) изменяют структуру магнитного поля и приводят к уменьшению силы стягивания миксин.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-02-17115а).

Предварительная ионизация газа (Ar или Ne), наполнившего камеру, осуществлялась с помощью мощной ультрафиолетовой лампы. С обеих сторон в камеру вводились два плоских сетчатых электрода. Прикладываемое к ним импульсное напряжение от конденсатора приводило к дальнейшей ионизации газа и возбуждению тока в плазме [4].

Переходя к обсуждению теоретических работ, посвященных галатеям, рассмотрим прежде всего стационарные модели для расчета статических конфигураций. В работе [3] построены весьма общие решения уравнения Грэда — Шафранова для магнитобарических характеристик  $p(\Psi)$  в виде линейных и квадратичных сплайнов. Равновесные конфигурации галатей подробно рассмотрены в [5] в предположении, что зависимость  $p(\Psi)$  описывается линейным сплайном. В работе [6] построены равновесные конфигурации с помощью конформных отображений для случая бесконечно тонких переходных слоев плазма — поле.

Уравнения стационарной одножидкостной магнитной гидродинамики использовались в [7, 8] для расчета равновесных конфигураций плазмы в магнитном поле. В [7] данная система уравнений решалась численно методом конечных разностей при исследовании плазменных конфигураций в стеллараторе-галатее. Модель, предложенная в работе [8], помимо равновесия плазмы позволяет также учесть равновесие миксин в магнитном поле. Уравнения стационарной двухжидкостной магнитной гидродинамики использованы в [9] для анализа плазменных оболочек миксин.

Основным недостатком стационарного подхода является априорное задание магнитобарической характеристики  $p(\Psi)$  — распределения давления плазмы между магнитными поверхностями. Для того чтобы получить адекватную информацию об этой функции, исследовать соответствующие магнитоплазменные конфигурации и проследить динамику их формирования, необходимо использовать нестационарные МГД-модели. В настоящее время началась разработка подобных моделей. Так, в [10, 11] выполнено численное моделирование формирования «Пояса» в режиме прямого разряда. В модели сделан ряд упрощений: миксины предполагались прозрачными для плазмы, а ток в них был постоянным. Поэтому такие расчеты могли объяснить динамику плазмы на начальной стадии. Этими расчетами также подтверждается предполагаемая схема формирования «Пояса». Построению МГД-моделей формирования «Пояса» с учетом непрозрачности миксин посвящены работы [12, 13], в которых для описания динамики плазмы использовались уравнения одножидкостной магнитной гидродинамики. Внутри объема миксины решалось уравнение Пуассона для векторного потенциала магнитного поля. Поле миксины сшивалось непрерывным образом с полем плазменного объема. Данная модель более подробно описана в п. 2.

При решении проблемы галатей большую роль будет играть численное моделирование. Действительно, даже стационарные модели требуют привлечения численных методов при учете реальной геометрии ловушек и их конкретных конструктивных особенностей. Тем более это относится к нестационарным моделям. В связи с этим разработка адекватных математических моделей и реализующих их эффективных численных алгоритмов применительно к проблеме галатей остается весьма актуальной. В настоящей работе предлагается две таких модели. В п. 1 развита стационарная модель ловушки-галатеи типа «Пояс». Алгоритм ее реализации основан на методе конечных элементов. В п. 2 построена МГД-модель формирования «Пояса», основу которой составляют уравнения нестационарной одножидкостной магнитной гидродинамики. Численная реализация данной модели осуществляется конечно-разностным методом.

**1. Стационарная модель «Пояса».** В основу стационарной модели «Пояса» положены уравнения стационарной одножидкостной магнитной гидродинамики

$$\nabla p = \frac{1}{c}(\mathbf{j}^{pl} \times \mathbf{H}), \quad \text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}(\mathbf{j}^{pl} + \mathbf{j}^{ex}), \quad \text{div } \mathbf{H} = 0. \quad (1.1)$$

Здесь  $j^{pl}$  — плотность тока, индуцированного в плазме;  $j^{ex}$  — плотность заданного внешнего тока;  $p$  — давление плазмы;  $\mathbf{H}$  — вектор напряженности магнитного поля.

Задача (1.1) рассматривается в двумерной постановке, так как ток в миксине имеет только  $z$ -компоненту, протяженность установки по оси  $z$  много больше ее поперечных размеров, и поэтому краевыми эффектами можно пренебречь. Учитывая условия симметрии, рассмотрим только четверть исходного сечения. На осях симметрии для напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$ , давления  $p$  и плотности тока в плазме  $j^{pl}$  заданы краевые условия

$$\left. \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} \right|_{S_2} = 0, \quad \left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} \right|_{S_2} = 0, \quad \left. \frac{\partial j^{pl}}{\partial \mathbf{n}} \right|_{S_2} = 0.$$

Здесь  $\mathbf{n}$  — внешняя нормаль к границе  $S_2$ . Кроме того, для напряженности поля задавалось условие отсутствия поля вдали от источников (на расстоянии порядка 10 радиусов камеры)  $\mathbf{H}|_{S_1} = 0$ . На стенках вакуумной камеры и поверхности миксин ставились условия непротекания. Поскольку задача является двумерной, то удобно вместо напряженности магнитного поля ввести векторный потенциал  $\mathbf{A}$  ( $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$ ), который в данном случае имеет только одну ненулевую компоненту  $\mathbf{A} = (0, 0, \Psi)$  (следуя традиции, принятой в теории уравнения Грэда — Шафранова, обозначим  $A_z$  через  $\Psi$ ). Тогда система уравнений (1.1) примет следующий вид:

$$\Delta \Psi = -\frac{4\pi}{c} j_z, \quad \frac{dp}{dx} = -\frac{1}{c} j_z^{pl} \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad \frac{dp}{dy} = -\frac{1}{c} j_z^{pl} \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad (1.2)$$

где  $j_z \equiv j_z^{in} + j_z^{ex}$ .

Граничные условия формулируются следующим образом:

$$\Psi|_{S_1} = 0, \quad \left. \frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{n}} \right|_{S_2} = 0, \quad \left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} \right|_{S_2} = 0, \quad \left. \frac{\partial j_z}{\partial \mathbf{n}} \right|_{S_2} = 0. \quad (1.3)$$

Особенностью задачи является наличие свободной границы плазмы. В связи с этим к системе уравнений (1.2) необходимо добавить условие замыкания, из которого можно определить границу плазменного объема. В качестве такого условия можно использовать зависимость  $p(\Psi)$ , т. е. магнитобарическую характеристику. В расчетах использовались линейная

$$p(\Psi) = \begin{cases} 0, & \Psi < \Psi_1 < 0, \\ p_0(1 - \Psi/\Psi_*), & \Psi_1 < \Psi < \Psi_*, \\ 0, & \Psi \geq \Psi_* > 0 \end{cases} \quad (1.4)$$

и квадратичная

$$p(\Psi) = \begin{cases} 0, & \Psi < \Psi_1 < 0, \\ p_0((\Psi_* - \Psi)/\Psi_*)^2, & \Psi_1 < \Psi < \Psi_*, \\ 0, & \Psi \geq \Psi_* > 0 \end{cases} \quad (1.5)$$

магнитобарические характеристики [3, 5]. Здесь  $\Psi_*$  — значение функции тока на границе плазмы и внешней магнитной оболочки;  $\Psi_1$  — значение функции тока на границе плазмы и магнитной оболочки миксин.

Самосопряженность оператора Лапласа в уравнении Пуассона для потенциала позволяет дать вариационную формулировку метода конечных элементов в форме Ритца: нахождение решения уравнения Пуассона эквивалентно минимизации функционала

$$I(\mathbf{v}) = \int_{\Omega} \nabla^T \mathbf{v} \nabla \mathbf{v} d\Omega - 2 \int_{\Omega} j_z \mathbf{v} d\Omega \quad (1.6)$$

на классе функций  $v \in H_0^1(\Omega)$ , где  $H_0^1(\Omega)$  — пространство определенных на области  $\Omega$  функций, имеющих производные первого порядка и удовлетворяющих нулевым первым краевым условиям (1.3).

Соотношение  $j_z = c \frac{dp(\Psi)}{d\Psi}$  позволяет по известной  $p(\Psi)$  получить аналитическую зависимость для расчета тока в плазме. Так, для линейной зависимости (1.4) имеем

$$j_z^{pl} = -c \frac{P_0}{\Psi_*}, \quad (1.7)$$

а для квадратичной зависимости (1.5) плотность тока в области  $\Psi_1 < \Psi < \Psi_*$  равна

$$j_z^{pl} = -2c \frac{p_0}{\Psi_*^2} (\Psi_* - \Psi). \quad (1.8)$$

Область моделирования аппроксимировалась нерегулярными треугольными конечными элементами. Минимизация дискретного аналога функционала (1.6) сводилась к решению системы линейных алгебраических уравнений методом сопряженных градиентов, адаптированным к представлению матрицы в разреженном строчном формате [14]. В силу того что особенностью задачи является наличие свободной границы плазмы, положение которой постоянно уточняется, возникает погрешность, обусловленная грубой аппроксимацией границы плазмы гранями конечных элементов. Это потребовало адаптации конечно-элементной сетки к текущему положению границ плазменного объема. Был построен следующий численный алгоритм:

- 1) задать геометрию области моделирования, разбить область на конечные элементы (триангуляция);
- 2) задать коэффициенты  $p_0$ ,  $\Psi_*$ ,  $\Psi_1$  магнитобарической характеристики  $p(\Psi)$  и распределение тока  $j^{ex}$  в миксинах;
- 3) определить первоначальную область, занятую плазмой (например, всю доступную область вплоть до стенок камеры и миксин);
- 4) задать начальное распределение плотности тока в плазме  $j^{pl}$  (например, равномерное или нулевое);
- 5) минимизируя функционал (1.6), определить распределение векторного потенциала  $\Psi$ ;
- 6) определить область  $\Psi_1 \leq \Psi \leq \Psi_*$  внутри вакуумной камеры, занимаемую плазмой;
- 7) адаптировать сетку, выстраивая ребра ближайших к границе плазмы треугольников по изолиниям  $\Psi = \Psi_1$  и  $\Psi = \Psi_*$ ;
- 8) по формулам (1.4), (1.5) и (1.7), (1.8) рассчитать распределение давления плазмы  $p$  и плотности тока в ней  $j^{pl}$ ;
- 9) условие выхода из итерационного процесса: если на двух соседних итерациях норма разности невязок меньше заданной точности  $\epsilon$ , то завершить итерационный процесс, иначе итерационную процедуру продолжить с п. 5, учитывая изменившуюся геометрию плазменного объема.

На рис. 1, а, б представлены силовые линии магнитного поля для случаев линейной и квадратичной магнитобарических характеристик соответственно. На рис. 1 линией 1 показана граница камеры, линией 2 — граница плазменного объема, линией 3 — граница миксины.

**2. Нестационарная модель «Пояса».** В основу нестационарной модели «Пояса» положены уравнения одножидкостной магнитной гидродинамики

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = 0, \quad \rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p - \frac{1}{4\pi} [\Delta \mathbf{A} \times \operatorname{rot} \mathbf{A}], \quad (2.1)$$

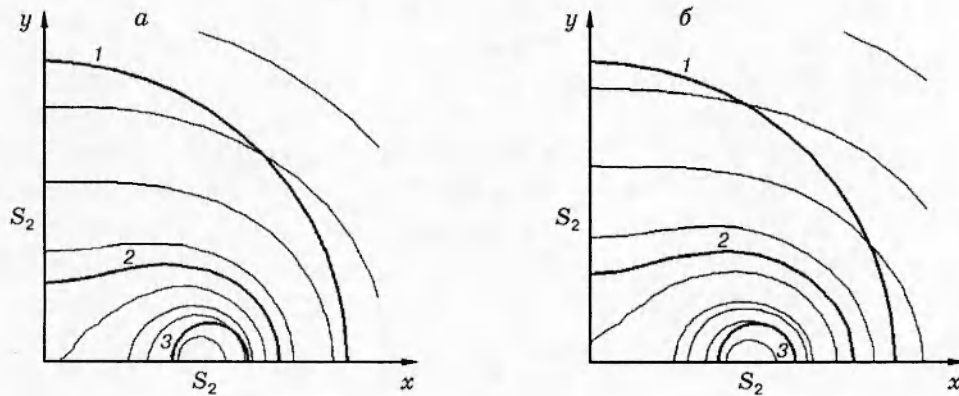


Рис. 1

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = [\mathbf{u} \times \text{rot} \mathbf{A}] + \nu_m \Delta \mathbf{A}, \quad \frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) p = -\gamma p \text{div} \mathbf{u} + \frac{\gamma - 1}{4\pi} \nu_m (\Delta \mathbf{A})^2 + \chi(\gamma - 1) \Delta T.$$

Здесь  $\rho$  — плотность плазмы;  $\mathbf{u}$  — ее среднемассовая скорость;  $p$ ,  $T$  — газодинамическое давление и температура плазмы соответственно;  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал;  $\nu_m = c^2/(4\pi\sigma)$  — магнитная вязкость,  $\sigma$  — проводимость плазмы,  $\chi$  — коэффициент теплопроводности. С учетом условий экспериментов [4] в качестве характерных параметров выберем следующие:

- магнитное поле  $H_0 = 1$  кГс;
- длина  $L = 10$  см;
- характерная концентрация плазмы  $n_0 = 10^{15}$  см $^{-3}$ ;
- скорость  $\bar{v}_A^0 \simeq H_0/(4\pi\rho_0)^{1/2} \simeq 3,5 \cdot 10^6$  см/с;
- характерное время  $t_0 = L/V_A^0 \simeq 2,9 \cdot 10^{-6}$  с;
- давление  $p_0 = H_0^2/(8\pi) \simeq 4 \cdot 10^4$  дин/см $^2$ ;
- температура  $T_0 \simeq 25$  эВ;
- плотность тока  $j_0 = cH_0/(4\pi L) \simeq 80$  А/см $^2$ .

В представленных ниже расчетах коэффициент теплопроводности  $\chi$  полагался равным нулю.

Как и в п. 1, будем рассматривать двумерные течения плазмы в плоскости  $(x, y)$ , симметричные относительно осей  $x = 0$ ,  $y = 0$ . В этом случае отлична от нуля только одна компонента вектор-потенциала  $\mathbf{A} = (0, 0, \Psi)$ . Ввиду симметрии задачи будем рассматривать только первый квадрант  $0 \leq x \leq x_m$ ,  $0 \leq y \leq y_m$  (в безразмерных переменных).

Граничные условия на линиях  $x = 0$ ,  $y = 0$  — естественные условия симметрии течения. На внешних границах расчетной области  $\Gamma$  задается электрическое поле в виде зависимости  $\Psi$  от  $t$ :

$$\Psi(t) = \begin{cases} A_1 \sin(\omega t), & \omega t \leq \pi/2, \\ A_1, & \omega t > \pi/2, \end{cases} \quad (2.2)$$

где  $A_1$  и  $\omega$  — безразмерные параметры, характеризующие величину и крутизну нарастания векторного потенциала. Полагается, что миксина занимает область  $x_0 \leq x \leq x_1$ ,  $y_0 \leq y \leq y_1$ . При этом размер миксины составляет 1/5–1/10 часть полной длины расчетной области в каждом направлении.

Внутри объема миксины решается уравнение Пуассона

$$\Delta \Psi = -\frac{4\pi}{c} j_z(x, y, t). \quad (2.3)$$

Значение  $j_z$  в миксине определяется неким «законом Ома»  $j_z = \sigma(E_z + \mathcal{E})$ , где  $\mathcal{E}$  — характеристика ЭДС. В данных расчетах полагалось  $j_z = j_0 = \text{const}$ . Поле внутри объема миксины сшивается стандартным образом с полем плазменного объема  $[H_n] = 0$ . На поверхности миксины ставится условие непроницаемости  $u_n = 0$ . Для остальных искомым функций на поверхности миксины ставятся условия симметрии  $\partial f / \partial n = 0$ .

В начальный момент времени  $t = 0$  находим распределение векторного потенциала, решая уравнение (2.3). При этом внутри объема миксины  $j = j_0$  и вне объема миксины  $j = 0$ . Условия на границах расчетной области для (2.3) в начальный момент времени формулируются следующим образом:

$$\Psi = 0 \quad \text{при } x = x_m, y = y_m, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 0.$$

Затем область заполняется полностью ионизованной плазмой с  $n = n_0(x, y)$  и  $T = T_0(x, y)$ . В данных расчетах начальное распределение плотности плазмы и температуры выбиралось постоянным:  $n_0(x, y) = n_0$ ,  $T_0(x, y) = T_0$ . На внешних границах  $x = x_m$  и  $y = y_m$  задавалось распределение потенциала  $\Psi$  в соответствии с (2.2). Ток в миксине выбирался равным  $j_0 = \text{const}$ , и его направление либо совпадало с направлением тока на внешней границе ( $\alpha$ -режим), либо было противоположно ему ( $\beta$ -режим).

Для решения уравнений (2.1) использовалась разностная схема с направленными разностями, а для решения уравнения Пуассона (2.3) применялся метод последовательной верхней релаксации с ускорением. Типичные расчетные варианты содержали  $50 \times 50$  или  $100 \times 100$  расчетных ячеек, так что на область миксины приходилось от 10 до 20 расчетных ячеек в каждом направлении. Для контроля точности расчетов проверялся закон сохранения полной энергии системы, который выполнялся с точностью до нескольких процентов.

В работах [12, 13] рассмотрены различные режимы формирования квазистационарных конфигураций:  $\alpha$ -режим базовый,  $\beta$ -режим базовый и  $\alpha$ -режим с изменяющимся током в миксинах ( $\alpha\mu$ -режим). В базовых режимах токи в миксинах считаются постоянными и соответствуют «базовым решениям» уравнения Грэда — Шафранова, описанным в [3]. В этих работах расчеты проводились при разных размерах миксин, начальных параметрах плазмы, граничных условиях. Полученные результаты качественно близки, поэтому в данной работе приведем только по одному примеру, относящемуся к базовым  $\alpha$ - и  $\beta$ -режимам.

2.1.  $\alpha$ -режим базовый. На рис. 2, а, б приведены (при  $n_0 = 1$ ,  $T_0 = 0,2$ ,  $j_0 = -80$ ,  $\tilde{\nu} \equiv c^2 / (4\pi\sigma LV_A) = 10^{-2}$ ) картины силовых линий магнитного поля (штриховая линия соответствует значению  $\Psi = 0$ ) и изолиний давления соответственно в квазистационарном режиме.

Характерной особенностью образующейся конфигурации является наличие контакта плазмы с поверхностью миксины. Это естественно при фактически нулевой проводимости миксины, поскольку ток в ней считался постоянным. К этому надо добавить однородное распределение плазмы в начальный момент. Отметим, что в экспериментах А. Г. Франк сжатая плазма также вплотную подходит к миксинам [4]. Контакт плазмы с миксиной, по всей вероятности, можно избежать, если в начальный момент в достаточно широкой зоне вокруг миксины плотность плазмы положить равной нулю, а ее проводимость сделать достаточно высокой. Кроме того, проводимость миксины также должна быть высокой, чтобы в ней образовался тонкий скин-слой.

Из численных расчетов [12, 13] следует, что магнитобарическая характеристика  $p(\Psi)$ , построенная на основе топограмм для  $\Psi$  и  $p$ , с большой точностью представляет собой линейный сплайн типа того, который использован в [3, 5] при определении базового решения уравнения Грэда — Шафранова. Линейность  $p(\Psi)$ , очевидно, является результатом статичности конфигурации при постоянной проводимости плазмы.

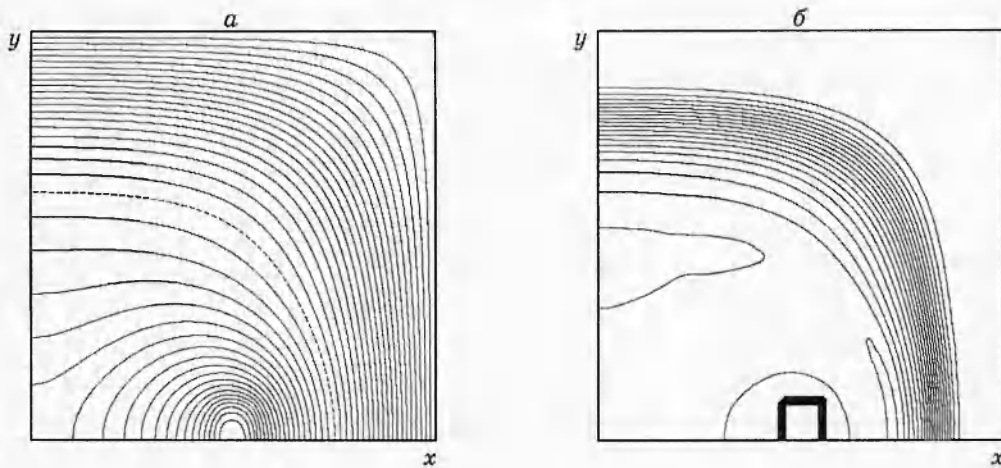


Рис. 2

2.2.  $\beta$ -режим базовый. По определению в  $\beta$ -режиме направления токов в плазме и миксинах противоположны. Результаты расчета этого режима (при  $n_0 = 1$ ,  $T_0 = 0,2$ ,  $j_0 = 80$ ,  $\bar{\nu} = 10^{-2}$ ) представлены на рис. 3 (*a* — силовые линии магнитного поля; *б* — изолинии давления плазмы). Здесь также наблюдается переход к статическим конфигурациям с магнитобарической характеристикой в виде линейного сплайна. Естественно, что рассчитанная методом установления  $\beta$ -конфигурация аналогична такой конфигурации, найденной из статического уравнения Грэда — Шафранова [5]. Наконец отметим, что основная черта  $\beta$ -конфигурации — отжатие плазмы от миксины — четко проявляется и в эксперименте.

**Заключение.** В настоящей работе разработаны стационарная и нестационарные численные модели ловушки-галатеи типа «Пояс». Результаты численных расчетов на основе нестационарной модели показывают, что равновесные (стационарные) конфигурации этих ловушек могут быть получены методом установления. Показано, что магнитобарические характеристики  $p(\Psi)$  в стационарных «базовых»  $\alpha$ - и  $\beta$ -режимах при конечной постоянной проводимости плазмы описываются линейными сплайнами. Данные численных расчетов в рамках стационарной и нестационарной моделей качественно хорошо согласуются между

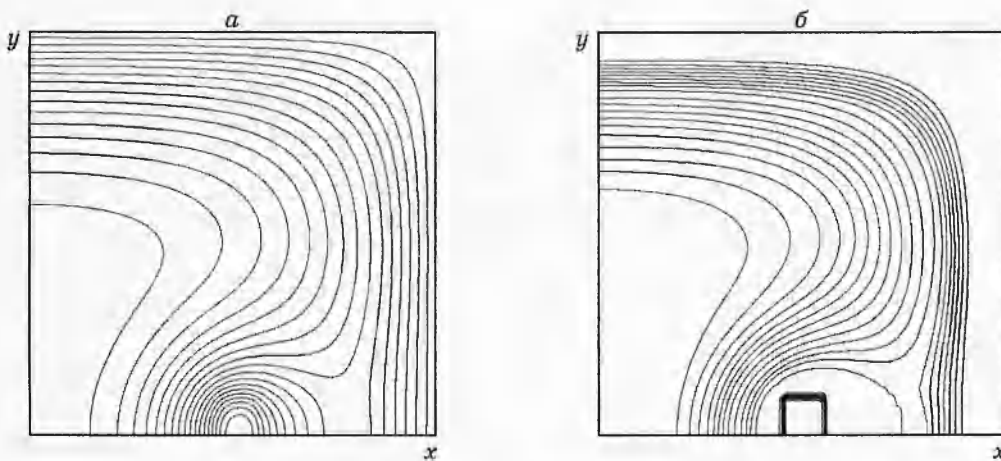


Рис. 3

с собой. Полученные в статье результаты качественно соответствуют экспериментам [4].

Авторы выражают благодарность А. Г. Франк и А. И. Морозову за содействие настоящему исследованию и плодотворное обсуждение полученных результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов А. И. О галатях — плазменных ловушках с омываемыми плазмой проводниками // Физика плазмы. 1992. Т. 18, вып. 3. С. 305–316.
2. Морозов А. И., Хрипунов В. И. Оценка параметров кольцевой «миксины» для термоядерных реакторов галатей // Физика плазмы. 1992. Т. 18, вып. 7. С. 838–849.
3. Морозов А. И., Франк А. Г. Тороидальная мультипольная ловушка-галатя с азимутальным током // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 11. С. 982–989.
4. Богданов С. Ю., Марков В. С., Морозов А. И., Франк А. Г. Плазменная конфигурация «галатя — Пояс». Первые результаты экспериментальных исследований // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21, вып. 24. С. 5–9.
5. Морозов А. И., Мурзина М. В. Простейшие равновесные конфигурации галатей типа «Пояс» // Физика плазмы. 1996. Т. 22, № 6. С. 551–563.
6. Савельев В. В. Фигуры равновесия идеальной плазмы с током в магнитном поле // Физика плазмы. 1995. Т. 21, № 3. С. 216–220.
7. Брушлинский К. В., Зуева Н. М., Михайлова М. С. и др. Численное моделирование прямых винтовых шнуров с проводниками, погруженными в плазму // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 3. С. 284–292.
8. Майков А. Р., Морозов А. И., Свешников А. Г. О взаимодействии проводников в ловушках-галатях // Физика плазмы. 1996. Т. 22, № 1. С. 93–95.
9. Морозов А. И., Пастухов В. П. О процессах переноса вблизи погруженных в плазму замкнутых проводников с током («миксин») // Физика плазмы. 1992. Т. 18, вып. 6. С. 790–798.
10. Брушлинский К. В., Горшенин К. П., Морозов А. И. Численное моделирование начальной стадии формирования плазменной конфигурации «Пояс» // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21, вып. 22. С. 67–70.
11. Брушлинский К. В., Горшенин К. П. Плоская МГД-модель образования плазменной конфигурации с погруженными в нее проводниками // Мат. моделирование. 1997. Т. 9, № 5. С. 28–36.
12. Дудникова Г. И., Морозов А. И., Федорук М. П. Формирование плазменных конфигураций-галатей типа «Пояс» // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, вып. 21. С. 45–51.
13. Дудникова Г. И., Морозов А. И., Федорук М. П. Численное моделирование прямых плазменных конфигураций-галатей типа «Пояс» // Физика плазмы. 1997. Т. 23, № 5. С. 387–396.
14. Ортега Дж. Введение в параллельные и векторные методы решения линейных систем. М.: Мир, 1991.

*Поступила в редакцию 14/XI 1997 г.*