

На правах рукописи

ЦВЕНТУХ МИХАИЛ МИХАЙЛОВИЧ

**МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В ЛОВУШКАХ СО
СПАДАЮЩИМ ПОЛЕМ ПРИ САМОСОГЛАСОВАННОМ
ПОДДЕРЖАНИИ КОНВЕКТИВНО-УСТОЙЧИВОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ**

01.04.08 – физика плазмы

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2009

Работа выполнена в Государственном образовательном учреждении высшего профессионального образования Московском инженерно-физическом институте (государственном университете)

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Курнаев Валерий Александрович

Научный консультант: доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник,
Арсенин Владимир Васильевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник,
Щепетов Сергей Викторович

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник,
Беклемишев Алексей Дмитриевич

Ведущая организация: Институт ядерного синтеза Российского
научного центра «Курчатовский институт»
(ИЯС РНЦ КИ), Москва

Защита состоится « 03 » июня 2009 г. в 15 час 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.130.05 в Государственном образовательном учреждении высшего профессионального образования Московском инженерно-физическом институте (государственном университете) по адресу: 115409 Москва, Каширское шоссе 31, тел. 8 (495) 323-91-67, 8 (495) 324-84-98.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МИФИ.

Автореферат разослан « 29 » апреля 2009 г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в одном экземпляре, заверенный печатью организации.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Евсеев И.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Прогресс исследований удержания термоядерной плазмы в токамаках и начало строительства экспериментального токамака-реактора ИТЭР [1] позволяет говорить не только о развитии физики и техники управляемого термоядерного синтеза, но и о начале его практического освоения. Вместе с тем, в долгосрочной перспективе следует обратить внимание на возможности наиболее эффективных альтернативных систем удержания, изученных недостаточно. Один аспект связан с использованием перспективных топливных циклов $D-^3\text{He}$ и $D-D$, для реализации которых требуются лучшие, чем достигнуты на сегодня параметры [2]. Второй аспект связан с поисками эффективного и простого источника нейтронов в гибридном реакторе [3].

Особенного внимания заслуживают ловушки со спадающим полем, в которых наиболее опасная – конвективная (желобковая) неустойчивость плазмы подавляется [4,5] за счет естественного, но не очень резкого спада давления наружу. К ним относятся простые осесимметричные конфигурации пробочной геометрии [6]; их замкнутые цепочки в виде гофрированных торов [7,8]; ловушки с внутренними проводниками, окруженными плазмой [9,10], в том числе на основе диполя [11]; а также обращенные конфигурации с плазменными токами с высоким давлением [12]. Указанные конфигурации должны обладать заметной кривизной силовых линий. При этом силовые линии должны быть замкнутыми или иметь небольшое вращательное преобразование. К основным достоинствам подобных ловушек, помимо стационарности и высокого бета $\beta=8\pi p/B^2$, относится их простота, так как в них не требуется создания ни (среднего) минимума поля, ни перекрещенности силовых линий.

Спектр применения подобных магнитных ловушек может быть шире удержания термоядерной плазмы. Они применимы там, где требуется эффективное удержание энергии в плазме для различных целей. Это и мощные ЭЦР источники многозарядных ионов, и устройства для разделения изотопов, и плазмохимические реакторы высокой мощности.

Общей проблемой является поиск оптимальной конфигурации, обеспечивающей удержание плазмы с наибольшей энергией в центре и наименьшей на периферии, то есть с наибольшей локализацией плазмы. При этом определяющими параметрами являются: вид конфигурации – размер и форма магнитной сепаратрисы, градиент магнитного поля, а также параметры плазмы – уровень давления, столкновительность, анизотропия.

Целью настоящей работы является создание методики исследований и применение ее для анализа магнитоплазменных конфигураций со спадающим полем, обеспечивающих оптимальные параметры удержания при сохранении крупномасштабной устойчивости плазмы конечного давления.

Для достижения этой цели требуется решение следующих задач

1. Создание численных алгоритмов для анализа ловушек со спадающим полем. В расчетах требуется самосогласованный учет равновесия плазмы конечного давления, конвективной устойчивости в МГД и в кинетическом описаниях, реальной магнитной геометрии с сепаратрисой, заданного уровня анизотропии.
2. Проведение с помощью этих алгоритмов расчетов равновесных конвективно-устойчивых конфигураций. Сравнение результатов, полученных при более простом – МГД описании, с полученными при необходимом и достаточном – кинетическом описании конвективной устойчивости.
3. Формулирование на основании проведенных исследований предложений по достижению наиболее выгодных параметров в указанных ловушках со спадающим полем и разработка на их основе новой магнитной конфигурации.

Научная новизна работы заключается в следующем

1. Разработан численный алгоритм, позволяющий проводить расчет конвективно-устойчивого равновесия в реальной геометрии магнитного поля, что особо существенно для ловушек, имеющих у сепаратрисы протяженные участки со слабым полем.
2. Разработанный алгоритм позволяет исследовать конвективную устойчивость плазмы в ловушках большой кривизны в соответствии и с МГД критерием, и с (необходимым и достаточным) бесстолкновительным кинетическим критерием, как для вакуумного, так и для равновесного поля, что дает возможность согласовать конвективную устойчивость и равновесие при заданном давлении и анизотропии плазмы.
3. Установлено существование ограничения на конвективно-устойчивое равновесие с сепаратрисой, которое определяет наибольшую величину давления плазмы в центре конфигурации. При более высоком давлении происходит либо быстрое расширение сепаратрисы, либо «филаментация» градиентного плазменного тока у нее, что определяется соответственно большим, либо малым размером участков со слабым полем у нулей на сепаратрисе.
4. Кинетические расчеты конвективной устойчивости показали возможность удержания плазмы в рассматриваемых ловушках со значительно более высокими параметрами, чем это следовало из МГД расчетов, не только для $\beta \rightarrow 0$, но и при конечном (равновесном) давлении плазмы.
5. Предложена новая магнитная конфигурация, которая может привести к заметному повышению энергосодержания плазмы в концептуальных стеллараторных ловушках типа ДРАКОН [7], EPSILON [8] (а также в открытых системах). В предложенной конфигурации при кинетическом анализе конвективной устойчивости обнаружено формирование радиального

пьедастала на устоячивом профиле давлениа в слое силовых линий со слабой, но знакопеременной кривизной.

Практическая ценность работы состоит в:

- 1) разработанных расчетных методиках, применимых для анализа конвективной устоячивости при равновесном давлении плазмы в широком классе магнитных конфигураций;
- 2) полученных с их применением результатах анализа конкретных ловушек со спадающим полем, позволивших сформулировать условия для достижения более оптимальных параметров удержания в таких системах;
- 3) предложенной на их основе новой магнитной конфигурации, позволяющей повысить достижимые параметры плазмы в ряде концептуальных систем.

Положения, выносимые на защиту

1. Численные алгоритмы для расчета равновесия плазмы, согласованного с ее конвективной устоячивостью в спадающем поле в ловушках большой кривизны в соответствии как с МГД, так и с (необходимым и достаточным) кинетическим критерием устоячивости.
2. Результаты расчетов, показавшие, что достижение высокого давления плазмы в центре при конвективно-устоячивом равновесии ограничено либо расширением сепаратрисы (в случае протяженных участков со слабым полем), либо «филаментацией» градиентного плазменного тока (в случае малых участков со слабым полем, когда основное падение давления происходит вблизи сепаратрисы).
3. Результаты сравнения двух моделей, показавшие, что кинетическое описание конвективной устоячивости дает лучшие параметры удержания плазмы в ловушках со спадающим полем с позиции равновесия и появления непотенциальных баллонных мод, чем более простая МГД модель и позволяет еще более улучшить эти параметры при задании определенного вида анизотропии.
4. Новая многосвязная конфигурация для удержания плазмы на основе ловушек типа ДРАКОН и EPSILON, позволяющая существенно повысить содержание энергии в центральных приосевых областях. В предложенной конфигурации при кинетическом описании устоячивости обнаружена возможность формирования радиального пьедастала давлениа, расположенного на границе средней магнитной ямы в слое силовых линий со слабой, но знакопеременной кривизной.

Апробация работы. Результаты исследований, изложенные в диссертации, докладывались на следующих конференциях: 32-я – 36-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Звенигород (2005, 2006, 2007, 2008, 2009); 28th International Conference on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG), July

15-20, 2007, Prague, Czech Republic; 35th European Physical Society (EPS) Conference on Plasma Physics June 9-13 2008, Hersonissos, Crete, Greece; International Congress on Plasma Physics (ICPP), September 8-12 2008 Fukuoka, Japan; Российский Научный Форум с международным участием “Демидовские чтения” Москва, 25-28 февраля 2006.

Результаты исследований опубликованы в 16 печатных работах, список которых приведен в конце автореферата

Личный вклад соискателя отражен в постановке задач, создании, реализации и отладке требуемых численных алгоритмов, проведении расчетов, анализе полученных результатов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Общий объем составляет 140 стр., включает 90 рис.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность выбранной темы исследований, формулируются цели и содержание поставленных задач, а также научная новизна и основные защищаемые положения.

Первая глава содержит мотивацию работы, обзор современного состояния исследований по стабилизации плазмы в ловушках большой кривизны со спадающим полем. Основное внимание уделено системам на основе диполя. Рассматриваются условия конвективной устойчивости для систем с большой кривизной при МГД [4] ($\nabla p \nabla U \leq \gamma p (\nabla U)^2 / |U|$, $U \equiv -\int dl/B$, γ – показатель адиабаты, нейтрально устойчив профиль: $p \propto U^\gamma$) и при бесстолкновительном кинетическом подходе [13-16]. Приведены основные параметры созданной в МИФИ двухдипольной ловушки Магнетор [17] и результаты проведенных автором расчетов ее магнитной конфигурации и движения в ней частиц.

Во **второй главе** рассматривается конвективно-устойчивое равновесие плазмы в реальных заданных токовыми витками магнитных конфигурациях в МГД описании с конечным давлением при помощи специально разработанного численного кода ESPHIB (Equilibrium with Stable Pressure and High Beta). Уравнение равновесия плазмы Грэда–Шафранова [18]:

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \equiv \Delta^* \psi(r, z) = -4\pi \cdot r \cdot \frac{j_\phi}{c}, \quad (1)$$

(где $j_\phi(r, z)$ – плотность токов, потоковая функция $\psi(r, z)$ определяет компоненты поля: $B_r = -1/r \partial \psi / \partial z$, $B_z = 1/r \partial \psi / \partial r$) решается конечно-разностным методом с итерациями по профилю давления (“по давлению”) и с итерациями внешних граничных условий (“по току”). Размеры сетки r - z 250x400 элементов. Граничные условия: $\psi(0, z)=0$; в плоскости $z=0$:

$\partial\psi/\partial z(r,0)=0$. При свободной внешней границе $\psi(\infty)=0$. Проблема решается выбором граничных условий 2-го рода на внешней границе сетки:

$$\frac{\partial\psi}{\partial z}(r)=-rB_r^{bord}(r), \quad \frac{\partial\psi}{\partial r}(z)=rB_z^{bord}(z), \quad (2)$$

где $B_r^{bord}(r)$, $B_z^{bord}(z)$ компоненты магнитного поля на внешней границе, вычисленные по закону Био–Савара для набора тонких витков j_φ внутри сетки (как в плазме, так и в катушках). Эти функции корректируются на каждой итерации “по току” в соответствии с токами в плазме. При решении (1) с граничными условиями (2) погрешность магнитного поля $\psi(r,z)$ определяется только сеточной аппроксимацией и количеством итераций. Это позволяет сократить размер сетки, расположив границу сетки близко к виткам или к сепаратрисе.

Из $\psi(r,z)$ определяется устойчивый профиль давления

$$p(\psi)=p_0 \cdot (U_0/U(\psi))^\gamma, \quad U(\psi)=-\oint dl/B \quad (3)$$

(при $\gamma=1$, или $\gamma=5/3$). Производная $\partial p/\partial\psi=j_\varphi/cr$ дает распределение токов $j_\varphi(r,z)$, которое подставляется в (1) на следующей итерации “по давлению”.

Исследовались осесимметричные конфигурации: Магнетора – «основная» и со «сжатой сепаратрисой» и пробкотрона с дивертором (рис.1).

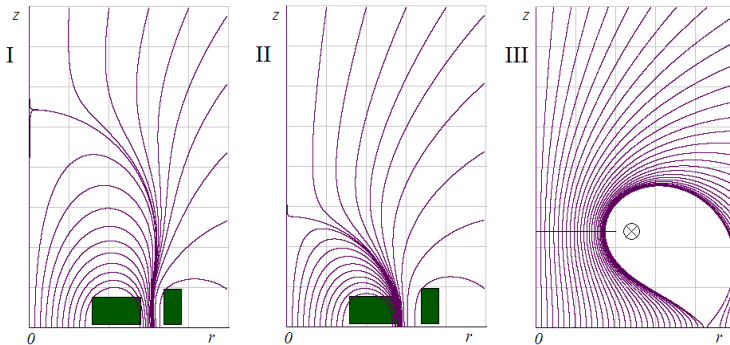


Рис.1. Силовые линии в сечении r - z в конфигурации Магнетора – основной (I), со «сжатой сепаратрисой» (II) (токи в катушках направлены противоположно), а также пробкотрона из двух колец с током (III), $z=0$ – плоскость симметрии

1. Установлено, что (в согласии с [19-21]) наличие у сепаратрисы больших участков со слабым полем обеспечивает более плавный спад давления до нуля на сепаратрисе (рис.2 кривая 1). В противном случае (сжатая конфигурация, пробкотрон с дивертором) большая часть давления спадает до нуля гораздо ближе к сепаратрисе (рис.2 кривая 2).

2. Обнаружено ограничение на конвективно-устойчивое равновесие при высоком давлении плазмы. В случае протяженных участков со слабым полем, при высоком бета происходит расширение сепаратрисы с выходом ее за стенку камеры. При этом чем слабее поле у сепаратрисы, тем быстрее она

расширяется. Это расширение можно ограничить, уменьшая размер участков со слабым полем («сжимаемая» конфигурация). Тогда – в случае малых по размеру участков со слабым полем – основным ограничением на наибольшее достижимое давление в центре становится «филаментация» градиентного плазменного тока у сепаратрисы. Это связано с тем, что, в случае малых участков со слабым полем, большая часть давления спадает вблизи сепаратрисы (рис.2, кривая 2), а значит и градиентный ток $j_{\phi}=cr\partial p/\partial\psi$ у сепаратрисы наиболее велик.

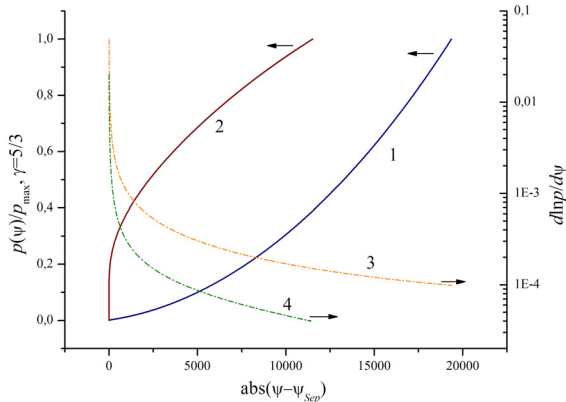


Рис. 2. Профили давления (1,2) (ψ_{Sep} – сепаратриса), а также относительного градиента $\partial \ln p / \partial \psi$ (3,4) в геометрии Магнетора (1,3) и пробкотрона с дивертором (2,4)

Рассмотрение распределения плотности фоновой плазмы, измеренного в ловушке Магнетор, показало, что, в целом, оно близко к конвективно-устойчивому: $pU^{\gamma}=\text{const}$ (при $\gamma=1$, или $\gamma=5/3$) (см. рис. 3, кривые 1 и 2). Отклонения определяются влиянием пробочных потерь на ряде силовых линий (проходящих через край бандажа внутренней катушки), транспортом плазмы, а также распределением источника плазмы.

В основной конфигурации Магнетора, со сжатой сепаратрисой, а также для пробкотрона с дивертором при помощи специально созданного кода Amdiff (Ambipolar Diffusive Flux) было рассчитано распределение плотности плазмы в предположении амбиполярной диффузии по Шоттки. Из рис. 3 видно, что рассчитанное диффузионное распределение (3) достаточно близко к $pU^{\gamma/3}=\text{const}$ (2), в том числе и в слабом поле. При этом из сравнения с экспериментально измеренным распределением плотности (1) видно, что отклонения от $pU^{\gamma}=\text{const}$ в основном можно описать в рамках простой амбиполярной диффузии при задании распределенного источника плазмы. В приведенных расчетах источник задан в точке минимума поля на одной из силовых линий (в точке $r=11\text{см}$, $z=8\text{см}$) (рис. 3). В таких областях, как известно, могут наиболее эффективно генерироваться быстрые ЭЦР электроны. Близость измерений к диффузионной модели при таком задании источника может говорить о том, что 1) быстрые ЭЦР электроны являются

основным источником фоновой ЭЦР плазмы, 2) при более точном задании источников измеренное распределение может быть описано более точно.

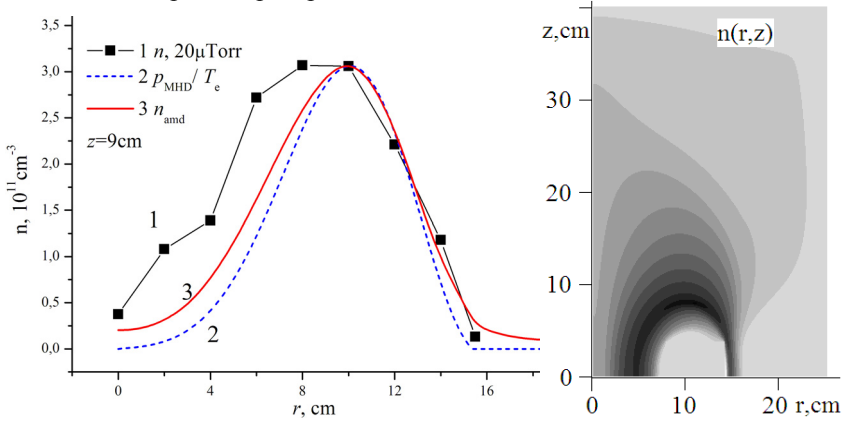


Рис. 3. Слева – радиальные профили, проходящие через $z=9$ см: 1 – плотность плазмы $n(r)$ – измерения при давлении 20 мкТорр в Магнеторе, 2 – рассчитанный профиль плотности p_{mhd}/T_e (где $p_{mhd}U^{5/3}=\text{const}$), 3 – рассчитанный в соответствии с амбиполярной диффузией. Справа – расчетное диффузионное распределение $n(r,z)$

В третьей главе конвективно-устойчивое равновесие в ловушках со спадающим полем рассматривается в (необходимом и достаточном) бесстолкновительном кинетическом описании (Крускала-Обермана). Для этого код ESPRIV дополнен следующим алгоритмом. Для устойчивости потенциальная энергия конвективных возмущений должна быть положительна: $V = \int |\phi|^2 w d\psi \geq 0$, то есть [13,16]:

$$w \equiv \int \frac{\partial J_{\parallel}}{\partial \psi} \left(\frac{\partial F}{\partial \psi} - \tau_{\parallel}^{-1} \frac{\partial J_{\parallel}}{\partial \psi} \frac{\partial F}{\partial \varepsilon} \right) d\mu d\varepsilon \geq 0,$$

(где $\varepsilon=v^2/2$ и $\mu=(v_{\perp})^2/2B$ – энергия и магнитный момент, $J_{\parallel}=\int v_{\parallel} dl$ – продольный инвариант, $\tau_{\parallel}=\int dl/v_{\parallel}$ – время между отражениями от пробок). При представлении функции распределения F в виде произведения $F(\varepsilon, \mu, \psi) = f(\varepsilon) \cdot G(\mu/\varepsilon, \psi) \cdot p_m(\psi)$, условие устойчивости принимает вид [21]:

$$A(\psi) \cdot \partial p_m / \partial \psi + S(\psi) \cdot p_m(\psi) \geq 0, \quad (4)$$

где функции $A(\psi)$ и $S(\psi)$ равны соответственно:

$$A(\psi) = \int GK d\lambda, \quad S(\psi) = \int K(\partial G / \partial \psi + (5G + 2\lambda \partial G / \partial \lambda) K / \tau) d\lambda, \quad (5)$$

$$K(\lambda, \psi) = \partial J / \partial \psi, \quad J(\lambda, \psi) = \int \sqrt{1 - \lambda B} dl, \quad \tau(\lambda, \psi) = \int dl / \sqrt{1 - \lambda B}. \quad (6)$$

Из (4) следует: $\partial \ln p_m / \partial \psi \geq -S(\psi) / A(\psi)$, и критический профиль:

$$p_m(\psi) = p_m(0) \cdot \exp\left(-\int_0^{\psi} \frac{S(\psi')}{A(\psi')} d\psi'\right), \quad (7)$$

где $\lambda \equiv \mu/\varepsilon = 1/B$ – суть питч-угол, определяющий точку поля B , от которой отражается частица; $G(\lambda, \psi)$ – функция анизотропии: $0 \leq G \leq 1$, бравшаяся в виде изотропного распределения $G(\lambda)=1$ с трапециевидным вырезом в области сильного поля (малых λ), который задавался параметрами α и δ (рис. 4); $p_m(\psi)$ – профиль, вместе с $G(\lambda, \psi)$ определяющий продольное и поперечное давление. В изотропном случае ($\alpha=\delta=1$, $G=1$) $p_m(\psi)=p(\psi)$.

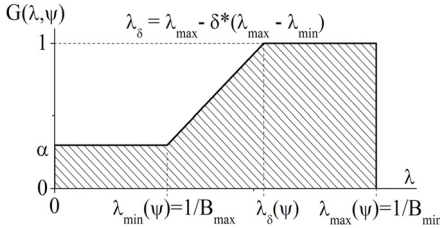


Рис. 4. Функция анизотропии $G(\lambda, \psi)$

Применялись две схемы сеток λ - ψ . В первой количество элементов $N_\psi \times N_\lambda$, где $N_\psi = 200$ или 1000 , $N_\lambda = 200$. Шаг по λ – свой для каждой силовой линии ψ : $\delta\lambda(\psi) = \lambda_{\max}(\psi)/200$. Во второй схеме применялся динамический массив с плавающей границей. Шаг по λ выбирался постоянным и равным:

$\delta\lambda_r = (\min\{\lambda_{\max}(\psi)\})/100$. При этом количество узлов по λ на каждой линии было свое, равное: $N_\lambda(\psi) = \lambda_{\max}(\psi)/\delta\lambda_r$ (т.е. $N_\lambda(\psi) \geq 100$; среднее число узлов $\langle N_\lambda \rangle$ менее 300). Наибольшее количество узлов по λ – на силовой линии ψ_{sep} ближайшей к сепаратrise в случае пробкотрона с дивертором обычно не превышало $N_\lambda(\psi_{\text{sep}}) < 2000-5000$, в конфигурации Магнетора $N_\lambda(\psi_{\text{sep}}) < 20000$.

На рис. 5-7 приведены исследуемые конфигурации и результаты расчетов профилей $p_m(\psi)$ (3.4) для вакуумного поля при разной анизотропии G . Обозначения на рис. 6,7 соответствуют: 1 – МГД профиль $p(\psi) \propto U^2$; 2-8 – кинетические профили $p_m(\psi)$ согласно (3.4); 2 – $\alpha=\delta=1$; 3 – $\alpha=\delta=0.3$; 4 – $\alpha=\delta=0.01$; 5 – $\alpha=0.1$, $\delta=0.8$; 6 и 7 – меняющаяся по сечению анизотропия G с анизотропным пиком на оси и сепаратrise соответственно (см. ниже стр. 13, 14); 8 – G рассчитанная из плотности в Магнеторе.

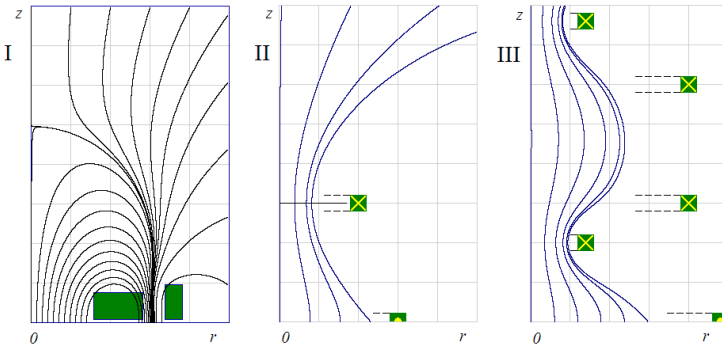


Рис. 5. Силовые линии в сечении r - z в рассматриваемых конфигурациях Магнетора (слева I), пробкотрона с дивертором (в центре II), цепочки трех пробкотронов (справа III) (центральный из них с дивертором), $z=0$ – плоскость симметрии

Из рис. 6 и 7 видно, что критические профили $p_m(\psi)$ могут существенно отличаться при различной анизотропии, однако всюду градиент выше, чем для

МГД случая ($p \propto U^\gamma$). Из сравнения профилей видно, что “рост” анизотропии, а именно, уменьшение α и увеличение δ (см. рис. 4) приводит к более крутым зависимостям $p_m(\psi)$. Характерно, что, как и в МГД описании, в случае малых по размеру участков со слабым полем (в пробочной геометрии) более значительная часть давления спадает вблизи сепаратрисы.

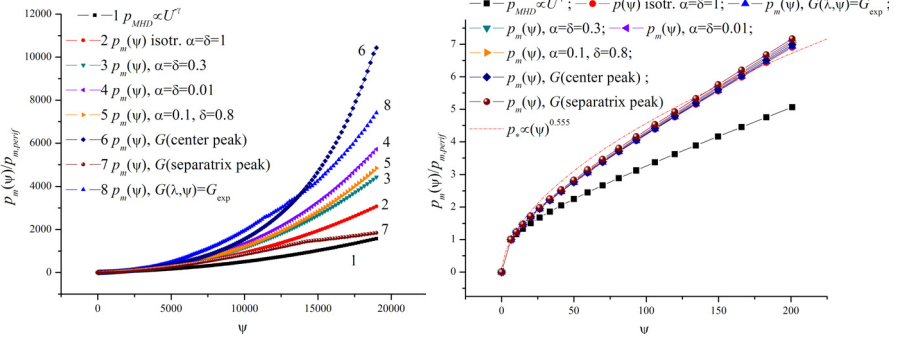


Рис. 6. Профили $p_m(\psi)$ для Магнетора при различной анизотропии. Справа – увеличенный участок профилей $p_m(\psi)$ у сепаратрисы $\psi=0$

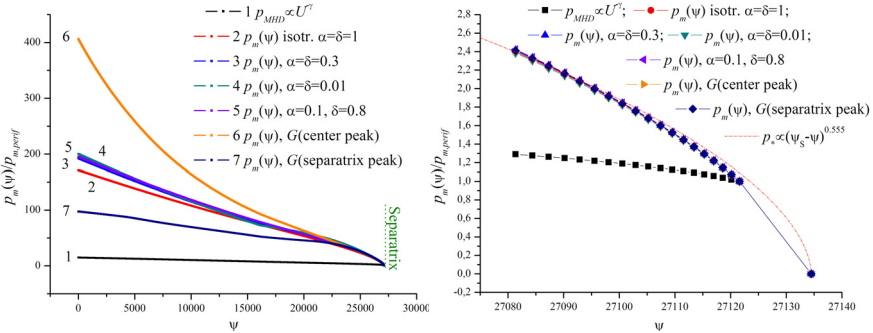


Рис. 7. Профили $p_m(\psi)$ для цепочки трех пробкотронов при различной анизотропии. Справа – увеличенный участок профилей $p_m(\psi)$ у сепаратрисы $\psi=\psi_s$

Из рис.5-7 видно, что вблизи сепаратрисы все распределения имеют близкую зависимость профиля $p_m(\psi)$, которая, в свою очередь, близка к $p_*(\psi) \propto |\psi_s - \psi|^{0.555}$, полученной в [22] для профиля изотропного давления у сепаратрисы простой пробочной ловушки с дивертором. То есть вне зависимости от анизотропии у сепаратрисы все профили $p_m(\psi)$ во всех рассмотренных конфигурациях близки к изотропному ($\alpha=\delta=1$, $G=1$, $p_m=p$). Это может быть связанным с тем, что пробочное отношение у сепаратрисы очень велико и влияние обедненных плазмой конусов потерь незначительно.

Для рассмотрения анизотропного равновесия была переопределена величина градиентного тока для подстановки его в (1) [23]:

$$j_{\varphi}(r, z) = cr \left\{ \frac{1}{4\pi\sigma} \left(\frac{\partial p_{\parallel}}{\partial \psi} + \frac{\nabla\psi\nabla\sigma}{r^2} \right) \right\}, \text{ где } \sigma(r, z) \equiv \frac{1}{4\pi} + \frac{p_{\perp} - p_{\parallel}}{B^2}.$$

Величины продольного и поперечного давления $p_{\parallel}(1/B, \psi)$, $p_{\perp}(1/B, \psi)$

$$p_{\parallel} = (3/4)p_0 \cdot 2p_m B \int_0^{\lambda_{\max}} G \sqrt{1 - \lambda' B} d\lambda', \quad p_{\perp} = (3/4)p_0 \cdot p_m B^2 \int_0^{\lambda_{\max}} \frac{\lambda' G}{\sqrt{1 - \lambda' B}} d\lambda',$$

рассчитываются на сетке λ - ψ , (при $B=1/\lambda$) (полное давление $p=(p_{\parallel}+p_{\perp})/2$), вычисляется производная $\partial p_{\parallel}/\partial \psi = f(\lambda, \psi)$. Значения $p_{\parallel}(r, z)$, $p_{\perp}(r, z)$, $\partial p_{\parallel}/\partial \psi(r, z)$ и $\sigma(r, z)$ рассчитываются затем из сетки λ - ψ с билинейной аппроксимацией.

Установлено, что основное отличие равновесия с «кинетическим» критерием (7) от равновесия с МГД критерием устойчивости (3) связано с тем, что «кинетические» профили спадают более значительно еще до приближения к сепаратрисе, из-за чего расширение сепаратрисы замедляется, а филаментация градиентного тока происходит при большем давлении. С этим же свойством связан и более медленный рост к сепаратрисе значений бета, чем это следовало бы из МГД зависимости $\beta(\psi) \propto (U(\psi))^{-5/3}$ (рис. 8).

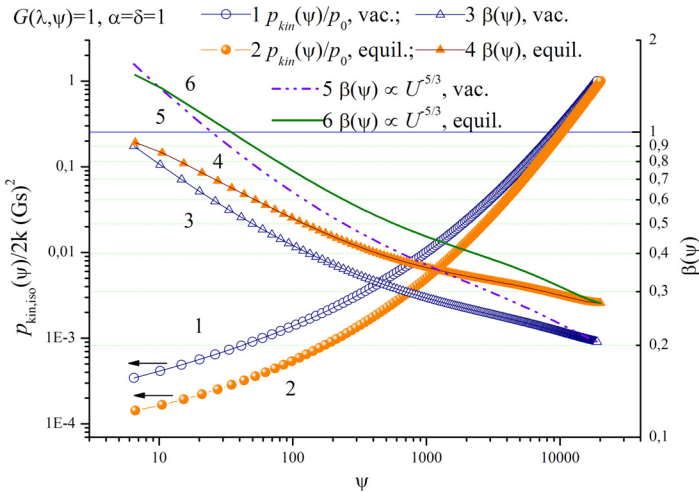


Рис. 8. Профили изотропного ($G=1$) давления $p(\psi)$ в рассчитанной по вакуумному полю ($\beta=0$) (1) и равновесной (2) конфигурации Магнетора, а также соответствующие им профили $\beta(\psi)$ (3 и 4). Максимальное давление $2 \cdot 10^3$ эрг/см³. Для сравнения приведены профили $\beta(\psi) \propto (U(\psi))^{-5/3}$, для «вакуумной» (5) и рассчитанной «кинетической» равновесной конфигурации (6)

Известно, что при обеспечении устойчивости плавным спадом давления к сепаратрисе на участках со слабым полем существует проблема роста величины бета [24], который может приводить к баллонной неустойчивости, при $\beta > \beta_{cr} \sim \pi^2 aR/L^2$ (где a – малый радиус плазмы, R – радиус кривизны, L – длина линии). В рассматриваемых непараксиальных системах с большой

кривизной $\beta_{cr} \sim 1$. Из рис. 8 видно, что не только «вакуумное», но и равновесное распределение давления таково, что зависимость $\beta_{max}(\psi)$ (для точек в минимумах поля на каждой силовой линии ψ) заметно положе в случае кинетического описания устойчивости плазмы, чем при МГД ($\beta \propto U^{-5/3}$). Это, во-первых, отодвигает границу появления баллонных мод $\beta > \beta_{cr}$ дальше к сепаратрисе, а во-вторых, расширяет рамки применимости используемого согласования равновесия и конвективной устойчивости, отвечающей кинетическому критерию.

Из измеренного в Магнаторе распределения плотности плазмы была рассчитана функция анизотропии $G_{exp}(\lambda, \psi)$. Функция G_{exp} меняется по сечению ловушки от изотропной на периферии $G(\psi \rightarrow 0) \approx const = 1$ до треугольного пика ($\alpha \rightarrow 0, \delta \rightarrow 0$) в глубине ловушки. Градиент давления в расчетах (3.4) с G_{exp} выше примерно вдвое, чем для изотропного распределения. Наибольшее давление было оценено при нормировании «кинетического» профиля с G_{exp} на значение $P(r=14\text{см}, z=9\text{см}) \sim 1.25 \cdot 10^{12} \text{эВ/см}^3$ и составило $P_{max,exp} \approx 4 \cdot 10^{13} \text{эВ/см}^3$. Если принять среднюю энергию быстрой (электронной) компоненты равной 4кэВ (что следует из измерений), то плотность быстрых электронов можно оценить на уровне 10^{10}см^{-3} . Отметим, что согласно приведенным выше расчетам равновесия с «кинетическим» профилем давления в базовой магнитной конфигурации Магнатора может удерживаться максимальное давление на уровне $\sim 2 \cdot 10^3 \text{эрг/см}^3 = 1.25 \cdot 10^{15} \text{эВ/см}^3$ ($\beta(p_{max}) \sim 0.3$, рис.8), что при средней энергии быстрых электронов ~ 10 кэВ отвечает плотности $\sim 10^{11} \text{см}^{-3}$.

В ходе анализа влияния функции анизотропии $G(\lambda, \psi)$ на профиль давления (7) были указаны два «предельных» распределения $G_{1,2}$ – с меняющейся по сечению анизотропией: G_1 – с анизотропным пиком на оси (параметр $\delta_1(\psi_{axis})=0$) и изотропное у сепаратрисы ($\delta_1(\psi_{sep})=1$); и G_2 – наоборот – изотропная плазма на оси ($\delta_2(\psi_{axis})=1$) и анизотропный пик у сепаратрисы ($\delta_2(\psi_{sep})=0$); (рис. 9); при этом параметры $\alpha_{1,2}=0$ (см. рис.4).

Профили $p_m(\psi)$ в пробкотроне с дивертором для G_1 и G_2 показывают, что распределение G_1 с пиком на оси и изотропной периферией дает «наибольший», а G_2 – с пиком на сепаратрисе и изотропным центром – «наименьший» перепад (градиент) давления плазмы (рис. 10,6,7). Вычисленная величина «энергосодержания» $\varepsilon(\psi) \equiv p_m(\psi) \int [\lambda(l) \cdot G(\lambda(l), \psi)] dl$ (в изотропном случае $\varepsilon \equiv p|U|$) иллюстрирует уменьшение количества частиц при изменении анизотропии (рис. 9,10). Очевидно, что чем меньше частиц на периферии (распределение G_2), тем положе должен быть и предельный по устойчивости профиль, спадающий к сепаратрисе. И наоборот – «более устойчивое» распределение G_1 позволяет иметь и более крутой профиль $p_m(\psi)$, так как частиц снаружи больше, чем внутри (рис.9).

Распределение с анизотропной периферией (G_2) дает наибольший спад «энергосодержания» $\varepsilon(\psi)$ к сепаратрисе. То есть выгодно иметь анизотропное распределение в области большой кривизны, где эффект стабилизации

благодаря и кривизне, и анизотропии проявляется наиболее сильно, и изотропное распределение в области слабой кривизны – там, где сам допустимый градиент давления гораздо ниже.

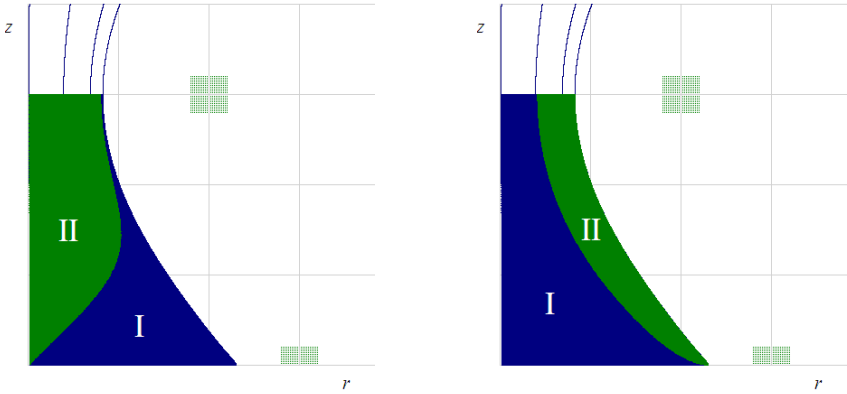


Рис. 9. Массив силовых линий в пробкотроне с дивертором; I – изотропный участок, где $G_{1,2}=1$; II – анизотропный участок с пониженным количеством частиц – где $G_{1,2} \propto 1/B$; слева – G_1 , справа – G_2

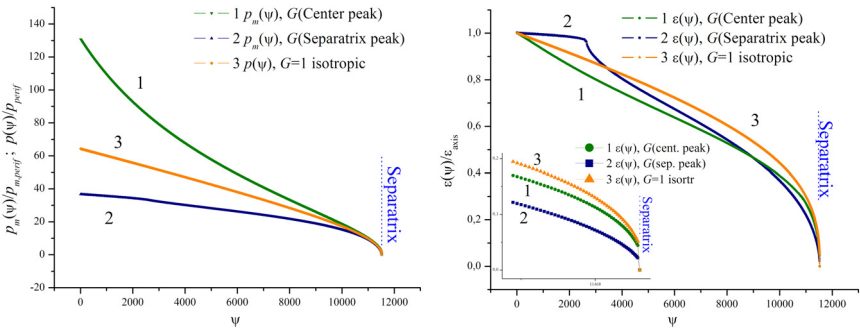


Рис. 10. Профили $p_m(\psi)$ (слева) и профили “энергосодержания” $\varepsilon(\psi)$ (справа), 1 и 2 – распределения G_1 и G_2 , соответственно, 3 – изотропная плазма $G=1$

Распределение G_1 с пиком в центре на оси имеет смысл создавать в отдельном пробкотроне, с большим энерговкладом в центре. Распределение G_2 с изотропной серединой и пиком у сепаратрисы применимо к (замкнутым) цепочкам открытых ловушек, где требуется снизить энергию периферийной плазмы, например, для работы с большим бета.

В четвертой главе описана предложенная новая многосвязная ловушка, основанная на сочетании применения внутренних витков для стабилизации центральных областей средней магнитной ямой со стабилизацией внешних областей со спадающим полем конвективно-устойчивым плавным спадом давления. Основной интерес этого предложения состоит в возможности

существенного повышения содержания энергии в центральных областях при таком применении внутренних витков в длинных замкнутых стеллараторных системах типа ДРАКОН и ЭПСИЛОН.

Рассматривается гофрированный тор из восьми пробкотронов, в двух из которых созданы внешние диверторы. В двух других ячейках размещены внутренние кольца с током, так что возникают нули поля на оси и проходящие через них сепаратрисы S_i , рис. 11. При этом объем удержания плазмы разделяется надвое. Часть плазмы в ячейках с кольцом находится в областях V_i внутри сепаратрис S_i . Силовые линии вне таких сепаратрис проходят по всей длине системы. Они занимают другую часть объема V_e , который, в свою очередь, разделяется на две области. Приосевая область (обозначаемая на рисунках цифрой I) стабилизируется средним $\min B$ (в этой области $\nabla p \nabla U < 0$). Внешние, простирающиеся до сепаратрисы S_e , проходящей через диверторы, слои II и III, в которых $\nabla p \nabla U > 0$, стабилизируются дивертором при плавном спаде давления. Для расчетов трехмерных магнитных конфигураций и конвективно-устойчивых профилей давления в них разработан специальный численный код.

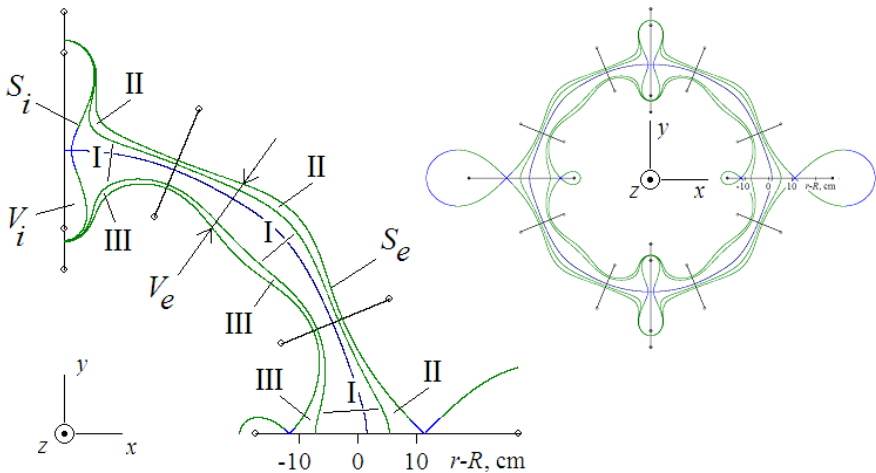


Рис. 11. Силовые линии в гофрированном торе с двумя диверторами и двумя ячейками с внутренними витками (в экваториальном сечении x - y). Слева изображена четверть тора, справа – общий вид тора

Так как стабилизация средней магнитной ямы допускает резкий перепад давления, то возможно заметное пикирование давления (и повышение запаса энергии) у оси по сравнению с исходной конфигурацией типа ДРАКОН и EPSILON, стабилизируемой только диверторами.

В [24] обнаружено, что непараксиальные ячейки с большой кривизной силовых линий, являясь своеобразными “якорями”, размещенными по длине ловушки, препятствуют развитию конвективных и баллонных смещений. В

итоге, оценка максимальной β в длинной системе возрастает в соответствии с тем, насколько часто расставлены эти ячейки по длине ловушки. А именно, в оценку величины $\beta_{cr} \sim \pi^2 aR/L^2$ (где a – малый радиус, R – радиус кривизны силовых линий) в качестве L следует подставлять не общую длину ловушки, а расстояние между ячейками-якорями. Предложенные ячейки с внутренними витками будут играть роль якорей, аналогичную действию таких непараксиальных ячеек. Их также можно располагать в требуемом количестве по длине ловушки. Так, для изображенной на рис. 11 ловушки, в которой две ячейки расставлены диаметрально противоположно, предельное значение β_{cr} в приосевой области в магнитной яме повысится в 4 раза.

При расчете конвективно-устойчивого профиля (давления) p_m в радиальном сечении гофрированного тора с витками (рис.11) согласно бесстолкновительному кинетическому критерию обнаружен радиальный пик (разрыв) на устойчивом профиле давления (рис.12), расположенный у границы средней магнитной ямы $\text{grad}U \rightarrow 0$ в слое силовых линий со слабой знакопеременной кривизной. Такой профиль означает возможность формирования радиального пьедестала давления у границ магнитной ямы I-II и I-III, во внешних областях II и III (где $\nabla p \nabla U > 0$).

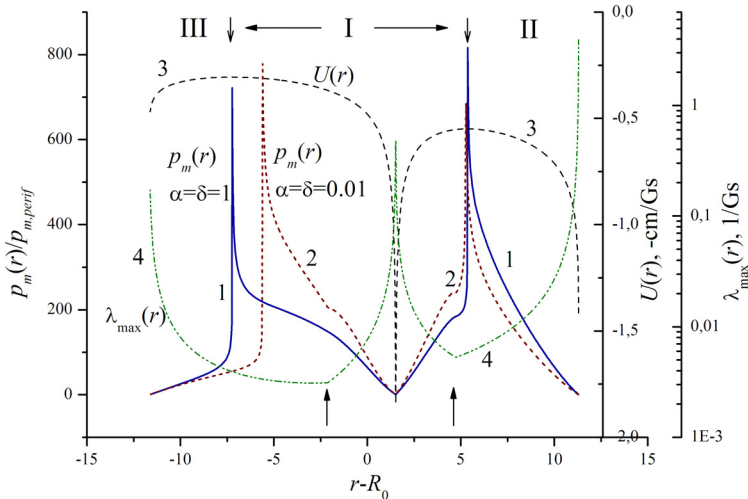


Рис. 12. Профили $p_m(r)$ (давление плазмы) (1,2), в конфигурации гофрированного тора с внутренними витками и диверторами для функции анизотропии при $\alpha=\delta=1$ (изотропная плазма) (1) и $\alpha=\delta=0.01$ (2); профили $U(r)$ (3) и $\lambda_{\max}(r)$ (4), (I-III см. рис.11)

В осесимметричной конфигурации ячейки с внутренним витком, рассчитанной по коду ESPHIV, также обнаружен пик (разрыв) на профиле конвективно-устойчивого давления (рис. 13).

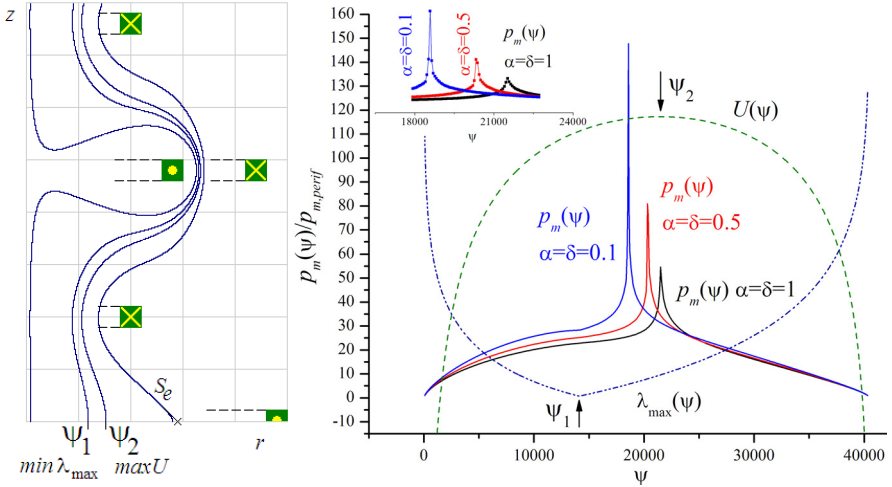


Рис. 13. Силовые линии в сечении r - z в осесимметричной ячейке с внутренним витком (слева), профили $p_m(\psi)$, (для $\alpha=\delta=1, 0.5, 0.1$), $U(\psi)$, $\lambda_{\max}(\psi)$ в ней (справа)

Для изотропного распределения плазмы $G(\lambda, \psi)=1$ можно показать, что пик – это разрыв первого рода на градиенте устойчивого давления $p(\psi)$, который возникает из-за несовпадения радиального (поперечного к полю) положения поверхностей, на которых $\text{grad}U=0$ и $\text{grad}J=0$ (для всех значений pitch-угла). (Имеет значение поперечная к полю компонента $\text{grad}=\partial/\partial\psi$.) Действительно, критерий конвективной устойчивости (4) для изотропной плазмы сводится к [13,16]:

$$\nabla p \nabla U \leq \frac{15}{2} p \int \tau^{-1} (\nabla J)^2 d\lambda. \quad (8)$$

Отсюда видно, что профиль давления, отвечающий нейтральной устойчивости, следует из условия $\nabla \ln p \propto |\nabla U|^{-1}$. Для отсутствия расходимости градиента давления необходимо, чтобы одновременно с $\text{grad}U$ обращался бы в нуль и интеграл в правой части (8): $\int \tau^{-1} (\nabla J)^2 d\lambda$, что возможно только, если $\text{grad}J(\lambda)=0$ (6) для всех значений λ . При этом известно, что положения $\min(|dl/B|)=\max U$ и $\min(|dl|)=\min J(0)$ не совпадают [25,10] (исключение – ось прямой пробочной ловушки).

Характерно, что МГД критерий $\nabla p \nabla U \leq \gamma p (\nabla U)^2 / |U|$ не подразумевает никаких особенностей на устойчивом профиле давления. Критическому градиенту отвечает равенство $\nabla \ln p = \gamma \nabla \ln U$, и видно, что с обнулением $\text{grad}U$ обращается в нуль и $\text{grad}p$.

Обнаруженный пик (разрыв) на профиле давления – наиболее существенное отличие необходимого и достаточного кинетического критерия конвективной устойчивости от достаточного МГД критерия.

Расчет $J(\lambda, \psi)$ показывает, что силовая линия, на которой производная $\text{grad}J = \partial J / \partial \psi$ обращалась бы в нуль для всех значений λ , не наблюдается (рис. 14). Тем не менее, на профилях $p_m(\psi)$ видна особенность в области $\min(\lambda_{\max})$ (рис. 12,13), связанная с тем, что подынтегральное выражение ($K = \partial J / \partial \psi$) в стабилизирующем слагаемом в S (5) “почти” обнуляется в этой области. При этом видно, что особенность сильнее проявляется в анизотропных профилях – где главный вклад дают частицы с большими λ .

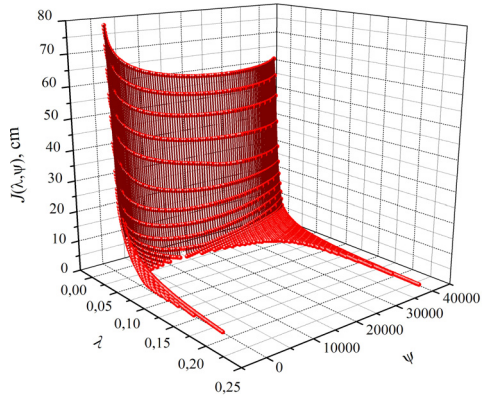


Рис. 14. Поверхность $J(\lambda, \psi)$. Показан один из десяти узлов сетки по λ и по ψ

Положение пика (разрыва) на устойчивом профиле давления смещается в сторону к $\min(\lambda_{\max})$ при рассмотрении анизотропных профилей (см. рис.12,13). Это связано с тем, что в выражении для критического градиента давления $\partial \ln p_m / \partial \psi = -S/A$ (см. (7)) точка перехода $A(\psi)$ через ноль для анизотропных профилей (как и вся зависимость $A(\psi)$ в целом) определяется участками слабого поля – больших λ .

Несовпадение поверхностей $\text{grad}U=0$ и $\text{grad}J=0$ и в обычном гофрированном торе (без внутренних витков) приводит к появлению пика на устойчивом профиле давления (похожего на внутренний транспортный барьер в стеллараторах).

Согласно [26] из-за конечности ларморовского радиуса ρ при расчетах конвективной устойчивости можно считать силовые линии магнитного поля замкнутыми вплоть до вращательного преобразования $\mu_r \sim \rho R_0 / a^2$, где R_0 и a – большой и малый радиусы плазмы.

Расчеты показали, что «кольцо устойчивости» Рютова-Ступакова [19] не играет роли в наблюдаемом формировании пика. Наблюдаемый разрыв на профиле давления может быть близок к эффекту стабилизации плазмы знакопеременной кривизной, обнаруженному Арсениным [27].

Расчитанный ход профиля давления в магнитной яме согласно критерию Кадомцева для ямы [28] $|\nabla p| \leq |\nabla U| \cdot \frac{1}{2} \frac{Bal}{4\pi U^2}$ (рис.15), сопряженный с профилями во внешней области, показывает, что перепад давления от магнитной оси до периферии у сепаратрисы p_{inn}/p_{perif} может быть на уровне $10^4 - 10^5$. При этом МГД профиль в конфигурации без внутренних витков позволяет иметь отношение p_{inn}/p_{perif} равным всего $\sim 2-3$.

Учет конечного давления плазмы при расчетах конвективно-устойчивого равновесия может привести к «филаментации» градиентного тока в слое

силовых линий с пиком давления, аналогичной описанной в главах 2 и 3. Однако здесь она может быть затруднена из-за того, что в указанном слое силовых линий поле (в среднем) наиболее сильное во всем сечении. Более точный анализ устойчивого равновесия должен включать и непотенциальные возмущения, как в критерии, полученном в [29].

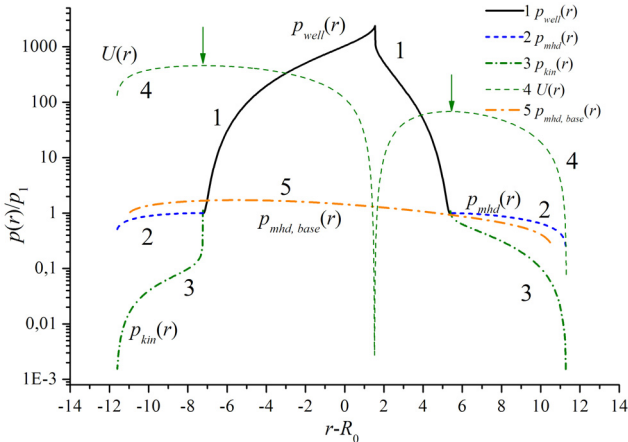


Рис. 15. Суммарные профили давления в радиальном сечении гофрированного тора (рис.11), построенные по лучу через дивертор. Профиль давления в магнитной яме ($\nabla p \nabla U < 0$) (1) сопряжен с конвективно-устойчивыми профилями вне ямы ($\nabla p \nabla U > 0$) – 2 и 3, рассчитанными согласно МГД (2) и кинетическому (3) описанию для $G=1$. 4 – $U(r)$. 5 – МГД профиль в базовой конфигурации без внутренних витков

В расчетах рассматривался левитирующий виток (бесконтактная магнитная подвеска внутреннего кольца продемонстрирована на установках RT-1 и LDX [30]), однако описанная конфигурация ячейки с внутренним витком может быть создана и при помощи плазменных токов. В этом случае требуется иметь обращенную магнитную конфигурацию [12], возникающую, когда в ячейке с “плазменным витком” локальное $\beta \gg 1$.

В **заключении** сформулированы основные выводы работы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Разработан численный код ESPHIB, позволяющий проводить расчет предельных по конвективной неустойчивости распределений давления плазмы в ловушках со спадающим полем в соответствии с МГД критерием $p \propto U^\gamma$, либо с необходимым и достаточным бесстолкновительным кинетическим критерием (Крускала-Обермана) согласованно с равновесием плазмы с конечным давлением и с заданной анизотропией в реальной магнитной геометрии.

Найдено ограничение на конвективно-устойчивое равновесие со стороны наибольшего давления плазмы (бета) в конфигурациях ограниченных

сепаратрисой. Если конфигурация характеризуется протяженными участками со слабым полем у сепаратрисы, то основным ограничением является расширение сепаратрисы, если такие участки малы, то основное ограничение – «филаментация» градиентного плазменного тока у сепаратрисы. При этом в первом случае спад давления к сепаратрисе (и в МГД, и в кинетическом описании) более плавный, тогда как во втором – большая часть давления спадает до нуля вблизи сепаратрисы.

Проведено сравнение рассчитанных согласно конвективной устойчивости распределений с измеренным давлением фоновой плазмы в Магнеторе. Оно показало, что, в целом, экспериментальные распределения близки к $p \propto U^\gamma$ при $\gamma=5/3$ и $\gamma=1$. Расчет плотности плазмы согласно амбиполярной диффузии по специально созданному коду показал, что отклонения измеренного распределения от $p \propto U^\gamma$ в целом могут быть описаны этой диффузионной моделью при задании источника плазмы (области локализации быстрых электронов).

Проведен анализ влияния вида функции анизотропии на критический градиент давления и указаны предельные распределения, дающие наиболее выгодный перепад давления из центра к сепаратрисе. Установлено, что у сепаратрисы зависимость профиля $p_m(\psi)$ (определяющего профиль давления) слабо зависит от анизотропии и конкретного вида магнитной конфигурации и близка к изотропному распределению, которому соответствует: $p_m(\psi) = p(\psi) \approx p_*(\psi) \propto |\psi_S - \psi|^{0.555}$ [22].

Установлено, что более значительный спад «кинетических» профилей по сравнению с МГД существенен не только с позиции локализации, но и с точки зрения равновесия плазмы. Кроме того, зависимость локальных значений бета растет к сепаратрисе (к нулю поля) гораздо медленнее, чем в случае МГД профилей. Таким образом, порог неустойчивости непотенциальных баллонных возмущений $\beta_{\max}(\psi) > \beta_{cr} \sim \pi^2 a R / L^2 \sim 1$ для «кинетической» плазмы отодвинут дальше на периферию. Это позволяет иметь более высокое содержание энергии в центральных областях. Практически это означает возможность иметь более высокие параметры удержания горячей плазмы в ловушках со спадающим полем, чем следует из более простой МГД модели.

Создан численный код для расчета трехмерных вакуумных магнитных полей, заданных тонкими витками, с возможностью расчета траекторий частиц, а также предельных по конвективной неустойчивости профилей давления в МГД и бесстолкновительном кинетическом описании. (В сравнении с расчетом по Био-Савару расчет быстрее в $\sim 10^3$ раз при отклонении от более точного значения поля не более чем на $10^{-5}-10^{-4}$.)

Предложена новая многосвязная магнитная конфигурация в виде замкнутой гофрированной ловушки типа ДРАКОН или EPSILON, в которой предлагается применить дополнительную ячейку-пробкотрон с внутренним витком с током противоположного направления. Из-за появления нулей поля

в центре ячейки у оси возникает средняя магнитная яма, позволяющая существенно повысить давление плазмы в центральных областях. Внешние области вне этой ямы можно стабилизировать дивертором при плавном спаде давления.

В предложенной конфигурации обнаружен радиальный пик (разрыв) на конвективно-устойчивом профиле давления, рассчитываемом согласно кинетическому критерию, отсутствующий при МГД описании. Он расположен у границы средней магнитной ямы $\text{grad}U \rightarrow 0$ в слое силовых линий со слабой знакопеременной кривизной. Его практическое значение заключается в возможности формирования у границы средней ямы радиального пьедестала давления, который позволяет иметь еще больший перепад давления между центром и периферией. В проведенных расчетах суммарный перепад давления от центра до периферии ловушки $p_{\text{inn}}/p_{\text{perif}}$ составил $\sim 10^4$ - 10^5 . При этом влияние дивертора незначительно. Стоит подчеркнуть, что речь идет о длинной *замкнутой* (гофрированной) ловушке. В расчетах рассматривался левитирующий виток, однако, такую же конфигурацию можно создать и при генерации плазменного тока. В этом случае в ячейках с “плазменным витком” требуется иметь локальное $\beta \gg 1$.

Список публикаций по теме диссертации

1. Цвентух М.М. // “Равновесие плазмы в двухдипольной ловушке с сепаратрисой”, Физика плазмы, 2007, том 33, №7, с. 591-598.
2. Цвентух М.М. // “Применение внутренних витков в длинных замкнутых магнитных ловушках”, Физика плазмы, 2009, том 35, №4, с. 381-384.
3. Вовченко Д.Е., Крашевская Г.В., Курнаев В.А., Ходаченко Г.В., Цвентух М.М. // “Исследование профилей давления плазмы в магнитной ловушке Магнетор”. Вопросы Атомной Науки и Техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез, 2006, вып. 4, с. 68—76.
4. G. V. Krashevskaya, V. A. Kurnaev, and M. M. Tsventoukh, “Plasma parameters distribution in the experimental model of the compact-dipole magnetic confinement device”, Proc. of 28th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, July 15-20, 2007, Prague, Czech Republic, P. 393-396.
5. M.M. Tsventoukh, Equilibrium and stability of the plasma confined by double-dipole device, Proc, 35th European Physical Society (EPS) conference on Plasma Physics, 9-13 June 2008, Hersonissos, Crete, Greece, P-4.057.
6. V.A. Kurnaev, G.V. Krashevskaya, M.M. Tsventoukh, D.E. Vovchenko, G.V. Khodachenko, and G.H. Salahutdinov, Plasma confinement in the compact double-dipole magnetic trap, in Proc. of 14th International Congress on Plasma Physics (ICPP2008), Fukuoka, Japan, September 8-12, 2008.
7. Цвентух М.М. // “Параметры плазмы в ловушках со спадающим полем в зависимости от анизотропии”. XXXVI-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород 9-13 февраля. Москва 2009. С.53.

8. Бойко С.А., Крашевская Г.В., Курнаев В.А., Салахутдинов Г.Х., Цвентух М.М. // “Быстрые электроны в ЭЦР плазме низкого давления удерживаемой в двухдипольной ловушке Магнетор”. XXXVI-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород 9-13 февраля. Москва 2009. С.54.
9. Цвентух М.М. // “Равновесие плазмы согласованное с конвективной устойчивостью”. XXXV-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород 11-15 февраля. Москва 2008. С.96.
10. Цвентух М.М. // “Использование внутренних витков для стабилизации плазмы в замкнутой гофрированной системе”. XXXV-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород 11-15 февраля. Москва 2008. С.97.
11. Цвентух М.М. // “Амбиполярный транспорт плазмы в области слабого поля вблизи сепаратрисы двухдипольной ловушки”. XXXV-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород 11-15 февраля. Москва 2008. С.98.
12. Цвентух М.М. // “Конвективно-устойчивое равновесие плазмы в конфигурации с сепаратрисой при высоком бета”. XXXIV-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород 12-16 февраля. Москва 2007. С.83.
13. Крашевская Г.В., Курнаев В.А., Ходаченко Г.В., Цвентух М.М. // “Пространственное распределение параметров СВЧ плазмы в сильно неоднородном магнитном поле”. XXXIV-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород 12-16 февраля. Москва 2007. С.84.
14. Цвентух М.М. // “Удержание плазмы в двухдипольной ловушке Магнетор в широком диапазоне значений бета”. XXXIII-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород 13-17 февраля. Москва 2006. С.86.
15. Бердникова М.М., Вайтонене А.М., Вайтонис В.В., Вовченко Е.Д., Ивашин С.В., Колтунов М.В., Крашевская Г.В., Курнаев В.А., Ходаченко Г.В., Цвентух М.М. // Исследование удержания и распределения параметров плазмы в ловушке би-дипольной конфигурации «Магнетор» // 32-я звенигородская конференция по физике плазмы и проблеме УТС. С.78.
16. Цвентух М.М. // “Разряд на электронно-циклотронном резонансе для моделирования и оптимизации систем магнитного удержания управляемого термоядерного синтеза” // Российский научный форум с международным участием “Демидовские чтения” Москва, 25-28 февраля 2006г. С. 43-44.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. J. Hawryluk, 22nd IAEA Fusion Energy Conference Geneva, Switzerland 13-18 October 2008, IT/1-2.
2. J. Kesner, D.T. Garnier, A. Hansen et al, Nucl. Fusion 44 (2004) 193–203.

3. Алексеев П.Н. и др., 36-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород 9-13 февраля. Москва 2009. С.21.
4. Кадомцев Б.Б., Физика Плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М.: изд-во АН СССР. 1958. Т.4. – С.353.
5. Пастухов В.П., Чудин Н.В., Физика Плазмы 27 963 (2001).
6. Рютов Д.Д., УФН 154 565 (1988); Димов Г.И., УФН 175 1185 (2005).
7. Глаголев В.М., Кадомцев Б.Б., Трубников Б.А., Шафранов В.Д., 10th Eur. Conf. Contr. Fus. and Plasma Phys. Moscow. 1981.E-8.; Кондаков В.В., Перельгин С.Ф., Смирнов В.М., ЖТФ 69 2 22 (1999).
8. V.V. Arsenin, E.D. Dlougach, V.M. Kulygin et al, 2001 Nucl. Fusion 41 945-952; V.M. Kulygin et al, 2007 Nucl. Fusion 47 738-745.
9. Фюрт Г.П., в сб. Физика высокотемпературной плазмы, пер. с англ., под ред. М. С. Рабиновича, М.: Мир, 1972. С.172.
10. Морозов А. И., Савельев В. В., УФН 168 1153 (1998).
11. Hasegawa A., Chen L., Mauel M.E., Nucl. Fusion 30 2405 (1990).
12. Tuszewski M., Nucl. Fusion 28 2033 (1988).
13. Кадомцев Б.Б., Физика Плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М.: изд-во АН СССР. 1958. Т.4. – С.370.
14. M.D. Kruskal and C.R. Oberman, Phys. Fluids 1 275 (1958).
15. M.N. Rosenbluth and N. Rostoker, Phys. Fluids 2 23 (1959).
16. Михайловский А.Б., Теория плазменный неустойчивостей. Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы, М., Атомиздат, 1971.
17. Бердникова М.М. и др., ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 1 22 (2003).
18. Шафранов В.Д., Вопросы теории плазмы, вып.2. Госатомиздат 1963, С.92.
19. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В., Физика плазмы 12 1411 (1986).
20. Попович П.А., Шафранов В.Д., Физика Плазмы 26 519 (2000).
21. Арсенин В.В., Куянов А.Ю., Физика Плазмы 27 675 (2001).
22. Соколов А.Ю., Физика Плазмы 18 657 (1992).
23. V.V. Arsenin, A.Yu. Kuyanov, Trans. Fusion Sci. Tech., 39 1T (2001) 175.
24. Арсенин В.В., Звонков А.В., Скворода А.А., Физика Плазмы 31 6 (2005).
25. Демиденко И.И., Ломино Н.С., Падалка В.Д. и др., в сб. Плазменные ускорители, под ред. Л.А.Арцимовича, М., Машиностроение, 1972, С.282.
26. Скворода А.А., Физика плазмы 31 133 (2005).
27. Арсенин В.В., Письма в ЖЭТФ, 43 6 270 (1986), *ibid.* 37 11 534 (1983).
28. Кадомцев Б.Б., Физика Плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М.: изд-во АН СССР. 1958. Т.4. – С.380.
29. Арсенин В.В., Терехин П.Н., Физика Плазмы 34 971 (2008).
30. Z. Yoshida et al, 22nd IAEA Fusion Energy Conference Geneva, Switzerland 13-18 October 2008, EX/P5-28; D.T. Garnier et al, *ibid.* IC/P4-12.