

539.9.07

ОТКРЫТИЕ ЛОВУШКИ

Д. Д. Рюотов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	565
2. Пробкотрон	568
2.1. Скорость потерь плазмы через пробки. 2.2. Стационарное состояние плазмы в пробкотроне. 2.3. Равновесие и магнитогидродинамическая устойчивость плазмы. 2.4. Микронеустойчивости плазмы. 2.5. Пробкотрон как термоядерный реактор.	
3. Амбиополярная ловушка	583
3.1. Принцип действия амбиополярной ловушки. 3.2. Экспериментальная проверка амбиополярного удержания. 3.3. Потери плазмы поперек магнитного поля. 3.4. Попытки отыскания аксиально-симметричных конфигураций. 3.5. Тепловые барьеры.	
4. Антипробкотрон	598
5. Ловушка с вращающейся плазмой	600
6. Системы для удержания плазмы с малой длиной свободного пробега	602
6.1. Многопробочная ловушка. 6.2. Газодинамическая ловушка.	
7. Возможность применения открытой ловушки в качестве генератора нейтронов	608
8. Заключение	610
Список литературы	611

I. ВВЕДЕНИЕ

Для осуществления стационарной термоядерной реакции необходимо обеспечить термоизоляцию плазмы с температурой 100 млн. градусов от окружающих ее предметов. С этой целью применяют так называемые «магнитные ловушки», которые принято разделять на два больших класса — замкнутые и открытые. В замкнутых ловушках силовые линии магнитного

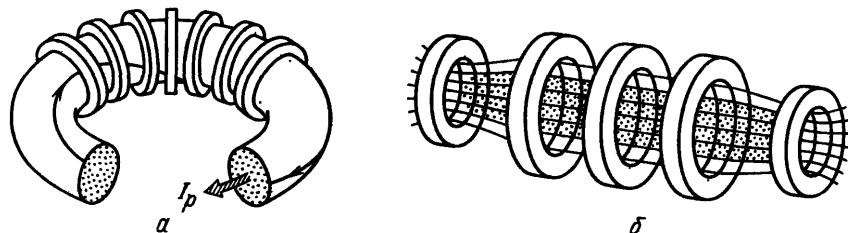


Рис. 1. Сравнение замкнутой и открытой ловушек.
 а — Замкнутая ловушка типа токамак; показана часть плазменного кольца в окружении катушек торoidalного магнитного поля; крупной стрелкой показано направление торoidalного плазменного тока, тонкой стрелкой — одна из силовых линий магнитного поля; силовые линии «навиваются» на торoidalные поверхности и не выходят за пределы вакуумной камеры. б — Открытая ловушка («пробкотрон»); показаны катушки, магнитные силовые линии и удерживаемая плазма

поля не пересекают границ плазмы, а область удержания имеет форму тора (рис. 1, а). В открытых ловушках область удержания плазмы ограничена в направлении силовых линий и обычно выглядит как более или менее длинный отрезок цилиндра, деформированный с концов. Наиболее известный пример

открытой ловушки — так называемый «пробкотрон» *) (рис. 1, б), идея которого была предложена в середине 50-х годов независимо Г. И. Будкером в СССР¹ и Р. Постом в США². Имеется и много других разновидностей открытых ловушек, но все они в той или иной степени включают в себя элементы пробкотрона.

История работ по открытым ловушкам не отличалась плавностью течения. Уже первые расчеты, выполненные Г. И. Будкером, показали, что скорость потерь плазмы вдоль силовых линий магнитного поля довольно велика, так что в чисто термоядерном аспекте будущее пробкотронов выглядит далеко не блестящее. Казалось, интерес к ним должен был угаснуть. Реально же в конце 50-х и начале 60-х годов пробкотроны стали одной из самых популярных плазменных установок. Дело в том, что в те годы перспективы овладения термоядерной энергией казались (и были!) очень отдаленными и не предопределяли в той степени, как это имеет место сейчас, выбор объекта исследования. Более существенными в то время были техническая простота и гибкость экспериментальной установки, а также возможность проведения на ней возможно более широкого спектра физических исследований, а в этих отношениях с открытыми ловушками конкурировать трудно.

В 60-е годы именно в экспериментах на открытых ловушках были получены очень многие результаты из тех, которые составляют сегодня фундамент физики плазмы. Упомянем лишь эксперименты Иоффе с сотрудниками³, в которых была впервые продемонстрирована осуществимость стабилизации МГД неустойчивостей плазмы с помощью метода «магнитной ямы», Завойского с сотрудниками⁴, в которых был исследован так называемый турбулентный нагрев плазмы, и работы лаборатории Головина по стабилизации крупномасштабных неустойчивостей плазмы с помощью метода обратной связи⁵.

Открытые ловушки переживали золотой век: широкой была география исследований, а участие ведущих лабораторий обеспечивало поток значительных результатов. Достаточно сказать, что на термоядерных конференциях Международного агентства по атомной энергии — этих самых крупных форумах плазменного сообщества — открытым ловушкам в те годы посвящалось более трети всех докладов (для сравнения, токамакам — лишь около одной десятой).

Но во второй половине 60-х годов, во многом благодаря устойчивому прогрессу токамаков, была проведена «ревизия» всех типов термоядерных устройств на предмет их потенциальной привлекательности в качестве прототипа термоядерного реактора. И здесь «врожденный дефект» открытых ловушек — слишком большая скорость потерь плазмы вдоль поля — дал себя знать. Тщательные расчеты показали, что для открытых ловушек «коэффициент усиления» Q — отношение мощности термоядерного энерговыделения к мощности нагрева плазмы — даже при самых оптимистических допущениях — вряд ли может быть сделан больше 1,2–1,5, что явно недостаточно для создания экономически привлекательного термоядерного реактора. Попытки улучшить положение с помощью разработки специальных рекуператоров энергии, уносимой плазмой в пробки, не привели к успеху, так как вызывали возрастание размеров и стоимости установок.

И хотя традиционные достоинства открытых ловушек (простота геометрии, возможность получения высокого давления плазмы в умеренном магнитном поле, стационарность и др.) были по-прежнему очевидны, интерес к этому направлению стал угасать. Постепенно сокращалась география исследований **), уменьшалось количество занятых на открытых ловушках физиков.

*) Иногда употребляют термин «зеркальная ловушка».

**) В частности, были практически свернуты работы по открытым ловушкам в Западной Европе, где в прежние годы культура исследований в этой области была очень высока.

Казалось, эта линия исследований вскоре вообще пресечется, как это случилось в середине 70-х годов с респектабельными в свое время работами по импульсным тета-пинчам. Сохранили приверженность исследованиям по открытым ловушкам лишь 3–4 лаборатории в СССР и в США. Хотя время не благоприятствовало этому, в них упорно развивалась экспериментальная техника, необходимая для работ по открытым ловушкам — инжекторы быстрых атомов водорода для ввода вещества и энергии поперек магнитного поля; сложные неосесимметричные магнитные системы для обеспечения МГД устойчивости плазмы; вакуумная техника, приспособленная для откачки больших количеств газа, и многое другое. Одновременно совершались попытки найти способы снижения продольных потерь. Так, была предложена схема многопробочного удержания плазмы ^{6,7}, предусматривавшая переход от одиночного пробкотрона к системе связанных пробкотронов с суммарной длиной, превышающей длину свободного пробега ионов; ловушка с центробежным удержанием плазмы ⁸; система с обращением магнитного поля (см. ⁹ *) и некоторые другие. К сожалению, первая из них требовала для своего осуществления технических решений, которые в начале 70-х годов казались слишком экзотическими, а вторая и третья были основаны на неочевидных предпосылках в отношении МГД устойчивости плазмы.

Новый поворот к лучшему в работах по открытым ловушкам произошел в середине 70-х годов, когда произошли два важных события.

Во-первых, в 1975–1976 гг. развитая к этому времени экспериментальная техника очень ярко продемонстрировала свою работоспособность в экспериментах на пробкотроне 2ХПВ в Ливерморской лаборатории (США), где впервые были массировано применены инжекторы нейтралов, техника плазменных струй, метод титанового геттерирования всех поверхностей, «смотрящих» на плазму. В результате при мощности инжекции атомарного дейтерия 7 МВт была получена квазистационарная плазма с плотностью 10^{14} см^{-3} и «температурой» ионов $10\text{--}12 \text{ кэВ}$ ^{10 **}).

Во-вторых, в середине 1976 г. Димовым, Закайдаковым и Кишеневским ¹¹, а в начале 1977 г. Фаулером и Логаном ¹² была опубликована идея так называемой амбиполярной ловушки, которая позволяла уменьшить скорость продольных потерь плазмы на основе именно той техники и именно того опыта, которые доказали свою жизнеспособность на установке 2ХПВ.

Суперпозиция во времени этих двух событий привела к резкому росту интереса к открытым ловушкам, увеличению финансирования этих работ и новому расширению географии. Началось строительство крупных амбиполярных ловушек в США, СССР, Японии. Вскоре было экспериментально показано, что амбиполярное удержание действительно существует и приводит к существенному уменьшению потерь плазмы через пробки. Были построены и заложены еще более крупные представители этой разновидности открытых ловушек.

Но со временем выявились и определенные трудности. Во-первых, для обеспечения крупномасштабной магнитогидродинамической устойчивости плазмы во всех построенных до тех пор установках применялись хорошо зарекомендовавшие себя в прошлом неосесимметричные магнитные поля. Как выяснилось ¹³, они могут легко становиться источником усиленных поперечных потерь плазмы, которые становятся особенно ощутимыми в условиях, когда продольные потери подавлены. Во-вторых, не все оказалось благополучно и с продольным удержанием: по не выясненным до конца причинам при попытках увеличения плотности плазмы оно значительно ухудшалось. Есть подозрение, что это связано с развитием в плазме микрофлуктуаций.

*) Которая, строго говоря, относится к классу замкнутых ловушек, но исходной конфигурацией для которой является все же пробкотрон.

**) Эта совокупность параметров остается рекордной и по сей день среди всех установок с магнитным удержанием плазмы (включая токамаки). Справедливости ради надо, правда, заметить, что время жизни ионов было небольшим — всего лишь 10^{-3} с.

Соответственно сегодня, с одной стороны, ведутся интенсивные поиски осесимметричных МГД устойчивых конфигураций плазмы, а, с другой стороны, делаются попытки разобраться в тех явлениях, которые определяют рост продольных потерь при высоких плотностях плазмы.

Наряду с осложнениями, возникшими в работах по амбиполярным ловушкам, в общей картине сегодня имеются и важные положительные моменты, связанные с обнаружением значительных скрытых резервов в других схемах открытых ловушек. В частности, оказалось, что и в одиночном пробкотроне, если увеличить его длину и пробочное отношение, можно добиться значительного роста продольного времени жизни плазмы. Установка, основанная на таком подходе, получила название «газодинамической» ловушки¹⁴. Кроме того, выяснилось, что с помощью ряда приемов можно уменьшить длину многопробочных ловушек и существенно приблизить их параметры к возможностям современной техники. Наконец, выявились дополнительные резервы стабилизации плазмы в установках с вращающейся плазмой. Впрочем, надо заметить, что эти ветви исследований по открытым ловушкам находятся в стадии накопления начальной экспериментальной информации и судить об их будущем пока рано.

В последние годы выявились возможности применения открытых ловушек в качестве нейтронных генераторов для проведения материаловедческих испытаний. Проекты таких генераторов ориентированы на параметры плазмы, не очень сильно отличающиеся от уже достигнутых экспериментально. Создание таких устройств может рассматриваться как полезная промежуточная задача.

В целом работы по открытым ловушкам переживают сейчас весьма решительный этап в своем развитии. Ближайшие годы покажут, оправдаются ли возлагаемые на них ожидания или этот подход к решению проблемы УТС придется отложить до лучших времен, когда техника и технология расширят свои возможности и будет достигнуто лучшее понимание свойств плазмы.

Предлагаемый обзор содержит краткое описание основных типов открытых ловушек и полученных на них результатов. Библиография ни в коей мере не является исчерпывающей. Для дальнейшего ознакомления с проблемой читателю можно рекомендовать обзоры¹⁵⁻¹⁹.

2. ПРОБКОТРОН

2.1. Скорость потерь плазмы через пробки

Отражение заряженных частиц от пробок связано с адиабатической инвариантностью величины

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}, \quad (1)$$

где m — масса частицы, v_{\perp} — поперечная (по отношению к магнитному полю) составляющая скорости, B — напряженность магнитного поля. Величина μ имеет смысл магнитного момента «ларморовского кружка». Точность сохранения μ тем выше, чем меньше ларморовский радиус частицы (рассчитанный по ее полной энергии) по сравнению с характерным масштабом изменения магнитного поля $L = B / |\nabla B|$. Практически, если ларморовский радиус меньше L в 5–6 раз, в контексте рассматриваемых ниже задач μ можно считать просто интегралом движения (что мы и будем делать). Подробное рассмотрение вопроса о точности сохранения μ можно найти, например, в обзоре Б. В. Чирикова²⁰.

Пользуясь законом сохранения энергии

$$\mathcal{E} = \frac{m(v_{||}^2 + v_{\perp}^2)}{2B} = \text{const}, \quad (2)$$

можно с помощью (1) получить соотношение, определяющее изменение про-

дольной скорости частицы при ее движении вдоль силовой линии:

$$\frac{mv_{\parallel}^2}{2} = \mathcal{E} - \mu B(s) \equiv \mathcal{E} - U(s), \quad (3)$$

где s — координата, отсчитываемая вдоль силовой линии. Функция $U(s)$ имеет смысл эффективной потенциальной энергии продольного движения. Поскольку \mathcal{E} и μ не зависят от времени, условие удержания частицы в ловушке, очевидно, состоит в том, чтобы максимум $U(s)$ был больше \mathcal{E} , т. е. чтобы выполнялось условие

$$\mathcal{E} - \mu B_{\max} < 0 \quad (4)$$

B_{\max} — максимум магнитного поля в пробке.

Если обозначить индексом «0» значения всех величин в середине пробкотрона на однородном участке магнитного поля, то условие (4) можно записать в виде

$$\frac{v_{\perp 0}^2}{v_{\perp 0}^2 + v_{\parallel 0}^2} > \frac{B_0}{B_{\max}}. \quad (5)$$

Входящее сюда отношение

$$R \equiv \frac{B_{\max}}{B_0}$$

принято называть пробочным отношением. Обозначая через θ_0 угол между вектором скорости частицы и магнитным полем на однородном участке, можно придать

$$\theta_0 > \arcsin R^{-1/2}.$$

Неравенства (5) и (6) показывают, что в пространстве скоростей область, из которой теряются частицы, представляет собой конус с осью, параллельной магнитному полю (рис. 2). Этот конус называют «конусом потерь». Частицы, лежащие вне конуса потерь, совершают колебания между пробками и в условиях, обеспечивающих достаточно точное выполнение условия $\mu = \text{const}$, удерживаются в ловушке практически неограниченно долго. Потери этих частиц из ловушки связаны только с их рассеянием друг на друге, которое приводит к изменению угла θ_0 частиц и, в конечном итоге, к попаданию вектора скорости частиц в конус потерь.

Оценим скорость потерь ионов. Как известно, кулоновское рассеяние частиц плазмы носит фоккер-планковский (диффузионный) характер. Соответственно время рассеяния заряженных частиц на не слишком большой угол $\theta \leq 1$ пропорционально θ^2 . Для ионов оно может быть оценено как (см. ²¹)

$$\tau_{ii}^{(0)} \sim \frac{\theta^2 W_i^2}{\pi \Lambda n e^4} \left(\frac{m_i}{2W_i} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где n — число ионов в единице объема плазмы, W_i — их характерная энергия, e — заряд электрона, Λ — так называемый «кулоновский логарифм», равный в типичных условиях термоядерных установок примерно 15.

Полагая в (7) $\theta = 1$, получаем величину, называемую временем ион-ионного столкновения:

$$\tau_{ii} \equiv \frac{W_i^2}{\pi \Lambda n e^4} \left(\frac{m_i}{2W_i} \right)^{1/2}. \quad (7')$$

Произведение τ_{ii} на скорость ионов дает длину свободного пробега ионов:

$$\lambda_{ii} \sim \frac{W_i^2}{\pi \Lambda n e^4}.$$

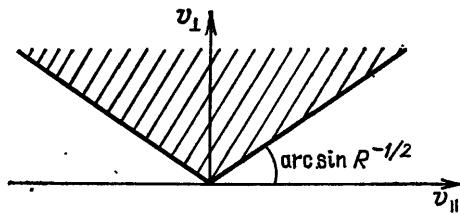


Рис. 2. Область удержания в пространстве скоростей (заштрихована)

условию (5) следующую форму:

$$(6)$$

В условиях гипотетического термоядерного реактора-пробкотрона λ_{11} значительно превышает длину установки (при $W_1 \sim 100$ кэВ, $n \sim 10^{14}$ см⁻³ имеем $\lambda_{11} \sim 3 \cdot 10^5$ м).

При пробочных отношениях, не слишком близких к единице, $R = 1 \sim 1$, угловой раствор конуса потерь порядка единицы, т. е. (ср. (7))

$$\tau \sim \tau_{11}. \quad (8)$$

При той же, что у ионов, энергии время рассеяния электронов на ионах τ_{e1} и друг на друге τ_{ee} , грубо говоря, в $(m_1/m_e)^{1/2}$ раз меньше времени рассеяния ионов (см. ²¹; это можно усмотреть и прямо из формулы (7), заменив в ней m_1 на m_e). Соответственно электроны очень быстро становятся изотропными (и, более того, их функция распределения делается максвелловской) и заполняют конус потерь. Но так как плазма должна оставаться квазинейтральной, первоначально более быстрые потери электронов приводят к тому, что плазма приобретает некоторый положительный потенциал, пространственное распределение которого «подстраивается» так, чтобы обеспечить локальное выполнение условия квазинейтральности повсюду в плазме ²¹). Возникающий таким образом потенциал называют амбиполярным.

Поскольку, как уже отмечалось, функция распределения электронов — максвелловская, амбиполярный потенциал может быть выражен через плотность электронов по формуле Больцмана:

$$e\varphi(s) = T_e \ln n(s) + \text{const}, \quad (9)$$

где T_e — температура электронов (постоянная вдоль силовой линии вследствие высокой электронной теплопроводности). Плотность плазмы убывает от центра ловушки к пробкам. Соответственно амбиполярное электрическое поле

$$E_{||} = -\frac{\partial \varphi}{\partial s} = -\frac{T_e}{n} \frac{\partial n}{\partial s}$$

действует на ионы в направлении пробок и приводит к ухудшению удержания ионов.

При наличии амбиполярного потенциала продольное движение ионов определяется вместо (3) соотношением

$$\frac{m_1 v_{||}^2}{2} = \mathcal{E} - U_{\text{ю}}(s), \quad (10)$$

где

$$\mathcal{E} = \frac{m_1 v^2}{2} + e\varphi = \text{const}$$

— полная энергия иона, а

$$U_{\text{ю}}(s) = e\varphi(s) + \mu B(s) \quad (11)$$

Рис. 3. К вопросу о влиянии электрического поля на удержание частиц в пробкотроне.

а — Качественный вид зависимостей $B(s)$, $n(s)$, $\varphi(s)$; за нуль отсчета потенциала принят его значение в центре ловушки; точка s_0 соответствует максимуму магнитного поля. *б* — Качественный вид зависимости $U_{\text{ю}}(s)$ для нескольких значений μ ; кривые занумерованы в порядке возрастания μ , причем для кривой 1 $\mu = 0$. Рисунок симметричен относительно плоскости $s = 0$

— эффективная потенциальная энергия продольного движения, называемая «потенциалом Юшманова». Теперь вопрос о том, удерживается ли частица в ловушке, зависит от того, как соотносятся \mathcal{E} и максимум $U_{\text{ю}}(s)$. Характерные графики зависимостей $\varphi(s)$ и $B(s)$ приведены на рис. 3, *а*. Из рисун-

²¹) Всюду в этой статье мы подразумеваем это условие выполненным и, соответственно, опускаем индексы « e » или « i » у плотностей электронов и ионов, пользуясь для этих величин общим обозначением n .

ка и формулы (11) видно, что точка максимума U_0 , вообще говоря, не совпадает с точкой максимума магнитного поля в пробке. Поэтому для определения формы области удержания в фазовом пространстве ионов необходимо знать зависимость $\Phi(s)$ или, что эквивалентно, зависимость $n(s)$. Определение же зависимости $n(s)$ требует отыскания функции распределения ионов, для чего, в свою очередь, нужно знать форму области удержания. Возникающая сложная самосогласованная задача допускает только численное решение.

Качественно ясно, что амбиполярное электрическое поле, выталкивая ионы из ловушки, уменьшает время их жизни. С другой стороны, если перепад потенциала между центром ловушки и пробкой не превышает величины порядка W_1/e (что имеет место при не слишком высокой температуре электронов, см. (9)), то по порядку величины оценка (8) остается верной.

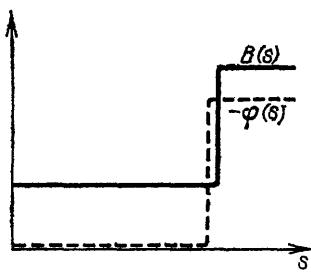


Рис. 4. Ступенчатая модель магнитного поля и потенциала

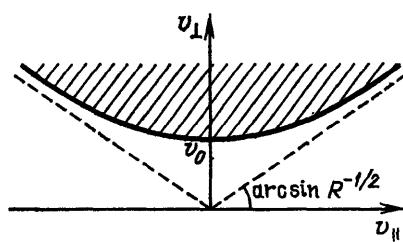


Рис. 5. Область удержания при учете амбиполярного электрического поля для «ступенчатой» модели рис. 4 ($v_0 = (2e \Delta\Phi / R m_1)^{1/3}$)

Для упрощенных расчетов иногда применяется модель, в которой распределения магнитного поля и потенциала вдоль оси ловушки заменяются ступенчатыми функциями (рис. 4), причем скачок потенциала происходит с внутренней стороны пробки. Если обозначить перепад потенциала между пробкой и центром через $\Delta\Phi$ ($\Delta\Phi > 0$), то продольная составляющая скорости иона после прохождения этого перепада потенциала (но еще с внутренней стороны пробки) будет равна $\left[v_{||0}^2 + \left(\frac{2e\Delta\Phi}{m_1} \right) \right]^{1/2}$, а поперечная составляющая — $v_{\perp 0}$. Соответственно условие удержания вместо (5) будет иметь вид

$$v_{\perp 0}^2 \left(1 - \frac{1}{R} \right) - \frac{v_{||0}^2}{R} > \frac{2e\Delta\Phi}{m_1 R}. \quad (12)$$

Граница области удержания (12) представляет собой гиперболоид (рис. 5). Ионы с энергией, меньшей некоторой минимальной (равной $e\Delta\Phi/R$), в ловушке не удерживаются (они выталкиваются в пробки электрическим полем). Поэтому исходная энергия ионов, вводимых в ловушку, во всяком случае должна превышать $e\Delta\Phi/R$:

$$W_1 > \frac{e\Delta\Phi}{R}. \quad (13)$$

Плотность плазмы в пробке во много раз меньше, чем в центре ловушки. Поэтому согласно (9) величина $\Delta\Phi$ составляет несколько электронных температур (зависимость Φ от n логарифмическая). Чтобы минимизировать отрицательный эффект амбиполярного потенциала, целесообразно увеличивать пробочное отношение. Если оценка (13) выполнена с хорошим запасом, амбиполярное поле слабо влияет на удержание плазмы.

Оценка (8) относится к случаю $R = 1 \sim 1$. При больших пробочных отношениях она должна быть изменена. Решение кинетического уравнения для ионов показывает, что при $R \gg 1$ время жизни растет с R лишь

логарифмически:

$$\tau \approx 0,4\tau_{11} \ln R. \quad (14)$$

Следовательно, существенно увеличить время жизни по сравнению с оценкой (8) путем увеличения пробочного отношения нельзя. Слабая зависимость времени жизни от пробочного отношения связана с фоккер-планковским характером кулоновских столкновений.

Интересная (и положительная для термоядерных применений) особенность пробкотрона состоит в том, что в нем плохо удерживаются или вообще не удерживаются тяжелые примеси. Это обстоятельство вытекает из формулы (13): для иона с зарядом Z правая часть в ней должна быть заменена на $Z e \Delta \phi / R$, т. е. на величину, которая при достаточно больших Z будет превышать «тепловую» энергию ионов. Такие ионы будут покидать ловушку за один пролет от пробки до пробки, и концентрация их в плазме будет исчезающе мала. Для ионов с небольшими Z амбиполярный потенциал не приводит к немедленному уходу через пробки, но концентрация их также будет малой — как вследствие расширения гиперболоида потерь, так и вследствие более высокой частоты рассеяния таких ионов на ионах основной плазмы. В целом можно утверждать, что в стационарном состоянии плазма в пробкотроне будет очень чистой. В этом пункте пробкотроны выгодно отличаются от замкнутых систем, в которых накопление примесей в плазме может быть источником серьезных трудностей.

2.2. Стационарное состояние плазмы в пробкотроне

Чтобы компенсировать сток частиц через пробки, нужно постоянно вводить их в объем пробкотрона. Чаще всего для этой цели применяют инжекцию пучков атомарного водорода (или изотопов водорода).

Техника генерации атомарных пучков, получившая бурное развитие в течение последнего десятилетия, заслуживает того, чтобы сказать о ней несколько более подробно. Пучок получают в три этапа: сначала в газоразрядном ионном источнике приготовляют медленные ионы водорода, затем ускоряют их до нужной энергии и, наконец, пропускают через перезарядную мишень, чаще всего представляющую собой облако газообразного водорода. В мишени быстрый ион водорода нейтрализуется в реакции перезарядки:



(звездочкой помечены быстрые частицы). Вследствие малости массы электрона импульс атома водорода почти тот же, что у исходного протона. Это означает, в частности, что при малой угловой расходимости исходного протонного пучка пучок атомарного водорода также имеет малую расходимость.

В настоящее время созданы источники атомарного дейтерия, дающие пучки дейтонов с энергией свыше 100 кэВ, эквивалентным током 50 А и длительность импульса в несколько секунд²². Используя несколько источников, мощность инжекции в экспериментах на крупных токамаках доводили до 20 МВт. На очереди — дальнейшее увеличение энергии и длительности импульса (в пределе — получение стационарных пучков).

При энергиях дейtronов, заметно превышающих 100 кэВ, сечение перезарядки быстро падает, и реакция (15) становится неэффективной. Для получения пучков атомов с большей энергией используют отрицательные ионы водорода: они также извлекаются из специального ионного источника, ускоряются, а затем обдираются до нейтральных атомов в газовой мишени. Через посредство отрицательных ионов в настоящее время получают пучки атомов с энергией в сотни килоэлектрон-вольт, и это далеко не предел.

Достоинство атомарных пучков состоит в том, что их можно вводить в плазму поперек сильного магнитного поля. Захват быстрого атома в плазме

связан с его ионизацией электронами и ионами или с перезарядкой на ионах плазмы *). Условия эксперимента по поддержанию стационарного состояния плазмы с помощью атомарного пучка должны быть такими, чтобы длина захвата нейтралов была сравнима с толщиной плазмы: если первая будет существенно больше второй, то пучок свободно пройдет через плазму и будет потерян; если же будет выполнено обратное условие, то пучок не сможет проникнуть во внутренние слои плазмы, и плазма станет трубчатой.

Средняя энергия ионов плазмы при таком способе поддержания стационарного состояния составляет некоторую (порядка единицы) долю энергии инжекции \bar{W}_{inj} . Что же касается температуры электронов, то она устанавливается под действием двух факторов: передачи энергии от ионов к электронам и выноса энергии через пробки. При хорошем удержании плазмы в пробкотроне ее плотность в пробке и за пробкой намного меньше, чем внутри ловушки, и электроны, в соответствии с формулой (9), чтобы вылететь из установки, должны преодолеть высокий потенциальный барьер в несколько электронных температур. Соответственно оказывается, что при потере каждого электрона из системы теряется энергия, равная $A_e T_e$, где коэффициент A_e равен в типичных условиях 6—8.

Мощность, передаваемая электронам от ионов в единице объема плазмы, есть (см. ²¹⁾)

$$n \frac{\bar{W}_1 - (3/2) T_e}{\tau_{ie}^E}, \quad (16)$$

где

$$\tau_{ie}^E = \frac{3m_i T_e^{3/2}}{8m_e^{3/2} \sqrt{2\pi} \Lambda e^4 n} \quad (17)$$

— величина, имеющая смысл времени обмена энергией между ионами и электронами. Так как, в соответствии с условием квазинейтральности, время жизни электронов равно времени жизни ионов, то потери энергии электронов из единицы объема плазмы есть $A_e T_e n / \tau$, где τ — время жизни ионов, определяемое оценкой (14). Соответственно в равновесии имеем

$$\frac{\bar{W}_1 - (3/2) T_e}{\tau_{ie}^E} = \frac{A_e T_e}{\tau}.$$

Отсюда легко находим, что

$$\frac{T_e}{\bar{W}_1} \sim \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/5} \left(\frac{\ln R}{A_e} \right)^{2/5}, \quad (18)$$

т. е. температура электронов существенно меньше средней энергии ионов. Численно T_e примерно на порядок меньше \bar{W}_1 . При этом время τ_{ie}^E торможения ионов об электронах сравнимо с τ , так что при количественных расчетах удержания ионов в ловушке их трение об электроны обязательно нужно учитывать.

Иногда для обеспечения устойчивости плазмы относительно возбуждения микрофлуктуаций (подробнее см. раздел 2.4) через ловушку пропускает поток относительно холодной плазмы, приготовляемой за пробками в специальных газоразрядных источниках. В этом случае, вследствие высокой теплопроводности электронов вдоль магнитного поля, их температура будет везде равна температуре электронов запробочной плазмы и мала по сравнению с оценкой (18). Соответственно поскольку время торможения τ_{ie}^E ионов пропорционально $T_e^{3/2}$, оно будет намного меньше величины τ , оцененной по формуле (14). В этих условиях первоначально инжектированный ион сначала

*) В случае перезарядки, впрочем, число частиц плазмы не меняется, так как происходит просто замещение иона плазмы ионом пучка.

тормозится на электронах до энергии, существенно меньшей $W_{\text{инж}}$, а затем быстро ($\tau_{\text{и}} \sim W_i^{3/2}$) рассеивается в «конус потерь». Иными словами, время жизни ионов по порядку величины определяется временем их торможения на электронах и равно, грубо говоря, τ_E^E .

Большинство выполненных до настоящего времени экспериментов относятся именно к этим условиям. В качестве примера приведем результаты уже упоминавшихся во Введении экспериментов на установке 2ХПВ²³.

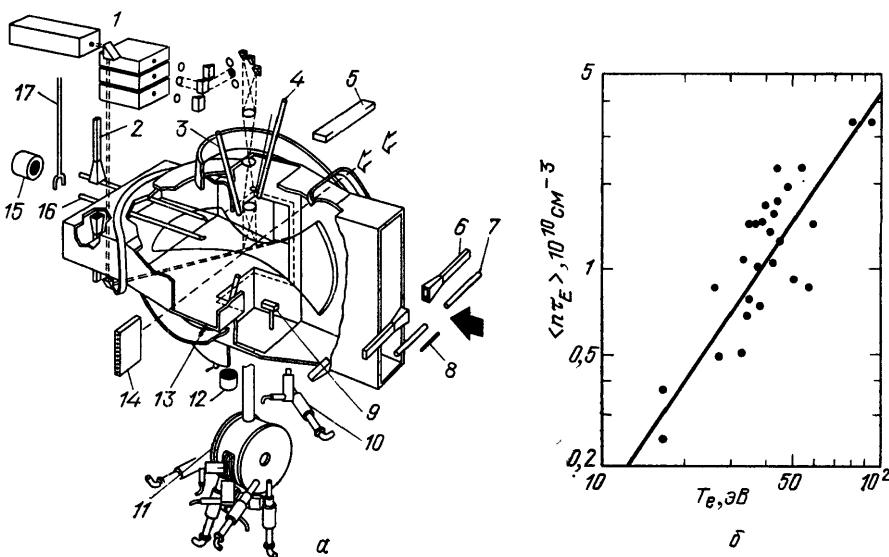


Рис. 6. Эксперимент на установке 2ХПВ.

а — Схема эксперимента; указаны различные средства диагностики плазмы: 1 — система томсоновского рассеяния; 2 — фиксированный СВЧ интерферометр; 3 — система СВЧ рассеяния на 26°; 4 — СВЧ интерферометр; 5 — счетчик нейтронов; 6 — сантиметровый интерферометр; 7 — 4-миллиметровый интерферометр; 8 — зонд Лэнгмюра; 9 — калориметр атомарного пучка; 10 — подвижный анализатор нейтралов перезарядки; 11 — 11-канальный анализатор нейтралов перезарядки; 12 — рентгеновский детектор; 13 — диамагнитная петля; 14 — 13-канальный детектор ослабления пучка; 15 — электростатический анализатор концевых потерь; 16 — подвижный 4-миллиметровый интерферометр; 17 — радиочастотный зонд; жирной стрелкой показано направление инжекции струи холодной плазмы. б — Зависимость энергетического времени жизни ионов $\tau_E \equiv \bar{W}_i |d\bar{W}_i/dt|^{-1}$ от температуры электронов; сплошная линия — теоретическая зависимость $\langle n \tau_E \rangle = 4,4 \cdot 10^7 T_e^{3/2}$ (T_e — в электрон-вольтах)

Схема этой установки показана на рис. 6, а, а экспериментально измеренное время торможения ионов — на рис. 6, б. На рис. 6, а условно показана форма границы плазмы. Поперечный размер плазмы в центре установки составляет примерно 20 см.

2.3. Равновесие и магнитогидродинамическая (МГД) устойчивость плазмы

Из сказанного в разделе 2.1 ясно, что плазма в пробкотроне анизотропна. В декартовой системе координат с осью z , направленной вдоль магнитного поля, тензор плотности потока импульса имеет вид

$$\begin{pmatrix} p_{\perp} 0 & 0 \\ 0 & p_{\perp} 0 \\ 0 & 0 & p_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Недиагональные элементы тензора $p_{\alpha\beta}$ пропорциональны квадрату отношения ларморовского радиуса ионов к поперечному размеру плазмы (см. ²⁴) и обычно слабо влияют на равновесие; мы положили их просто равными нулю. Величины p_{\parallel} и p_{\perp} носят названия соответственно «продольного» и «поперечного» давления плазмы. При инжекции атомарных пучков поперек

магнитного поля в экваториальной плоскости пробкотрона всюду в установке $p_{\perp} > p_{\parallel}$.

В пренебрежении в (19) недиагональными элементами, в произвольно ориентированной системе координат тензор плотности потока импульса имеет вид

$$p_{\alpha\beta} = p_{\perp} \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{B_{\alpha}B_{\beta}}{B^2} \right) + p_{\parallel} \frac{B_{\alpha}B_{\beta}}{B^2}, \quad (20)$$

где B_{α} — компоненты вектора магнитного поля, а B — его модуль. Выражение (20) напоминает по форме максвелловский тензор натяжений магнитного поля (см. ²⁵):

$$T_{\alpha\beta} = p_m \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{B_{\alpha}B_{\beta}}{B^2} \right) - p_m \frac{B_{\alpha}B_{\beta}}{B^2}, \quad (21)$$

где величину

$$p_m = \frac{B^2}{8\pi} \quad (22)$$

в физике плазмы принято называть «магнитным давлением». Из сравнения выражений (20) и (21) видно, что магнитное поле «давит» в направлениях, перпендикулярных к силовым линиям, и «тянет» в направлении силовых линий.

Уравнения равновесия плазмы в магнитном поле могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (p_{\alpha\beta} + T_{\alpha\beta}) = 0. \quad (23)$$

В применении к вакуумному ($\text{rot } \mathbf{B} = 0$) магнитному полю уравнение $\partial T_{\alpha\beta} / \partial x_{\beta} = 0$ показывает, что обращение в нуль силы, действующей со стороны магнитного поля на некоторый выделенный объем, связано со взаимной компенсацией сил давления и натяжения магнитного поля. Появление в магнитном поле плазмы приводит к искажению первоначального вакуумного поля и к возникновению действующей на плазму силы. Разумеется, эта сила вызывается протекающим по плазме током и равна

$$\frac{1}{c} [\mathbf{j} \mathbf{B}],$$

где \mathbf{j} — плотность тока. Именно плазменный ток и искажает вакуумное магнитное поле.

Введем безразмерный параметр

$$\beta = \frac{p}{p_m}, \quad (24)$$

где p_m — магнитное давление, а p — давление плазмы *), взятые в некоторой характерной точке. Ясно, что в равновесии p не может сильно превышать p_m , поскольку иначе второе слагаемое в уравнении (23) было бы намного меньше первого и магнитные силы не могли бы противостоять газокинетическому давлению. Поэтому можно заведомо утверждать, что параметр β не может существенно превышать единицу:

$$\beta \leq 1. \quad (25)$$

Вопрос о том, может ли β достигать значения порядка единицы, а если нет — то какое предельное значение β достижимо в заданной магнитной конфигурации, требует для своего решения количественного исследования уравнений равновесия. Эта задача, особенно в неосесимметричных случаях, очень сложна и допускает обычно только численное решение. Вместе с тем, если

*) Мы говорим просто о давлении, имея в виду, что $p_{\parallel} \approx p_{\perp}$.

в задаче нет каких-то специфических малых параметров, связанных с геометрией системы, то из вида уравнения (23) следует, что предельное значение β будет порядка единицы. К таким конфигурациям относятся, в частности, «короткие» пробкотроны (рис. 7, *a*), в которых расстояние между пробками порядка поперечного размера плазмы. Таким образом, мы приходим к выводу, что с точки зрения равновесия плазмы заведомо существуют открытые ловушки, в которых предельное значение β достигает значения порядка единицы. Это означает, что для удержания плазмы с заданным давлением β достаточно иметь магнитную систему, создающую магнитное поле с «давлением» $p_m \sim p$, и не нужно обеспечивать условия $p_m \gg p$, как это имеет место для ряда других систем удержания плазмы.

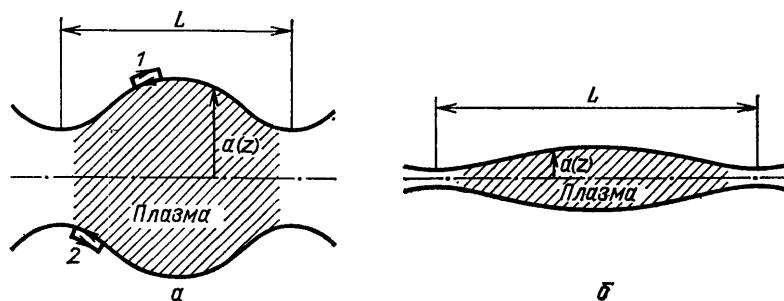


Рис. 7. Короткий (*a*) и длинный (*б*) пробкотроны.

Контуры 1 (2) используются для установления факта убывания (нарастания) магнитного поля при удалении от выпуклой (вогнутой) границы плазмы

Отметим также, что по условиям равновесия значение $\beta \sim 1$ достижимо и в «длинных» аксиально-симметричных пробкотронах, в которых поперечный размер плазмы мал по сравнению с расстоянием между пробками (рис. 7, *б*).

Не все конфигурации, приемлемые с точки зрения МГД равновесия, оказываются МГД устойчивыми. Ответ на вопрос об устойчивости обычно получают, рассматривая изменение потенциальной энергии системы (т. е. суммы магнитной энергии и внутренней энергии плазмы) при малом отклонении системы от состояния равновесия. Это отклонение описывается функцией $\xi(\mathbf{r})$ — смещением точек плазмы относительно их начального положения. Вследствие высокой проводимости плазмы эти движения сопровождаются возмущениями магнитного поля, которые оказывается возможным также выразить через функцию $\xi(\mathbf{r})$:

$$\delta \mathbf{B} = \text{rot} [\xi, \mathbf{B}]. \quad (26)$$

В результате изменение $\delta \Pi$ потенциальной энергии удается записать в виде квадратичного функционала смещения $\xi(\mathbf{r})$. Для доказательства устойчивости требуется установить положительную определенность функционала $\delta \Pi$; доказательство неустойчивости состоит в отыскании пробной функции $\xi(\mathbf{r})$, делающей $\delta \Pi$ отрицательным. Методы исследования этой задачи достигли высокой степени изощренности и совершенства (см., например, ²⁶).

В целом вывод, который можно сделать на основе этих исследований, состоит в том, что плазма стремится попасть в область более слабого магнитного поля. Качественно это можно понять из того факта, что в МГД возмущения *) у частиц плазмы сохраняется величина μ и, соответственно, при смещении некоторого элемента плазмы в область более слабого поля его внутренняя энергия уменьшается. Это утверждение не обладает прямой доказательной силой, но обычно позволяет «нащупать» наиболее опасные классы возмущений.

*) Имеющих, по определению, частоту, малую по сравнению с $\omega_{\text{в}}$, и пространственный масштаб, превышающий r_{Li} .

Рассмотрим границу области удержания плазмы (см. рис. 7, а). Взяв циркуляцию магнитного поля по близкому к границе плазмы контуру и заметив, что в вакууме эта циркуляция равна нулю, немедленно получаем, что магнитное поле спадает от границы плазмы, если эта граница выпукла (контур 1), и нарастает в обратном случае (контур 2). В этом смысле говорят о «благоприятной» и «неблагоприятной» кривизне границы плазмы.

Особое значение в задаче об МГД устойчивости плазмы имеют такие деформации плазмы, которые не сопровождаются искажениями магнитного поля. Из соотношения (26) видно, что этим свойством обладают деформации, в которых

$$[\xi \mathbf{B}] = \nabla \psi, \quad (27)$$

где ψ — некоторая скалярная функция, т. е. деформации, в которых

$$\xi_{\perp} = \frac{[\mathbf{B} \nabla \psi]}{B^2} \quad (28)$$

(индекс « \perp » указывает направление по отношению к магнитному полю; продольное смещение условием (27) не фиксируется). Для деформаций вида (28) возмущение потенциальной энергии $\delta \Pi$ состоит только из возмущения внутренней энергии плазмы. Соответственно суждение о знаке $\delta \Pi$ не зависит от величины магнитного поля; в частности, при неудачной конфигурации магнитного поля $\delta \Pi$ может быть сделано отрицательным даже при $\beta \rightarrow 0$, т. е. неустойчивой будет даже плазма с очень малым давлением. Именно последнее обстоятельство определяет то особое место, которое занимают среди других возмущения вида (28): их неустойчивость означает, что в системе вообще нельзя накопить плазму со сколько-нибудь значительным давлением. Называют эти возмущения «перестановочными», имея в виду, что их можно представить как результат перестановки силовых трубок вместе с заключенной в них плазмой (рис. 8). Иногда применяют также термин «желобковые возмущения».

Устойчивость плазмы по отношению к перестановочным возмущениям была исследована еще в середине 50-х годов, причем в применении именно к открытым ловушкам^{27,28}. В работе Розенблута и Лонгмайра²⁷ условие устойчивости было получено для осесимметричной плазмы. Особенно просто оно записывается в так называемом «параксиальном» пределе, т. е. для плазмы, радиус которой a мал по сравнению с характерным масштабом L изменения магнитного поля вдоль оси системы:

$$\int \frac{p_{||} + p_{\perp}}{B_0(z)^{3/2}} \frac{da^2}{dz^2} dz > 0, \quad (29)$$

где $B_0(z)$ — напряженность магнитного поля на оси системы, $a(z)$ — расстояние от оси до границы плазмы (совпадающей с одной из силовых линий). Подразумевается, что внутри границы плазма однородна по сечению. Интегрирование ведется между пробками (где давление плазмы обращается в нуль).

В параксиальном приближении величина da^2/dz^2 равна кривизне границы плазмы. Формула (29) количественно выражает упоминавшуюся ранее роль благоприятной и неблагоприятной кривизны.

Если обозначить радиус плазмы и магнитное поле в экваториальной плоскости ловушки через a^* и B_0^* соответственно, то в параксиальном приближении уравнение границы плазмы можно записать в виде

$$a^2 B_0 = a^{*2} B_0^*.$$

Выразим отсюда a через B_0 и подставим в (29). Давление плазмы на силовой линии можно считать функцией магнитного поля, $p_{||} = p_{||}(B_0)$, $p_{\perp} = p_{\perp}(B_0)$.

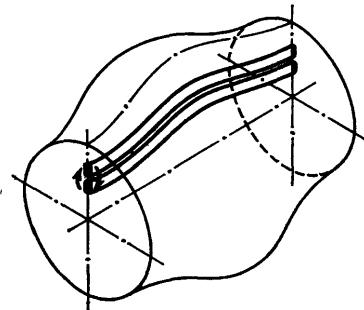


Рис. 8. Желобковые (перестановочные) возмущения

Учитывая эти обстоятельства и проводя в (29) интегрирование по частям, вместо (29) получим условие устойчивости в виде

$$\int \frac{dz}{B_0^{3/2}} \left(\frac{dB_0}{dz} \right)^2 \frac{d}{dB_0} \frac{p_{||} + p_{\perp}}{B_0^{3/2}} > 0. \quad (30)$$

В «стандартных» условиях, когда инжекция частиц в ловушку ведется в экваториальной плоскости поперек магнитного поля, $p_{||}$ и p_{\perp} — убывающие функции B_0 (т. е. давление плазмы спадает в направлении пробок). В этом случае, как показывает условие (30), плазма в осесимметричном пробкотроне неустойчива по отношению к перестановочным возмущениям.

Чтобы обеспечить МГД устойчивость плазмы, желательно иметь такую конфигурацию магнитного поля, в которой бы силовые линии были всюду

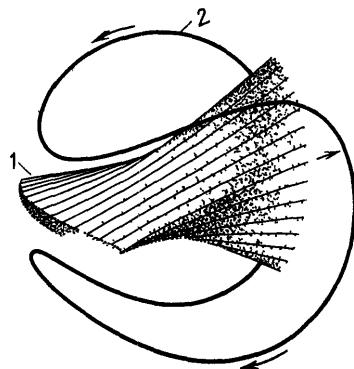


Рис. 9. Магнитное поле, обладающее свойством «минимума B » (из книги: The National Mirror Fusion Plan. —Livermore, 1980). Показана одна из магнитных поверхностей с составляющими ее силовыми линиями (1). Отдельно показана магнитная обмотка, создающая поле нужной конфигурации (2). По свойствам квадрупольной симметрии магнитного потенциала об этой конфигурации говорят как о «квадрупольной»

выпуклы в сторону плазмы. Добиться желаемого эффекта можно, отказавшись от аксиальной симметрии задачи. На рис. 9 показана конфигурация магнитного поля, обладающая нужным свойством. Она получается из первоначально цилиндрической трубы силовых линий, если концы трубы сплющить во взаимно перпендикулярных направлениях. В этой конфигурации силовые линии выпуклы в сторону плазмы, и магнитное поле всюду нарастает наружу от плазмы. О таких конфигурациях силовых линий говорят, что они обладают свойством «минимума B ».

Возможность стабилизации плазмы с помощью «минимума B » была впервые продемонстрирована в уже упоминавшихся во Введении экспериментах группы М. С. Иоффе в начале 60 годов³ *).

Если пробочное отношение R велико, $R \gg 1$, то в большей части ловушки плазма может быть почти изотропной; такая плазма характеризуется скалярным давлением p ($p_{||} \approx p_{\perp}$). Проектируя уравнения равновесия (23) на силовую линию, легко усмотреть, что в этом случае давление постоянно вдоль силовой линии (за исключением, разумеется, узкой области вблизи пробок, где плазма становится анизотропной и давление падает до нуля). Давление, таким образом, является функцией силовой линии.

Для изотропной плазмы Б. Б. Кадомцев²⁸ получил критерий устойчивости, свободный от предположения об аксиальной симметрии системы. Важную роль в этом критерии играет величина

$$U = \int \frac{ds}{B}, \quad (31)$$

где интегрирование ведется вдоль силовой линии между пробками (которые, напомним, мы считаем очень сильными). Величина U является функцией силовой линии. Смысл величины U выявляется, если умножить ее на $\delta\Phi$ —

*) Конфигурация магнитного поля в этих экспериментах несколько отличалась от изображенной на рис. 9.

магнитный поток через узкую силовую трубку, включающую выбранную силовую линию. Поскольку $\delta\Phi/B$ — площадь сечения трубы, то $U\delta\Phi$ — объем δV трубы, охватывающей поток $\delta\Phi$, т. е. U имеет смысл «удельного объема» трубы ($U = \delta V/\delta\Phi$).

Можно показать, что в равновесии давление плазмы постоянно на поверхности $U = \text{const}$, т. е. $p = p(U)$ ²⁸. Будем маркировать каждую магнитную поверхность $U = \text{const}$ значением охватываемого этой поверхностью потока Φ . В этом смысле можно говорить о зависимости $U = U(\Phi)$ и аналогично — о зависимости $p = p(\Phi)$.

В терминах функций $U(\Phi)$ и $p(\Phi)$ критерий устойчивости, полученный Б. Б. Кадомцевым, имеет вид

$$-\frac{dp}{d\Phi} \frac{dU}{d\Phi} < \frac{5p}{3U} \left(\frac{dU}{d\Phi} \right)^2. \quad (32)$$

Так как для магнитного поля, показанного на рис. 9, B достаточно быстро нарастает при удалении от магнитной оси, то $U'_\Phi < 0$ (по крайней мере, на не слишком больших расстояниях от магнитной оси). Соответственно для представляющих интерес в задаче о магнитном удержании плазмы профилей давления с $p'_\Phi < 0$ условие устойчивости (32) заведомо выполняется.

Функция $U(\Phi)$ изменяется на величину порядка единицы при удалении от оси на расстояние порядка расстояния между пробками L . Поэтому если плазма заполняет только приосевую область с поперечным размером $a \ll L$, то $|p'_\Phi|/p \gg |U'_\Phi|/U$. Соответственно в параксиальном пределе правую часть неравенства (32) можно заменить на нуль и записать условие устойчивости в виде $p'_\Phi U'_\Phi > 0$, что при $p'_\Phi < 0$ сводится просто к

$$U'_\Phi < 0. \quad (33)$$

Разумеется, в аксиально-симметричном случае при $p_{\parallel} + p_{\perp} = 2p = \text{const}$ условия (33) и (29) переходят одно в другое (доказательство требует некоторых вычислений).

Если пробкотрон сам по себе неустойчив, его можно стабилизировать путем присоединения к обоим его концам двух дополнительных пробкотронов с достаточно глубоким «минимумом B » (таким, чтобы условие (33) выполнялось для системы в целом). В этом случае говорят, что система обладает «средним минимумом B » (средним вдоль силовой линии), а о стабилизирующих пробкотронах говорят как о «якорях» или «стабилизаторах».

Если система устойчива по отношению к желобковым возмущениям, ее следует подвергнуть проверке на устойчивость по отношению ко всевозможным другим пробным функциям $\xi(\mathbf{r})$. Оказывается, что при достаточно больших значениях β могут стать энергетически выгодными возмущения, подобные желобковым, но локализованные (в направлении магнитного поля) в областях неблагоприятной кривизны силовых линий (так называемые «баллонные» возмущения). Возникающие отсюда ограничения на предельные β могут быть более жесткими, чем по условиям равновесия. Однако подробные исследования этой задачи показали, что при правильном выборе магнитной конфигурации предельное значение β уменьшается незначительно.

В «длинных» в смысле рис. 7, б пробкотронах имеется важный стабилизирующий эффект, предсказанный Розенблотом, Кроллом и Ростокером²⁹ и связанный с учетом конечного ларморовского радиуса (КЛР) ионов. Эффект вызывается опущенными в (19) недиагональными членами в тензоре $p_{\alpha\beta}$, которые пропорциональны r_{\perp}^2 и по своему виду (см. ²⁴) сходны с элементами тензора вязких напряжений (хотя и не приводят к диссипации энергии возмущений). Когда радиус плазмы a достаточно мал по сравнению с ее длиной L , эта «бездиссипативная вязкость» не дает возможности развиваться никаким перестановочным возмущениям, кроме самых крупномасштабных, которые соответствуют смещению плазмы «как целого» в направлении, перпендикулярном магнитной оси. Условие, при котором наступает стабилизация мелко-

масштабных возмущений эффектом КЛР, имеет вид

$$Lr_{\text{Li}} \geq a^2.$$

Некоторый интерес в связи с задачей об МГД стабилизации плазмы представляет магнитная конфигурация, которая получается при «встречном» включении двух осесимметричных пробочных катушек и называется антитректороном (рис. 10). Силовые линии в антитректороне выпуклы в сторону области удержания, что обеспечивает МГД устойчивость плазмы. К сожалению, область удержания содержит точку 0, где магнитное поле обращается в нуль. Поэтому на силовых линиях, проходящих вблизи точки 0, нарушается адиабатическая инвариантность величины μ , и возникают быстрые

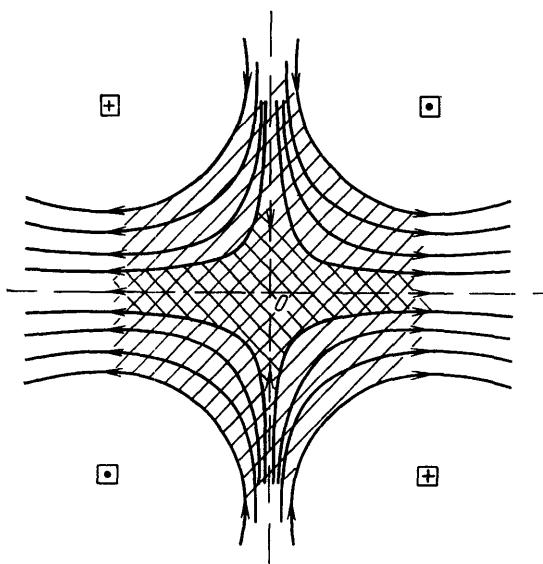


Рис. 10. «Антитректорон». Стрелками показаны силовые линии магнитного поля, o — точка нулевого магнитного поля. Область, занятая плазмой, заштрихована. Двойной штриховкой выделена область, из которой частицы теряются вдоль силовых линий из-за нарушения адиабатической инвариантности и при пролете частиц вблизи нуля поля

потери частиц плазмы вдоль силовых линий. В результате этих потерь внутри области удержания возникает пустое пространство (см. рис. 10), причем по отношению к этому пространству граница окружающей плазмы выпуклая, следовательно, неустойчива. Неустойчивость будет приводить к заполнению окрестностей нулевой точки, вылету плазмы вдоль силовых линий, новому возникновению неустойчивости и т. д.— пока плазмы в ловушке не останется.

Чтобы антитректороном можно было пользоваться для целей УТС, требуется устранить продольные потери плазмы из области неадиабатичности. О том, можно ли этого добиться, сказано в разделе 4.

2.4. Микронеустойчивости плазмы

Наличие большой не заполненной ионами «дырки» в пространстве скоростей служит источником свободной энергии для самопроизвольного возбуждения различных типов коротковолновых (с характерной длиной волны от ионного ларморовского радиуса и меньше) колебаний плазмы. Взаимодействие ионов плазмы с электромагнитным полем таких колебаний приводит, вообще говоря, к случайному изменению магнитного момента μ и к быстрому рассеянию ионов в «конус потерь».

Количество потенциально опасных типов колебаний очень велико, как велико и количество механизмов, которые могут приводить к их возбуждению. Традиционно эти механизмы объединяют под названием «микронеустойчивостей».

Особенно опасной считается так называемая дрейфово-конусная неустойчивость (ДКН), предсказанная и теоретически исследованная в работах^{30, 31}. Она возбуждается в плазме пробкотрона, если радиус плазмы достаточно мал (точнее, достаточно велик радиальный градиент плотности). Возмущения имеют вид «желобков», вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля, и бегут по азимуту в направлении диамагнитного дрейфа ионов. Характерная частота возмущений порядка ионной циклотронной частоты ω_{Bi} .

Поскольку ДКН может развиваться даже в плазме низкого давления ($\beta \ll 1$), а источником ее являются универсальные свойства плазмы пробкотрона — наличие конуса (точнее, гиперболоида) потерь и радиальной неоднородности плотности, — эта неустойчивость могла бы окончательно «убить», концепцию пробкотрона.

К счастью, как было замечено в работе³¹, неустойчивость исчезает при появлении небольшого количества ионов в окрестности точки $v = 0$. Эти ионы называют «теплыми» — в отличие от «горячих» ионов основной плазмы.

Разумеется, «теплые» ионы недерживаются в ловушке (см. формулу (12) и рис. 5), и для создания их популяции нужно предпринимать некоторые дополнительные меры. В экспериментах группы Иоффе для этой цели в центральной части ловушки создавалась неглубокая «ямка» электростатического потенциала, которая обеспечивала электростатическое удержание медленных ионов (подробнее см. раздел 3.5). В экспериментах на установке 2ХПВ теплая плазма была «проточной»: она вводилась в установку через одну пробку и вытекала через другую. Поскольку запробочная плазма находилась в прямом контакте с торцевыми стенками установки, ее присутствие в системе приводило к охлаждению электронов: температура электронов ограничивалась на уровне 50—100 эВ, тогда как энергия инжекции протонов была равна 20 кэВ. Повысить температуру электронов посредством уменьшения протока плазмы было невозможно, так как в системе развивалась ДКН и неприемлемо большими становились потери быстрых ионов.

При увеличении радиуса плазмы (уменьшении радиального градиента плотности) необходимое для стабилизации количество «теплых» ионов уменьшается и при переходе к реакторным параметрам плазмы становится совсем малым³², так что для реактора-пробкотрона проблема стабилизации ДКН, по-видимому, может быть решена (хотя задача стационарного поддержания даже небольшой популяции теплых ионов в плазме реактора-пробкотрона отнюдь не проста).

Как уже отмечалось, количество потенциально опасных для пробкотрона микронеустойчивостей очень велико. Трудность их адекватного теоретического описания связана с тем, что в задаче много параметров и чаще всего существенна как продольная, так и поперечная неоднородность плазмы и магнитного поля. Тем не менее в линейной теории (т. е. в задачах об эволюции малых начальных возмущений) достигнута довольно большая степень ясности, хотя далеко не по всем вопросам (см. обзорные работы^{19, 26, 32}). Однако в конечном итоге роль той или иной неустойчивости определяется тем, до какого уровня дорастают соответствующие флюктуации и каким оказывается эффективное время τ_{eff} рассеяния ионов на этих флюктуациях, а ответ на этот вопрос может дать только нелинейная теория, которая разработана явно недостаточно. Поэтому решающее слово здесь должен сказать эксперимент, выполненный с соблюдением необходимых условий подобия (по отношению к термоядерному реактору). Основными параметрами подобия являются следующие:

$$N = \frac{a}{r_{\text{L1}}}, \frac{a}{L}, \frac{\omega_{\text{Bi}}}{\omega_{\text{p1}}}, \beta, \frac{T_e}{W_{\text{InJ}}}, \quad (34)$$

где a — радиус плазмы, L — ее длина, ω_{p1} — ионная плазменная частота, а остальные обозначения введены выше. Кроме того, нужно обеспечить

условия, в которых бы время кулоновского рассеяния ионов τ_{11} (см. (7)) было существенно больше времени их перезарядки на остаточном газе.

К сожалению, выполненные к настоящему времени эксперименты не удовлетворяют этим условиям, и окончательного заключения об осуществимости условий «классического» (т. е. не связанного с рассеянием на микрофлуктуациях) удержания плазмы в реакторе-пробкотроне сделать нельзя. Заметим только, что «классичность» удержания накладывает жесткие требования на допустимый уровень микрофлуктуаций. В качестве иллюстрации рассмотрим рассеяние ионов на микрофлуктуациях с характерным масштабом порядка дебаевского радиуса r_D . Известно (см., например, ³³), что в этом случае эффективное время рассеяния ионов на микрофлуктуациях (τ_{eff}) может быть оценено по формуле

$$\tau_{\text{eff}} \sim \frac{\ln N_D}{N_D} \frac{nT_1}{\mathcal{W}},$$

где \mathcal{W} — плотность энергии микрофлуктуаций, N_D — число частиц в дебаевской сфере. Условие $\tau_{\text{eff}} > \tau_{11}$ дает следующее ограничение на допустимый уровень флуктуации:

$$\frac{\mathcal{W}}{nT} < \frac{\ln N_D}{N_D}.$$

Ограничение это необычайно жесткое. В самом деле, для термоядерной плазмы с $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_1 \sim 2 \cdot 10^5 \text{ эВ}$ имеем $N_D \sim 5 \cdot 10^{10}$, т. е. отношение \mathcal{W}/nT должно быть меньше 10^{-9} . Эта оценка показывает, в сколь высокой степени должна быть обеспечена устойчивость плазмы по отношению к микрофлуктуациям.

Чтобы составить представление о возможном влиянии микрофлуктуаций на энергетические характеристики открытой ловушки, полезно изучить зависимость этих характеристик от величины

$$\mathcal{P} = 1 + \frac{\tau_{11}}{\tau_{\text{eff}}} > 1, \quad (35)$$

где τ_{11} — кулоновское время рассеяния, определяемое соотношением (7). По роли в такого рода анализе величину \mathcal{P} можно назвать «коэффициентом пессимизма». Так как полностью подавить надтепловые микрофлуктуации в плазме открытой ловушки, по-видимому, нельзя, маловероятно, чтобы системы, требующие для сведения энергетического баланса «коэффициента пессимизма» $\mathcal{P} < 1,5 - 2$, могли нормально функционировать как термоядерный реактор.

2.5. Пробкотрон как термоядерный реактор

В ближайшем будущем в качестве «горючего» в термоядерной энергетике будет использоваться смесьдейтерия и трития, поскольку сечение реакции



значительно больше сечения других термоядерных реакций ($D + D \rightarrow He^3 + n$ и $D + He^3 \rightarrow He^4 + p$). В одном акте реакции (36) выделяется энергия $W_f = 17,6 \text{ МэВ}$; эта энергия делится в отношении 4 : 1 между нейтроном и α -частицей.

Мощность термоядерной реакции в единице объема равнокомпонентной смеси дейтерия и трития есть

$$P_f = \frac{1}{4} n^2 W_f \langle \sigma_{DT} v_{DT} \rangle,$$

где n — суммарное число ядер D и T в единице объема, σ_{DT} — сечение реакции (36), v_{DT} — относительная скорость ядер D и T , а угловые скобки означают усреднение по функциям распределения дейтонов и тритонов.

Внешние источники инжекции подводят к плазме энергию и вещество, необходимые для компенсации соответствующих потерь через пробки. Если время жизни иона в ловушке равно τ , то в стационарном состоянии мощность инжекции в единицу объема плазмы должна быть *)

$$P_{\text{inj}} = \frac{nW_{\text{inj}}}{\tau}.$$

Строго говоря, некоторый вклад в баланс энергии вносит подогрев электронов α -частицами, но, как мы увидим, в пробкотронах этот фактор малозначим.

Отношение P_f и P_{inj} называют «коэффициентом усиления» термоядерного реактора и обозначают через Q :

$$Q = \frac{P_f}{P_{\text{inj}}} = \frac{1}{4} \frac{W_f}{W_{\text{inj}}} n\tau\sigma \langle v_{DT} v_{DT} \rangle.$$

При заданной геометрии магнитного поля (в частности, при заданном пробочном отношении) как произведение $n\tau$, так и величина $\langle v_{DT} v_{DT} \rangle$ — суть функции только энергии инжекции и не зависят от плотности плазмы. Численные расчеты, обзор которых можно найти, например, в ^{16, 19}, показывают, что Q растет с энергией инжекции вплоть до значений $W_{\text{inj}} = 200-300$ кэВ, а затем очень медленно убывает. Максимальное значение Q даже при $R = 10$ равно всего лишь 1,4, а логарифмический характер зависимости τ от R (см. (14)) не позволяет добиться существенного увеличения Q путем увеличения R **). Таким образом, даже при самых смелых допущениях о возможных значениях R вряд ли можно рассчитывать на получение в пробкотронах коэффициентов усиления, превышающих 1,5—2. Именно этот вывод и является основанием для пессимистической оценки реакторных перспектив пробкотрона: дело в том, что при учете реально достижимого к.п.д. преобразования термоядерной энергии (выделяющейся преимущественно в виде потока нейтронов) в энергию инжектируемых в плазму пучков дейтерия и трития оказывается невозможным «замкнуть» энергетический баланс в системе при $Q < 3-4$.

Кроме того, мы делали оптимистическое допущение о том, что микроФлуктуации не приводят к уменьшению времени жизни по сравнению с оценкой (14), а это вряд ли оправдано (см. раздел 2.4).

Подведем некоторые итоги. По многим характеристикам пробкотрон представляет собой очень удачную термоядерную систему: в нем эффективно используется удерживающее плазму магнитное поле (достижимы значения $\beta \sim 1$), он может работать в стационарном режиме (нет проблемы накопления продуктов реакции), он мало чувствителен к поступлению примесей, он проще замкнутых систем в «топологическом» отношении. Но все эти достоинства обесцениваются невозможностью получения в нем больших коэффициентов усиления.

В последующих разделах мы рассмотрим, в какой мере можно, сохранив достоинства пробкотрона, избавиться от его недостатка.

3. АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА

3.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ АМБИПОЛЯРНОЙ ЛОВУШКИ

Появление концепции амбиполярной ловушки было одним из самых сенсационных событий в истории исследований по управляемому термоядерному синтезу: на основе очень простых (в принципе) и давно известных (по

*) Для простоты здесь не учитывается перезарядный захват атомов пучка (при котором из плазмы вылетают «тепловые» атомы).

**) Малость Q одновременно означает, что вклад α -частиц в нагрев плазмы (ее электронов) не меняет существенным образом энергетического баланса, так как в α -частицах выделяется только 20 % P_f .

отдельности) средств было предложено такое усовершенствование схемы простого пробкотрона, которое совсем по-новому поставило вопрос о реакторных перспективах открытых ловушек. К тому же, как уже говорилось во Введении, идея амбиполярной ловушки попала на хорошо подготовленную почву: необходимая для реализации этой идеи экспериментальная техника достигла уже достаточно высокого уровня развития и продемонстрировала свою работоспособность на установке 2ХПВ в Ливерморе.

Схема амбиполярной ловушки была впервые описана в статье Г. И. Димова, В. В. Закайдакова и М. Е. Кишеневского, опубликованной в 1976 г.¹¹.

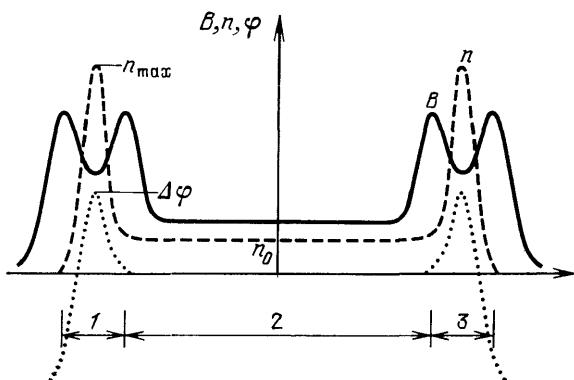


Рис. 11. К объяснению принципа действия амбиполярной ловушки.

Распределение магнитного поля (сплошная линия), плотности плазмы (штриховая линия) и электростатического потенциала (пунктирная линия) вдоль длины установки. Цифрами обозначены центральный (2) и два концевых (1, 3) пробкотрона

В начале 1977 г. появилась статья Т. К. Фаулера и Б. Г. Логана¹² с аналогичным предложением. Принцип действия амбиполярной ловушки можно пояснить следующим образом. Представим себе пробкотрон (2 на рис. 11), к каждому концу которого присоединено еще по одному пробкотрону (1, 3 на рис. 11). Пусть в этих «концевых» пробкотронах путем интенсивной инъекции атомарных пучков поддерживается плазма высокой плотности (что, разумеется, требует больших энергетических затрат). Посмотрим, как будет влиять наличие плотной плазмы в концевых пробкотронах 1, 3 на удержание ионов в центральном пробкотроне 2. Вспомним, что, вследствие высокой частоты электрон-электронных столкновений (см. раздел 2.1), функция распределения электронов — максвелловская, и, чтобы обеспечить локальное равенство плотности электронов плотности ионов, в плазме возникает амбиполярный потенциал, распределение которого вдоль силовой линии дается формулой (9). В рассматриваемом случае распределение потенциала будет иметь вид, изображенный на рис. 11, т. е. ионы центрального пробкотрона будут находиться в потенциальной яме глубиной

$$e\Delta\varphi = T_e \ln \frac{n_{\max}}{n_0}, \quad (37)$$

где обозначения $\Delta\varphi$, n_{\max} и n_0 указаны на рис. 11. Ионы с энергией меньше $e\Delta\varphi$ удерживаются в центральном пробкотроне независимо от ориентации вектора их скорости. При $e\Delta\varphi \gg T_i$ функция распределения ионов близка к максвелловской, и покидать ловушку могут только ионы максвелловского «хвоста». Соответственно время жизни ионов увеличивается примерно в

$$\exp \frac{e\Delta\varphi}{T_1} = \left(\frac{n_{\max}}{n_0} \right)^{T_e/T_1}$$

раз по сравнению с оценкой (14) *). В принципе, повышая n_{\max} , можно сделать время жизни ионов в центральном пробкотроне сколь угодно большим.

*) Подробные расчеты времени жизни частиц плазмы в условиях, когда в пробках имеются электростатические потенциальные барьеры, проведены Пастуховым (см. его обзор³⁴). Формулу, определяющую время жизни частиц при $e\Delta\varphi \gg T_1$, называют «формулой Пастухова».

Разумеется, как уже говорилось, поддержание высокой плотности плазмы в концевых пробкотронах потребует повышенных энергетических затрат, но, увеличивая длину центрального пробкотрона, всегда можно добиться того, чтобы термоядерное энерговыделение в нем превысило эти затраты (которые, подчеркнем, не зависят от длины центрального пробкотрона).

Такова в общих чертах идея амбиполярной ловушки. Интересно отметить, что система из трех связанных пробкотронов рассматривалась еще в середине 60-х годов Дж. Келли³⁵, который предлагал использовать дополнительные маленькие пробкотроны с плазмой примерно той же плотности, что и в основном пробкотроне, для уменьшения отрицательного влияния выталкивающего амбиполярного потенциала на удержание ионов основного пробкотрона. Потребовалось почти десять лет, чтобы заметить, что роль концевых пробкотронов можно сделать не относительно пассивной, «выправляющей», а активно положительной, кардинально улучшающей энергетические характеристики системы. Именно в этом, а не в переходе к системе трех пробкотронов (как это иногда говорится), состоит суть идеи амбиполярной ловушки.

Хотя энергобаланс в амбиполярной ловушке можно, в принципе, «свести» при сколь угодно большой мощности инжекции в концевые пробкотроны, но, чтобы центральный пробкотрон не получался слишком длинным (скажем, не более 1 км длиной), желательно эту мощность уменьшить. При заданных объеме и плотности плазмы в концевом пробкотроне мощность потерь из него (и соответственно мощность инжекции) пропорциональны $1/W_{\text{inj}}^{1/2}$ (см. формулы (14) и (7)). Соответственно энергию инжекции следует выбирать как можно более высокой. В первой публикации по амбиполярным ловушкам¹¹ принималось, что W_{inj} лежит в диапазоне 1–2 МэВ. При такой энергии инжекции в концевых пробкотронах следует использовать очень сильное магнитное поле, иначе их размер стал бы неприемлемо большим. В работе¹¹ речь шла о поле (в пробках) масштаба 200 кгс. Длина центрального пробкотрона оказывалась лежащей в диапазоне от нескольких сотен метров до 1 км.

Если потери ионов из концевых пробкотронов определяются не кулоновскими столкновениями, а рассеянием ионов на микрофлуктуациях (чему соответствует «коэффициент пессимизма» $\mathcal{P} \geq 1$ в формуле (35)), то расход энергии на поддержание плотной плазмы в концевых пробкотронах возрастает. Но теперь, в отличие от простого пробкотрона, этот расход можно компенсировать увеличением длины центрального пробкотрона. Конечно, если коэффициент \mathcal{P} станет слишком большим, $\mathcal{P} > 20$ –30, необходимый размер центрального пробкотрона выйдет за пределы разумного. Еще более жестким может оказаться ограничение со стороны технически достичимой удельной (на единицу объема плазмы) мощности инжекции.

3.2. Экспериментальная проверка амбиполярного удержания

Наличие эффекта амбиполярного запирания было экспериментально продемонстрировано на установках GAMMA-6 в Цукубе³⁶ и TMX в Ливерморе³⁷. Мы приведем здесь результаты экспериментов на второй из этих установок.

Структура магнитного поля амбиполярной ловушки TMX иллюстрируется рис. 12, где показана одна из магнитных поверхностей. Устойчивость системы относительно желобковых возмущений обеспечивается за счет стабилизирующего вклада концевых пробкотронов, в которых имеется глубокий «минимум В». Таким образом, концевые пробкотроны не только обеспечивают запирание плазмы центрального пробкотрона, но и служат МГД якорями (см. раздел 2.3).

Концевые пробкотроны повернуты на 90° друг относительно друга вокруг магнитной оси системы. Смысл такой их ориентации состоит в том, что

в этом случае поверхности $U = \text{const}^*)$ (совпадающие с поверхностями постоянного давления плазмы) на длинном участке однородного магнитного поля оказываются очень близкими к круговым цилиндрам (как это и показано на рис. 12). При другой ориентации концевых пробкотронов поверхности $U = \text{const}$ на участке однородного поля становились бы, вообще говоря, не круговыми цилиндрами, что по ряду причин нежелательно (в частности, это приводило бы к росту отношения поверхности плазмы к ее объему).

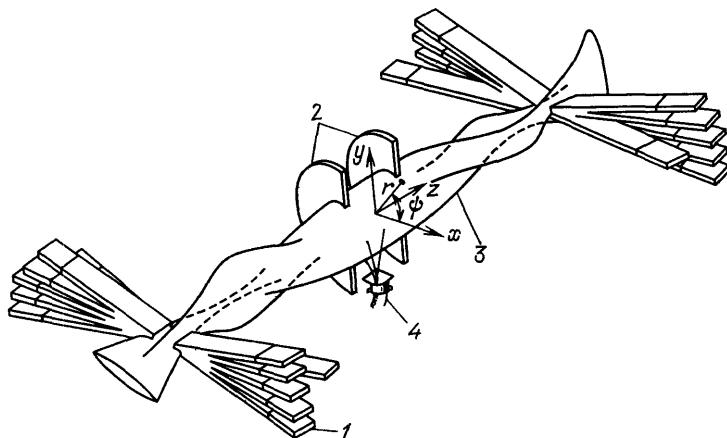


Рис. 12. Схема эксперимента на установке ТМХ.
1 — инжекторы атомарных пучков; 2 — диафрагмы; 3 — магнитная поверхность, ограничивающая плазму; 4 — клапан для напуска газа

Приведем основные параметры установки: расстояние между пробками центрального пробкотрона 6,4 м, длина каждого из концевых пробкотронов 0,75 м, магнитное поле в пробках 20 кгс, мощность инжекции пучков 3,5 МВт (в каждый из концевых пробкотронов), энергия инжекции 20 кэВ. В целом установка представляет собой сложное и совершенное инженерное сооружение. Ее фотография приведена на рис. 13.

Параметры плазмы менялись в зависимости от мощности инжекции в концевые пробкотроны, количества газа, подаваемого в центральный пробкотрон, и других условий эксперимента. Типичные значения параметров были следующими: плотность плазмы в центральном пробкотроне $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, температура «центральных» ионов 60 эВ, плотность плазмы в концевых пробкотронах $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, средняя энергия ионов 13 кэВ, температура электронов 100 эВ.

Путем изменения тока инжекции в концевые пробкотроны и подпитки газом центрального пробкотрона можно было менять в широких пределах отношение n_{\max}/n_0 (обозначения см. на рис. 11). Оказалось, что увеличение этого отношения примерно до 3 приводит к росту времени жизни в центральном пробкотроне в несколько (до 9) раз по сравнению со случаем, когда амбиполярное запирание отсутствует. Время жизни находилось в удовлетворительном согласии с упомянутой в разделе 3.1 формулой Пастухова. Таким образом, возможность создания амбиполярных пробок была со всей определенностью подтверждена экспериментально.

С другой стороны, при дальнейшем повышении n_{\max}/n_0 в плазме возникали микрофлуктуации с частотами, близкими к ω_{B1} , и время жизни начинало

*) Функция U определяется формулой (31), интегрирование в которой в данном случае следует вести между пиками амбиполярного потенциала.

уменьшаться. Флуктуации были непотенциальными (сопровождались заметными возмущениями магнитного поля). Они отличались от тех, которые возбуждаются при ДКН (см. раздел 2.4), и, скорее, соответствовали

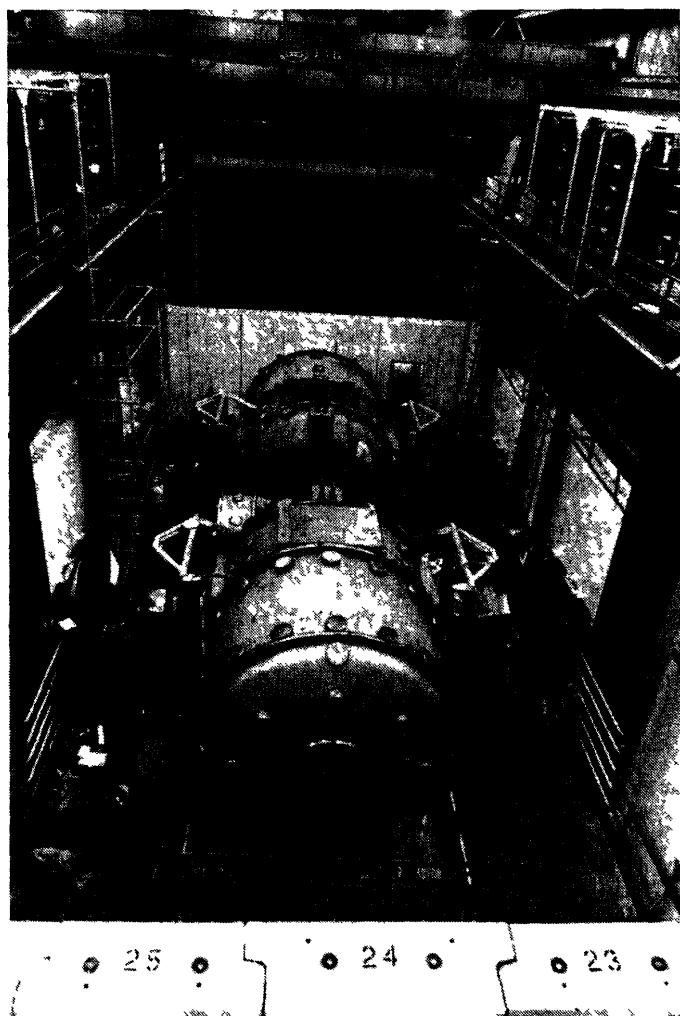


Рис. 13. Фотография установки ТМХ (любезно предоставлена автору F. Coensgen'ом).

альвеновским флуктуациям, связанным с анизотропией давления плазмы и конечным значением β . Полная картина явления довольно запутанная; замкнутая теория в настоящее время отсутствует.

3.3. Потери плазмы поперек магнитного поля

Вскоре после появления первых публикаций по амбиполярным ловушкам появились теоретические работы ^{13, 38}, в которых было показано, что сочетание двух факторов, характерных для центрального пробкотрона амбиполярной ловушки, — его большой длины и неосесимметричности его концевых элементов — может приводить к значительным потерям плазмы поперек магнитного поля.

Чтобы разобраться в механизме потерь, рассмотрим дрейфовое движение отдельного иона в центральном пробкотроне. Перемещаясь вдоль магнитного поля центрального соленоида, ион дрейфует вокруг магнитной оси. Источни-

ков дрейфа два: радиальная неоднородность удерживающего поля, связанная с конечным давлением плазмы, и радиальное электрическое поле, которое всегда имеется в плазме открытых ловушек. Скорость дрейфа есть (см. ³⁹)

$$v_d = \frac{e\mu}{eB} \frac{\partial B}{\partial r} + \frac{c}{B} \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \quad (38)$$

Вследствие дрейфа при пролете от пробки до пробки ион смещается по азимуту (рис. 11) на угол

$$\Delta\psi(v_{||}, v_{\perp}, r) = \frac{v_d L}{v_{||} r}, \quad (39)$$

где L — длина соленоида, r — радиус магнитной поверхности, по которой дрейфует ион, $v_{||}$ — скорость движения иона вдоль магнитного поля. Численные оценки показывают, что в типичных условиях термоядерного реактора из-за больших значений L $\Delta\psi$ будет лежать в интервале от единицы до нескольких единиц (в обычном коротком пробкотроне было бы $\Delta\psi \ll 1$).

Перейдем к движению ионов внутри неосесимметричной пробки. В такой пробке вектор кривизны силовой линии \mathbf{x} имеет, вообще говоря, отличную от нуля составляющую \mathbf{x}_t , касательную к магнитной поверхности (в осесимметричной ловушке силовые линии лежат в меридиональных плоскостях ловушки, и $\mathbf{x}_t = 0$). Соответственно, при движении иона в пробке скорость его дрейфа имеет составляющую (см. ³⁹)

$$v_n = \mathbf{n} [\mathbf{B} \mathbf{x}] \frac{m_1 c [v_{||}^2 + (v_{\perp}^2/2)]}{e B^2}, \quad (40)$$

нормальную к магнитной поверхности. В результате оказывается, что при отражении от аксиально-несимметричной пробки ион смещается относительно исходной магнитной поверхности на некоторую величину δr ⁴⁰). Эта величина зависит от полярных координат (r, ψ) точки влета иона в пробку и от значений $v_{||}, v_{\perp}$ на однородном участке:

$$\delta r = \delta r(r, \psi, v_{||}, v_{\perp}).$$

Можно показать (см. ⁴⁰), что в параксиальном приближении

$$\delta r = \eta r \sin 2\psi + \zeta r^3 \sin 4\psi, \quad (41)$$

где

$$\eta \sim \frac{r_{L1}}{l_{pp}}, \quad (41')$$

$$\zeta \sim \frac{r_{L1}}{l_{pp}^3} \quad (41'')$$

(l_{pp} — длина пробки). Так как в реальных условиях обычно $r/l_{pp} \ll 10^{-1}$, то в формуле (41) чаще всего можно ограничиться учетом только первого слагаемого. Оценка (41) легко получается из (40) при учете того, что в параксиальном приближении $\mathbf{x} \sim r/l_{pp}^2$, во время движения иона в пробке $\sim l/v_{pp}$.

Поскольку $\langle \delta r \rangle_{\psi} = 0$, для большинства частиц радиальное смещение, усредненное по некоторым периодам продольных колебаний, мало. Существует, однако, класс частиц, для которых происходит сложение смещений при последовательных отражениях от пробок. Это — так называемые «резонансные» ¹³ частицы, т. е. частицы, которые при пролете от пробки до пробки поворачиваются на такой угол $\Delta\psi$, что отражение происходит в идентичных точках противоположных пробок. Для ловушек с квадрупольными пробками, повернутыми на 90° друг относительно друга (см. рис. 12), это условие имеет вид:

$$\Delta\psi = (2k+1) \frac{\pi}{2} + \epsilon \quad (k=0, \pm 1, \dots), \quad (42)$$

⁴⁰) Имеется и некоторое азимутальное смещение, не выводящее ион из магнитной поверхности, но им обычно можно пренебречь по сравнению с соответствующим смещением (38) на однородном участке.

где ϵ — некоторая малая «расстройка». Если при каждом четвертом пролете резонансной частицы через экваториальную плоскость ловушки фиксировать точку пересечения частицей этой плоскости, получится квазинепрерывная траектория (рис. 14). Характерный радиальный «размах» траектории по порядку величины равен

$$\Delta r \sim \left(\frac{\delta r}{|\partial \Delta \psi / \partial r|} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{r \delta r}{|\Delta \psi|} \right)^{1/2}$$

и значительно превышает δr .

Форма резонансных траекторий, проходящих через заданную точку пространства, зависит от значений v_{\parallel} и v_{\perp} . Поэтому кулоновское рассеяние резонансных частиц приводит к их «перескоку» с одной траектории на другую, что сопровождается случайными смещениями по радиусу на величину порядка Δr . Возникающий при этом механизм диффузии ионов принято называть резонансным. Видно, что резонансная диффузия действительно связана с суперпозицией двух факторов: большой длины центрального пробкотрона (вследствие чего $\Delta \psi$ может достигать значений, превышающих единицу, и может быть выполнено условие резонанса (42)), и неосесимметричности пробок (чем обеспечивается конечность Δr).

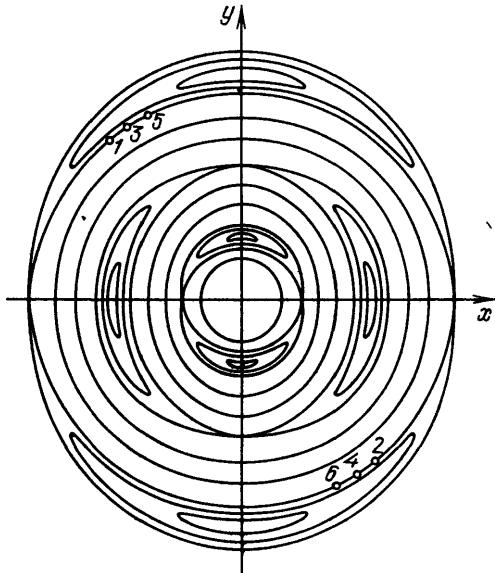
Так как в пространстве скоростей размер резонансных областей мал (из-за необходимости обеспечить малость расстройки ϵ в формуле (42)), частота «перескоков» с одной резонансной траектории на другую намного выше, чем величина τ_{ii}^{-1} (см. (7)), определяющая частоту рассеяния иона на угол порядка единицы. Ситуация здесь аналогична той, которая имеет место в «неоклассической» теории процессов переноса в токамаках (см. обзор⁴¹).

Соответственно и зависимость коэффициента диффузии ионов от частоты столкновений оказывается близкой (рис. 15): при малых значениях τ_{ii}^{-1} имеет место аналог «бананового» режима диффузии, а при больших — аналог режима плато (см. ⁴¹).

Измерения скорости поперечных потерь, выполненные на амбиполярных ловушках TMX и TMX-U в Ливерморе (США) и GAMMA-10 в Цукубе (Япония)^{42,43}, дали удовлетворительное согласие с теорией резонансного переноса. В качестве иллюстрации на рис. 16 приведена зависимость времени

жизни ионов в центральном пробкотроне установки TMX-U по отношению к уходу поперек магнитного поля от разности потенциалов $\Delta \psi$ между приосевой областью и стенками камеры (величина $\Delta \psi$ является мерой радиального электрического поля в плазме и соответственно угла прокрутки $\Delta \psi$). Сплошной линией показаны результаты расчетов по теории резонансного переноса.

В режиме резонансного переноса должны были бы работать и будущие термоядерные реакторы. Численные расчеты показывают, что если не предпринимать специальных мер по минимизации Δr , радиальные потери могут



быть очень значительными. Поэтому возникает вопрос, нельзя ли уменьшить величину δr по отношению к грубой оценке, определяемой формулой (41). Наиболее кардинальным решением было бы отыскание таких полей, в которых бы повсюду в области удержания точно удовлетворялось условие $\mathbf{n}[\mathbf{B} \times] = 0$ (см. (40)). Такие поля принято называть омнигенными. Они обладают тем свойством, что в них частицы с любыми значениями v_{\parallel} , v_{\perp} , выпущенные из одной точки, все время дрейфуют по одной и той же магнитной поверхности. В них, очевидно, рассматриваемый механизм переноса отсутствует. Тривиальным примером омнигенного поля является осесимметричное поле. Нетривиальных же примеров, которые бы давали приемлемую форму области удержания и обеспечивали МГД устойчивость, пока не построено. Имеются аргументы, что таких полей, скорее всего, вообще нет. Существуют, однако, поля, в которых условие $\mathbf{n}[\mathbf{B} \times] = 0$ выполняется приближенно: отличие $\mathbf{n}[\mathbf{B} \times]$ от нуля имеет третий порядок малости по параметру параксиальности $r/l_{\text{пп}}$ (см. 44-46). К сожалению, попытки осуществить даже эту «приближенную» омнигенность (при одновременном сохранении МГД устойчивости) с помощью реальных обмоток также не привели к нахождению технически приемлемых решений.

Тем не менее «игра» с формой обмоток и с распределением токов в обмотках позволяет подыскать такие конфигурации, в которых δr

Рис. 16. Зависимость времени жизни ионов в центральном пробкотроне установки TMX-U от поперечной разности потенциалов.

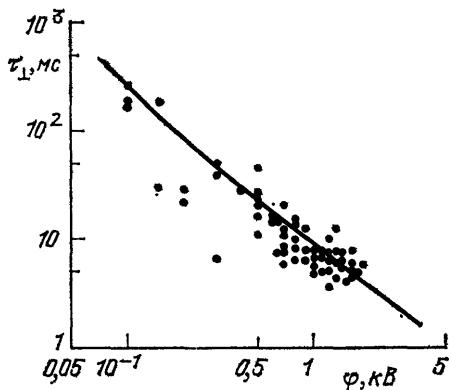
Сплошная линия — расчет по формулам резонансной неоклассики

в несколько раз меньше, чем в не оптимизированных конфигурациях, и добиться снижения резонансных коэффициентов переноса до приемлемого уровня. Пример подобранной таким образом магнитной системы показан на рис. 17.

В целом вывод, который можно сделать на основе многих десятков работ, посвященных снижению резонансного переноса в ловушках с квадрупольными стабилизаторами, состоит в том, что довести радиальные потери до приемлемого уровня хотя и можно, но сопряжено с использованием столь сложных магнитных конфигураций и столь трудно совместимо с требованиями МГД равновесия и устойчивости плазмы при конечных β , что крайне желательно было бы найти полностью осесимметричные (МГД устойчивые!) магнитные конфигурации. Решение этой задачи в большой степени упростило бы конструкцию амбиполярных ловушек и позволило бы «развязать» руки в задаче подавления микронеустойчивостей.

Коснемся еще вопроса о радиальном переносе электронов. Так как при сравнимой с ионами температуре их продольная скорость в $(m_i/m_e)^{1/2}$ раз больше, чем у ионов, угол поворота $\Delta\phi$ для электронов очень мал по сравнению с единицей (см. формулу (39)). Соответственно из-за того, что пробки повернуты на 90° друг относительно друга, первый член в выражении (41) не дает вклада в суммарное смещение при пролете «вперед — назад». Вклад возникает только из второго слагаемого, роль которого можно трактовать как резонанс с $\Delta\phi = 0$. Этот резонанс также приводит к появлению радиальных блужданий частиц (в данном случае, электронов), причем амплитуда блужданий равна

$$\Delta r \sim \left(\frac{\zeta r}{|\partial\Delta\phi/\partial r|} \right)^{1/2}.$$



Заметим, что если бы пробки не были повернуты на 90° друг относительно друга, вклад в δr вносило бы первое слагаемое в (41), и электронные коэффициенты переноса резко возрастали бы. Такого рода декомпенсация может иметь место в концевых пробкотронах, поскольку пробки в них не идентичны: с одной стороны концевой пробкотрон сопрягается с центральным пробкотроном, а с другой — с расширителем. Кроме того, по той же причине в концевых пробкотронах несимметрично относительно медианной плоскости распределение амбиполярного потенциала. Соответственно концевые пробкотроны могут вносить большой вклад в радиальный перенос электронов. Вполне реальна ситуация, когда скорость радиальной диффузии электронов.

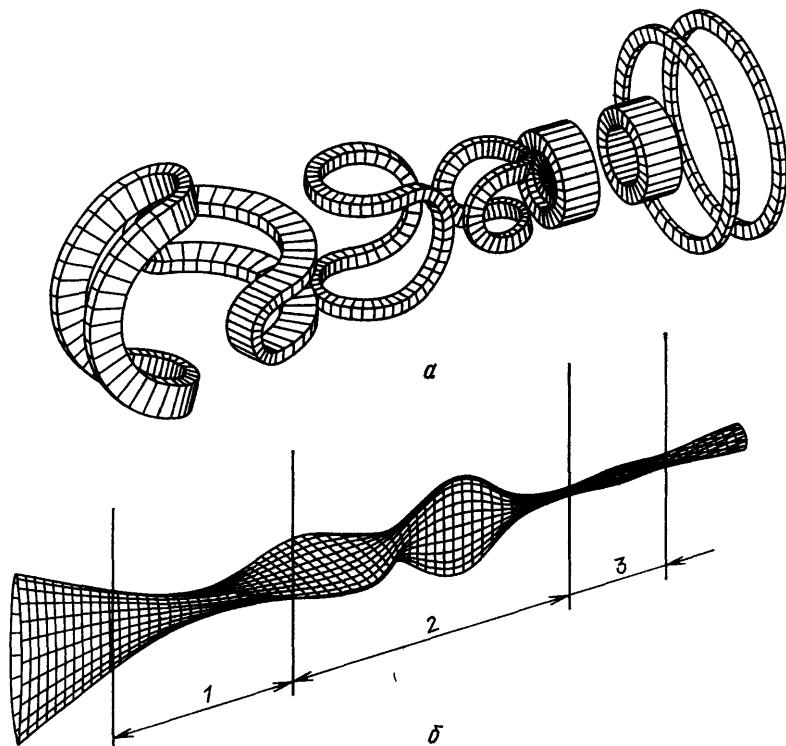


Рис. 17. Магнитная система (a) и магнитная поверхность (б) концевой части установки MFTF-В (Ливермор, США).

1 — концевой запирающий пробкотрон, совмещенный с МГД якорем; 2 — переходная область; 3 — осесимметричный пробкотрон. Центральный соленоид (не показанный на рисунке) находится справа

намного больше, чем у ионов. Тогда в электронном газе будет устанавливаться большемановское распределение не только вдоль, но и поперек силовых линий: поперечному уходу электронов будет препятствовать радиальное электрическое поле. В этом режиме за границей плазмы должен поддерживаться очень высокий вакуум, иначе возникнут большие потери тепла по каналу электронной теплопроводности.

Если электронный перенос не намного превышает ионный (или меньше ионного), электрические поля также играют важную роль: они «подстраиваются» так, чтобы суммарные (продольные и поперечные) потери электронов и ионов с каждой силовой трубки были одинаковыми.

В заключение этого раздела напомним, что если даже удастся сделать резонансный перенос пренебрежимо малым, сохранится проблема так называемого «аномального переноса», который может вызываться из-за развития в плазме универсальных дрейфовых неустойчивостей, впервые исследованных теоретически почти тридцать лет назад Рудаковым и Сагдеевым⁴⁷. Эксперимен-

тальная информация о роли этих неустойчивостей в открытых ловушках сегодня весьма скучная, а прямое использование данных по аномальному переносу в токамаках здесь невозможно, поскольку в открытых ловушках обычно отсутствуют такие характерные для токамаков факторы, как продольный ток и шир. Ситуация, по-видимому, станет более ясной в ближайшие два — три года, после завершения экспериментов на открытых ловушках нынешнего поколения. Можно ожидать, что скорость аномального переноса будет тем меньше, чем больше радиус плазмы, выраженный в числе ионных ларморовских радиусов $N = a/r_{Li}$. В проектах крупных открытых ловушек обычно полагают $N > 10$.

3.4. Попытки отыскания аксиально-симметричных конфигураций

Из содержания предыдущего раздела видно, что если бы удалось найти аксиально-симметричные МГД устойчивые конфигурации амбиполярных ловушек, это кардинально улучшило бы их перспективы. К сожалению, сегодня еще нельзя сказать, что приемлемое решение найдено. Дело в том, что все существующие экспериментальные установки амбиполярного типа были построены с квадрупольными стабилизаторами, что отнюдь не облегчало проверку тех или иных теоретических предложений по осесимметричным системам. Первые робкие попытки экспериментирования в этой области были предприняты только в самое последнее время и пока не привели к ясным выводам. Что же касается теоретических предложений, то многие из них приводят к крайне экзотическим структурам магнитного поля, далеко уходящим от «естественной» геометрии пробкотрона (ср. рис. 1, б и 18), а другие опираются на пока еще слабо проверенные экспериментально физические принципы. Тем не менее переживаемый сейчас в этой области всплеск активности дает надежды на появление в ближайшем будущем приемлемых схем осесимметричных амбиполярных ловушек.

В принципе решение, позволяющее создать аксиально-симметричную амбиполярную ловушку, было известно уже в момент опубликования в 1976 г. работ Димова с соавторами и Фаулера и Логана. Речь идет об использовании в качестве МГД стабилизатора ловушки Андреолетти и Фюрта предложенной еще в 1963 г.^{48, 49}. Один из вариантов их ловушки показан на рис. 18, а (в сочетании с амбиполярной ловушкой). В отличие от обычного осесимметричного пробкотрона, где магнитное поле имеет минимум в продольном направлении и максимум — в поперечном (т. е. центр пробкотрона является седловой точкой функции $|B(\mathbf{r})|$), в ловушке Андреолетти — Фюрта имеется абсолютный минимум B . Точки минимума образуют окружность с центром на магнитной оси, т. е. область удержания плазмы представляет собой тороид. Чтобы кольцевой минимум появился, нужно специальным образом подобрать структуру магнитных обмоток. Разумеется, в показанной на рис. 18, а конфигурации имеется еще один минимум ($B = 0$) в точке 0, но здесь, как уже отмечалось, плазма не удерживается.

Чтобы использовать ловушку Андреолетти — Фюрта для стабилизации амбиполярной ловушки, плазму в окрестности кольцевого минимума нужно электрически связать с плазмой в концевом пробкотроне. Для этой цели можно использовать специальную «соединительную» холодную плазму. Из-за того, что вблизи точки 0 соединительная плазма не удерживается (и поэтому отсутствует), внутренние области амбиполярной ловушки (между пунктирными линиями на рис. 18, а) не стабилизируются. Чтобы обеспечить МГД устойчивость в этих областях, в них следует сделать плоский или нарастающий по радиусу профиль давления.

К сожалению, численный анализ показал, что глубина «магнитной ямы» в стабилизаторе Андреолетти — Фюрта реально очень мала. Дополнительные (и, возможно, более серьезные) трудности связаны с тем, что эффективный

поперечный размер плазмы в области кольцевого минимума также мал, а это несет в себе опасность развития микронеустойчивостей. По этим причинам (а также потому, что в 1977—1978 гг. трудности использования квадрупольных стабилизаторов были еще не осознаны), схема Андреолетти — Фюрта

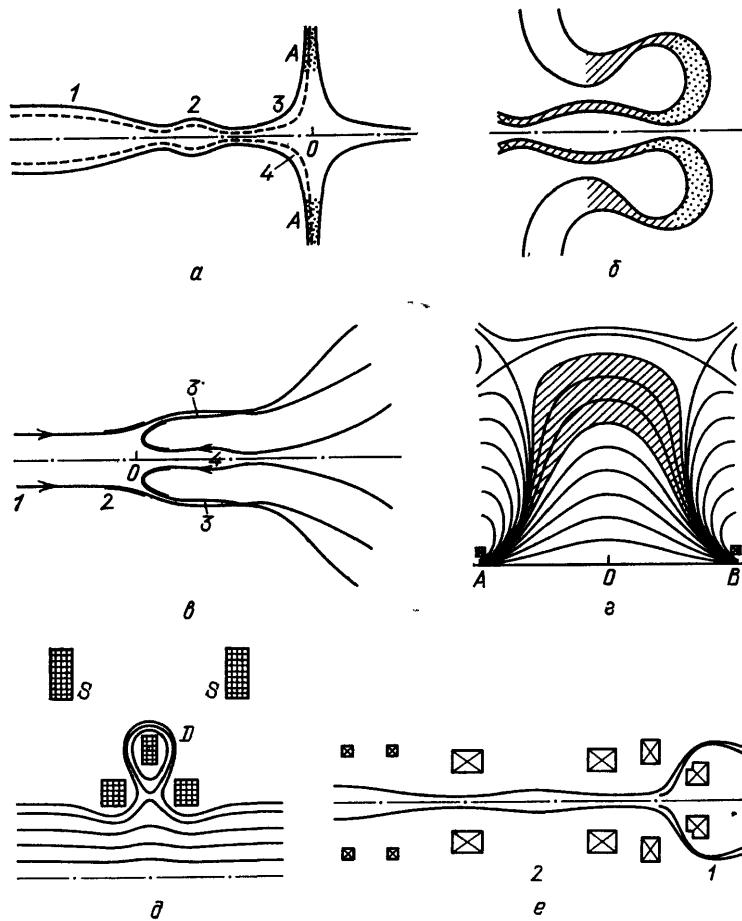


Рис. 18. Некоторые типы осесимметричных стабилизаторов («якорей») для амбиполярных ловушек.

a — Стабилизатор Андреолетти — Фюрта; 1 — центральный пробкотрон; 2 — запирающий пробкотрон; 3 — стабилизатор; 4 — область, занятая «соединительной» плазмой; *A* — кольцевой минимум магнитного поля; *0* — точка нулевого поля; точками показана область, занятая стабилизирующей плазмой. *б* — Стабилизатор Арсенина; защищованы области, занятые горячей стабилизирующей плазмой; точками показана соединительная плазма; двойной штриховкой показана плазма в примыкающем слева запирающей пробкотроне амбиполярной ловушки. *в* — Один из вариантов стабилизатора Логана; 1 — центральный пробкотрон; 2 — область стабилизирующего антипробкотрона (*0* — нулевая точка магнитного поля); 3 — кольцевой пробкотрон, обеспечивающий запирание кольцевой щели антипробкотрона; 4 — пробкотрон, обеспечивающий запирание осевой щели; стрелками показано направление магнитного поля; жирными линиями выделены стабилизирующие участки. *г* — Пример стабилизатора в виде непараксиального пробкотрона; изображенная на рисунке магнитная конфигурация получается путем наложения поля двух маленьких пробочных катушек *A* и *B* и однородного магнитного поля, составляющего 6% поля этих катушек в точке *0*; показана только «верхняя» половина пробкотрона. *д* — Стабилизатор в виде «магнитного инвертора»; ток в катушке *D* направлен навстречу токам в остальных катушках; авторы работы *55* связывают стабилизацию глобальной перестановочной моды с быстрым азимутальным размешиванием электронов в окрестности окружности $|\mathbf{B}| = 0$; стабилизатор встраивается в середину центрального пробкотрона амбиполярной ловушки; *S* — катушки соленоида. *е* — Стабилизатор в виде «половинки» антипробкотрона (*1*) к запирающей пробкотроне (*2*), центральный пробкотрон расположжен слева

не была испытана экспериментально, и все спроектированные во второй половине 70-х годов (и существующие сегодня) амбиполярные ловушки имели квадрупольные стабилизаторы.

В последние годы, в связи с осознанием трудностей неосесимметричных систем, появилось около двух десятков различных предложений по осесимме-

тричным ловушкам. Соответствующую библиографию до 1985 года можно найти в обзоре⁵⁰. Ниже коротко описаны некоторые из схем стабилизации.

В. В. Арсенин⁵¹ предложил стабилизатор со знакопеременной кривизной силовых линий (рис. 18, б). Достоинство этой схемы состоит в том, что она обеспечивает достаточно глубокий «средний минимум B », недостаток — в сложной геометрии системы и относительно малой толщине плазмы.

Б. Логан⁵² рассмотрел стабилизатор в виде деформированного антипробкотрона (рис. 18, в). Чтобы предотвратить потери плазмы из области вблизи нуля магнитного поля (точка θ на рис. 18, в) он предложил использовать амбиполярное запирание плазмы в антипробкотроне с помощью двух дополнительных пробкотронов: осевого и кольцевого. Недостаток этой системы тот же: ее пространственная сложность и малая толщина плазмы в кольцевом запирающем пробкотроне.

Интересным кажется предложение А. А. Сквороды⁵³ по использованию в качестве стабилизатора антипробкотрона с горячими электронами и относительно холодными ионами. Смысл использования электронов в качестве носителя давления плазмы состоит в том, что для них очень мала область неадиабатичности вблизи нуля магнитного поля, и поэтому относительно малы их потери из ловушки.

Добиться стабилизации можно и в рамках «естественной» геометрии пробкотрона, если специальным образом подобрать анизотропию ионной функции распределения. Именно, если инжектировать быстрые атомы под таким углом к магнитному полю, чтобы точка остановки возникающих при их захвате ионов приходилась на участок благоприятной кривизны силовых линий, можно обеспечить появление в этой точке высокого пика ионного давления; тогда в соответствии с критерием (29) можно рассчитывать на стабилизацию системы. Эта идея была высказана еще тридцать лет назад в статье Розенблюта и Лонгмайра²⁷, но оставалась неиспользованной, поскольку имелось мнение, что для этого требуется чрезмерно большая энергия инжекции. В самом деле, при невысокой энергии инжекции угловое распределение быстрых ионов сразу размывается вследствие их рассеяния на ионах плазмы, что приводит к снижению пика давления и исчезновению стабилизирующего эффекта. Поэтому энергию инжекции W_{inj} следует выбирать достаточно высокой, а именно, такой, чтобы время рассеяния быстрых ионов стало много больше времени их торможения из-за трения об электроны. Это имеет место при (ср. (7) и (17))

$$W_{\text{inj}} \gg T_e \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/3} \quad (43)$$

т. е. энергия ионов и в самом деле должна быть весьма высокой. Пессимизма в этом отношении добавили расчеты, выполненные Хинтоном и Розенблютом⁵⁴, которые показали, что для некоторой конкретной формы магнитного поля условие (43) должно выполняться с огромным (примерно в 50 раз!) численным запасом.

Только в самое последнее время⁵⁵ выяснилось, что негативную оценку этого метода стабилизации, возможно, следует пересмотреть. Резерв здесь был обнаружен с оптимизацией профиля магнитного поля и применении «откачки» части рассеянных быстрых ионов из специального дополнительного пробкотрона. Применение этих средств позволяет снизить W_{inj} до значений порядка $T_e (m_i/m_e)^{1/3}$. Перспективы этого метода стабилизации будут определяться, по-видимому, тем, насколько узкое угловое распределение быстрых ионов будет восприимчиво к развитию микрофлуктуаций.

Ряд схем стабилизации ориентирован на то, чтобы обеспечить МГД устойчивость плазмы только по отношению к наиболее опасным «глобальным» возмущениям, а в отношении мелкомасштабных мод предлагается считать, что они будут стабилизированы вследствие эффектов КЛР (см. раздел 2.3).

В работе ⁵⁶ для стабилизации «глобальной» моды предлагается сделать концевой пробкотрон достаточно «толстым» (рис. 18, *г*), — таким, чтобы существенную стабилизирующую роль стали играть эффекты непараксиальности (существование которых в определенной степени проявляется уже в условии (32), где в правой части стоит положительная величина). При этом важно, чтобы граница плазмы располагалась не слишком близко к оси системы или к сепаратрисе. Для «ступенчатого» профиля давления граница должна лежать в заштрихованной области на рис. 18, *г*. Замечательно, что устойчивой при этом оказывается не только «глобальная» мода, но и несколько первых мод желобковых колебаний.

Эффект непараксиальной стабилизации существует для широкого класса ионных функций распределения, в том числе для изотропной. Отсутствие жестких ограничений на форму функции распределения — важное достоинство непараксиального стабилизатора. Его недостаток в том, что во внешней области плазмы магнитное поле в экваториальной плоскости ловушки в два—три раза меньше, чем на оси. Это обстоятельство ограничивает диапазон возможных давлений плазмы в пробкотроне.

Внешне похожим на непараксиальный стабилизатор выглядит стабилизатор в виде дивертора (рис. 18, *д*), который был предложен в работе ⁵⁷ и недавно испробован экспериментально на установке TARA ⁵⁸. Имеется, однако, принципиальное отличие: в идеологии последнего метода обязаально требуется, чтобы плазма простиралась до точки нуля магнитного поля и заполняла некоторую часть силовых линий за сепаратрисой. Если при довольно умеренных параметрах плазмы, имевшихся на установке TARA, это условие было относительно легко выполнимым, то при реакторных параметрах плазмы у этого метода стабилизации могут возникнуть трудности.

Г. И. Димов и П. Б. Лысянский ⁵⁹ предложили использовать для стабилизации глобальной моды «половинку» антипробкотрона (рис. 18, *е*). Достоинство этой системы — простота магнитных обмоток, недостаток — малая толщина плазмы в области кольцевой пробки.

Видно, что имеется целый ряд методов стабилизации глобальных мод (см. также обзор ⁵⁰). Но при всех различиях и присущих этим методам относительных достоинствах и недостатках к ним следует отнести одно общее замечание, состоящее в том, что факт стабилизации высоких мод эффектами КЛР, недостаточно изучен экспериментально, и гарантировать отсутствие активности на высоких желобковых модах сегодня, пожалуй, нельзя.

Особняком стоит метод стабилизации желобковых возмущений с помощью пондеромоторных сил ВЧ поля, развивающийся в университете штата Висконсин ⁶⁰. Некоторый стабилизирующий эффект наблюдается при частоте ВЧ поля, близкой к ионной циклотронной частоте.

Заключая этот раздел, можно сказать, что с принципиальной точки зрения возможность создания аксиально-симметричного МГД стабилизатора не вызывает сомнений. Вопрос состоит в том, насколько просто может быть тот или иной стабилизатор «вписан» в реальную схему амбиполярной ловушки и не вызовет ли его появление нежелательных побочных эффектов (типа активизации микронеустойчивостей плазмы). В этом отношении предпочтительными кажутся методы стабилизации, сохраняющие «естественную» геометрию амбиполярных ловушек. Дело теперь за реальными экспериментами.

3.5. Т е п л о в ы е б а р ь е р ы

Вскоре после получения первых экспериментальных подтверждений действенности метода амбиполярного удержания было предложено его усовершенствование ⁶¹, позволяющее снизить требования к плотности плазмы в концевых пробкотронах. Представим себе, что инжекция атомов в концевой пробкотрон ведется под некоторым углом (обычно около 45°) к магнитному полю. Получившиеся при захвате атомов ионы совершают колебания вдоль

магнитного поля, причем, вследствие малости углового разброса исходного пучка, плотность ионов имеет минимум в медианной плоскости пробкотрона и два максимума вблизи точек остановки (рис. 19). Получаемые таким образом ионы принято называть «плещущимися».

Предположим, далее, что в области дальнего (по отношению к центральному пробкотрону) пика плотности включается мощный источник дополнительного нагрева электронов (например, на электронном циклотронном резонансе). Тогда температура электронов T_e^* в области дальнего пика

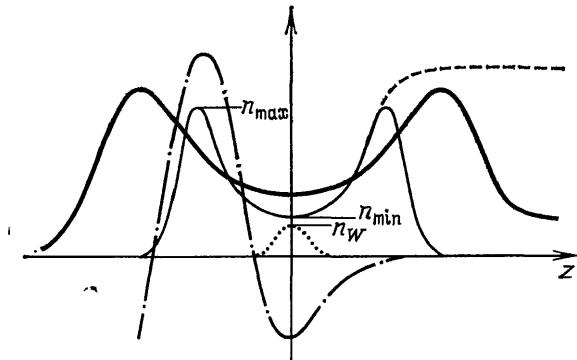


Рис. 19. Тепловой барьер амбиполярной ловушки.

Показано распределение магнитного поля (жирная линия), плотности «плещущихся» ионов (сплошная линия), суммарной плотности ионов, включающей в себя «плещущиеся» ионы и ионы центрального пробкотрона (штриховая линия), потенциала (штрихпунктирная линия) и плотности «сверхбыстрых» электронов (пунктирная линия)

плотности может стать заметно выше температуры электронов в остальной части ловушки. При этом перепад амбиполярного потенциала между центральным пробкотроном и точкой дальнего максимума плотности будет определяться формулой (рис. 19) *):

$$\Delta\varphi = \frac{T_e^*}{e} \ln \frac{n_{\max}}{n_{\min}} - \frac{T_e}{e} \ln \frac{n_0}{n_{\min}}, \quad (44)$$

где n_0 — плотность плазмы в центральном пробкотроне. Если T_e^* в несколько раз превышает T_e , то вторым слагаемым в (43) можно пренебречь, и выясняется, что запирающий амбиполярный потенциал можно сделать очень большим даже при $n_{\max} < n_0$: существенным теперь является не отношение n_{\max}/n_0 , а n_{\max}/n_{\min} (ср. с формулой (37)). Как явствует из сказанного в разделе 3.1, снижение n_{\max} крайне желательно: оно влечет за собой возможность снижения магнитного поля и мощности инжекции.

Трудность, которая возникает при реализации этой схемы, связана с большой скоростью обмена энергией между нагретыми электронами с температурой T_e^* и основной массой электронов. Даже при трудно реализуемом значении $n_{\min} \sim 0,2 n_{\max}$ поток нагретых электронов в центральный пробкотрон очень велик, так что для поддержания нужного разрыва между T_e^* и T_e требуется нереально большая мощность нагрева электронов в области внешнего пика плотности. Чтобы обойти это препятствие, в работе⁶¹ было предложено создать в области минимума плотности еще одну популяцию электронов с характерной энергией W_e , намного превышающей как T_e^* , так и энергию инжекции быстрых ионов. Вследствие столь высокой энергии этих «сверхбыстрых» электронов на их движение не оказывает влияния амбиполярное электрическое поле, и продольный профиль их плотности однозначно определяется их угловым распределением. Сделав распределение достаточно анизотропным, $W_{e\perp} > W_{e\parallel}$, можно добиться того, чтобы сверхбыстрые электроны были сосредоточены вблизи точки минимума магнитного поля (см. рис. 19). Обозначим их максимальную плотность через n_w . Из условия квазинейтральности следует, что плотность остальных электронов

*) Формула (44) является приближенной, поскольку в области вблизи минимума плотности два электронных распределения перекрываются, и понятие температуры теряет здесь смысл. Но при $n_{\min} \ll n_0$, n_{\max} возникающая погрешность формулы невелика.

в этой точке должна быть равна $\Delta n = n_{\min} - n_w$, и в формуле (44) следует заменить n_{\min} на Δn . Если подобрать плотность n_w достаточно близкой к n_{\min} , можно добиться существенного уменьшения Δn и соответственно скорости обмена энергией между нагретыми и остальными электронами даже при не очень малых значениях n_{\min} . Что касается «сверхбыстрых» электронов, то из-за их высокой энергии они слабо взаимодействуют с остальными частицами.

Поскольку рассматриваемая схема эксперимента основана на идеи подавления теплообмена между двумя популяциями электронов, она получила название схемы «тепловых барьера».

Для создания «сверхбыстрых» электронов применяется электронно-циклотронный нагрев на 2-й гармонике циклотронной частоты. Здесь следует заметить, что в начале 70-х годов метод локального понижения потенциала плазмы с помощью создания облака анизотропных электронов применялся в экспериментах М. С. Иоффе с сотрудниками⁶². Возникающая «яма» потенциала использовалась для удержания теплых ионов, стабилизировавших ДКН (см. раздел 2.4).

Так как время жизни основной популяции ионов, удерживаемой пиками электростатического потенциала, велико по сравнению со временем ион-ионного рассеяния τ_{ii} , столкновения «тепловых» ионов будут приводить к заполнению ими потенциальной ямы в области теплового барьера, росту здесь плотности ионов, увеличению n_{\min} и, как следствие, к исчезновению теплового барьера. Чтобы воспрепятствовать этому процессу, авторы работы⁶¹ предложили удалять ионы, захватываемые в яме потенциала, так чтобы их плотность всегда оставалась малой. Этот процесс называют «откачкой». Ясно, что откачка приводит к некоторым энергетическим потерям. Мощность потерь из одного концевого пробкотрона равна, грубо говоря, $V_k n_0 T_i / \tau_{ii}$, где V_k — объем концевого пробкотрона. Если этот объем достаточно мал, то мощность потерь оказывается приемлемой.

Для фактической реализации процесса откачки захваченных ионов можно воспользоваться их перезарядкой на атомах, инжектируемых в плазму, с целью создания популяции плещущихся ионов. В установках реакторного масштаба, где энергия инжекции велика и сечения перезарядки малы, требуется применение других методов откачки. Д. Болдуин⁶³ предложил применять для этой цели воздействие на плазму высокочастотным неосесимметричным магнитным полем, частота которого подбирается близкой либо частоте продольных колебаний захваченных ионов, либо частоте их дрейфового обращения вокруг магнитной оси. Такое воздействие приводит к быстрым потерям захваченных ионов посредством механизма, аналогично рассмотренному в предыдущем разделе. Этот метод откачки получил название дрейфового.

Весь вышеописанный арсенал идей и экспериментальных методов (за исключением дрейфовой откачки) был испробован на амбиполярных ловушках TMX-Upgrade (Ливермор, США) и GAMMA-10 (Цукуба, Япония), специально созданных для проверки работоспособности тепловых барьера. Было показано, что действительно можно получить характерное для тепловых барьера распределение потенциала вдоль длины установки (см. рис. 19) и что можно добиться значительного подавления продольных потерь ионов центрального пробкотрона даже при $n_{\max} < n_0$ (обозначения см. на рис. 19).

Вместе с тем, всего этого удалось добиться только при довольно умеренных параметрах плазмы центрального пробкотрона (плотность n_0 до $(2-3) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, температура электронов $T_e \sim 100 \text{ эВ}$). При попытках повышения плотности вся структура тепловых барьера по не выясненным до конца причинам «рассыпалась». Работа в направлении улучшения функционирования тепловых барьера продолжается на установке GAMMA-10.

Некоторые опасения в том, что тепловые барьеры удастся применить в установках реакторного масштаба, связаны с необычайно причудливым

рельефом фазового пространства, с наличием в нем нескольких групп частиц, многих пиков и провалов. При таком рельефе есть опасность наткнуться на непредвиденные осложнения. Одна из опасностей — различные микронеустойчивости, которые в этой сложной системе с трудом поддаются теоретическому описанию. Другая опасность (на которую было обращено внимание в работе ⁶⁴) — возникновение дебаевских скачков потенциала, наклоненных под некоторым углом к силовым линиям магнитного поля: нарушение магнитного момента ионов при пролете через такой скачок может приводить к их аномально быстрому угловому рассеянию (см. ⁶⁵).

Упомянем здесь еще один неблагоприятный эффект, отмеченный в работе ⁶⁶: накопление примесей с $Z > 1$ в области теплового барьера. Дело в том, что для ионов с $Z > 1$ потенциальная яма в районе теплового барьера в Z раз глубже, чем для протонов. Соответственно при продольном профиле потенциала типа изображенного на рис. 19 примеси будут собираться здесь со всей установки. Так как перезарядная откачка на примеси не действует (мало сечение перезарядки), то в установках нынешнего поколения концентрация примесей в медианной плоскости концевых пробкотронов может вызывать сильное рассеяние «сверхбыстрых» электронов и пляшущихся ионов, а это будет приводить к исчезновению барьера. Чтобы избежать этого эффекта в установках реакторного масштаба, нужно будет позаботиться о дрейфовой откачке примесей.

Мнение автора статьи состоит в том, что в полном ее виде схему тепловых барьеров реализовать не удастся, но заложенные в нее идеи относительно управления продольным распределением потенциала найдут применение как в открытых ловушках, так и, возможно, в других типах термоядерных устройств.

4. АНТИПРОБКОТРОН

Привлекательность антипробкотрона (см. рис. 10) как устройства для удержания плазмы связана с тем, что, будучи аксиально-симметричным и обладая простой конфигурацией магнитной системы, он обеспечивает вместе с тем макроскопическую устойчивость плазмы относительно наиболее опасных (желобковых) возмущений (см. раздел 2.3). К сожалению, наличие в центре антипробкотрона нулевой точки магнитного поля вызывает быстрые потери плазмы с тех силовых линий, которые проходят вблизи этой точки, после чего возникает желобковая неустойчивость внутренней области плазмы. Чтобы преодолеть это препятствие, О. А. Лаврентьевым (см. ⁶⁷) было предложено использовать электростатическое запирание кольцевой щели и осевых отверстий антипробкотрона с помощью специальных электродов. Суть предложения можно понять из рис. 20, где в увеличенном масштабе показана область кольцевой щели антипробкотрона. На электрод 1 подается большой отрицательный потенциал по отношению к заземленному электроду 2 , окружающему щель с обеих сторон. Если поперечный размер щели a мал по сравнению с дебаевским радиусом,

$$a \ll r_D, \quad (45)$$

потенциал плазмы в щели устанавливается на уровне, близком к потенциалу земли, и электроны плазмы не могут вылетать на запирающий электрод 1 (магнитное поле в щели считается настолько сильным, что электроны не касаются боковых стенок щели). Аналогичным образом могут быть заперты осевые отверстия. В результате оказывается, что электроны вообще не теряются из установки. Что касается ионов, они покидают плазму до тех пор, пока внутренняя область плазмы не заряжается отрицательно, так что ионные потери тоже прекращаются (точнее, становятся экспоненциально малыми). Ясно, что в таких условиях функции распределения частиц близки к максвелловским и не могут быть источником микронеустойчивостей.

Но здесь возникает еще одна проблема, состоящая в том, что распределение потенциала вдоль силовой линии (рис. 21) соответствует наличию глубокой потенциальной ямы для электронов в области щели. А так как время жизни электронов должно на порядки величины превосходить время электрон-электронных столкновений, эта яма будет заполняться электронами до тех пор, пока плотность электронов в ней не станет в $\exp(e\phi_1/T_e)$ раз больше, чем в центре плазмы. При столь высокой плотности электронов

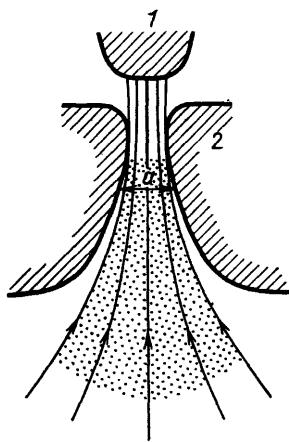


Рис. 20. Электроустатическое запирание кольцевой щели антипробкотрона.

1 — запирающий (отрицательный) электрод, 2 — заземленный электрод со щелью. Точкими показана плазма, стрелками — силовые линии магнитного поля

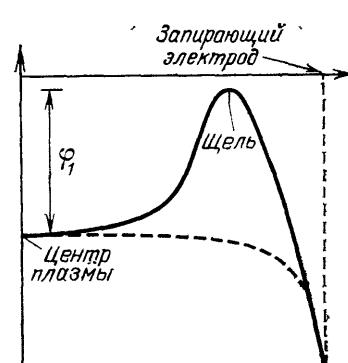


Рис. 21. Распределение потенциала вдоль силовой линии магнитного поля, выходящей через кольцевую щель.

Штриховой линией показано изменение потенциала, происходящее из-за захвата электронов в потенциальную яму в щели

условие (45) нарушится (при реалистической ширине щели), и распределение потенциала превратится в показанное на рис. 21 штриховой линией, т. е. барьер для ионов исчезнет.

Эта трудность может быть преодолена, если захваченные электроны непрерывно удаляются из щели. Не исключено, что может существовать некоторый естественный механизм «очистки» щелей от захваченных электронов, типа диокотронной неустойчивости. По крайней мере, в экспериментах на ряде антипробкотронов кольцевые щели удавалось запереть без каких-либо специальных мер по удалению захваченных электронов. В экспериментах группы Иоффе на установке АТОЛЛ, о которой еще пойдет речь, были получены прямые экспериментальные доказательства существования диокотронной неустойчивости⁶⁸.

Оевые отверстия антипробкотрона запирать труднее, чем кольцевую щель, так как диаметр осевого отверстия b намного больше ширины кольцевой щели a , и там труднее выполнить условие, аналогичное (45). В самом деле, из условия сохранения магнитного потока имеем: $\pi RaB_a = (\pi b^2/4) B_b$, где R — радиус кольцевой щели, а B_a и B_b — напряженности магнитного поля в кольцевой щели и в осевом отверстии соответственно, т. е. $b/a = 2 [(R/a) (B_a/B_b)]^{1/2}$. Так как по техническим причинам поле в осевом отверстии не может на порядки величины превышать поле в кольцевой щели, отсюда следует, что действительно $b \gg a$. В реальных экспериментах диаметр осевого отверстия обычно намного превышает дебаевский радиус, что делает невозможным электроустатическое запирание отверстия. Тем не менее потери через осевые отверстия обычно меньше, чем можно было бы ожидать из простых соображений, связанных с несохранением адиабатического инварианта μ ионов (см. ⁶⁹). Одно из возможных объяснений — влияние на

движение частиц поперечного к магнитным поверхностям электрического поля. Полной ясности в этом вопросе нет.

Чтобы избавиться от проблемы слишком больших осевых отверстий, можно перейти к тороидальному антипробкотрону (рис. 22). На этом принципе построена упоминавшаяся выше установка АТОЛЛ. Эксперименты на ней выявили еще одну проблему: наличие аномально быстрых потерь плазмы поперек магнитного поля в условиях, когда пространственный масштаб изменения плотности сравним с ларморовским радиусом ионов.

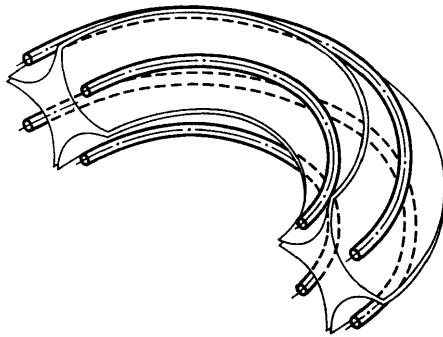


Рис. 22. Схема тороидального антипробкотрона.
Все четыре щели имеют примерно одинаковую ширину

лярных ловушек (см. раздел 3.4). При этом потери через щели либо запираются с помощью дополнительных пробкотронов, либо с ними просто мирятся, так как они могут компенсироваться путем удлинения центрального пробкотрона.

Особняком стоят схемы антипробкотронов с плазмой высокого давления, ориентированные на полное вытеснение магнитного поля из области удержания плазмы. Соответствующие работы примыкают к работам по импульсным системам. Информацию о них можно найти в обзоре ⁷¹.

5. ЛОВУШКА С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМОЙ

Плазму можно привести во вращение вокруг оси пробкотрона, создавая в ней поперечное электрическое поле. Поскольку всякая магнитная поверхность в экваториальной плоскости проходит на большем расстоянии от оси, чем в пробке, то присутствующая во вращающейся плазме центробежная сила стремится «сгрести» плазму к экваториальной плоскости ловушки. В предположении, что магнитные поверхности являются эквипотенциалами (при этом угловая скорость вращения постоянна вдоль магнитной поверхности), легко получить следующее условие удержания иона:

$$v_{\parallel}^2 \leq v_{\perp}^2 (R - 1) + \omega^2 a^2 \left(1 - \frac{1}{R}\right), \quad (46)$$

где v_{\parallel} и v_{\perp} — составляющие скорости иона в экваториальной плоскости ловушки (во вращающейся системе координат), ω — угловая частота вращения, a — радиус магнитной поверхности в экваториальной плоскости. Из формулы (46) видно, что для заметного уменьшения потерь ионов скорость вращения ωa должна в 1,5—2 раза превышать тепловую скорость ионов. Имея в виду, что $\omega a = cE/B$, где E — радиальное электрическое поле, а B — магнитное поле в экваториальной плоскости, приходим к выводу, что в условиях термоядерного реактора ($B = 3$ Т, $a = 1$ м, $T = 10$ кэВ) необходимое для удержания плазмы радиальное электрическое поле должно быть

довольно большим, $E > 60$ кВ/см, а перепад потенциала на размере плазмы должен превышать несколько миллионов вольт.

Создание столь большой разности потенциалов в условиях термоядерной установки — трудная задача, но при успешном ее решении можно было бы сильно уменьшить продольные потери плазмы. Кроме того, в этом случае

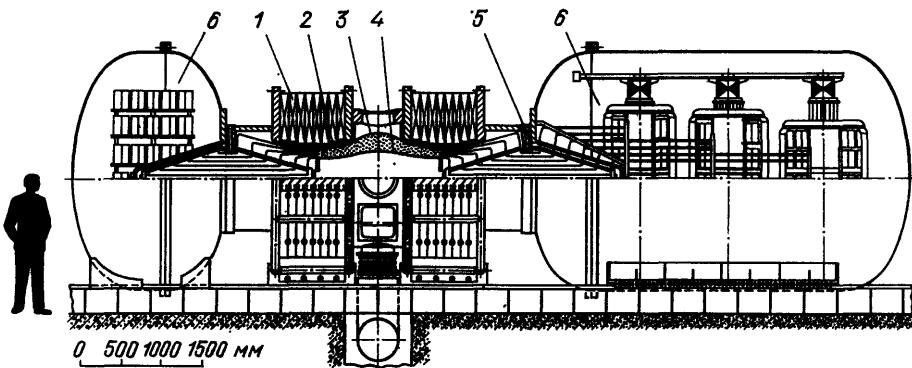


Рис. 23. Схема установки ПСП-2.

1 — катушки магнитного поля; 2 — вакуумная камера; 3, 4 — лайнеры; 5 — система торцевых электродов для создания нужного радиального распределения потенциала; 6 — высоковольтная система питания

распределение ионов во вращающейся системе координат было бы близким к максвелловскому, что исключало бы возможность возникновения в плазме неустойчивостей конусного типа.

На установке ПСП-2⁷² в Новосибирском институте ядерной физики, схема которой показана на рис. 23, получен перепад потенциала в 400 кВ при толщине плазмы в 10 см (плазма, как видно из рис. 23, была трубчатой). Электрическое поле в плазме создавалось специальной системой электродов (5 на рис. 23). При магнитном поле в экваториальной плоскости $B = 15$ кГс была достигнута скорость вращения 10^8 см/с при характерной энергии ионов во вращающейся системе порядка нескольких килоэлектрон-вольт. Плотность плазмы составляла примерно 10^{11} см⁻³.

Вращение плазмы может становиться источником различных гидродинамических неустойчивостей, из которых наиболее опасна центробежная неустойчивость, возникающая там, где плотность плазмы убывает по радиусу. Предложено несколько способов стабилизации этой неустойчивости. Мы остановимся на одном, указанном в работах^{73, 74} и состоящем в создании такого профиля плотности и скорости вращения, когда в области, где имеется вращение, плотность нарастает от оси к периферии плазмы, а спад плотности вблизи внешней границы плазмы приходится на участок, где уже нет вращения (см. рис. 24). В этом случае центробежная сила играет стабилизирующую роль и улучшает общую устойчивость системы, в частности, по отношению к желобковым возмущениям. Можно показать (см. ⁷³), что необходимый для стабилизации желобковой неустойчивости радиальный перепад плотности может быть оценен по формуле

$$\frac{\Delta n}{n} \geq \frac{v_{Ti}^2}{v^2} \frac{a^2}{L^2}, \quad (47)$$

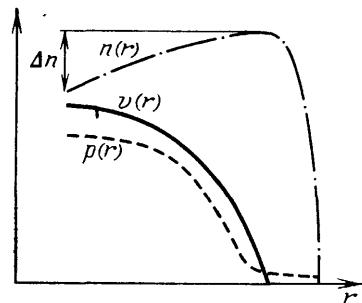


Рис. 24. Распределение плотности n , скорости вращения v и давления p плазмы, обеспечивающее устойчивость внутренних областей плазмы относительно желобковых возмущений

где L — расстояние между пробками, a — радиус плазмы, v — характерная скорость вращения. Так как предполагается, что $v \gg v_{Ti}$, а $a \ll L$, то для стабилизации желобковой неустойчивости достаточен даже небольшой перепад плотности. Разумеется, во внешней области плазмы (где вращение отсутствует) для подавления желобковой неустойчивости следует применять другие методы, но дело облегчается тем, что температура и давление плазмы здесь невелики. Указания на то, что механизм стабилизации, основанный на неравенстве (47), действительно существует, получены в экспериментах на установке СВИПП в Новосибирском институте ядерной физики⁷⁵.

Оценка (47) показывает, что эффекты вращения плазмы могут быть существенными не только в центробежных ловушках, но и во всех других видах открытых ловушек, включающих в себя длинный соленоид. Действительно, поскольку в плазме обычно существует радиальный перепад потенциала порядка T/e , то она вращается со скоростью $v \sim cT/eBa$. Хотя эта скорость и мала по сравнению с тепловой скоростью ионов, но при достаточно больших L , $L \gg a^2/r_{L1}$, правая часть неравенства (47) может стать меньше единицы. В стандартной ситуации плотность плазмы спадает по радиусу, т. е. вращение неблагоприятно влияет на устойчивость плазмы. Поэтому управление радиальным распределением электрического поля, в частности возможность резкого снижения поля в плазме с помощью систем торцевых электродов или других средств, может потребоваться не только для центробежных, но и для некоторых других типов открытых ловушек. Правда, для них речь идет о существенно меньших перепадах потенциала.

Возвращаясь к центробежным ловушкам, можно заключить, что хотя их собственные термоядерные перспективы кажутся не вполне определенными в первую очередь из-за того, что быстрое вращение плазмы является все же слишком сильным источником неравновесности, который проявится если не в «грубых», то в каких-то более «тонких» неустойчивостях, работа на этих установках способствовала введению в обиход новых идей и технических приемов, которые окажутся полезными для других типов открытых ловушек.

6. СИСТЕМЫ ДЛЯ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ С МАЛОЙ ДЛИНОЙ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА

6.1. Многопробочная ловушка

Как видно из сказанного в разделах 2 и 3, удержание плазмы в пробкотронах связано с существенной неравновесностью функции распределения ионов (а при использовании тепловых барьеров — и электронов) в пространстве скоростей, которая может стать (и часто становится) источником микрофлуктуаций, вызывающих быстрые продольные потери плазмы. Это обстоятельство бросает тень на реакторные перспективы открытых ловушек, основанных на идее пробкотрона.

В качестве реакции на эти трудности в разное время был рассмотрен ряд открытых систем, длина которых L существенно превышает длину свободного пробега ионов λ_{11} : в таких условиях распределение ионов в сопутствующей системе отсчета должно быть близким к локальному максвелловскому, и проблема конусных неустойчивостей (и вообще неустойчивостей пространства скоростей) исчезает.

Простейший пример такой системы — отрезок прямой трубы с однородным магнитным полем (рис. 25, *a*), т. е. система, в которой вообще нет продольного удержания. Если в начальный момент времени создать тем или иным способом в средней части трубы сгусток плазмы длины L , то время его жизни по порядку величины будет равно времени его продольного разлета L/v_{Ti} . При больших значениях L оно может быть достаточным для получения значений Q , превышающих единицу.

Система, изображенная на рис. 25, *a*, может, в принципе, работать и в стационарном режиме, если термоядерная плазма будет вводиться в нее с одного из концов, а реакции будут происходить за время пролета, равное L/v_{T1} («пролетотрон» Морозова⁷⁶). К сожалению, добиться при разумных плотностях плазмы значений $Q \geq 1$ можно только при очень большой длине системы (скажем, при $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ длина должна превышать 30 км).

Чтобы уменьшить скорость продольного расширения плазмы, в 1971 г. Будкер, Мирнов и автор предложили перейти от однородного магнитного поля к системе связанных друг с другом пробкотронов (рис. 25, *b*) с длиной отдельного пробкотрона l , удовлетворяющей условию

$$l \ll \lambda_{11}. \quad (48)$$

В каждом пробкотроне имеются захваченные частицы, совершающие финитное движение между пробками, причем в случае (48) захваченные частицы за время между двумя столкновениями успевают совершить несколько колебаний от пробки до пробки. В таких условиях перенос вещества (расширение плазмы) вдоль оси системы может осуществляться только пролетными частицами. Расширение плазмы сопровождается трением пролетных частиц о за-пертые. Последние, в свою очередь, передают полученный импульс магнитному полю. Следовательно, можно в некотором смысле говорить, что плазма испытывает трение о магнитное поле. Рассмотрим сначала случай не очень больших пробочных отношений, $R = 1 \sim 1$. В этом случае сила трения, отнесенная к одной частице, оценивается как $F_{\text{тр}} \sim m_i u v_{\text{T1}} / \lambda_{11}$, где u — скорость направленного движения пролетных частиц, которая при $R = 1 \sim 1$ по порядку величины совпадает с макроскопической скоростью продольного расширения плазмы. Приравнивая величину $nF_{\text{тр}}$ градиенту давления плазмы $\partial nT / \partial z \sim n m_i v_{\text{T1}}^2 / L$, находим скорость расширения: $u \sim v_{\text{T1}} \lambda_{11} / L$. Отсюда видно, что введение даже не очень сильной ($R = 1 \sim 1$) гофрировки приводит к заметному уменьшению u . При этом меняется сам характер движения: инерционный разлет переходит в медленное диффузионное расширение, подобное расширению газа в пористой среде. Продольный градиент давления уравновешивается трением плазмы о магнитное поле.

Увеличение пробочного отношения вызывает дальнейшее уменьшение скорости расширения — как вследствие уменьшения числа пролетных частиц, так и из-за сокращения эффективной длины свободного пробега по отношению к рассеянию в конус потерь (λ_{11} в формуле для силы трения заменяется на λ_{11}/R , см. (7)). Расчеты⁷⁷ показывают, что для «точечных» пробок (т. е. пробок, длина которых мала по сравнению с длиной отдельного пробкотрона) скорость расширения при $R \gg 1$ убывает как $1/R^2$. В результате при $R \gg 1$ получается следующая оценка времени свободного расширения плазмы:

$$\tau \sim R^2 \frac{L}{\lambda_{11}} \frac{L}{v_{\text{T1}}}. \quad (49)$$

Таким образом, время жизни возрастает в $R^2 L / \lambda_{11}$ раз по сравнению со случаем однородного поля (во избежание недоразумений напомним, что оценка (49) справедлива только при достаточно больших пробоченных отноше-

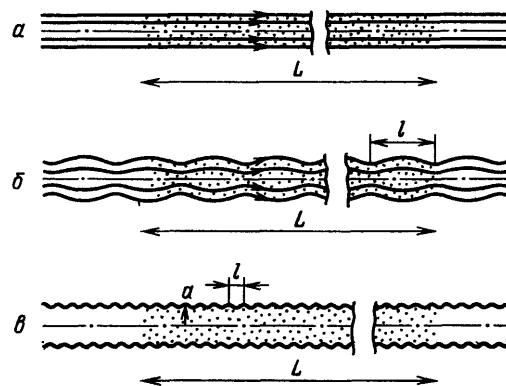


Рис. 25. Несколько систем для удержания плотной плазмы.

а — Прямой соленоид, *б* — Многопробочная ловушка, *в* — Линейная система с «шершавой» магнитной стенкой ($l \ll a$)

ниях, $R - 1 \geq 1$, и поэтому предельный переход к однородному полю в ней невозможен).

Эффект сохраняется и при меньших длинах свободного пробега ионов, $\lambda_{ii} \leq l^6$, ⁷⁷. В этом случае возникновение «трения» плазмы о магнитное поле связано с эффектом продольной вязкости ионов. Эффект вязкости становится несущественным только при очень малых длинах свободного пробега, $\lambda_i \leq l^2/L$ (оценка относится к случаю $R - 1 \sim 1$). В этой области параметров движение вновь приобретает характер свободного разлета.

Схема многопробочного удержания в пределе $\lambda_{ii} > l$ была независимо от авторов ⁶ рассмотрена в работе Логана, Либермана и Лихтенберга ⁷. Ранее многопробочная конфигурация магнитного поля рассматривалась также в работе Р. Поста ⁷⁸, но главный эффект — диффузионный ($\tau \propto L^2$) скейлинг времени жизни плазмы — в ней замечен не был (впрочем, в этой работе были высказаны правильные общие соображения о меньшей подверженности плазмы с конечной длиной свободного пробега различным микронеустойчивостям).

Из других предшественников работ ^{6, 7, 77} упомянем доклад Така ⁸⁰, в котором рассматривалось продольное удержание плазмы тета-пинча в условиях, когда внутри плазмы магнитное поле отсутствует, т. е. плазма удерживается в радиальном направлении «магнитной стенкой» (ионы при этом движутся между двумя столкновениями со стенкой по прямолинейным траекториям). Предложение Така состояло в том, чтобы сделать магнитную стенку «шершавой», с характерной продольной длиной неоднородностей меньше радиуса плазмы a (см. рис. 21, в). Отражаясь от таких «шероховатостей», ион будет после нескольких отражений менять направление своего движения вдоль оси установки, т. е. продольное расширение плазмы здесь также будет иметь диффузионный характер. Достоинство такой схемы состоит в том, что в ней шаг случайных блужданий иона в направлении оси системы определяется глубиной и пространственным масштабом гофрировки границы и не зависит от длины свободного пробега ионов, т. е. этот метод можно было бы использовать и при $\lambda_{ii} \gg L$. К сожалению, создание столба плазмы с нулевым магнитным полем внутри плазмы и с достаточно резкой границей между плазмой и магнитным полем — трудная задача. Больше всего опасений здесь вызывает опасность возбуждения неустойчивостей в пограничном слое плазма — магнитное поле (см. ⁷⁰). Во всяком случае, до сего времени не нашлось экспериментаторов, которые попытались бы реализовать идею Така.

Вскоре после появления публикаций ^{6, 7, 77} были поставлены специальные эксперименты ^{80, 82}, в которых изучалось продольное расширение в многопробочном магнитном поле холодной щелочной плазмы (выбор объекта исследования определялся тем, что при низкой температуре плазмы условие $\lambda_{ii} < L$ может быть обеспечено при небольшой плотности плазмы и умеренной длине установки L). Было установлено хорошее соответствие экспериментальных результатов с теоретическими расчетами (рис. 26). Позже аналогичные эксперименты были выполнены с водородной плазмой ⁸³ ($n \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10 \text{ эВ}$) и также дали удовлетворительное согласие с расчетами.

Рассмотрим коротко вопрос о реакторных характеристиках многопробочных ловушек. Если ориентироваться на «традиционную» для квазистационарных термоядерных устройств плотность плазмы $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, то для выполнения условия $\lambda_{ii} < L$ пришлось бы взять установку нереально большой длины: $L > 3 \cdot 10^4 \text{ м}$. Желательно поэтому увеличить плотность плазмы. Для квазистационарных термоядерных систем плотность плазмы ограничивается условием $2nT \leq B^2/8\pi$, где B — индукция магнитного поля, удерживающего плазму от разлета в радиальном направлении. При $B \sim 15 \text{ T}$ это условие ограничивает плотность плазмы величиной $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Рассмотрению многопробочных реакторов с плазмой такой плотности посвящен ряд американских работ (см., например, ⁸⁴). В этих работах считается, что стационарное состояние плазмы поддерживается инжекцией нейтралов:

учитывается подогрев плазмы α -частицами. Общий вывод состоит в том, что длина стационарного многопробочного реактора с $Q = 5$ будет составлять примерно 1 км.

Другой подход разрабатывается в Советском Союзе. Здесь для сокращения длины установок предлагается использовать еще более плотную плазму, с $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ⁶. Так как магнитное удержание такой плазмы при реально достижимых магнитных полях невозможно, в работе⁶ было предложено использовать давнюю идею «стеночного» удержания плазмы, когда равновесие в радиальном направлении обеспечивается прямым механическим контактом плазмы со стенками рабочей камеры, а магнитное поле используется только

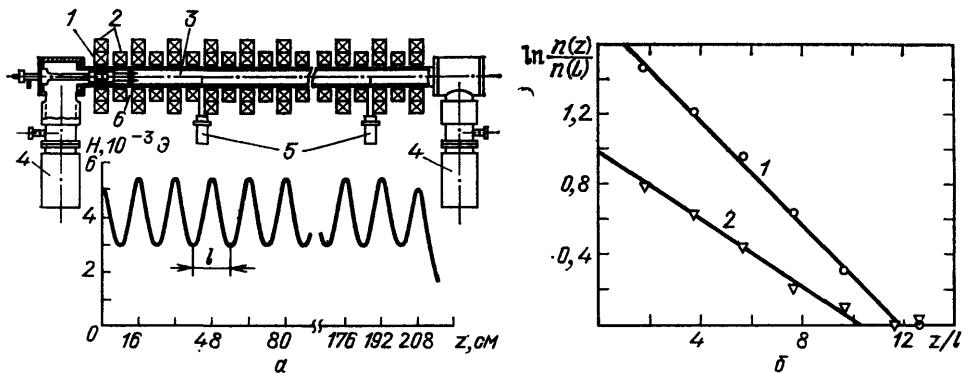


Рис. 26. Эксперимент на установке «Щегол» в Новосибирском ИЯФ СО АН СССР.

а — Схема эксперимента; 1 — ионизатор; 2 — катушки магнитного поля; 3 — вакуумная камера; 4 — насосы; 5 — подвижные лэнгмюровские зонды; 6 — устройство для подачи струй атомов цезия на ионизатор; внизу показано распределение магнитного поля вдоль длины установки; плазма образуется на раскаленной вольфрамовой пластине 1 и далее течет вдоль многопробочного магнитного поля к холодному поглотителю, расположенному на противоположном конце установки. б — Установившееся распределение плотности плазмы вдоль оси системы; в соответствии с предсказаниями теории экспоненциальная зависимость $n(z)$ реализуется там, где длина свободного пробега ионов достаточно мала; в концевой части установки реализуется свободномолекулярное течение, и плотность не зависит от z ; кривая 2 отличается от кривой 1 меньшим потоком плазмы с ионизатора (см. §1)

для подавления теплопроводности на стенки камеры, что соответствует режиму с $\beta \gg 1$. Разумеется, в этом случае из-за больших механических и тепловых нагрузок на стенку камеры реактор приходится делать импульсным. Для быстрого нагрева плазмы было предложено применять сильноточный электронный пучок, инжектируемый с одного из концов установки. Интересной особенностью установки со стеночным удержанием является то, что в ней МГД-устойчивость плазмы может быть обеспечена даже в рамках аксиально-симметричной системы (вследствие прямого механического контакта плазмы со стенками).

Место этого последнего подхода в общем круге исследований по открытым ловушкам определяется тем, что он опирается на совсем другую (по сравнению с традиционной) технику, которая в перспективе видится более дешевой; кроме того, этот подход позволяет распространить идеи и методы открытых ловушек на совсем другой диапазон параметров плазмы (речь, в частности, идет о таких параметрах, как β и $\omega_{\text{в}} t_{11}$), где более благоприятно может решаться вопрос об аномальном поперечном переносе (см. раздел 3.3). Расчеты импульсного термоядерного реактора с многопробочным удержанием можно найти, например, в работе⁸⁵.

Весь комплекс явлений, происходящих при стеночном удержании плотной плазмы, можно будет изучить на установке ГОЛ-3, сооружаемой в Новосибирском институте ядерной физики⁸⁶. Параметры установки: длина 22,5 м, диаметр плазмы 6 см, средняя по длине напряженность магнитного поля 6 Т. Ожидаемые параметры плазмы: плотность 10^{17} см^{-3} , температура 1 кэВ, время жизни 100 мкс.

Характеристики многопробочного реактора (как импульсного, так и стационарного) можно улучшить, введя в плазму некоторое количество

примесей с $Z \gg 1$ ⁸⁷. Естественно, при этом возрастает тормозное излучение из плазмы, но одновременно убывает длина свободного пробега и, согласно (49), возрастает время удержания. Введя оптимальное количество примесей, можно увеличить коэффициент усиления Q в 2–3 раза.

6.2. Газодинамическая ловушка

Еще один пример открытой ловушки для удержания плазмы с малой длиной свободного пробега — это так называемая газодинамическая ловушка (ГДЛ), предложенная в работе⁸⁸. Газодинамическая ловушка представляет собой пробкотрон с очень большим пробочным отношением и с длиной L , удовлетворяющей условию

$$L \geq \lambda_{11} \frac{\ln R}{R}. \quad (50)$$

Это условие означает, что длина установки превышает длину рассеяния ионов на угол при вершине конуса потерь (множитель $\ln R$ возникает из-за специфики кулоновского рассеяния на малые углы). Соответственно функция распределения ионов повсюду, за исключением, быть может, области вблизи «горышка» пробки, близка к максвелловской, и время жизни плазмы определяется аналогично тому, как определяется время истечения газа из сосуда с маленьким отверстием (т. е. как отношение полного числа частиц nV в сосуде объема V к потоку газа $nv_t S$ через отверстие площади S). В данном, случае эта оценка имеет вид

$$\tau \sim \frac{RL}{v_{t1}}. \quad (51)$$

Чисто газодинамический характер оценки (51) и явился причиной выбора названия ловушки.

Как это и должно быть в газодинамическом случае, частота столкновений не входит в оценку (51), которая дает в некотором смысле предельную скорость «расхода» плазмы: если бы в плазме возникали микронеустойчивости и частота столкновений становилась выше кулоновской, «расход» все равно не мог бы стать больше. Примечательно также, что время жизни растет линейно с пробочным отношением (а не логарифмически, как это имело место в случае обычного короткого пробкотрона). Соответственно пробочное отношение в ГДЛ имеет смысл доводить до предельно достижимых с технической точки зрения значений. В этом смысле очень важна отмеченная в работе⁸⁸ возможность обеспечить МГД устойчивость ГДЛ в рамках аксиально-симметричной конфигурации (при осесимметричной пробочной катушке магнитное поле «на проводнике» почти такое же, как на оси системы, тогда как для реалистических конструкций квадрупольных пробок поле «на проводнике» в несколько раз выше, чем на оси).

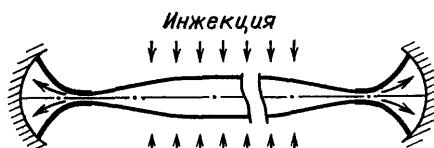
Замеченный в работе⁸⁸ механизм стабилизации основан на том факте, что в ГДЛ плотность (и давление) плазмы в пробке и непосредственно за пробкой почти такие же, как в центральной части ловушки *), и поэтому запробочная область вносит заметный вклад в интеграл устойчивости (29). Силовые линии в запробочной области имеют благоприятную кривизну, так что этот вклад — стабилизирующий. Если сделать магнитное поле за «горышком» пробки быстро расходящимся, т. е. увеличить здесь кривизну силовых линий, и, напротив, сделать переход от однородного поля к пробке очень плавным (как это и показано на рис. 27), можно добиться благоприятного знака интеграла (29) в целом. При вычислении интеграла (29) для плазмы с течением следует полагать $p_{\parallel} = p + \rho v^2$, $p_{\perp} = p$, где p — газокинетиче-

*) В отличие от «традиционного» пробкотрона, в котором плотность плазмы за пробкой исчезающе мала по параметру L/λ_{11} .

ское давление плазмы (которое в собственной системе координат для плазмы с высокой частотой столкновений изотропно), а v — скорость течения.

Возможность обеспечения МГД устойчивости газодинамической ловушки посредством правильного выбора формы силовых линий в запробоч-

Рис. 27. Газодинамическая ловушка.
Короткими стрелками показано направление инжекции нейтральных атомов, длинными стрелками — поток плазмы в расширитель; указаны участки силовых линий, вносящие благоприятный вклад в «интеграл устойчивости» (29)



ной области была в 1986 году проверена экспериментально группой Г. В. Ростякова в Новосибирском институте ядерной физики⁸⁹. Схема эксперимента показана на рис. 28. Наличие в запробочной области специальных катушек

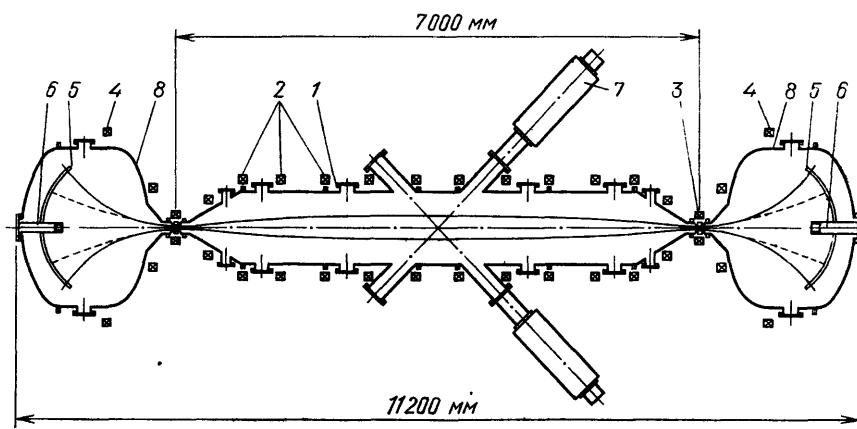


Рис. 28. Схема эксперимента на газодинамической ловушке.
1 — центральная вакуумная камера; 2 — катушки соленоидальной части магнитной системы; 3 — внутренние пробоочечные катушки на поле 11 Тл; 4 — катушки, определяющие геометрию магнитного поля в расширителях; 5 — приемники плазмы; 6 — источник плазмы; 7 — инжекторы атомарных пучков; 8 — вакуумные камеры расширителей

(4 на рис. 28) позволяет перестраивать конфигурацию магнитного поля в этой области от дестабилизирующей (штриховые линии на рис. 28) к стабилизирующей (сплошные линии). Магнитное поле внутри ловушки при этом почти не затрагивается. При неблагоприятной форме поля в плазме имеются интенсивные колебания желобкового типа и потери происходят преимущественно попрек поля. При благоприятной форме энергия желобковых колебаний снижается в десятки раз, потери плазмы идут через пробки и время жизни соответствует оценке (51) (рис. 29).

В этих же экспериментах была проверена линейность зависимости τ от R вплоть до значений $R = 25$. В экспериментах⁹⁰ зависимость (51) прослежена до $R = 74$.

Реактор на основе ГДЛ рассчитан на работу в стационарном режиме. Потери плазмы и тепла через пробки будут компенсироваться либо инжекцией атомарных пучков (при этом будет обеспечиваться как подвод массы, так и подвод энергии), либо посредством периодического ввода в плазму замороженных крупинок DT-топлива (при этом энергетический баланс мо-

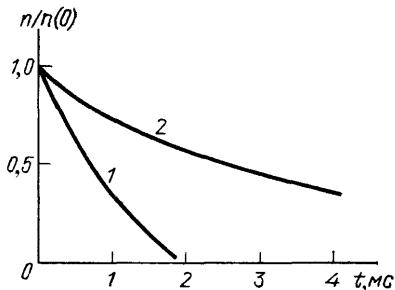


Рис. 29. Зависимость плотности плазмы в ловушке от времени.
1 — при неблагоприятной форме поля в расширителях (штриховые линии на рис. 28); 2 — при благоприятной кривизне (сплошные линии на рис. 28)

жет обеспечиваться, например, применением ионно-циклотронного нагрева). В целом эта система кажется привлекательной по простоте и надежности схемы удержания (в частности, по нечувствительности продольных потерь к возможности развития в плазме микрофлуктуаций). За эту простоту, к сожалению, приходится расплачиваться тем, что реактор-ГДЛ оказывается довольно длинным. Так, если, следуя работе⁹¹, принять вакуумное поле в пробках $B_{\max} = 45$ Т, а на однородном участке $B_{\min} = 1,5$ Т, то типичная длина реактора, рассчитанного на $Q = 5$, получится равной 2–3 км. По сегодняшним представлениям, такой реактор кажется слишком длинным. Следует, однако, помнить, что почти вся его длина занята простым однородным соленоидом со слабым полем и, в конечном итоге, решающими будут экономические (а не эмоциональные) аргументы.

Характеристики реактора-ГДЛ в существенной степени зависят от того предельного магнитного поля, которое можно будет создать в пробках. Выше принималось, что это поле составляет 45 Т — величина довольно внушительная. По сегодняшним представлениям, такое поле можно создать только с помощью «теплой» обмотки (быть может, со сверхпроводящей внешней частью), так что на поддержание поля в пробках придется тратить некоторую мощность. Однако, так как столь сильное поле нужно иметь в относительно небольшом объеме (диаметр 10–15 см, длина 20–30 см), потери мощности оказываются умеренными⁹¹. Если бы прогресс в технике генерации сверхсильных магнитных полей позволил создать стационарные катушки на поле 60–80 Т, то термоядерные перспективы газодинамической ловушки стали бы совсем хорошими.

Добиться сокращения длины установки можно также путем некоторого усложнения ее конструкции, а именно, посредством добавления с каждого из концов установки еще по одному пробкотрону с длиной, также удовлетворяющей условию (50) (но малой по сравнению с λ_{11}). Запись уравнений баланса плотности плазмы в дополнительных пробкотронах показывает (см. ⁹²), что продольные потери плазмы убывают примерно вдвое по сравнению со случаем простой газодинамической ловушки. Цена этого улучшения — усложнение установки и увеличение мощности на питание пробочных катушек.

7. ВОЗМОЖНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ В КАЧЕСТВЕ ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНОВ

Для испытания материалов и элементов конструкции будущего термоядерного реактора желательно иметь источник нейтронов DT-реакции *), обеспечивающий плотность потока нейтронов в зоне испытаний в несколько раз выше, чем на «первой стенке» реактора, где эта величина будет, по-видимому, составлять $(0,5 - 1,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ⁹³. Разумеется, кроме нейтронов DT-реакции в системе будут присутствовать также вторичные нейтроны, поток которых будет определяться окружением плазмы. Приведенные выше числа относятся к потоку первичных нейтронов.

Источник нейтронов не обязательно должен обеспечивать положительный энергетический выход (т. е. давать $Q > 1$), более важными его характеристиками являются плотность нейтронного потока в зоне испытаний и инженерная простота.

Привлекательность открытых ловушек в качестве источника нейтронов определяется следующими соображениями. Число S нейтронов, рождающихся в единице объема плазмы в единицу времени, при данной форме энергетического распределения дейтонов и тритонов пропорционально n^2 :

$$S \propto n^2. \quad (52)$$

С другой стороны, при данной форме энергетического распределения давление плазмы пропорционально n . Так как из условий равновесия следует, что

^{*)} То есть нейтронов с энергией 14 МэВ.

$p \sim \beta B^2/8\pi$, где B — удерживающее магнитное поле, из (52) получаем, что $S \propto \beta^2 B^4$. (53)

Видно, что S быстро растет с ростом β , а, как известно, открытые ловушки являются «рекордсменом» по достижимым значениям β : в них (в стационарных условиях!) получено $\beta \approx 1$ (см. раздел 2.3). Еще более сильно S зависит от B , но и по этому параметру осесимметричные открытые ловушки не имеют себе равных: как уже отмечалось, поле на оси таких установок может быть сделано близким полю «на проводнике». Итак, действительно, открытые ловушки (особенно осесимметричные) имеют хорошие перспективы в качестве генератора нейтронов *).

Неудивительно поэтому, что в последние годы появилось несколько предложений по нейтронным источникам такого типа⁹⁴⁻⁹⁷. Чтобы проиллюстрировать имеющиеся здесь возможности, опишем нейтронный источник на основе газодинамической ловушки⁹⁶ (см. также⁹²). Этот источник основан на так называемом «мишленном» подходе: предполагается, что ловушка заполнена относительно холодной ($T \sim 1$ кэВ) и плотной ($n \sim 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³) дейтериевой плазмой, в которую инжектируются быстрые (с энергией 250 кэВ) тритоны. Сталкиваясь с дейтонами мишенной плазмы, тритоны рождают нейтроны (и α -частицы). Истечение мишенной плазмы через пробки можно компенсировать путем инъекции в систему крупинок дейтерия, так что система будет работать в стационарном режиме.

Тритоны инжектируются под небольшим ($\theta_* \approx 20^\circ$) углом к магнитному полю и совершают колебания между точками остановки, одновременно замедляясь на электронах плазмы и рассеиваясь на дейтонах. Точки остановки быстрых тритонов расположены в магнитном поле $B_* = B_0 / \sin^2 \theta_*$, где B_0 — поле на однородном участке. Ввиду невысокой температуры электронов торможение тритонов на электронах происходит намного быстрее их рассеяния на дейтонах, т. е. ширина углового распределения тритонов оказывается малой по сравнению с θ_* . Поэтому вблизи точек остановки их плотность имеет острый пик. Максимальная плотность ограничивается лишь тем условием, чтобы магнитное давление превышало давление тритонов. В результате точка остановки и ее окрестности становятся мощным источником нейтронов.

Расчеты, приведенные в работах^{92,96}, показывают, что при полной потребляемой мощности 50–100 МВт нейтронный источник описываемого типа может обеспечить нейтронный поток $(2-3) \cdot 10^{14}$ см⁻² с⁻¹ на поверхности цилиндра диаметром 15 см и длиной 1–1,5 м. Расстояние между пробками ГДЛ при этом должно составлять примерно 10 м, так что в целом источник оказывается довольно компактным. Важно также, что основные безразмерные параметры плазмы (см. (34)) в точках остановки быстрых тритонов не сильно отличаются от имевшихся в экспериментах на установке 2ХПВ, что придает дополнительную надежность всей схеме.

Те же особенности открытых ловушек, которые позволяют использовать их в качестве нейтронных источников, выделяют эти ловушки в отношении возможности применения в них «нетрадиционного» термоядерного горючего, в первую очередь смеси дейтерия и гелия-3. Реакция $D + He^3 \rightarrow He^4 + p + 18,6$ МэВ интересна в том отношении, что в ней не выделяются нейтроны, и реактор становится почти нерадиоактивным. Слово «почти» учитывает здесь то обстоятельство, что в равнокомпонентной смеси $D - He^3$ будет происходить «побочная» реакция $D + D \rightarrow T + n$, но из-за относительно малого сечения этой реакции (при тех температурах, где скорость реакции $D - He^3$ уже значительна) количество нейтронов будет малым.

Трудность создания реактора на смеси $D - He^3$ состоит в том, что реакция имеет заметную скорость только при температуре в диапазоне ≥ 100 кэВ

*). Стого говоря, зависимость (53) относится к случаю, когда средние энергии дейтонов и тритонов примерно одинаковы. Но и в случае обсуждаемого ниже «мишленного» подхода зависимость S от β и B остается сильной.

(тогда как DT реакция хорошо идет уже при температурах 5—10 кэВ). Соответственно при данном давлении плазмы плотность смеси D — He^3 будет в 10—20 раз ниже, чем плотность DT-смеси, и объемная мощность реакции станет очень малой. Поэтому реактор на смеси D — He^3 критически зависит от того, насколько большое давление плазмы допускается системой удержания. А по этому параметру, как уже отмечалось, открытые ловушки выглядят очень хорошо.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При взгляде на все описанные в обзоре открытые ловушки возникает парадоксальное впечатление, что самая лучшая из них — это все же простой пробкотрон, особенно в аксиально-симметричном варианте. В нем в самой полной мере проявляются все присущие открытым ловушкам достоинства: подключающая простота конструкции, стационарность, достижимость близких к единице значений β , наличие естественного канала удаления примесей и продуктов термоядерной реакции. К сожалению, все эти замечательные особенности пробкотрона обесцениваются тем обстоятельством, что в нем недостаточно велико время жизни плазмы по отношению к потерям через пробки, и «коэффициент усиления» Q не может превосходить значений масштаба 1,5.

Тем не менее первое впечатление до некоторой степени правильно: действительно, усовершенствования пробкотрона, направленные на увеличение Q , как правило, приводят к появлению в нем дополнительных элементов и, естественно, к его усложнению. Неудивительно, что при этом в той или иной мере утрачиваются одно или несколько из его исходных притягательных свойств. Но все же тридцать лет исследований по открытым ловушкам не прошли даром: во многих случаях утраты эти не столь уж значительны и вполне окупаются выигрышем в Q . Наиболее очевидный пример — это газодинамическая ловушка, которая и внешне выглядит как простой пробкотрон (только сильно удлиненный) и сохраняет все вышеперечисленные его достоинства. Некоторый недостаток этой системы — чрезмерно большая, по сегодняшним меркам, длина. Разумеется, в более далекой перспективе представления о приемлемой в смысле длины и мощности термоядерной энергетической установке могут измениться. Но сегодня все же система кажется слишком длинной. Поэтому может возникнуть необходимость некоторого ее усложнения путем введения двух дополнительных пробок (см. раздел 6.2), что позволяет сократить длину установки. К существенному улучшению параметров реактора-ГДЛ может привести также дальнейшее развитие техники сверхсильных магнитных полей, что даст возможность создать более сильные «точечные» пробки. В более близкой перспективе у газодинамической ловушки есть хорошие шансы стать основой высокопоточного источника термоядерных нейтронов.

Амбиполярные ловушки в осесимметричном варианте также сохраняют основные достоинства пробкотрона, за исключением, быть может, того, что вновь возникают трудности с удалением тяжелых примесей (которые теперь не могут покидать центральный пробкотрон из-за наличия на его концах высоких потенциальных барьеров). Если в самом деле будет найдена приемлемая осесимметричная конфигурация амбиполярной ловушки, единственной по-настоящему серьезной проблемой этих установок останется стабилизация «неустойчивостей пространства скоростей» в концевых пробкотронах. Поскольку по мере усложнения рельефа функции распределения в пространстве скоростей круг таких неустойчивостей обычно расширяется, попытки улучшить характеристики концевых пробкотронов путем создания в них тепловых барьеров вызывают некоторые опасения. Лучшие шансы, по крайней мере в ближайшее время, имеет исходная схема амбиполярной ловушки (без тепловых барьеров). Конечно, реактор при этом тоже получается довольно длинным.

Многопробочная система со стеночным удержанием плотной плазмы по сравнению с пробкотроном теряет преимущество стационарности и усложняется в конструктивном отношении, хотя другие достоинства открытых ловушек в ней сохраняются. По заложенной в нее физике эта система достаточно проста и надежна. Ее реакторные перспективы будут существенна зависеть от прогресса в создании материалов первой стенки, способных противостоять большому давлению в условиях «термокачки».

Остальные типы открытых ловушек тоже не следует сбрасывать со счетов. Но три упомянутые системы выделены по отношению к остальным по одному важному признаку: они уже сегодня представлены действующими (или близкими к завершению) экспериментальными установками достаточно крупного масштаба. В «термояде» не знает исключений своего рода «принцип непрерывности», состоящий в том, что установка каждого следующего поколения не может превышать (по совокупности параметров) предыдущую более чем в 2–3 раза, иначе она оказывается неработоспособной. Поскольку сегодня для открытых ловушек установка следующего поколения — это очень крупное и дорогостоящее сооружение (масштаба токамака Т-15), выбор схемы этой установки по необходимости ограничен упомянутыми выше тремя разновидностями открытых ловушек, которые дадут возможность проверить заложенные в них принципы в экспериментах достаточно большого масштаба. Конечно, и остальные открытые ловушки смогут внести свой вклад в тот «банк идей», который будет использоваться при создании установки следующего поколения; возможно даже, что эта установка будет некоторым «гибридом», несущим в себе признак различных схем открытых ловушек. Но маловероятно, чтобы она возникла как результат экстраполяции результатов, полученных на «настольных» установках.

Ближайшие 5–6 лет будут очень важными для всего направления открытых ловушек: за эти годы хотя бы на одной из существующих и строящихся крупных установок должны быть получены результаты, дающие уверенность в том, что соответствующая система может стать прообразом установки следующего поколения, в которой можно было бы получить плазму с «околореакторными» параметрами. Конечно, можно было бы и дальше вести перебор вариантов, создавая новые установки того же масштаба, как существующие сейчас. Но кажется, что время, отпущенное направлению открытых ловушек на действия по методу «проб и ошибок», уже истекло: если в ближайшие 5–6 лет необходимой уверенности не появится, то, по мнению автора, интерес к открытым ловушкам резко снизится, и они надолго сойдут со сцены (хотя, наверное, не навсегда: как установка для сжигания «безнейтронного» топлива открытая ловушка, пожалуй, не имеет замены; но это — совсем другой уровень техники).

Что касается применения открытых ловушек в качестве высокопоточных источников нейтронов, то здесь перспективы вполне ясные — при необходимости такой источник может быть создан.

Институт ядерной физики СО АН СССР,
Новосибирск

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б у д к е р Г. И.//Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций.— М.: Изд. АН СССР. 1958.— Т. 3. С. 3.
2. Б и ш о п А. Проект «Шервуд».— М.: Госатомиздат, 1960.
3. Г о т т Ю. В., И о ф ф е М. С., Т е л ь к о в с к и й В. Г.//Nucl. Fusion. 1962. Suppl. Р. 3. Р. 1047.
4. З а в о й с к и й Е. К., Н е д о с е е в С. Л., Р у д а к о в Л. И., Р у с а н о в В. Д., С к о р ю п и н В. А., Ф а н ч е н к о С. Д.//Proc. of the III Intern. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research.— Vienna: IAEA, 1969.— V. 2. Р. 679.
5. А р с е н и н В. В., Ж и л ь ц о в В. А., Ч у я н о в В. А.//Ibidem. Р. 528.

6. Б у д к е р Г. И., М и р н о в В. В., Р ю т о в Д. Д.//Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 320.
7. L o g a n B. G., L i e b e r m a n M. A., L i c h t e n b e r g A. J., M a k h i j a n i A.//Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 144.
8. К о н с т а н т и н о в С. Г., М и с к и н О. К., С о р о к и н А. Ф., Ц е л ь - н и к Ф. А.//ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 2527.
9. Ф а у л е р Т. К., П о с т Р. Ф.//Физ. плазмы. 1977. Т. 3. С. 1408.
10. C o e n s g e n F. H., C l a u s e r J. F., C o r g e l l D. L., C u m m i n s W. F., G o r m e z a n o C., L o g a n B. G., M o l v i k A. W., N e x s e n W. E., S i m o - n e n T. S., S t a l l a r d B. W., T u r g e r W. C.//Proc. of the VI Intern. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research.—Vienna: IAEA. 1977.—V. 3. P. 135.
11. Д и м о в Г. И., З а к а й д а к о в В. В., К и ш е н е в с к и й М. Е.//Физ. плазмы. 1976. Т. 2. С. 597.
12. F o w l e r T. K., L o g a n B. G.//Comm. Plasma Phys. and Control. Fusion. 1977. V. 11. p. 167.
13. Р ю т о в Д. Д., С т у п а к о в Г. В.//Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 26. С. 186.
14. М и р н о в В. В., Р ю т о в Д. Д.//Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 5. С. 678.
15. Р ю т о в Д. Д.//Nucl. Fusion. 1980. V. 20. P. 1068.
16. Ч у я н о в В. А.//Итоги науки и техники. Сер. «Физика плазмы».—М.: ВИНИТИ. 1980.—Т. 1. Ч. 1. С. 119.
17. S i m o n e n T. C.//Proc. IEEE. 1981. V. 69. P. 935.
18. Y u s h m a n o v E. E.//Nucl. Fusion. 1985. V. 25, P. 1217.
19. P o s t R.//Ibidem. 1987. V. 27. P. 1579.
20. Ч и р и к о в Б. В. Вопросы теории плазмы.—М.: Энергоатомиздат. 1983.—Вып. 13. С. 3.
21. Т р у б н и к о в Б. А.//Ibidem.—М.: Госатомиздат. 1963.—Вып. 1. С. 98.
22. С е м а ш к о Н. Н.//¹⁶.—С. 232.
23. C o e n s g e n F. H., S i m o n e n T. C.//Physics of Plasma Close to Thermonuclear Conditions: Proc. of the Intern. School of Plasma Physics. Varenna. Italy. 1979.—Bruxelles: CEC, 1980.—V. 2. P. 659.
24. Б р а г и н с к и й С. И.//²¹.—Вып. 1. С. 183.
25. Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Теория поля.—М.: Наука, 1967.—§ 33.
26. М и х а й л о в с к и й А. Б. Теория плазменных неустойчивостей.—М.: Атомиздат, 1971.—Т. 2.
27. R o s e n b l u t h M. N., L o n g m i r e C. L.//Ann. of Phys. 1957. V. 1. P. 120.
28. К а д о м ц е в Б. Б.//Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций.—М.: Изд-во АН СССР. 1958.—Т. 4. С. 16.
29. R o s e n b l u t h M. N., K r a l l N. A., R o s t o k e r N.//Nucl. Fusion. 1962. Suppl. Pt. 1. P. 143.
30. P o s t R. F., R o s e n b l u t h M. N.//Phys. Fluids. 1966. V. 9. P. 730.
31. М и х а й л о в с к и й А. Б.//Nucl. Fusion 1965. V. 5. P. 125.
32. B a l d w i n D.//Rev. Mod. Phys. 1977. V. 49. P. 317.
33. Д а в и д о в Б. И.//²⁸.—Т. 1. С. 77.
34. П а с т у х о в В. П.//²⁰.—С. 160.
35. K e l l e y G. G.//Plasma Phys. 1967. V. 9. P. 503.
36. M i y o s h i S., Y a t s u K., K a w a b e T., I s h i i K., I t a k u r a A., I s h i z u k a H., H a g i w a r a S.//Proc. of the VII Intern. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research.—Vienna: IAEA, 1979.—V. 2. P. 437.
37. C o e n s g e n F. H. et al.//Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 1132.
38. Р ю т о в Д. Д., С т у п а к о в Г. В.//ДАН СССР. 1978. Т. 240. С. 1086.
39. М о р о з о в А. И., С о л о в ѿ в Л. Д.//²¹.—Вып. 2. С. 177.
40. Р ю т о в Д. Д., С т у п а к о в Г. В.//²⁰.—С. 74.
41. Г а л е е в А. А., С а г д е е в Р. З.//²⁰.—М.: Госатомиздат, 1973.—Вып. 7. С. 205.
42. S i m o n e n T. C., A l l e n S. L., B a l d w i n D. E. et al.//Proc. of the XI Intern. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research.—Vienna: IAEA, 1987.—V. 2. P. 231.
43. C h o T., I c h i m u r a M., I n u t a k e M., I s h i i K., I t a k u r a A., K a - t a n u m a I., K i w a m o t o Y., M a s e A., M i y o s h i S., N a k a s h i m a Y., S a i t o T., S a w a d a K., T s u b o u c h i D., Y a m a g u c h i N., Y a t s u K.//Ibidem.—P. 243.
44. B a l d w i n D., P e a r l s t e i n L. D. Memorandum MFE/TC/78-189.—Lawrence Livermore Lab., 1978.
45. С т у п а к о в Г. В.//Физ. плазмы. 1979. Т. 5. С. 958.
46. П а н о в Д. А. Препринт ИАЭ-3535/6.—Москва, 1981.
47. Р у д а к о в Л. И., С а г д е е в Р. З.//ДАН СССР. 1961. Т. 138. С. 581.

48. Andreoletti J.//C. R. Ac. Sci. 1963. V. 257. P. 1235.
49. Furth H.//Phys. Rev. Lett. 1963. V. 11. P. 308.
50. Ryutov D. D.//Plasma Phys. and Control. Fusion. 1986. V. 28. P. 191.
51. Арсенин В. В.//Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 534.
52. Logan B. G.//Comm. Plasma Phys. and Control. Fusion. 1981. V. 6. P. 199.
53. Сковорода А. А.//Физ. плазмы. 1985. Т. 11. С. 1319.
54. Hinton F., Rosenbluth M. N.//Nucl. Fusion. 1982. V. 22. P. 1547.
55. Котельников И. А., Росляков Г. В., Рютов Д. Д.//Физ. плазмы 1987. Т. 13. С. 403.
56. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 26. С. 186.
57. Lape B., Post R. S., Kesner J.//Nucl. Fusion. 1987. V. 27. P. 277.
58. Post R. S. et al.//Proc. of the 11th Intern. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research.— Vienna: IAEA, 1987.— V. 2, P. 251.
59. Димов Г. И., Лысянский П. Б. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 86-102.— Новосибирск, 1986.
60. Hershkowitz N., Breun D. A., Bouchous D. A., Callen J. D., Chan C., Conrad J. R., Ferron J. R., Gollovato S. N., Goulding R., Horne S., Kidwell S., Nelson B., Persing H., Pew J., Ross S., Severin G., Sing D.//Proc. of the X Intern. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research.— Vienna: IAEA, 1985.— V. 2. P. 265.
61. Baldwin D. E., Logan B. G.//Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1318.
62. Иоффе М. С., Канаев Б. И., Пастухов В. П., Юшманов Е. Е.//ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 2145.
63. Baldwin D.//Mirror Based and Field-Reversed Approaches to Magnetic Fusion: Proc. of the Intern. School on Plasma Physics.— Varenna, Italy, 1983.— V. 1. P. 109.
64. Пеккер Л. С. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 80-161.— Новосибирск, 1980;//Физ. плазмы. 1984. Т. 10. С. 61.
65. Котельников И. А.//Ibidem. 1986. Т. 12. С. 623.
66. Рютов Д. Д.//Ibidem. 1987. Т. 13. С. 1286.
67. Лаврентьев О. А.//Магнитные ловушки.— Киев: Наукова думка, 1968.— Вып. 3. С. 77.
68. Питерский В. В., Пастухов В. П., Юшманов Е. Е.//Физ. плазмы. 1987. Т. 13. С. 51.
69. Азовский Ю. А., Карпухин В. И., Лаврентьев О. А., Маслов В. А., Новиков М. Н., Ноздрачев М. Г.//Ibidem. 1980. Т. 6. С. 256.
70. Иоффе М. С., Канаев Б. И., Пастухов В. П., Питерский В. В., Юшманов Е. Е.//Ibidem. 1984. Т. 10. С. 464; Иоффе М. С., Канаев Б. И., Пастухов В. П., Питерский В. В., Юшманов Е. Е.//Ibidem. 1987. Т. 13. С. 1210.
71. Haines M.//Nucl. Fusion. 1977. V. 17. P. 811.
72. Abdashitov G. F., Bekhtenev A. A., Kubagach V. V., Pal'chikov V. E., Volosov V. I., Yudin Yu. N.//⁶³.— P. 335.
73. Панасюк В. М., Цельник Ф. А.//Физ. плазмы. 1975. Т. 1. С. 522.
74. Lehnert B.//Phys. Scripta. 1976. V. 13. P. 317.
75. Бочаров В. Н., Завадский Н. А., Киселев А. В., Константинов С. Г., Кудрявцев А. В., Мыскин О. К., Панасюк В. М., Цельник Ф. А.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 494.
76. Морозов А. И. — V. 2. P. 3.
77. Мирнов В. В., Рютов Д. Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 69-71.— Новосибирск, 1971; Nucl. Fusion. 1972. V. 12. P. 627.
78. Post R.//Ibidem. 1967. V. 18. P. 232.
79. Tuck J. L.//⁴.— P. 595.
80. Будкер Г. И., Данилов В. В., Кругляков Э. П., Рютов Д. Д., Шунько Е. В.//Письма ЖЭТФ. 1973. Т. 17. С. 117; ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 562.
81. Кругляков Э. П. [Автореферат диссертации... доктора физ.-мат. наук.— Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1975.
82. Logan B. G., Bowen I. G., Lichtenberg A. J., Lieberman M. A.//Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 1435; Phys. Fluids. 1974. V. 17. P. 1302.
83. Price H. D., Lichtenberg A. J., Lieberman M. A., Tuszewski M.//Nucl. Fusion 1983. V. 23. P. 1043.
84. Najamuddin F., Lichtenberg A. J., Lieberman M. A.//Nucl. Fusion. 1983. V. 23. P. 609.
85. Кузнецов В. А., Чеботаев Р. З.//Ibidem. 1984. V. 24. P. 555.
86. Argazhannikov A. V., Breizman B. N., Burdakov A. V., Burlamakov V. S. et al.//⁶⁰.— P. 347.
87. Князев Б. А., Мирнов В. В., Чеботаев П. З.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Термоядерный синтез».— М.: ЦНИИатоминформ, 1983.— № 3. С. 12.

88. Мирнов В. В., Рютов Д. Д.//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 678.
89. Bagryanskij P. A., Ivanov A. A., Klesov V. V., Kozi'miñykh Yu. L., Kotelnikov I. A., Krasnikov Yu. I., Podymino-gin A. A., Rogozin A. I., Poslyakov G. V., Ryutov D. D.//⁵⁸.—V. 3. P. 467.
90. Lam K. L., Leikind B. J., Wong A. Y., Dimonte G., Kuthi A., Olson J., Zwi H.//Phys. Fluids. 1986. V. 29, P. 3433.
91. Мирнов В. В., Рютов Д. Д.//⁸⁷.—1980. № 1. С. 57.
92. Kotelnikov I. A., Mirnov V. V., Nagornyy V. P., Ryutov D. D.//⁶⁰.—P. 309.
93. International Tokamak Reactor: Executive Summary by INTOR Group//Nucl. Fusion. 1985. V. 25. P. 1791.
94. TASKA. A Tandem Mirror Fusion Engineering Test Facility: KFK-reports 3311/2 and UNWFDM-500.—1982. V. 1, 2.
95. A Tandem Mirror Fusion Engineering Test Facility. Preprint UCID—19328.—Livermore: Laurence Nat. Lab., 1983.
96. Мирнов В. В., Нагорный В. П., Рютов Д. Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-40.—Новосибирск, 1984.
97. Kawabe T., Hirokuma S., Kozaki Y., Yoshikawa K. et al.//Fusion Techn. 1986. V. 2. P. 1.