

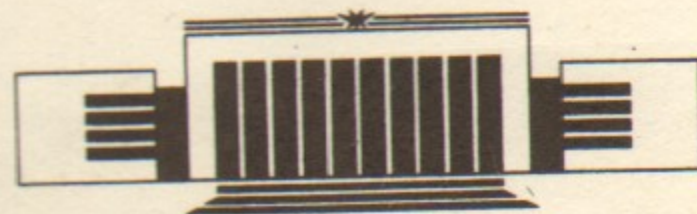


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Д.Д. Рютов

**ОТКРЫТЫЕ ЛОВУШКИ**  
(ПРОБКОТРОНЫ, АМБИПОЛЯРНЫЕ ЛОВУШКИ)

ПРЕПРИНТ 87-104



НОВОСИБИРСК

Открытые ловушки  
(пробкотроны, амбиполярные ловушки)

Д.Д. Рютов

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Открытые ловушки — одна из разновидностей установок для магнитного удержания термоядерной плазмы. Открытые ловушки обладают рядом важных преимуществ по отношению к другим системам удержания: они привлекательны с инженерной точки зрения, в них эффективно используется удерживающее плазму магнитное поле, они допускают работу в стационарном режиме, в них относительно просто решается проблема удаления из плазмы продуктов термоядерной реакции и тяжелых примесей. Вместе с тем, долгое время считалось, что перспективы открытых ловушек в качестве основы термоядерного реактора сомнительны из-за слишком большой скорости потерь плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Положение изменилось к лучшему только в течение последнего десятилетия, когда был предложен ряд усовершенствований открытых ловушек, позволивших в значительной мере избавиться их от этого недостатка.

Препринт начинается с изложения основных принципов удержания плазмы в простейшей открытой ловушке, так называемом «пробкотроне». В применении к пробкотрону рассматриваются проблемы магнито-гидродинамической устойчивости плазмы и обсуждается возможная роль микронеустойчивостей. Далее приводятся сведения по физике амбиполярной ловушки — модификации пробкотрона, в которой для уменьшения продольных потерь плазмы используется электростатическое запираание ионов. Рассматриваются некоторые эффекты, влияющие на характеристики амбиполярной ловушки: поперечные потери плазмы, наличие в плазме нескольких популяций частиц с различными энергиями, микрофлуктуации электромагнитного поля.

Сведения по другим типам открытых ловушек: антипробкотронам, ловушкам с вращающейся плазмой, газодинамическим и многопробочным ловушкам — публикуются в виде препринта ИЯФ СО АН СССР № 87-105.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр.
I. Введение . . . . .	5
II. Пробкотрон . . . . .	10
II.1. Скорость потерь плазмы через пробки . . . . .	10
II.2. Стационарное состояние плазмы в пробкотроне . . . . .	16
II.3. Равновесие и магнитодинамическая (МГД) устойчивость плазмы . . . . .	19
II.4. Микронеустойчивости плазмы . . . . .	28
II.5. Пробкотрон как термоядерный реактор . . . . .	31
III. Амбиполярная ловушка . . . . .	33
III.1. Принцип действия амбиполярной ловушки . . . . .	33
III.2. Экспериментальная проверка амбиполярного удержания . . . . .	36
III.3. Потери плазмы поперек магнитного поля . . . . .	39
III.4. Попытки отыскания аксиально-симметричных конфигураций . . . . .	46
III.5. Тепловые барьеры . . . . .	52
IV. Список литературы . . . . .	56

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для осуществления стационарной термоядерной реакции необходимо обеспечить термоизоляцию плазмы с температурой 100 миллионов 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 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»<sup>\*)</sup> (рис. 1,б), идея которого была предложена в середине 50-х годов независимо Г.И. Будкером в СССР [1] и Р. Постом в США [2]. 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 блестяще. Кажется, интерес к ним должен был угаснуть. Реально же в конце 50-х и начале 60-х годов пробкотроны стали одной из самых попу-

<sup>\*)</sup> Иногда употребляют термин «зеркальная ловушка».

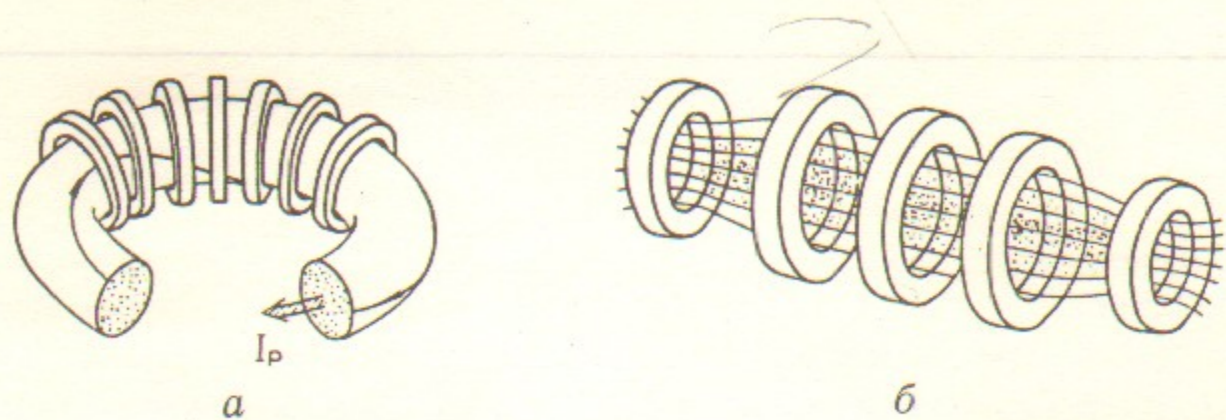


Рис. 1. Сравнение замкнутой и открытой ловушек.

а—Замкнутая ловушка типа токамак. Показана часть плазменного кольца в окружении катушек тороидального магнитного поля; жирной стрелкой показано направление тороидального плазменного тока, тонкой стрелкой—одна из силовых линий магнитного поля. Силовые линии «навиваются» на тороидальные поверхности и не выходят за пределы вакуумной камеры. б—Открытая ловушка (пробкотрон). Показаны катушки, магнитные силовые линии и удерживаемая плазма.

лярных 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 фундамент физики плазмы. Упомянем лишь эксперименты Иоффе с сотрудниками [3], в которых была впервые продемонстрирована осуществимость стабилизации магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей плазмы с помощью метода «магнитной ямы», Завойского с сотрудниками [4], в которых был исследован так называемый турбулентный нагрев плазмы, и работы лаборатории Головина по стабилизации крупномасштабных неустойчивостей плазмы с помощью метода обратной связи [5].

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 привлекательно-го 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<sup>\*)</sup>, уменьшалось количество занятых на открытых ловушках физиков.

Казалось, эта линия исследований вскоре вообще пресечется, как это случилось в середине 70-х годов с уважаемыми 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

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

с центробежным удержанием плазмы [8]; система с обращением магнитного поля (см. [9])<sup>\*</sup> 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 предположениях 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—76 гг. развитая к этому времени экспериментальная техника очень ярко продемонстрировала свою работоспособность в экспериментах на пробкотроне 2XIIВ в Ливерморской лаборатории (США), где впервые были массированно применены инжекторы нейтралов, техника плазменных струй, метод титанового геттерирования всех поверхностей, «смотрящих» на плазму. В результате при мощности инъекции атомарного дейтерия 7 МВт была получена квазистационарная плазма с плотностью выше  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> и «температурой» ионов 10—12 кэВ [10]<sup>\*\*</sup>

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 2XIIВ.

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 установ-

<sup>\*</sup> Которая, строго говоря, относится к классу замкнутых ловушек, но исходной конфигурацией для которой является все же пробкотрон.

<sup>\*\*</sup> 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.

ках применялись хорошо зарекомендовавшие себя в прошлом несимметричные 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. 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» ловушки [14]. 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 переломный момент 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.

Настоящий препринт (вместе с примыкающим к нему препринтом ИЯФ № 87-105) 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 обзоры [15—19].

## II. ПРОБКОТРОН

### II.1. Скорость потерь плазмы через пробки.

Отражение заряженных частиц от пробок связано с адиабатической инвариантностью величины

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

где  $m$  — масса частицы,  $v_{\perp}$  — поперечная (по отношению к магнитному полю) составляющая скорости,  $B$  — напряженность магнитного поля. Величина  $\mu$  имеет смысл магнитного момента «ларморовского кружка». Точность сохранения  $\mu$  тем выше, чем меньше ларморовский радиус частицы (рассчитанный по ее полной энергии) по сравнению с характерным масштабом изменения магнитного поля  $L \equiv B / |\nabla B|$ . Практически, если ларморовский радиус меньше  $L$  в 5—6 раз, в контексте рассматриваемых ниже задач  $\mu$  можно считать просто интегралом движения (что мы и будем делать). Подробное рассмотрение вопроса о точности сохранения  $\mu$  можно найти, например, в обзоре Б.В. Чирикова [20].

Пользуясь законом сохранения энергии

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

можно с помощью (1) получить соотношение, определяющее изменение продольной 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  $\mu$  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

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

( $B_{\text{max}}$  — 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

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

Входящее сюда отношение

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

принято называть пробочным отношением. Обозначая через  $\theta_0$  угол между вектором скорости частицы и магнитным полем на однородном участке, можно придать условию (5) следующую форму:

$$\theta_0 > \arcsin \frac{1}{\sqrt{R}}. \quad (6)$$

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  $\theta_0$  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  $\theta \ll 1$  пропорционально  $\theta^2$ . Для ионов оно может быть оценено как (см. [21]):

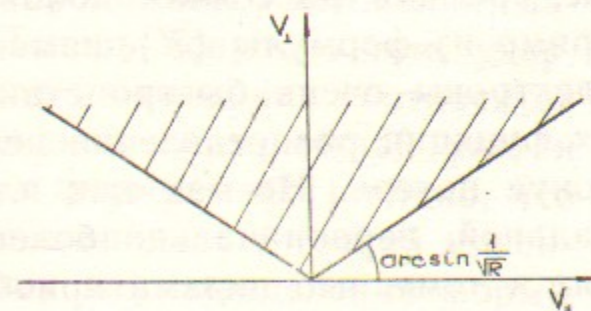


Рис. 2. Область удержания в пространстве скоростей (заштрихована).

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

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

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

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

Произведение  $\tau_{ii}$  на скорость ионов дает длину свободного пробега ионов:

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

В условиях гипотетического термоядерного реактора-пробкотрона  $\lambda_{ii}$  значительно превышает длину установки (при  $W_i \sim 100$  кэВ,  $n \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup> имеем  $\lambda_{ii} \sim 3 \cdot 10^5$  м).

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

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

При той же, что у ионов, энергии время рассеяния электронов на ионах  $\tau_{ei}$  и друг на друге  $\tau_{ee}$ , грубо говоря, в  $\sqrt{m_i/m_e}$  раз меньше времени рассеяния ионов (см. [21]); это можно усмотреть и прямо из формулы (7'), заменив в ней  $m_i$  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\*). Возникающий таким образом потенциал называют амбиполярным.

\*) 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  $n$ .

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

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

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

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

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

где

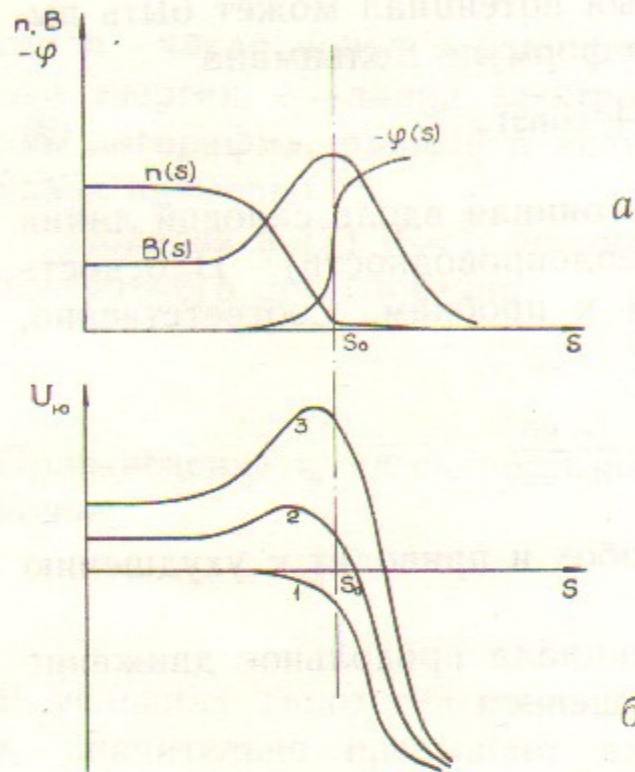
$$\mathcal{E} = \frac{m_i v^2}{2} + e\varphi = \text{const}$$

— полная энергия иона, а

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

— 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  $U_{ю}(s)$ . Характерные графики зависимостей  $\varphi(s)$  и  $B(s)$  приведены на рис. 3. Из рисунка и формулы (11) видно, что точка максимума  $U_{ю}$ , вообще говоря, не совпадает с точкой максимума магнитного поля в пробке. Поэтому для определения формы области удержания в фазовом пространстве ионов необходимо знать зависимость  $\varphi(s)$ , 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



а

б

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 принято его значение в центре ловушки. Точка  $s_0$  соответствует максимуму магнитного поля. б — Качественный вид зависимости  $U_{ю}(s)$  для нескольких значений  $\mu$  (кривые занумерованы в порядке возрастания  $\mu$ , причем для кривой 1  $\mu=0$ ). Рисунки симметричны относительно плоскости  $s=0$ .

стороны, если перепад потенциала между центром ловушки и пробкой не превышает величины порядка  $W_i/e$  (что имеет место при не слишком высокой температуре электронов, см. (9)), то по порядку величины оценка (8) остается верной.

Для упрощенных расчетов иногда применяется модель, в которой распределение 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  $\Delta\varphi$  ( $\Delta\varphi > 0$ ), то продольная составляющая скорости иона после прохождения этого перепада потенциала (но еще с внутренней стороны пробки) будет равна  $\sqrt{v_{||0}^2 + \frac{2e\Delta\varphi}{m_i}}$ , а поперечная составляющая  $v_{\perp 0}$ . Соответственно, условие удержания вместо (5) будет иметь вид

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

Граница области удержания (12) представляет собой гиперболоид (рис. 5). Ионы с энергией, меньшей некоторой минимальной (равной  $e\Delta\varphi/R$ ), в ловушке не удерживаются (они выталкиваются в

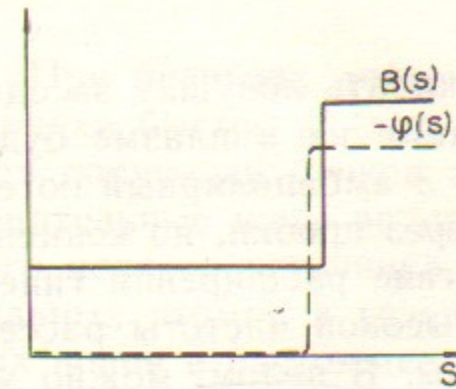


Рис. 4. Ступенчатая модель магнитного поля и потенциала.

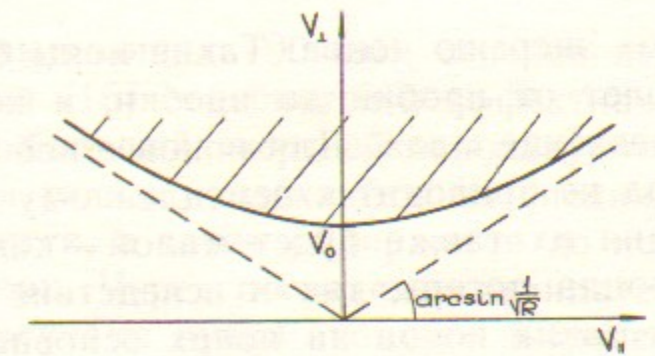


Рис. 5. Область удержания при учете амбиполярного электрического поля для «ступенчатой» модели рис. 4;

$$v_0 = \sqrt{2e\Delta\varphi/Rm_i}$$

пробки электрическим полем). Поэтому исходная энергия ионов, вводимых в ловушку, во всяком случае должна превышать  $e\Delta\varphi/R$ :

$$W_i > \frac{e\Delta\varphi}{R} \quad (13)$$

Плотность плазмы в пробке во много раз меньше, чем в центре ловушки. Поэтому, согласно (9), величина  $\Delta\varphi$  составляет несколько электронных температур (зависимость  $\varphi$  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:

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

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  $Ze\Delta\varphi/R$ , т. е. на величину, которая при достаточно больших  $Z$  будет превышать «тепло-

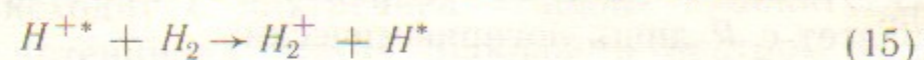


вую» энергию ионов. Такие ионы будут покидать ловушку за один пролет от пробки до пробки, и концентрация их в плазме будет исчезающе мала. Для ионов с небольшими  $Z$  амбиполярный потенциал не приводит к немедленному уходу через пробки, но концентрация их также будет малой — как вследствие расширения гипербоида 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.

## II.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 инъекцию 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 готовят 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 дейтронов с энергией свыше 100 кэВ, эквивалентным током 50 А и длительностью импульса в несколько секунд [22]. Используя несколько источников, мощность инъекции в экспериментах на крупных токамаках довели до 20 МВт. На очереди — дальнейшее увеличение энергии и длительности импульса (в пределе — получение стационарных пучков).

При энергиях дейтронов, 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 килоэлектронвольт, 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 проникать во внутренние слои плазмы, и плазма станет трубчатой.

Средняя энергия ионов плазмы при таком способе поддержания стационарного состояния составляет некоторую (порядка единицы) долю энергии инъекции  $W_{inj}$ . 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, высотой 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])

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

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

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  $\tau$  — время жизни ионов, определяемое оценкой (14). Соответственно, в равновесии имеем

$$\frac{\bar{W}_i - \frac{3}{2} T_e}{\tau_{ie}^E} = \frac{A_e T_e}{\tau}$$

Отсюда легко находим, что

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

т. е. температура электронов существенно меньше средней энергии ионов. Численно  $T_e$  примерно на порядок меньше  $\bar{W}_i$ . При этом время  $\tau_{ie}^E$  торможения ионов об электроны сравнимо с  $\tau$ , 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 II.4) через ловушку пропускают 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  $\tau_{ie}^E$  ионов пропорционально  $T_e^{3/2}$ , оно будет намного меньше величины  $\tau$ , оцененной по формуле (14). В этих условиях первоначально инжектированный ион сначала тормозится на электронах до энергии, существенно меньшей  $W_{inj}$ , а затем быстро ( $\tau_{ii} \sim W_i^{3/2}$ ) рассеивается в «конус потерь». Иными словами, время жизни ионов по порядку величины определяется временем их торможения на электронах и равно, грубо говоря,  $\tau_{ie}^E$ .

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

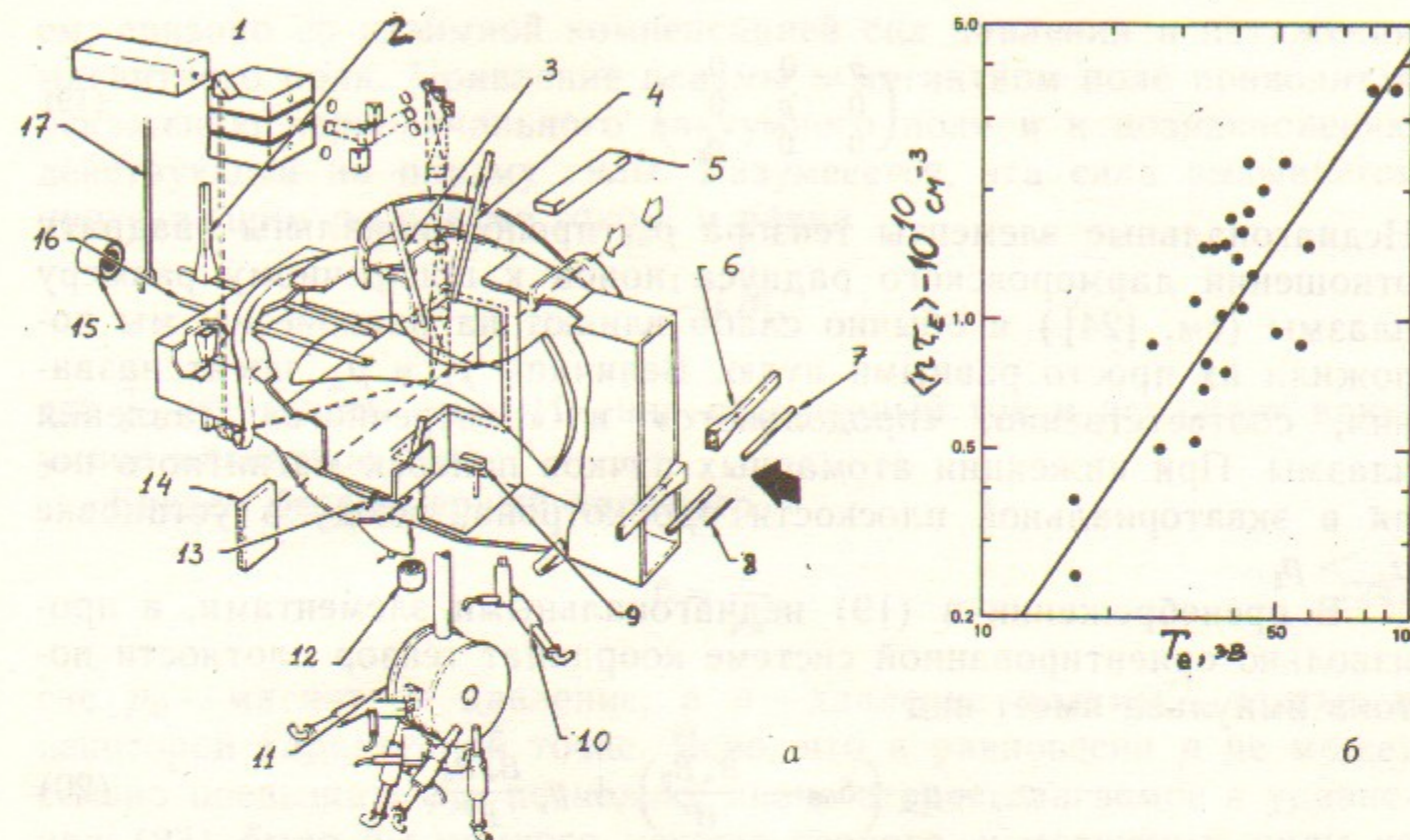


Рис. 6. Эксперимент на установке 2X11В.

а — Схема эксперимента. Указаны различные средства диагностики плазмы: 1 — система томсоновского рассеяния; 2 — фиксированный СВЧ интерферометр; 3 — система СВЧ рассеяния на  $26^\circ$ ; 4 — СВЧ интерферометр; 5 — счетчик нейтронов; 6 — сантиметровый интерферометр; 7 — 4-миллиметровый интерферометр; 8 — зонд Ленгмюра; 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  $\tau_E \equiv \bar{W}_i / |d\bar{W}_i/dt|$  от температуры электронов. Сплошная линия — теоретическая зависимость  $\langle n \tau_E \rangle = 4,4 \cdot 10^7 \cdot T_e^{3/2}$  ( $T_e$  в электрон-вольтах).

установке 2X11В [23]. Схема этой установки показана на рис. 6, а, а экспериментально измеренное время торможения ионов — на рис. 6, б.

### II.3. Равновесие и магнитогидродинамическая (МГД) устойчивость плазмы

Из сказанного в разделе II.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 инъекции 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  $B_{\alpha}$  — компоненты вектора магнитного поля, а  $B$  — его модуль. Выражение (20) напоминает по форме максвелловский тензор напряжений 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

$$p_M \equiv \frac{B^2}{8\pi} \quad (22)$$

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 ( $\text{rot } \vec{B} = 0$ ) 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 объ-

ем, связано со взаимной компенсацией сил давления и натяжения магнитного поля. Появление плазмы в магнитном поле приводит к искажению первоначального вакуумного поля и к возникновению действующей на плазму силы. Разумеется, эта сила вызывается протекающим по плазме током, и равна

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

где  $\vec{j}$  — 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<sup>\*</sup>, 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  $\beta$  не может существенно превышать единицы:

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

Вопрос о том, может ли  $\beta$  достигать значения порядка единицы, а если нет — то какое предельное значение  $\beta$  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 в задаче нет каких-то специфических малых параметров, связанных с геометрией системы, то из вида уравнения (23) следует, что предельное значение  $\beta$  будет порядка единицы. К таким конфигурациям относятся, в частности, «короткие» пробкотроны (рис. 7,а), 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  $\beta$  достигает значения порядка единицы. Это означает, что для удержания плазмы с заданным давлением  $\beta$  до-

<sup>\*</sup> Мы говорим просто о давлении, имея в виду, что  $p_{\parallel} \sim p_{\perp}$ .

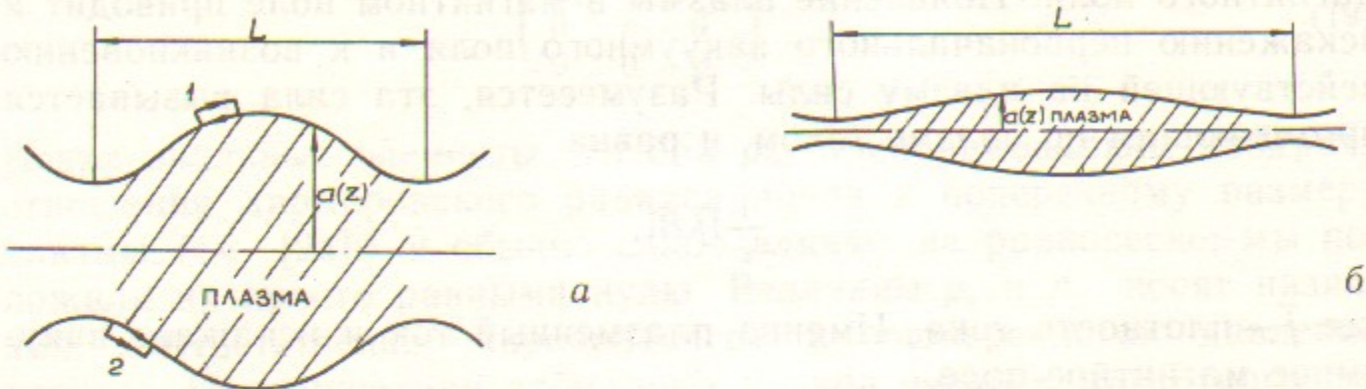


Рис. 7. Короткий (а) и длинный (б) пробкотроны. Контуры 1 (2) используются для установления факта убывания (нарастания) магнитного поля при удалении от выпуклой (вогнутой) границы плазмы.

статочно 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.

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  $\xi(\vec{r})$  — смещением точек плазмы относительно их начального положения. Вследствие высокой проводимости плазмы, эти движения сопровождаются возмущениями магнитного поля, которые оказываются возможным также выразить через функцию  $\xi(\vec{r})$ :

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

В результате изменение  $\delta\Pi$  потенциальной энергии удается записать в виде квадратичного функционала смещения  $\xi(\vec{r})$ . Для доказательства устойчивости требуется установить положительную определенность функционала  $\delta\Pi$ , доказательство неустойчивости состоит в отыскании пробной функции  $\xi(\vec{r})$ , 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-возмущениях\* у частиц плазмы сохраняется величина  $\mu$  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.

Рассмотрим границу области удержания плазмы (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

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

где  $\psi$  — некоторая скалярная функция, т. е. деформации, в которых

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

(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 сколь-

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

ко-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».

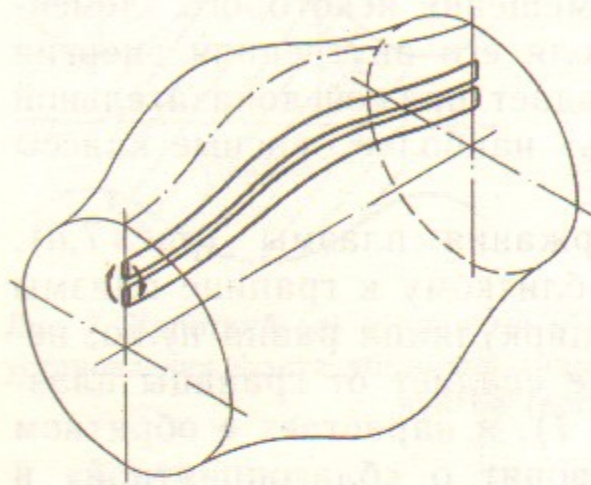


Рис. 8. Желобковые (перестановочные) возмущения.

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 Розенблюта и Лонгмайера [27] условие устойчивости было получено для осесимметричной плазмы. Особенно просто оно записывается в так называемом «парааксиальном» пределе, т. е. для плазмы, радиус которой  $a$  мал по сравнению с характерным масштабом  $L$  изменения

магнитного поля вдоль оси системы:

$$\int \frac{p_{\parallel} + p_{\perp}}{B_0(z)} \frac{d^2 a}{dz^2} dz < 0, \quad (29)$$

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 парааксиальном приближении величина  $d^2 a/dz^2$  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 парааксиальном 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,  $p_{\parallel} = p_{\parallel}(B_0)$ ,  $p_{\perp} = p_{\perp}(B_0)$ . Учитывая эти обстоятельства, и проводя

в (29) интегрирование по частям, вместо (29) получим условие устойчивости в виде

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

В «стандартных» условиях, когда инжекция частиц в ловушку ведется в экваториальной плоскости поперек магнитного поля,  $p_{\parallel}$  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 вогнуты 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 трубки силовых линий, если концы трубки 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-х годов [3]\*.

Если пробочное отношение  $R$  велико,  $R \gg 1$ , то в большей час-

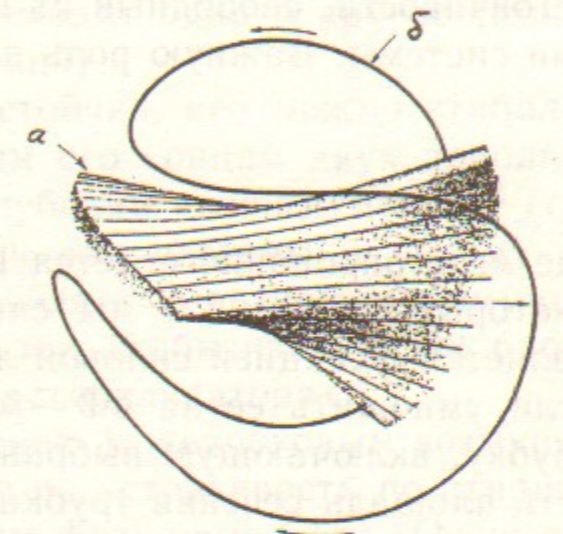


Рис. 9. Магнитное поле, обладающее свойством «минимума  $B$ » (из книги «The National Mirror Fusion Plan», Livermore, 1980). Показаны одна из магнитных поверхностей с составляющими ее силовыми линиями (а) и магнитная обмотка, создающая поле нужной конфигурации (б).

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



оси. Условие, при котором наступает стабилизация мелкомасштабных возмущений эффектом КЛР, имеет вид

$$L r_L \geq a^2.$$

Некоторый интерес в связи с задачей об МГД-стабилизации плазмы представляет магнитная конфигурация, которая получается при «встречном» включении двух осесимметричных пробочных катушек и называется антипробкотроном (рис. 10). Силовые линии в антипробкотроне выпуклы в сторону области удержания, что обеспечивает МГД-устойчивость плазмы. К сожалению, область удержания содержит точку нуля, где магнитное поле обращается в нуль. Поэтому на силовых линиях, проходящих вблизи точки 0, нарушается адиабатическая инвариантность величины  $\mu$ , возникают быстрые потери частиц плазмы вдоль силовых линий. В результате этих потерь внутри области удержания возникает пустое пространство (рис. 10), причем по отношению к этому пространству граница окружающей плазмы выпукла и, 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.

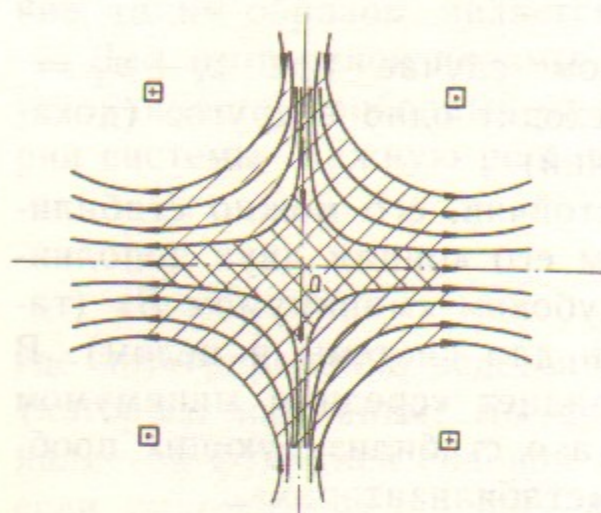


Рис. 10. «Антипробкотрон».

Стрелками показаны силовые линии магнитного поля; 0 — точка нулевого магнитного поля. Область занятая плазмой, заштрихована. Двойной штриховкой выделена область, из которой частицы теряются вдоль силовых линий из-за нарушения адиабатической инвариантности  $\mu$  при пролете частиц вблизи нуля поля.

Чтобы антипробкотроном можно было пользоваться для целей УТС, требуется устранить продольные потери плазмы из области неадиабатичности. О том, можно ли этого добиться, сказано в разделе I препринта ИЯФ 87-105.

#### II.4. Микронеустойчивости плазмы

Наличие большой не заполненной ионами «дырки» в пространстве скоростей служит источником свободной энергии для самопроизвольного возбуждения различных типов коротковолно-

вых (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  $\mu$  и к их быстрому рассеянию 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  $\omega_{Bi}$ .

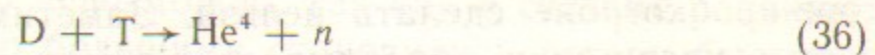
Поскольку ДКН может развиваться даже в плазме низкого давления ( $\beta \ll 1$ ), а источником ее являются универсальные свойства плазмы пробкотрона — наличие конуса (точнее, гиперboloида) потерь и радиальной неоднородности плотности, — эта неустойчивость могла бы окончательно убить концепцию пробкотрона.

К счастью, как было замечено в работе [31], 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 не удерживаются 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 III.5). В экспериментах на установке 2ХПВ теплая плазма была «проточной»: она вводилась в установку через одну пробку и вытекала через другую. Поскольку за пробочная 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 уменьше-







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  $W_f = 17,6$  МэВ; эта энергия делится в отношении 4:1 между нейтроном и  $\alpha$ -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,  $\sigma_{DT}$  — сечение реакции (36),  $v_{DT}$  — относительная скорость ядер D и T, а угловые скобки означают усреднение по функциям распределения дейтронов 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  $\tau$ , то в стационарном состоянии мощность инжекции в единицу объема плазмы должна быть\*)

$$P_{inj} = \frac{n W_{inj}}{\tau}.$$

Строго говоря, некоторый вклад в баланс энергии вносит подогрев электронов  $\alpha$ -частицами, но, как мы увидим, в пробкотронах этот фактор малосуществен.

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

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

При заданной геометрии магнитного поля (в частности, при заданном пробочном отношении) как произведение  $n\tau$ , так и величина  $\langle \sigma_{DT} v_{DT} \rangle$  — 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  $W_{inj} = 200 \div 300$  кэВ, а затем очень

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

медленно убывает. Максимальное значение  $Q$  даже при  $R = 10$  равно всего лишь 1,4, а логарифмический характер зависимости  $Q$  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  $Q < 3 \div 4$ .

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. разд. II.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 разделе III настоящего препринта и в препринте № 87-105 мы рассмотрим, в какой мере можно, сохраняя достоинства пробкотрона, избавиться от его недостатка.

### III. АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА

#### III. 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 прин-

\*) Малость  $Q$  одновременно означает, что вклад  $\alpha$ -частиц в нагрев плазмы (ее электронов) не меняет существенным образом энергетического баланса, т. к. в  $\alpha$ -частицах выделяется только 20%  $P_f$ .

ципе) и давно известных (по 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 2XIIВ в Ливерморе.

Схема амбиполярной ловушки была впервые описана в статье Г.И. Димова, В.В. Закайдакова и М.Е. Кишеневского, опубликованной в 1976 году [11]. В начале 1977 года появилась статья Т.К. Фаулера и Б.Г. Логана [12] 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

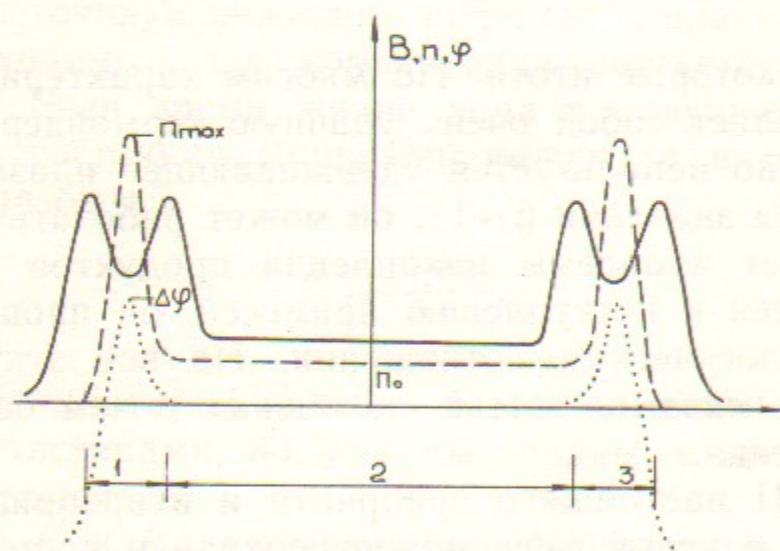


Рис. 11. К объяснению принципа действия амбиполярной ловушки: распределение магнитного поля (сплошная линия), плотности плазмы (штриховая линия) и электростатического потенциала (точечная линия) вдоль длины установки. Цифрами обозначены центральный (2) и два концевых (1, 3) пробкотрона.

(1, 3 на рис. 11). Пусть в этих «концевых» пробкотронах путем интенсивной инжекции 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. разд. II.1), функция распределения электронов — максвелловская, и, чтобы обеспечить ло-

кальное 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, меньшей, чем  $e\Delta\varphi$ , удерживаются в центральном пробкотроне независимо от ориентации вектора их скорости. При  $e\Delta\varphi \geq T_i$  функция распределения ионов близка к максвелловской, и покинуть ловушку могут только ионы максвелловского «хвоста». Соответственно, время жизни ионов увеличивается примерно в

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

раз по сравнению с оценкой (14)\*). В принципе, повышая  $n_{\max}$ , можно сделать время жизни ионов в центральном пробкотроне сколь угодно большим. Разумеется, как уже говорилось, поддержание высокой плотности плазмы в концевых пробкотронах требует 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. Келли [35], который предлагал использовать дополнительные маленькие пробкотроны с плазмой 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, «выправ-

\* Подробные расчеты времени жизни частиц плазмы в условиях, когда в пробках имеются электростатические потенциальные барьеры, проведены Пастуховым (см. его обзор [34]). Формулу, определяющую время жизни частиц при  $e\Delta\varphi \gg T_i$ , называют «формулой Пастухова».

ляющей», 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 получился слишком длинным (скажем, не более 1 км длиной), желательно эту мощность уменьшить. При заданном объеме и плотности плазмы в концевом пробкотроне мощность потерь на него (и, соответственно, мощность инжекции) пропорциональны  $1/\sqrt{W_{inj}}$  (см. формулы (14) и (7')). Соответственно, энергию инжекции следует выбирать как можно более высокой. В первой публикации по амбиполярным ловушкам [11] 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 работе [11] 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»  $\mathcal{P} \gg 1$  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,  $\mathcal{P} > 20 \div 30$ , необходимый размер центрального пробкотрона выйдет за пределы разумного. Еще более жестким может оказаться ограничение со стороны технической достижимой удельной (на единицу объема плазмы) мощности инжекции в концевые пробкотроны.

### III.2. Экспериментальная проверка амбиполярного удержания

Наличие эффекта амбиполярного запирания было экспериментально продемонстрировано на установках ГАММА-6 в Цукубе [36] и ТМХ в Ливерпуле [37]. Мы приведем здесь результаты экспериментов на второй из этих установок.

Структура магнитного поля амбиполярной ловушки ТМХ 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 запираение плазмы центрального пробкотрона, но и служат МГД-якорями (см. разд. II.3).

Концевые пробкотроны повернуты на  $90^\circ$  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 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).

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

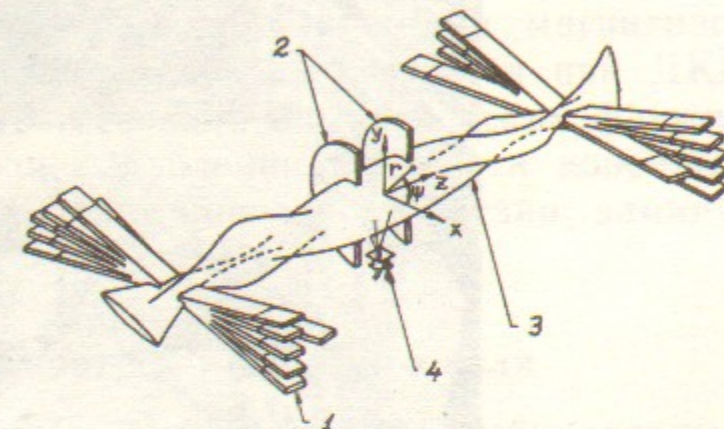


Рис. 12. Схема эксперимента на установке ТМХ:

1 — инжекторы атомарных пучков; 2 — диафрагмы; 3 — магнитная поверхность, ограничивающая плазму; 4 — клапан для напуска газа.

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

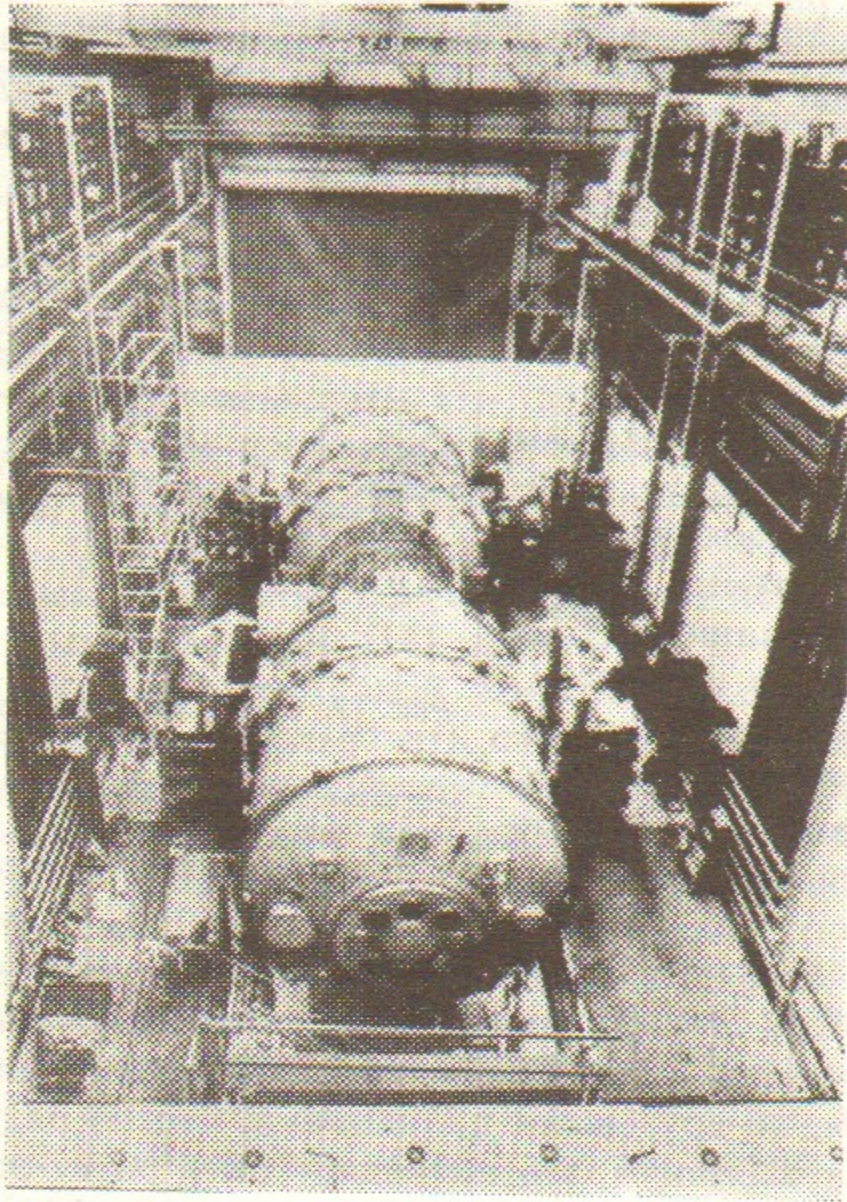


Рис. 13. Фотография установки ТМХ (любезно предоставлена автору Ф. Соенсген'ом).

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  $n_{\text{max}}/n_0$  (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 запираение отсутствует. Время жизни находилось в удовлетворительном согласии с упомянутой в разделе III.1 формулой Пасту-

хова. Таким образом, возможность создания амбиполярных пробков была со всей определенностью подтверждена экспериментально.

С другой стороны, при дальнейшем повышении  $n_{\text{max}}/n_0$  в плазме возникали микрофлуктуации с частотами, близкими к  $\omega_{Bi}$ , и время жизни начинало уменьшаться. Флуктуации были непотенциальными (сопровождались заметными возмущениями магнитного поля). Они отличались от тех, которые возбуждаются при ДКН (см. разд. II.4), и, скорее, соответствовали альфвеновским флуктуациям, связанным с анизотропией давления плазмы и конечным значением  $\beta$ . Полная картина явления довольно запутана; замкнутая теория в настоящее время отсутствует.

### III.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. Источников 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])

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

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

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

где  $L$  — длина соленоида;  $r$  — радиус магнитной поверхности, по которой дрейфует ион;  $v_{\parallel}$  — 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 несимметричной пробки. В такой пробке вектор кривизны силовой линии  $\vec{\kappa}$  имеет, вообще говоря, отличную от нуля составляющую  $\vec{\kappa}_t$ , касательную к магнитной поверхности (в осесимметричной ловушке силовые линии лежат в меридиональных плоскостях ловушки, и  $\vec{\kappa}_t=0$ ). Соответственно, при движении иона в пробке скорость его дрейфа имеет составляющую (см. [39])

$$v_n = \vec{n} \cdot [\vec{B} \times \vec{\kappa}] \frac{m_i c \left( v_{\parallel}^2 + \frac{v_{\perp}^2}{2} \right)}{e B^2}, \quad (40)$$

нормальную к магнитной поверхности. В результате оказывается, что при отражении от аксиально-несимметричной пробки ион смещается относительно исходной магнитной поверхности на некоторую, величину  $\delta r$ ). Эта величина зависит от полярных координат  $(r, \psi)$  точки влета иона в пробку и от значений  $v_{\parallel}$ ,  $v_{\perp}$  на однородном участке:  $\delta r = \delta r(r, \psi, v_{\parallel}, v_{\perp})$ . Можно показать (см. [40]), что в параксиальном приближении

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

где

$$\eta \sim r_{Li} / l_{np}, \quad (41')$$

$$\zeta \sim r_{Li} / l_{np}^3 \quad (41'')$$

( $l_{np}$  — длина пробки). Так как в реальных условиях обычно  $r/l_{np} \ll 10^{-1}$ , 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  $\kappa \sim r/l_{np}^2$ , а время движения иона в пробке  $\sim l/v_{np}$ .

Поскольку  $\langle \delta r \rangle_{\psi} = 0$ , для большинства частиц радиальное смещение, усредненное по нескольким 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

\* 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.

пробками, повернутыми на  $90^\circ$  друг относительно друга (рис. 12), это условие имеет вид:

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

где  $\varepsilon$  — 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

$$\Delta r \sim \sqrt{\frac{\delta r}{|\partial\Delta\psi/\partial r|}} \sim \sqrt{\frac{r \cdot \delta r}{|\Delta\psi|}}$$

и значительно превышает  $\delta r$ .

Форма резонансных траекторий, проходящих через заданную точку пространства, зависит от значений  $v_{\parallel}$  и  $v_{\perp}$ . Поэтому куло-

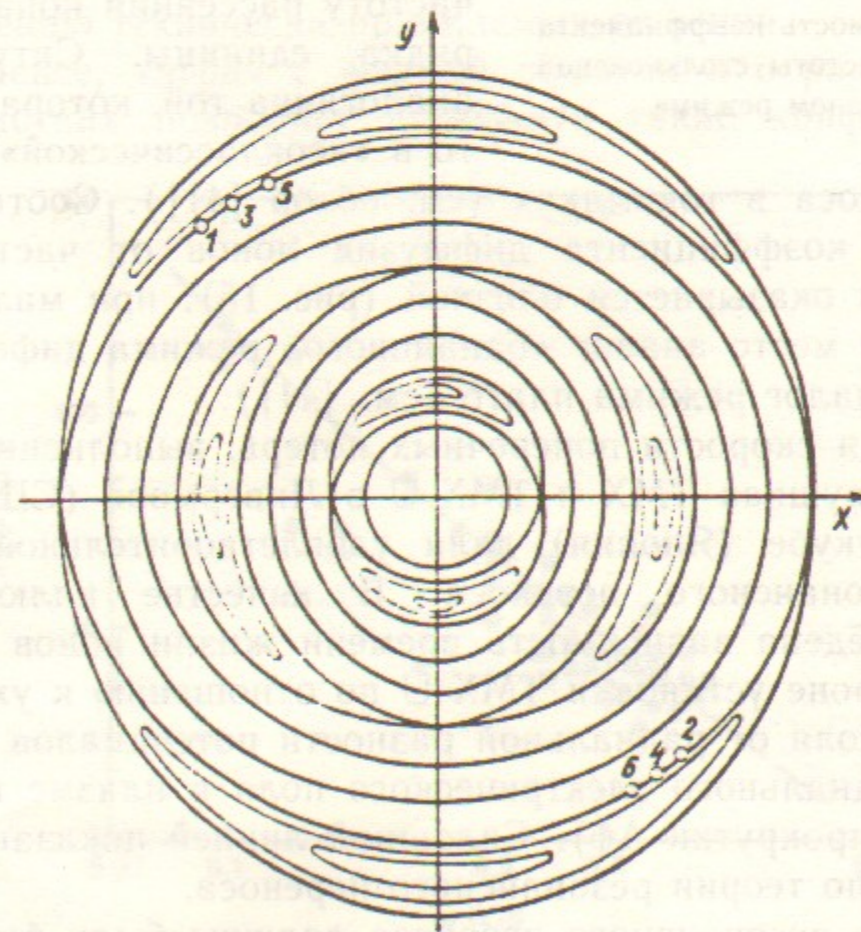


Рис. 14. Семейство «резонансных» траекторий частиц с данными значениями энергии и магнитного момента. Показаны последовательные точки пересечения дрейфовой траектории частицы с экваториальной плоскостью через промежутки времени  $2t_{\parallel}$ .

новское рассеяние резонансных частиц приводит к их «перескоку» с одной траектории на другую, что сопровождается случайными смещениями по радиусу на величину порядка  $\Delta r$ . 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 обеспечиваются конечность  $\delta r$ ).

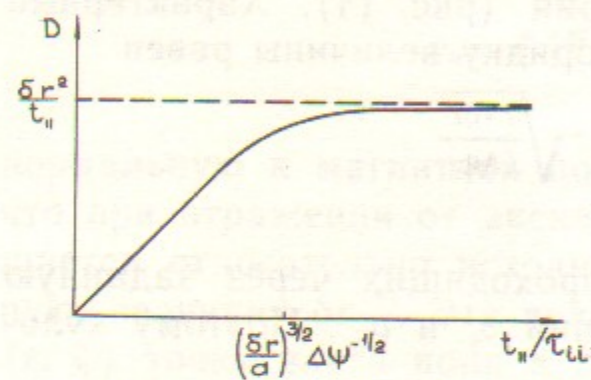


Рис. 15. Зависимость коэффициента диффузии от частоты столкновений в резонансном режиме.

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

цессов переноса в токамаках (см. обзор [41]). Соответственно и зависимость коэффициента диффузии ионов от частоты ионных столкновений оказывается близкой (рис. 15): при малых значениях  $\tau_{ii}^{-1}$  имеет место аналог «бананового» режима диффузии, а при больших — аналог режима плато (см. [41]).

Измерения скорости поперечных потерь, выполненные на амбиполярных ловушках ТМХ и ТМХ-У в Ливерморе (США) и GAMMA-10 в Цукубе (Япония) дали удовлетворительное согласие с теорией резонансного переноса. В качестве иллюстрации на рис. 16 приведена зависимость времени жизни ионов в центральном пробкотроне установки ТМХ-У по отношению к уходу поперек магнитного поля от радиальной разности потенциалов ( $\Delta\psi$  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  $\delta r$ , радиальные потери могут быть очень значительными. Поэтому возникает вопрос, нельзя ли уменьшить величину  $\delta r$  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  $\vec{n} \cdot [\vec{B} \times \vec{x}] = 0$  (см. (40)). Такие поля принято называть омнигенными. Они обладают тем свойством, что в них частицы с любыми значениями  $v_{||}$ ,  $v_{\perp}$ , 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  $\vec{n} \cdot [\vec{B} \times \vec{x}] = 0$  выполняется приближенно: отличие  $\vec{n} \cdot [\vec{B} \times \vec{x}]$  от нуля имеет третий порядок малости по параметру параксиальности  $r/l_{\text{пр}}$  (см. [42—44]). 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

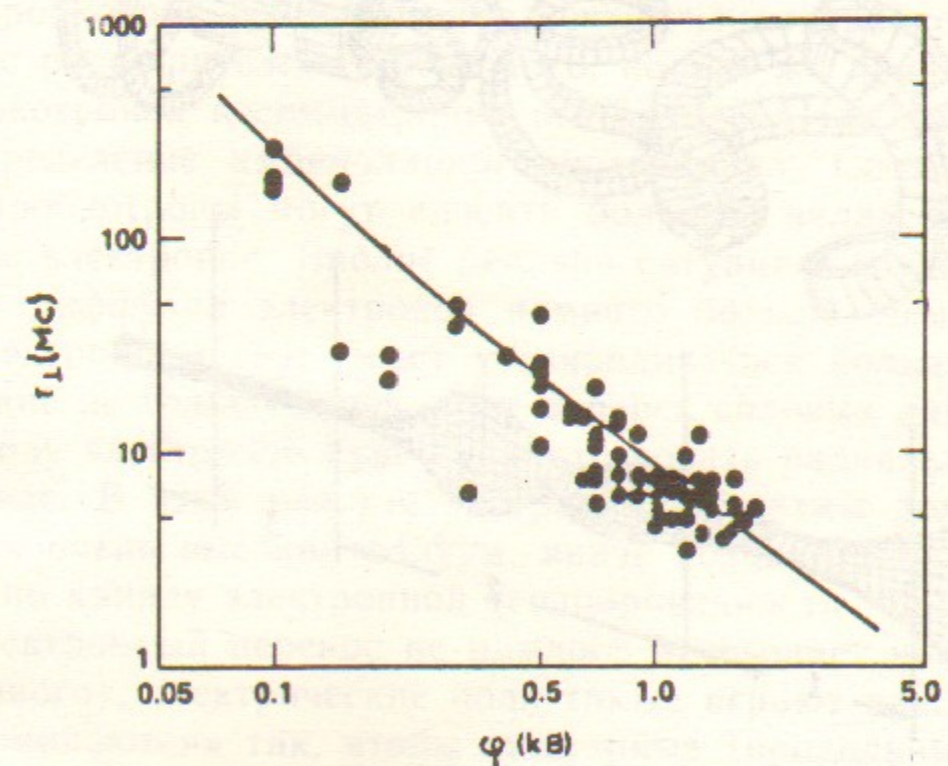


Рис. 16. Зависимость времени жизни в центральном пробкотроне установки ТМХ-У от поперечной разности потенциалов. Сплошная линия — расчет по формулам резонансной неоклассики.

которых  $\delta r$  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 это сопряжено с использованием столь сложных магнитных конфигураций и столь трудно совместимо с требованиями МГД-равновесия и устойчивости плазмы при конечных  $\beta$ , что крайне желательно было бы найти полностью осесимметричные (МГД-устойчивые!) магнитные конфигурации. Решение этой задачи в огромной степени бы упростило конструкцию амбиполярных ловушек и позволило бы «развязать руки» в задаче подавления микронеустойчивостей.

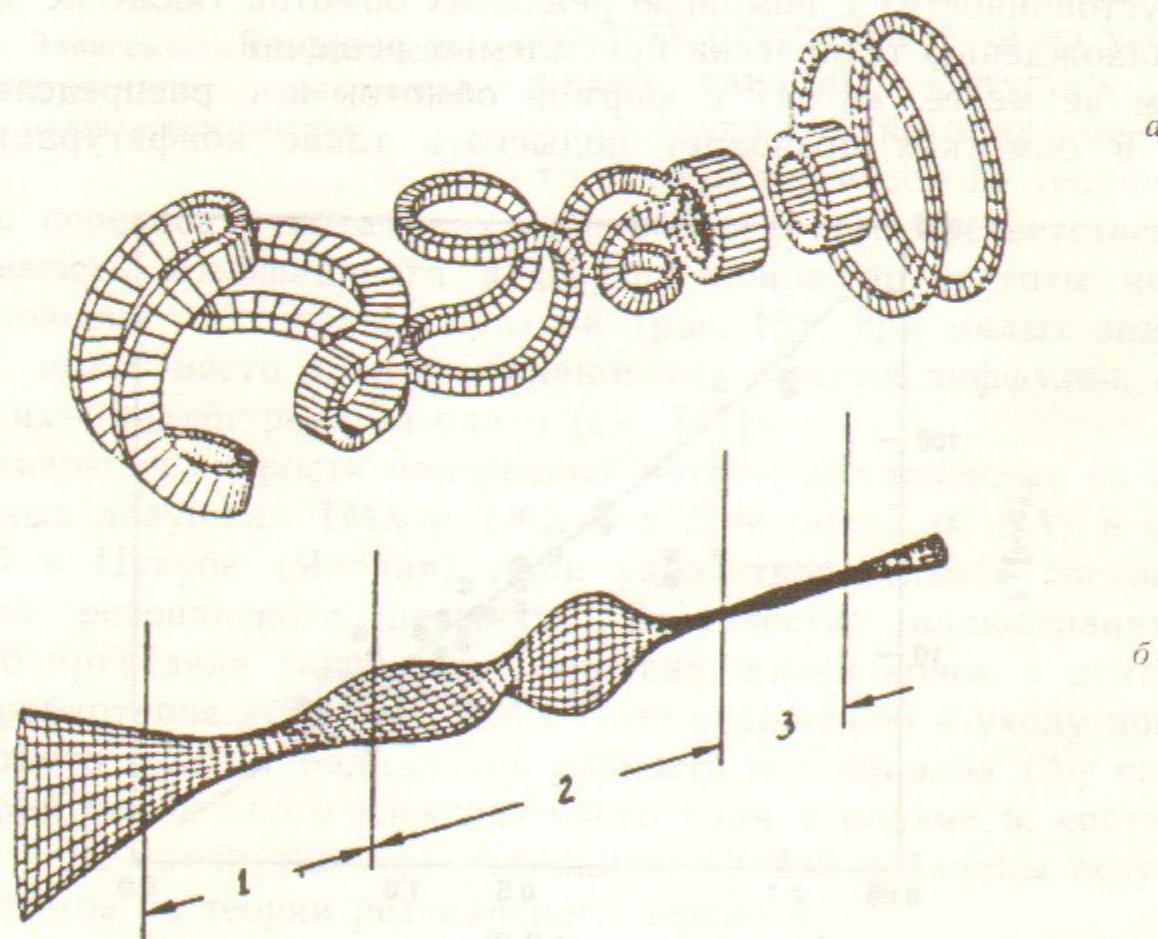


Рис. 17. Магнитная система (а) и магнитная поверхность (б) концевой части установки MFTF-B (Ливермор, США): 1 — концевой запирающий пробкотрон, совмещенный с МГД-якорем; 2 — переходная область; 3 — осесимметричный пробкотрон. Центральный соленоид (не показанный на рисунке) находится справа.

Коснемся еще вопроса о радиальном переносе электронов. Так как при сравнимой с ионами температуре их продольная скорость в  $\sqrt{m_i/m_e}$  раз больше, чем у ионов, угол поворота  $\Delta\psi$  для электронов очень мал по сравнению с единицей (см. формулу (39)). Соответственно, из-за того, что пробки повернуты на  $90^\circ$  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  $\Delta\psi=0$ . Этот резонанс также приводит к появлению радиальных блужданий частиц (в данном случае, электронов), причем амплитуда блужданий равна

$$\Delta r \sim \sqrt{\frac{\xi r}{|\partial\Delta\psi/\partial r|}}$$

Заметим, что если бы пробки не были повернуты на  $90^\circ$  друг относительно друга, вклад в  $\delta r$  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 намного больше, чем у ионов. Тогда в электронном газе будет устанавливаться бoльцмановское 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 возникать из-за развития в плазме универсальных дрейфовых неустойчивостей, впервые исследованных теоретически почти тридцать лет назад Рудаковым и Сагдеевым [45]. Экспериментальная информация о роли этих неустойчивостей в открытых ловушках сегодня весьма скудная, 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  $N = a/r_L$ . В проектах крупных открытых ловушек обычно полагают  $N > 10$ .

#### III.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 далеко 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 году работ Димова с соавторами и Фаулера и Логана. Речь идет об использовании в качестве МГД-стабилизатора ловушки Андреолетти и Фюрта, предложенной еще в 1963 году [46, 47]. 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  $|\vec{B}(\vec{r})|$ ), 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—78 гг. трудности использования квадрупольных стабилизаторов были еще не вполне осознаны) схема Андреолетти — Фюрта 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 осесимметричным ловушкам. Соответствующую библиографию до 1985 года можно найти в обзоре [48]. Ниже коротко описаны некоторые из схем стабилизации.

В.В. Арсенин [49] предложил стабилизатор со знакопеременной кривизной силовых линий (рис. 18,б). Достоинство этой системы состоит в том, что она обеспечивает достаточно глубокий



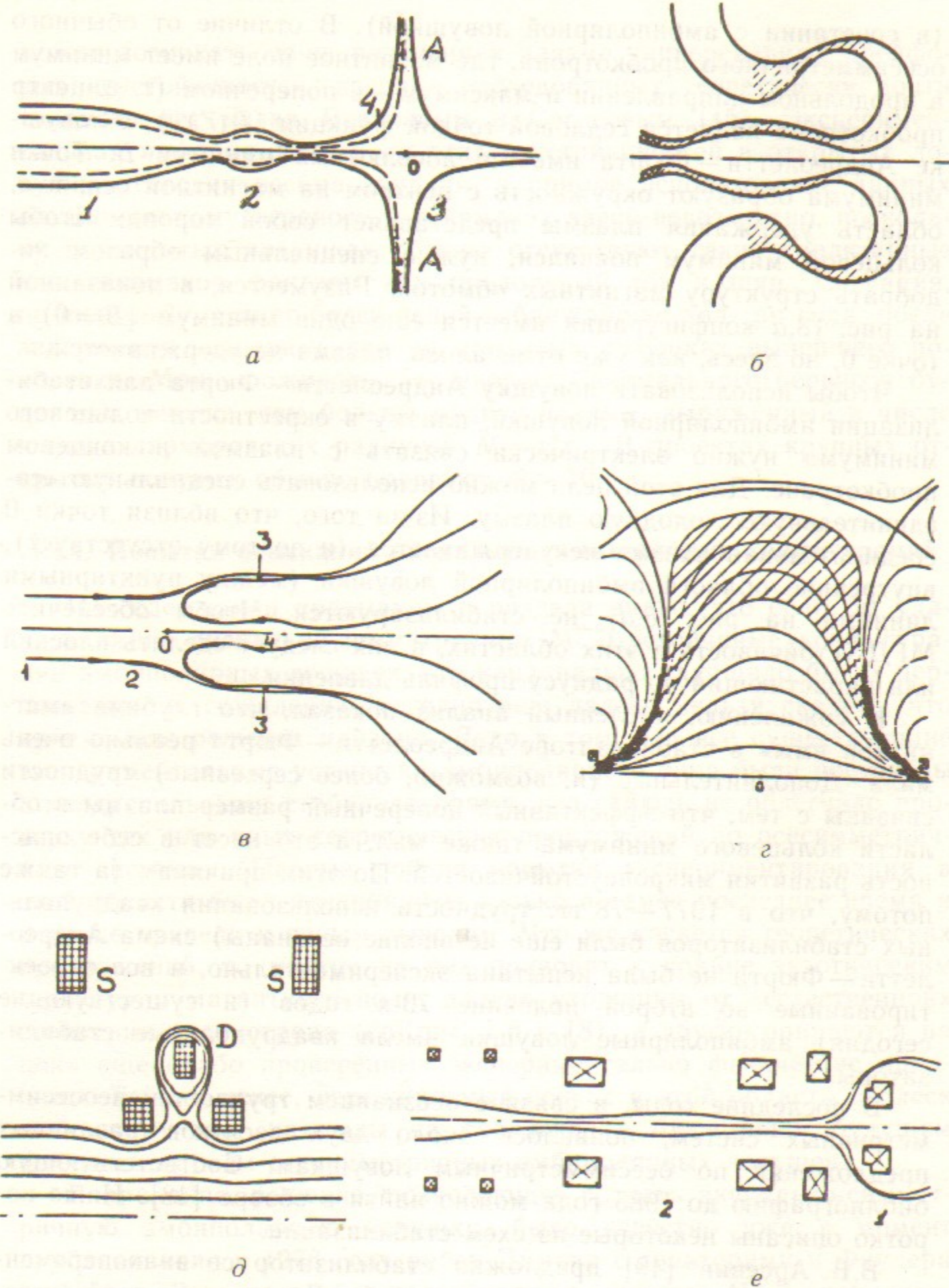


Рис. 18. Некоторые типы осесимметричных стабилизаторов («якорей») для амбиполярных ловушек.

*a* — Стабилизатор Андреолетти — Фюрта: 1 — центральный пробкотрон; 2 — запирающий пробкотрон; 3 — стабилизатор; 4 — область, занятая «соединительной» плазмой; А — кольцевой минимум магнитного поля; 0 — точка нулевого поля; точками показана область, занятая стабилизирующей плазмой. *b* — Стабилизатор Арсенина: заштрихованы области, занятые горячей стабилизирующей плазмой; точками показана соединительная плазма; двойной штриховкой показана плазма в примыкающем слева запирающем 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 А и Б и однородного магнитного поля, составляющего 6% от поля этих катушек в точке 0; показана только «верхняя» половина пробкотрона. *д* — Стабилизатор в виде «магнитного дивертора»; ток в катушке D направлен навстречу токам в остальных катушках; авторы работы [55] связывают стабилизацию глобальной перестановочной моды с быстрым азимутальным размещиванием электронов в окрестности окружности  $|\vec{B}|=0$ ; стабилизатор встраивается в середину центрального пробкотрона амбиполярной ловушки, S — катушки. *е* — Стабилизатор в виде «половинки» антипробкотрона (1) и запирающий пробкотрон (2); центральный пробкотрон расположен слева.

«средний минимум  $B$ », недостаток — в сложной геометрии системы и относительно малой толщине плазмы.

Б. Логан [50] рассмотрел стабилизатор в виде деформированного антипробкотрона (рис. 18, *в*). Чтобы предотвратить потери плазмы из области вблизи нуля магнитного поля (точка 0 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. Сквороды [51] 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 Лонгмайра [27], но оставалась неиспользованной, поскольку имелось мнение, что для этого требуется чрезмерно большая энергия инъекции. В самом деле, при невысокой энергии инъекции угловое распределение быстрых ионов сразу размывается вследствие их рассеяния на ионах плазмы, что приводит к снижению пика давления и исчезновению стабилизирующего эффекта. Поэтому энергию инъекции  $W_{inj}$  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))

$$W_{inj} \gg T_e(m_i/m_e)^{1/3}, \quad (43)$$

т. е. энергия ионов и в самом деле должна быть весьма высокой. Пессимизма в этом отношении добавили расчеты, выполненные Хинтоном и Розенблютом [52], 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 время [53] выяснилось, что негативную оценку этого метода стабилизации, возможно, следует пересмотреть. Резерв здесь был обнаружен в оптимизации 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. раз. II.3).

В работе [54] 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 [55] и недавно испробован экспериментально на установке TARA [56]. Имеется, однако, принципиальное отличие: в идеологии последнего метода обязательно 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, П.Б. Лысянский [57] 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 [48]). 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, развиваемый в универ-

ситете штата Висконсин [58]. Некоторый стабилизирующий эффект наблюдается при частоте ВЧ-поля, близкой к ионной циклотронной частоте.

Заклячая 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.

### III.5. Тепловые барьеры

Вскоре после получения первых экспериментальных подтверждений действенности метода амбиполярного удержания было предложено его усовершенствование [59], позволяющее снизить требования к плотности плазмы в концевых пробкотронах. Представим себе, что инжекция атомов в концевой пробкотрон ведется под некоторым углом (обычно около  $45^\circ$ ) 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 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 (см. рис. 19)<sup>\*</sup>:

<sup>\*</sup> 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.

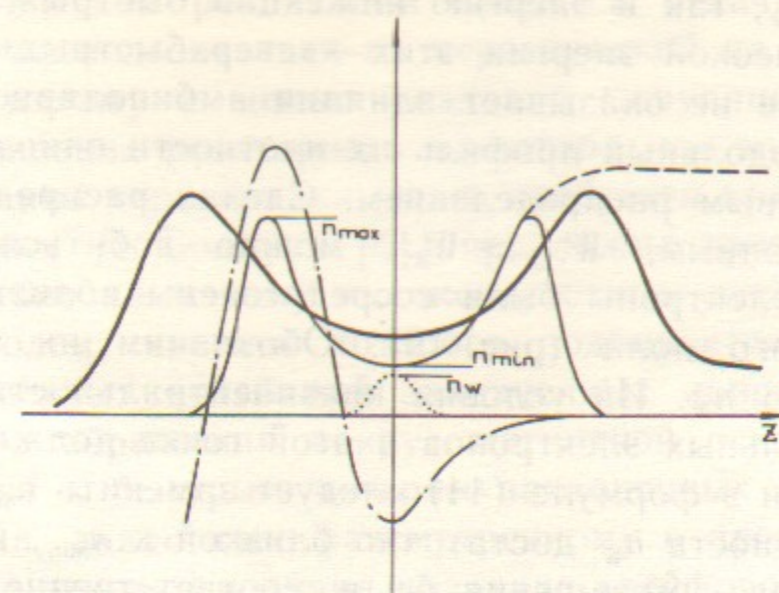


Рис. 19. Тепловой барьер амбиполярной ловушки. Показано распределение магнитного поля (жирная линия), плотности «плещущихся» ионов (сплошная линия), суммарной плотности ионов, включающей в себя «плещущиеся» ионы и ионы центрального пробкотрона (штриховая линия), потенциала (штрих-пунктирная линия) и плотности «сверхбыстрых» электронов (точечная линия).

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

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 III.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  $n_{\min} \sim 0,2n_{\max}$  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 работе [59] было предложено создать в области минимума плотности еще одну популяцию электронов с характерной энергией  $W_e$ , намного превы-

шающей 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 (рис. 19). Обозначим их максимальную плотность через  $n_w$ . Из условия квазинейтральности следует, что плотность остальных электронов в этой точке должна быть равна  $\Delta n = n_{\min} - n_w$ , и в формуле (44) следует заменить  $n_{\min}$  на  $\Delta n$ . Если подобрать плотность  $n_w$  достаточно близкой к  $n_{\min}$ , можно добиться существенного уменьшения  $\Delta n$  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 идее подавления теплообмена между двумя популяциями электронов, она получила название схемы «тепловых барьеров».

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 сотрудниками [60]. Возникающая «ямка» потенциала использовалась для удержания теплых ионов, стабилизирувавших ДКН (см. разд. II.4.).

Так как время жизни основной популяции ионов велико, по сравнению со временем ион-ионного рассеяния  $\tau_{ii}$ , 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 работы [59] 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 концевой пробкотрона равна, грубо говоря,  $V_k n_0 T_i / \tau_{ii}$ , где  $V_k$  — объем концевой 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. Болдуин [61] 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 использован на амбиполярных ловушках ТМХ-Upgrade (Ливермор, США) и GAMMA-10 (Цукуба, Япония), специально созданных для проверки работоспособности тепловых барьеров. Было показано, что действительно можно получить характерные для тепловых барьеров распределения потенциала вдоль длины установки (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  $(2 \div 3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , температура электронов  $T_e \sim 100 \text{ эВ}$ ). При попытках повышения плотности вся структура тепловых барьеров по не выясненным до конца причинам «рассыпалась». Работа в направлении улучшения функционирования тепловых барьеров 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 [62]) — возникновение дивергентных скачков потенциала, наклоненных под некоторым углом к силовым линиям магнитного поля: нарушение магнитного момента ионов при пролете че-

рез такой скачок может приводить к их аномальному быстрому угловому рассеянию (см. [63]).

Упомянем здесь еще один неблагоприятный эффект, отмеченный в работе [64]: 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 плещущихся ионов, а это будет приводить к исчезновению барьеров. Чтобы избежать этого эффекта в установках реакторного масштаба, нужно будет позаботиться о дрейфовой откачке примесей.

Мнение автора 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.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Будкер Г.И. В сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций.—М.: Изд. АН СССР, 1958, т.3, с.3.
2. Бишоп А. Проект Шервуд.—М.: Госатомиздат, 1960.
3. Готт Ю.В., Иоффе М.С., Тельковский В.Г. Nucl. Fusion, 1962 Supplement, Part 3, 1962, p.1047.
4. Завойский Е.К., Недосеев С.Л., Рудаков Л.И., Русанов В.Д., Скорюпин В.А., Фанченко С.Д. Proc. of the III Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Vienna, IAEA, 1969, v.2, p.679.
5. Арсенин В.В., Жильцов В.А., Чуянов В.А. Ibid., p.528.
6. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма в ЖЭТФ, 1971, т.14, с.320.
7. Logan B.G., Brown I.G., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Phys. Rev. Lett., 1972, v.29, p.1435.
8. Константинов С.Г., Мыскин О.К., Сорокин А.Ф., Цельник Ф.А. ЖТФ, 1971, т.41, с.2527.
9. Фаулер Т.К., Пост Р.Ф. Физика плазмы, 1977, т.3, с.1408.
10. Coensgen F.H., Clauser J.F., Correll D.L., Cummins W.F., Gormezano C., Logan B.G., Molwik A.W., Nexsen W.E., Simonen T.S., Stallard B.W., Turner W.C. Proc. of the VI Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Vienna, IAEA, 1977, v.3, p.135.
11. Димов Г.И., Закайдаков В.В., Кишеневский М.Е. Физика плазмы, 1976, т.2, с.597.

12. Fowler T.K., Logan B.G. Comments on Plasma Phys. and Controlled Fusion, 1977, v.11, p.167.
13. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Письма в ЖЭТФ, 1977, т.26, с.186.
14. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма в ЖТФ, 1979, т.5, с.678.
15. Ryutov D.D. Nucl. Fusion, 1980, v.20, p.1068.
16. Чуянов В.А. В сб.: Физика плазмы (серия «Итоги науки и техники»).—М.: Изд. ВИНТИ, 1980, т.1, ч.1, с.119.
17. Simonen T.C. Proc. IEEE, 1981, v.69, p.935.
18. Yushmanov E.E. Nucl. Fusion, 1985, v.25, p.1217.
19. Post R. Nucl. Fusion, to be published.
20. Чуриков Б.В. В сб.: Вопросы теории плазмы.—М.: Энергоатомиздат, 1983, вып.13, с.3.
21. Трубников Б.В. В сб.: Вопросы теории плазмы.—М.: Госатомиздат, 1963, вып.1, с.98.
22. Семашко Н.Н. В сб.: Физика плазмы (серия «Итоги науки и техники»).—М.: Изд. ВИНТИ, 1980, т.1, ч.1, с.232.
23. Coensgen F.H., Simonen T.C. In: Physics of Plasma Close to Thermonuclear Conditions (Proc. of the International School of Plasma Physics, Varenna, 1979), Bruxelles, CEC, 1980, v.2, p.659.
24. Брагинский С.И. В сб.: Вопросы теории плазмы.—М.: Госатомиздат, 1963, вып.1, с.183.
25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля.—М.: «Наука», 1967, § 33.
26. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей.—М., Атомиздат, 1971, т.2.
27. Rosenbluth M.N., Longmire C.L. Ann. Phys., 1957, v.1, p.120.
28. Кадомцев Б.Б. В сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций.—М.: Изд. АН СССР, 1958, т.4, с.16.
29. Rosenbluth M.N., Krall N.A., Rostoker N. Nucl. Fusion, 1962 Supplement, Part 1, p.143.
30. Post R.F., Rosenbluth M.N. Phys. Fluids, 1966, v.9, p.730.
31. Михайловский А.Б. Nucl. Fusion, 1965, v.5, p.125.
32. Baldwin D. Rev. Mod. Phys., 1977, v.49, p.317.
33. Давыдов Б.И. В сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций.—М.: Изд. АН СССР, 1958, т.1, с.77.
34. Пастухов В.П. В сб.: Вопросы теории плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1983, вып. 13, с.160.
35. Kelley G.G. Plasma Phys., 1967, v.9, p.503.
36. Miyoshi S., Yatsu K., Kawabe T., Ishii K., Itakura A., Ishizuka H., Hagiwara S. Proc. of the VII Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Vienna, IAEA, 1979, v.2, p.437.
37. Coensgen F.H. et al. Phys. Rev. Lett., 1980, v.44, p.1132.
38. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. ДАН СССР, 1978, т.240, с.1086.
39. Морозов А.И., Соловьев Л.Д. В сб.: Вопросы теории плазмы, М.: Госатомиздат, 1963, вып. 2, с.177.
40. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. В сб.: Вопросы теории плазмы, М.: Энергоатомиздат, 1983, вып. 13, с.74.
41. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. В сб.: Вопросы теории плазмы, М.: Госатомиздат, 1973, вып. 7, с.205.
42. Baldwin D., Pearlstein L.D. Memorandum MFE/TC/78-189, Lawrence Livermore Lab., 1978.

43. Ступаков Г.В. *Физика плазмы*, 1979, т.5, с.958.
44. Панов Д.А. Препринт ИАЭ—3535/6, М., 1981.
45. Рудаков Л.И., Сагдеев Р.З. ДАН СССР, 1961, т.138, с.581.
46. Andreoletti J. *Comptes Rendus*, 1963, v.257, p.1235.
47. Furth H. *Phys. Rev. Lett.*, 1963, v.11, p.308.
48. Ryutov D.D. *Plasma Phys. and Controlled Fusion*, 1986, v.28, p.191.
49. Арсенин В.В. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, с.534.
50. Logan B.G. *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion*, 1981, v.6, p.199.
51. Сковорода А.А. *Физика плазмы*, 1985, т.11, с.1319.
52. Hinton F., Rosenbluth M.N. *Nucl. Fusion*, 1982, v.22, p.1547.
53. Котельников И.А., Росляков Г.В., Рютов Д.Д. *Физика плазмы*, 1987, т.13, с.403.
54. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Письма в ЖЭТФ, 1985, т.26, с.186.
55. Lane B., Post R.S., Kesner J. *Nucl. Fusion*, 1987, v.27, p.277.
56. Post R.S. et al. Докл. CN-47/C-1-3 на 11 конф. МАГАТЭ по физике плазмы и проблеме УТС, Киото, 1986.
57. Димов Г.И., Лысянский П.Б. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 86-102. Новосибирск, 1986.
58. Hershkowitz N., Breun R.A., Bronchous D.A., Callen J.D., Chan C., Conrad J.R., Ferron J.R., Colovato S.N., Goulding R., Horne S., Kidwell S., Nelson B., Persing H., Rew J., Ross S., Severn G., Sing D. *Proc. of the X Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res.*, Vienna, IAEA, 1985, v.2, p.265.
59. Baldwin D.E., Logan B.G. *Phys. Rev. Lett*, 1979, v.43, p.1318.
60. Иоффе М.С., Канаев Б.И., Пастухов В.П., Юшманов Е.Е. *ЖЭТФ*, 1974, т.67, с.2145.
61. Baldwin D. In: *Mirror Based and Field-Reversed approaches to Magnetic Fusion* (Proc. of the Intern. School on Plasma Phys., Varenna, 1983), v.1, p.109.
62. Пеккер Л.С. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 80-161. Новосибирск, 1980; *Физика плазмы*, 1984, т.10, с.61.
63. Котельников И.А. *Физика плазмы*, 1986, т.12, с.623.
64. Рютов Д.Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 86-150. Новосибирск, 1986.

Д.Д. Рютов

**Открытые ловушки  
(пробкотроны, амбиполярные ловушки)**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 31 марта 1987 г.  
Подписано в печать 10.07. 1987 г. МН 08250  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,9 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 104

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.