

621.039.626

**МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ****Б. Б. Кадожцев, В. Д. Шафранов**

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	399
2. Принципы магнитного удержания . . . . .	400
3. Токамаки . . . . .	402
а) Концепция токамака (402). б) Равновесие плазмы (403). в) Неоклассическая теория переносов (405). г) Теплопроводность плазмы (407). д) Диффузия плазмы (410). е) Примеси (411). ж) МГД-устойчивость плазмы (412). з) Неустойчивость срыва (416). и) Кинетические неустойчивости (418). к) Дополнительный нагрев и поддержание тока (419).	
4. Стеллараторы . . . . .	420
а) Физические основы (420). б) Равновесие и устойчивость плазмы (422). в) Исследования по удержанию плазмы (423).	
5. Парамагнитные пинчи . . . . .	425
6. Зеркальные ловушки . . . . .	427
7. Заключение . . . . .	430
Цитированная литература . . . . .	431

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Немногим более тридцати лет прошло с тех пор, как впервые была высказана идея использования сильного магнитного поля для термоизоляции высокотемпературной плазмы с целью осуществления в ней управляемой термоядерной реакции<sup>1-3</sup>. Простота физической идеи и заманчивая перспектива овладения неисчерпаемыми ресурсами ядерной энергии легких элементов захватили И. В. Курчатова, и он без промедления принялся за организацию соответствующих исследований. Экспериментальные работы возглавил Л. А. Арцимович. Вскоре к этим исследованиям был привлечен М. А. Леонтович, который вместе с небольшой, но активной группой теоретиков начал более глубокую разработку теории магнитного удержания плазмы. Поначалу эксперименты шли с исключительным успехом: уже в 1952 г. были получены первые нейтроны от ядерной реакции в сильноточном импульсном разряде в дейтерии<sup>4</sup>. Однако тщательный анализ экспериментальных данных, проведенный Л. А. Арцимовичем, привел его к выводу, что эти нейтроны не термоядерного происхождения, а возникают в результате появления небольшой группы ускоренных ионов.

После этого начался период многолетних упорных исследований, сочетавших глубокое изучение физических процессов в высокотемпературной плазме с опробованием и оценкой перспективности самых разнообразных подходов и схем магнитного удержания плазмы. Параллельно шла разработка теории.

И. В. Курчатову становилось все более ясно, что проблема управляемого термоядерного синтеза (УТС) оказалась гораздо более сложной и трудной для овладения, чем это казалось поначалу. Трудности только по-

выпали его энергию, и он предпринял шаги для привлечения к работам по УТС новых научных коллективов нашей страны. А в 1956 г. своей знаменитой лекцией в Харуэле <sup>5</sup> И. В. Курчатов проявил инициативу в расквечивании работ по УТС и объединении усилий международного сообщества ученых в решении этой проблемы. Шаг за шагом в исследованиях по УТС установились отношения тесного научного сотрудничества, и в настоящее время трудно представить себе возможность быстрого прогресса в этой области без постоянного общения ученых разных стран.

Многие годы упорных поисковых и базисных исследований привели к тому, что физика высокотемпературной плазмы стала одной из крупных областей современной физики. К настоящему времени накопились обширные знания по физическим процессам в плазме, удерживаемой магнитным полем. Наряду с установлением определенного приоритета с точки зрения перспектив продвижения к термоядерному реактору современные исследования продолжают линию более детального изучения различных концепций удержания плазмы и протекающих при этом физических явлений. Физика магнитного удержания плазмы оказалась чрезвычайно богатой и интересной не только для экспериментаторов, но и для теоретиков.

## 2. ПРИНЦИП МАГНИТНОГО УДЕРЖАНИЯ

Магнитное поле не ускоряет и не замедляет движения заряженных частиц, а всего лишь искривляет их траектории. Но этот эффект может быть очень сильным. Так, например, дейтрон с энергией 10 кэВ в умеренно

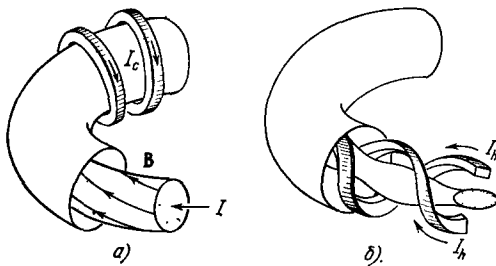


Рис. 1. Замкнутые магнитные ловушки: а) токамак; б) стелларатор-торсатрон.

Короткие стрелки показывают направление токов:  $I_c$  — в витках тороидального поля,  $I_h$  — в винтовых витках,  $I$  — в плазме токамака.

сильном магнитном поле, скажем 30—50 кГс, движется по винтовой линии с радиусом в несколько миллиметров. А траектория электрона в тех же условиях имеет вид «спиральки» с радиусом, еще в 60 раз меньшим. Поэтому, казалось бы, достаточно замкнуть магнитную силовую трубку в тор, и мы получим замкнутую магнитную ловушку. На самом деле это не совсем так, поскольку частицы не просто навиваются на искривленные силовые линии, а отклоняются от них, испытывая так называемый магнитный дрейф. Тем не менее теоретически можно представить себе широкий набор замкнутых магнитных ловушек, в которых этот дрейф в среднем скомпенсирован.

На рис. 1 в качестве примера приведены конфигурации токамака и стелларатора. В токамаке магнитное поле складывается из тороидального поля, создаваемого внешними катушками, и полоидального (т. е. лежащего в меридианальных плоскостях) поля от протекающего по плазме тока  $I$  и тока управляющих проводников, не показанных на рисунке. В результате силовые линии оказываются на вложенных друг в друга магнитных поверхностях. В стеллараторе поверхности такого рода могут быть созданы одними только внешними проводниками, т. е. круглыми катушка-

ми тороидального поля и специальными дополнительными винтовыми обмотками, а в стеллараторе типа торсатрон могут быть использованы одни винтовые обмотки, создающие и тороидальную, и полоидальную составляющие поля.

Неоднородность магнитного поля в продольном направлении может быть использована для создания так называемых открытых, или зеркальных, магнитных ловушек. В зеркальных ловушках частицы отражаются от магнитных зеркал — областей с более сильным магнитным полем (этот эффект связан с сохранением поперечного адиабатического инварианта в медленно меняющемся магнитном поле). И замкнутые, и открытые ловушки должны удерживать не только отдельные заряженные частицы, но и квазинейтральную плазму с теми электрическими полями, которые в этой плазме сами собой образуются. Желательно также, чтобы удержание плазмы не ухудшалось при увеличении плотности плазмы  $n$  (т. е. числа ионов в кубическом сантиметре) и соответственно давлению плазмы  $p = 2nT$  (предполагается, что температуры и плотности электронов и ионов одинаковы, температура  $T$  измеряется в энергетических единицах, так что постоянная Больцмана отсутствует).

Если ввести в рассмотрение величину  $\beta = 8\pi p/B^2$ , равную отношению давления плазмы к давлению магнитного поля, то последнее условие можно сформулировать как желательность сохранения удерживающих свойств магнитной ловушки при не очень малом  $\beta$ . Равновесие плотной плазмы в магнитном поле достаточно точно описывается уравнениями магнитной гидродинамики. Из этих уравнений видно, что плазма диамагнитна — она «расталкивает» силовые линии, и соответственно магнитное удержание можно рассматривать как удержание плазмы давлением магнитного поля.

Теоретически можно предложить широкое разнообразие равновесных магнитных конфигураций с плазмой. Однако, как показывают и сама теория, и эксперимент, многие из этих конфигураций оказываются неустойчивыми, причем теоретически далеко не всегда можно предсказать все последствия развития неустойчивостей. Потребовались многие годы кропотливых экспериментов совместно с тщательным теоретическим анализом, чтобы произвести селекцию и отобрать такие конфигурации, в которых отсутствовали бы наиболее опасные неустойчивости и были бы сведены до приемлемого уровня те слабые неустойчивости, с которыми можно мирно сосуществовать.

В этой широкой поисковой деятельности далеко не безразличны конечные цели достижения достаточно хорошего удержания высокотемпературной плазмы. Дело в том, что основная часть исследований направлена на поиски систем, в которых можно было бы осуществить управляемую термоядерную реакцию. А для этого необходимо создать плазму с температурой около 10 кэВ (1 кэВ равен  $1,16 \cdot 10^7$  К) и добиться настолько хорошего ее удержания, чтобы был выполнен так называемый критерий Лоусона  $n\tau > 2 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}\text{с}$ ; здесь  $n$  — плотность плазмы (точнее плотность ионов в дейтериево-тритиевой смеси, в которой должна протекать D—T-реакция синтеза He<sup>4</sup>), а  $\tau$  — характерное время удержания энергии плазмы.

Одновременно эти параметры пока еще не достигнуты, однако прогресс в исследованиях дает полную уверенность в их получении на вводимых в ближайшие годы установках. Двигаясь к этой заманчивой цели, скорее прикладного, чем общезначимого характера, физикам-исследователям пришлось вторгнуться в совершенно новую область физических явлений и создать систему представлений о поведении высокотемпературной полностью ионизованной плазмы в сильном магнитном поле.

## 3. ТОКАМАКИ

## а) Концепция токамака

Токамаки представляют собой одну из наиболее простых и вместе с тем наиболее продвинутых концепций магнитного удержания как по достигнутым параметрам плазмы, так и по уровню понимания происходящих в ней физических явлений. Внешне токамак выглядит очень просто: он похож на трансформатор, вторичной обмоткой которого является короткозамкнутый плазменный виток в виде «бублика». Этот виток создается пробоем газа в тороидальной вакуумной камере под действием вихревого азимутального электрического поля, индуцируемого с помощью пропускания импульсного тока через первичную обмотку — индуктор. За счет вихревого поля осуществляется также подъем тока в плазме до величин, составляющих в крупных установках сотни тысяч и даже миллионы ампер. Такой сильный ток, протекающий по плазме, обычно нагревает ее до температуры масштаба одного кэВ. Для достижения более высоких температур используются методы дополнительного нагрева плазмы. Таким образом, в отношении метода создания плазмы и удержания плазменного витка в равновесии, токамак сходен с так называемым пинчевым, т. е. самосжатым, разрядом. Главной индивидуальной чертой токамака является наличие сильного магнитного поля, направленного в тороидальном направлении. Это поле, которое создается специальными катушками, служит для стабилизации плазмы.

Принцип стабилизации плазменного столба с током сильным продольным магнитным полем был предложен довольно давно<sup>6,7</sup>. Как было показано Шафрановым<sup>8,9</sup>, существуют две возможности создания устойчивого тороидального разряда — либо с использованием очень сильного магнитного поля, либо с использованием умеренного магнитного поля, сравнимого с полем тока. Первая возможность реализуется в конфигурации токамака, а вторая используется в так называемых пинчах с обращенным полем (см. ниже).

Критерий стабилизации плазмы сильным магнитным полем имеет довольно простой вид, а именно,

$$q(a) = \frac{B_T a}{B_0 R} > 1, \quad (1)$$

где  $B_T$  — тороидальное магнитное поле,  $B_0$  — собственное поле тока плазмы на краю шнура,  $a$  — малый и  $R$  — большой радиус плазменного витка. Величина  $q$ , определенная соотношением (1), получила название запаса устойчивости, а само условие (1) носит название критерия Крускала — Шафранова.

Этот критерий является основным условием получения устойчивого плазменного тороидального витка в токамаке. Как мы видим, при больших токах в плазме и соответственно высоких значениях  $B_0 = 2I/ca$  оно сводится к необходимости создания очень сильного тороидального магнитного поля. В экспериментах приходится достаточно далеко уходить от теоретического предела, выбирая  $q(a) \sim 2-3$ , и только в самых последних более тщательных экспериментах удалось снизить величину  $q(a)$  до значений 1,4—1,6.

Из сказанного ясно, почему слово токамак, сокращение от «тороидальной камеры с магнитными катушками», было предложено для названия этого класса установок.

б) Р а в н о в е с и е п л а з м ы

В крупных токамаках время удержания плазмы существенно превышает характерное время парных кулоновских столкновений, поэтому локально плазма приходит в состояние, близкое к термодинамически равновесному. Соответственно функция распределения частиц по скоростям близка к максвелловской, так что наряду с плотностью  $n(\rho)$  можно говорить о локальной температуре  $T(\rho)$  ( $\rho$  — расстояние от магнитной оси). Если электронная температура совпадает с ионной, то суммарное давление плазмы  $p = 2nT$ . Оно удовлетворяет условию равновесия

$$\nabla p = \frac{1}{c} [\mathbf{j}\mathbf{B}], \tag{2}$$

где  $\mathbf{j}$  — плотность тока,  $c$  — скорость света.

Из уравнения (2) сразу следует два соотношения  $\mathbf{j}\nabla p = 0$ ,  $\mathbf{B}\nabla p = 0$ , которые показывают, что в равновесии линии тока и линии поля лежат на поверхностях постоянного давления. Таким образом, эти поверхности автоматически являются магнитными поверхностями.

В уравнении (2) в силу Ампера в правой части дает вклад не только произведение продольного тока на полоидальное поле тока, но и произведение полоидального тока на тороидальное поле. Наличие сильного продольного поля, таким образом, приводит к тому, что в отличие от простого пинча давление и квадрат полоидального магнитного поля оказываются не связанными жестко между собой. Соответственно величина  $\beta_\theta = 8\pi\bar{p}/B_\theta^2$  (где  $\bar{p}$  — среднее давление плазмы) может быть как меньше, так и больше единицы. При  $\beta_\theta < 1$  с точки зрения продольного магнитного поля шнур выглядит как парамагнитный, а при  $\beta_\theta > 1$  — как диамагнитный. Одно время выражалось сомнение в возможности осуществления диамагнитного режима,  $\beta_\theta > 1$ , когда часть давления плазмы удерживается тороидальным полем, а не полем тока. Но в настоящее время имеются экспериментальные данные с  $\beta_\theta = 2$  и выше, в том числе на крупных установках. Надо сказать, что вообще все экспериментальные данные по равновесию плазмы в токамаках находятся в полном согласии с теорией.

Равновесная магнитная конфигурация в токамаке полностью определяется формой сечения плазменного шнура, которую можно контролировать с помощью токов во внешних «формирующих» витках и двумя функциями полоидального потока  $\psi: p(\psi)$  и  $q(\psi)$ , где

$$q(\psi) = \oint \frac{B_T d\ell}{2\pi r B_p}; \tag{3}$$

здесь  $B_T = 2F(\psi)/cr$  — тороидальное,  $B_p = \nabla\psi/2\pi r$  — полоидальное магнитное поле; интеграл берется по контуру сечения. Функция потока  $\psi$  удовлетворяет нелинейному дифференциальному уравнению<sup>10,11</sup>

$$r^2 \operatorname{div} \frac{\nabla\psi}{r^2} = -16\pi^3 r^2 p'(\psi) - \frac{16\pi^2}{c^2} F(\psi) F'(\psi), \tag{4}$$

получившему название уравнения Грэда — Шафранова. Форму сечения обычно описывают с помощью параметров: аспектного отношения  $A = R/a$  ( $a$  — поперечный размер сечения), смещения центра сечения относительно оси камеры  $\Delta$ , «вытянутости»  $K$  и «треугольности»  $\delta$  сечения:

$$\begin{aligned} r &= R + \Delta + \mu \cos \theta - \delta \sin^2 \theta, \\ z &= Ka \sin \theta. \end{aligned} \tag{5}$$

В настоящее время разработаны эффективные численные методы решения уравнения (4). Это позволяет, исследуя устойчивость, определять опти-

мальные параметры и профили, а также рассчитывать необходимые формирующие токи.

Наиболее выгодной с точки зрения максимального отношения давления плазмы к давлению магнитного поля,  $\beta = 8\pi r/B^2$ , оказалось  $D$ -образное сечение с вытянутостью  $K \approx 1,5$  и с небольшой треугольностью  $\delta$ . В такой конфигурации теоретическое предельное значение параметра  $\beta$  примерно в два раза выше, чем в токамаке круглого сечения. Вытянутость по вертикали позволяет, кроме того, использовать больший объем для плазмы при том же аспектном отношении  $A$ , а также увеличивает энергетическое время жизни плазмы  $\tau_E$  (см. ниже). Преимущества использования вытянутого сечения были продемонстрированы на целом ряде установок: Т-8, Т-9, Т-12 в СССР, DOUBLET в США и др.

Особый интерес с точки зрения контроля примесей в плазме представляет равновесие с сепаратрисой, когда крайние магнитные поверхности разомкнуты и могут быть использованы для создания так называемой диверторной конфигурации (см. ниже, рис. 4).

Экспериментально было показано, что характеристики плазмы исключительно чувствительны даже к небольшим смещениям внешней магнитной поверхности плазменного шнура по отношению к камере (или диафрагме, ограничивающей шнур). Поэтому во всех современных токамаках даже при круглом сечении равновесие и точное центрирование плазмы является предметом специальных забот. В первых токамаках с длительностью импульсов масштаба десятка миллисекунд для обеспечения равновесия использовался проводящий кожух. В дальнейшем были разработаны методы управления равновесием без кожуха <sup>12</sup>. На крупных установках длительность поддержания равновесия доходит до нескольких секунд.

Важным для тороидальных систем является вопрос о предельном равновесном давлении плазмы. Этот предел связан с появлением сепаратрисы на границе плазмы благодаря компенсации полоидального поля тока с внутренней стороны тора внешним удерживающим полем  $B_{\perp}$ . Поле  $B_{\perp}$  определяется из условия баланса сил

$$\frac{2\bar{r}\pi a^2}{R} = \frac{1}{c} IB_{\perp}, \quad (6)$$

откуда  $B_{\perp} = aB_{\theta}\beta_{\theta}/2R$ ; здесь  $\bar{r}\pi a^2/R$  — сила растяжения на единицу длины под действием давления. Коэффициент 2 возникает из-за диамагнитного растяжения плазменного кольца в тороидальном поле. С внутренней стороны тора поле  $B_{\perp}$  противоположно по знаку собственному полю тока, которое из-за асимметрии распределения тока при  $\beta_{\theta} \gg 1$  равно  $\approx B_{\theta}/2$ . Условие обращения суммарного полоидального поля в нуль на внутренней стороне тора,  $B_{\perp} \approx B_{\theta}/2$ , дает, таким образом,

$$\beta_{\theta} \approx \frac{R}{a}. \quad (7)$$

Эта формула справедлива и для плазмы некруглого сечения. С учетом связи  $\beta = \beta_{\theta} B_{\theta}^2/B_T^2$  и  $q = aB_T/RB_{\theta}$  получаем оценку для предельного  $\beta$  в токамаке круглого сечения:

$$\beta \approx \frac{a}{Rq^2}. \quad (8)$$

Предельное равновесное давление достаточно высокое (в токамаке  $D$ -образного сечения достижимы значения  $\beta \sim 20-30\%$ ) и не вызывает беспокойства.

Раньше, чем ограничение по равновесию, наступает ограничение по устойчивости (см. ниже).

в) Неоклассическая теория переносов

В течение многих лет вплоть до настоящего времени одной из главных целей исследований по токамакам было нахождение законов переноса тепла и частиц поперек магнитного поля. На первый взгляд кажется, что диффузия и температуропроводность в токамаках должны быть такими же, как просто в прямом однородном магнитном поле, поскольку  $V_T \gg V_\theta$ . Однако на самом деле это не так. И в существующих, а тем более в будущих экспериментах температура плазмы настолько высока, что средняя длина свободного пробега частиц по отношению к кулоновским столкновениям оказывается больше длины тора. Поэтому между столкновениями частицы успевают пробегать достаточно большой участок силовой линии, так что переносы определяются не размером ларморовского кружочка, а величиной отклонения частиц от магнитных поверхностей в их дрейфовом движении. Количественная теория переносов с учетом реальных траекторий электронов и ионов в плазме с редкими столкновениями была развита А. А. Галеевым и Р. З. Сагдеевым<sup>13,14</sup>. Эта теория получила название неоклассической.

Качественно ее можно пояснить следующим образом. При движении вдоль силовых линий существует два класса частиц — пролетные и запертые. Запирание происходит за счет отражения частиц от магнитного зеркала на внутреннем обводе тора, где магнитное поле сильнее. Оно имеет место лишь для частиц с малой величиной продольной скорости  $v_{\parallel} \ll v\sqrt{\epsilon}$ , где  $\epsilon = \rho/R$ ,  $v$  — полная скорость частицы. При колебаниях между зеркалами запертые частицы отклоняются от магнитных поверхностей на величину  $\xi = q r_B / \sqrt{\epsilon}$ , где  $q$  — локальное значение коэффициента запаса, а  $r_B = v/\omega_B$  — ларморовский радиус частицы,  $\omega_B$  — ларморовская частота. В поперечном сечении траектория ведущего центра выглядит, как банан (рис. 2).

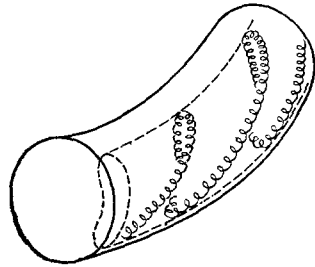


Рис. 2. Траектории запертых частиц в токамаке — так называемые «бананы».

При очень малых частотах столкновений именно запертые частицы дают основной вклад в процессы переноса, поэтому величину температуропроводности  $\chi$  можно оценить как  $\chi = f \xi^2 v_{\text{eff}}$ , где  $v_{\text{eff}}$  — эффективная частота столкновений,  $f$  — доля запертых частиц, равная  $\approx \sqrt{\epsilon}$ . Что касается  $v_{\text{eff}}$ , то в силу того, что далекие кулоновские столкновения приводят к релаксации в пространстве скоростей диффузионного типа, для запертых частиц с  $v_{\parallel}/v \approx \sqrt{\epsilon} \ll 1$  имеет место соотношение  $v_{\text{eff}} \approx v/\epsilon$ , где  $v$  — обычная частота столкновений. Таким образом, в высокотемпературной слабостолкновительной плазме переносы идут на запертых «бананах» и приводят к величине температуропроводности  $\chi \approx q^2 r_B^2 \epsilon^{-3/2} v$ , где  $r_B$  — средний ларморовский радиус частиц. Разумеется, это выражение справедливо лишь при условии, что частицы не успевают совершить удара на «банане», т. е. при  $v_{\text{eff}} < v_{\parallel}/qR$ , или  $v < (v/qR) \epsilon^{3/2}$ . В среднем для всех «бананов» под  $v$  следует понимать тепловую скорость  $v_T$ . Безразмерную величину  $v^* = v \epsilon^{-3/2} qR/v = \epsilon^{-3/2} qR/\lambda$  принято называть параметром столкновительности. Таким образом, в области очень редких столкновений, т. е. при  $v^* < 1$ ,  $\chi$  можно представить в виде  $\chi \approx q^2 r_B^2 v_T v^*/qR$ . При  $v^* > 1$  частицы с малыми  $v_{\parallel}$  успевают испытать столкновение на одном периоде колебаний вдоль силовых линий, так что говорить о «бананах» нет смысла. В этом случае основной вклад в температуропроводность

дают пролетные частицы, успевающие испытать один удар на одном обороте по малому радиусу. За счет тороидального дрейфа такие частицы успевают испытать смещение  $\xi \approx qr_B v_T / v_{\parallel}$ , их доля  $f \cong v_{\parallel} / v_T$ , а условие того, что частицы успевают испытать один удар на обороте, имеет вид  $v_{\text{eff}} \cong v_{\parallel} / qR$ . Получающаяся отсюда оценка для  $\chi \cong f \xi^2 v_{\text{eff}}$  приводит к так называемому «плато», т. е. величине  $\chi \cong q^2 r_B^2 v_T / qR$ , не зависящей от частоты столкновений. «Плато» простирается вплоть до значения  $v = v_T / qR$ , т. е.  $\lambda = qR$ , когда  $v^* = \varepsilon^{-3/2}$ . При  $v^* \geq \varepsilon^{-3/2}$  начинается область частых столкновений, получившая название области Пфирша — Шлютера. В этой области  $\chi \approx q^2 r_B^2 v$ . Таким образом, полная зависимость для  $\chi$  имеет вид

$$\chi = q^2 r_B^2 \frac{v_T}{qR} \mathcal{F}(v^*), \quad (9)$$

где  $\mathcal{F} \cong v^*$  при  $v^* < 1$ ,  $\mathcal{F} \cong qR/\lambda$  в области частых столкновений  $v^* > \varepsilon^{-3/2}$  и  $\mathcal{F} = 1$  в области плато. Теоретические зависимости для ионной  $\chi_i$  и электронной  $\chi_e$  температуропроводностей качественно представлены на рис. 3, а. Как мы видим,  $\chi_i \gg \chi_e$  просто потому, что  $r_B^2 v_T$  пропорционально корню из массы частиц, а длины свободного пробега для ионов и электронов примерно одинаковы.

Мы здесь описали чисто качественную картину, на самом деле для  $\chi$  имеются точные количественные расчеты. Эти расчеты<sup>15</sup> дают зависимости для  $\chi_i$ ,  $\chi_e$  без изломов, более гладкие.

Что касается коэффициента диффузии плазмы  $D$ , то в неоклассической теории он имеет порядок величины  $\chi_e$ , т. е. должен быть существенно меньше  $\chi_i$ . Неоклассическая теория позволяет также рассчитать диффузию примесей относительно основной плазмы, а кроме того, она указывает на возможность других весьма интересных транспортных явлений.

Одно из них — так называемое пинчевание на запертых частицах, которое вначале качественно было указано Уэйром<sup>16</sup>. Оно возникает по следующей причине. Запертые частицы, отражаясь от магнитных зеркал при приближении вдоль силовых линий к внутреннему обводу, описывают траектории типа «бананов», которые не охватывают магнитной оси. При приложении вихревого электрического поля  $E$  вдоль тора, они начинают дрейфовать по радиусу со скоростью  $v_d$ , которая определяется балансом силы Лоренца  $ev_d B_{\theta} / c$  и  $eE$ . Так как доля запертых частиц  $\approx \sqrt{\varepsilon}$ , то суммарная макроскопическая скорость оказывается равной  $v_d \approx (cE/B_{\theta}) \sqrt{\varepsilon}$ . Неоклассическая теория позволяет найти более точное значение для  $v_d$  во всей области частот столкновений, включая более слабый эффект пинчевания на пролетных частицах.

Другой эффект, симметричный по отношению к пинчеванию, получил название бутстрэп-тока (тока, поддерживаемого самой плазмой, подобному известному в сказке про Алису поддержанию ее самой за шнурки от ботинок — «бутстрэпы»). Этот эффект появляется при  $\beta_{\theta} > \sqrt{R/a}$ , когда полоидальное  $\beta$  запертых частиц, т. е.  $\beta_{\theta} \sqrt{a/R}$ , становится больше единицы<sup>17,18</sup>. В этом случае запертые частицы при диффузии способны расталкивать силовые линии полоидального магнитного поля, препятствуя тем самым его распаду из-за конечной проводимости. Теория позволяет точно рассчитать этот эффект (который в токамаках и стеллараторах пока не наблюдался, возможно, из-за влияния малых флуктуаций магнитного поля<sup>19</sup>). Неоклассическая теория позволяет рассчитать также многие другие тонкие эффекты: влияние запираания частиц на продольную электропроводность, вязкость, влияние гофрировки поля на переносы и т. д. Коротче



говоря, неоклассическая теория в настоящее время достигла своего полного развития, и возникает вопрос, в какой мере экспериментальные данные согласуются или не согласуются с этой теорией.

г) Теплопроводность плазмы

Исследование теплопроводности плазмы поперек магнитного поля было и продолжает быть в центре внимания экспериментальных исследований на токамаках — ведь именно величина теплопроводности является основным показателем эффективности магнитного удержания плазмы. Первая попытка приведения в систему результатов этих исследований

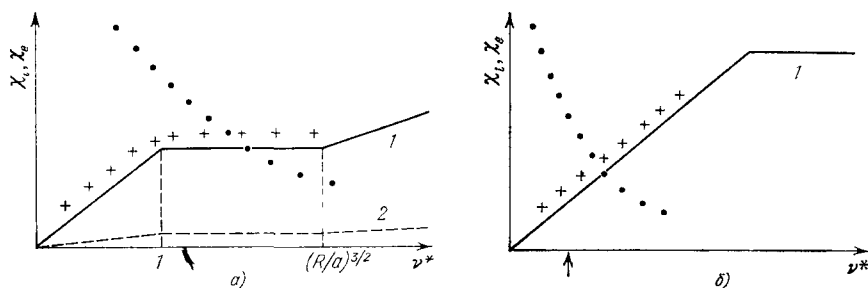


Рис. 3. Температуропроводность плазмы: а) в современных экспериментах б) в будущих реакторах-токамаках.

Стрелочкой указана рабочая точка. — —  $\chi_i$ , теория;  $\times \times \times$  —  $\chi_i$ , эксперимент (качественно) — — — —  $\chi_e$ , теория; . . . —  $\chi_e$ , эксперимент (качественно).  $\nu^* = (qR/\lambda) (R/a)^{3/2}$ ;  $\lambda$  — длина свободного пробега.

была предпринята Л. А. Арцимовичем<sup>20,21</sup>. Он показал, что в существующих к тому времени немногочисленных экспериментах утечка тепла по ионному каналу удовлетворительно соответствовала результатам неоклассической теории в области плато (именно в этой области и проводились эксперименты), а перенос тепла по электронному каналу существенно превосходил теоретическую величину. В последующие годы были построены новые токамаки, которые позволили значительно расширить диапазон параметров плазмы на разных установках и получить гораздо более полную информацию относительно ионной и электронной теплопроводности.

Прежде всего, использование дополнительного (по сравнению с джоулевым) нагрева позволило существенно повысить температуру плазмы и тем самым перейти в область редких столкновений (т. е. перенос на «бананах» запертых частиц). На установках T-11 и PLT удалось получить плазму с  $\nu^* = \nu q R / v_T \epsilon^{3/2} \ll 1$ , где  $v_T$  — тепловая скорость,  $\epsilon = a/R$  — тороидальность. В особенности глубоко в область редких столкновений вплоть до  $\nu^* \sim 10^{-2}$  прошли на PLT, где была достигнута температура ионов  $T_i(0) \cong 7$  кэВ при  $n_e(0) = 4,5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Результаты этих экспериментов хорошо (т. е. в пределах фактора двойки — тройки) согласуются с неоклассической теорией. Чисто схематически это иллюстрируется рис. 3а, где крестиками показано, что эксперимент хорошо согласуется с теорией как в области плато, так и в области редких столкновений (крестики — это не экспериментальные точки, а схематическое изображение экспериментальной зависимости).

Таким образом, в отношении ионного канала имеется хорошее согласие теории и эксперимента, и результативно можно утверждать, что в будущих термоядерных реакторах перенос тепла по ионному каналу будет невелик, если только он не усиливается специально, например в целях

регулирования темпа горения D—T реакции (для усиления ионного теплопереноса может быть использована малая гофрировка магнитного поля, которая может заметно влиять на траектории запертых частиц).

В отношении электронного канала также накоплена обширная экспериментальная информация. Варьирование параметров плазмы в отдельных установках, в особенности с использованием дополнительного нагрева, и сравнение между собой результатов на разных установках позволило предпринять попытки найти чисто эмпирические закономерности, или, как их принято называть, скейлинги, для времени удержания энергии по электронному каналу  $\tau_{Ee}$  или электронной теплопроводности  $\chi_e$ . Разными авторами предлагались разные эмпирические формулы для  $\tau_{Ee}$  и  $\chi_e$ , которые иногда очень сильно различаются между собой, но примерно с одинаковой точностью описывают результаты экспериментов. Это связано, с одной стороны, с тем, что сами экспериментальные данные имеют большой разброс, а с другой стороны, в режимах с омическим нагревом есть одна дополнительная связь между параметрами плазмы (мощность омического нагрева выражается через те же величины, что и  $\chi_e$ ), что затрудняет нахождение чистых зависимостей. Лишь в последнее время с учетом экспериментов с дополнительным нагревом в этом вопросе стала появляться бóльшая ясность.

Тем не менее нам хотелось бы упомянуть о так называемом алкаторном скейлинге, который в свое время позволил систематизировать определенный круг экспериментальных данных по  $\chi_e$  в токамаках с омическим нагревом. Этот, пожалуй, один из наиболее простейших и поэтому довольно популярный скейлинг был получен на установке ALCATOR-A, где благодаря возможности варьирования магнитного поля можно было изменять в очень широких пределах плотность. В результате было показано, что именно плотность плазмы, а не другие ее параметры (температура, магнитное поле, ток) влияют на время удержания энергии плазмы. А именно, энергетическое время жизни на этой установке оказалось просто пропорциональным плотности плазмы. Путем сопоставления с экспериментами на других установках была предложена эмпирическая формула, которая впоследствии была еще более упрощена группой проектирования международного токамака-реактора ИНТОР<sup>22</sup>. Эта упрощенная формула

$$\tau_E = 5 \cdot 10^{-10} \bar{n} a^2 (\text{с}). \quad (10)$$

Иногда называется скейлингом ИНТОРА; здесь  $\bar{n}$  — средняя плотность плазмы в  $\text{см}^{-3}$ ,  $a$  — малый радиус тора в см. Упрощенному алкаторному скейлингу, т. е. скейлингу ИНТОР, соответствуют очень простые эмпирические выражения для теплопроводности  $\chi_e = 5 \cdot 10^{17}/n \text{ см}^2 \text{с}^{-1}$  и теплопроводности  $\kappa_e = n\chi_e = \text{const} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1} \text{с}^{-1}$ . В очень грубом приближении эти выражения неплохо согласуются с большим числом экспериментальных данных, в особенности, при джоулевом нагреве. Однако у них имеется большой дефект, состоящий в их чисто эмпирическом представлении. Они не выражены через плазменные параметры, и поэтому нет уверенности в возможности их использования при далекой экстраполяции на будущие более крупные установки. По аналогии с принятыми в других областях физики, например в гидродинамике, приемами использования эмпирических законов в виде безразмерных критериев, в отношении  $\chi_e$  кажется естественным применение размерностного анализа<sup>23,24</sup>.

Для этого и стартовать удобно от выражения для  $\chi_e$ , представленного через естественные для плазмы токамака физические величины. Не так давно в очень аккуратной серии экспериментов В. В. Муховатова, В. Г. Мережкина и др.<sup>25,26</sup> на установке T-11 с использованием диафрагм для изучения зависимости  $\chi_e$  от  $\rho$ , было получено эмпирическое выраже-

ние для  $\chi_e$ , которое можно представить в виде

$$\chi_e \cong \frac{\varepsilon^{7/4}}{qRn r_e} \left( \frac{2T}{mA} \right)^{1/2}; \quad (11)$$

здесь  $\varepsilon = \rho/R$ ,  $\rho$  — расстояние от магнитной оси по данной точке,  $q$  — локальный коэффициент запаса устойчивости,  $R$  — большой радиус тора,  $r_e = e^2/mc^2$  — классический радиус электрона,  $T$  — локальная электронная температура,  $m$  — масса электрона,  $A$  — атомная масса иона.

Эмпирическая формула Муховатова — Мережкина неплохо согласуется с другими экспериментальными данными, в частности с измерениями локальных значений для  $\chi_e$  в T-10<sup>27</sup> и FT<sup>28</sup>. Не исключено, что предсказываемая зависимость от  $\varepsilon$  является слишком сильной: результаты последних экспериментов на установке ALCATOR-C<sup>29</sup> согласуются скорее с линейной зависимостью от  $\varepsilon$ .

Как мы видим, согласно (11)  $\chi_e$  действительно зависит от плотности как  $n^{-1}$ , а зависимости от остальных параметров не столь резки, поскольку температура в более крупных установках, как правило, выше, а параметры  $a/R$  и  $q$  изменяются в не очень широком интервале.

Выражение (11) имеет определенное теоретическое обоснование<sup>30,31</sup>. А именно, как видно, в его структуре основной размерный «блок» может быть представлен в виде  $(v_e/qR)c^2/\omega_{pe}^2$ , где  $v_e$  — электронная тепловая скорость,  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$  — ленгмюровская частота. Величина  $c/\omega_{pe}$  соответствует хорошо известной глубине проникновения магнитного поля в электронный газ без столкновений (в сверхпроводниках это лондоновская глубина проникновения поля), а  $qR/v_e$  — характерное время пролета электронов вдоль магнитного поля. Соответственно электронную теплопроводность можно связать с так называемым «магнитным флаттером»<sup>32-35</sup>, т. е. с малыми колебаниями магнитных поверхностей из-за шумов в плазме. При приближении друг к другу магнитные поверхности могут «обмениваться» силовыми линиями за счет их перезамыкания на ширине  $\delta \sim c/\omega_{pe}$ . В результате магнитные силовые линии слабо стохастизируются с коэффициентом диффузии силовых линий  $D_B \sim \delta^2/qR$  ( $qR$  — характерная длина, на которой происходит перезамыкание). Стохастичность поля приводит к переносу электронов с температуропроводностью  $\chi_e = v_e D_B$ . Дополнительная зависимость от  $\varepsilon$  появляется из-за того, что основной для перезамыкания является составляющая возмущения поля на наружном обводе.

Как мы видим, выражение (11) имеет сугубо бесстолкновительный характер, оно не содержит никакой зависимости от параметра столкновительности  $\nu^*$ . В недавно проведенных экспериментах по мощному дополнительному нагреву в установках T-11, ASDEX, DOUBLET-III, ISX-B, PDX<sup>36-40</sup> были получены данные по теплопроводности плазмы с большими значениями  $\beta_\theta$  и  $\beta$  — отношением давления плазмы к давлению соответственно полоидального и тороидального магнитных полей. На установке DOUBLET-III была достигнута рекордная величина  $\beta = 4,7\%$  при достаточно хорошем удержании энергии плазмы, несколько меньшие значения  $\beta$  получены и на других установках. Во всех этих экспериментах с большими  $\beta_\theta$ ,  $\beta$  наблюдается некоторое ухудшение удержания плазмы, которое не может быть объяснено только ухудшением объемного распределения вклада энергии при дополнительном нагреве по сравнению с омическим нагревом. Ухудшение удержания можно учесть некоторым дополнительным фактором усиления  $F$  в (11). Этот фактор пока не превышает двойки-тройки даже в установках ISX-B и PDX, где наблюдаются наиболее значительные отклонения от скейлинга омического нагрева типа «мягкого предела» по  $\beta_\theta$  (в ISX-B) или по  $q\beta$  (в PDX). Фактор  $F$  учитывает возрастание  $\chi_e$

с ростом  $\beta_\theta$ , или  $q\beta$ , так что в нем появляется дополнительная зависимость от безразмерных параметров, не вошедших в (11). Оказывается также, что  $F$  зависит благоприятным образом от  $\nu^*$  (т. е. уменьшается вместе с  $\nu^*$ ). Поэтому результаты ухудшения удержания энергии плазмы с ростом  $\beta_\theta$ ,  $\beta$  пока еще нельзя считать пессимистическими с точки зрения экстраполяции на будущие крупные установки. Скорее всего, в существующих экспериментах проявляются баллонные резистивные моды<sup>41,42</sup>, роль которых будет уменьшаться по мере повышения температуры плазмы.

Таким образом, результативно мы имеем картину, качественно представленную на рис. 3. Ионная теплопроводность с точностью до фактора 2—3 согласуется с неоклассической теорией, она будет мала в будущих экспериментах (рис. 3б). Электронная теплопроводность аномальна, т. е. на один-два порядка превышает неоклассическую величину и имеет совершенно другую зависимость от параметров плазмы (например, не зависит от  $\nu^*$  при небольших  $\beta_\theta$ ). В будущих установках, как качественно представлено на рис. 3б, именно электронный канал является главным каналом потерь энергии из плазмы. Эмпирическая величина (11) для  $\chi_e$  является вполне приемлемой для будущих термоядерных установок, но более точное выяснение возможного ее усиления при больших  $\beta$  является весьма актуальной задачей.

#### д) Д и ф ф у з и я п л а з м ы

Кроме теплопроводности в плазме токамака протекают и другие транспортные процессы: перенос частиц поперек магнитного поля, т. е. диффузия основной водородной плазмы и примесей, перераспределение тока и полоидального магнитного поля, вязкое перераспределение углового момента вращения, перенос нейтрального газа за счет перезарядки на плазме. Все эти процессы важны для понимания происходящих в плазме физических явлений и в отношении многих из них накоплена обширная экспериментальная информация, которая, впрочем, не достигла еще состояния ясной и полной картины. Это относится, в частности, к диффузии плазмы.

С точки зрения классической теории существует большое различие между диффузией чисто водородной плазмы и диффузией примесей в водородной плазме. Дело в том, что в силу квазинейтральности в чисто водородной плазме поток ионов должен в точности совпадать с потоком электронов, что гарантируется подстройкой радиального электрического поля, возникающего при малом нарушении амбиполярности диффузии. Поэтому по неоклассической теории коэффициент диффузии водородной плазмы оказывается порядка электронной температуропроводности  $\chi_e$ , т. е. очень мал.

Но на самом деле электронная теплопроводность сильно аномальна, поэтому нет оснований ожидать, что реальный коэффициент диффузии будет близок к теоретическому. И в самом деле, многочисленные эксперименты показывают, что экспериментальный коэффициент диффузии плазмы аномален, он составляет обычно величину  $(0,2 \div 0,3) \chi_e$ <sup>43</sup>. Одновременно с диффузией протекает процесс пинчевания, скорость которой при не очень высоких плотностях близка к неоклассической. Однако при высоких плотностях плазмы, как это было показано на установках ALCA-TOR-A, FT, PLT, появляется усиленное пинчевание, сопровождаемое усилением диффузии на периферии. Этот вопрос находится в стадии активных исследований.

Что касается примесей, как правило, многозарядных, то их диффузия не связана тесно с электронной компонентой, так как переносимый ими электрический заряд может быть компенсирован обратным потоком водо-

рода. Поскольку ионную теплопроводность также можно рассматривать как противопоток ионов с разной энергией, то коэффициент диффузии примесей  $D_z$ , очевидно, имеет порядок величины  $\chi_1$ , т. е. он даже по теории парных столкновений существенно превышает теоретическую величину  $\chi_e$ . Далее, так как примесный ион с зарядом  $Z$  вытесняет  $Z$  ионов водорода, то с точки зрения минимума химпотенциала кажется выгодным скопление многозарядных ионов в центре разряда, т. к. при этом сможет произойти радиальное расширение водородной компоненты. Такой эффект действительно предсказывается классической теорией, хотя имеет место и обратный эффект расталкивания примесных ионов за счет термодиффузии, пропорциональной градиенту температуры.

Экспериментальная картина поведения примесей достаточно сложна, поскольку предсказываемые неоклассической теорией явления переноса протекают на фоне аномальной диффузии как основной плазмы, так и примесей, причем проявляются оба процесса. Поэтому экспериментально иногда и наблюдаются эффекты повышения плотности примесей в центре, но, как правило, в обычных условиях умеренного уровня шумов коэффициенты диффузии примесей с разными  $Z$  оказываются близкими между собой, эффекты скопления примесей в центре и термодиффузионные эффекты не проявляются. Имеются указания на то, что коэффициенты диффузии примесей уменьшаются с ростом атомного номера основной плазмы<sup>29,44</sup>. К настоящему времени предложены некоторые методы активного воздействия на потоки примесей с целью выведения их из плазмы: пучками частиц, резонансными ВЧ волнами, асимметрией подпитки газом на периферии. Все эти методы являются предметом обширных экспериментальных исследований<sup>40,42,45-47</sup>.

#### е) П р и м е с и

Примеси в токамаках играют очень большую роль. Даже в небольшой концентрации они приводят к большим радиационным потерям, главным образом, в виде линейчатого излучения, что уже само по себе плохо с точки зрения удержания энергии плазмы. Но, кроме того, примеси оказывают дополнительное неконтролируемое влияние на распределение температуры и плотности тока по радиусу, приводя к формированию профилей, подверженных МГД-неустойчивости. Именно с разработкой методов подавления уровня примесей в плазме и связан прогресс в получении высоких параметров плазмы в токамаках. Вместе с тем, в будущих крупных установках примеси могут играть и положительную роль — подбором их концентрации и состава можно целенаправленно влиять на распределение температуры по радиусу.

Типичными примесями являются «легкие» — углерод и кислород, содержащиеся в большом количестве на поверхности вакуумной камеры, и «тяжелые» — атомы материала стенок и лимитеров, образуемые за счет распыления горячими ионами и нейтралами. В современных установках легкие примеси полезны: в центральной области они полностью ионизованы и не дают линейчатого излучения, а на периферии они приводят к охлаждению плазмы и уменьшению темпа поступления тяжелых примесей. В реакторной плазме концентрация легких примесей может быть на уровне нескольких процентов, а тяжелых не должна превышать сотых долей процента.

К настоящему времени разработаны эффективные методы очистки плазмы от примесей, позволяющие получать достаточно чистую плазму с  $Z_{\text{eff}} \approx 1$ . В будущих крупных установках, где температура плазмы и нагрузка на стенку будут выше, проблема примесей станет более серьезной и требующей специального внимания. Наиболее эффективным средством

защиты плазмы от тяжелых примесей является так называемый дивертор, т. е. специальная конфигурация магнитного поля, позволяющая отводить весь или часть потока с поверхности плазмы вдоль силовых линий в специальные объемы, где можно ослабить взаимодействие плазмы со стенками (точнее, с приемными пластинами). Примеры диверторных конфигураций представлены на рис. 4.

Эксперименты по проверке эффективности диверторов были проведены как на установках среднего масштаба DIVA, T-12, DITE<sup>48-50</sup>, так и крупных: DOUBLET-III, ASDEX, PDX<sup>51,52,37</sup>. Они показали, что

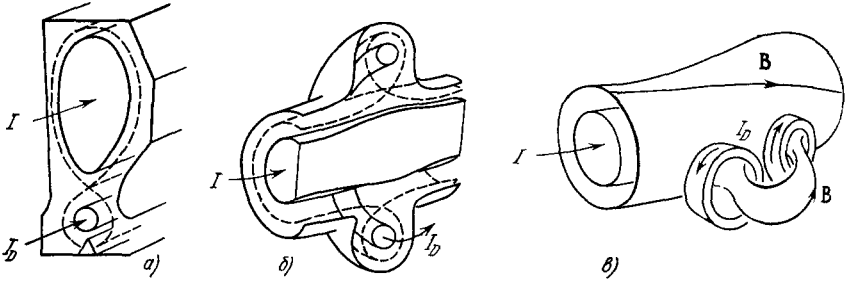


Рис. 4. Диверторы: а) полоидальный, с D-образным сечением плазмы; б) тороидальный; в) бандл-дивертор.

использование дивертора приводит к существенному (примерно на порядок) снижению содержания тяжелых примесей в плазме. Особенно интересный режим работы дивертора с высокой плотностью холодной плазмы в диверторной камере был исследован в установках DOUBLET-III, ASDEX. Было показано, что в этом случае образуется как бы газовая подушка (плазменный бланкет), принимающая на себя поток плазмы из основной камеры и перераспределяющая его на большую поверхность диверторной камеры. Применение дивертора не только уменьшает интенсивность взаимодействия плазмы со стенками, но и позволяет решить проблему откачки продуктов термоядерной реакции ( $\alpha$ -частиц), что необходимо для стационарного режима работы реактора.

#### ж) МГД-устойчивость плазмы

Плазма токамака является термодинамически неравновесной системой. В ней имеется большой резервуар свободной энергии — магнитной, связанной с током, и газокINETической, связанной с давлением. Оба они могут стать источником крупномасштабных магнитогидродинамических неустойчивостей, приводящих к перестройке или даже разрушению плазменной конфигурации. В токамаке с  $\beta_0 \lesssim 1$  главный резервуар свободной энергии связан с током, необходимым для поддержания тороидального равновесия.

При рассмотрении неустойчивостей в тороидальных системах большое значение имеет понятие резонансного возмущения. Это винтовое возмущение вида  $e^{i(m\theta - n\varphi)}$ , шаг которого совпадает со средним шагом магнитной силовой линии. Условие этого

$$nq = m. \quad (12)$$

Магнитная поверхность, на которой выполняется это условие, называется резонансной. Резонансные возмущения не приводят к локальным изгибам магнитной силовой линии, которые требуют затраты энергии. Действуя

вдоль всей магнитной силовой линии, даже малое резонансное возмущение может далеко увести силовую линию от невозмущенного положения. Если шаг силовых линий на разных поверхностях не постоянный, т. е. имеется «шир» — перекрещенность силовых линий:  $s = -\rho q'(\rho)/q \neq 0$ , то на некотором расстоянии от резонансной магнитной поверхности возмущение будет менять знак вдоль силовой линии и общий эффект его ослабится. Таким образом, шир ограничивает ширину возмущенного слоя. Структура этого слоя зависит от электропроводности среды. В вакууме или в среде с конечной проводимостью в возмущенном слое образуется островная структура магнитных поверхностей. Резонансная поверхность как бы расщепляется на  $m$  винтовых волокон. В приближении идеальной проводимости существует топологический запрет на расщепление. В этом случае на резонансной поверхности возникают особенности: разрыв функций и их производных, в том числе появляется поверхностный ток.

Наиболее крупный масштаб имеют так называемые винтовые неустойчивости плазмы со свободной границей, когда вне токового канала проводимость равна нулю. Эти неустойчивости могут возникать, когда резонансная магнитная поверхность расположена снаружи от токового канала вблизи его границы. Они создают деформацию поверхности плазменного шнура, затрагивая при этом и его центральную часть. Кривизна тора здесь не играет существенной роли, и при теоретическом рассмотрении тор можно заменить цилиндром с отождествленными концами. При малых деформациях цилиндра вектор смещения элемента объема плазмы можно представить в виде набора гармоник типа  $\xi = \xi(\rho) \exp\{i(m\theta + n\phi + \nu t)\}$ . Теоретическое исследование неустойчивости токового канала начиналось с наиболее очевидной изгибной неустойчивости (мода  $m = 1$ ). Именно для ее стабилизации было предложено использовать сильное продольное магнитное поле, ставшее одним из основных элементов токамака. Условие устойчивости моды  $m = 1$  ( $q(a) = aB_T/RB_\theta(a) > 1$  означает, что магнитная силовая линия на границе токового канала, пройдя вдоль всего тора, проворачивается по азимуту на угол, меньший  $2\pi$  (иначе, шаг винта больше длины системы).

Стабилизируя моду  $m = 1$ , продольное магнитное поле может вызвать, однако, неустойчивость мод  $m \geq 2$ , деформирующих сечение плазменного шнура без нарушения формы его оси. Первые исследования неустойчивости с идеализированными профилями плотности тока приводили к пессимистическому выводу о неизбежности винтовой неустойчивости какой-либо из высших мод. Детальный анализ<sup>53</sup> показал, к счастью, что неустойчивость возникает только в некоторых зонах значений  $q(a)$ :

$$m - \alpha < nq(a) < m, \tag{13}$$

причем коэффициент  $\alpha$  и величина инкремента  $\nu$  для мод  $m \geq 2$  сильно зависят от профиля тока (рис. 5). Для однородного и скинированного тока  $\alpha \geq 1$ , и зоны неустойчивости перекрывают весь диапазон значений  $q(a)$ . Однако при колоколообразном профиле плотности тока неустойчивые

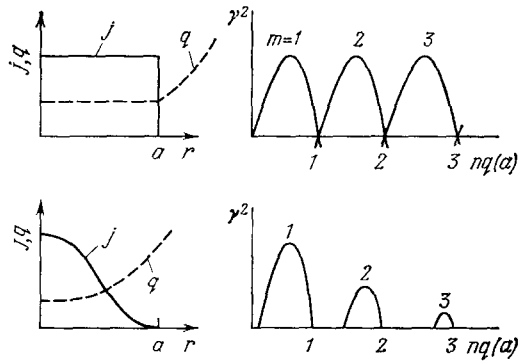


Рис. 5. «Щели устойчивости» в токамаке для винтовых возмущений  $\exp\{i[m\theta - (nz/L)]\}$ : а) плоский профиль тока; б) колоколообразный профиль тока.

зоны сужаются ( $\alpha < 1$ ) и между зонами неустойчивости возникают окна устойчивости, которые и делают токамак жизнеспособной системой.

Наличие чередующихся зон неустойчивостей объясняется следующим образом. Слева от левой границы зоны неустойчивости деформации плазменного шнура препятствует собственное магнитное поле тока  $B_\theta$ . Справа от этой границы проявляется дестабилизирующее действие продольного поля на искривленный шнур с током. С укорочением длины возмущений все большую роль начинает играть эффект возбуждения поверхностного (реально, распределенного в тонком слое) тока при смещении высокопроводящей плазмы относительно продольного поля. При  $nq(a) > m$  его стабилизирующее действие превосходит дестабилизацию от взаимодействия искривленного тока с внешним полем<sup>54</sup>.

Наиболее резко винтовая неустойчивость проявляется при скиннированном токе, которому соответствует немонотонный профиль  $q(\rho)$  с минимумом внутри плазмы. Эта неустойчивость не позволяет развиваться скиннированному распределению тока. По мере нарастания тока в токамаке наблюдаются всплески колебаний при прохождении целочисленных  $q(a)$  (от  $q > 10$  до  $q \sim 2 \div 3$ ) и устанавливается колоколообразный профиль тока. Это явление моделируется численно<sup>55</sup> на основе установленной для процессов пересоединения магнитных поверхностей связи между начальными и конечным состоянием<sup>56</sup>. Условие неустойчивости (13) соответствует попаданию резонансной магнитной поверхности в промежуток  $a < \rho < \sqrt{m/(m-\alpha)} a$  вне токового канала. Развитие винтовых мод сопровождается расщеплением этой резонансной магнитной поверхности.

Если резонансная поверхность  $q(\rho) = m/n$  попадает внутрь шнура, то в приближении идеальной проводимости плазмы соответствующая винтовая мода не может развиваться, так как условие вмороженности магнитного поля накладывает запрет на изменение его топологии. При этом, однако, возможно развитие более медленной диссипативной винтовой моды, называемой тиринг-модой (от английского tearing — разрывающая), развитие которой связано с процессом перезамыкания магнитных поверхностей и образованием их волокнистой структуры. Критерий возникновения тиринг-неустойчивости качественно такой же, как и идеальной винтовой неустойчивости. Если при крутом спаде плотности тока резонансная поверхность находится снаружи от поверхности максимального градиента, то неустойчивость развивается. Попадание резонансной поверхности внутрь основного токового канала приводит к стабилизации моды. Это хорошо известно экспериментаторам. Резкое охлаждение края устойчивой плазмы (при соприкосновении с диафрагмой или при инъекции нейтрального газа, сопровождаемой радиационным охлаждением периферии) приводит к контракции токового канала. Если при этом резонансная поверхность оказывается вне токового канала, то устойчивость резко ухудшается.

Теоретически показано, что колоколообразный профиль тока с малым градиентом в поверхностном слое может обеспечить устойчивость относительно всех крупномасштабных (низкие  $m$ ,  $n$ ) винтовых и тиринг-мод. Экспериментальная техника получения устойчивых режимов, требующая специальной подготовки стенок камеры, во избежание неконтролируемого притока примесей, тщательного контроля равновесия, программированного нарастания тока, поддува нейтрального газа в разряд, сводится, как становится все более ясным, к созданию оптимального для устойчивости профиля тока. Использование всей этой технологии позволило за последние годы осуществлять устойчивые режимы при  $q(a) < 2$  вместо  $q(a) \approx 3-5$  в экспериментах 60-х годов. Это означает увеличение тока без повышения продольного магнитного поля и соответствующее улучшение нагрева и удержания плазмы.



При выполнении условий макроскопической устойчивости в плазме возможно еще развитие внутренних МГД-неустойчивостей. Одна из них, также связанная не с давлением, а с током — внутренняя винтовая мода  $m = 1$ <sup>53</sup>. Она возникает, когда в результате обострения профиля тока, благоприятного для стабилизации рассмотренных выше поверхностных мод, значение  $q$  на оси становится меньше единицы. В этом случае центральная часть, ограниченная резонансной поверхностью  $q(\rho_s) = 1$ , может искривиться по винту. В поперечном сечении внутренняя часть сдвигается наружу, прижимается к резонансной поверхности. При идеальной проводимости эта мода слабая, однако включение диссипативных эффектов, приводящих к пересоединению магнитных поверхностей в месте их сжатия, приводит к значительному повышению инкремента и эта неустойчивость легко обнаруживается экспериментально в виде пилообразных колебаний температуры центральной части (см. ниже).

Помимо присущих токамаку крупномасштабных винтовых неустойчивостей, которые проявляются даже при нулевом давлении плазмы, в нем возможна и общая для всех магнитных ловушек неустойчивость, вызываемая градиентом давления плазмы. Она связана с перемещением магнитных трубок с плазмой в положение с меньшей общей энергией и может развиваться в окрестности замкнутых магнитных силовых линий. Область ее локализации ограничена широм — изменением шага винта силовых линий. Эта неустойчивость при нулевом шире соответствует рэлей-тейлоровской неустойчивости жидкости в поле тяжести, если плотность ее растет с высотой. Роль силы тяжести при магнитном удержании играет кривизна магнитных силовых линий. Если силовые линии выпуклые и нет шира, то плазма неустойчива.

Стабилизирующее влияние на плазму умеренного давления оказывает шир,  $q'(\rho) \neq 0$ , а также знакопеременность нормальной кривизны магнитных силовых линий, равная по определению и с учетом уравнения (2)

$$k_n = -\mathbf{n} \frac{\mathbf{B}}{B} \nabla \frac{\mathbf{B}}{B} = -\frac{\mathbf{n} \nabla (B^2 + 8\pi p)}{2B^2} \quad (14)$$

( $\mathbf{n}$  — внешняя нормаль к магнитной поверхности). На внешней стороне тока всегда  $k_n > 0$ . На внутренней же стороне тока при  $q > 1$  силовая линия вогнута. Средняя кривизна силовой линии, которую и «чувствует» плазма с  $\beta_0 \ll 1$ , благодаря высокой (звуковой) скорости выравнивания давления вдоль магнитной трубки, оказывается отрицательной. Поскольку положительная кривизна соответствует уменьшению напряженности магнитного поля, а отрицательная — его росту от рассматриваемой поверхности, о возможности отрицательной средней кривизны говорят также, как о создании средней магнитной ямы. Благодаря возникающей в токамаке магнитной яме критерий локальной устойчивости умеренного давления  $\beta_0 \ll 1$  весьма благоприятный<sup>57</sup>:

$$\frac{s^2}{4} + \frac{8\pi p'(\rho)\rho}{B^2} (1 - q^2) > 0. \quad (15)$$

Если локальное значение  $q(\rho) > 1$ , то устойчивость обеспечена. Магнитная яма стабилизирует также диссипативные локальные моды, на которые не влияет шир.

Все рассмотренные виды неустойчивости относились к случаю умеренного давления плазмы,  $\beta_0 \ll 1$ , что соответствует  $\beta = \beta_0 (a/Rq)^2 \sim (a/Rq)^2$ . Расчеты показывают, что для реактора необходимо иметь  $\beta \geq 5\%$ . Такие значения  $\beta$ , как отмечалось выше, не представляют проблемы с точки зрения равновесия, но могут повлиять на устойчивость. Дело в том, что при  $\beta_0 \sim R/a$  газокинетического давления хватает, чтобы

на внешнем обводе тора вызвать изгибание магнитной силовой трубки при закрепленных ее концах на внутреннем обводе в области отрицательной кривизны. Для расчета давления, при котором возникает такая «баллонная» неустойчивость, разработан изящный метод исследования мелко-масштабных мод,  $n \rightarrow \infty$ <sup>58</sup>, требующий использования двумерных расчетов равновесия<sup>59</sup>. Низкие моды баллонных возмущений исследуются непосредственно на основе численного решения задачи на собственные значения двумерных линеаризованных уравнений движения<sup>60</sup>. Для плазмы с круглым сечением предельное значение  $\bar{\beta}$  оказалось около 2,5%.

В токамаке с D-образным сечением плазменного шнура, наиболее благоприятным с точки зрения использования эффекта отрицательной кривизны (магнитной ямы), этот предел повышается примерно до 5%. На основании расчетов можно привести следующую интерполяционную формулу (имеющую качественное обоснование) для  $\bar{\beta}_{\text{ср}}$ :

$$\bar{\beta}_{\text{ср}} \approx \frac{b}{5qR}; \quad (16)$$

здесь  $b$  — вертикальная полуось поперечного сечения плазмы.

Эти данные получены для  $q(\rho)$ , меняющегося от  $q(0) \approx 1$  до  $q(a) \approx 2$ , при типичном значении  $R/a \approx 4-5$ . Имеющиеся экспериментальные данные не исключают возможности получения режимов с  $q(0) < 1$ . В этом случае предельное по устойчивости давление оказывается более высоким и вполне достаточным с точки зрения реакторных требований.

Эксперименты с одним только омическим нагревом из-за аномальной электронной теплопроводности не позволяют получить  $\beta_\theta$  больше единицы. Применение дополнительных методов нагрева (главным образом, инъекции нейтральных атомов) позволило получить значения  $\beta_\theta \sim 0,5 R/a$ , близкие к теоретическому пределу. При этом в токамаках с круглым сечением плазмы (например, на T-11)  $\bar{\beta} \sim 3\%$ . Рекордное значение  $\bar{\beta} = 4,7\%$  получено недавно на токамаке DOUBLET-III с плазмой D-образного сечения при отношении полуосей  $K = b/a = 1,4$ . Возможность достижения этих значений при имеющейся в распоряжении эксперимента мощности нагрева обусловлена осуществлением режимов с низким  $q(a) (< 2)$ . Экспериментально показано, что повышение мощности нагрева приводит к насыщению  $\beta$ . Соответствующий предел назван мягким, поскольку он не приводит к катастрофическим последствиям, а просто дает увеличение переносов, которое, как отмечалось в п. д.), связывают со стохастизацией магнитных силовых линий под влиянием баллонной неустойчивости.

### з) Н е у с т о й ч и в о с т ь с р ы в а

МГД-колебания в виде винтовых мод небольшой амплитуды присутствуют в токамаках практически всегда. Они наблюдаются обычно с помощью расположенных снаружи от шнура малых катушек (так называемых катушек Мирнова). Если амплитуда этих возмущений увеличивается, то можно наблюдать и «магнитные острова» в поперечном сечении магнитных поверхностей.

Но наряду с этой небольшой по уровню МГД-активностью в плазме токамака иногда развивается очень грозное явление, которое получило название неустойчивости срыва (или дизруптивной, т. е. разрушающей неустойчивости). Во время срыва происходит сброс энергии из плазмы, сопровождаемый сильными МГД-колебаниями и уплотнением профиля распределения плотности тока по радиусу. Неустойчивость срыва может приводить к полному разрушению плазменного шнура и прекращению

тока в плазме — в этом случае говорят о так называемом большом срыве. Наряду с ними существуют малые срывы — сбросы части энергии из плазмы, которые могут повторяться многократно, не разрушая полностью шнур. И в малых, а тем более в больших срывах на осциллограмме напряжения обхода  $V(t)$  наблюдаются отрицательные выбросы, что соответствует выталкиванию из плазмы некоторой доли полоидального магнитного потока.

Долгое время неустойчивость срыва представлялась полной загадкой, и ключ к ее пониманию появился только после того, как было обнаружено другое интересное явление — так называемые пилообразные колебания<sup>61</sup>. Речь идет о рентгеновском излучении из центральной области плазменного

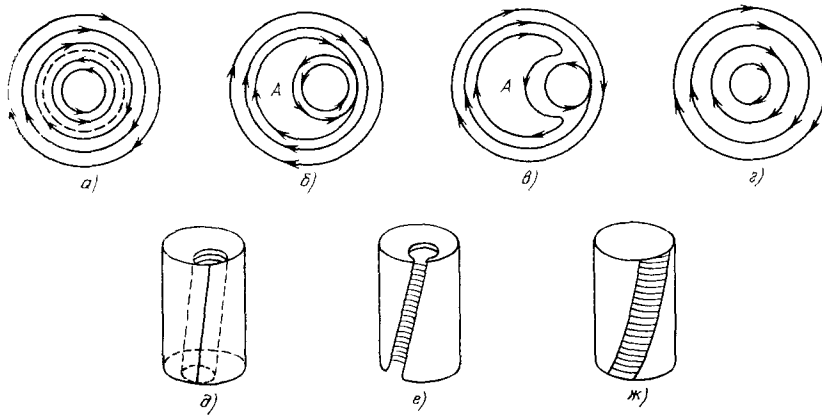


Рис. 6. Перезамыкание магнитных поверхностей в приосевой области токамака: а — г) оперечное сечение; д — ж) отрезок тороида.

шнура. Вначале на РЛТ, а затем и на многих других токамаках было показано, что мягкое рентгеновское излучение из центра шнура, являющееся мерой центральной температуры  $T_e$ , обнаруживает колебания пилообразного вида: каждый «зубец» длительностью в несколько миллисекунд представляет собой медленно нарастающую интенсивность с резким сбросом на заметную величину (масштаба  $\sim 10\%$ ) в конце зубца. Во время этого сброса происходит резкое снижение температуры в центре. Изучение пространственного распределения этих колебаний показывает, что уменьшение температуры происходит только внутри некоторой области  $\rho < \rho_s$ , упрятанной внутрь шнура (т. е. обычно  $\rho_s$  заметно меньше  $a$ ). Вне  $\rho_s$  зубцы меняют знак: после медленного спада температуры происходит ее резкий подъем. Более подробные эксперименты показали также, что перед сбросом температуры из центра в области  $\rho < \rho_s$  возбуждаются колебания моды  $m = 1$ .

Все эти явления в пилообразных колебаниях «внутреннего срыва» естественно объясняются развитием внутренней моды  $m = 1$  в области  $q < 1$  ( $q = 1$  как раз при  $\rho = \rho_s$ ) с последующим перезамыканием силовых линий<sup>56,62</sup>. Как это происходит, видно на рис. 6. Предполагается, что вначале величина  $q$  меньше единицы в центре шнура и нарастает к периферии, обращаясь в единицу на пунктирной кривой рис. 6, а. По отношению к винтовому возмущению  $m = 1$ ,  $n = 1$  силовые линии имеют положительную поперечную компоненту внутри  $\rho = \rho_s$  и отрицательную снаружи  $\rho = \rho_s$  (т. е. шаг силовых линий меньше  $2\pi R$  внутри и больше  $2\pi R$  снаружи  $\rho_s$ ). При винтовом искривлении происходит встреча перекрещенных силовых линий (рис. 6, б, в) и их перезамыкание (рис. 6, в, г). Таким обра-

зом, внутренняя часть шнура как бы «выворачивается» наружу (рис. 6,  $d-z$ ). Более точная картина перезамыкания в пилообразных колебаниях воспроизводится при численном моделировании<sup>62,63</sup>. Экспериментальные данные соответствуют этой картине, хотя и есть указание на присутствие более сложной картины «турбулизации» во время сброса тепла из области  $\rho < \rho_A$ .

Сходная, но более сложная картина перезамыкания силовых линий происходит и при неустойчивости срыва. Обычно срыв начинается с развития винтового возмущения  $m = 2, n = 1$ . Если это возмущение и соответствующий ему магнитный остров достаточно велики, то может начаться взаимодействие с другими модами (например, с внутренней  $m = 1, n = 1$ ), которое порождает новые моды и соответствующие им острова. При соприкосновении островов появляется возможность перезамыкания силовых линий и уплощения распределения тока по радиусу<sup>64</sup>. В конечном счете резервуаром энергии для этой неустойчивости служит энергия полоидального магнитного поля. Поэтому тот же процесс можно понять на основе идеализированной картины проникновения внутрь плазмы винтовых «вакуумных пузырей»<sup>65</sup> и интерпретировать в терминах разрыва шнура из-за взаимодействия тока с продольным полем<sup>64</sup>. Чтобы избежать неустойчивости срыва, можно контролировать профиль распределения тока по радиусу.

#### и) К и н е т и ч е с к и е   н е у с т о й ч и в о с т и

Кроме крупномасштабных, трактуемых в рамках магнитной гидродинамики неустойчивостей в плазме токамака могут развиваться менее опасные мелкомасштабные неустойчивости. В них проявляются эффекты конечного ларморовского радиуса и различия в движении разных групп частиц. Теоретически они анализируются в рамках кинетического уравнения с самосогласованными электрическими и магнитным полями и поэтому получили название кинетических. Сюда относятся прежде всего различные типы дрейфовых неустойчивостей, связанных с возбуждением дрейфовых волн. Одно время казалось, что эти неустойчивости носят универсальный, неустрашимый характер даже в идеализированном случае плоского слоя плазмы, а тем более в реальной тороидальной геометрии. Однако на самом деле в плоском слое с учетом шира дрейфовые колебания оказываются устойчивыми<sup>66-69</sup>. В тороидальной геометрии появляются факторы раскачки мелкомасштабных колебаний, в особенности с учетом запертых частиц<sup>70</sup>. Теоретически эти неустойчивости представляют определенную опасность с точки зрения эффективности магнитного удержания плазмы. Фактически же наблюдаемые в токамаках флуктуации плотности и температуры пока еще не удается прямо связать с аномальными электронной теплопроводностью и диффузией. Похоже на то, что неустойчивости дрейфового типа не столько сами приводят к переносам, сколько возмущают магнитные поверхности, слабо их разрушая. Возникающие вследствие этого аномальные переносы не так сильно зависят от источника накачки магнитных флуктуаций, т. е. от вида и уровня колебаний дрейфового типа, по крайней мере, в плазмах с  $\beta_\theta, \beta$ , далекими от критических значений.

К неустойчивостям кинетического типа относятся наблюдаемые иногда в токамаках колебания, возбуждаемые убегающими электронами. Напомним, что убегающими называются электроны на хвосте максвелловского распределения, которые, набирая энергию в продольном электрическом поле, уходят в «просвист», т. е. не могут быть заторможены из-за быстрого убывания сечения кулоновских столкновений с энергией. Ускоренные электроны могут возбуждать волны благодаря так называемому аномальному доплер-эффекту: гирирующий в магнитном поле электрон похож

на быстро движущийся осциллятор, и в его системе координат волна с фазовой скоростью, меньшей скорости электрона, выглядит как волна с отрицательной энергией; поэтому электрон может возбуждать волну, увеличивая свою поперечную и уменьшая продольную скорость <sup>71</sup>. В результате возбуждения такой неустойчивости «вверного» типа в плазме токамака возбуждаются всплески колебаний, сопровождаемые выбросом быстрых электронов. Теория этого явления очень хорошо описывает эксперимент <sup>72-75</sup>.

Кинетические неустойчивости безусловно будут составлять предмет углубленных теоретических и экспериментальных исследований, поскольку они открывают новую область очень интересных коллективных явлений в плазме. С практической точки зрения влияния на термозоляцию плазмы они представляются не очень грозными.

#### к) Д о п о л н и т е л ь н ы й   н а г р е в   и   п о д д е р ж а н и е т о к а

Необходимость дополнительного нагрева плазмы для достижения термоядерных температур была осознана уже на ранней стадии исследований по управляемому синтезу. Сюда относятся, прежде всего, методы ВЧ нагрева плазмы в различных диапазонах волн, и соответствующие эксперименты проводились в течение многих лет. Однако в середине 70-х годов на первое место выдвинулась инжекция быстрых нейтральных атомов. Примененный впервые на токамаке CLEO в Калэме этот метод нагрева получил впоследствии широкое распространение благодаря простоте самого физического принципа ионизационного захвата быстрых частиц в плазме, их хорошего удержания, а также вследствие бурного прогресса в технике получения мощных, хорошо коллимированных атомных пучков. Именно с помощью инжекции быстрых атомов были достигнуты максимальная температура ионов  $\sim 7$  кэВ в PLT и максимальная величина  $\bar{\beta} = 4,7\%$  в установке DOUBLET-III. Метод инжекции перспективен и с точки зрения его использования для зажигания термоядерной реакции в будущих термоядерных реакторах. Но эта техника не очень проста и требует дополнительных разработок для перехода к более высоким энергиям пучков (до 150—200 кэВ), необходимым в более крупных установках.

Поэтому в последние годы все большее внимание уделяется ВЧ и СВЧ методам нагрева плазмы, к тому же в этой области были получены новые существенные результаты. Наибольший прогресс достигнут в экспериментах по нагреву плазмы быстрыми магнитно-звуковыми волнами на частотах вблизи ионной циклотронной частоты и ее гармоник. Наибольший прирост температуры примерно до 3 кэВ был достигнут на установке PLT в экспериментах с небольшой примесью <sup>3</sup>He в дейтериевой плазме <sup>76</sup>. Было показано, что нагрев малой добавки сходен с инжекцией быстрых атомов, так что физические явления при этом также близки между собой.

Исследуется также нагрев плазмы в области более высоких частот — в диапазоне электронного циклотронного и гибридного (промежуточного между электронной и ионной циклотронной частотами) резонансов. Особенно высокой эффективностью обладает нагрев на электронной циклотронной частоте <sup>77</sup>. Так в недавних экспериментах на T-10 при мощности СВЧ нагрева 0,5 МВт температура электронов была увеличена до  $\sim 3$  кэВ при плотности  $(4-5) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Этот метод менее других возмущает плазму, а кроме того, выбором положения резонанса можно влиять на профиль распределения температуры и плотности тока и тем самым на устойчивость плазмы. Недостатком метода является сложность генераторов СВЧ волнгитронов. Поэтому интенсивно исследуется и другой, наиболее прием-

лемый с инженерной точки зрения, диапазон нижнегибридных волн. Физика возбуждения и поглощения нижнегибридных волн более сложна, и экспериментальные данные пока еще не достаточны для суждения о перспективности данного метода нагрева.

Если уж нагрев плазмы осуществляется с помощью внешних средств, то естественно возникает вопрос, нельзя ли внешними средствами поддерживать ток в плазме. В обычных условиях трение электронного газа

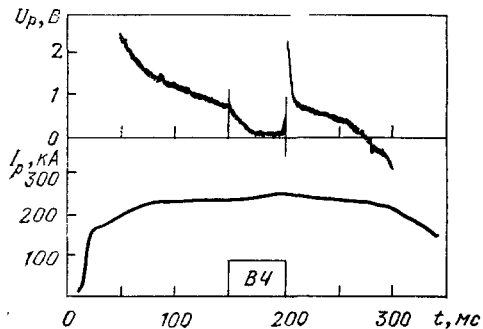


Рис. 7. Поддержание тока ВЧ полем в токамаке Т-7.

о ионный компенсируется с помощью вихревого электрического поля. Но таким индукционным способом ток можно поддерживать лишь ограниченное время, пока нарастает ток в индукторе. Но ведь можно передавать импульс электронам не вихревым полем, а пучками или ВЧ волнами. Первый эксперимент по поддержанию тока был проведен на установке DITE, а именно, при тангенциальной инжекции пучка быстрых атомов в плазменный шнур был получен ток около 30 кА при полной величине тока 100 кА. На небольшой тороидальной установке в Сухумском физико-техническом институте была продемонстрирована возможность генерации тока с помощью альфеновских волн <sup>78</sup>. А в последнее время были получены впечатляющие результаты при использовании ВЧ волн с частотами, близкими к нижнегибридному резонансу. В качестве примера на рис. 7 показаны осциллограммы напряжения обхода и тока при мощности около 200 кВт и достаточно низкой плотности плазмы менее  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> на токамаке Т-7 со сверхпроводящими катушками магнитного поля <sup>79</sup>. Как мы видим, в течение ВЧ импульса напряжение обхода падает до нуля, т. е. ток целиком поддерживается ВЧ полем. Токи свыше 200 кА получены также на RLT и ALCATOR-C <sup>76,80</sup>, причем на последней установке при достаточно высокой плотности  $n = (4-6) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Теоретическая эффективность поддержания тока при нижнегибридном резонансе хотя и падает с плотностью, но в термоядерной плазме с температурой 10 кэВ и плотностью  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> она составляет все же около 0,1 А/Вт; т. е. вполне приемлемо для стационарного токамака-реактора. Экспериментальная эффективность пока еще значительно меньше теоретической, и требуются дополнительные эксперименты для оптимизации и повышения эффективности этого метода поддержания тока.

#### 4. СТЕЛЛАТОРЫ

##### а) Физические основы

Стелларатором называется устройство, в котором система вложенных тороидальных (в топологическом смысле) магнитных поверхностей создается внешними токами <sup>81</sup>. Иными словами, в стеллараторе циркуляция вектора **V** по полоидальному контуру, охватывающему любую магнитную поверхность, равна нулю:

$$\oint \mathbf{V} d\mathbf{l}_p = 0. \quad (17)$$

На первый взгляд это условие противоречит тому, что магнитная силовая линия навивается на тороидальную магнитную поверхность,

так что у вектора  $\mathbf{B}$  должна быть регулярная полоидальная составляющая. Но все дело в несколько непривычной винтовой геометрии магнитных поверхностей стелларатора. В так называемом обычном стеллараторе с круговой осью поперечные сечения магнитных поверхностей имеют форму не круга, а эллипса (или скругленного треугольника, квадрата и т. п.), вращающегося при перемещении вдоль системы. Вакуумное магнитное поле такого стелларатора содержит тороидальную и винтовые компоненты. В пренебрежении кривизной тора оно описывается потенциалом ( $\mathbf{B} = \nabla\Phi$ )

$$\Phi = B_0 \left[ R\varphi + \sum_l \varepsilon_l \frac{Rl}{m} I_l \left( \frac{m\rho}{R} \right) \sin(l\theta - m\varphi) \right]; \quad (18)$$

здесь  $B_0$  поле на оси, радиус которой  $R$ ;  $\rho$  — полярный радиус;  $\theta, \varphi$  — угловые переменные;  $\varepsilon_l$  — относительная амплитуда винтовой гармоники с  $l$  и  $m$  периодами по малому и большому обходу тора соответственно. Число периодов  $m$  считаем для простоты одинаковым для всех гармоник. Если в разложении (18) доминирует, скажем, гармоника с  $l = 2$ , то стелларатор называют двухзаходным или, просто,  $l = 2$  стелларатором. Ввиду тождественности уравнений  $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \operatorname{rot} \mathbf{B} = 0$  уравнениям безвихревого течения несжимаемой жидкости, о поведении магнитных силовых линий на магнитной поверхности можно судить, представив себе линии тока идеальной несжимаемой жидкости в трубе, имеющей форму магнитной поверхности. В трубе с вращающимся (при перемещении вдоль оси) сечением линии тока вовлекаются (чисто кинематически) во вращение и на одном шаге винта проворачиваются в среднем на угол  $\overline{\Delta\theta} = \mu_1$ , тем больший, чем сильнее сечение отличается от кругового. Если, например, сечение имеет заострение, то в соответствующем винтовом ребре трубы увлечение полное и  $\mu_1 = 2\pi$ . Локальная скорость увлечения максимальна в вершинах эллипса («треугольника» и т. д.). На уплощенных участках линия тока не только отстает от вращения, но и движется некоторое время в обратном направлении. Поэтому, если в вершинах некруглого сечения магнитная силовая линия наклонена в сторону вращения, то на уплощенных участках магнитной поверхности она наклонена в противоположную сторону. Возникающим чередованием знака полоидальной составляющей вектора  $\mathbf{B}$  объясняется выполнение условия (17) одновременно с систематическим проворотом силовой линии в азимутальном направлении.

Уравнение магнитной силовой линии на магнитной поверхности в общем случае может быть записано в виде

$$\theta = \theta_0 + \mu\varphi + \theta_1(\theta_0, \varphi), \quad (19)$$

где  $\theta_1(\theta_0, \varphi)$  — периодическая функция, зависящая от параметра  $\theta_0$ , характеризующего выбранную силовую линию. Величина  $\mu$ , среднее отношение числа оборотов силовой линии по азимуту  $\theta$  к числу оборотов вдоль тора,

$$\mu = N\mu_1 = \lim_{\varphi \rightarrow \infty} (\theta/\varphi), \quad (20)$$

называется вращательным преобразованием ( $N = m/l$  — число шагов винтовой поверхности). На поверхности эллиптического сечения с полуосями  $a, b$   $\mu_1 = (a - b)^2 / (a^2 + b^2)$ . При скруглении сечения,  $a \rightarrow b$ , вращательное преобразование уменьшается и, например, равно нулю на оси трехзаходного ( $l = 3$ ) стелларатора.

При наличии вращательного преобразования разделение зарядов, возникающее вследствие неоднородности тороидального магнитного поля (так называемый тороидальный дрейф), снимается током  $\mathbf{j}_{||}$ , перетекающим

вдоль магнитных силовых линий. Его распределение определяется из уравнения непрерывности  $\text{div}(\mathbf{j}_{\parallel} + \mathbf{j}_{\perp}) = 0$ , по диамагнитному току  $\mathbf{j}_{\perp}$ , связанному с  $\nabla p$  уравнением равновесия (2):

$$\mathbf{j}_{\perp} = c \frac{[\mathbf{B}\nabla p]}{B^2}, \quad \mathbf{B}\nabla\left(\frac{j_{\parallel}}{B}\right) = -[\mathbf{B}\nabla p] \nabla \frac{1}{B^2}. \quad (21)$$

Основная компонента вторичного (по отношению к диамагнитному) току  $\mathbf{j}_{\parallel}$ , называемого током Пфирша — Шлютера, дипольная и имеет противоположные направления во внутренней и внешней частях сечения тора:

$$j_{\psi} \cong \frac{2}{cB_T} \frac{dp}{d\rho} \cos \theta. \quad (22)$$

Приведенные соотношения справедливы и в токамаке, где вращательное преобразование  $\mu = 1/q$  создается током  $I$ , возбуждаемым в плазме. Главное отличие от токамака в том, что эффективное полоидальное магнитное поле в стеллараторе,  $B_{\theta}^{\text{st}} \simeq (\rho/R) B_T \mu$ , внешнее. Отсюда вытекает важная роль токов Пфирша — Шлютера в балансе сил. В отличие от токамака, где плазменное кольцо удерживается от растяжения согласно формуле (6) внешним поперечным полем  $B_{\perp}$ , взаимодействующим с током  $I$ , в стеллараторе оно удерживается внешним полоидальным полем  $B_{\theta}^{\text{st}}$ , при его взаимодействии с  $\varphi$  — компонентой (22) токов Пфирша — Шлютера.

#### б) Р а в н о в е с и е и у с т о й ч и в о с т ь п л а з м ы

Указанное отличие стелларатора от токамака весьма благоприятно с точки зрения устойчивости плазмы. Во-первых, без тока омического нагрева в стеллараторе нет крупномасштабных винтовых неустойчивостей и неустойчивости срыва, доставляющей наибольшие заботы в токамаке. Во-вторых, внешняя система винтовых полей и соответствующее внешнее полоидальное поле придают магнитной конфигурации определенную жесткость. Формально это проявляется в том, что величины, от которых зависит устойчивость плазмы, а именно, вращательное преобразование и магнитная яма, зависят не только от производной смещения по радиусу  $\Delta'(\rho)$ , но и от абсолютного значения  $\Delta(\rho)$ . Уравнение для  $\Delta(\rho)$  в стеллараторе имеет вид<sup>82, 83</sup>

$$[(\mu_{\text{st}}\Delta)' \rho^3]' + \frac{1}{\mu_I} (\mu_I^2 \rho^3 \Delta')' = -\frac{8\pi p'(\rho) \rho^2 R}{(\mu_{\text{st}} + \mu_I) B_0^2}; \quad (23)$$

здесь —  $\mu_{\text{st}}$  вращательное преобразование, зависящее только от геометрии, а  $\mu_I$  — обусловленное током. Решение однородного уравнения,  $p' = 0$ , соответствует наложению поперечного однородного магнитного поля. Как видно, в токамаке ( $\mu_{\text{st}} = 0$ ) однородное поперечное поле смещает плазменный шнур как целое без изменения относительного расположения магнитных поверхностей,  $\Delta'(\rho) = 0$ . В стеллараторе же с широм ( $\mu_I = 0$ ,  $\mu_{\text{st}}(\rho) \neq 0$ ) решение однородного уравнения  $\Delta(\rho) = \text{const} / \mu_{\text{st}}(\rho)$  показывает, что расположение магнитных поверхностей меняется. В типичном случае положительного шира внутренние магнитные поверхности смещаются сильнее наружных, и если смещение направлено от центра кривизны оси, образуется средняя магнитная яма (усредненное магнитное поле на внешней магнитной поверхности больше, чем на оси, которая смещена в сторону ослабления тороидального магнитного поля). Итак, в стеллараторе наложением поперечного однородного магнитного поля можно в известных пределах влиять на глубину магнитной ямы, которая важна для обеспечения устойчивого удержания в стеллараторе плазмы достаточно высокого давления.



Поскольку магнитная яма обязана неоднородности тороидального магнитного поля, она может быть создана лишь при сравнительно небольшом аспектном отношении. Соответственно предельное по устойчивости значение параметра  $\beta_{stab}$  падает с увеличением аспектного отношения  $R/a$  (рис. 8). Предельное равновесное  $\beta$ , определяемое из условия  $\Delta \approx a$  (примерно соответствующего появлению сепаратрисы на границе плазмы), согласно уравнению (23), дается таким же выражением, как и в токамаке:

$$\beta_{eq} \approx \frac{a}{R} \mu^2. \quad (24')$$

В отличие от токамака вращательное преобразование не ограничено крупномасштабными неустойчивостями. При фиксированном шаге винтовых поверхностей оно растет с  $R/a$ . Соответственно  $\beta_{eq}$  растет с аспектным отношением. Пересечение кривых  $\beta_{stab}(A)$  и  $\beta_{eq}(A)$  определяет оптимальные значения аспектного отношения и предельное давление плазмы. Как показывают расчеты, типичные значения  $A_{opt} \sim 10$ ,  $\bar{\beta} \sim 5-10\%$ .

Предельное давление оказывается существенно выше в стеллараторе с осью в форме спирали, однако такие стеллараторы конструктивно более сложны.

Детальное исследование равновесия и устойчивости плазмы в стеллараторах производится на основе численных расчетов. В отличие от токамака, системы с осевой симметрией, здесь не существует точного скалярного уравнения равновесия типа уравнения (4). Напряженность магнитного поля здесь является сугубо локальной характеристикой, и поэтому для описания стелларатора — трехмерной системы вложенных магнитных поверхностей — используется специальный язык потоковых переменных.

Вместо компонент векторов  $\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \mathbf{B}$  и  $\mathbf{B}$  вводятся интегральные величины — тороидальный ток  $I$  и поток  $\Phi$  внутри данной магнитной поверхности и полоидальные ток  $F$  и магнитный поток  $\psi$  вне этой поверхности. Искомыми оказываются функции  $r(a, \theta, \zeta)$ ,  $z(a, \theta, \zeta)$  преобразования к потоковым криволинейным координатам  $a, \theta, \zeta$ , где  $a$  — метка магнитной поверхности,  $a, \theta, \zeta$  — произвольно выбранные циклические переменные в тороидальной геометрии. Получающаяся система скалярных уравнений еще слишком сложна, однако при условии малости винтовой амплитуды ее приближенно можно свести к одному уравнению типа уравнения (4) и использовать методы расчета, разработанные для токамаков. Таким путем удалось провести достаточно детальные исследования равновесия и устойчивости плазмы в стеллараторах <sup>84</sup>.

### в) Исследования по удержанию плазмы

Несмотря на очевидную привлекательность стеллараторов (стационарность магнитной системы, отсутствие неустойчивостей, вызываемых током), они не получили еще столь же массового распространения, как токамаки. Одна из причин этого — обескураживающие результаты по удержанию плазмы в стеллараторах Принстонской лаборатории, где исследование по стеллараторам началось с предложения Л. Спитцера в 1951 г. На стеллараторе С этой лаборатории в 60-е годы постоянно на-

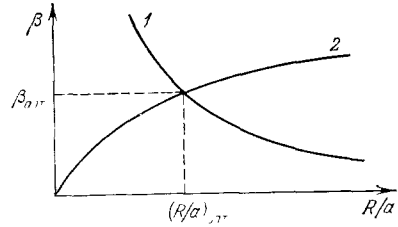


Рис. 8. Качественная зависимость предельного по равновесию и устойчивости параметра  $\beta = 8\pi p/B^2$  от аспектного отношения  $R/a$  в двухзаходном стеллараторе:

1 — граница устойчивости; 2 — граница равновесия.

блюдалась так называемая бомовская зависимость времени удержания  $\tau \propto V/T$ , неблагоприятная с точки зрения проблемы термоядерного синтеза (слабая зависимость от магнитного поля, сильное ухудшение удержания с ростом температуры). В 1970 г. под влиянием успешных опытов по созданию на токамаке Т-3 в ИАЭ им. И. В. Курчатова плазмы с температурой около 1 кэВ стелларатор С был переделан в токамак ST, и после этого Принстонская лаборатория к экспериментам на стеллараторах не возвращалась. Сейчас полагают, что причиной неудач стелларатора С — первого сравнительно крупного стелларатора с винтовыми обмотками — была недостаточная точность магнитного поля. Дело в том, что в стеллараторах, принципиально трехмерных системах, гармоники винтового магнитного поля в комбинации с эффектами кривизны могут приводить к резонансным возмущениям вида  $\exp i(m\theta - n\phi)$ , «расщепляющим» так называемые рациональные магнитные поверхности с  $\mu = n/m$  на  $m$  винтовых волокон. В поперечном сечении возникает островная структура магнитных поверхностей. Размер островов тем больше, чем меньше «шир»  $s = \rho\mu'/\mu$ . Если амплитуда резонансных возмущений такова, что порождаемые ими соседние острова должны пересечься, то в возмущенном трубчатом слое возникает стохастизация, т. е. беспорядочное блуждание, магнитных силовых линий<sup>85</sup>. Если она распространяется на весь объем, занимаемый плазмой, то, согласно теоретическим оценкам, и должна возникнуть бомовская диффузия.

В Советском Союзе по инициативе И. В. Курчатова широкая программа исследований по стеллараторам была намечена в Харьковском физико-техническом институте. Одновременно по инициативе и под руководством М. С. Рабиновича исследования начались и в ФИАН имени П. Н. Лебедева. Для этих исследований с самого начала был характерен тщательный подход к созданию магнитных поверхностей. В результате на установке Л-1 ( $l = 2$  стелларатор с круговой осью) в ФИАН в 1965 г. было показано, что удержание плазмы с температурой  $T = 10 \div 15$  эВ на порядок лучше, чем при бомовской диффузии<sup>86</sup>. В это же время на стеллараторе W-1 в Институте Макса Планка наблюдалась классическая диффузия цезиевой плазмы ( $T \approx 0,2$  эВ).

В 1972 г. на установке Ураган в ХФТИ с помощью ионно-циклотронного нагрева удалось получить плазму с температурой ионов в несколько сотен электрон-вольт и измерить ее энергетическое время жизни  $\tau_E$ <sup>87</sup>. Оно оказалось близким к неоклассическому (в области «плато»). Систематических исследований бестокового режима в то время провести не удалось. Стеллараторы первого поколения имели небольшой радиус плазмы ( $a \lesssim 5$  см), большую длину. Это затрудняло получение высокотемпературной плазмы с низким уровнем примесей. В 70-е годы в ряде лабораторий мира были сооружены стеллараторы второго поколения, более приспособленные к использованию омического нагрева. Это сравнительно небольшие ( $R \sim 1$  м,  $a \sim 10$  см) стеллараторы L-2 в ФИАН, CLEO в Калемской лаборатории, JIPP T-2 в Нагойском университете и более крупные W VII-A в Институте Макса Планка; HELIOTRON-E в Киотском университете; «Ураган-3» в ХФТИ, только что вступивший в строй. В опытах с омическим нагревом удавалось получать плазму с параметрами, примерно такими же, как в токамаках. Было показано, что аномальные потери энергии по электрону каналу снижаются при уменьшении тока. Однако экстраполяция на случай бестоковой плазмы оказалась невозможной. С приближением тока к нулю не хватало мощности для поддержания плазмы.

В начале этого десятилетия начаты систематические исследования бестокового удержания плазмы. На установке W VII-A при инжекции нейтральных атомов водорода с энергией 27 кэВ в дейтериевую плазму,

при одновременном снижении тока омического нагрева получена бестоковая плазма с достаточно высокими параметрами:  $\bar{\beta} = 0,5\%$ ,  $n = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_1 = 1 \text{ кэВ}$ ,  $T_e = 0,7 \text{ кэВ}$ ,  $\tau_E = 10 \text{ мс}$ . Плазма поддерживалась 150 мс, пока шла инжекция<sup>88</sup>. На крупнейшем стеллараторе HELIOTRON-E ( $R = 220 \text{ см}$ ,  $a = 20 \text{ см}$ ) плазма получена с помощью одного только электронно-циклотронного нагрева длительностью импульса 40 мс. Получены параметры  $T_e(0) = 1,1 \text{ кэВ}$ ,  $T_1(0) = 120 \text{ эВ}$  при  $\bar{n}_e = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Время распада плазмы после прекращения импульса СВЧ нагрева составляло 10 мс<sup>89</sup>.

Следует отметить, что эти довольно оптимистические данные получены в режиме «плато» неоклассической теории переносов. В области редких столкновений неоклассическая теория переносов предсказывает для стеллараторов не снижение, как в токамаках, а усиление переносов, благодаря появлению запирающих частиц, движущихся вдоль магнитных силовых линий, на неоднородностях винтового магнитного поля. Частицы, запертые в винтовом поле, дрейфуя со скоростью  $v_{\nabla B}$  в тороидальном поле, за время между столкновениями смещаются на расстояние  $\Delta_h = v_{\nabla B}/v_{\text{eff}}$ . Отсюда следует, что коэффициент диффузии  $D \sim f \Delta_h^2 v_{\text{eff}}$ ; где  $f$  — доля запертых частиц, растет с уменьшением  $v_{\text{eff}}$ , пока частота соударения  $v_{\text{eff}}$  больше частоты прецессии вокруг магнитной осп. Общая картина переносов усложняется из-за большего разнообразия типов траекторий движения заряженной частицы в стеллараторе<sup>90</sup>. Аналитические расчеты, выполненные в предположении малости поперечных размеров орбит запертых частиц, приводят к довольно пессимистическому выводу относительно возможности термоядерной плазмы с термоядерными параметрами. Однако численные расчеты переносов методом Монте-Карло, позволяющие учесть конечность орбит<sup>91-94</sup>, показали, что действительная картина переносов может быть более благоприятной. Возможна также оптимизация магнитной конфигурации с целью уменьшения отклонения дрейфовых траекторий от магнитных поверхностей и даже регулирования переносов путем ВЧ воздействия на запертые частицы с целью перевода их в пролетные. Исследование переносов в области редких столкновений является ключевой задачей предстоящих экспериментов на стеллараторах.

В настоящее время во многих исследовательских центрах происходит активизация теоретических проработок по оптимизации систем стеллараторного типа. Они включают в себя разработку модульной системы витков конструкции стелларатора. Впервые идея создания стеллараторной магнитной конфигурации дискретными катушками некруглой формы была выдвинута и осуществлена на установке «Тор-2» в ФИАН<sup>95,96</sup>. В ряде лабораторий разрабатывается модульная система на основе «твистированных», т. е. слегка скрученных, катушек<sup>97</sup>. Одновременно с этим разрабатываются варианты с оптимизацией токов Пфирша — Шлютера (W-VII AS)<sup>98</sup>; с применением прямолинейных участков, слабо влияющих на равновесие, «Дракон»<sup>99</sup>; с новой конструкцией винтового тора (HELIX)<sup>100</sup> и другие.

## 5. ПАРАМАГНИТНЫЕ ПИНЧИ

В начале 1958 г. появилось интригующее сообщение о получении английскими физиками на большой тороидальной установке ZETA плазмы с небывалой для того времени температурой около 400 эВ при плотности  $n \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ <sup>101</sup>. В установке был применен принцип стабилизации разряда слабым продольным магнитным полем, захваченным внутри токопроводящей плазмы. Наблюдавшийся парамагнитный профиль продольного поля с исчезающе малой напряженностью вне токового канала, каза

лось, соответствовал теоретическим представлениям о захвате «вмороженного» продольного магнитного потока плазмой, сжимающейся благодаря пинч-эффекту. По инициативе И. В. Курчатова решено было проверить эти результаты. Со свойственными Игорю Васильевичу энергией и темпами разворота работ в НИИЭФА за полгода была сооружена установка «Альфа» с параметрами, близкими к английской установке. Вскоре выяснилось, что в действительности плазма в установке ZETA была холодной ( $T \sim 50$  эВ). Профиль магнитного поля однозначно определялся внешними условиями, как это наиболее ярко было продемонстрировано в опытах Бабицева и др.<sup>102</sup> на небольшой установке, построенной в начале того же года в ИАЭ им. И. В. Курчатова. Единственным объяснением была квазистационарная турбулентность плазмы<sup>103</sup>. Наблюдаемый уровень флуктуаций магнитного поля был очень высоким:  $\sim 10$  и более процентов. Разочарование было настолько большим, что уникальная даже по современным масштабам установка ZETA, а вслед за ней и «Альфа» были демонтированы.

Перед разборкой установки ZETA на ней было сделано важное открытие — обнаружение режимов со спокойной фазой разряда, в которой уровень флуктуаций был значительно снижен и температура поднялась до 150 эВ. Оказалось, что продольное магнитное поле в спокойной фазе вне токового канала было отрицательным (обращенным). Поскольку суммарный магнитный поток внутри проводящей камеры можно было считать сохраняющимся, появление обращенного поля свидетельствовало о генерации дополнительного магнитного потока внутри плазмы. Теоретический анализ<sup>104</sup> показал, что при обращении поля плазма может быть устойчива вплоть до  $\beta \sim 30\%$  относительно развития наиболее быстрых идеальных МГД-мод и до 17% относительно тиринг-мод. Необходимым условием устойчивости является монотонность профиля  $q(\rho) = \rho B_T(\rho)/RB_\theta(\rho)$ , которая при спадающем профиле  $B_T(\rho)$  возможна лишь при обращении  $q(\rho)$ . Дальнейшая история развития парамагнитных пинчей, или пинчей с обращенным магнитным полем была не прямолинейной. Вначале была попытка организовать активное обращение с быстрым изменением во времени направления внешнего магнитного поля. Эти опыты на небольших установках ( $a \sim 5-7$  см) с длительностью тока масштаба десятков микросекунд показали, что разряд релаксирует к устойчивому состоянию довольно бурно. Плазма набирает много примесей и остается холодной. Затем на новой серии более крупных установок ( $a \sim 10-25$  см) были получены более спокойные режимы с самообращением, отличавшиеся низким уровнем флуктуаций  $\delta B/B \sim 1\%$ . Руководящей в развитии представлений о процессах в пинчах с обращенным полем стала идея Тэйлора<sup>105</sup> о том, что состояние с обращенным полем соответствует минимальной энергии при фиксированном тороидальном потоке и интеграле

$$K = \frac{1}{4\pi c} \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \, dV, \quad (25)$$

где  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал магнитного поля ( $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ ). Этот интеграл учитывает глобально условие высокой проводимости плазмы ( $dK/dt = -2 \int (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) \, dV = -2 \int (\mathbf{J} \cdot \mathbf{B})/\sigma \, dV \rightarrow 0$  при  $\sigma \rightarrow \infty$ ). Условие  $K = \text{const}$  не ограничивает, однако, мелкомасштабных пере замыканий магнитных силовых линий в процессе релаксации.

Минимизация энергии при указанных ограничениях приводит к соотношению  $\mathbf{j} = \alpha \mathbf{B}$  с  $\alpha = \text{const}$ , что соответствует в цилиндре решению  $B_z = B_0 J_0(\alpha \rho)$ ,  $B_\theta = B_0 J_1(\alpha \rho)$  с возможностью отрицательного  $B_z$  на периферии шнура. При сравнительно медленном изменении тока в разряде его параметры успевают релаксировать к состоянию с минимальной

энергией и хорошо укладываются на диаграмму Тэйлора, представляющую зависимость  $\Theta = B_{\theta}(a)/\bar{B}_z$  от  $F = B_z(a)/\bar{B}_z$ .

Некоторое время существовало опасение, что образующийся парамагнитный профиль будет релаксировать к однородному со скинновым временем, и это не даст возможности осуществить длительное поддержание горячей плазмы, необходимое для реактора. Чтобы спасти положение, Т. Окава<sup>106</sup> предложил поддерживать обращенное поле с помощью винтовых внешних полей, создающих при воздействии их на ток, «трансляционное» преобразование полоидального магнитного потока в тороидальный, в основном, вне токового канала. Но в это время на ряде установок (в Италии, Японии, Англии, США) было установлено существование красивого физического эффекта магнитного динамо — непрерывной генерации тороидального магнитного потока в плазме за счет энергии полоидального магнитного поля. Наиболее впечатляющие результаты получены в Лос-Аламосе на установке ZT-40 (M)<sup>107</sup>. Обеспечивая с помощью внешних контуров постоянство тороидального магнитного потока внутри камеры и контролируя положение равновесия тороидальной плазменной шнура, удалось получить спокойную фазу разряда с длительностью 20 мс и более, что существенно превосходит время релаксации поля к однородному распределению. Так как механизм генерации магнитного потока турбулентный, он усиливает процессы переноса, приводя к более низким значениям  $\tau_E$ , чем в токамаках. Можно, однако, рассчитывать, что с ростом температуры и электропроводности плазмы мощность, затрачиваемая на поддержание парамагнитного профиля магнитного поля будет снижаться и парамагнитный квазистационарный пинч может также стать основой термоядерного реактора.

В последнее время парамагнитные пинчи дали новую ветвь направлений исследования «сферомаков». Идея состоит в создании компактной ( $R = a$ ) парамагнитной конфигурации без катушек тороидального поля. В этом случае плазменный тор можно транспортировать вдоль оси цилиндрической камеры и осуществлять, например, циклический режим работы реактора. Разработаны и апробированы несколько способов осуществления конфигурации сферомака, но экспериментальные исследования находятся лишь в самой начальной стадии.

Более развиты компактные торы вообще без тороидального поля, ведущие свое происхождение от  $\theta$ -пинчей и открытых ловушек с высоким  $\beta$ . При наращивании продольного поля в цилиндре с плазмой, находящейся в поле обратного направления, происходит замыкание внутренних и внешних магнитных силовых линий в вытянутые вдоль оси эллипсы. Образующаяся компактная тороидальная конфигурация обладает, как обнаружил Р. Куртмуллаев с сотрудниками, удивительной устойчивостью, до конца еще не понятой. Параметры плазмы в таких компактных торах оказываются довольно высокими. На установках «Тор-2» и FRX-C температура ионов достигает 1—1,5 кэВ при  $n = (3-4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ <sup>108,109</sup>. Наблюдаемые сравнительно медленные неустойчивости, связанные с вращением плазмы, поддаются стабилизации наложением квадрупольных полей.

Что касается прямолинейных  $z$ -пинчей, на которых в 1952 г. впервые наблюдались реакции синтеза в дейтериевой плазме, то они дали направление «плазменному фокусу», «микрорпинчам» и другим системам, примакающим к импульсному, или инерционному, управляемому синтезу<sup>110</sup>.

## 6. ЗЕРКАЛЬНЫЕ ЛОВУШКИ

Зеркальные или открытые ловушки с магнитными пробками составляют второе после токамаков продвинутое направление управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием. Они привлекательны отно-

сительной простотой геометрии магнитного поля с прямой осью, очень мягким ограничением по условиям равновесия на  $\beta$  (т. е. практически только  $\beta < 1$ ) и сравнительной легкостью решения проблемы удаления продуктов термоядерного горения — через торцы ловушки.

Принцип продольного удержания плазмы в зеркальных ловушках основан на сохранении поперечного адиабатического инварианта  $mv_{\perp}^2/B$  заряженной частицы при ее движении в сильном магнитном поле. Экспериментально было показано, что этот инвариант сохраняется с большой

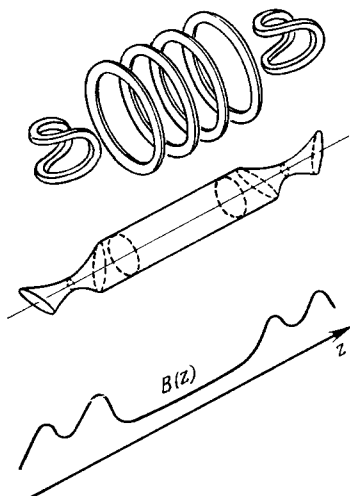


Рис. 9. Витки магнитного поля, магнитная поверхность и напряженность магнитного поля амби-полярной ловушки.

точностью. Неизбежными являются потери лишь частиц с малым отношением поперечной скорости к продольной (конус потерь). На первом этапе исследований основное внимание пришлось уделять, однако, изучению неустойчивостей плазмы и поискам средств их стабилизации. Успешное решение этой проблемы выдвинуло на современном этапе задачу улучшения запирающих ловушек — это история преодоления возникающих препятствий в физике магнитного удержания. Она убедила в наличии скрытых возможностей совершенствования термоядерных систем и улучшения удержания высокотемпературной плазмы.

В экспериментах М. С. Иоффе с со-трудниками<sup>111</sup> было показано, что МГД-устойчивость плазмы в зеркальных ловушках может быть достигнута путем создания поля с минимумом  $B$ . Была показана также возможность стабилизации наиболее опасной для плотной плазмы кинетической, так называемой дрейфово-конусной неустойчивости<sup>112,113</sup>.

Для стабилизации горячей плазмы следует устранить связанную с конусом потерь инверсию распределения частиц по энергии в области характерных значений фазовой скорости возмущений дрейфово-конусной неустойчивости. Для этой цели достаточно каким-либо способом добавить несколько процентов «теплой» плазмы с температурой, составляющей 5—10% температуры горячей плазмы. Наиболее высокие параметры плазмы на этом этапе исследований были получены на установке 2ХПВ в Ливерморской лаборатории:  $n = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $T_1 = 12$  кэВ,  $T_e = 100$  эВ,  $\beta \sim 1$ ,  $\tau_E \approx 10^{-3}$  с<sup>114,115</sup>.

Однако даже в полностью устойчивой плазме кулоновские столкновения приводят к слишком быстрому уходу плазмы через зеркала, и в простейшем варианте ловушки не позволяют получить приемлемые значения коэффициента усиления мощности  $Q \sim 5$ . Возможный выход из трудного положения был предложен Г. И. Димовым<sup>116</sup> в СССР и Т. К. Фаулером и Б. Г. Логаном в США<sup>117</sup> в виде амбиполярной, или тандемной, ловушки. В этой ловушке удержание основной плазмы улучшается за счет добавления на торцах дополнительных зеркальных ловушек с сильным магнитным полем, заполняемых плазмой с более высокой плотностью, чем в центральной ловушке. Возникающий в этих ловушках более высокий положительный потенциал  $\phi \sim (T_e/e) \ln(n/n_0)$  становится запирающим для ионов основной ловушки. Поле с минимумом  $B$  для стабилизации всей плазмы достаточно иметь лишь в концевых ловушках (см. рис. 9).

Проверка возможности создания необходимого для запираания ионов распределения электрического потенциала в плазме амбиполярной ловушки была осуществлена сначала на небольшой установке «Гамма-6» в Цукубе (Япония). Эксперименты на установке ТМХ в Ливерморе, а затем на ее модификации ТМХ-У подтверждают улучшение удержания плазмы с  $\beta$  до 30% в центральной ловушке<sup>118</sup>.

Параметры плазмы на основе первоначального варианта амбиполярной ловушки оказываются очень напряженными, и поэтому сейчас большие надежды возлагаются еще на одну идею уменьшения продольных потерь энергии из плазмы — так называемый «тепловой барьер»<sup>119</sup>. Если принцип амбиполярности направлен на снижение ионных потерь, то тепловой барьер направлен на уменьшение напряженности параметров плазмы за счет контроля продольного транспорта электронов. А именно, между центральной ловушкой и концевыми запирающими ловушками предлагается ввести дополнительные разделительные осесимметричные зеркальные ловушки с умеренным магнитным полем. Эти ловушки должны быть заполнены так называемыми «пщущимися ионами», т. е. ионами, испытывающими отражение от магнитных зеркал вблизи максимумов магнитного поля. Запертые ионы, накапливающиеся вблизи минимума поля разделительных ловушек, следует удалять, например, замещением их на пщущиеся ионы с помощью перезарядки на инжектируемых атомах. Таким образом можно добиться существования минимума плотности в центре разделительной ловушки, и если в этом минимуме создать облако горячих электронов с помощью СВЧ нагрева, то можно полностью разделить электронные облака в центральной и запирающих ловушках. Пользуясь существованием теплового барьера для электронов, можно повысить температуру электронов в торцевых ловушках и создать тот же самый запирающий потенциал при более умеренных требованиях к плазме этих ловушек.

Возможность создания распределения плотности с провалом и использованием пщущихся ионов была уже продемонстрирована экспериментально на ТМХ-У. В настоящее время подготавливаются эксперименты по созданию тепловых барьеров подогревом электронов на электронно-циклотронном резонансе. Вопрос этот безусловно должен быть исследован экспериментально, поскольку теоретически создание теплового барьера представляется проблематичным из-за возможности пучковых неустойчивостей пролетных ионов, сильно анизотропных в области пониженной плотности.

Идеи амбиполярности и теплового барьера направлены на уменьшение продольных потерь. Но уменьшение продольных потерь естественно приводит к необходимости проявить внимание и к поперечным диффузионным процессам.

Более того, использование квадрупольных концевых ловушек, обеспечивающих минимум  $B$ , может привести к усилению поперечных переносов, за счет усложнения траекторий частиц<sup>120,121</sup>. Это явление сходно с неокласической диффузией в токамаках и стеллараторах. А именно, каждая частица с заданным поперечным инвариантом в ловушке без осевой симметрии совершает дрейф по некоторой дрейфовой поверхности; эти поверхности, вообще говоря, для разных частиц разные. Таким образом, если не проявлять определенной заботы относительно геометрии ловушки, то произойдет «расщепление» и пересечение дрейфовых поверхностей разных частиц. Более того, если дрейфовое смещение частицы при одном продольном колебании в ловушке достаточно велико, то вообще движение частицы может перейти в режим стохастичности, так что и дрейфовые поверхности будут разрушены. Для уменьшения поперечных потерь

требуется оптимизация магнитной конфигурации, чтобы добиться приближенной «вложенности» (т. е. отсутствия пересечения) дрейфовых поверхностей. Так как частицы в неоднородном магнитном поле совершают дрейф в направлении бинормали, то для полного устранения расщепления дрейфовых поверхностей потребовалось бы, чтобы силовые линии были геодезическими на магнитных (одновременно и дрейфовых) поверхностях<sup>122</sup>. Для длинных ловушек при оптимизации конфигурации можно воспользоваться параксиальным приближением и сформулировать требования к конфигурации без расщепления дрейфовых поверхностей<sup>123</sup>.

В последнее время выдвигаются также идеи осесимметричной амбиполярной ловушки, где не возникает проблемы усиленного поперечного переноса. Главная проблема здесь — обеспечение устойчивости. Для ее решения предлагается, например, трубчатая геометрия плазмы с «антипробочной» геометрией поля на концах.

Помимо использования амбиполярного потенциала существуют другие возможности защипывания конуса потерь. Одна из них — с помощью вращения трубчатой плазмы в магнитном поле зеркальной геометрии под действием сильного радиального электрического поля — осуществляется в Институте ядерной физики (Новосибирск) на установке ПСН-2 двухметрового диаметра с полем  $B \sim 20$  кГс. Стабилизация желобковой неустойчивости здесь способствует неоднородности вращения.

Зеркальная геометрия магнитного поля используется не только в ловушках с магнитным удержанием разреженной плазмы, но и в системах с плотной плазмой (многопробочные ловушки с  $\beta \gg 1$  и газодинамические системы с очень сильным магнитным полем в пробках). В многопробочных ловушках магнитное поле служит только для снижения коэффициента теплопроводности, давление же плазмы воспринимается непосредственно стенкой.

Наконец, для удержания плазмы используются также комбинированные ловушки с магнитным и электрическим полями. К ним относится, например, электромагнитная ловушка Юпитер в Харьковском физико-техническом институте. В таких ловушках с помощью внешних электродов создаются отдельные потенциальные барьеры для электронов и ионов, позволяющие, в принципе, уменьшить продольные потери плазмы. Здесь, однако, возникает опасность усиления поперечных потерь плазмы из-за кинетических неустойчивостей, связанных с крутым перепадом равновесного профиля давления на расстоянии, меньшем ионного ларморовского радиуса. Экспериментальные исследования, выполненные на тороидальной ловушке «Атолл» в ИАЭ им. И. В. Курчатова, имеющей гиперболическую конфигурацию магнитных силовых линий в поперечном сечении, подтверждают эти опасения.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы смогли здесь дать только краткое изложение физических идей, лежащих в основе главных направлений исследований по магнитному удержанию плазмы, и достижений в этой области. Более детальное рассмотрение ряда затронутых вопросов можно найти в недавних обзорах и монографиях<sup>124–140, 86, 110</sup>.

Исследования по магнитному удержанию высокотемпературной плазмы прошли большой путь от младенческого возраста, который они имели при жизни Игоря Васильевича Курчатова, когда начинающим исследователям казалось возможным решить проблему за несколько месяцев, в худшем случае, за несколько лет, до состояния зрелости, когда преодолены основные трудности и ясно видны пути решения оставшихся задач. Созданы основы теории высокотемпературной плазмы и ее удержания в магнитном



поле. Теория стала в состоянии объяснять и направлять эксперимент. Экспериментальными исследованиями заложен достаточно определенный и обширный базис со своей собственной экспериментальной техникой и диагностикой. Стало реальностью получение и изучение термоядерной плазмы с температурой в несколько кэВ. Создаются установки для проведения экспериментов по физической демонстрации управляемой термоядерной реакции. Одновременно начата разработка термоядерного реактора на основе магнитного удержания. Именно сейчас получила надежное обоснование и начала, по существу, материализовываться та идея создания магнитного термоядерного реактора, которая возникла более тридцати лет назад и которую с таким огромным энтузиазмом поддерживал И. В. Курчатов, организовав исследования по управляемому синтезу с целью овладения неисчерпаемым источником ядерной энергии легких элементов.

Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Тамм И. Е. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. — М.: Изд-во АН СССР, 1958. — Т. 1, с. 3—19.
2. Сахаров А. Д. — Ibid. — С. 20—30.
3. Тамм И. Е. — Ibid. — С. 31—41.
4. Арцимович Л. А., Андрианов А. М., Доброхотов Е. И., Лукьянов С. Ю., Подгорный И. М., Сеницын В. И., Филиппов Н. В. — Атомная энергия, 1956, № 3, с. 84—87.
5. Курчатов И. В. — УФН, 1956, т. 59, с. 603.
6. Леонтович М. А., Шафранов В. Д. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. — М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 1, с. 207—213.
7. Kruskal M., Tuck J. — Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1958, v. 245, p. 222.
8. Шафранов В. Д. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. — М.: Изд-во АН СССР, 1958. — Т. II, с. 130—143.
9. Шафранов В. Д. — Атомная энергия, 1956, № 5, с. 38—41.
10. Шафранов В. Д. — ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 710.
11. Град Г., Рубин Г. — В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Избранные доклады иностранных ученых. — М.: Атомиздат, 1959.
12. Artemenko L. I. et al. — In: Proc. of the 6th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Phys. — Moscow, 1973. — V. 1, p. 153—156.
13. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. — ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 348—359.
14. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. — В кн.: Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1973. — С. 205—273.
15. Hinton F. L., Hazeltine R. D. — Rev. Mod. Phys., 1976, № 2, part I, p. 239—308.
16. Ware A. A. — Phys. Rev. Lett. 1970, v. 25, № 14, p. 916—919.
17. Bickerton R. I., Connor J. W., Taylor J. B. — Nature Phys. Sci., 1971, v. 229, No. 4, p. 110—113.
18. Кадомцев Б. Б., Шафранов В. Д. — In: Proc. of the 4th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res., Madison, 1971. — Vienna: IAEA, 1971. — V. II, p. 479—489.
19. Mølvig K. et al. — Comments on Plasma Physics and controlled Fusion. Comments on Modern Physics: Part E, 1982, v. VIII, No. 4, p. 113.
20. Арцимович Л. А., Глухов А. В., Петров М. П. — Письма ЖЭТФ, 1970, т. 11, № 5, с. 449—452.
21. Арцимович Л. А. — Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, № 3, с. 101—105.
22. International Tokamak Reactor: Zero Phase: (Rept. Int. Tokamak Reactor Workshop, Vienna, 1979). — Vienna: IAEA, 1980.
23. Кадомцев Б. Б. — Физика плазмы, 1975, т. 1, с. 531.
24. Connor J. W., Taylor J. B. — Nuclear Fusion, 1977, v. 17, p. 1047.
25. Vlasenkov V. S., Leonov V. M. et al. — In: Proc. of the 7th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Innsbruck, 1978. — Vienna: IAEA, 1979. — V. I, p. 211.
26. Мерезкин В. Г., Муховатов В. С. — Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 463.

27. Berlizov A. B. et al.— In: Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Baltimore, 1982.— Vienna: IAEA, 1983.— CN-41/I-6.
28. Alladio F. et al.— Ibid.— IAEA CN-41/I-4.
29. Alcatraz Group.— Ibid.— IAEA CN-41/I-3.
30. Kadomtsev B. B., Pogutse O. P.— In: Proc. of the 7th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Innsbruck, 1978.— Vienna: IAEA, 1979.— V. I, p. 649.
31. Парайл В. В., Погудце О. П.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 408.
32. Stix T. H.— Nucl. Fusion, 1978, v. 18, p. 353—358.
33. Callen J. D.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1540—1543.
34. Rochester A. B., Rosenbluth M. N.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, No. 1, p. 38—41.
35. Галеев А. А., Зеленый Л. М.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, № 11, p. 669—672.
36. Leonov V. M. et al.— In: Proc. of the 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res., Brussels, 1980.— Vienna: IAEA, 1981.— V. I, p. 393.
37. Johnson D. et al.— In: Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Baltimore, 1982.— Vienna: IAEA, 1983.— CN-41/A-1.
38. Nagumi M. et al.— Ibid.— IAEA CN-41/A-2.
39. Steinmetz K. et al.— Ibid.— IAEA CN-41/A-3.
40. Murakami M. et al.— Ibid.— IAEA CN-41/A-4.
41. Kadomtsev B. B., Pogutse O. P., Yurchenko E. I.— Ibid.— IAEA CN-41/P-3.
42. Carreras B. A.— Ibid.— IAEA CN-41/P-4.
43. Barsukov A. G. et al.— In: Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Baltimore, 1982.— Vienna: IAEA, 1983.— CN-41/A-6.
44. Fairfax S. et al.— In: Proc. of the 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Brussels, 1980.— Vienna: IAEA, 1981.— V. I, p. 450—454.
45. Burrell K. H. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1382.
46. Isler R. S. et al.— In: Proc. of the 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res., Brussels, 1980.— Vienna: IAEA, 1981.— V. I, p. 450—454.
47. TFR Group.— In: Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Baltimore, 1982.— Vienna: IAEA, 1983.— CN-41/R-5.
48. Maeda H. et al.— In: Proc. of the 7th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Innsbruck, 1978.— Vienna: IAEA, 1979.— V. I, p. 377—385.
49. Bortnikov A. V. et al.— In: Proc. of the 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Brussels, 1980.— Vienna: IAEA, 1981.— V. I, p. 687—696.
50. Erements S. K. et al.— Ibid.— V. I, p. 697—702.
51. Nagami M. et al.— Ibid.— V. II, p. 367.
52. Keilhacker M. et al.— Ibid.— V. II, p. 351.
53. Шафранов В. Д.— ЖТФ, 1970, т. 40, с. 241.
54. Захаров Л. Е.— Физика плазмы, 1975, т. 6, с. 18.
55. Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П., Переверзев Г. В., Тарасян К. Н.— Физика плазмы, 1978, т. 4, с. 1001.
56. Кадомцев Б. Б.— Физика плазмы, 1975, т. 1, с. 710—715.
57. Шафранов В. Д., Юрченко Э. И.— ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 1157.
58. Connor J. W., Hastie R. J., Taylor J. B.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 396.
59. Вабищевич П. Н., Дегтярев Л. М., Медведев С. Ю.— Препринт ИМП АН СССР № 154.— М., 1981; Физика плазмы, 1983, т. 9, № 1.
60. Todd A. M., Manicam J., Okabayashi M. et al.— Nucl. Fusion, 1979, v. 19, p. 743.
61. Von Goeler S., Stodiek W., Sauthoff N.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1201.
62. Waddel B. V., Monticello D. A., Rosenbluth M. N., White R. B.— Nucl. Fusion, 1976, v. 16, p. 528.
63. Данилов А. Ф., Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П., Попов А. М.— Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 167.
64. Carreras B. A., Hicks H. R., Holmes J. A., Waddel B. V.— Phys. Fluids, 1980, v. 23, p. 1811.
65. Кадомцев Б. Б., Погудце О. П.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 575.
66. Ross D. W., Mahayan S. M.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 324.
67. Tsang K. et al.— Ibid., 1978, v. 40, p. 327.
68. Chen L.— Ibid., 1978, v. 41, p. 649.
69. Antonson T. M., Jr.— Ibid., p. 33.
70. Kadomtsev B. B., Pogutse O. P.— Nucl. Fusion, 1971, v. 10, p. 67.
71. Кадомцев Б. Б., Погудце О. П.— ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 2025.
72. Парайл В. В., Погудце О. П.— Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 228.

73. Parail V. V., Rogutse O. P.— Nucl. Fusion, 1978, v. 18, p. 303.
74. Аликаев В. В., Арсеньев Ю. И., Бобровский Г. А. и др.— ЖТФ, 1975, т. 45, с. 515.
75. Аликаев В. В., Разумова К. А., Соколов Ю. А.— Физика плазмы, 1975, т. 1, с. 546.
76. Bernabei C. et al.— In: Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res., Baltimore, 1982.— Vienna; 1983.— IAEA CN-41/C-5.
77. Alikae v V. V.— In: Proc. of the 10th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys.— Moscow, 1953.— V. 2, p. 11.
78. Demirkhanov R. A., Kirlov A. G., Ruchko L. F., Sukhanov A. V.— Ibid.— V. 1, paper E-7.
79. Alikae v V. V., Vdovin V. L., Ivanov D. P. et al.— In: Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fus. Res. Baltimore, 1982,— Vienna, 1983.— IAEA CN-41/K-1.
80. Porcolab M. et al.— Ibid., IAEA CN-41/C-4.
81. Spitzer L., Jr.— Phys. Fluids, 1958, v. 1, p. 253.
82. Greene J. M., Johnson J. L., Weimer K. E.— Phys. Fluids, 1962, v. 8, p. 145.
83. Пустовитов В. Д.— Физика плазмы, 1982, т. 8, с. 473.
84. Zakharov L. E., Pustovito v V. D., Shafranov V. D., Degtyarev L. M. et al.— In: Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Baltimore, 1982.— Vienna, 1983.— IAEA CN-41/V-5.
85. Rosenbluth M. N., Sagdeev R. Z., Taylor J. B., Zaslavskii G. M.— Nucl. Fusion, 1966, v. 6, p. 297.
86. Рабинович М. С.— В кн.: Итоги науки и техники, М.: ВИНТИ, 1981. Сер. «Физика плазмы», Т. 2, с. 6—79.
87. Dikiy A. G. et al.— In: Proc. of the 6th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys.— Moscow, 1973.— V. 1, p. 105.
88. Cattanei G.— In: Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res., Baltimore, 1982.— Vienna; 1983.— IAEA CN-41/L-5.
89. Уок. et al.— Ibid.— IAEA CN-41/L-3.
90. Коврижных Л. М.— Препринты ФИАН СССР, № 165 и № 222.— Москва, 1982.
91. Rotok R. E., Politzer P. A., Lidsky L. M.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45 p. 1328.
92. Boozer A. N., Kuо-Рetravic G.— Phys. Fluids, 1981, v. 24, p. 851.
93. Mynick H. E.— Phys. Fluids, 1982, v. 25, p. 325.
94. Mynick H. E., Chu T. K., Boozer A. H.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 322.
95. Попов С. Н., Попрядухин А. П.— ЖТФ, 1966, т. 36, с. 390.
96. Ивановский М. А., Попов С. Н., Попрядухин А. П., Рабинович М. С.— In: Proc. of the 4th Int. Conf. on Plasma Phys. and Nuclear Fusion Res. Madison, 1971.— Vienna, 1972.— V. 3, p. 63.
97. Lyon J. F. et al.— In: Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Baltimore, 1982,— Vienna, 1983.— IAEA CN-41/Q-3.
98. Brossman U. et al.— Ibid.— IAEA CN-41/Q-5.
99. Arsenin V. V. et al.— Ibid.— IAEA CN-41/Q-6.
100. Boozer A. H. et al.— Ibid.— IAEA CN-41/Q-4.
101. Thoenemann P. C. et al.— Nature, 1958, v. 181, p. 217.
102. Бабичев А. П. и др.— Nucl. Fusion, 1962, v. 2, p. 84; Nucl. Fusion, Supplement, 1962, V. 2, p. 635.
103. Кадомцев Б. Б.— Ibid., 1962, V. 3, p. 969.
104. Robinson D. C.— Plasma Phys., 1971, v. 13, p. 439.
105. Taylor J. B.— In: Pulsed High Beta Plasmas.— Oksford: Pergamon Press, 1976.— P. 59.
106. Ohkava T., Chu M., Chu C., Schaffer M.— Nucl. Fusion, 1980, v. 20, p. 1464.
107. Baker D. A. et al.— In: Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Baltimore, 1982. Vienna, 1983.— IAEA CN-41/H-2-1.
108. Velikov V. V. et al.— Ibid.— IAEA CN-41/M-6.
109. Armstrong W. T. et al.— Ibid.— IAEA CN-41/M-2-1.
110. Бурцев В. А., Грибков В. А., Филиппова Т. И.— В кн.: Итоги науки и техники, М.: ВИНТИ; 1981.— Сер. «Физика плазмы», т. 2, с. 80—137.
111. Готт Ю. В., Иоффе М. С., Тельковский В. Г.— Nucl. Fusion Supplement, 1962, v. 3, p. 1045.
112. Baiborodov Yu. T. et al.— In: Proc. of the 6th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys.— Moscow, 1973.— V. 2, p. 122.
113. Иоффе М. С., Канаев Б. И., Пастухов В. П., Юшманов Е. Е.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 2145.

114. Coensgen F. H. et al.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1501.
115. Coensgen F. H. et al.— Ibid., 1976, v. 37, p. 143.
116. Димов Г. И., Закайдаков В. В., Кишиневский М. Е.— Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 597.
117. Fowler T. K., Logan B. G.— Comments Plasma Phys. and Controlled Fusion, 1977, v. 2, p. 167.
118. Simonen T. C. et al.— In: Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Res. Baltimore, 1982.— Vienna, 1983.— IAEA CN-41/G-1.
119. Baldwin D. E., Logan B. G.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1318.
120. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 186.
121. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В.— Физика плазмы, 1978, т. 4, с. 501.
122. Панов Д. А.— Препринт ИАЭ-3535/6.— М., 1982, Физика плазмы, 1983, т. 9, № 1.
123. Ступаков Г. В.— Физика плазмы, 1979, т. 5, с. 958.
124. Муховатов В. С.— В кн.: Итоги науки и техники.— Сер. «Физика плазмы».— М.: ВИНТИ, 1980, Т. 1, с. 6.
125. Чужанов В. А.— Ibid.,— С. 119.
126. Шеффилд Дж.— В кн.: Труды института инженеров по электротехнике и электронике (ТИИЭР). Тематический выпуск «Управляемый термоядерный синтез: магнитное удержание». — М.: Мир., 1981.— Т. 69, № 8, с. 26.
127. Саймонен Т. С.— Ibid., С. 83.
128. Бейтман Г. МГД неустойчивости.— М.: Энергоиздат, 1982.
129. Ryutov D. D.— Nucl. Fusion, 1980, v. 20, p. 1068.
130. Bickerton R. J.— Ibid., p. 1072.
131. Shafranov V. D.— Ibid., p. 1075.
132. Rutherford P.— Ibid., p. 1086.
133. Rosenbluth M. N., Rutherford P. H.— In: Fusion/Ed. by E. Teller.— N. Y.: Academic Press, 1981.— V. 1. Magnetic Confinement, pt. A, p. 32.
134. Furth H. P.— Ibid.— P. 124.
135. Shohet J. L.— Ibid.— P. 243.
136. Fowler T. K.— Ibid.— P. 291.
137. Post R. F.— Ibid.— P. 358.
138. Baker D. A., Quinn W. E.— Ibid.— P. 438.
139. Bodin H. A. B.— In: Proc. of the 10th Intern. Conference on Controlled Fusion and Plasma Phys.— Moscow, 1981.— V. 2, p. 21.
140. Shafranov V. D.— Phys. Fluids, 1983, v. 26, № 2.