

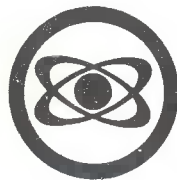
ISSN 0202—7933



ИТОГИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Том 7



Москва 1985

ИТОГИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Том 7

Редактор В. Д. Шафранов

Серия издается с 1980 г.



МОСКВА 1985

Главный редактор информационных изданий ВИНТИ
профессор *А. И. Михайлов*

Главный редактор серии академик *Б. Б. Кадомцев*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ
информационных изданий по физике

Главный редактор — акад. *Б. Б. Кадомцев*

Члены редакционной коллегии:

к. ф.-м. н. *В. Е. Асрибеков* (зам. главного редактора),
к. ф.-м. н. *О. М. Агаев*, чл.-корр. АН СССР *А. М. Афанасьев*,
д. ф.-м. н. *С. А. Ахманов*, к. ф.-м. н. *О. Н. Бокша*,
чл.-корр. АН СССР *Ф. В. Бункин*,
Н. В. Илларионов (ученый секретарь редколлегии),
д. ф.-м. н. *А. И. Карчевский*, д. ф.-м. н. *Б. С. Непорент*,
чл.-корр. АН СССР *Л. Б. Окунь*, к. ф.-м. н. *Я. А. Пяста*,
д. ф.-м. н. *В. Б. Сандомирский*,
чл.-корр. АН СССР *В. Д. Шафранов*

ОТ РЕДАКТОРА

Основное содержание седьмого тома серии ИНТ «Физика плазмы» составляет статья кандидатов физико-математических наук Л. Е. Захарова и С. В. Путвинского. Она продолжает ту линию исследований, которой был посвящен шестой выпуск и которая связана с наиболее продвинутыми системами магнитного удержания плазмы — токамаками. В отличие от материала предыдущего выпуска, где рассматриваются вопросы, наиболее принципиальные с точки зрения реакторных перспектив токамака, статья Л. Е. Захарова и С. В. Путвинского посвящена главным образом теоретическим основам токамака, знание которых необходимо многим специалистам, участвующим в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу. Авторы статьи — активные участники развития программы токамаков, и эта их работа, безусловно, будет полезной тем физикам и инженерам, которые работают или будут работать в области УТС.

Токамаками не исчерпываются все магнитные системы, потенциально пригодные для УТС. Поэтому, несмотря на то, что на основе токамака уже ведутся разработки проектов опытного термоядерного реактора, интерес к другим, так называемым альтернативным системам магнитного удержания, не ослабевает. В ИНТ «Физика плазмы» запланирована серия статей по этим системам. Сюда относятся разные модификации и открытых ловушек, и стеллараторов, и пинчей, получившие в последнее время новое развитие. Особого внимания заслуживают пинчевые системы, в которых отношение давления плазмы к давлению магнитного поля близко к единице и в которых нагрев плазмы осуществляется простыми электротехническими методами. Одной из них — компактному тору — посвящена статья первооткрывателя этой концепции доктора физико-математических наук Р. Х. Куртмуллаева и кандидатов физико-математических наук А. И. Малютина и В. Н. Семенова.

Намечавшиеся к публикации в седьмом томе статьи по другим магнитным системам управляемого термоядерного синтеза предполагается включить в восьмой том данной серии.

ОСНОВЫ ОПТИМИЗАЦИИ ТОКАМАКОВ

Л. Е. Захаров, С. В. Пугвинский

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
1. Удержание энергии и частиц в плазме токамака	7
1.1. Равновесная плазменная конфигурация токамака	7
1.2. Движение заряженных частиц в магнитном поле токамака	12
1.3. Удержание термоядерных заряженных частиц	15
1.4. Процессы переноса в токамаке	18
1.4.1. Ионная компонента	20
1.4.2. Электронная компонента	23
1.5. Электропроводность плазмы и джоулев нагрев	24
2. Обеспечение равновесия тороидального плазменного шнура	27
2.1. Тороидальный магнит токамака	27
2.1.1. Оптимальная форма катушек тороидального поля	27
2.1.2. Гофрировка магнитного поля и ионный перенос энергии	29
2.1.3. Приближенный расчет гофрировки	33
2.2. Индукционное возбуждение тока	34
2.3. Полоидальная система равновесия	38
2.3.1. Принцип виртуального кожуха	38
2.3.2. Численные методы расчета равновесия в токамаке	40
2.3.3. Фиксация характерных точек как принцип поддержания равновесия в токамаке	42
2.4. Магнитная диагностика плазмы	44
2.5. Устойчивость равновесия	46
2.6. Уравнения эволюции плазменного шнура	48
2.7. Адиабатическое сжатие плазмы в токамаке	51
3. Гидромагнитная устойчивость плазмы в токамаке	57
3.1. Классификация неустойчивостей в сильном тороидальном поле	57
3.2. Винтовые неустойчивости и тиринг-моды	60
3.2.1. Физическая природа винтовых неустойчивостей	60
3.2.2. Принцип наложения тока	62
3.2.3. Квазилинейное насыщение тиринг-моды	65
3.2.4. Оптимальные профили тока в токамаке	67
3.3. Внутренние крупномасштабные моды	68
3.3.1. Внутренняя винтовая мода $m=1$	69
3.3.2. Низшие внутренние моды $m \geq 2$	71
3.4. Межкомасштабные МГД-неустойчивости плазмы конечного давления	71
3.4.1. Критерий Мерсье для токамака	71
3.4.2. Тонкая структура равновесных конфигураций	72
3.4.3. Баллонные неустойчивости тороидальной плазмы	73
3.5. Неустойчивость срыва в токамаке	73
Заключение	76
Литература	77

ВВЕДЕНИЕ

Установки токамак предназначены для достаточно длительного квазистационарного удержания высокотемпературной плазмы. Основной целью физических исследований на этих установках является изучение законов, определяющих термоизоляцию плазмы с термоядерными параметрами, для дальнейшего ее использования как сердцевины термоядерного реактора. Оказалось, однако, что эта цель неотделима от исследований способов поддержания плазмы в макроскопически устойчивом состоянии и только при обеспечении такой устойчивости можно думать об изучении более тонких и сложных процессов удержания энергии и частиц в квазистационарном режиме. В соответствии с этим теория установок токамак должна выработать такие принципы создания и управления плазменным шнуром, чтобы квазистационарность разряда была обеспечена. С этой точки зрения физику плазмы токамака можно условно разбить на такие части:

1. Физику макроскопических явлений, дающую необходимые условия для длительного существования высокотемпературной плазмы.
2. Физику явлений переноса, определяющих возможность нагрева и удержания энергии в плазме токамака.
3. Физику процессов, пригодных для диагностики плазмы.

В настоящем обзоре предполагается изложить ту часть сведений о плазме токамака, которая определяет облик этих установок и, соответственно, параметры систем, составляющих довольно громоздкий комплекс физической аппаратуры, связанный с каждым из токамаков. Надо представлять себе, что так же как спутник, выведенный на орбиту, является лишь малой частью всего ракетно-космического комплекса, обеспечивающего его запуск, так и высокотемпературный плазменный шнур токамака — продукт функционирования множества систем, выполненных подчас на пределе сегодняшних технических возможностей. Собственно установка токамак представляет собой лишь электромагнитную систему с комплексом диагностик. Кроме нее обязательными являются вакуумная система, обеспечивающая откачку камеры токамака до давления — 10^{-8} Тор, (типичный объем плазмы уже сейчас измеряется кубометрами) система газонапуска с регулируемой скоростью подачи газа, система электропитания со множеством подсистем, отличающихся энергетикой и мгновенной мощностью (запас энергии в магнитном поле современных токамаков составляет сотни мегаджоулей), система дополнительного нагрева плазмы, система охлаждения многочисленных обмоток токамака (часто для улучшения проводимости обмоток и экранов магнитного поля используются криогенные системы с жидким азотом), система управления установкой и система сбора данных с их обработ-

кой в реальном масштабе времени. В ИАЭ им. И. В. Курчатова существует уникальный токамак Т-7, использующий сверхпроводимость для создания тороидального магнитного поля. Строятся установки Т-15 (ИАЭ) и Torus-II (Франция) с использованием сверхпроводимости в большем объеме. В ближайшем будущем при переходе к токамакам реакторного масштаба из-за добавления к установке защитного слоя от нейтронного излучения отношение объема плазмы к размерам самой установки резко уменьшится. Тем не менее, именно свойства плазменного шнура являются первоисточником всех требований на саму установку токамак и многочисленные системы, его обслуживающие.

Взаимосвязь свойств плазмы с требованиями на окружающие токамак системы многопараметрическая, и чтобы разобраться в ней необходимо прежде всего иметь представление о том круге физических явлений, которые отвечают за макроскопическую устройчивость плазмы. Хотя упоминавшееся выше разделение физики плазмы на отдельные части является условным и в физических исследованиях обычно не проводится, тем не менее сейчас уже можно утверждать, что оно вполне определилось. Исследования показывают, что для токамака есть область параметров плазмы, в которой ее длительное и устойчивое существование возможно, что и позволяет изучать все многообразие сложных явлений, влияющих на удержание энергии и частиц. С другой стороны большинство макроскопических явлений, приводящих к потере удержания в токамаке, хорошо описывается простой моделью магнитной гидродинамики, причем зачастую идеализированной. Она практически полностью указывает границы областей, где плазма может быть устойчивой. Исключение составляет предел по плотности для неустойчивости срыва, который не может быть получен напрямую из магнитной гидродинамики. Важно то, что нарушение условий устойчивости не сопровождается постепенным ухудшением удержания, а, как правило, приводит к неожиданному «включению» срывов или релаксационных колебаний (внутренние срывы, связанные с внутренней модой $m=1$, большие срывы, связанные с винтовыми неустойчивостями, fish-bone колебания при высоком давлении плазмы), сбрасывающих энергию плазмы практически мгновенно по сравнению с характерными временами удержания в стационарном разряде.

Важность обеспечения устойчивости, как необходимого условия проведения исследований на токамаках, с одной стороны и наличие сравнительно простых и адекватных моделей для ее описания, с другой, делают необходимым использование этих представлений при разработке установок токамак. Ниже сделана попытка дать обзор этих представлений.

В первой части обзора приводятся сведения об удержании энергии и частиц в квазистационарном разряде. Этим опреде-

ляются размеры плазменного шнура и мощность источников дополнительного нагрева. Осуществление в настоящее время перехода к токамакам с реакторными параметрами требует учета удержания заряженных продуктов термоядерных реакций, в частности, для целей диагностики. Поэтому сюда же включен вопрос о поведении энергичных частиц в плазме. Вторая часть обзора посвящена традиционным для токамака вопросам поддержания равновесия, которые уже вошли в практику инженеров, занимающихся разработкой новых установок. В третьей части обзора даны представления о неустойчивостях и ограничениях, которые они накладывают на параметры плазмы в токамаке. В области экспериментального изучения неустойчивостей крупным достижением стало практическое осуществление на токамаке T-10 [8] управления макроскопической устойчивостью разряда с помощью оптимального формирования профиля тока на начальной стадии программированием газонапуска. Таким образом и вопросы активного управления устойчивостью постепенно переходят из области физических исследований в сферу инженерных разработок.

1. УДЕРЖАНИЕ ЭНЕРГИИ И ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

1.1. Равновесная плазменная конфигурация токамака

В токамаке для удержания плазмы создается система вложенных магнитных поверхностей, образованных суперпозицией тороидального \mathbf{B}_t и полоидального \mathbf{B}_p магнитных полей, причем из соображений гидромагнитной устойчивости $\mathbf{B}_t \gg \mathbf{B}_p$. В основном приближении конфигурацию плазмы в токамаке можно считать осесимметричной, а различные отклонения от симметрии учитывать как возмущения (см. 3.2).

Обозначим r, z, ζ — цилиндрические координаты (рис. 1), связанные с осью симметрии [9]. При рассмотрении многих эффектов можно пренебречь кривизной системы и плазменный шнур выпрямляют в цилиндр, так что ζ переходит в продольную координату. Учитывая это, вместо ζ будет также использоваться азимутальная длина $s = r\zeta$. Для магнитного поля \mathbf{B} и плотности тока \mathbf{J} в осесимметричной системе имеем представление

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_p + \mathbf{B}_t, \quad \mathbf{B}_p = B_r \mathbf{e}_r + B_z \mathbf{e}_z, \quad \mathbf{B}_t = B_s \mathbf{e}_s, \quad (1)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_p + \mathbf{j}_t, \quad \mathbf{j}_p = j_r \mathbf{e}_r + j_z \mathbf{e}_z, \quad \mathbf{j}_t = j_s \mathbf{e}_s. \quad (2)$$

Из условий $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$, $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$ и симметрии конфигурации полоидальные компоненты \mathbf{B}_p и \mathbf{j}_p можно выразить через функцию потока магнитного поля $\Psi(r, z)$,

$$\mathbf{B}_p = \frac{1}{2\pi r} \nabla \Psi \times \mathbf{e}_s, \quad (3)$$

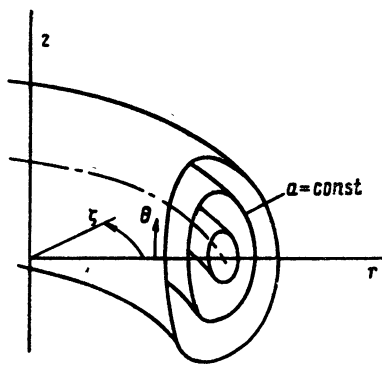


Рис. 1. Система координат r , ξ , z и вложенные магнитные поверхности $\Psi(a) = \text{const}$; θ — угловая переменная на магнитной поверхности

и полоидальный ток $F(r, z)$,

$$\mathbf{j}_p = \frac{1}{2\pi r} \nabla F \times \mathbf{e}_s. \quad (4)$$

Функция $\Psi(r, z)$ представляет собой поток магнитного поля через кольцевой контур с координатами r, z . Отсюда ЭДС на этом контуре

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Psi}{\partial t}. \quad (5)$$

Аналогично $F(r, z)$ — это полный ток через кольцевой контур, так что тороидальное поле

$$B_s = \frac{2F}{cr}. \quad (6)$$

Из уравнения равновесия плазменных конфигураций

$$\nabla p = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (7)$$

следует, что линии тока и магнитного поля лежат на поверхностях равного давления: $\mathbf{j} \nabla p = 0$, $\mathbf{B} \nabla p = 0$. Это означает, что функции p , Ψ , F имеют совпадающие линии уровня, то есть $p = p(\Psi)$, $F = F(\Psi)$. Поэтому для поддержания равновесия плазмы надо обеспечить замкнутость поверхностей $\Psi(r, z) = \text{const}$ в области, предназначенной для удержания плазмы.

На замкнутые магнитные поверхности силовая линия магнитного поля навивается в результате наложения полоидального и тороидального магнитных полей [10]. Важным для теории движения частиц и устойчивости плазмы характеристиками ее прокручивания являются величины вращательного преобразования

$$\mu(\Psi) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{n}{m}, \quad (8)$$

где n , m соответственно числа оборотов силовой линии вокруг магнитной оси и оси симметрии, и обратная величина

$$q(\Psi) = 1/\mu, \quad (9)$$

называемая запасом устойчивости. На рациональных магнитных поверхностях, соответствующих рациональным μ силовые линии замыкаются сами на себя. Иррациональные же поверхности образованы одной бесконечной силовой линией. Общие для тороидальных конфигураций определения (8), (9) для токамака эквивалентны

$$q = \oint \frac{B_s}{2\pi r |B_p|} dl = \frac{2F}{c} \oint \frac{dl}{r |\nabla \Psi|}, \quad (10)$$

где интеграл берется по меридиональному сечению магнитной поверхности.

Уравнение (3) определяет связь $\Psi(r, z) = 2\pi r A_s$, где A — векторный потенциал магнитного поля. Учитывая это, можно написать уравнение для $\Psi(r, z)$

$$\Delta^* \Psi \equiv r^2 \operatorname{div} \frac{\nabla \Psi}{r^2} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = -\frac{8\pi^2}{c} r j_s(r, z). \quad (11)$$

В равновесной плазменной конфигурации $j(r, z)$ не может быть произвольной функцией r, z . Раскрыв (7) покомпонентно, можно показать, что [11]

$$j_s = 2\pi r \left(c \frac{dp}{d\Psi} + \frac{4\pi}{c} \frac{F}{4\pi^2 r^2} \frac{dF}{d\Psi} \right). \quad (12)$$

С такой правой частью уравнение (11) называется уравнением Грэда—Шафранова. Оно лежит в основе теории равновесия плазмы в осесимметричных системах, в том числе и токамаке.

Если ввести характерный большой радиус R плазменной конфигурации (например, радиус магнитной оси или центра разрядной камеры), то j_s можно записать в более физическом виде

$$j_s = A(\Psi) \frac{R}{r} + B(\Psi) \left(\frac{r}{R} - \frac{R}{r} \right), \quad (13)$$

где

$$B(\Psi) = 2\pi R \frac{dpc}{d\Psi}, \quad A(\Psi) = \frac{4\pi}{c} \frac{F}{2\pi R} \frac{dF}{d\Psi} + B(\Psi), \quad (14)$$

так что уравнение Грэда—Шафранова примет вид

$$\Delta^* \Psi = -\frac{8\pi^2 R}{c} \left[A(\Psi) + B(\Psi) \left(\frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \right]. \quad (15)$$

Для шнура малой тороидальности $\Delta r/R, z/R \ll 1$ функция $A(\Psi)$ приблизительно соответствует средней плотности тока на магнитной поверхности, а второе слагаемое в (13) явно учитыва-

ет эффект баллонной силы, связанной с давлением плазмы и кривизной системы.

Основные свойства равновесной тороидальной конфигурации можно проиллюстрировать на наиболее важной модели плазменного шнура круглого сечения. В пренебрежении кривизной, его можно представить как прямолинейный шнур, в котором все величины зависят только от текущего малого радиуса a , причем определяющими профилями являются плотность продольного тока $j_s(a)$ и давление плазмы $p(a)$. Магнитное поле связано с ними формулами

$$\frac{d}{da} aB_\theta(a) = \frac{4\pi}{c} \cdot j_s, \quad \frac{dB_s}{da} = -\frac{4\pi}{c} j_\theta, \quad (16)$$

$$\frac{dp}{da} = \frac{1}{c} (j_\theta B_s - j_s B_\theta), \quad (17)$$

где индекс θ означает полоидальную компоненту. Пусть a_0 — радиус границы плазменного шнура, за которой $p=0$, $j=0$. Из (16), (17)

$$B_\theta = \frac{4\pi}{c} \frac{1}{a} \int_0^a j_s a da, \quad B_s^2 = B_{s0}^2 - 4\pi p(a) + \frac{4\pi}{c} \int_a^{a_0} j_s B_\theta da. \quad (18)$$

Важными безразмерными характеристиками тороидальной конфигурации являются ($J(a_0)$ — полный ток в шнуре, B_{s0} — продольное поле тороидальных катушек):

$$\beta_j = \frac{2c^2 \int p dS}{J^2(a_0)}, \quad \mu_j = \frac{c^2 \int [B_{s0}^2 - B_s^2] dS}{4\pi J^2(a_0)}. \quad (19)$$

Интегрирование ведется здесь по полоидальному сечению шнура. По определению β_j , μ_j представляют инварианты и их значения не зависят от сечения, по которому проводится интегрирование. В прямолинейном шнуре круглого сечения они связаны точным соотношением

$$\beta_j = 1 + \mu_j. \quad (20)$$

Как будет показано в разд. 2.4, μ_j можно достаточно хорошо измерять по изменению потока продольного поля, что дает возможность определять величину β_j [3].

Эффект кривизны плазменного шнура состоит в появлении относительного смещения $\Delta(a)$ магнитных поверхностей без существенного искажения их формы (если не применять специально внешние поля для деформации сечения плазмы). При этом геометрию магнитных поверхностей можно параметрически записать в виде [9]

$$r = R_0 - \Delta(a) - a \cos \theta, \quad z = a \sin \theta, \quad (21)$$

где R_0 — радиус магнитной оси, $\Delta(0) = 0$. Для смещения имеем зависимость

$$\Delta'(a) = \frac{a}{R_0} \left[\frac{l_i(a)}{2} + \beta_j(a) \right], \quad (22)$$

где текущие значения

$$l_i(a) = \frac{2}{J^2(a)} \int_0^a \frac{J^2}{a} da, \quad l_i(a) = \frac{\langle B_\theta^2 \rangle_a}{B_0^2(a)}, \quad (23)$$

$$\beta_j(a) = \frac{2c^2}{J^2(a)} 2\pi \int_0^a [p(a') - p(a)] a' da', \quad (24)$$

$J(a)$ — продольный ток через сечение текущей магнитной поверхности. Магнитное поле B_θ тороидального шнура определяется формулой Шафранова

$$B_\theta(a, \theta) = \frac{2J(a)}{ca} \left(1 - \frac{a}{R_0} \Lambda \cos \theta \right), \quad (25)$$

$$\Lambda = \beta_j(a) + l_i(a)/2 - 1, \quad (26)$$

а для продольного поля токамака можно пользоваться модифицированной формулой (18)

$$B_s(a, \theta) = B_s(a) / \left(1 - \frac{a}{R_0} \cos \theta \right), \quad (27)$$

где $B_s(a)$ определяется по формуле (18).

Для шнура круглого сечения запас устойчивости $q(a)$ дается выражением

$$q(a) = q_c(a) \left(1 + \frac{a^2}{R_0^2} + \frac{1}{2} \Delta'^2 \right), \quad q_c(a) = \frac{a^2 B_s(a)}{R_0^2 J(a) / c}. \quad (28)$$

Множитель в круглых скобках дает здесь поправку на тороидальность по отношению к цилиндрическому значению $q_c(a)$.

Как следует из уравнения Грэда—Шафранова, геометрия равновесной плазменной конфигурации определяется двумя одномерными профилями: функцией $A(\Psi)$, близкой по смыслу к средней плотности тока на магнитной поверхности, и $B(\Psi)$, характеризующей распределение давления, а также внешними полями, играющими роль граничных условий для уравнения (15). В реальной конфигурации профили $A(\Psi)$, $B(\Psi)$ устанавливаются в результате процессов диффузии магнитного поля, нагрева и переноса энергии в плазме. Для плазмы умеренного давления, когда второе слагаемое в (13) можно считать поправкой к первому, профиль $A(\Psi)$ связан с распределением электропроводности (то есть электронной температуры) и ЭДС. В токамаке большого давления, когда оба слагаемых в (13) сравнимы по величине, распределение давления начинает играть существенную роль в диффузии магнитного поля. Согласованные уравнения для эволюции равновесной конфигурации токамака будут приведены в разд. 2.6. Ниже будут даны представления о процессах переноса, определяющих профили основных величин в равновесной конфигурации.

1.2. Движение заряженных частиц в магнитном поле токамака

Ларморовский радиус частиц плазмы токамака мал по сравнению с размером плазменного шнура и радиусом кривизны силовых линий магнитного поля. Даже для заряженных частиц с энергией несколько МэВ, которые появляются в результате термоядерных реакций, он составляет всего $1/15$ — $1/20$ от малого радиуса плазменного шнура, типичного для токамака реакторных размеров. Поэтому для описания движения частиц в токамаке можно использовать дрейфовое приближение [12].

В дрейфовом приближении частица движется вдоль силовой линии и дрейфует поперек магнитного поля. В токамаке дрейфовая скорость возникает из-за кривизны и неоднородности тороидального магнитного поля и направлена параллельно оси симметрии тора. Если бы тороидальный дрейф отсутствовал, то траектории частиц совпадали бы с магнитными поверхностями, показанными пунктиром на рис. 2. Тороидальный дрейф приводит к тому, что частица начинает удаляться от магнитной поверхности, с которой она начала свое движение на внешнем обводе тора. В нижней полуплоскости она приближается к исходной поверхности и после полного оборота по малому обходу возвращается на нее. На рис. 2 цифрой 1 отмечена проекция такой пролетной траектории на меридиональную плоскость $\zeta = \text{const}$. При этом частица в q раз больше делает оборотов вокруг главной оси тора, чем вокруг его магнитной оси.

Если исходная продольная скорость частицы достаточно мала, то частица не сможет пройти через отверстие тора. Это связано с тем, что тороидальное магнитное поле $B_s \sim 1/r$ больше

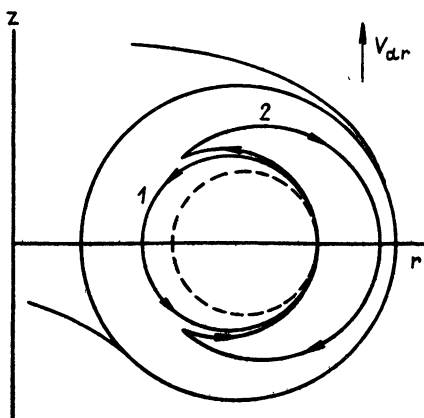


Рис. 2. Проекция траекторий частиц на плоскость $\zeta = \text{const}$:

1 — пролетная частица, 2 — запертая частица

по величине на внутреннем обводе тора, чем на внешнем. Поэтому при малой продольной скорости частица отразится от магнитной пробки и опишет траекторию, отмеченную цифрой 2. Эти частицы называют запертыми или банановыми (по виду проекции их траектории).

Траектория банановой частицы, так же как и пролетной, не замкнута — вернувшись после одного оборота на ту же магнитную поверхность, частица из-за дрейфа оказывается в другой точке по азимуту. Период обращения частицы T принято характеризовать баунс-частотой $\omega_b = 2\pi/T$. При большой продольной скорости $T \approx 2\pi Rq/v_{\parallel}$ и $\omega_b \approx v_{\parallel}/(qR)$. Для сильно запертых частиц, которые сосредоточены на внешнем обводе, с $v_{\parallel} \ll v_{\perp}$ как и в обычной адиабатической ловушке $\omega_b \approx v_{\perp}/(qR)$. Частицы на границе между запертыми и пролетными, у которых $v_{\parallel}/v_{\perp} \approx \sqrt{a/R}$, имеют точку отражения на внутреннем обводе тора. Такие частицы очень долго задерживаются в точке отражения и поэтому для них $\omega_b \rightarrow 0$. В случае круглых магнитных поверхностей справедлива следующая формула [13]

$$\omega_b = \begin{cases} \frac{\pi v \sqrt{a/R}}{2 \sqrt{2} RqK(\kappa)}, & \kappa < 1, \\ \frac{\pi v \sqrt{a/R} \kappa}{2 \sqrt{2} RqK(1/\kappa)}, & \kappa > 1, \end{cases} \quad (29)$$

где $\kappa = v_{\parallel 0}^2 / (2v_{\perp 0}^2 a/R)$, v — полная скорость частицы, $v_{\parallel 0}$ и $v_{\perp 0}$ — продольная и поперечная компоненты скорости на внешнем обводе. Зависимость $\omega_b(\kappa)$ показана на рис. 3.

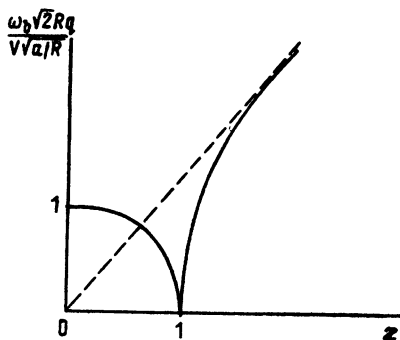


Рис. 3. Баунс-частота ω_b в токамаке в зависимости от параметра $\kappa = Rv_{\parallel 0}^2 / (2v_{\perp 0}^2 a)$

Для того, чтобы количественно описать траектории частиц в токамаке проще всего воспользоваться сохранением обобщенного момента импульса. Используя поток полоидального поля

$\Psi(r, z)$, обобщенный момент импульса частицы, можно записать следующим образом

$$P_s = m v_s r + \frac{e \Psi(r, z)}{2\pi c}. \quad (30)$$

В дрейфовом приближении координаты и скорость частицы нужно заменить на координаты и скорость центра ларморовской окружности:

$$P_s = m v_{\parallel} + \frac{e \Psi(r, z)}{2\pi c} = \text{const}. \quad (31)$$

Продольную скорость частицы можно выразить из условия сохранения полной энергии и магнитного момента $\mu = v_{\perp}^2 / |B|$ частицы

$$v_{\parallel}^2 + \mu B = v_{20} = \text{const}. \quad (32)$$

Учтем теперь, что в токамаке $B \sim 1/r$ и вместо v_{\parallel} введем $X = v_{\parallel} / v_0$. Тогда (31) и (32) можно переписать в виде

$$Xr + \frac{e}{2\pi m c v_0} \Psi(r, z) = P = \text{const}, \quad (33)$$

$$(1 - X^2)r = \mu = \text{const}. \quad (34)$$

Исключая X из уравнений (33, 34), получим соотношение между r и z , описывающее траектории, которые изображены на рис. 2.

Из системы уравнений (33, 34) видно, что в качестве естественных переменных для описания траекторий частиц в токамаке удобно использовать r и $\bar{\Psi} = e \Psi(r, z) / (2\pi m_{\alpha} c v_0)$, вместо геометрических координат r и z . Подобные координаты впервые были введены в работе [14]. На рис. 4 показано, как выглядит траектория частиц и форма плазмы в переменных $r, \bar{\Psi}$. Отметим что заряженные частицы в токамаке могут выходить по дрей-

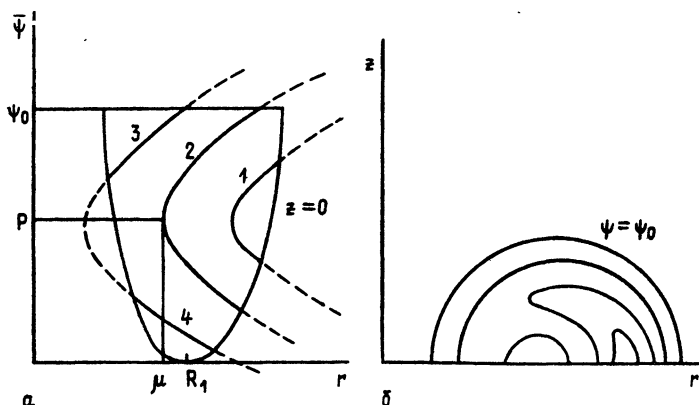


Рис. 4(а, б). Траектории частиц на плоскости Ψ, r и соответствующие им траектории на плоскости r, z :

1 и 2 — банановые частицы, 3 и 4 — пролетные частицы

фовым траекториям лишь на ту половину стенки (верхнюю или нижнюю), в сторону которой направлен тороидальный дрейф. На рис. 4 тороидальный дрейф направлен вверх.

Константы P и μ однозначно задают траекторию только в случае запертых частиц, для которых в плазме имеется точка отражения ($x=0$). При этом P и μ соответствуют координатам точки отражения

$$P = \frac{e_{\alpha} \Psi_{\text{ref}}}{2\pi m_{\alpha} c v_0}, \quad r_{\text{ref}} = \mu. \quad (35)$$

Поэтому при уменьшении P траектория на рис. 4 смещается влево и после того, как точка отражения выйдет за границу плазмы ($z=0$), траектория запертой частицы расщепится на две траектории пролетных частиц (см. рис. 4). Обе траектории пролетных частиц соответствуют одним и тем же значениям P и μ .

1.3. Удержание термоядерных заряженных частиц

Частицы с большой энергией, рождающиеся в термоядерных реакциях, имеют большой размер дрейфовых орбит и поэтому часть частиц может сразу выйти на стенку камеры. Качество удержания заряженных частиц в токамаке очень важно для токамака-реактора, так как именно термоядерные α -частицы должны подогревать плазму и поддерживать заданную температуру в режиме термоядерного горения.

Получим с помощью (33, 34) выражение для потока частиц на стенку. Если мы интересуемся распределением потока по поверхности стенки, то P и μ можно выразить через координату выхода частицы r_0 и значение X_0 в момент вылета:

$$P = -X_0 r_0 + \bar{\Psi}_{\Gamma}(r_0), \quad (36)$$

$$\mu = (1 - X_0^2) r_0, \quad (37)$$

где $\bar{\Psi}_{\Gamma}(r_0) = e_{\alpha} \Psi(r_0, z_0) / (2\pi m_{\alpha} c v_0)$ — значение $\bar{\Psi}$ на поверхности стенки. Если стенка совпадает с магнитной поверхностью, то $\bar{\Psi}_{\Gamma} = \text{const}$. Поток частиц, вылетающих на стенку в точку r_0 с заданным значением X_0 , который мы обозначим $F(P, \mu)$, определится из следующего выражения

$$F(P, \mu) = \frac{1}{2\pi} \iint \frac{Q(\Psi)}{B_r(r, \Psi)} \delta(r^2 - r\mu - (\Psi - P)^2) dr d\Psi. \quad (38)$$

Здесь $Q(\Psi) = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle$ — плотность источника, B_r — радиальная компонента полоидального магнитного поля. Интегрирование в (38) проводится по всему сечению плазмы. Для того, чтобы исключить «лишние» траектории пролетных частиц, не выходящих на стенку, которые отмечены цифрой 4 на рис. 4, нужно в качестве нижнего предела интегрирования для пролетных частиц по Ψ использовать значение $\Psi = P$.

При заданном распределении источника $Q(\Psi)$ и заданной геометрии магнитного поля выражение (38) позволяет определить полный поток на стенку и, следовательно, интегральный коэффициент удержания α -частиц, который обозначим K_α . Он равен доли вылетевших сразу на стенку α -частиц по отношению ко всем родившимся. Обычно коэффициент удержания α -частиц находят численно, интегрируя (38) для каких-либо заданных профилей плотности и температуры плазмы. Несмотря на то, что этот вопрос исследовался достаточно подробно [15], простой зависимости коэффициента удержания от параметров плазмы до сих пор не получено. Чтобы оценить масштаб параметров плазмы, необходимых для удержания α -частиц, можно сравнить ширину «банана»

$$\Delta\Psi = \frac{4\pi m_\alpha c v_\parallel R_0}{e_\alpha} = \frac{4\pi m_\alpha c v_0 R_0}{e_\alpha} \sqrt{\frac{a}{R_0}} \quad (39)$$

с малым радиусом плазменного шнура $\Psi(a_0) - \Psi(0) = \Psi_\Gamma \cong 4\pi R_0 J / c$, где J — плазменный ток. Из условия $\Delta\Psi < \Psi_\Gamma$ получим

$$J > J_{cr} = \frac{m_\alpha c^2 v_0}{e_\alpha} \sqrt{\frac{a}{R_0}}, \quad (40)$$

где J_{cr} — ток, при котором ни одна частица, родившаяся на магнитной оси ($\Psi=0$) не выйдет за границу плазмы. Из оценки (40) видно, что удержание α -частиц определяется только плазменным током J . Для типичных параметров токамака и при энергии α -частиц 3,5 МэВ

$$J_{cr} = 5,4 \sqrt{a_0/R} [\text{МА}] \cong 3 \text{ МА}. \quad (41)$$

Однако, как показывают расчеты, такие оценки оказываются сильно завышенными. Уже при токах, в 1,5–2 раза меньших J_{cr} , достигается хорошее удержание. Например в [16] получено, что для однородного распределения тока, являющегося с точки зрения удержания α -частиц самым неблагоприятным, коэффициент удержания при $J=2$ МА составляет 70–80%. Считается, что для хорошего удержания α -частиц достаточного тока, превышающего 2 МА.

Рассмотрим теперь вопрос об охлаждении оставшихся в плазме быстрых частиц. Если их энергия W_α удовлетворяет условию

$$T_i < W_\alpha < m_\alpha T_e / m_e, \quad (42)$$

которое в токамаке практически всегда выполняется (T_i, T_e — температуры ионов и электронов в плазме), то за счет торможения она будет уменьшаться согласно следующему соотношению [17]

$$\frac{dW_\alpha}{dt} = -\frac{W^*}{\tau_s} \left(\frac{W_\alpha}{W^*} + \sqrt{\frac{W^*}{W_\alpha}} \right). \quad (43)$$

Первое слагаемое в правой части учитывает вклад электронов, а второе — вклад ионов в торможение α -частиц. Здесь

$$\tau_s = 0,01 \left(\frac{10}{\lambda} \right) \left(\frac{m_\alpha}{m_p} \right) \frac{1}{Z_\alpha^2} \frac{T_e^{3/2} [\text{кэВ}]}{n [10^{14} \text{ см}^{-3}]},$$

$$W^* = \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4} Z_i^2 \right)^{2/3} \left(\frac{m_\alpha}{m_i} \right) \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/3} T_e.$$

Из (43) видно, что при $W_\alpha > W^*$ охлаждение происходит в основном на электронах, а при $W_\alpha < W^*$ существенную роль начинают играть ионы плазмы, которые помимо торможения приводят к рассеянию α -частиц. При больших энергиях $W_\alpha > W^*$ (в плазме, состоящей из дейтерия и трития $W^* = 20 T_e$) из-за большой разницы масс $m_e \ll m_\alpha$ быстрые частицы охлаждаются без рассеяния. Поэтому первоначальная траектория частицы, которая имела большую ширину «банана», постепенно приближается к некоторой средней магнитной поверхности. В однородной плазме охладившаяся частица окажется на магнитной поверхности, которая проходит через точки отражения первоначальной траектории. Если время охлаждения $\tau_s \sim T_e^{3/2}/n$ изменяется по радиусу, то траектория будет слегка смещаться в сторону уменьшения τ_s на расстояние $\Delta a \approx \Delta r_B \Delta \tau_s / \tau_s < \Delta r_B$, где Δr_B — ширина банана, $\Delta \tau_s$ — изменение τ_s на ширине банана. В результате профиль плотности быстрых частиц будет изменяться со временем, и такие изменения можно описать, вводя соответствующие коэффициенты переноса (например, коэффициент диффузии), что было сделано в работе [18]. Однако видно, что если частица при первом обходе по дрейфовой траектории не вышла на стенку, то в дальнейшем она будет оставаться в плазме до тех пор, пока ее энергия не уменьшится до величины $W_\alpha < W^*$, при которой начнется рассеяние частиц на ионах плазмы.

В результате энергетический спектр α -частиц, выходящих на стенку, должен состоять из узкого пика с энергией $W_\alpha = W_0$, соответствующего быстрым частицам, сразу вылетевшим на стенку, и низкоэнергичной части с энергией $W_\alpha < W^*$. α -Частицы с энергией $W^* < W_\alpha < W_0$ могут выходить на стенку только в результате нарушения аксиальной симметрии магнитного поля из-за гофрировки или возмущений магнитного поля, связанных с неустойчивостями, в том числе возбуждаемыми самими α -частицами.

Такой характер дрейфовых потерь α -частиц позволяет использовать потоки этих частиц на стенку в качестве инструмента для диагностики плазменных параметров. В работе [19] показано, что по известному распределению потока α -частиц по стенке камеры, решая интегральное уравнение (38), можно восстановить распределение источника α -частиц $Q(\Psi)$ и распреде-

ление плазменного тока $J(a)$. В настоящее время этот метод пассивной диагностики плазмы начинает интенсивно развиваться [20].

1.4. Процессы переноса в токамаке

Процессы переноса тепла и частиц определяют необходимые размеры плазменного шнура и соответственно экспериментальных установок, а также мощности дополнительного нагрева плазмы. В сильном магнитном поле коэффициенты теплопроводности и диффузии вдоль поля во много раз превосходят соответствующие поперечные коэффициенты и поэтому можно считать, что плотность и температура частиц постоянны на магнитной поверхности. Поэтому для описания процессов переноса в токамаке можно пользоваться одномерной моделью для уравнений теплопроводности и диффузии, считая тем не менее магнитную конфигурацию двумерной. Такой подход соответствует так называемой полуторамерной модели эволюции.

Для использования такой модели необходимо вместо r, z ввести координаты, связанные с магнитными поверхностями. Пусть $a(r, z)$ является однозначной меткой магнитных поверхностей $a = a(\Psi)$. В изменяющейся во времени магнитной конфигурации a может зависеть от времени $a = a(r, z, t) = a(\Psi, t)$. Кроме a надо ввести полоидальную угловую переменную θ , меняющуюся на 2π при одном обходе вокруг магнитной оси см. рис. 1. Тогда меридиональное сечение магнитной поверхности можно записать в виде

$$r = r(a, \theta), \quad z = z(a, \theta), \quad a = \text{const}, \quad \theta = 0 \div 2\pi \quad (44)$$

и отсюда вычислить якобиан преобразования цилиндрических координат r, z, ζ в натуральные a, θ, ζ

$$\sqrt{g} = r \left(\frac{\partial r \partial z}{\partial a \partial \theta} - \frac{\partial r \partial z}{\partial \theta \partial a} \right). \quad (45)$$

Введем для меняющейся во времени координатной системе a, θ, ζ аналоги временной и одномеризованной пространственной производных

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \Big|_a + \frac{\partial a}{\partial t} \Big|_r \frac{\partial}{\partial a} = \frac{\partial}{\partial t} - v_a \frac{\partial}{\partial a}, \quad (46)$$

$$\frac{\partial}{\partial V} = \frac{1}{4\pi^2 (\sqrt{g})_\theta} \frac{\partial}{\partial a}, \quad (\sqrt{g})_\theta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sqrt{g} d\theta. \quad (47)$$

Тогда для плазмы, состоящей из ионов и электронов, уравнения переносов можно записать в виде

$$\frac{Dn}{Dt} + \frac{\partial \Gamma}{\partial V} = S, \quad (48)$$

$$\frac{3}{2} \frac{DnT_e}{Dt} + \frac{\partial Q_e}{\partial V} = P_e + P_J - P_b - P_c - P_{ie}, \quad (49)$$

$$\frac{3}{2} \frac{DnT_i}{Dt} + \frac{\partial Q_i}{\partial V} = P_i + P_{ie} - P_{cx}. \quad (50)$$

Здесь T_e, T_i — температуры электронов и ионов, n — плотность плазмы, P_i, P_e — мощности источников дополнительного нагрева, вкладываемые в ионы и электроны, P_{ie} — передача энергии от электронов к ионам, P_J — мощность джоулева нагрева, P_b, P_c — тормозное и циклотронное излучение, P_{cx} — потери на перезарядку, S — источник частиц. Все источники в (48)–(50) понимаются в усредненном по магнитной поверхности смысле

$$P = \int P \sqrt{g} d\theta / \int \sqrt{g} d\theta = \oint \frac{P dl}{|B_p|} / \oint \frac{dl}{|B_p|}, \quad (51)$$

где интегралы по dl берутся вдоль контура меридионального сечения магнитной поверхности. Аналогично нормальная к магнитной поверхности компонента потоков частиц Γ и энергии $Q_{e,i}$ также понимается в усредненном смысле

$$Q = \int \sqrt{g} \mathbf{Q} \nabla a d\theta / \int \sqrt{g} d\theta. \quad (52)$$

Потоки энергии $Q_{e,i}$ складываются из потоков тепла $q_{e,i}$, конвективного переноса $\frac{3}{2} T_{e,i} \Gamma$, работы сил давления $T_{e,i} \Gamma$ и вязкости $\hat{\pi}_{e,i} v_{e,i}$ ($v_{e,i}$ — скорость компонент плазмы)

$$\mathbf{Q}_{e,i} = \mathbf{q}_{e,i} + 5/2 T_{e,i} \Gamma + \hat{\pi}_{e,i} \mathbf{v}_{e,i}. \quad (53)$$

Уравнения (48) ÷ (50) это четные моменты от кинетического уравнения, усредненные по магнитной поверхности. Часто вместо одномерных уравнений (48) ÷ (50), описывающих распределения параметров плазмы по сечению шнура, используются интегральные уравнения баланса энергии для каждой компоненты плазмы

$$\frac{\partial W_i}{\partial t} = \langle P_i \rangle + \langle P_{ie} \rangle - \langle P_{cx} \rangle - \frac{W_i}{\tau_{Ei}}, \quad (54)$$

$$\frac{\partial W_e}{\partial t} = \langle P_e \rangle - \langle P_{ie} \rangle + \langle P_J \rangle - \langle P_b \rangle - \langle P_c \rangle - \frac{W_e}{\tau_{Ee}}. \quad (55)$$

Здесь $W_{i,e} = \langle \frac{3}{2} n T_{i,e} \rangle$, а символ $\langle \rangle$ означает усреднение по сечению шнура. Последние слагаемые в (54), (55) описывают остывание ионов и электронов за счет теплопроводности и диффузии частиц, а сами эти уравнения определяют такие важные для токамака параметры, как энергетические времена жизни ионов и электронов τ_{Ei}, τ_{Ee} . Иногда вместо τ_{Ei} и τ_{Ee} используется единое энергетическое время τ_E

$$\frac{\partial (W_i + W_e)}{\partial t} = \Sigma \langle P \rangle - \frac{(W_i + W_e)}{\tau_E}. \quad (56)$$

Из сравнения (54, 55) с (56) видно, что

$$\frac{1}{\tau_E} = \frac{1}{W_i + W_e} \left(\frac{W_i}{\tau_{Ei}} + \frac{W_e}{\tau_{Ee}} \right). \quad (57)$$

Рассмотрим теперь подробнее, что известно о каждом слагаемом в правых частях (48) ÷ (50) или (54) ÷ (55).

1.4.1. Ионная компонента

Эксперименты, выполненные на различных установках токамак [7], показали, что ионная теплопроводность хорошо описывается неоклассической теорией [21, 22], которая в настоящее время разработана достаточно подробно. Однако экспериментальные коэффициенты переноса у ионов обычно в 2—3 раза превышают теоретические. Сами же теоретические выражения существенно зависят от модели магнитного поля и поэтому для практических целей достаточно использовать простейшие соотношения.

Покажем, следуя работе [23], причину возникновения в тороидальном плазменном шнуре дополнительных неоклассических потоков тепла и частиц на примере потоков частиц. Поток Γ , входящий в (48), представляет усредненный по магнитной поверхности локальный поток частиц, который в шнуре с круглыми магнитными поверхностями равен

$$\Gamma_\alpha = \int n v_\alpha \nabla a d\theta / 2\pi = (n v_{\alpha a})_\theta. \quad (58)$$

Для того, чтобы определить радиальную скорость частиц v_α сорта $\alpha = i, e$, воспользуемся уравнением баланса сил для каждой компоненты

$$\nabla p_\alpha + \nabla \hat{\pi}_\alpha = e_\alpha n \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B} \right) + \mathbf{R}. \quad (59)$$

Здесь $\hat{\pi}$ — тензор продольной вязкости, связанный с анизотропией давления, существующей в разреженной плазме в тороидальном поле, \mathbf{E} — напряженность электрического поля, \mathbf{R} — сила трения между компонентами плазмы. Проецируя последнее уравнение на азимутальное направление, получим

$$e_\alpha n v_\alpha = \frac{c}{B_\theta} (R_s + e_\alpha n E_s - \mathbf{e}_s \nabla \hat{\pi}). \quad (60)$$

Последнее слагаемое в (60) не дает вклада в поток частиц и поэтому (60) можно переписать в виде

$$n v_{\alpha a} = - \frac{c R_\perp}{e_\alpha |B|} - n \frac{c E_\perp}{|B|} - \frac{c}{e_\alpha B_\theta} (R_\parallel + e_\alpha n E_\parallel). \quad (61)$$

Первое слагаемое в (61) — это хорошо известное выражение для классического потока частиц [24], который возникает за счет

ларморовского обтекающего тока

$$\Gamma_{cl} = -\frac{cR_{\perp}}{e_{\alpha}|\mathbf{B}|} = -\frac{cnj_{\perp}}{|\mathbf{B}|\sigma_{\perp}} = -\frac{c^2ndp}{B^2\sigma_{\perp}da}. \quad (62)$$

Второе слагаемое в (61) связано с электрическим дрейфом частиц $v_E = cE_{\perp}/|\mathbf{B}|$. Неоклассические потоки определяются третьим слагаемым в (61) и возникают за счет тороидальности плазменного шнура. Действительно, в прямом цилиндрическом плазменном шнуре вследствие цилиндрической симметрии из (59) следует $e_{\alpha}nE_{\parallel} + R_{\parallel} = 0$. В тороидальной плазме последнее равенство несправедливо, так как

$$(\mathbf{B} \cdot (e_{\alpha}n\mathbf{E}_{\parallel} + R_{\parallel}))_{\theta} = (\mathbf{B} \cdot \nabla \hat{\pi})_{\theta}, \quad (63)$$

что и приводит к появлению дополнительного неоклассического потока.

Отметим, что потоки частиц в аксиально-симметричной плазме всегда амбиполярны, то есть из (61) следует, что

$$\Sigma e_{\alpha} \Gamma_{\alpha} = 0. \quad (64)$$

В тороидальной плазме возрастают не только потоки частиц, но и потоки тепла q_{α} . Дополнительные к классическим потоки частиц и тепла, названные неоклассическими, также основаны на теории парных столкновений и учитывают специфику движения частиц в тороидальной геометрии. Вычисления с помощью кинетической теории [23] приводят к следующим неоклассическим потокам тепла для ионов:

$$q_i = -\chi_i \frac{\partial T_i}{\partial a} - \gamma(v_i^*) T_i \Gamma_i, \quad (65)$$

где

$$\chi_i = \frac{n\rho_i^2 q^2}{\varepsilon^{3/2} \tau_i} K(v_i^*), \quad (66)$$

где n — плотность ионов, $\rho_i = v_{Ti}/\omega_i$ — ларморовский радиус ионов, $q = aB_s/(RB_{\theta})$ — запас устойчивости, $\varepsilon = a/R$, T_i — температура ионов,

$$\tau_i = \frac{3m_i^{1/2} T_i^{3/2}}{4\sqrt{\pi} e^4 n \lambda_i}, \quad v_i^* = \frac{Rq}{\tau_i \varepsilon^{3/2} \sqrt{T_i/m_i}}, \quad (67)$$

λ_i — кулоновский логарифм. Функции

$$K(v_i^*) = 0,66 \frac{1}{1 + 1,03 \sqrt{v_i^*} + 0,31 v_i^*} + \frac{1,77 v_i^* \varepsilon^2}{1 + 0,74 v_i^* \varepsilon^{3/2}}, \quad (68)$$

$$\gamma(v_i^*) = \frac{1,17 - 0,35 \sqrt{v_i^*} - 2,1 v_i^{*2} \varepsilon^3 (1 + 0,7 v_i^{*1/2})}{(1 + v_i^{*2} \varepsilon^3 T_i^2 / T_e^4) (1 + v_i^{*2} \varepsilon^3) (1 + 0,7 v_i^{*1/2})} \quad (69)$$

описывают переход от так называемого бананового режима $v_i^* < 1$ к режиму плато $v_i^* > 1$ и к режиму Пфирша — Шлюттера

$v_i^* > 1/\varepsilon^{3/2}$. Качественная зависимость $\chi_i(v_i^*)$ изображена на рис. 5. В пионерской работе по неоклассическим переносам [21] функция $K(v_i^*)$ была аппроксимирована ступенчатой функцией

$$K(v_i^*) = \begin{cases} 0,68, & v_i^* \gg 1, \\ 1,88/v_i^* & 1 < v_i^* < 1/\varepsilon^{3/2}, \\ 1,6\varepsilon^{3/2} & v_i^* > 1/\varepsilon^{3/2}. \end{cases} \quad (70)$$

Из рис. 5 видно, что это достаточно хорошее приближение.

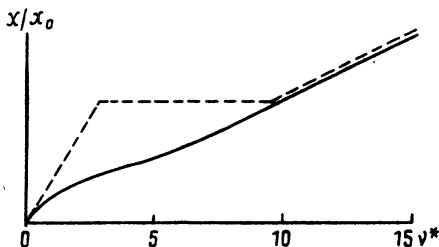


Рис. 5. Зависимость χ/χ_0 от v^* . $\chi_0 = n\rho_i^2 q \sqrt{T_i}/m_i^2/R$. Сплошная линия — зависимость (68), пунктирная — (70)

Величина χ_i определяет энергетическое время жизни ионов, входящее в (54). Для того, чтобы связать τ_{Ei} с χ_i необходимо, вообще говоря, знать профиль температуры плазмы, который зависит, в частности, и от распределения мощности источников нагрева ионной компоненты. Для оценок можно использовать соотношение

$$\tau_{Ei} = na^2/\chi_i. \quad (71)$$

Подставляя в (66) средние значения параметров, получим следующие выражения.

1. Банановый режим, $v_i^* < 2,8$

$$\tau_{Ei} = 1,27 \frac{J^2 T_i^{1/2}}{\varepsilon^{1/2} n_{i4}} (m_p/m_i)^{1/2}. \quad (72)$$

2. Режим плато, $1,2/\varepsilon^{3/2} > v_i^* > 2,8$,

$$\tau_{Ei} = 1,68 \cdot 10^{-2} \frac{R^2 B_s J}{T_i^{3/2}} (m_p/m_i)^{1/2}. \quad (73)$$

3. Режим Пфирша—Шлюттера $v_i^* > 1,2/\varepsilon^{3/2}$,

$$\tau_{Ei} = 0,54 \frac{J^2 T_i^{1/2}}{\varepsilon^2 n_{i4}} (m_p/m_i)^{1/2}. \quad (74)$$

Здесь для вычисления q , v_i^* можно пользоваться формулами

$$q = \frac{5a^2 B_s}{RJ}, \quad v_i^* = 7,4 \cdot 10^{-3} \frac{Rq n_{i4}}{\varepsilon^{3/2} T_i^2}, \quad (75)$$

причем все размеры в (72) ÷ (75) измеряются в метрах, магнитное поле в теслах, плазменный ток в МА, температура ионов в кэВ, плотность плазмы $n_{i4} = n [\text{см}^{-3}] / 10^{14}$, время в секундах.

1.4.2. Электронная компонента

Эксперименты на токамаках показывают [7], что электронная компонента всегда имеет аномальные коэффициенты переноса, которые примерно на два порядка превышают неоклассические и иначе зависят от параметров плазмы, чем неоклассические. Несмотря на огромное число работ, посвященных теории аномальных электронных переносов, до сих пор нет ясного понимания этого явления. По-видимому, эти процессы обусловлены сложным коллективным взаимодействием частиц.

По этой причине существует и множество экспериментальных зависимостей времени удержания энергии от параметров плазмы — так называемых скейлингов. Исторически скейлинги изменялись при переходе от небольших токамаков к более крупным установкам, к большим плотностям и температурам, к использованию новых дополнительных методов нагрева и новых конфигураций плазмы (диверторов). Один из первых скейлингов был предложен на советских токамаках Т-3 и ТМ-3 [25, 26], а к настоящему времени известны уже более десятка различных экспериментальных зависимостей для τ_{Ee} . Ниже приведены различные имеющиеся на сегодняшний день скейлинги. Для размеров, температуры, плотности, магнитного поля в них используются те же единицы, что и в (72) — (75). Кроме того, k обозначает отношение полуосей поперечного сечения плазменного шнура, Z_{eff} — эффективный заряд плазмы, $m = m_i / m_p$.

Для токамаков с дополнительным нагревом P_H указывает мощ-

Токамаки без дополнительного нагрева

Т-3 [25]

$$\tau_{Ee} = 0,4 \cdot J \cdot a$$

Мирнов [26]

$$\tau_{Ee} = 0,5 \cdot J \cdot a \cdot n^{1/2}$$

Алкаторный [27]

$$\tau_{Ee} = 0,1 \cdot na^2 q^{1/2}$$

Т-11 [28]

$$\tau_{Ee} = 0,025 \cdot nq^{7/6} R^{17/6} \left(\frac{a}{R} \right)^{5/24} / B^{1/3}$$

Pfeiffer—Waltz [29]

$$\tau_{Ee} = 0,1 \cdot n^{0,9} a R^{1,6} Z_{\text{eff}}^{0,23}$$

ASDEX [30]

$$\tau_{Ee} = 5a^2 n T q$$

Неоалкаторный [31]

$$\tau_{Ee} = naR^2 q^{1/2} m^{1/2}$$

ASDEX

L-режим [30]

$$\tau_{Ee} = 0,1 \cdot a^{1/2} J / T^{1/2}$$

ASDEX

H-режим [30]

$$\tau_{Ee} = 0,4 \cdot a^{1/2} J / T^{1/2}$$

Kaye—Goldston [32]

$$\tau_{Ee} = 55 k^{0,28} B^{-0,09} I^{1,24} P_H^{-0,58} \times \\ \times n^{0,26} a^{-6,49} R^{1,65}$$

Perkins [33]

$$\tau_{Ee} = 0,2 \cdot a^{2,5} R^{0,5} B^2 / T^{1,5}$$

ность дополнительного нагрева в МВт, параметр β — отношение среднего давления плазмы к давлению магнитного поля

$$\beta = \frac{8\pi \langle p \rangle}{B_s^2} = \frac{8\pi \langle n(T_i + T_e) \rangle}{B_s^2} = 4,02 \cdot 10^{-2} \frac{\langle n_{14}(T_i + T_e) \rangle}{B_s^2}. \quad (76)$$

Как видно из приведенных формул, существует большое разнообразие скейлингов, причем в некоторых из них зависимости от отдельных параметров противоречат друг другу. Возможно, что физика происходящих в токамаке процессов такова, что простое представление переносов в виде скейлингов не может описать это явление. Тем не менее, существуют общие закономерности. Время жизни электронов, по-видимому, растет с плотностью плазмы и поэтому можно оценить ту плотность, при которой потери тепла по ионному каналу сравняются с электронными потерями. Так как плотность плазмы ограничена условием устойчивости $\beta < \beta_{cr}$ (β_{cr} — предельная величина по устойчивости баллонных мод в токамаке), то ионный канал потерь может доминировать над электронным только при большом магнитном поле $B > 20 \div 30$ Тл. В традиционных токамаках потери энергии по электронному каналу обычно превышают потери за счет ионной теплопроводности и поэтому выяснение природы электронной теплопроводности является одной из важнейших задач.

1.5. Электропроводность плазмы и джоулев нагрев

Ток, протекающий по плазме токамака, складывается из ларморовских токов, текущих поперек магнитного поля, и продольного тока проводимости, который вызывается внешним вихревым электрическим полем, приложенным к плазменному шнуру. Измеряемыми в эксперименте величинами являются тороидальный плазменный ток и напряжение на обходе плазменного шнура. Зная эти две величины, можно определить сопротивление плазменного шнура и, следовательно, судить об электропроводности плазмы. Электропроводность плазмы в эк-

сперименте близка к классической спитцеровской проводимости плазмы $\sigma_{\parallel 0}$ [25]:

$$\sigma_{\parallel 0} = \frac{5,56 \cdot 10^{17}}{\lambda/10 \cdot Z_{\text{eff}}} T_e^{3/2} [\text{CGSE}], \quad (77)$$

где λ — кулоновский логарифм, Z_{eff} — эффективный заряд ионов

$$Z_{\text{eff}} = \Sigma Z^2 n_z / n_e, \quad (78)$$

T_e — температура электронов в кэВ. Запишем еще раз проекции уравнения движения электронной компоненты на тороидальное направление, то есть закон Ома для плазмы

$$\mathbf{e}_s \nabla \pi = -en_e E_s - eB_{\theta} n v_{e\parallel} / c + \mathbf{R}_{ei} \mathbf{e}_s. \quad (79)$$

В плазме, состоящей из ионов и электронов, силу трения \mathbf{R}_{ei} можно представить в виде [25]

$$\mathbf{R}_{ei} = en \left(\frac{\mathbf{j}_{\parallel}}{\sigma_{\parallel 0}} + \frac{\mathbf{j}_{\perp}}{\sigma_{\perp}} \right), \quad (80)$$

где $\sigma_{\perp} = 2\sigma_{\parallel 0}$, а \mathbf{j}_{\parallel} и \mathbf{j}_{\perp} — проекции плотности тока вдоль и поперек магнитного поля, причем основной вклад в (79) дает продольная сила трения, E_s — вихревое электрическое поле

$$E_s = -\partial \Psi / \partial t / (2\pi r c). \quad (81)$$

Для анизотропной части тензора давления можно ввести наиболее общее выражение

$$\hat{\pi}_{ik} = (\mathbf{b}_i \mathbf{b}_k - \delta_{ik} / 3) (p_{\parallel} - p_{\perp}), \quad (82)$$

где $\mathbf{b} = \mathbf{V} / |\mathbf{V}|$, p_{\parallel} , p_{\perp} — продольное и поперечное давление электронов. Умножая (79) на r^2 , где, напомним, r — расстояние от оси тора, и интегрируя по малому обходу тора, получим

$$0 = \frac{\partial \Psi / \partial t}{2\pi c (r)_{\theta}} - \frac{(B_{\theta})_{\theta} \Gamma_e}{cn (r)_{\theta}^2} + \frac{1}{\sigma_{\parallel 0}} \frac{(j_s r^2)_{\theta}}{(r)_{\theta}^2}. \quad (83)$$

В токамаке, работающем в омическом режиме без инжекции нейтрального пучка или таблеток, источник частиц в центральных областях очень мал и поэтому в стационарных условиях $\Gamma_e = 0$. В этом случае с точностью до ϵ^2 уравнение (82) можно переписать для средних на магнитной поверхности значений E_s и j_s :

$$(E_s)_{\theta} = \frac{1}{\sigma_{\parallel 0}} (j_s)_{\theta}. \quad (84)$$

Таким образом в стационарном токамаке проводимость плазмы определяется спитцеровской формулой (77).

Приведем теперь формулы для полного сопротивления R плазменного шнура и мощности джоулева нагрева

$$P_J \sim j^2 / \sigma_{\parallel}. \quad (85)$$

$$R = \frac{r}{\int_0^{a_0} \sigma_{\parallel} da} = 3,23 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda_i}{10} \frac{r Z_{\text{eff}}}{a_0^2 T_e^{3/2}} \text{ [Ом]}, \quad (86)$$

$$\langle P_J \rangle = \frac{J^2}{(\pi a_0^2)^2 \langle \sigma_{\parallel} \rangle} = 1,64 \cdot 10^{-3} \frac{\lambda/10 J^2 Z_{\text{eff}}}{a^4 T_e^{3/2}} \left[\frac{\text{МВт}}{\text{м}^3} \right] \quad (87)$$

Здесь также приняты использованные ранее удобные для практики единицы измерения параметров плазмы.

Мощность обмена энергией между ионами и электронами описывается классической формулой, основанной на теории парных столкновений [7, 24]

$$P_{ei} = \frac{3m_e}{m_i} \frac{n_e}{\tau_e} (T_e - T_i), \quad (88)$$

где

$$\tau_e = \frac{3 \sqrt{m_e}}{4 \sqrt{2\pi}} \frac{T_e^{3/2}}{\lambda e^4 Z_{\text{eff}}^2 n_i}, \quad (89)$$

или, если выразить плотность ед. 10^{14} , а температуру в кэВ, получим

$$P_{ei} = 2,5 \frac{\lambda}{10} \frac{Z_{\text{eff}}^2 n_{e14} n_{i14}}{T_e^{3/2}} (T_e - T_i) (m_p/m_i) \left[\frac{\text{МВт}}{\text{м}^3} \right]. \quad (90)$$

В заключение данного раздела приведем некоторые формулы для излучения из плазмы.

Тормозное излучение — излучение свободных электронов при столкновении с ионами плазмы [36]

$$P_b = 4,8 \cdot 10^{-3} n_{i4}^2 Z_{\text{eff}}^2 T_e^{1/2} \left[\frac{\text{МВт}}{\text{м}^3} \right]. \quad (91)$$

Фоторекомбинационное излучение — возникает при захвате плазменного электрона на энергетический уровень многозарядного иона [36]

$$P_{ph} = 1,6 \cdot 10^{-4} \frac{n_{e14} n_{i14} Z^4}{T_e^{1/2}} \left[\frac{\text{МВт}}{\text{м}^3} \right]. \quad (92)$$

Циклотронное излучение — возникает из-за магнитотормозного излучения отдельных электронов. Плазма непрозрачна для такого излучения и поэтому для расчета потерь энергии необходимо решать уравнение для переноса излучения с учетом реальной геометрии плазменного шнура и неоднородности магнитного поля. Существуют аппроксимационные формулы для циклотронного излучения в токамаке. Наиболее известна формула, полученная в работе [37]

$$P_c = 4,17 \cdot 10^{-7} \frac{n^{1/2} T_e^{5/2} B^{5/2}}{a^{1/2}} \sqrt{1 + \frac{a}{R} \frac{18,19}{T_e^{1/2}}} \left[\frac{\text{МВт}}{\text{м}^3} \right]. \quad (93)$$

Как показывают сравнения с точными расчетами [38], эта формула позволяет с точностью до коэффициента 2 оценить полное излучение из всего объема плазмы. При типичных параметрах токамаков циклотронное излучение мало по сравнению с другими источниками потерь. Оно сравнивается с теплопроводностными потерями только при очень высоких температурах $T > 50$ кэВ.

Скорость термоядерных реакций в дейтериево-тритиевой смеси определим следующим образом

$$\gamma = (\sigma_{D-T} | v_D - v_T |)_f, \quad (94)$$

где σ_{D-T} — сечение термоядерных реакций, а символ $(\sigma_{D-T} | v_D - v_T |)_f$ означает усреднение по функции распределения. Для D—T-реакции функцию $\gamma = \gamma(T_i)$ можно представить в виде

$$\gamma(T) \left[\frac{\text{см}^3}{\text{с}} \right] = 8,4 \cdot 10^{-16} \exp \left(-0,476 \left| \ln \frac{T [\text{кэВ}]}{69} \right|^{2,25} \right). \quad (95)$$

Аппроксимационная формула (93) позволяет получить выражение для мощности, выделяющейся в термоядерных реакциях (включая нейтроны)

$$P_{D-T} = 23,52 n_D n_T \exp \left(-0,476 \left| \ln \frac{T_i}{69} \right|^{2,25} \right). \quad (96)$$

Здесь мощность в $[\text{МВт}/\text{м}^3]$, n_D , n_T — плотности дейтерия и трития в 10^{14} см^{-3} . Отметим, что термоядерная мощность так же, как и мощность тормозного излучения, $\sim n^2$ и поэтому их отношение не зависит от плотности плазмы, а зависит только от температуры. При $T_i < 4,25$ кэВ и $n_D = n_T = n/2$ тормозное излучение превышает термоядерное энерговыделение и поэтому положительный выход энергии при $T_i < 4$ кэВ невозможен.

2. ОБЕСПЕЧЕНИЕ РАВНОВЕСИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА

2.1. Торoidalный магнит токамака

2.1.1. Оптимальная форма катушек тороидального поля

С ростом масштабов установок растет и сложность отдельных их узлов. Это целиком относится к тороидальному магниту токамака, создающему в плазме сильное тороидальное поле. Действительно, оценим силу натяжения

$$T = B_s^2 R b / (4N) \quad (97)$$

в каждой из N секций тороидальной катушки, которую мы здесь считаем секционированным тором с радиусами R и b . Эта сила, возникающая за счет давления магнитного поля, растет с ростом размеров установки $T \sim B_s^2 R^2$ и при $B_s = 5$ Тл, $R = 2,5$ м, $b = 1$ м, $N = 10$ ее величина равна $T = 1,5 \cdot 10^3$ т.

Кроме натяжения в катушке будут возникать изгибающие моменты, однако оказывается, что их можно устранить, если выбрать специальную форму сечения катушек [9]. Для этого нужно, чтобы выполнялось условие

$$\frac{T}{\rho} = \frac{B_s^2}{8\pi} \frac{2\pi r}{N}, \quad (98)$$

где ρ — радиус кривизны контура сечения катушки. Уравнение (98) допускает два подходящих решения, показанных на рис. 6.

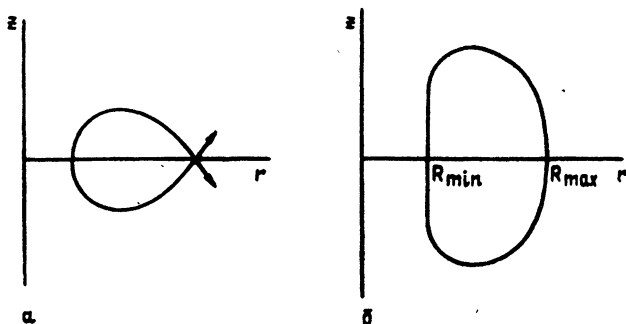


Рис. 6. Возможные варианты тороидальной катушки без изгибающих моментов:

а — контур катушки в виде петли; б — контур с опорным внутренним прямолинейным участком

В случае 4а сила натяжения должна восприниматься дополнительной конструкцией, поддерживающей катушку в точке А. Для варианта 4б катушка опирается на прямолинейный участок, который не удовлетворяет соотношению (98). Такая форма катушек особенно привлекательна для сверхпроводящих систем, в которых нежелательны деформации, приводящие к относительному сдвигу слоев сверхпроводящих обмоток. В отсутствие изгибающих моментов относительные сдвиги слоев сверхпроводника оказываются величинами второго порядка малости по отношению к общей деформации, которая возникает под воздействием тороидального магнитного поля. Однако даже для оптимизированной формы катушек такая компенсация деформаций происходит только на криволинейных участках и всегда есть области, где от сдвиговых деформаций избавиться не удастся и там необходимы дополнительные меры для устранения относительных сдвигов слоев сверхпроводника.

Еще более неприятными являются нагрузки, возникающие из-за взаимодействия тока в сечении тороидальной катушки с удерживающими полями, необходимыми для равновесия и деформации сечения плазменного шнура. Так, силы взаимодействия с вертикальным полем стремятся опрокинуть сечение тороидальной катушки. Соответствующий опрокидывающий мо-

мент можно оценить для круглой секции и однородного вертикального поля

$$B_z = \frac{J}{cR} \left(\ln \frac{8R}{a_0} - \frac{3}{2} + \frac{l_i}{2} + \beta_j \right), \quad (99)$$

$$M = \frac{\pi b^2 R B_s B_z}{2} = \frac{\pi b^2 a_0^2 B_s^2}{4Rq} \left(\ln \frac{8R}{a_0} - \frac{3}{2} + \frac{l_i}{2} + \beta_j \right) \ll \frac{\pi b^2 a_0 B_s^2}{4q}. \quad (100)$$

Здесь a_0 — малый радиус плазменного шнура. Для $B_s = 5$ Тл, $b = a_0 = 1$ м, $q = 3$ получим $M = 6 \cdot 10^3$ г·м. Для компенсации опрокидывающих моментов в крупных токамаках используют специальные арочные системы, как на рис. 7. В токамаках с некруглым сечением плазменного шнура, где приходится применять сильные мультипольные удерживающие поля, распределение действующих на тороидальную обмотку усилий становится довольно запутанным, хотя и рассчитывается довольно просто, и компенсация этих усилий представляет сложную инженерную задачу.

Одно из основных требований к катушке тороидального поля — однородность тороидального поля. Любой тороидальный магнит должен иметь зазоры между отдельными секциями либо специальные окна, позволяющие осуществить доступ к плазменному шнуру. Поэтому реальное магнитное поле всегда имеет небольшие возмущения — гофрировку. Как показали теоретические исследования, выполненные за последние годы [39, 40, 41], даже небольшие нарушения $\sim 1\%$ аксиальной симметрии тороидального магнитного поля могут приводить к существенному ухудшению удержания плазмы.

2.1.2. Гофрировка магнитного поля и ионный перенос энергии

Как правило, в теоретических работах, посвященных расчету переноса, используется простейшая модель для гофрировки магнитного поля, в которой учитывается лишь одна гармоника возмущений

$$B_s = B_s(a) (1 + \varepsilon \cos \theta + \delta(a, \theta) \cos N\zeta). \quad (101)$$

Здесь $\delta = \delta B_s / B_s$ — возмущение магнитного поля, θ — угол по малому обходу тора в локальной полярной системе координат, связанной с плазменным шнуром (21). Частица движется по силовой линии на магнитной поверхности $\zeta = q\theta + \zeta_0$ и чувствует магнитное поле

$$B_s = B_s(a) (1 + \varepsilon \cos \theta + \delta \cos (Nq\theta + N\zeta_0)), \quad (102)$$

которое показано на рис. 8. Как легко видеть, при $\delta > \varepsilon/Nq$ поле (102) немонотонно по θ и поэтому частицы с малыми продольными скоростями могут отражаться от соседних максимумов так же, как это происходит в адиабатических ловушках.

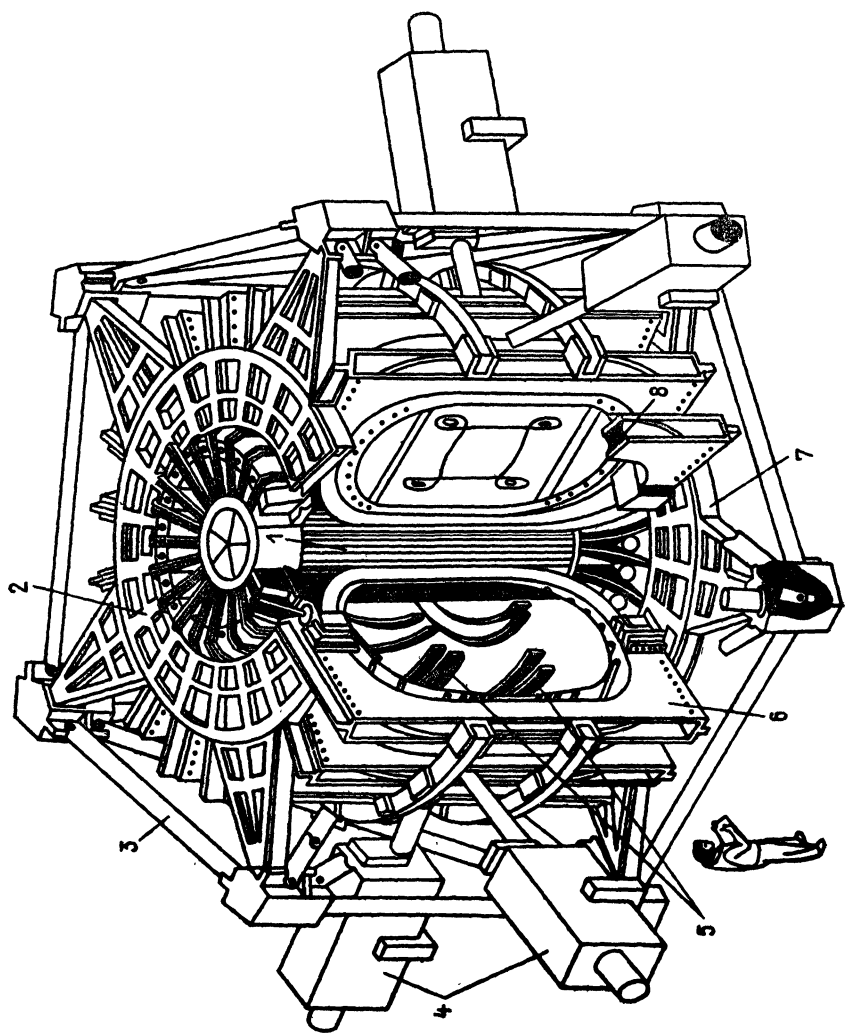


Рис. 7. Арочная система Принстонского токамака РДХ для укрепления торoidalных катушек

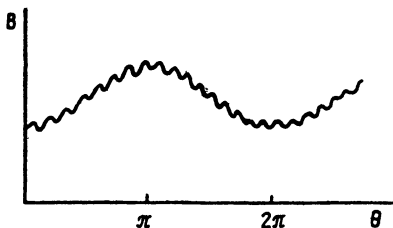


Рис. 8. Гофрировка магнитного поля
вдоль силовой линии

Такие частицы не чувствуют вращательного преобразования и за счет тороидального дрейфа уходят из плазмы. Если учесть, что за счет столкновений непрерывно происходит переход частиц из локально запертых в пролетные, то можно получить выражение для коэффициента теплопроводности [39]

$$X_i = \frac{12c^2 \sqrt{m_i} T_i^{7/2}}{e^6 B_s^2 R^2} \delta_{\text{eff}} = 10^{22} \frac{\sqrt{m_i} T_i^{7/2}}{B_s^2 R^2} \delta_{\text{eff}}, \quad (103)$$

$$\delta_{\text{eff}} = \left[\frac{2}{\pi} \int_0^\pi \delta^{3/2}(\alpha, \theta) \sin^2 \theta d\theta \right]^{2/3} \quad (104)$$

при $\epsilon/(qR) < \delta < aR/(\lambda_i \rho_i)$ (λ_i , ρ_i — длина пробега и лармовский радиус ионов). С уменьшением δ область, в которой существуют локальные магнитные пробки, уменьшается и стягивается к экваториальной плоскости тора (рис. 9). В этом

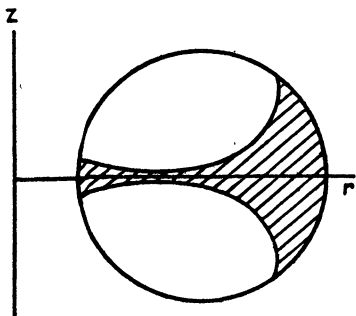


Рис. 9. Область сечения шнура, где существуют локальные магнитные пробки из-за гофрировки

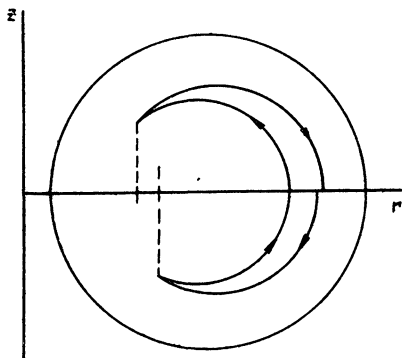


Рис. 10. Размыкание траекторий банановых частиц при наличии гофрировки магнитного поля

случае выражение для коэффициента теплопроводности (103), обусловленной захваченными в гофры частицами (*ripple-trapped*), существенно усложняется [40].

Оказывается, что даже в случае, когда локальные магнитные пробки отсутствуют практически во всем сечении плазменного шнура, $\delta \ll \varepsilon / (qR)$, существует еще один механизм потерь, связанный с гофрировкой [41]. В аксиально-симметричном магнитном поле траектории запертых из-за тороидальности (банановых) частиц симметричны относительно экваториальной плоскости. Поэтому, сделав один полный оборот по траектории, частица возвращается на исходную магнитную поверхность. Из-за гофрировки точки отражения будут слегка несимметричны, как на рис. 10, и в результате частица сместится по радиусу за один оборот. Если учесть столкновения частиц, то такие смещения приобретают случайный характер. Соответствующий коэффициент ионной теплопроводности получен в [41]

$$\chi_i = 3\sqrt{\pi/2} \frac{nN (\delta^2)_\theta T_i^{3/2} \sqrt{m_i} c^2 q^2}{R e^2 \varepsilon^2 B_s^2}, \quad (105)$$

где

$$(\delta^2)_\theta = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \delta^2(a, \theta) d\theta.$$

При очень больших энергиях ионов, например для продуктов термоядерных реакций, этот эффект даже в отсутствие столкновений может привести к разрушению и стохастизации траекторий и потерям частиц. Для того, чтобы это стало существенным, надо, чтобы ларморовский радиус ионов ρ_i и величина гофрировки были достаточно большими [42]:

$$\rho_i \gtrsim \sqrt{\frac{\varepsilon}{N}} \frac{a}{(\pi q)^{3/2}}, \quad \delta \gtrsim \frac{ZeB_s a}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon^3}{2\pi^3 N^3 E_i m_i q^5}}. \quad (106)$$

Для характерных параметров токамака $a=1$ м, $q=3$, $N=10$, $\varepsilon=0,3$, $B_s=10$ Тл получаем для α -частиц

$$\rho_i/a \gtrsim 6 \cdot 10^{-3}, \quad \delta \gtrsim 10^{-3}. \quad (107)$$

Если представить себе гофрировку как некоторую волну, то этот механизм ухода банановых частиц (бананово-гофрировочная диффузия) можно рассматривать как результат черенковского резонанса $\omega = k_{\parallel} v_{\parallel}$ частиц с волной. У волны гофрировки $\omega=0$ резонансные точки совпадают с точками отражения частицы, где $v_{\parallel}=0$. Помимо черенковского энергичные ионы могут попасть в циклотронный резонанс $k_{\parallel} v_{\parallel} = j\omega_i$ [43]. Так как для гофрировки $k_{\parallel} = N/R$, то в резонанс могут попасть частицы с $\rho_i = R/N$, что возможно только в токамаках с большим числом тороидальных катушек N . Для циклотронного резонанса критическая величина гофрировки, при которой наступает стохастизация траекторий, достаточно мала

$$\delta_{cr} = \sqrt{\pi \frac{\varepsilon}{N^3 q^3}}, \quad N \gtrsim R/\rho_i. \quad (108)$$

Таким образом, даже небольшие значения гофрировки тороидального поля могут приводить к увеличению коэффициентов переноса. Формулы (102)—(108) позволяют выбрать предельно допустимую гофрировку. Как правило, бывает достаточно иметь эту величину меньше $10^{-2} \div 10^{-3}$. Экспериментально вопрос о влиянии гофрировки исследован пока слабо.

2.1.3. Приближенный расчет гофрировки

Требование однородности тороидального поля накладывает дополнительные ограничения на конструкцию тороидального магнита. Поэтому при выборе варианта тороидальной катушки обычно производят численные расчеты гофрировки магнитного поля. Для этого каждая катушка разбивается на элементарные токи, вклад от которых суммируется. Эта процедура, подробно описанная в работе [44], достаточно трудоемка и требует больших затрат машинного времени. Для оценок может быть полезна приближенная формула, полученная в той же работе для круглых катушек:

$$\delta(a, \theta) = \delta_{\min} I_0 \left(\frac{N\rho}{R_0 - \Delta_0} \right). \quad (109)$$

Формула (109) предполагает, что линии уровня $\delta = \text{const}$ представляют собой окружности радиусом ρ , центр которых смещен от центра катушки на расстояние $\Delta(\rho)$ в сторону тороидальной оси:

$$\Delta(\rho) = \Delta_0 - \frac{1}{2} \frac{\rho^2}{R_0 - \Delta_0}. \quad (110)$$

В (109) I_0 — модифицированная функция Бесселя, R_0 — большой радиус тороидальной катушки. Значения параметров δ_{\min} и Δ_0 определяются из того условия, что на самой катушке $\rho = b$, $\Delta = 0$, $\delta = 1$, так что

$$\Delta_0 = \frac{b^2}{8R_0}, \quad \delta_{\min} = I_0^{-1} \left(\frac{Nb}{R_0 - \Delta_0} \right). \quad (111)$$

Как показывают численные расчеты [44], формула (109) дает очень хорошее приближение.

Оценим теперь точность установки катушек тороидального магнита. Допустим, что одна из катушек сдвинута в азимутальном направлении на расстояние $\Delta s = R\Delta\zeta$. Оценим возмущение магнитного поля из-за этого смещения:

$$\delta = \frac{\delta B_s}{B_s} = \frac{3\pi}{2} \frac{R_0 \Delta \Delta s}{N b^2}, \quad (112)$$

где d — толщина одной катушки в тороидальном направлении. Если принять, что $d = 2\pi R / (2N)$, то получим

$$\delta = \frac{3\pi^2}{2} \frac{R_0^2 \Delta s}{N^2 b^2}, \quad (113)$$

что дает требование на

$$\Delta s < \frac{2N^2 b^3}{3\pi^2 R_0^2} \cdot \delta_{\max}. \quad (114)$$

При $N = 10$, $b/R_0 = 1/3$, $\delta_{\max} = 10^{-3}$ имеем

$$\Delta s/b \leq 7 \cdot 10^{-4}. \quad (115)$$

Аналогичные оценки можно сделать для допустимых поворотов катушки под действием опрокидывающих моментов. Очевидно, что допустимый угол поворота $\Delta\alpha \leq \sqrt{2\delta} \approx 1.^\circ$ (Напомним, что опрокидывающий момент $M = 6 \cdot 10^3$ т·м для катушки с метровым малым радиусом).

Сделанные оценки дают представление о необходимой точности изготовления и сборки катушек тороидального поля и жесткости их укрепления.

При создании токамаков с сильным полем [45] для уменьшения энергии магнитного поля тороидальные катушки стремятся приблизить к плазменному шнуру. Для уменьшения гофрировки при этом приходится уменьшать зазор между отдельными секциями магнита. При этом возникает вопрос о проникновении внешнего вертикального магнитного поля, обеспечивающего равновесие плазмы по большому радиусу, через зазоры в тороидальной катушке. Чтобы оценить возможности управления равновесием плазмы в этих условиях, можно воспользоваться формулой [46] для эффективной ширины щели h_{eff}

$$h_{\text{eff}} = \frac{\pi b}{\ln(2b/h) + \sqrt{2} d/h}, \quad (116)$$

определяющей проникновение поперечных полей через зазоры шириной h в идеально-проводящем кожухе толщиной d и радиусом b . Видно, что влияние щелей начинает проявляться при $h < d$. При широкой щели $h > d$ величина потока вертикального поля практически не зависит от ширины щели.

2.2. Индукционное возбуждение тока

Традиционным способом создания и поддержания тока в плазменном шнуре токамака является индуктивное возбуждение ЭДС в разрядной камере, которая на начальной стадии разряда обеспечивает пробой газа и наращивание тока в формирующемся плазменном шнуре, а на стационарной стадии компенсирует резистивные потери магнитного потока в плазме. При этом плазменный шнур, фактически, представляет вторичную обмотку трансформатора с меняющимися во времени индуктивными и резистивными характеристиками (на самом деле, такое представление требует уточнения, которое сделано в разд. 2.6).

Основная характеристика индуктора, определяющая его кон-

струкцию — это запас вольт-секунд, то есть величина изменения магнитного потока, которую он дает на плазменном шнуре. Запас вольтсекунд делится на индуктивную часть, которая определяется геометрией магнитного поля на стационарной стадии разряда, и резистивную, связанную с выделением джоулева тепла в плазме. Резистивная часть зависит от сопротивления плазмы и длительности процесса

$$\Delta\Phi = \int_0^t U dt, \quad (117)$$

где U — напряжение на плазменном шнуре, t — время разряда в токамаке. Наиболее неопределенной здесь является начальная стадия разряда, когда осуществляется пробой и подъем тока до стационарного значения. Здесь существенное значение имеют начальное давление газа, наличие рассеянных полей и предьонизации, неустойчивости на стадии подъема тока, поступление примесей. Как показано в экспериментах на токамаках T-11 и T-10, влияя на начальную стадию, совместно с другими мероприятиями можно добиваться существенного продвижения по параметрам плазмы в токамаке и, в частности, повысить ток до значений $q(a_0) \approx 2$ без неустойчивости срыва. Из-за разнообразия явлений и способов воздействия на них трудно выделить какие-либо общие закономерности, определяющие потери вольт-секунд на начальной стадии. Обычно в стандартном токамаке без специальных мер организации разряда резистивные потери вольт-секунд до выхода тока на стационарное значение составляют $\approx 40 \div 50\%$ от индуктивных.

Второй характеристикой индуктора является уровень рассеянных полей в области плазменного шнура. Считалось, что необходимо максимально скомпенсировать рассеянное поле (до уровня ≈ 10 эрстед), чтобы оно не ухудшало удержание электронов, осуществляющих пробой и ионизацию газа. На самом деле для организации разряда, по-видимому, достаточно иметь ноль полоидального поля, имеющий порядок выше второго (обращение в ноль как поля, так и его производных), лишь на одной замкнутой силовой линии. Экспериментально показано, что можно сформировать плазменный шнур с очень малым начальным сечением и высокой плотностью тока ($q(a_0) \approx 2 \div 3$), которое по мере роста тока увеличивается с примерным сохранением $q(a_0)$ [47]. Если такая интерпретация экспериментов правильна, то можно не заботиться о слишком тщательной компенсации рассеянных полей во всем объеме камеры. С такой точки зрения простейшим представляется индуктор, состоящий из двух пар обмоток, соединение и расположение которых подобрано так, чтобы создать в камере октупольный ноль полоидального поля (рис. 11) [48].

В применяемых на токамаках индукторах обычно есть четко

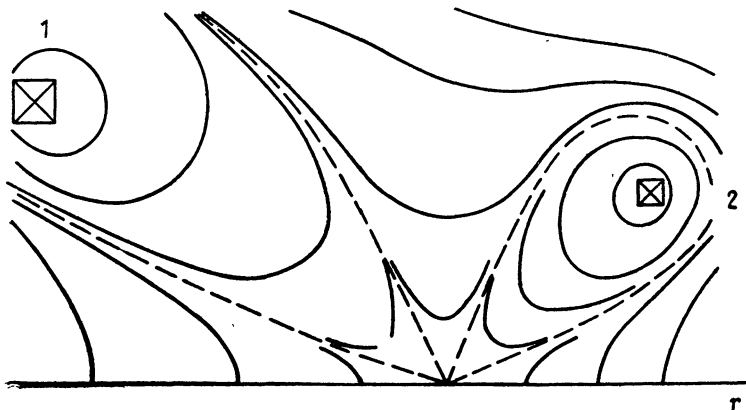


Рис. 11. Простейший индуктор с окупольным нулем магнитного поля

1 — основная пара витков. 2 — компенсирующие витки, положение и ток в которых однозначно определяются положением и током в основных витках [48]

выраженный канал, через который проходит магнитный поток. Если обмотка плотно покрывает границу этого канала, то токи в ней можно распределить так, чтобы магнитный поток не выходил наружу. Способ решения такой задачи описан в [9], а пример индуктора, не создающего поля в объеме плазмы, показан на рис. 12.

Оценим усилия, действующие на обмотку такого индуктора. Допустим, что его центральная часть, где сосредоточены основные усилия, представляет цилиндрический соленоид с внешним радиусом R . С точки зрения ослабления механических напряжений оптимальной является плотная обмотка, целиком заполняющая сечение цилиндра. При заданных максимальном потоке Φ и допустимом механическом напряжении σ_{\max} для R можно получить

$$R [\text{м}] = \left[\frac{9\Phi^2}{16\pi^2\sigma_{\max}} \right]^{1/4} = 0,37 \cdot \frac{\Phi^{1/2} [\text{В} \cdot \text{сек}]}{\sigma^{1/4} [\text{кг}/\text{мм}^2]} \quad (118)$$

Отсюда видно, что размеры практически не зависят от прочности материала σ . При $\sigma = 20 \div 40 \text{ кг}/\text{мм}^2$, $\Phi = 1 \text{ В} \cdot \text{сек}$, $R = 15 \div 17 \text{ см}$.

Для токамаков с относительно небольшой длительностью разряда широко применяются индукторы с замкнутым железным магнитопроводом (типа трансформатора). Если магнитопровод не испытывает насыщения — магнитная проницаемость $\mu = \text{const} \gg 1$, — то такой вариант обладает несомненными преимуществами перед воздушным: а) сильная взаимная связь плазмы и первичной обмотки, дающая возможность непосредственно управлять током плазмы; б) малый уровень рассеянных

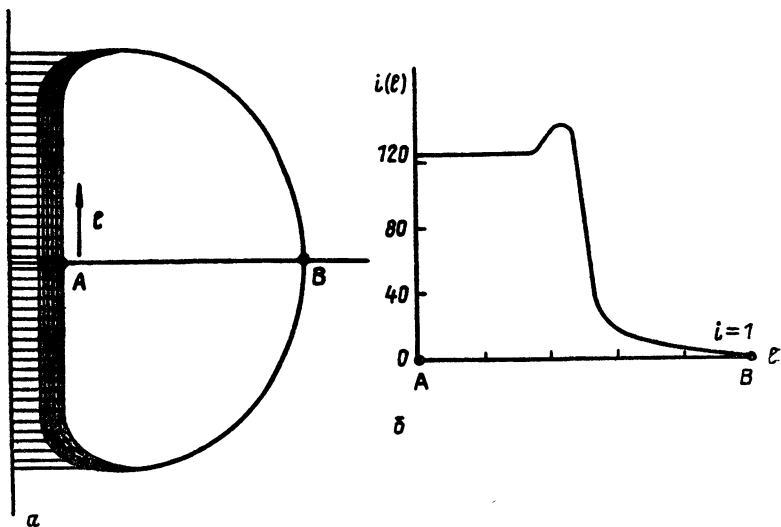


Рис. 12. Индуктор, не создающий рассеянного поля, с распределением тока, как на сверхпроводящем торе

полей как в плазме, так и вокруг установки; в) выигрыш в μ раз в энергии магнитного поля индуктора и силах, действующих на первичную обмотку.

Для анализа индуктора с ферромагнетиком удобно ввести индуктивность L_0 , соответствующую воображаемому соленоиду, охватывающему магнитопровод и не создающему вне его рассеянных полей [49]. Тогда, считая плазменный шнур для простоты витком с сопротивлением R , имеем уравнение Кирхгофа

$$[(\mu - 1)L_0 + \tilde{L}_{21}] \frac{dI_1}{dt} + [(\mu - 1)L_0 + \tilde{L}_{22}] \frac{dJ}{dt} + RJ = 0, \quad (119)$$

где I_1 — суммарный ток первичной обмотки, проходящей через окно магнитопровода, J — ток плазмы. Коэффициент при первом слагаемом представляет собой взаимную индуктивность цепей, а при втором — собственную индуктивность плазменного шнура. Главным членом в них является первое слагаемое $\sim \mu$, а второе — имеет масштаб индуктивности витков без ферромагнетика и слабо зависит от значения μ . При $\mu \gg 1$ имеем $\dot{J} = -\dot{I}_1$ и (119) можно переписать в виде

$$(\mu - 1)L_0 \frac{d}{dt} (I_1 + J) + (\tilde{L}_{22} - \tilde{L}_{21}) \frac{dJ}{dt} + RJ = 0. \quad (120)$$

Первое слагаемое здесь дает изменение потока поля в ферромагнетике. Сделанная замена уравнений цепи с $\mu \gg 1$ устраняет некорректность в исходном уравнении (119), состоящую в

наличии больших компенсирующих слагаемых, и позволяет анализировать реальные индуктивные связи в системах с железным магнитопроводом [49].

К числу недостатков индукторов с железом относится их громоздкость и влияние на равновесие из-за притяжения плазмы к ферромагнетику (возникновение наведенных током плазмы «рассеянных» полей) и ухудшение устойчивости равновесия [50]. Принципиальным же недостатком является нелинейность насыщения при больших полях $B_{\text{ind}} \geq 1$ Тл, которая сильно затрудняет предварительный численный анализ таких индукторов и разработку мер компенсации сильных рассеянных полей (в качестве одной из них является применение охватывающей магнитопровод экранирующей обмотки с параллельным включением витков, которая препятствует выходу магнитного потока из магнитопровода). В связи с использованием насыщенного магнитопровода в ряде крупных токамаков созданы численные коды, рассчитывающие магнитные системы с нелинейным железом [50, 51], в которых подавлена характерная для таких задач неустойчивость численного алгоритма.

При полях $B_{\text{ind}} \geq 2$ Тл практически теряется преимущество, связанное с уменьшением энергии первичной обмотки. Поэтому для токамаков с длительными импульсами ≥ 10 с конструктивные соображения, обычно, не дают возможность применить магнитопровод с железом.

2.3. Полоидальная система равновесия

2.3.1. Принцип виртуального кожуха

Любая тороидальная плазменная конфигурация поддерживается в равновесии за счет взаимодействия токов в плазме со специально созданными внешними полями. Задачу их определения по известному внутреннему решению уравнений равновесия решает принцип виртуального кожуха [52]. Он состоит в следующем. Если по поверхности плазмы, совпадающей с одной из магнитных поверхностей, распределить поверхностный ток \mathbf{i} по закону

$$\frac{4\pi}{c} \mathbf{i} = \mathbf{V} \times \mathbf{n}, \quad (121)$$

где \mathbf{V} — магнитное поле вдоль граничной поверхности, \mathbf{n} — внешняя нормаль, то его поле вне плазмы совпадает по величине и противоположно по знаку собственному полю токов плазмы, а внутри плазмы равно тому удерживающему полю, которое надо создать для обеспечения равновесия рассматриваемой конфигурации. С помощью этого простого принципа вся задача определения равновесной конфигурации сведена к отысканию внутреннего решения. Определение же внешней конфигурации

и удерживающих полей становится чисто магнитостатической задачей расчета поля по известному току (121).

Полоидальное поле, требуемое для равновесия плазмы можно разделить на вертикальное поле $B_{z, \text{ext}}$, требуемое для равновесия по большому радиусу, и мультипольную часть $B_{m, \text{ext}}$, определяющую форму сечения. Для круглого сечения тороидального шнура

$$B_{z, \text{ext}} = -\frac{J}{cR} \left(\ln \frac{8R}{a_0} + \beta_j + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2} \right), \quad (122)$$

где β_j (19), l_i (23) вычисляются по полному сечению плазмы. Более общей является формула

$$B_{z, \text{ext}} = -\frac{J}{2cR} \left(\beta_j + \mu_j + \frac{\partial L_{pl}}{2\pi \partial R} \right), \quad L_{pl} = \frac{c^2}{4\pi J^2} \int B_{pl}^2 dV, \quad (123)$$

пригодная для шнура произвольной формы, но с большим аспектным отношением [53]. L_{pl} — означает в (123) собственную индуктивность плазменного шнура.

Для шнура круглого сечения вопрос о влиянии мультипольных внешних полей вида

$$\Psi = 2\pi R A_m \frac{\rho^m}{a_0^m} \cos m\omega, \quad (124)$$

(где ρ, ω — локальные цилиндрические координаты, связанные с осью плазменного шнура) на форму сечения внутренних магнитных поверхностей и соответственно границы плазмы, решается с помощью уравнения

$$\frac{d}{d\rho} \rho \frac{dY}{d\rho} - \frac{m^2}{\rho} Y - \frac{\rho^2 j'}{\int_0^\rho j \rho d\rho} Y = 0. \quad (125)$$

Граничными условиями для (125) является $Y \sim \rho^m$ при $\rho \rightarrow 0$ и $Y = A_m \rho^m / a_0^m$, $\rho \rightarrow \infty$. Отклонение $\xi(\rho)$ сечения магнитных поверхностей от круга в плазме связано с Y соотношением

$$\rho = a + \xi \cos m\omega, \quad \xi(\rho) = -Y(\rho) / B_\theta(\rho). \quad (126)$$

Необходимо отметить, что наибольшее влияние на равновесие плазмы оказывает сравнительно слабое вертикальное поле, определяющее большой радиус конфигурации. Мультипольные поля сказываются существенно, если только они сравнимы по величине с полем тока плазмы. В то же время при удалении от плазмы эти поля быстро растут и поэтому требуют для своего создания токов, значительно превышающих ток плазмы. Поэтому изменение сечения шнура за счет удаленных обмоток дается дорогой ценой резкого увеличения энергетики полоидальной системы и электродинамических усилий в конструкции установки.

2.3.2. Численные методы расчета равновесия в токамаке

Численные методы, разработанные для расчета равновесных конфигураций токамаков, в настоящее время охватывают весь комплекс задач, возникающих в теории равновесия. Для разработки конструкции установки и режимов работы системы полоидального поля следует при выборе метода расчета исходить из того, что здесь не требуется слишком точного описания конфигурации внутри плазмы. Поэтому наиболее удобным для этих целей является метод интегральных уравнений для решения уравнения Грэда—Шафранова (15). Используя известное выражение для функции потока $\Psi_0(r, z, r', z')$ единичного кольцевого тока, собственный магнитный поток тока плазмы $\Psi_{pl}(r, z)$ можно представить в виде [54]

$$\Psi_{pl}(r, z) = \iint \Psi_0(r, z, r', z') j_s(r', \Psi_{pl} + \Psi_{ext}) dr' dz', \quad (127)$$

что можно рассматривать как интегральное уравнение для Ψ_{pl} и $j_s(r, z)$ при выбранной зависимости $j_s(r, \Psi)$. В методе интегральных уравнений плазму обычно заменяют несколькими кольцевыми токами, имитирующими распределенный ток в плазме. Весь акцент в этом методе делается на моделирование магнитной системы полоидальных полей и исследование ее способности поддерживать заданную конфигурацию при разных распределениях тока в плазме.

Встречающееся еще в практике применение универсальных сеточных методов для расчета равновесия является неоправданным: во-первых оно требует проведения сквозного расчета поля как в области плазмы, так и в вакуумной области, где поля могут быть рассчитаны напрямую по точным формулам; во-вторых, на компьютерах среднего масштаба не обеспечивается достаточного увеличения точности расчета внутренней конфигурации плазменного шнура по сравнению с методом интегральных уравнений, такой чтобы подобные расчеты равновесия использовать, например, для исследования устойчивости.

Кардинальным решением вопроса о расчете конфигурации внутри плазмы является применение лагранжевых методов, основанных на использовании натуральных координат [55, 56, 57].

Пусть $a(r, z) = \text{const}$ — уравнение магнитных поверхностей, а θ — полоидальный угол на магнитной поверхности. В натуральных координатах уравнения магнитных поверхностей легко записываются в параметрическом виде

$$r = r(a, \theta), \quad z = z(a, \theta) \quad (128)$$

и задача заключается в отыскании функций $r(a, \theta)$, $z(a, \theta)$. Поскольку выбор угла θ в натуральных координатах произволен, то им можно воспользоваться так, чтобы упростить зада-

чу. Например, можно выбрать простейшую зависимость $z(a, \theta)$ типа

$$z(a, \theta) = \lambda(a) a \sin \theta, \quad (129)$$

либо считать θ полярным углом

$$\operatorname{tg} \theta = z(a, \theta) / r(a, \theta). \quad (130)$$

При любой такой конкретизации угла θ в неизвестных остается одна функция, для нахождения которой можно воспользоваться уравнением Грэда—Шафранова, записанным в натуральных координатах

$$-\frac{\partial}{\partial a} \frac{g_{22} \Psi'}{r D 2\pi} + \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{g_{12} \Psi'}{r D 2\pi} = \frac{4\pi}{c} D \left(A(a) \frac{R}{r} + B(a) \left(\frac{r}{R} - \frac{R}{r} \right) \right), \quad (131)$$

где

$$g_{12} = \frac{\partial r}{\partial a} \frac{\partial r}{\partial \theta} + \frac{\partial z}{\partial a} \frac{\partial z}{\partial \theta}, \quad g_{22} = \left(\frac{\partial r}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \theta} \right)^2, \\ D = \frac{\partial z}{\partial \theta} \frac{\partial r}{\partial a} - \frac{\partial r}{\partial \theta} \frac{\partial z}{\partial a}. \quad (132)$$

В уравнении (131) можно как искомое неизвестное рассматривать D в левой части, а остальные величины считать заданными с предыдущей итерацией. Поэтому уравнение (131) представляет фактически уравнение первого порядка для якобиана D , которое должно решаться с условием регулярности D на магнитной оси. По известному D функция $r(a, \theta)$ (или ей эквивалентная) восстанавливается однозначно по заданным граничным условиям

$$r(a_0, \theta) = r_0(\theta). \quad (133)$$

Для решения (131) сейчас известны несколько методов. Конечно-разностный метод обращения переменных описан в 6-м томе данной серии. Здесь мы остановимся на двух приближенных, но весьма эффективных подходах — вариационном методе моментов [56] и методе электродинамических моментов [57].

Представим зависимость $r(a, \theta)$ в параметрическом виде с конечным набором параметров

$$r(a, \theta) = R_0 - \Delta(a) + a \cos \theta + \delta(a) \sin^2 \theta + \dots \quad (134)$$

и поставим задачу определения одномерных функций $\Delta(a)$, $\delta(a)$, ... и $\lambda(a)$ (129). В вариационном методе моментов [56] уравнения получаются при варьировании функционала энергии плазмы по параметрам формы магнитных поверхностей $u_i(a) = \Delta, \lambda, \delta$, и имеют вид

$$\frac{d}{da} \left(\Psi^{1/2} \frac{\partial K}{\partial u_i'} \right) - \Psi^{1/2} \frac{\partial K}{\partial u_i} - \frac{16\pi^2}{c} \left(2\pi c p' \frac{\partial V}{\partial u_i} + \frac{2FF'}{c} \frac{\partial L}{\partial u_i} \right) = 0, \quad (135)$$

где

$$K = \left(\frac{g_{22}}{rD} \right)_0, \quad V = (rD)_0, \quad L = (D/r)_0. \quad (136)$$

Удобством метода является единообразие при получении уравнений.

Метод электродинамических моментов основан на усреднении уравнения Грэда—Шафранова с весовыми функциями типа $f=1, r^2, r^4-4r^2z^2$ и т. д., удовлетворяющими уравнению

$$\Delta^* f = 0. \quad (137)$$

В обоих методах моментов получается конечное число обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка для параметров, что позволяет разработать весьма эффективные методы решения. Поскольку типичная геометрия плазмы в установках токамак довольно проста, ограничение малым числом параметров представляется оправданным. Сведение двумерной задачи к цепочке обыкновенных дифференциальных уравнений позволяет в методах моментов повысить эффективность расчета равновесия в 10^2-10^3 раз по сравнению с общими подходами.

Метод электродинамических моментов имеет дополнительное преимущество, основанное на том, что его уравнения для параметров обладают набором интегрируемых комбинаций, которые позволяют исключить из задачи численное дифференцирование. При этом решение уравнений сводится к последовательному вычислению интегралов [57]. Исключение численного дифференцирования из задачи делает решения, получаемые методом электродинамических моментов полностью эквивалентными аналитическим решениям. Отсюда, в частности, возникает возможность прямой проверки точности решения уравнения равновесия (131), так как все его члены могут быть вычислены по явным формулам без численных аппроксимаций. На основе указанного подхода в ИАЭ им. И. В. Курчатова создан эффективный численный код ЕМЕQ для расчета равновесия в токамаке.

2.3.3. Фиксация характерных точек как принцип поддержания равновесия в токамаке

При разработке систем полоидального поля необходимо иметь в виду, что свои функции обеспечения равновесия они должны выполнять, во-первых, в отсутствие полной информации о распределении тока и давления в плазме, а, во-вторых, при наличии искажений создаваемых обмотками магнитных полей из-за разного рода экранов, ферромагнитных материалов и т. д. Несмотря на обилие усложняющих факторов в токамаке есть общий инвариантный принцип поддержания равновесия, основанный на практической эквивалентности поддержания равновесия шнура и фиксации магнитной поверхности, соот-

ветствующей границе токового канала [58]. Именно так фактически и действует хорошо проводящий кожух.

Для реализации этого принципа достаточно так подстраивать токи в обмотках, чтобы обеспечить равенство магнитных потоков в нескольких характерных точках (рис. 13). Важно то,

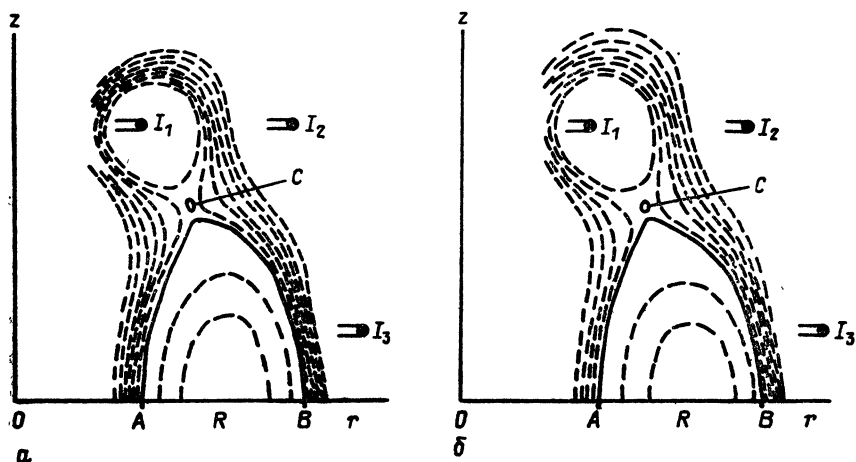


Рис. 13(а, б). Петли и магнитные зонды для фиксации положения и формы плазменного шнура по характерным точкам А, В, С

что измерение магнитного потока производится просто и надежно с помощью петли охватывающей ось симметрии. При этом отсутствующая информация о плазме и неконтролируемых токах в элементах конструкции влияет только на динамические характеристики системы управления равновесием, но не сказывается на определении точности поддержания равновесия.

В простейшем виде при использовании измерений магнитных потоков в характерных точках можно достигнуть фиксации магнитной поверхности, проходящей через измерительные витки. Если такую систему дополнить измерениями полоидального магнитного поля в характерных точках, которое дает пространственные производные магнитного потока,

$$\mathbf{V}_p = \frac{1}{2\pi r} \nabla \Psi \times \mathbf{e}_s, \quad (138)$$

то можно зафиксировать положение любой близкой магнитной поверхности (при условии, что за ней не протекают токи, искажающие вакуумный характер поля).

Для токамака круглого сечения, где требуется обеспечить только положение плазменного шнура по большому радиусу, смещение магнитной поверхности радиуса a относительно тора радиуса b , на котором располагаются зонды и петля для изме-

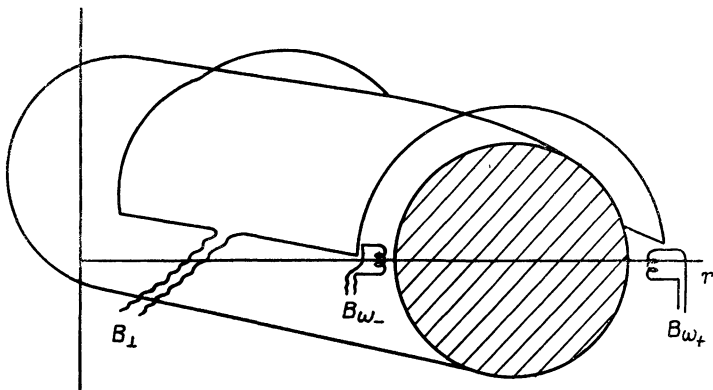


Рис. 14. Измерение положения круглого плазменного шнура с помощью петли и локальных зондов

рения разности потоков, выражается формулой

$$\frac{\Delta}{b} = \frac{b}{2R} \left(\frac{a^2}{b^2} \ln \frac{b}{a} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \right) + \frac{cb}{4J} \left(\frac{B_{\omega+} - B_{\omega-}}{2} \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) - B_{\perp} \left(1 + \frac{a^2}{b^2} \right) \right). \quad (139)$$

Здесь $B_{\omega+}$, $B_{\omega-}$ — магнитное поле в плоскости $z=0$ на внешнем и внутреннем обводе тора, $B_{\perp} = (\Psi_- - \Psi_+) / (4\pi R b)$ — среднее значение поперечного поля, пронизывающего площадь между двумя петлями, уложенными вдоль внешнего и внутреннего обвода тора (рис. 14).

2.4. Магнитная диагностика плазмы

Под магнитной диагностикой здесь понимается получение информации о плазме с помощью магнитных измерений, проводимых вне плазменного шнура. Как указывалось ранее, магнитные измерения состоят из измерения потока $\Psi(r, z)$ с помощью тороидальных петель и магнитного поля $B_p(r, z)$. Если плазму окружить воображаемым контуром l и измерить на нем $\Psi(l)$ и $B_{\tau}(l)$ — тангенциальную компоненту поля, то, считая, что между контуром l и границей плазмы поле вакуумным ($j=0$), можно восстановить вакуумные магнитные поверхности, а значит и границу токового канала [58]. Это эквивалентно решению задачи Коши для уравнения Лапласа. Для практического ее решения можно вакуумное поле представить в виде набора гармоник

$$\begin{aligned} \Psi &= \Psi_{\text{ext}} + \Psi_{\text{int}}, \\ \Psi_{\text{ext}} &= C_{1,\text{ext}} r^2 + C_{2,\text{ext}} (r^4 - 4r^2 z^2) + C_{3,\text{ext}} (r^6 - 12r^4 z^2 + 8z^4 r^2), \\ \Psi_{\text{int}} &= C_{0,\text{int}} \Psi_{\text{int}}^0 + C_{1,\text{int}} \Psi_{\text{int}}^1 + C_{2,\text{int}} \Psi_{\text{int}}^2 + \dots, \end{aligned} \quad (140)$$

где Ψ_{int}^0 , Ψ_{int}^1 , Ψ_{int}^2 — функции потока соответственно от витка с током, диполя, квадруполья и т. д., помещенных в центре камеры. Коэффициенты $C_{i,\text{ext}}$, $C_{i,\text{int}}$ подбираются из условий совпадения поля и магнитного потока с измерениями на контуре l . Далее по известному $\Psi(r, z)$ форма вакуумных поверхностей восстанавливается однозначно. Магнитную поверхность, которая вписывается в апертуру диафрагмы установки, обычно и считают границей токового канала.

Магнитные измерения дают возможность определения некоторых моментов плотности тока [53]. Она основана на соотношении

$$\frac{4\pi}{c} \int j_s f dS = \oint (f B_\tau + r g B_n) dl, \quad (141)$$

где интеграл слева берется по сечению плазмы, а справа по контуру l . B_τ , B_n — тангенциальная и нормальная составляющие магнитного поля, функции f , g удовлетворяют соотношениям

$$\Delta^* f = 0, \quad \frac{\partial g}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r}, \quad \frac{\partial g}{\partial r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial z}. \quad (142)$$

Беря, например, $f = r^2$, $g = 2z$, получаем значение радиуса R_j центра токового канала

$$R_j^2 = \frac{1}{J} \int j_s r^2 dS = \frac{c}{4\pi J} \oint (B_\tau r^2 + 2z B_n) dl. \quad (143)$$

Обозначая $x = r - R_j$ и беря цепочку функций ($R = R_j$)

$$f_1 = x(1 - x/(2R)), \quad g_1 = -z/R,$$

$$f_2 = x^2 \left(1 - \frac{x}{2R}\right)^2 - z^2 \left(1 - \frac{x}{R}\right)^2,$$

$$g_2 = -2xz/R + \left(x^2 z - \frac{2}{3} z^3\right) / R^2,$$

$$f_3 = x^3 \left(1 - \frac{x}{2R}\right)^3 - 3z^2 x \left(1 - \frac{x}{2R}\right) \left(1 - \frac{x}{R}\right)^2 - \frac{z^4}{R} \left(1 - \frac{x}{R}\right)^2,$$

$$g_3 = -\frac{3x^2 z}{R} \left(1 - \frac{x}{2R}\right)^2 + \frac{z^3}{R} \left(1 - 4\frac{x}{R} + 2\frac{x^2}{R^2}\right) - \frac{2}{5} \left(\frac{z^5}{R^3}\right), \quad (144)$$

можно определить дипольный, квадрупольный и т. д. моменты Y_m плотности тока

$$Y_m = \frac{1}{J} \int j_s f_m dS = \frac{c}{4\pi J} \oint (f_m B_\tau + r g_m B_n) dl. \quad (145)$$

Отметим, что контурные интегралы от квадратичных комбинаций полей B_τ , B_n связаны с моментами распределения давления в плазменном шнуре [53].

В настоящее время делаются попытки использовать магнитные измерения для определения распределения тока в плазменном шнуре [60]. Для плазмы круглого сечения и малой тороидальности такие измерения, как известно, могут дать только ин-

тегральные параметры $l_i + \beta_j$ [3]:

$$\frac{2J}{cR} \left(\ln \frac{b}{a} + \beta_j + l_i/2 - 1 \right) = \frac{B_{\omega+} - B_{\omega-}}{2} + B_{\perp}. \quad (146)$$

С другой стороны, возможно, что не полное исчезновение вырождения, имеющегося в прямолинейном шнуре круглого сечения, связано с приближенностью формулы (146) и при сопоставлении с точным расчетом равновесия может появиться более детальная информация о распределении тока и давления. Давно показано, что при учете условия равновесия задача восстановления профиля тока более определенная, чем аналогичная обратная задача теории потенциала [61]. При заданной форме границы шнура, равновесие в торе определяется двумя одномерными функциями $A(\Psi)$, $B(\Psi)$, которые отображаются в измеряемую одномерную функцию B_r на поверхности плазмы. Поэтому возможно, что существует при определенных условиях однозначная связь между этими одномерными функциями. На практике используется подгонка расчета равновесия плазмы с каким-то набором параметров в распределении тока под магнитные измерения [62]. Поскольку пока неизвестно каких-либо теорем, касающихся однозначности решения обратной задачи теории равновесия, определенным и достаточно важным результатом применения такой методики является исключение из рассмотрения заведомо непригодных распределений тока.

В сильном продольном поле измеряемой величиной является μ_j

$$\mu_j = \frac{c^2}{4\pi J^2} \int (B_{s0}^2 - B_s^2) dS = \frac{c^2}{2\pi J^2} B_{s0} \delta\Phi, \quad \delta\Phi = \int (B_{s0} - B_s) dS, \quad (147)$$

которая связана с β_j соотношением (20). Это, в частности, дает возможность определить полную тепловую энергию W шнура

$$W = \int p dV = \pi R \frac{J^2}{c^2} \beta_j \quad (148)$$

и энергетическое время жизни τ_E для разрядов без дополнительного нагрева плазмы

$$\tau_E = \frac{W}{JV - \frac{d}{dt}(l_i J^2) - \frac{dW}{dt}}, \quad (149)$$

где V — напряжение на обходе плазменного шнура. Совместно с магнитными измерениями полоидальных полей (146) диамагнитные измерения дают возможность получить величину l_i , которая, в частности, входит в (149).

2.5 Устойчивость равновесия

Под устойчивостью равновесия понимается гидромагнитная устойчивость плазмы по отношению к осесимметричным возмущениям. Для шнура произвольного сечения исследование

устойчивости равновесия представляет самостоятельную задачу, связанную с решением двумерных уравнений движения. Для шнура круглого сечения в приближении большого аспектного отношения ($R/a \gg 1$) задача упрощается, так как собственными функциями осесимметричных мод являются смещения шнура как целого в вертикальном и горизонтальном направлениях.

Условие устойчивости плазмы по отношению к жестким смещениям можно получить, рассмотрев силу, возникающую при смещении плазмы во внешнем удерживающем поле B_{ext} . Для смещений по вертикали имеем

$$F_z = -\frac{2\pi R}{c} \int j_s \left(\frac{\partial B_{r,\text{ext}}}{\partial z} \xi_z + \delta B_r \right) dS. \quad (150)$$

Первое слагаемое в скобках является силой взаимодействия с удерживающим полем, а второе — силой взаимодействия с полями токов отражения, возбуждаемых в элементах конструкции при смещениях плазмы. В частности, δB_r может создаваться активной системой обратной связи, токами намагничивания в ферромагнитном магнитопроводе индуктора и т. д. Выражение в скобках в (150) можно считать постоянным по сечению шнура, и, таким образом, критерий устойчивости можно записать в виде

$$\frac{\delta B_r}{\delta \xi_z} + \frac{\partial B_{r,\text{ext}}}{\partial z} > 0. \quad (151)$$

Поскольку для безвихревого поля $\partial B_{r,\text{ext}}/\partial z = \partial B_{z,\text{ext}}/\partial r$ второе слагаемое в (151) можно выразить через показатель спада, так что критерий устойчивости принимает вид

$$\frac{\delta B_r}{\delta \xi_z} + \frac{n}{R} |B_{z,\text{ext}}| > 0, \quad n = -\frac{r}{B_{z,\text{ext}}} \frac{\partial B_{z,\text{ext}}}{\partial r}. \quad (152)$$

Таким образом, задача определения устойчивости в этом приближении сводится к расчету наведенных магнитных полей при смещении плазмы $\delta B_r/\delta \xi_z$ [9].

Показатель спада становится отрицательным для шнура с вытянутым сечением вдоль оси симметрии. Устойчивости равновесия такого шнура можно достичь с помощью активной или пассивной системы обратной связи, обеспечивающей достаточную величину $\delta B_r/\delta \xi_z$. В качестве пассивной системы могут служить замкнутые вертикальные рамки (рис. 15), не влияющие на проникновение квадрупольного поля в объем плазмы и сохраняющие поток горизонтального поля [9].

Условие устойчивости по отношению к горизонтальным смещениям можно получить, рассмотрев радиальную силу

$$F_r = \frac{2\pi R}{c} J (B_z - B_{z,\text{ext}}). \quad (153)$$

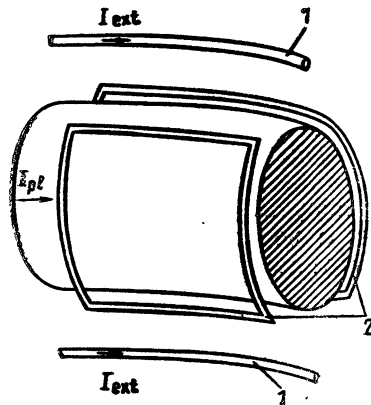


Рис. 15. Замкнутые рамки для стабилизации вертикального положения плазменного шнура, индуктивно развязанные с формирующими витками

Условие устойчивости сводится к

$$\partial F_r / \partial R < 0. \quad (154)$$

В пренебрежении величиной $(\ln(8R/a) + \beta_j + l_1/2 - 3/2)^{-1}$ это условие записывается в виде

$$\frac{\partial F}{\partial R} = \frac{2\pi J}{c} |B_{z,ext}| \left(n - 1 + \frac{R}{J} \frac{\delta J}{\delta \xi_r} + \frac{R}{B_{z,ext}} \frac{\delta B_z}{\delta \xi_r} \right) \quad (155)$$

Изменение полного тока, связанное со смещением плазмы $\delta J / \delta \xi_r$, зависит от схемы возбуждения тока. Последнее слагаемое в (155) учитывает поперечные поля, связанные с магнитными экранами, железным сердечником магнитопровода, системой обратной связи. Как следует из (155), шнур может быть неустойчивым при неблагоприятной геометрии удерживающего поля (слишком большой показатель спада), а также в связи с наличием железного магнитопровода индуктора [49, 3].

2.6. Уравнения эволюции плазменного шнура

Как указывалось выше, равновесная конфигурация определяется двумя одномерными функциями $A(\Psi)$, $B(\Psi)$ (14), эквивалентными распределению продольного тока и давления по магнитным поверхностям, и граничными условиями (внешними удерживающими полями). Очевидно, распределение давления диктуется процессами переноса и мощностью нагрева, а профиль тока — проводимостью и распределением ЭДС, то есть временными производными магнитных потоков. Будем считать, что эти функции нам известны, и рассмотрим уравнения для эволюции магнитных полей в равновесной конфигурации.

Воспользуемся продольной проекцией закона Ома — уравне-

ния баланса сил для электронной компоненты

$$\frac{\mathbf{B} \nabla \hat{\pi}_e}{en} = -\mathbf{BE} + \frac{\mathbf{Bj}}{\sigma_{\parallel}}. \quad (156)$$

Электрическое поле содержит вихревую, связанную с изменением магнитных [потоков] часть, и потенциальную. Чтобы избавиться от последней, достаточно умножить уравнение (156) на \sqrt{g} и усреднить по углу

$$(\mathbf{BE} \sqrt{g})_{\theta} = (\mathbf{Bj} \sqrt{g})_{\theta} / \sigma_{\parallel} - \frac{(\mathbf{B} \nabla \pi_e \sqrt{g})_{\theta}}{en}. \quad (157)$$

В области частых столкновений последнее слагаемое равно нулю и в инвариантной записи уравнение (157) приобретает вид

$$-\frac{1}{c} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \frac{\partial \Psi}{\partial a} + \frac{\partial \Psi}{\partial t} \frac{\partial \Phi}{\partial a} \right) = \frac{4\pi}{c\sigma_{\parallel}} (JF' - FJ'), \quad (158)$$

где Φ , J — поток продольного магнитного поля и продольный ток через сечение магнитной поверхности, Ψ , F — полоидальные поток и ток. Уравнение эволюции потоков (158) справедливо для любого выбора системы координат, в том числе и меняющейся во времени. Для практического применения удобно ввести переменные [63]

$$\bar{B}_{\theta} = -\frac{\Psi'}{2\pi R}, \quad \bar{B}_s = \frac{\Phi'}{2\pi R}. \quad (159)$$

Тогда уравнение (158) сведется к аналогу диффузионного уравнения для потока

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{R \bar{B}_{\theta}}{a \bar{B}_s} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{c^2}{\sigma_{\parallel}} \left(\frac{R}{a} \frac{g_{22}}{\sqrt{g}} \right)_{\theta} \left(\frac{\sqrt{g}}{aR} \right)_{\theta} \frac{p'}{B_s^2} \Psi' + \\ + \frac{\left(\frac{R}{a} \cdot \frac{g_{22}}{\sqrt{g}} \right)_{\theta} \bar{B}_{\theta}^2 + \bar{B}_s^2}{\bar{B}_s^2} \left(\frac{R}{a} \frac{\sqrt{g}}{r^2} \right)_{\theta} \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\parallel}} \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{R}{a} \frac{g_{22}}{\sqrt{g}} \right)_{\theta} a \frac{\partial \Psi}{\partial a} \end{aligned} \quad (160)$$

с нелинейным коэффициентом диффузии и слагаемым, аналогичным конвекции. В сильном продольном поле токамака (160) можно упростить и свести к виду

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{1}{q} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\parallel}} \left(\frac{R}{a} \frac{g_{22}}{\sqrt{g}} \right)_{\theta} \frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{R}{a} \frac{g_{22}}{\sqrt{g}} \right)_{\theta} a \frac{\partial \Psi}{\partial a}. \quad (161)$$

Усредненное по углу уравнение Грэда—Шафранова дает

$$4\pi p' \left(\frac{\sqrt{g}}{aR} \right)_{\theta} + \frac{\bar{B}_{\theta}}{a} \frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{R}{a} \frac{g_{22}}{\sqrt{g}} \right)_{\theta} a \bar{B}_{\theta} + \bar{B}_s \frac{\partial}{\partial a} \frac{\bar{B}_s}{\left(\frac{R}{a} \frac{\sqrt{g}}{r^2} \right)_{\theta}} = 0. \quad (162)$$

Фактически (162) определяет $\bar{B}_s(a)$, а следовательно, и $\Phi(a)$, а (160) диффузию $\Psi(a, t)$. Двумерное же уравнение (131) слу-

жит для получения коэффициентов, фигурирующих в (160)—(162).

Перейдем к написанию граничных условий для уравнения эволюции. Для простоты сначала ограничимся случаем, когда плазма держится в равновесии тонким идеально-проводящим кожухом, имеющим меридиональный разрез для введения электрического поля. Тогда на границе плазмы может быть задана ЭДС

$$E(t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Psi}{\partial t} \Big|_{a=a_0}, \quad (163)$$

либо полный ток

$$\frac{4\pi}{c} J_0(t) = -\left(\frac{g_{22}}{\sqrt{g}}\right)_\theta \Psi' \Big|_{a=a_0}, \quad (164)$$

либо напряжение $E_1(t)$, вырабатываемое первичной цепью на границе плазмы. Тогда для магнитного потока $\Psi(a_0, t)$ имеем

$$-\frac{1}{c} \frac{d\Psi}{dt} \Big|_{a=a_0} = -\frac{L_0}{c} \frac{dJ_0}{dt} + E_1(t), \quad (165)$$

где L_0 равна индуктивности сверхпроводящего тора, имеющего форму плазменного шнура.

Когда равновесие поддерживается внешними полями, то граница плазмы становится магнитной поверхностью только при наложении соответствующих удерживающих полей. Поэтому в данном случае как вторичную цепь надо рассматривать всю систему полоидальных обмоток равновесия и плазменный шнур. Поэтому вместо уравнения (165) надо использовать

$$-\frac{1}{c} \frac{d\Psi}{dt} \Big|_{a=a_0} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} (\Psi_{pl} + \Psi_{ext}) + E_1(t), \quad (166)$$

где Ψ_{ext} — поток обмоток равновесия, токи в которых должны подбираться из условия равновесия (разд. 2.3). В системах с некруглым сечением плазменного шнура вклад токов равновесия в (166) может быть значителен, так что разделение системы полоидального поля на индуктор и обмотки равновесия может стать условным.

Таким образом, простейшая форма закона Ома $j_{||} = \sigma_{||} E_{||}$ приводит к следующей схеме уравнений для моделирования эволюции тороидального плазменного шнура.

1. Одномеризованные уравнения переносов (48) ÷ (50), определяющие для уравнений равновесия $p(a)$ и для уравнения эволюции $\sigma_{||}(a)$.

2. Уравнения эволюции магнитных потоков (160), (161) и уравнение баланса давлений по малому радиусу (162), определяющее распределение потоков $\Psi(a)$, $\Psi'(a)$.

3. Двумерное уравнение Грэда—Шафранова для расчета токов равновесия и геометрии плазменного шнура, а также

усредненных коэффициентов для уравнений (48) ÷ (50) и (160) ÷ (162).

4. Обыкновенные дифференциальные уравнения для индуктивных связей в магнитной системе, определяющие ток индуктора и граничные условия для уравнения эволюции.

В такой схеме двумерным является только уравнение для геометрии плазменного шнура и токов во внешних обмотках. Остальные уравнения связаны с ним только через усредненные геометрические коэффициенты. Такая модель называется полуторамерной моделью эволюции тороидальной конфигурации и является прямым обобщением цилиндрической модели, применяемой для плазмы токамака круглого сечения.

2.7. Адиабатическое сжатие плазмы в токамаке

Для нагрева плазмы в токамаке можно использовать адиабатическое сжатие плазмы, т. е. сжатие при котором объем уменьшается за время, меньшее энергетического времени жизни. В этом случае плотность и температура плазмы будут изменяться в процессе сжатия в соответствии с адиабатой для одноатомного газа

$$TV^{2/3} = \text{const}, \quad nV = \text{const}. \quad (167)$$

Сжатие плазмы в токамаке можно осуществить двумя способами. Можно быстро увеличить тороидальное поле и тогда из-за вмороженности малый радиус a плазменного шнура будет уменьшаться

$$B_s a^2 = \text{const}. \quad (168)$$

При таком сжатии равенства (167) переходят в соотношения

$$T = T_0 \left(\frac{B_s}{B_{s0}} \right)^{2/3}, \quad n = n_0 \left(\frac{B_s}{B_{s0}} \right), \quad (169)$$

где T_0 , n_0 , B_{s0} — значения параметров до сжатия. Сжатие плазмы по малому радиусу используется для нагрева плазмы в токамаках серии «Туман» в ЛФТИ им. И. А. Иоффе [64].

Второй способ сжатия плазмы в токамаке — это сжатие по большому радиусу тора — был предложен Л. А. Арцимовичем в 1972 г. [2]. При таком сжатии плазма с помощью системы полоидальных полей перемещается по большому радиусу в сторону магнитной оси и попадает при этом в область большего тороидального поля, так как $B_s \sim 1/r$. В результате объем уменьшается $V \sim ra^2 \sim r^2$, и соотношение (167) дает:

$$T = T_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{4/3}, \quad n = n_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2. \quad (170)$$

Сжатие по большому радиусу требует специальной формы вакуумной камеры и специального устройства системы полоид-

дальних полей установки. Такое сжатие впервые использовалось в токамаке АТС (США) [65]. Однократное комбинированное сжатие плазмы сначала по малому, а затем по большому радиусу тора предполагается использовать для достижения термоядерных температур плазмы в токамаке с сильным магнитным полем [45].

Оценим, какие требования предъявляются к системе полоидальных полей при адиабатическом сжатии плазмы. Так как в токамаке скиновое время превышает энергетическое, то при адиабатическом сжатии можно считать магнитное поле замороженным в плазму. Поэтому полный поток магнитного поля через отверстие плазменного шнура должен сохраняться

$$LJ + \Psi_{\text{ext}}(r, t) = \text{const}. \quad (171)$$

Здесь L — индуктивность шнура, J — полный плазменный ток, Ψ_{ext} — поток внешнего вертикального поля. В приближении тонкого плазменного шнура $a/R \ll 1$ для оценок можно положить, что

$$L \cong 4\pi R (\ln(8R/a) - 2), \quad \Psi_{\text{ext}} \cong 2\pi \int_0^R B_{z, \text{ext}} r dr. \quad (172)$$

Полный плазменный ток складывается из внутреннего распределенного тока J_{int} и поверхностного скинового тока, который может возникнуть на поверхности плазменного шнура из-за плохого согласования системы полоидальных полей с движением шнура. Внутренний распределенный ток из условия замороженности $q = \text{const}$ равен $J_{\text{int}} = J_0 R_0 / R$, где J_0 ток до сжатия.

При сжатии по малому радиусу возрастание тороидального поля приводит к появлению вихревого электрического поля в направлении малого обхода. Так как в идеально проводящей плазме продольное электрическое поле должно быть равно нулю, то сжатие будет сопровождаться появлением тороидальной компоненты электрического поля E_s ,

$$E_s = -E_\theta B_\theta / B_s. \quad (173)$$

Чтобы при этом на плазме не возникал скиновый ток, соответствующее этому полю напряжение на обходе необходимо компенсировать индуктором

$$V = 2\pi R E_s = -2\pi R_0 E_\theta B_\theta / B_s = -4\pi R_0 \frac{J E_\theta}{a B_s} = -\frac{4\pi R_0}{c} J \frac{da}{adt} = \frac{1}{c} J \frac{dL}{dt}, \quad (174)$$

что и соответствует (171). Сжатие по малому радиусу должно сопровождаться уменьшением потока, создаваемого индуктором

$$\Delta \Psi_{\text{ext}} = \Delta L J = 4\pi R \ln(a_0/a) \cdot J. \quad (175)$$

Соответственно (122) должно измениться и внешнее верти-

кальное магнитное поле, обеспечивающее равновесие по большому радиусу тора.

Сжатие плазмы по большому радиусу осуществляется за счет возрастания во времени вертикального магнитного поля. С ростом этого поля равновесный радиус плазменного шнура, связанный с вертикальным полем соотношением (122), уменьшается. Если мы хотим, чтобы при сжатии скиновый ток отсутствовал, то сжатие по большому радиусу должно сопровождаться изменением потока в индукторе, которое можно найти из (174), подставляя туда $J = J_0 R_0 / R$.

На первый взгляд, сжатие по большому радиусу предпочтительнее сжатия по малому радиусу, поскольку в последнем случае требуется быстро изменять сильное тороидальное магнитное поле, для чего необходимы огромные мощности системы питания тороидальной катушки. В токамаке с сильным полем требуемая мощность достигается за счет использования индуктивного накопителя.

При сжатии по большому радиусу изменяется относительно небольшое внешнее вертикальное магнитное поле $B_z = B_0 a / R \sim \approx B_s a^2 / (R^2 q) \ll B_s$, и поэтому такое сжатие требует меньших затрат энергии. Однако объем, в котором создается вертикальное поле, может существенно превышать объем тороидальной катушки, и поэтому уменьшение мощности питания при переходе к сжатию по большому радиусу в реальных условиях оказывается не таким значительным. Например, проработка использования адиабатического сжатия для достижения термоядерных параметров плазмы в токамаке показала, что энергетика системы полоидальных полей всего в три раза меньше энергии тороидального магнитного поля [45].

Кроме однократного сжатия, для нагрева можно использовать периодический процесс сжатия—расширения плазмы. В этом случае нагрев происходит за счет работы сил продольной вязкости. Действительно, при сжатии по малому радиусу в отсутствии столкновений продольная скорость частиц не меняется, а поперечная—из-за сохранения магнитного момента—растет $v_{\perp}^2 / B_s = \text{const}$. Поэтому после такого сжатия поперечная энергия становится больше продольной. При сжатии по большому радиусу $v_{\parallel} R = \text{const}$ (момент импульса частицы сохраняется) и $v_{\perp} / B_s^{1/2} \sim v_{\perp} R^{1/2} = \text{const}$. В этом случае продольная энергия частицы нарастает быстрее поперечной. Кулоновские столкновения приводят к устранению анизотропии у функции распределения частиц, в результате чего после одного цикла сжатия—расширения температура частиц слегка возрастает. В отличие от однократного сжатия при многократном сжатии нагрев плазмы связан с диссипативными силами и поэтому необратим. Однако мощность нагрева оказывается небольшой. Например, при циклическом сжатии по большому радиусу мощность нагрева

определяется выражением:

$$P = 0,11 \left(\frac{\xi}{r} \right)^2 \frac{nT}{\tau_0} \frac{\omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_0^2}, \quad \tau_0 = \frac{2,03 m^{1/2} (2T)^{3/2}}{4\pi n e^4 \Lambda}, \quad (176)$$

ξ — амплитуда радиальных колебаний, ω — их частота.

Мощность нагрева оказывается малой по сравнению с другими методами дополнительного нагрева плазмы. Эта мощность выделяется за счет работы системы полоидальных полей токамака при изменении токов в обмотках.

Если в плазме выделяется энергия, например в термоядерных реакциях, то можно так организовать периодические сжатия и расширения плазмы, чтобы выделявшаяся в плазме тепловая энергия снималась системой полоидальных полей при движении шнура [67]. Действительно, изобразим такой циклический процесс на плоскости p, V , где p — давление плазмы, V — ее объем. Точка 1 — на рис. 16 соответствует исходному несжатому состоянию. Сжимая плазму, мы переводим ее в точку

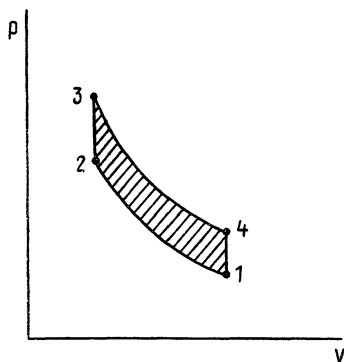


Рис. 16. Цикл сжатие — расширение плазмы на p - V диаграмме

2 с большим давлением и температурой, в которой термоядерная мощность превосходит мощность потерь. В результате температура и давление плазмы растут и плазма переходит в точку 3. После расширения мы попадаем в точку 4, где из-за низкой температуры термоядерная мощность мала и плазма охлаждается до исходной точки 1. В результате такого цикла в электромагнитной системе выделяется энергия, равная заштрихованной площади на плоскости p, V на рис. 16. При исследовании подобных прямых методов преобразования энергии обычно рассматривают схему сжатия по большому радиусу, поскольку при этом циркулирующая в электромагнитной системе мощность оказывается в несколько раз меньше, чем при сжатии по малому радиусу с помощью тороидального поля.

При движении плазменного шнура по радиусу в проводящих элементах конструкции токамака, например таких, как вакуумная камера, будут индуцироваться электрические токи, которые могут существенно изменить характер движения плазменного шнура. Следуя работе [68], рассмотрим простейший пример влияния вакуумной камеры на движение плазменного шнура. Предположим, что плазменный шнур с током J движется с постоянной скоростью между двумя проводящими плоскостями так, как это показано на рис. 17, и вычислим силу, действующую на плазменный шнур. При движении плазменного шнура

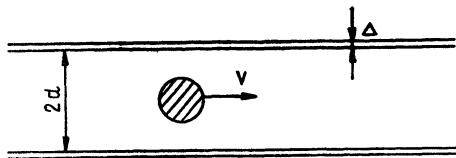


Рис. 17. Движение плазменного шнура между проводящими стенками

внутри проводящей стенки камеры возникает электрическое поле $\mathbf{E} = \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ и соответствующие наведенные токи $\mathbf{i} = \sigma \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c$. При малой скорости движения плазменного шнура эти токи малы, и поэтому можно считать, что магнитное поле \mathbf{B} создается только плазменным током и поэтому $i \sim v$. Этот ток будет равномерно распределен по толщине стенки, и поэтому диссипация энергии из-за конечной проводимости стенки W при малой скорости движения шнура пропорциональна $W \sim v^2$. Приравняв W мощности, развиваемой силой, действующей на плазму со стороны стенки $\mathbf{F} \cdot \mathbf{v}$, получим, что $\mathbf{F} \sim \mathbf{v}$. При очень большой скорости шнура величина полного тока отражения в стенке J_{im} приближается к величине тока в плазме J . При этом диссипация энергии в стенке камеры равна $W \simeq J^2 / (\sigma \lambda b)$, где σ — проводимость материала стенки, $\lambda = (c^2 b / 4\pi \sigma v)^{1/2}$ — толщина скин-слоя. Приравняв W мощности силы трения о камеру $\mathbf{F} \cdot \mathbf{v}$, получим, что при большой скорости движения сила трения уменьшается со скоростью как $F \sim v^{1/2}$. Точные расчеты приводят к следующей зависимости силы трения от скорости

$$F = \frac{J^2}{bc^2} \sqrt{2} \frac{v/v^*}{1 + (v/v^*)^2} \left(1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2^{7/4}} \left(\frac{\Delta v}{bv^*} \right)^{1/2} \right), \quad (177)$$

где $v^* = c^2 \sqrt{2} / (4\pi \sigma \Delta)$, $2b$ — расстояние между стенками, Δ — толщина стенок, σ — электропроводность камеры. Эта зависимость показана на рис. 18.

При $\Delta/b \ll 1$, а именно такой случай соответствует реальным условиям, сила трения достигает максимума при $v = v^*$, причем

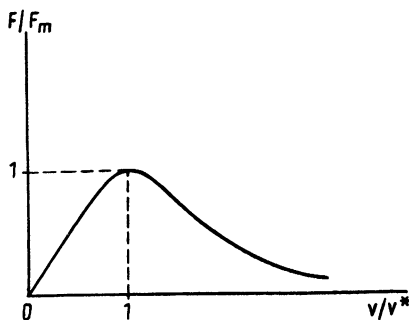


Рис. 18. Зависимость силы трения о камеру от скорости движения плазмы $F_m = J^2/c^2 b \sqrt{2}$, $v^* = c^2 \sqrt{2}/(4\pi\sigma\Delta)$

величина максимальной силы трения $F_{\max} = J^2/(bc^2\sqrt{2})$ практически не зависит от толщины камеры Δ . Однако в тонкой камере максимум достигается при большей скорости движения, чем в толстой $v^* \sim \Delta^{-1}$. Максимальная сила трения о камеру оказалась достаточно большой и по порядку величины равна силе притяжения двух токов, расположенных на расстоянии b . Такая зависимость силы трения от скорости движения плазменного шнура приводит к двум важным выводам. Из-за того, что величина силы трения оказалась такой большой, практически очень трудно заставить плазменный шнур двигаться внутри вакуумной камеры со скоростью, превышающей v^* . Если сравнить величину максимальной силы трения с балонными силами, стремящимися расширить плазму по большому радиусу, то можно получить, что даже в отсутствии вертикального удерживающего поля свободное расширение плазменного шнура (с альфвеновской скоростью) возможно лишь при $\ln(8R/a) - 3/2 + l_{ii}/2 + \beta_j > R/(\sqrt{2}b)$.

Предположим теперь, что плазменный шнур движется со скоростью $v > v^*$. В этой области скоростей сила трения уменьшается со скоростью, и поэтому такое движение должно сопровождаться развитием автоколебаний, так же как и в любой механической системе с $\partial F_{fr}/\partial v < 0$. Таким образом, плазменный шнур может устойчиво двигаться внутри проводящей вакуумной камеры лишь со скоростью $v < v^*$. Например, для стальной камеры $v^* = 8,10^4/\Delta$ где Δ — толщина стенки камеры (мм).

Приведенный пример еще раз показывает, что те физические явления, которые происходят в плазме токамака, невозможно рассматривать и интерпретировать без учета реальной конструкции установки.

3. ГИДРОМАГНИТНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ

До последнего времени практически единственное условие устойчивости, которое принималось во внимание при расчете параметров токамака, было ограничение на полный ток в плазме, даваемое критерием Крускала—Шафранова

$$q(a) = \frac{aB_s}{RB_\theta(a)} = 5 \frac{a^2 B_s}{R J} \left[\frac{\text{м}^2 \text{Тл}}{\text{м Ма}} \right] > 1. \quad (178)$$

Реально для токамаков запас устойчивости q на границе плазмы принимается на уровне $2 \div 3$. На современном этапе, показавшем необходимость работать в режимах с низкими q и высокими β_j , критерия (178) недостаточно и требуется учитывать условия устойчивости по отношению к срывам, а также к неустойчивостям, связанным с давлением плазмы. В этой главе будут рассмотрены основные МГД-неустойчивости, определяющие область параметров, в которой установки токамак могут устойчиво работать.

3.1. Классификация неустойчивостей в сильном тороидальном поле

По характеру проявления неустойчивости разделяют на неустойчивости со свободной границей плазмы и с закрепленной границей [69]. К первому типу неустойчивостей относятся винтовые моды и их диссипативный аналог тиринг-моды. Они наиболее опасны, так как представляют возмущения, затрагивающие все сечения шнура. С ними связаны срывы в токамаке. Однако на эти неустойчивости можно в принципе повлиять за счет изменения граничных условий с помощью магнитных экранов, либо обратными связями. Второй тип неустойчивостей обусловлен локализованными внутри плазмы возмущениями и определяет ограничения на плотность тока и на давление плазмы. Эти более слабые по проявлениям внутренние моды, к которым относятся внутренняя винтовая мода $m=1$, низшие внутренние моды $m \geq 2$, баллонные моды $m \gg 1$ и их диссипативные аналоги не чувствительны к внешним воздействиям и определяют предельные давления в токамаке.

Основным приближением для изучения устойчивости токамака является модель прямолинейного плазменного шнура в сильном продольном поле, на которой легко провести классификацию МГД-неустойчивостей. Считается, что возмущения имеют период по длине $2\pi R$, где R — большой радиус токамака. В цилиндре можно независимо рассматривать возмущения вида

$$\xi = \xi(\rho) \exp(im\theta - in\zeta), \quad (179)$$

где ξ — вектор малого смещения магнитных поверхностей, m, n — полоидальное и тороидальное волновые числа.

Наиболее существенной компонентой смещения $\xi(\rho)$ является радиальная ξ_r , которую будем обозначать просто ξ . Она определяет деформацию сечения шнура. При рассмотрении МГД-неустойчивостей обычно выделяют зону токового канала в плазме и внешнюю периферийную зону. Наиболее опасные неустойчивости — винтовые моды проявляются, когда за токовым каналом находится непроводящая область, например, плазма с низкой температурой, либо, когда пути возможного протекания токов перекрыты диафрагмой. Такая ситуация моделируется просто вакуумной областью за токовым каналом. Когда в ней есть резонансная поверхность, где

$$nq(\rho_s) = m, \quad (180)$$

то при неблагоприятных профилях тока возможны винтовые неустойчивости с инкрементом γ масштаба $1/\tau_A = V_{\theta A}/a$, где $V_{\theta A}$ — альфвеновская скорость по полоидальному полю B_θ . На рис. 19 показаны инкременты разных мод винтовых

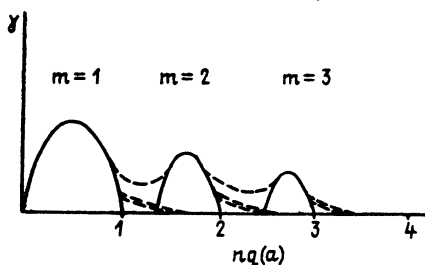


Рис. 19. Диаграмма Шафранова для винтовой неустойчивости плазмы со свободной границей:

— инкремент винтовой моды для прямолинейного шнура, --- то же для тороидального шнура, - · - · инкремент тиринг-моды для положения резонансной поверхности внутри токового канала

неустойчивостей для спадающего профиля тока в зависимости от величины $nq(a)$ на границе токового канала. Граница зоны неустойчивости каждой винтовой моды справа ограничена значением $nq = m$, а слева некоторым значением $nq_{cr, m}$, зависящим от распределения тока и от расположения проводящего кожуха [70]. В тороидальном плазменном шнуре соседние моды винтовой неустойчивости зацепляются с характерным параметром зацепления $\beta_j a/R$ [71], что приводит к соединению зон неустойчивости отдельных мод, так что окна устойчивости могут исчезнуть.

Наличие проводящей плазмы за токовым каналом и появление возможности возбуждения там тока резко уменьшает инкременты неустойчивости в $(\tau_{sk}/\tau_A)^{3/5} \gg 1$ раз, где τ_k — скин-слоевое время, вычисленное по проводимости в окрестности резонансной

поверхности. Неустойчивости с такими диссипативными инкрементами перестают быть чувствительны к положению резонансной поверхности относительно токового канала, так что неустойчивая область может расширяться вправо (рис. 19). Это соответствует положению резонанса внутри токового канала. Однако в этом случае такая тиринг-неустойчивость обычно имеет квазилинейное насыщение и не представляет сама по себе большой опасности.

При закреплении границы плазмы ($\xi(a)=0$), например, за счет приближения кожуха винтовые неустойчивости с большими инкрементами стабилизируются и в идеально проводящей плазме остаются только внутренние моды, имеющие инкременты $\beta_j a / (R\tau_A)$. В цилиндрической модели они характеризуются локальностью возмущения. Внутренняя винтовая мода $m=1$ локализована внутри области $nq(\rho_{s1}) < 1$, а возмущения с $m \geq 2$ вблизи своих резонансных поверхностей $nq(\rho_{sm}) = m$. Специфической модой $m=1$ является то, что она представляет смещение как целого той части шнура, где $nq(\rho) < 1$ и в прямолинейном шнуре дестабилизируется как за счет высокой плотности тока, так и за счет давления плазмы. В тороидальном шнуре аналогичная картина существует только для $m=1$ и $n \geq 2$. Характерная для токамака мода $m=1, n=1$ становится неустойчивой только при некотором конечном давлении плазмы в центральной части шнура.

Внутренние моды $m \geq 2$ дестабилизируются градиентом давления плазмы. В идеально проводящей плазме на них существенное влияние оказывает шир $S = \rho q' / q$. При шире $S \approx 1$ эти моды в цилиндре стабилизируются. В тороидальном шнуре существенным становится зацепление гармоник с различными m . При малых m , когда условия устойчивости для цилиндрических мод $m, m \pm 1$ различаются, собственные моды являются квазицилиндрическими с выделенной основной гармоникой. При росте чисел m, n резонансные поверхности различных мод становятся все ближе и ближе друг к другу, так что условия для различных мод перестают различаться и все гармоники становятся эквивалентными. В результате наиболее опасное возмущение в тороидальном шнуре будет состоять из набора эквивалентных гармоник, а собственная функция неустойчивой моды будет нелокальной, типа гребенки из резонансных возмущений. Такие принципиально тороидальные моды принято называть баллонными и они являются основными неустойчивостями, ограничивающими давление плазмы в токамаке.

В плазме конечной проводимости неустойчивости с диссипативными инкрементами (в $(\tau_{sh}/\tau_A)^{1/3}$ раз меньшими, чем у идеальных мод) в зависимости от скорости звука имеют меньшие пороги по давлению и не стабилизируются широм. В то же время их последствиями являются лишь усиление переносов, так что они представляют меньшую опасность, чем идеальные.

Ниже мы остановимся более подробно на тех из МГД-неустойчивостей, которые согласно существующим экспериментам, заведомо следует учитывать при разработке установок токамак.

3.2. Винтовые неустойчивости и тиринг-моды

Все указанные выше неустойчивости, если условия их существования выполняются, развиваются существенно быстрее, чем происходит эволюция равновесной конфигурации. Именно поэтому в реальной ситуации линейная стадия таких неустойчивостей практически не может проявиться и основными вопросами являются определение условий устойчивости и исследование возможностей нелинейного насыщения. Для МГД-мод достаточно проанализировать условия равновесия исходного и возмущенного состояний, а для связи между ними использовать условия сохранения. Такой подход упрощает рассмотрение МГД-неустойчивостей и принят ниже.

3.2.1. Физическая природа винтовых неустойчивостей

Причину винтовых неустойчивостей легко понять, если проанализировать силы, действующие на шнур с винтовой деформацией (рис. 20) [72]. В силу деформации токового канала

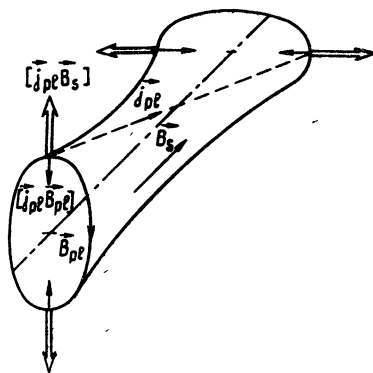


Рис. 20. Объемные силы, ответственные за винтовые неустойчивости плазмы с током.

ток в плазме начинает течь вдоль винтовой линии, в результате чего появляется сила взаимодействия продольного тока с тороидальным полем B_s , стремящаяся увеличить деформацию. Стабилизирующим эффектом является взаимодействие тока с собственным магнитным полем, которое стремится сделать сечение круглым. Поскольку первая сила пропорциональна jB_s , а вторая j^2 , то при достаточно сильном поле B_s возникает дисба-

ланс, приводящий к росту возмущения. Для шнура с однородным током и эллиптической деформацией подобный баланс анализируется точно [72] и условие неустойчивого соотношения объемных сил имеет вид

$$\frac{2\lambda}{(\lambda+1)^2} j - j_B < 0, \quad \frac{4\pi}{c} j_B = \frac{2n}{mR} B_s, \quad (181)$$

где λ — отношение полуосей эллипса. Важно то, что с ростом деформации дисбаланс объемных сил увеличивается (это происходит как при фиксированном токе j , так и при фиксации q). Для малых деформаций при однородном токе аналог условия (181) для мод с произвольными m можно написать в виде

$$\frac{m-1}{m} j - j_B < 0, \quad nq > m - 1. \quad (182)$$

В высокотемпературной плазме токамака в силу высокой теплопроводности вдоль силовых линий граница токового канала всегда соответствует одной из магнитных поверхностей. При развитии винтовой неустойчивости за счет рассмотренного дисбаланса объемных сил совпадение границы тока с магнитной поверхностью обеспечивается за счет возбуждения мультипольных поверхностных токов $i \sim \cos(m\theta - ns/R)$, величина которых пропорциональна смещению. Эти токи дают свой вклад в баланс сил, действующих в винтовой неустойчивости. Не меняя границу выполнения условия (182), они стабилизируют плазму при росте B_s , когда nq становится больше m . В результате для каждой моды имеется зона неустойчивости, которая на диаграмме Шафранова (рис. 19) слева определяется балансом объемных сил (для однородного тока условием (182)), а справа величиной $nq = m$.

В зоне неустойчивости мультипольных токов не хватает, чтобы скомпенсировать дисбаланс объемных сил. Рассматривая нелинейное развитие неустойчивости, надо иметь в виду, что оно происходит с сохранением q в области плазмы. Для однородного тока имеем

$$\frac{1}{q} = \mu = \frac{n}{m} + \left(\frac{j}{j_B} - 1 \right) \frac{2\lambda}{\lambda^2 + 1}. \quad (183)$$

При росте λ для сохранения μ необходимо, чтобы объемный ток увеличивался. Из-за сохранения в сильном поле B_s площади сечения увеличивается и полный объемный ток, что компенсируется появлением симметричной компоненты отрицательного поверхностного тока. На нелинейной стадии он начинает давать вклад в баланс сил, и, если в шнуре $nq \neq m$ ($j \neq j_B$), то он останавливает развитие винтовой неустойчивости [73]. Для однородного тока при $nq = m$ ($j = j_B$) возмущение и на нелинейной стадии не возбуждает такого тока. Поэтому неустойчивость приводит к сильной деформации и образованию новой структуры с вакуумными полостями [73, 74, 75].

Важно однако то, что даже при наличии нелинейного насыщения новое состояние равновесия не является стационарным, так как поддерживается отрицательным током, текущим по поверхности плазмы. Сам по себе этот ток затухал бы со скиновым временем, и развитие неустойчивости продолжалось бы. Однако есть основания считать, что затухание отрицательного тока произойдет значительно быстрее скиновых времен, например, из-за возбуждения мелкомасштабных тиринг-мод, возникающих из-за больших градиентов плотности тока, порождаемых обратным поверхностным током. Как будет видно из дальнейшего, рост мелкомасштабных мод может носить даже взрывообразный характер.

В отсутствие стабилизирующего отрицательного поверхностного тока винтовая мода должна привести к существенной перестройке конфигурации. При этом, если в центре шнура плотность тока достаточно высока

$$j(0) > \frac{m}{m-1} j_B, \quad nq(0) < m-1 \quad (183')$$

неустойчивость затронет только периферию, а если в центре выполнено условие

$$j(0) < \frac{m}{m-1} j_B, \quad nq(0) > m-1, \quad (184)$$

то перестроится все сечение шнура. В этом случае после перестройки $nq(0)$ в центре станет равным m [76] и возникнут условия для раскачки моды $m+1$ и т. д. Такой каскад винтовых мод приведет к фактическому уничтожению плазменного шнура.

3.2.2. Принцип наложения тока

Для произвольного распределения тока условия устойчивости винтовых мод получаются на основе анализа решения уравнения

$$(\rho Y')' - \frac{m^2}{\rho} Y - \frac{4\pi}{c} \frac{j'R}{B_s(\mu - n/m)} Y = 0. \quad (185)$$

Для винтовых мод особенность $\mu \rightarrow n/m$ отсутствует, так как резонансная поверхность находится в вакууме, где $j' = 0$. Если резонанс находится внутри токового канала, то неустойчивости с МГД-временами отсутствуют и (185) описывает тиринг-моды [77].

Чтобы определить, устойчива ли данная мода, строятся решения $Y_i(\rho)$ и $Y_e(\rho)$, удовлетворяющие соответственно левому $Y_i(0) = 0$ и правому $Y_e(b) = 0$ граничным условиям (b — ра-

диус кожуха). Характеристикой устойчивости является

$$\rho_m \Delta' = \frac{\rho_m Y e'}{Y_e} \Big|_{\rho_{m+\varepsilon}} - \frac{\rho_m Y i'}{Y_i} \Big|_{\rho_{m-\varepsilon}}, \quad \varepsilon \rightarrow 0. \quad (186)$$

Неустойчивости рассматриваемой моды соответствует $\rho_m \Delta' > 0$.

Имеется простой подход, позволяющий без решения (185) понять, как влияет профиль тока на устойчивость. Будем рассматривать полный профиль тока (рис. 21) как результат

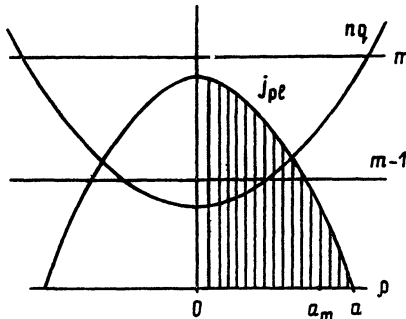


Рис. 21. Схема наслоения тока для анализа условий устойчивости

последовательного наслоения тонких цилиндрических слоев. Тогда справедлив следующий принцип наслоения тока [79]: при наслоении на заданное распределение бесконечно тонкого слоя дополнительного тока с плотностью j изменение условий устойчивости определяется знаком выражения

$$\delta\Phi = 2 \frac{4\pi}{c} \frac{jR}{B_s} \frac{n - \mu_1 (m-1) - 2\lambda (\mu_1 - n)}{(\mu_{11} - n)(\mu_{12} - n)} m \frac{h}{\rho}, \quad (187)$$

где μ_1, μ_2 — значения μ на внутренней и внешней стороне дополнительного слоя, h — его толщина

$$\lambda = \frac{\rho^2 m}{b^2 m - \rho^2 m},$$

b — радиус кожуха. При $\delta\Phi > 0$ устойчивость ухудшается, а при $\delta\Phi < 0$ улучшается.

Если наслоение происходит вне резонансной поверхности, то знак определяется числителем. В отсутствие кожуха ($\lambda = 0$)

$$\delta\Phi \sim j[n - (m-1)\mu] \sim j(nq - m + 1). \quad (188)$$

При $nq > m-1$ наслоение положительного тока ухудшает устойчивость. Отсюда, в частности, следует, что если всюду в шнуре $nq(\rho) > m-1$, то такое распределение тока заведомо неустойчиво. Из сказанного ранее следует, что винтовая неустойчивость способна полностью перемешать такое распределение тока.

Как образуется неустойчивая ситуация при $nq(0) < m-1$.

Вначале наслоение улучшает устойчивость, а по достижении радиуса ρ_{m-1} , где $nq(\rho_{m-1})=m-1$, начинает ухудшать. Наконец, есть радиус ρ_{m0} , определяемый из условия

$$\frac{\rho_{m0} Y_1'}{m Y_1} + 1 - \frac{4\pi R j(\rho_{m0})}{c B_s (m\mu - n)} = 0, \quad (189)$$

когда получается нейтрально устойчивая конфигурация. Дальнейшее наслоение приводит к неустойчивости. Таким образом для спадающих профилей тока всегда периферия, где плотность тока маленькая, дестабилизирует плазму. Радиус ρ_{m0} , внутри которого баланс объемных сил благоприятен для устойчивости, по-видимому, и определяет центральную зону, которая не может затронуться при перестройке периферии на нелинейной стадии винтовой моды.

При наличии кожуха знак $\delta\Phi$ определяется из диаграммы, показанной на рис. 22. Наслоение в области Ω_m параметров $\rho/b \div nq$ ухудшает устойчивость. Отсюда, в частности, следует, что распределение nq типа I, показанное на рис. 22, заведомо

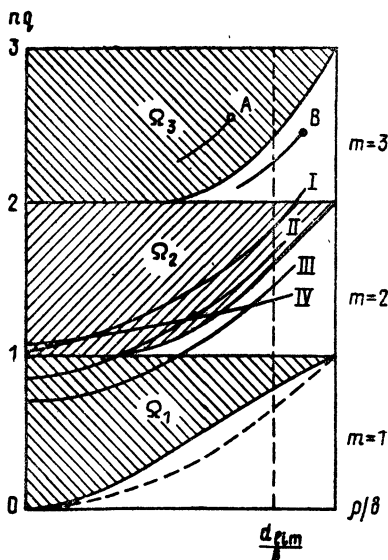


Рис. 22. Диаграмма для анализа устойчивости плазмы с распределенным током при наличии кожуха

неустойчиво для моды $m=2$ (считается, что токовый канал ограничен радиусом d_{fm}), а типа III — устойчиво. У распределения II устойчива сердцевина, а периферия дестабилизирует плазму. У профиля типа IV наоборот: в центре плотность тока недостаточна для устойчивости, а стабилизация происходит периферийными слоями, близко расположенными к кожуху.

Таким образом, принцип наложения тока не только позволяет качественно оценить устойчивость различных распределений тока, но и выделяет области токового канала, которые способствуют устойчивости, и те, которые дестабилизируют плазму. Особенно это важно для рассмотрения немонотонных профилей тока, к которым сейчас привлекается внимание в связи с начавшимися исследованиями безындукционного поддержания тока в токамаке. С помощью принципа наложения тока можно сразу определить, разрушение каких областей токового канала может привести к необратимым последствиям.

Рассмотрим применение принципа наложения для случая, когда резонансная поверхность находится внутри токового канала, то есть для случая тиринг-мод. При последовательном наложении тока мы подходим к резонансной поверхности с заведомо неустойчивым профилем тока, так как резкий отрицательный градиент плотности тока перед резонансной поверхностью приводит к неустойчивости соответствующей винтовой моды. В этом легко убедиться на основе уравнения (185). Добавление слоя тока, охватывающего резонансную поверхность, сразу делает распределение устойчивым. Дальнейшее наложение положительного тока ухудшает устойчивость и в конце концов может привести к неустойчивости тиринг-моды. Точный ответ на вопрос об устойчивости здесь даст только решение уравнения (185), однако видно, что и тиринг-мода, как и винтовая, становится неустойчивой из-за дестабилизирующего влияния периферийных областей плазмы.

3.2.3. Квазилинейное насыщение тиринг-моды

При развитии винтовых неустойчивостей резонансная магнитная поверхность расщепляется и силовые линии образуют обособленную в пространстве область, которая в сечении выглядит как магнитный островок. Его величину легко найти, написав функцию винтового потока

$$\Psi = \Psi_0(\rho) + Y(\rho) \cos(m\theta - n\zeta), \quad (190)$$

где

$$\Psi_0(\rho) = \int_0^\rho \left(B_\theta - \frac{n\rho}{mR} B_s \right) d\rho = \frac{B_s}{R} \int_0^\rho \rho (\mu - n/m) d\rho. \quad (191)$$

Вблизи резонанса $\mu = n/m$

$$\Psi = \frac{1}{2} \Psi_0''(\rho - \rho_s)^2 + Y(\rho_s) \cos(m\theta - n\zeta) + \Psi_0(\rho_s) \quad (192)$$

и линии $\Psi = \text{const}$ имеют островную структуру, показанную

на рис. 23. Ширина сепаратрисы $2w$ равна

$$w = 2 \sqrt{\frac{Y}{\Psi_0''}} = 2 \sqrt{\frac{Y \rho_s}{B_0 |S|}}, \quad S = -\frac{\rho_s \pi'}{\mu}. \quad (193)$$

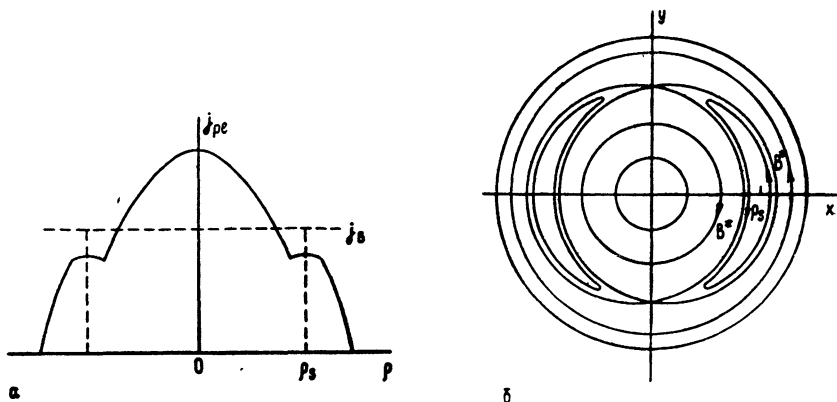


Рис. 23(а, б). Квазилинейное насыщение тиринг-моды:

а) распределение тока в конфигурации с островами (вдоль оси x); б) магнитные острова в плазме на поле B^*

У винтовых неустойчивостей магнитный остров находится в области плохопроводящей плазмы и его образование мало влияет на развитие неустойчивости. Для тиринг-мод резонансная поверхность находится внутри токового канала. При этом из-за образования острова плотность тока перестраивается, подчиняясь условию $j_s = j(\Psi)$. В частности, вдоль сепаратрисы $j = \text{const}$, и образование островка означает уплотнение плотности тока вблизи резонансной поверхности. Из-за перераспределения плотности тока меняются условия равновесия винтовой конфигурации, так что при некоторой амплитуде возмущения может быть достигнут баланс сил. Этот эффект пропорционален ω^3 то есть $Y^{3/2}$ и поэтому называется квазилинейным. Как показывает расчет условий нового равновесия в квазилинейном приближении [79, 80]

$$\frac{2w}{\rho_s} \approx \frac{\rho_s \Delta'}{2 \left[\left(\frac{j_s' \rho_s}{j_B - j_s} \right)^2 + \frac{j_s'' \rho_s^2}{4(j_B - j_s)} \right]}, \quad \frac{4\pi}{c} (j_B - j_s) = S B_0 / \rho_s, \quad (194)$$

Коэффициенты у слагаемых в знаменателе зависят от деталей распределения тока. Важно однако, при малых градиентах плотности тока, квазилинейное насыщение пропадает.

Из-за возможности квазилинейного насыщения тиринг-моды с резонансными поверхностями внутри токового канала не представляют особой опасности. Лишь если остров заходит за границу токового канала, когда квазилинейное насыщение про-

падает, тиринг-мода трансформируется в винтовую, которая не имеет реального насыщения и может привести к срыву.

Имеется еще один эффект, связанный с квазилинейным насыщением. При появлении острова на одной из резонансных поверхностей увеличивается градиент тока вне острова, что может дестабилизировать другие тиринг-моды [81]. Этот эффект легко проследить на модах с высокими m , когда резонансные поверхности с разными n расположены близко друг к другу. Для больших m критерий неустойчивости выражается через локальный градиент плотности тока

$$C/S > m, \quad C = \frac{4\pi}{c} \frac{\rho^2 j_s'}{B_0}. \quad (195)$$

Такие моды дают островки с шириной

$$w/\rho_s \approx (C/mS - 1)/m \quad (196)$$

и увеличивают эффективный градиент плотности тока

$$j_s' \rightarrow \frac{j_s'}{1 - C/m + S}. \quad (197)$$

Это в свою очередь может дестабилизировать моды $m+1$ и так далее. Для $m \gg 1$ при условии

$$C > mS + 1 \quad (198)$$

процесс взаимной раскачки мод не сможет остановиться, так что некоторый участок плазменного шнура должен как бы вскипеть множеством островков. Следует, однако, иметь в виду, что для плавных распределений тока условие (198) выполнить довольно трудно. Лишь при развитии крупномасштабных мод, в частности, винтовых, такие большие градиенты могут возникнуть, и последовательная раскачка мелкомасштабных тиринг-мод может устранить стабилизирующее влияние отрицательного тока, возникающего на нелинейной стадии винтовой моды.

3.2.4. Оптимальные профили тока в токамаке

Условия устойчивости винтовых и тиринг-мод в основном для токамака приближении зависят только от распределения тока. Поэтому встает вопрос, существует ли профиль тока с минимальным q_a на границе токового канала, устойчивый по отношению ко всем винтовым и тиринг-модам. В работе [82], где впервые так был поставлен вопрос, удалось найти такой профиль тока при $q_a = 2.6$. При этом $q(0) = 1$, а вблизи поверхности $q = 2$ имелось уплощение плотности тока, как при квазилинейном насыщении тиринг-моды.

Прежде чем переходить к анализу этого вопроса, отметим, следующие обстоятельства. Одним из ограничивающих условий

на распределение тока является $q(0) \geq 1$, так как иначе тиринг-мода $m/n=1/1$ будет заведомо неустойчивой. При условии $q(0) \geq 1$ величина q_a не может быть меньше 2 (считается, что плотность тока всюду положительна), так как иначе будет неустойчивой винтовая мода $m/n=2/1$. Далее полезно иметь в виду следующие локальные эффекты. Резкий перепад в плотности тока $j_s = j_s(\rho + \varepsilon) - j_s(\rho - \varepsilon) < 0$ непосредственно перед резонансной поверхностью гарантирует неустойчивость, а перепад за ней — устойчивость соответствующей моды. Более слабый локальный эффект состоит в том, что отрицательный скачок в производной плотности тока на резонансной поверхности $j'_s = j'_s(\rho_s + \varepsilon) - j'_s(\rho_s - \varepsilon) < 0$ гарантирует устойчивость тиринг-моды.

Учитывая ограничение $q(0) \geq 1$, $q_a > 2$ и указанные локальные эффекты, легко показать, что предельной величиной q_a является 2, а не 2,6, как в работе [82]. Действительно, возьмем параболическое распределение тока $j_s \sim 1 - \rho^2/a^2$ с $q(0) = 1$ и $q_a = 2$. Оно неустойчиво только по отношению к модам $m/n = 3/2$ и $2/1$. Слегка видоизменив этот профиль, сделав излом у распределения тока на резонансных поверхностях $3/2$ и $2/1$, дающий отрицательный скачок j'_s , можно обеспечить устойчивость мод $3/2$ и $2/1$, не затрагивая устойчивости других мод. При этом q_a можно сделать как угодно близкой к 2. Очевидно, что распределений тока, обладающих устойчивостью ко всем винтовым и тиринг-модам с $q_a = 2 + \varepsilon$, можно построить бесконечно много.

Отметим, что излому на плотности тока соответствует локальный нагрев резонансной поверхности. В экспериментах на токамаке T-10 [83] наблюдалось соответствующее изложенным выше представлениям подавление МГД-моды при локальном нагреве резонансной поверхности и области за ней с помощью электронно-циклотронных волн.

Указанная выше постановка вопроса об оптимальном профиле тока для токамака является идеализированной. Основная проблема, требующая экспериментального выяснения, состоит в правомочности условия $q(0) \geq 1$. Сейчас пока неясно, может ли плотность тока в центре шнура превышать значение, соответствующее $q(0) = 1$, и на сколько. Кроме того, для тороидального шнура при большом давлении плазмы надо учитывать эффекты зацепления мод [71]. Такая работа в полном объеме может быть приведена только численно [84].

3.3. Внутренние крупномасштабные моды

При закреплении границы токового канала (например, за счет близко расположенного кожуха) устраняются винтовые неустойчивости, хотя для тиринг-мод условия устойчивости ме-

няются не принципиально и могут по-прежнему исследоваться на основе уравнения (185). Ниже мы рассмотрим моды, которые вообще не чувствуют условий на границе токового канала.

3.3.1. Внутренняя винтовая мода $m=1$

Мода $m=1$ в идеально проводящей плазме нейтрально устойчива, если ее рассматривать в рамках основного приближения (уравнение (185)). При этом ее собственная функция отвечает винтовому смещению области $q(\rho) \leq 1$ как целого и не затрагивает область $q(\rho) > 1$. Нейтральной устойчивости моды $m=1$ отвечает наличие равновесной конфигурации, показанной на рис. 24, где дано сечение магнитных поверхностей в шнуре с

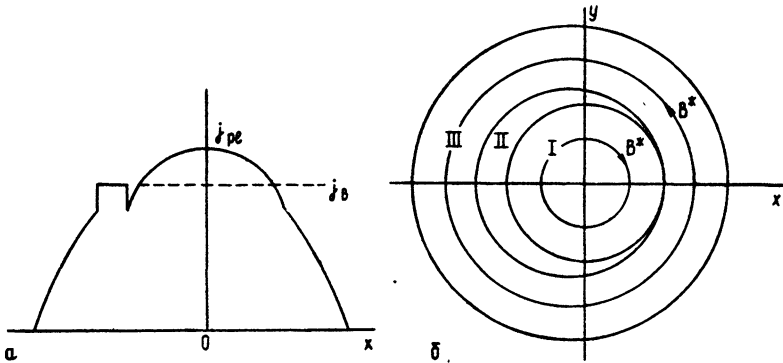


Рис. 24(а, б). Точное решение для анализа баланса сил во внутренней винтовой моде $m=1$ в прямолинейном шнуре:

а) распределение тока вдоль оси x ; б) сечение магнитных поверхностей

винтовым смещением центральной части. В областях I и III сечения магнитных поверхностей представляют окружности. Полный ток в I таков, что на границе области I $q=1$. В области II $j_s=j_b$, так что здесь $\Psi=\text{const}$ и магнитные поверхности отсутствуют (все силовые линии замкнуты). Можно в общем случае показать, что нейтральной устойчивости идеально проводящей плазмы соответствует наличие близкого равновесия с $j_s=j_b$ в магнитном острове. Для моды $m=1$ такое равновесие есть даже при произвольном смещении области I.

В конфигурации рис. 24 на центральную часть, имеющую винтовое смещение, действует дестабилизирующая сила взаимодействия продольного тока, текущего по винту, с продольным магнитным полем. Ток в серповидной области II создает в области I поперечное поле. Взаимодействие продольного тока области I с этим полем в точности компенсирует дестабилизирующую силу. Таким образом и осуществляется равновесие на рис. 24.

Нетрудно видеть, что за счет индуктивного возбуждения тока при разрыве резонансной поверхности плотность тока в островке не может быть больше j_B . Действительно, в исходной конфигурации на резонансной поверхности $d\Psi/d\Phi=0$ (Φ — продольный поток). При быстром разрыве силовых линий сохранению $d\Psi/d\Phi=0$ отвечает как раз $\Psi=\text{const}$ в острове, то есть $j_s=j_B$. Поэтому равновесная конфигурация рис. 24 является предельной. Очевидна ее нестационарность, и из-за диссипативных процессов плотность тока в острове будет падать. Это приведет к нарушению равновесия и увеличению смещения центра. Этот процесс должен закончиться исчезновением области I, и в результате всюду в шнуре будет $q(\rho) \geq 1$ [85]. Таким образом, если в центре шнура $q(0) < 1$, то тиринг-мода $m=1$ должна с диссипативными временами вывернуть центральную часть.

Если учесть эффекты давления и следующего приближения по отношению B_θ^2/B_s^2 , то идеальная мода $m=1$ перестает быть нейтрально устойчивой. При $n \geq 2$ ($q(0) \leq 1/2$) идеальная мода $m=1$ всегда неустойчива, а мода $m/n=1/1$ неустойчива при превышении давления некоторой критической величины [86, 87]

$$\beta_J > \beta_{J, cr} = \frac{\sqrt{(1+b-c)c[8s(1+b)+9b]-3bc}}{4c(1+b)} - s, \quad (199)$$

где

$$\beta_J = \beta_J(\rho_1) = \frac{8\pi | \langle p \rangle - p(\rho_1) |}{B_0^2(\rho_1)}, \quad s = \frac{1}{2} \left[l_i(\rho_1) - \frac{1}{2} \right], \quad (200)$$

$l_i(\rho_1)$ — внутренняя индуктивность области $\rho \leq \rho_1$, где $q \leq 1$. Параметры b и c связаны с внутренним Y_{2i} и внешним Y_{2e} решениями уравнения (185) для моды $m=2$:

$$b = \frac{\rho_1}{4} \frac{d}{d\rho} \ln \frac{Y_{2i}}{\rho^2(\mu-1/2)} \Big|_{\rho=\rho_1}, \quad c = \frac{\rho_1}{4} \frac{d}{d\rho} \ln \frac{\rho^2 Y_{2e}}{(\mu-1/2)} \Big|_{\rho=\rho_1}, \quad (201)$$

которая в торе зацеплена с модой $m=1$. При $\rho_1 \rightarrow 0$, $\beta_{J, cr} = 0,3$. Безусловная неустойчивость идеальных мод $m=1$, $n \geq 2$ и отсутствие в этом случае близких равновесий, по-видимому, означает для токамака запрет на возможность уменьшения $q(0)$ ниже величины $1/2$. При умеренных давлениях ($\beta_J(0) < 0,3$) идеальная мода $m/n=1/1$ устойчива и это должно несколько замедлить эволюцию тиринг-моды $m/n=1/1$. В настоящее время пока нет полного соответствия теории внутренней винтовой моды $m/n=1/1$ со всей совокупностью экспериментальных данных по наблюдаемым в токамаке релаксационным колебаниям в центре шнура, за которые считается ответственной эта мода.

3.3.2 Низшие внутренние моды $m \geq 2$

Раскачка идеальных внутренних мод $m \geq 2$ возможна из-за градиента давления плазмы. В отличие от моды $m=1$ они чувствительны к шире S и при умеренном давлении с $\beta_J \sim 1$ могут существовать, только если шир мал, $S \leq \rho/R$ в области резонансной поверхности. В тороидальном случае основная мода m зацепляется с соседними модами $m \pm 1$. При умеренном давлении $\beta_J \sim 1$ амплитуда сопутствующих гармоник в ρ/R раз меньше основной. В предположении $\beta_J a/R \ll 1$ общий критерий получен в работе [88]. Если сделать упрощающее предположение о локализации сопутствующих гармоник вблизи резонансной поверхности основной моды $nq=m$, то моды $m \geq 2$ устойчивы при $q^2 \geq 1$ [89] (считается $p'(\rho) < 0$). Здесь дестабилизирующий эффект зацепления гармоник компенсируется углублением магнитной ямы. В то же время в ряде случаев, проанализированных в [88], даже при указанных β_J нелокальность сопутствующих гармоник может стать принципиальной. При этом можно привести примеры, когда низшие моды являются неустойчивыми уже при $\beta_J \sim 1$ даже при $q^2 > 1$.

В плазме большого давления в зацеплении гармоник нет малого параметра и собственная функция состоит из набора гармоник. Такая сложная ситуация может быть исследована только численно. Однако, как показали расчеты для обычных профилей тока, низшие моды дают не столь жесткие ограничения на давление плазмы, как высшие моды. Лишь для профилей тока с резкими градиентами, как показано в [88], низшие моды могут быть более опасными, чем высшие.

3.4. Мелкомасштабные МГД-неустойчивости плазмы конечного давления

3.4.1. Критерий Мерсье для токамака

В прямолинейном шнуре неустойчивое возмущение $m \gg 1$ сильно локализовано около своей рациональной поверхности. В торе собственная функция представляет набор гармоник и может сильно отличаться от цилиндрической. Однако и в тороидальном случае важным является критерий устойчивости для квазицилиндрического возмущения, когда в нем выделена основная гармоника, а сателлитные сравнительно малы. В дополнительном предположении о локализации сопутствующих гармоник вблизи резонансной поверхности основной моды критерий устойчивости идеальных мод был получен Мерсье [90] для произвольной конфигурации. В работах [89, 91] этому критерию был придан конкретный вид для токамака круглого сечения и

умеренного $\beta_J \sim 1$

$$\frac{1}{4} S^2 + \frac{8\pi p' \rho_s}{B_s^2} (1 - q^2) > 0. \quad (202)$$

Область $q^2 > 1$, согласно (202), оказывается устойчивой. В критерии (202) отсутствуют квадратичные по градиенту давления слагаемые. Это происходит из-за компенсации в шнуре круглого сечения дестабилизирующего эффекта зацепления гармоник самоуглублением магнитной ямы. При повышении давления магнитная яма насыщается [92], а дестабилизация увеличивается. Поэтому при достаточно высоком давлении даже при $q^2 > 1$ плазма становится неустойчивой по критерию Мерсье. Для модели круглых магнитных поверхностей этот критерий вблизи магнитной оси рассчитан в работе [93], и нарушение устойчивости происходит при

$$\alpha = -\frac{8\pi p' R}{B_s^2} q^2 > 3,7. \quad (203)$$

Такое давление соответствует сильному смещению магнитных поверхностей $d\Delta/d\rho = 0,65$.

Хотя критерий Мерсье выведен для частного класса возмущений, в области малого шира $S \rightarrow 0$ он является необходимым и достаточным для устойчивости идеальных мод.

3.4.2. Тонкая структура равновесных конфигураций

Граница устойчивости для идеальных мод означает наличие близких равновесий с сильно нестационарным распределением тока, которое должно быстро эволюционировать. В реальной конфигурации расщепление магнитных поверхностей должно начаться еще до достижения границы неустойчивости идеальных мод [80, 94]. Для высших m решение возмущенного уравнения равновесия вблизи резонансной поверхности можно взять из теории Мерсье

$$Y_{l,e} = \left| \frac{x}{\rho_s} \right|^v + \gamma_{l,e} \left| \frac{x}{\rho_s} \right|^{1-v}, \quad (204)$$

где $x = \rho - \rho_s$, $\gamma_{l,e}$ определяются граничными условиями, а v вычисляется из критерия Мерсье, если его записать в виде

$$\frac{1}{4} S^2 - D > 0, \quad v = \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{D}{S^2}}. \quad (205)$$

Для токамака круглого сечения $D = 8\pi p' \rho_s (q^2 - 1) / B_s^2$. Для $D > 0$, то есть при $q^2 < 1$, решения (204) имеют неустойчивую сшивку производных при $x \rightarrow 0$, что соответствует наличию близкого винтового равновесия с непрерывной плотностью тока вблизи островка. Его ширину w для высоких m легко оценить

$$w/\rho_s \approx D/m. \quad (206)$$

Если бы при $D > 0$ конфигурация была бы стационарной, то все рациональные магнитные поверхности были бы расщеплены на мелкие островки. Более того, поскольку расстояние между рациональными поверхностями убывает с ростом m , как $1/m^2$, а ширина островов, — как $1/m$, то магнитные островки должны перекрываться. Это означает перепутывание силовых линий в области $D > 0$, что несовместимо с наличием градиента давления. Поэтому область $q^2 < 1$ в токамаке не может быть стационарной и требует особого рассмотрения.

3.4.3. Баллонные неустойчивости тороидальной плазмы

Для $m \gg 1$ резонансные поверхности тесно расположены друг к другу. Поскольку соседние гармоники находятся в равных условиях, собственная тороидальная функция будет представлять набор эквивалентных гармоник [95, 93], имеющих одинаковую радиальную структуру и отличающихся только фазой и сдвижкой аргумента на величину

$$\Delta_{mm'} = (m - m') / (nq'). \quad (207)$$

Хотя каждая отдельно взятая гармоника сильно локализована, огибающая собственной функции нелокальна и может захватывать все сечение шнура. Уравнение, дающее условия устойчивости баллонных мод, впервые получено в работе [96]. Его анализ при малом шире $S \ll 1$ проделанный в работе [97], показал, что для баллонных мод меняется роль шира. Качественный критерий устойчивости баллонных мод, полученный там, имеет для токамака круглого сечения вид

$$\frac{1}{2} S^2 + \frac{8\pi p' \rho}{B_s^2} (1 - q^2) - \frac{3}{2} \alpha \exp\left(-\frac{1}{|S|}\right) - \frac{1}{2} S \alpha^2 > 0. \quad (208)$$

Из-за наличия последнего слагаемого положительный шир играет дестабилизирующую роль.

Точная оптимизация профиля давления делается на основе теории [96] с помощью численных методов и подробно описана в обзоре [84]. Как показали первые расчеты предельных по баллонным модам давлений в токамаке [93], имеется важный эффект стабилизации этих мод при увеличении давления плазмы (так называемая вторая зона устойчивости). Одной из задач оптимизации токамаков является поиск путей выхода на режимы, соответствующие второй зоне устойчивости.

3.5. Неустойчивость срыва в токамаке

Неустойчивость срыва в токамаке является серьезным ограничителем параметров плазмы — полного тока и плотности плазмы. Сейчас пока нет общепризнанной теории неустойчивости срыва. Здесь мы изложим представления о срыве как проявлении винтовых неустойчивостей в токамаке.

Винтовые неустойчивости с самого начала были основным кандидатом на объяснение срыва [74]. Трудности возникли, когда в численных расчетах было обнаружено нелинейное насыщение идеальных винтовых мод [73]. После этого были рассмотрены тиринг-моды как возможная причина неустойчивости срыва [98]. Анализ сил, действующих при развитии винтовых неустойчивостей, проведенный в работе [72] и рассмотренный в разделе 3.2.1, показал, что вынуждающие силы, приводящие к неустойчивости, и стабилизирующий механизм имеют разную физическую природу. Если раскачка мод происходит за счет объемных сил, нечувствительных к модели плазмы, то стабилизация обусловлена поверхностным током, индуктивно поддерживаемым при развитии неустойчивости. Если предположить, что этот ток распадается достаточно быстро, например, за счет возбуждения мелкомасштабных тиринг-мод в области резкого градиента плотности тока, то можно построить последовательную теорию, достаточно определенно формулирующую условия предотвращения срывов. Отметим, что проблема объяснения быстрого распада отрицательного тока, возбуждаемого нелинейным винтовым возмущением, является общей и для теории срыва, основанной на взаимодействии тиринг-мод.

В отсутствие нелинейного насыщения последствия винтовой неустойчивости целиком определяются балансом объемных сил в плазменном шнуре. При $nq(\rho) > m-1$, $nq_a < m$ баланс сил всюду неблагоприятен, и винтовая мода m способна полностью перестроить распределение тока. Если же в центре шнура $nq(0) < m-1$, то в области $\rho \leq \rho_{m0}$, где радиус ρ_{m0} определяется условием (189), баланс объемных сил благоприятный и мода m не может существенно затронуть эту часть шнура. Мы назовем ρ_{m0} радиусом опорного канала. Таким образом, можно сказать, что при $\rho_{m0} = 0$ винтовая неустойчивость приводит к большому срыву, а при $\rho_{m0} > 0$ — к малому, затрагивая только периферию плазмы. Для монотонных профилей тока условием большого срыва служит

$$m-1 < nq(\rho) < m, \quad (209)$$

а при наличии кожуха — распределение тока типа I на рис. 22.

Прежде чем перечислить возможные причины образования срывной ситуации, рассмотрим качественно процесс прохождения резонансных значений $nq_a = m$ при наращивании тока (рис. 25). Как известно, при подъеме тока в токамаке имеется тенденция к скинированию. Однако скинированные распределения тока запрещены высшими модами, и поэтому будем считать, что отголоском скинирования является резкий градиент плотности тока на границе шнура.

С точки зрения устойчивости винтовых и тиринг-мод возможны следующие режимы прохождения резонанса:

а) $nq(0) > m-1$, а большой градиент тока за резонансной

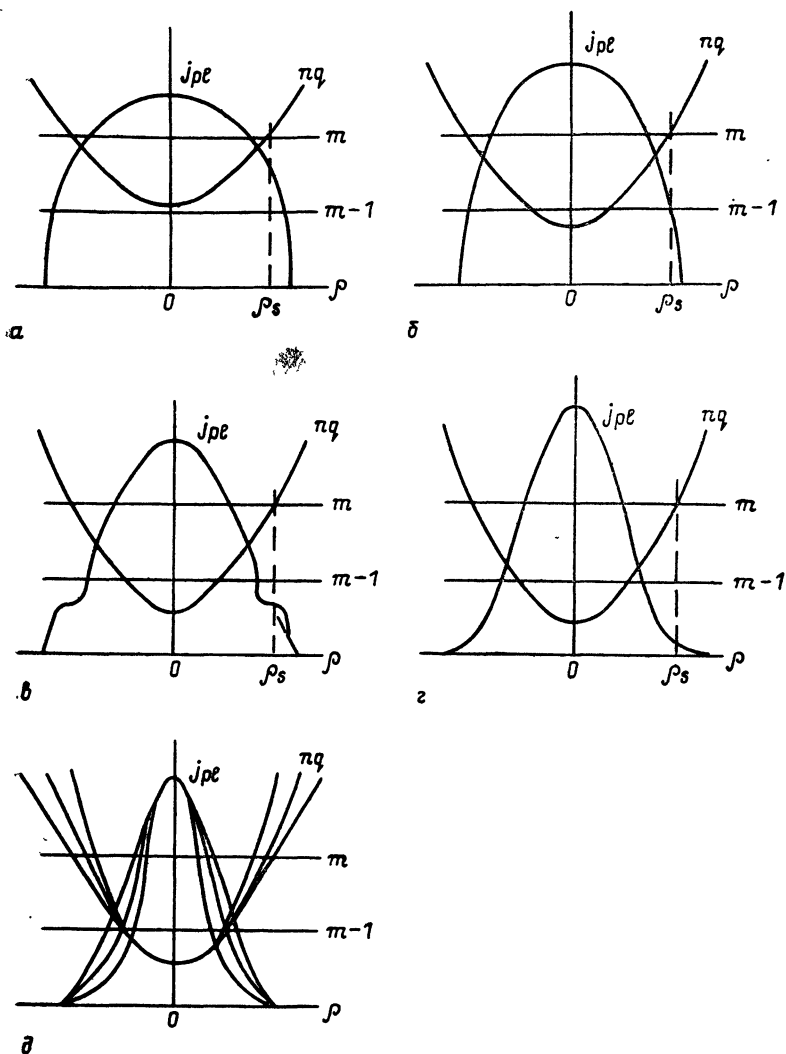


Рис. 25. Прохождение резонансных значений $q(a)$ при росте тока:
 а) переход, приводящий к большому срыву; б) переход, приводящий к малому срыву; в) переход с развитой тиринг-модой, подстраивающей профиль тока под границу устойчивости; г) переход с устойчивым профилем тока без МГД-неустойчивостей; д) режим наложения для увеличения полного тока

поверхностью стабилизирует тиринг-моду (рис. 25а). При подходе резонансной поверхности к границе шнура отсутствуют какие-либо проявления винтовой неустойчивости, а при выходе резонанса на поверхность неожиданно возбуждается винтовая мода, приводящая к большому срыву.

б) $nq(0) < m-1$ и те же условия на границе шнура

(рис. 25б). Винтовая мода также возникает без предшественника в виде тиринг-моды, но приводит только к малому срыву.

в) $nq(0) < m-1$, плотность тока плавная на границе, так что тиринг-мода неустойчива (рис. 25в). На резонансной поверхности образован островок из-за тиринг-моды, находящейся в квазилинейном насыщении, что проявляется как колебания Мирнова на магнитных зондах. За счет подстройки тока под границу устойчивости тиринг-мода плавно переходит в винтовую, которая не затрагивает существенно плазму.

г) $nq(0) < m-1$ и перепад $nq(\rho)$ такой, что обеспечена устойчивость тиринг- и винтовой моды. Резонанс проводится без МГД-колебаний (рис. 25г).

Можно представить еще один режим, воспроизводящий принцип наложения тока, когда на сердцевину с высоким перепадом $nq(0) \div nq_a$ добавляются последовательные слои тока с поддержанием этого перепада (рис. 25д).

Рассмотрим теперь некоторые возможные причины, приводящие с точки зрения теории винтовых мод к образованию срывов:

а) рассмотренный выше выход резонансной поверхности на резкую границу токового канала (рис. 25а) при $nq(0) > m-1$;

б) падение плотности тока в центре шнура за счет внутреннего срыва ($nq(0) \geq 1$) при $nq_a \approx m$;

в) трансформация насыщенной тиринг-моды в винтовую, когда размер магнитного острова (194) начинает выходить за границу токового канала, а всюду в шнуре $nq(\rho) > m-1$ ($\rho_{m0} = 0$).

г) изменение условий насыщения тиринг-моды (194) из-за замедления вращения винтового возмущения, когда лайнер перестает играть роль стабилизирующего кожуха. Замедление вращения в свою очередь, может быть связано с ростом амплитуды возмущения и увеличением его трения о лайнер (пропорционально Y^2).

Возможно, что имеются и другие пути, приводящие к срыву в токамаке. Общим остается создание на какой-то стадии условий для развития винтовой моды, если при этом перепад в $nq(\rho)$ оказывается меньше 1, так что в шнуре отсутствует опорный канал.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре мы постарались показать, что по ряду важных вопросов физики токамаков уже сформированы достаточно четкие представления. Так, надежно работает теория равновесия, что позволяет рассчитывать установки со сложной динамикой плазменного шнура. В значительной мере сформировались представления о проявлении МГД-неустойчивостей. Хотя еще неясны такие важные вопросы, как природа предела

по плотности в токамаке, уже экспериментально доказана возможность активного воздействия на устойчивость плазмы. Так что и с точки зрения устойчивости вырабатываются все более определенные требования к оснащению токамаков. В то же время, несмотря на активное исследование удержания энергии в токамаках, пока еще нет четких теоретических представлений по такому важному вопросу, как потери энергии по электронному каналу. Поэтому здесь при оптимизации токамаков приходится пользоваться эмпирическими зависимостями — скейлингами. Однако сейчас уже очевидно, что вплоть до $q_a \approx 2$ и при умеренном давлении плазмы токамак может надежно работать. Основной проблемой сейчас является повышение параметров плазмы, в первую очередь давления. Эта проблема комплексная и затрагивает все аспекты физики токамака. Хотя здесь еще имеются определенные неясности по ряду вопросов, методы оптимизации токамаков непрерывно совершенствуются, охватывая все большее число физических явлений с тем, чтобы быть адекватными физическим исследованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1960.
2. Artsimovich L. A. «Nucl. Fusion», 1972, 12, 215—252
3. Mukhovatov V. S., Shafranov V. D. «Nucl. Fusion», 1971, 11, 605
4. Муховатов В. С. В сб. Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, под ред. В. Д. Шафранова, М.: ВИНТИ, 1980, 1, ч. 1, 6
5. Furth H. P. Nucl. Fusion, 1975, 15, 487
6. Мирнов С. В. Физические процессы в плазме токамака, М.: Энергоатомиздат, 1983.
7. Hugill J. «Nucl. Fusion», 1983, 23, 331
8. Хоткин Г. Е. «Физика плазмы», 1985, 11, 62
9. Захаров Л. Е., Шафранов В. Д. Равновесие плазмы с током в тороидальных системах. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича и Б. Б. Кадомцева. Вып. 2, М.: Энергоиздат, 1982, 118
10. Соловьев Л. С., Шафранов В. Д. Замкнутые магнитные конфигурации для удержания плазмы. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 5, М.: Атомиздат, 1967, 3
11. Шафранов В. Д. Равновесие плазмы в магнитном поле, в сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 2, М.: Госатомиздат, 1963, 92
12. Морозов А. И., Соловьев Л. С. Движение заряженных частиц в электромагнитных полях. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 2, М.: Госатомиздат, 1963, 177
13. Кадомцев Б. Б., Погуце О. П., Турбулентные процессы в тороидальных системах. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 5, М.: Атомиздат, 1967, 209
14. Rome J. A., Peng J. K. «Nucl. Fusion», 1979, 19, 1193
15. Kolesnichenko Ya. I. «Nucl. Fusion», 1980, 20, 727
16. Pfirsch D. α -Particles in tokamaks. Physics of plasmas close to thermonuclear conditions, 1, Commission of the European communities, Brussels, 1980.
17. Сивухин Д. В. Дрейфовая теория движения заряженной частицы в элект-

- тромагнитных полях. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 1, М.: Госатомиздат, 1963, 7
18. *Nocentini A. et al.* «Nucl. Fusion», 1975, 15, 359
 19. *Карулин Н. Е., Путвинский С. В.* Препринт ИАЭ—3806/6, 1983
 20. *Heidbrink W. W., Strachan J. D.* Preprint PPPL-2136, 1984
 21. *Галеев А. А., Сагдеев Р. З.* ЖЭТФ, 1967, 53, 348
 22. *Hinton F. L., Hazeltine R. D.* «Reviews of Modern Phys.», 1976, 48, Part 1, 239
 23. *Hirshman S. P.* «Phys. Fluids», 1978, 21, 224
 24. *Брагинский С. И.* Явления переноса в плазме. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 1, М.: Госатомиздат, 1963, 183
 25. *Gorbunov E. P., Mirnov S. V., Sirelkov V. S.* Nucl. Fusion, 1970, 10, 43
 26. *Mirnov S. V.* «Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res.», 1978, 1, IAEA, Vienna, 1979, 433
 27. *Apgar E., Coppi B., Gondhalekar A., Helava H., Komm D., et al.* «Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res.», 1976, 1, IAEA, Vienna, 1977, 247
 28. *Leonov V. M., Merezhkin V. G., Mukhovatov V. S., Sannikov V. V., Tili-nin G. N.* «Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Res.», 1, IAEA, Vienna, 1981, 393
 29. *Pfeiffer W., Waltz R. E.* «Nucl. Fusion», 1979, 19, 51
 30. *Becker G.* «Nucl. Fusion», 1984, 24, 1364
 31. *Goldston R. J.* «Plasma Phys. Contr. Fusion», 26 (Spec. Issue: Proc. 11 Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Phys., Aachen, 1983), 1984, 87
 32. *Kaye S. M., Goldston R. J.* Nucl. Fusion, 1985, 25, 65
 33. *Perkins F. W.* Heating in toroidal plasmas (Proc. 4 Int. Symp. Rome 1984), 2, IENEA, Frascati, 1984, 977
 34. *Ohkawa T.* «Phys. Lett. A», 1978, 67, 35
 35. *Parail V. V., Pogutse O. P.* Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res.», 1, IAEA, Vienna, 1981, 67
 36. *Козан В. И., Луцица В. С.* Радиационные процессы в плазме. В сб. Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, под ред. В. Д. Шаfranова, М.: ВИНТИ, 1983, 4, 194
 37. *Трубников Б. А.* Универсальный коэффициент выхода циклотронного излучения из плазменных конфигураций. В сб. Вопросы теории плазмы под ред. М. А. Леонтовича, вып. 7, М., Атомиздат, 1973, 274
 38. *Jardin S. C., Albert D. B., Schneider W.* Preprint IPP 1/184, 1981.
 39. *Stringer T. E.* «Nucl. Fusion», 1972, 12, 689
 40. *Yushmanov P. N.* «Nucl. Fusion», 1982, 22, 315
 41. *Boozer A. H.* «Phys. Fluids», 1980, 23, 2283
 42. *Goldston R. J., White R. B., Boozer A. H.* «Phys. Rev. Lett.», 1981, 47, 647
 43. *Путвинский С. В., Шурыгин Р. В.* «Физика плазмы», 1984, 10, 933—940.
 44. *Грибов Ю. В., Цаун С. В., Юшманов П. Н.* Препринт ИАЭ—3681/7, М.: 1982
 45. *Азизов Э. А., Алексеев Ю. А., Бревнов Н. Н. и др.* Атомная энергия, 1982, 52, 108
 46. *Путвинский С. В.* «ЖТФ», 1979, 49, 1834
 47. *Будников В. Н., Гусаков Е. З., Левицкий А. Н., Сахаров И. Е.* «Письма в ЖТФ», 1983, 9, 683
 48. *Карулин Н. Е., Путвинский С. В.* Препринт ИАЭ—3149, М.: 1979
 49. *Атанасиу К., Захаров Л. Е.* Препринт ИАЭ—4061/6, М.: 1984
 50. *Blum J., Cissoko G., Dei Cas R.* In: «Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res.», 1, Vienna, IAEA, 1979, 521
 51. *Андреев В. Ф., Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П. и др.* Препринт ИАЭ—4056/7, М.: 1984
 52. *Shafranov V. D., Zakharov L. E.* «Nucl. Fusion», 1972, 12, 599
 53. *Захаров Л. Е., Шаfranов В. Д.* «ЖТФ», 1973, 43, 225
 54. *Захаров Л. Е.* «ЖТФ», 1974, 44, 1606
 55. *Вобищевич П. Н., Детярев Л. М., Фаворский А. П.* «Физика плазмы», 1980, 6, 871; 1978, 4, 995

56. Хаит В. Д. «Физика плазмы», 1980, 6, 871
57. Захаров Л. Е. Препринт ИАЭ—4114/6, М.: 1985
58. Захаров Л. Е. In: «Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Res.», Vienna, IAEA, 1975, 1, 421
59. Deshko G. N., Kilovataya T. G., Kuznetsov Yu K., et al. «Nucl. Fusion», 1983, 23, 1309
60. Кузнецов Ю. К., Пятов В. Н., Ясин И. В. Препринт ХФТИ—85—2, М.: 1985.
61. Демидов А. В., Захаров Л. Е. «Успехи математических наук», 1974, 29, 203
62. Bortnikov A. V., Vaiborodov Yu. T., Brevnov N. N. et al. In: Sixth Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., 1, М.: 1973, 165
63. Захаров Л. Е., Шафранов В. Д. Препринт ИАЭ—3075, 1978
64. Berezovskij E. L., Vil'dzhunas M. I., Gladushchak V. I. et al. In: «Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res.», 1, Vienna, IAEA, 1979, 349
65. Danghney C. C., Vol K. «Nucl. Fusion», 1977, 17, 367
66. Путьвинский С. В. «Физика плазмы», 1979, 5, 977
67. Minardi E. «Nucl. Fusion», 1983, 23, 83
68. Zhogolev V. E., Putvinskij S. V. «Nucl. Fusion», 1982, 22, 947
69. Шафранов В. Д. «ЖТФ», 1970, 40, 241
70. Wesson J. A. «Nucl. Fusion», 1978, 18, 87
71. Pogutse O. P., Yurchenko E. I. «Nucl. Fusion», 1978, 18, 1629
72. Захаров Л. Е. «Физика плазмы», 1981, 7, 18
73. Rosenbluth M. N., Monticello D. A., et al. «Phys. Fluids», 1976, 19, 1987
74. Кадомцев Б. Б., Погуце О. П. «ЖЭТФ», 1973, 65, 575
75. Днестровский Ю. Н., Захаров Л. Е., Костомаров Д. П. и др. «Письма в ЖТФ», 1975, 1, 45
76. Kadomtsev B. B. In: «Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res.», IAEA, Vienna, 1977, 1, 555
77. Furth H. P., Killen J., Rosenbluth M. N. «Phys. Fluids», 1963, 6, 459
78. Богомолов Л. М., Захаров Л. Е., Блехер П. М. Препринт ИАЭ—3827/6, М.: 1983
79. White R. B., Monticello D. A., Rosenbluth M. N. «Phys Fluids», 1977, 20, 800
80. Богомолов Л. М., Захаров Л. Е. Препринт ИАЭ—4060/6, М.: 1984
81. Иванов Н. В. «Физика плазмы», 1983, 9, 703
82. Glasser A. H., Furth H. P., Rutherford P. M. «Phys. Rev. Lett.», 1977, 16, 1054
83. Аликаев В. В., Степаненко М. М. «Письма в ЖЭТФ», 1984, 40, 327
84. Дегтярев Л. М., Дроздов В. В., Мартынов С. Ю. В сб.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, под ред. В. Д. Шафранова, М.: ВИНТИ, 1985, 6
85. Кадомцев Б. Б. «Физика плазмы», 1975, 1, 710
86. Bussac M. N., Pellat R., Ederly E., Soule J. L. «Phys. Rev. Lett.», 1975, 35, 1633
87. Захаров Л. Е. «Физика плазмы», 1978, 4, 898
88. Ware A. A., Haas F. A. «Phys. Fluids», 1966, 9, 956
89. Zakharov L. E. «Nucl. Fusion», 1978, 18, 335
90. Mercier C. «Nucl. Fusion Suppl.», 1962, Part 2, 801
91. Шафранов В. Д., Юрченко Э. И. «ЖЭТФ», 1967, 53, 1157
92. Михайловский А. Б. «Физика плазмы», 1978, 4, 1226
93. Zakharov L. E. In: «Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res.», 1978, IAEA, Vienna, 1979, 1, 689
94. Богомолов Л. М., Захаров Л. Е. «Письма в ЖЭТФ», 1984, 40, 372
95. Lee Y. C., Van Dam J. W. In: Proc. High Beta Tokamak Theory Workshop, Varenna, 1977, 93
96. Connor J. W., Hastie R. J., Taylor J. B. «Phys. Rev. Lett.», 1978, 40, 396
97. Погуце О. П., Юрченко Э. И. «Письма в ЖЭТФ», 1978, 28, 344
98. Waddell V. V., Cargeras B., Hicks H. R., Holmes J. A. «Phys. Fluids», 1979, 22, 896

КОМПАКТНЫЙ ТОР

Р. Х. Куртмуллаев, А. И. Мадюгин, В. Н. Семенов

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение	80
2. Простейшие свойства КТ	86
2.1. Равновесие КТ	87
2.2. Динамические свойства компактных конфигураций	91
3. Экспериментальная схема КТ	92
3.1. Принципы импульсного формирования КТ	92
3.2. Концептуальный подход к проблематике КТ	94
3.2.1. Потери	94
3.2.2. МГД-устойчивость	95
3.2.3. Нагрев	96
3.2.4. Двухкамерная схема	98
3.3. Экспериментальная реализация КТ	99
4. Экспериментальные результаты	101
4.1. Захват магнитного потока ψ_{tr} и образование антипараллельной конфигурации	101
4.2. Обращение поля и магнитный барьер	102
4.3. Программированное формирование КТ. Ключевое управление	104
4.3.1. «Баллонный» режим программированного формирования	105
4.3.2. Режим X-точки	107
4.4. Основные характеристики ударного процесса	108
4.4.1. Ударная волна	109
4.4.2. Ударный нагрев	111
4.5. Классификация режимов формирования КТ	117
4.5.1. Взаимосвязь потерь со структурой и динамикой полоидального поршня	119
4.5.2. Закономерности мягкого режима	120
4.5.3. Тиринг и слияние в КТ	122
5. Удержание и переносы в КТ	122
6. Численное моделирование КТ	124
6.1. Двумерное МГД-моделирование	125
6.2. Пристеночные явления при обращении внешнего поля	130
6.3. Моделирование процессов переноса в КТ	131
7. Заключение	131
Литература	132

ВВЕДЕНИЕ

Компактный тор (КТ) относится к так называемым альтернативным термоядерным схемам. Исторически это направление выделилось из прямых, т. е. нетороидальных пинчевых систем с большим β , однако по способу удержания плазмы компактный тор принадлежит к замкнутым магнитным ловушкам.

В основе рассматриваемого подхода лежит компактная кон-

фигурация (рис. 1), в которой плазма удерживается в равновесии в замкнутом поле (3) и отделена от проводящей стенки областью разомкнутого магнитного потока ψ_{op} (2). Сепаратриса (4), разделяющая замкнутые и разомкнутые силовые линии,



Рис. 1. Магнитная конфигурация компактного тора:

1 — цилиндрическая камера (кожух); 2 — силовые линии разомкнутого поля, 3 — компоненты замкнутого поля, 4 — сепаратриса

является естественной границей горячей плазмы. Внутреннее замкнутое поле поддерживается токами в плазме, внешнее же связано с токами в кожухе. Внешняя область является вакуумной, либо заполнена плазмой низкого давления.

Внутреннее магнитное поле КТ содержит, вообще говоря, две компоненты — полоидальную B_p и тороидальную B_t . Соотношение компонент B_t и B_p определяет свойства конфигурации в отношении МГД-устойчивости. Наиболее простым с технической точки зрения и интересным частным случаем рассматриваемой конфигурации является структура с чисто полоидальным полем. В дальнейшем речь пойдет в основном именно о таких конфигурациях. Компактный тор, в котором существенно тороидальное поле, будем называть комбинированным (КТК). В зарубежной литературе такие конфигурации получили название «сферомак».

КТ в силу ряда особенностей выглядит привлекательной основой для термоядерного реактора:

1). Прежде всего КТ является замкнутой магнитной ловушкой со всеми вытекающими преимуществами по отношению к открытым системам. В то же время в КТ в качестве дополнения могут быть независимо реализованы и принципы удержания в открытых ловушках — этому отвечает конфигурация разомкнутого поля.

2). Высокое значение $\beta = 8\pi r/B_e^2$. В чисто полоидальном КТ на магнитной оси $B_p \approx 0$ и $\beta \approx 1$ — для систем с магнитным удержанием — это предельная величина. В силу этого энергия плазмы в КТ (т. е. внутри сепаратрисы, разделяющей замкнутое и разомкнутое поля) составляет, как показывают расчеты, 70—80% полной энергии. Это находится в резком контрасте со многими другими замкнутыми системами (токамак, стелларатор), где энергия плазмы составляет единицы процентов. Высокое энергосодержание плазмы является предпосылкой для по-

строения термоядерной системы с предельно низким начальным уровнем (~ 100 МДж) энергии, что весьма существенно на этапе демонстрационного эксперимента.

3). Цилиндрическая форма камеры и односвязность плазменного тела. Это сильно упрощает магнитную систему, конструкцию камеры и многие другие инженерные проблемы, являющиеся критическими для современных тороидальных систем.

4). Цилиндрическая геометрия предоставляет возможность транспортировки КТ вдоль оси и перемещения его в специальную камеру горения, удаленную от наиболее уязвимой в радиационном отношении зоны формирования. Это также упрощает конструкцию blankets.

Наряду со сказанным уместно также указать и на проблемы КТ. Это — необходимость импульсного питания системы формирования, хотя требования, как мы увидим ниже, здесь на несколько порядков слабее, чем в θ -пинчах. Далее, это — необходимость «прозрачной» для импульсного магнитного поля камеры формирования. Сейчас эксперименты проводятся на кварцевых камерах, но в перспективе рассматриваются камеры с металлической внутренней поверхностью. Имеются специфические вопросы методов формирования КТ, т. е. создания надлежащей внутренней структуры, обладающей необходимой степенью устойчивости. Наконец, как и в токамаках, существует проблема поддержания полоидального потока и восполнения топлива. Ниже мы увидим, что в КТ имеются дополнительные возможности решения этих вопросов.

Структура типа КТ анализировалась еще в работе [1], и возможность существования МГД-равновесия плазмы в подобных конфигурациях сомнений не вызывало.

Гораздо более сложным оказался вопрос устойчивости КТ, и история этого вопроса не лишена некоторой драматичности.

Дело в том, что во многих экспериментах 60-х годов, выполненных на θ -пинчах с обратным полем, наблюдались -конфигурации типа рис. 1 [2, 3]. Эти эксперименты вызвали особенно большой интерес, в частности, потому, что в них получалась высокая температура плазмы (до ~ 1 кэВ) и заметный нейтронный выход [4]. Но во всех случаях конфигурации с обратным полем оказывались неустойчивыми, причем возникавшие МГД-возмущения (разрывы, деформации сечения) разрушали их уже через несколько микросекунд после образования. В целом наблюдения могли быть объяснены на основе расчетов (например, по тирингу [5]) или качественно, поскольку рассматриваемая конфигурация является компактным аналогом тороидального z -пинча, который, как известно, неустойчив относительно змеек и перетяжек. По названным причинам эксперименты на θ -пинчах с обратным полем (RFTP) не получили заметного продолжения в качестве термоядерного направления и были прекращены в конце 60-х годов.

Новая ситуация возникла, когда в ИАЭ им. И. В. Курчова в 1975 г. на установке БН-1 диаметром 18 см были получены компактные образования с необычайно большим временем жизни (50—80 мкс), превышавшим на 1,5—2 порядка характерное время развития МГД-неустойчивостей $\tau \sim r_s/v_A \ll \ll 1$ мкс [6]. Эти результаты явились следствием применения новых экспериментальных приемов в методе формирования торов и отхода от традиционной идеологии RFTR. Был увеличен радиус плазмы, получены более диффузные распределения плотности и других параметров, уменьшены потери в процессе формирования.

Изменение точки зрения на устойчивость КТ придало новый импульс развитию этого направления. В СССР была построена новая установка TOP мегаджоульного диапазона диаметром 300—400 мм (ИАЭ); аналогичные исследования начались в США и Японии.

Таблица 1

Параметры основных установок пинчевого типа для исследований компактного тора

Наименование	Страна	Диаметр камеры, см	Длина ударного витка, см	Макс. магнитн. поле, кГс	T/4 мкс	n_I 10 ¹⁶ см ⁻³	T _i кэВ	T _e эВ	Время удержания, мкс	Решаемые задачи
БН	СССР	18	83	11	5	2—4	0,4	100	80	Комбинированная структура. Управляемое формирование, нагрев, транспортировка.
TOP	СССР	(40) 30	100	20	11	3—6	2,5	250	>100	
ТЛ	СССР	18	83	11	5	2—4	0,4	100	100	Транспортировка, лайнерное сжатие. Управляемое формирование, барьерная стабилизация.
TRX	США	20	100	10	3	4—5	0,3— 0,4	100	180	
FRX-C	США	40	200	10— 15	5	4	>0,3	100	300	Скейлинг, транспортировка, барьерная стабилиз.
PS-I	США	22	30	4— 15	—	1—6	<0,2	<60	30	
PIACE	Япония	12	100	(14) 8	(2,3) 1,4	4	>0,5	150		Квадрупольная стабилизация, транспорт.
NUST	Япония	14	200	10	—	2,5	0,2	100		
ОСТ	Япония	20	60	10	3	5	0,25	—	<70	Винтовой мультиполь (стабилизация). Транспортировка.

В советской программе работ по КТ делается упор на использование целого набора новых методов оптимизации процесса формирования и внутренней структуры КТ. С этой целью разрабатывается гибкая экспериментальная схема, способная осуществлять многопараметрическое управление процессом на всех стадиях. В основе метода формирования КТ лежит последовательное вмораживание в плазму магнитных полей противоположного направления, их последующее замыкание на торцах под управлением специальных ключевых систем и ударная компрессия образовавшейся замкнутой конфигурации с релаксацией к равновесному состоянию (рис. 2). Отдельным пунктом программы является исследование комбинированных торов, которые получают путем вмораживания азимутального поля импульса продольного тока I_z .

В США работы по пинчевому направлению ведутся в Лос-Аламосе на установке FRX-C [7] и в Вашингтоне в институте MSNW [8]. Комбинированные конфигурации — сферомаки исследуются на установке PS в Мериленде (США) [9] (см. Таблицу 1).

В [10] предложен и рассмотрен метод генерации КТ в коаксиальной пинчевой системе, снабженной проводниками тороидального поля. Этот метод позволяет создавать прямой и обратный магнитные потоки одновременно, что устраняет проблему захвата поля. Наряду с пинчевыми схемами в США и Японии исследуются и другие методы формирования сферомаков. Один из методов использует так называемую замагни-

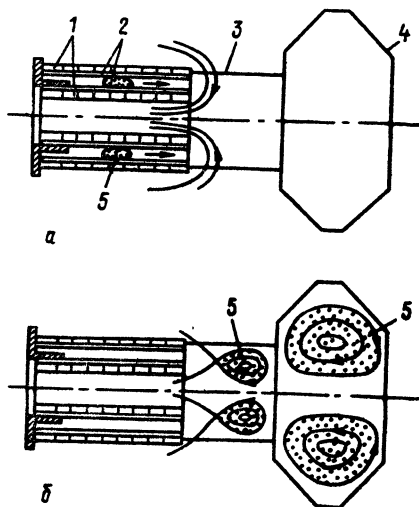


Рис. 2(а, б). Формирование компактной конфигурации (сферомака) в замагниченном плазменном ускорителе:

1 — соленоиды начального полоидального поля; 2 — электроды ускорителя; 3 — переходная камера; 4 — камера удержания; 5 — плазма

ченную коаксиальную пушку [11]. Кольцевой сгусток плазмы, несущий тороидальный магнитный поток, создается и ускоряется как в обычной пушке в коаксиальном зазоре между двумя параллельно включенными соленоидами (рис. 2). На выходе из пушки сгусток перехватывает полоидальный поток и после отделения от инжектора через посредство пересоединения антипараллельных потоков, приобретает структуру сферомака.

В отличие от указанных выше методов, использующих пинч или плазменную пушку, где процесс носит существенно импульсный характер, метод генерации сферомака, осуществленный в Принстоне на установке S-1 [12] дает медленный, ква-

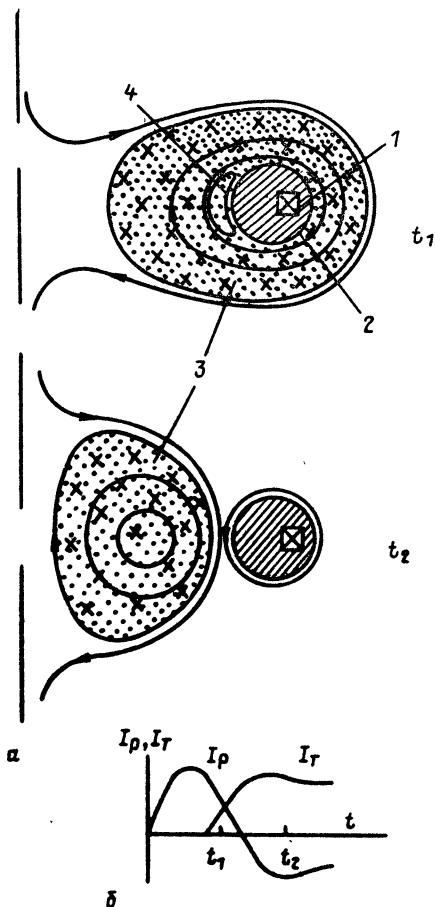


Рис. 3(а, б). Схема индуктивного формирования сферомака: 1 — катушка полоидального поля; 2 — обмотка тороидального поля; 3 — плазма с полоидальным и тороидальным магнитным полем; 4 — область пересоединения полоидального поля. Показан временной ход токов в обмотках полоидального (I_p) и продольного (I_T) полей

зравновесный режим формирования. Центральным элементом установки является индуктор (рис. 3), содержащий тороидальную и полоидальную обмотки и помещенный в вакуумную камеру. Благодаря программному изменению тока в обмотках индуктора и выбору подходящего момента ионизации рабочего газа в плазме возбуждаются зеркальные токи и соответствующие магнитные поля B_p и B_t . Вначале полоидальные компоненты тока и поля охватывают индуктор, но затем происходит разделение индуктора и плазменной конфигурации, которая выталкивается ближе к оси с образованием сферомака. Весь процесс занимает несколько сотен мкс.

Сферомаки обладают более низкими значениями β , чем чисто полоидальные КТ ($\sim 0,1$). Стабилизация крупномасштабных неустойчивостей достигается за счет применения охватывающих проводящих кожухов и придания плазме сплюсненной формы, при которой осевой размер конфигурации меньше радиального. Поэтому вопрос транспортировки в таких устройствах оказывается проблематичным.

В настоящее время развитие КТ продолжается. Достигнута температура плазмы $T_e \simeq 2,8$ кэВ (ИАЭ им. И. В. Курчатова) и время существования тора ~ 300 мкс (Лос-Аламос). Значительно продвижение в понимании феномена МГД-устойчивости КТ. Большой объем теоретических работ, выполненных в США и СССР [13], показал, что большинство типов возмущений в КТ в принципе могут быть застabilизированы выбором подходящих распределений внутренних параметров. Исключение составляет так называемое опрокидывание (аналог змейковой неустойчивости); для объяснения наблюдаемой в эксперименте устойчивости этой моды, по-видимому, потребуется создание полной теории устойчивости КТ, учитывающей кинетические эффекты.

В экспериментальной области на очереди вопрос о возможных масштабах и параметрах очередного шага развития экспериментальных установок с переходом в область десятков мегаджоулей энергии. Но уже сейчас разрабатывается возможность моделирования термоядерных условий удержания КТ при сверхбольших концентрациях энергии с помощью квазисферического сжатия тора тяжелой металлической оболочкой (установка ТЛ в ИАЭ им. И. В. Курчатова). В этих экспериментах достигается магнитное поле ≥ 1 мГс и соответствующее давление плазмы [14].

2. ПРОСТЕЙШИЕ СВОЙСТВА КТ

Прежде чем обратиться к проблеме экспериментального получения компактных конфигураций типа рис. 1 и анализу результатов в этой области рассмотрим некоторые простейшие физические свойства таких конфигураций.

Характерной особенностью компактных образований (по крайней мере, для экспериментов с чисто полоидальным полем) является то, что они, как правило, имеют сильно вытянутую форму (рис. 4 а, б, в). Это дает возможность для качественного анализа принять упрощенную модель, в которой

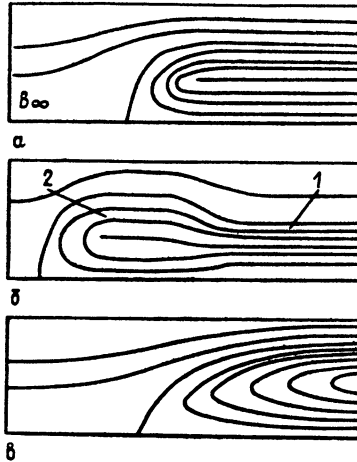


Рис. 4. Расчетные модели компактного тора:

а) конфигурация длинного тороида в рейстрекковой модели, б) модель продольной ударной волны в КТ (1 — невозмущенное состояние плазменного цилиндра, 2 — возмущенная область за ударным переходом), в) пример двумерного расчета КТ

полоидальные силовые линии прямые на большей части длины тора («рейстрек», рис. 4а). Такая модель довольно часто используется для оценок, так как способствует качественному пониманию многих закономерностей равновесия и динамики КТ.

2.1. Равновесие КТ

Для цилиндрической части равновесной «рейстрекковой» конфигурации должно выполняться условие равенства радиальных сил, как и в обычном θ -пинче:

$$\frac{B^2(r)}{8\pi} + p(r) = \frac{B_e^2}{8\pi}, \quad (1)$$

где B_e — внешнее поле, а $B(r)$ и $p(r)$ — радиальные распределения поля и давления в плазме. Однако, из-за наличия торцов и замкнутых силовых линий в отличие от θ -пинча, этого условия еще не достаточно: для полного равновесия требуется еще баланс продольных сил в системе. Условие такого баланса можно получить, приравняв полные потоки продольного импульса

через центральное сечение и сечение, удаленное от плазмы, где разомкнутое поле B_∞ однородно:

$$F_{\text{ц}} = F_\infty, \quad (2)$$

где

$$F_{\text{ц}} = \int_0^{r_S} p(r) 2\pi r dr - \int_0^{r_S} \frac{B^2(r)}{8\pi} 2\pi r dr - \frac{B_e^2}{8\pi} \pi (r_C^2 - r_S^2),$$

$$F_\infty = -\frac{B_\infty^2}{8\pi} \pi r_C^2.$$

Здесь первый член в $F_{\text{ц}}$ соответствует давлению плазмы, второй и третий — натяжению магнитного поля внутри и вне плазмы. Из приведенных соотношений можно получить следующие выражения для усредненных по сечению давлений плазмы и магнитного поля:

$$\bar{p} = \int_0^{r_S} p(r) \cdot 2\pi r dr / \pi r_S^2 = \frac{B_e^2}{8\pi} \left(1 - \frac{1}{2} x_S^2\right), \quad x_S = \frac{r_S}{r_C} \quad (3)$$

$$\bar{B}^2 = \int_0^{r_S} B^2(r) \cdot 2\pi r dr / \pi r_S^2 = B_e^2 \cdot \frac{1}{2} x_S^2 \quad (4)$$

$$\bar{\beta} = \frac{\bar{p}}{B_e^2/8\pi} = 1 - \frac{1}{2} x_S^2. \quad (5)$$

Отсюда видно, например, что для характерных экспериментальных значений $x_S = 0,5 - 0,7$ $\bar{\beta} \approx 0,7 - 0,9$, а тепловая энергия плазмы превосходит магнитную в

$$W_T/W_M = \frac{3}{2} \left(\frac{2}{x_S^2} - 1 \right) \approx 5 - 10 \text{ раз.}$$

Более детального рассмотрения и точных количественных оценок можно достичь с помощью численных моделей. В МГД-приближении (которым мы и ограничимся при обсуждении равновесия) методы построения равновесных конфигураций достаточно хорошо развиты. Один из методов основан на использовании вариационного принципа, предложенного в [1], и развитого в работах [15—17]. Этот метод успешно применялся для исследования КТ [18—19].

Как известно, можно построить семейство конфигураций типа КТ, отличающихся друг от друга произвольной функцией, например, распределением по силовым линиям давления $p(\psi)$ или энтропии $A(\psi) = p(\psi) V(\psi)^{\gamma-1}$ (V — удельный объем силовых трубок). Сами распределения $p(\psi)$ либо $A(\psi)$, а также отношения замкнутого и разомкнутого магнитных потоков ψ_{cl}/ψ_{op} под-

бирались в [18] с учетом экспериментальных данных по измерениям распределения поля в плазме [20].

Пример рассчитанной равновесной конфигурации изображен на рис. 4 в ($p \sim \psi$, $\psi_{op}/\psi_{\alpha} = 9$).

Как показали расчеты, в реальной конфигурации силовые линии имеют вид вложенных овалов, длина которых стремится к нулю с приближением к магнитной оси, и силовые линии нельзя уже считать прямыми даже при большой длине тора. По этой причине, в частности, условие (1), вообще говоря, не имеет места, и на магнитной оси давление плазмы оказывается больше давления внешнего поля на стенке камеры, Так, при $x_S = 0,5$, $l_S \approx 1,6 r_S$ и $p(\psi) \sim \psi$

$$p_{\max} = 1,8 \frac{B_e^2}{8\pi}.$$

Соотношение тепловой и магнитной энергий внутри сепаратрисы не определяется, в отличие от простой модели, лишь радиусом сепаратрисы и зависит от вида распределения $p(\psi)$ и размеров тора. Величина W_T/W_M оказывается довольно большой: при $x_S \sim 0,5$ и $\frac{l_S}{2r_S} \sim 1$ для разных видов $p(\psi)$ она может меняться в пределах 3-5, что в 2-3 раза меньше значения, даваемого «рейстрекковой» моделью.

Довольно своеобразно поведение КТ при адиабатическом изменении внешних условий (разомкнутого магнитного потока $\psi_{op}(t)$ или радиуса проводящей стенки $r_c(t)$). Так, увеличение внешнего потока должно, естественно, приводить к радиальному сжатию КТ. Казалось бы, плазма должна растекаться при этом вдоль оси. Однако на самом деле вместе с радиусом уменьшается и длина тороида. Это нетривиальное свойство магнитной конфигурации КТ можно качественно понять, принимая во внимание условия продольного равновесия (3—5) и разницу в показателях адиабаты плазмы ($\gamma = 5/3$) и магнитного поля ($\gamma = 2$).

Эволюция КТ в переменном внешнем поле — типичная ситуация на эксперименте, когда ток во внешних катушках медленно затухает из-за сопротивления электротехнической цепи.

На рис. 5 показаны расчетные зависимости длины и радиуса тора от разомкнутого потока. Следует отметить, что фактическая зависимость длины от разомкнутого потока значительно слабее, чем это следует из модели «рейстрека», что также подтверждается экспериментальными наблюдениями [21].

Другой случай адиабатической эволюции относится к сжатию КТ профилированной металлической оболочкой. Поведение параметров КТ при этом довольно сильно зависит от режима сжатия, т. е. от относительной скорости изменения длины и радиуса оболочки. Рис. 6 демонстрирует ход отношения тепловой энергии

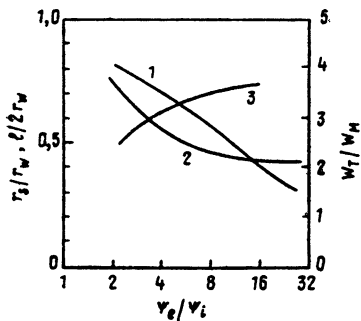


Рис. 5. Расчетные характеристики равновесных состояний КТ. Зависимость радиуса, длины и отношений магнитной и тепловой энергий от разомкнутого потока при адиабатической эволюции:

1 — r_s/r_w , 2 — $l/2r_w$, 3 — W_T/W_M

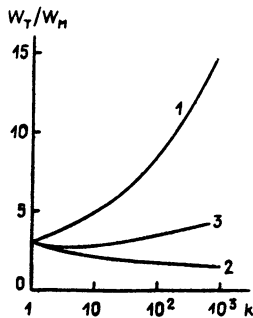


Рис. 6. Зависимость отношения тепловой и магнитной энергий в КТ от коэффициента лайнерного сжатия в различных режимах:

1 — квазисферический режим; 2 — цилиндрический режим; 3 — промежуточный случай

к магнитной W_T/W_M внутри КТ в зависимости от степени объемного сжатия полости в различных режимах. Видно, что в энергетическом отношении наиболее выгоден режим квазисферического сжатия (W_T/W_M — растет). Любопытно, что рост давления в этом случае отстает от адиабатического закона $p \sim k^{-5/3}$. В качестве обобщенной характеристики закономерностей лайнерного сжатия удобно ввести эффективный показатель адиабаты для КТ $\gamma_{эф}$. Для квазисферического сжатия этот показатель $\gamma_{эф} \sim 1,5 < \frac{5}{3}$, а для цилиндрического $\gamma_{эф} \sim 1,8 \div 1,9 > \frac{5}{3}$. При сильном сжатии ($k \sim 10^3$) отклонения от адиабаты с $\gamma = 5/3$ могут оказаться значительными, что нужно учитывать при расчете конечных параметров плазмы в системе с лайнерным сжатием КТ.

Рассмотрим теперь качественно характер равновесной эволюции КТ при наличии диффузионных потоков и потерь энергии. При заданных постоянных потока ψ_{cl} и ψ_{op} потери энергии из объема плазмы, например, за счет излучения, приведут к сокращению длины тора при практически постоянном радиусе и давлении. Этот вывод следует из модели «рейстрека» и численных расчетов. В другом случае, когда потери энергии отсутствуют, но имеется магнитная диффузия, т. е. теряется внутренний магнитный поток, радиус плазмы должен уменьшаться, а длина возрастать.

Таким образом, исследование эволюции тороида при равновесном удержании уже само может дать качественную информацию о природе процессов переноса в КТ.

2.2. Динамические свойства компактных конфигураций

Как будет видно из дальнейшего, при формировании КТ в пинчевых системах на начальной фазе возникает вытянутая структура типа показанной на рис. 4а с антипараллельными полями, разделенными тонким токовым слоем. Давление плазмы сосредоточено в основном в этом переходном слое, в то время как магнитное поле велико во всем остальном объеме. В такой конфигурации среднее давление \bar{p} оказывается меньше, чем этого требуют условия равновесия продольных сил (см. (3) — (5)). Поэтому несбалансированное натяжение стремится сжать плазму вдоль оси. Если время образования исходной структуры меньше транзитного времени $\tau_{\parallel} = l/v_A$ (где l — длина плазмы, а v_A — скорость распространения волновых возмущений), то процесс осевого сжатия должен носить ударноволновой характер, причем роль поршня играют замкнутые силовые линии, сдвигающие плазму на торцах. При обсуждении экспериментальных результатов мы вернемся к рассмотрению физики продольных ударных течений. Здесь же мы ограничимся наиболее простой моделью стационарной ударной волны, бегущей вдоль плазменного столба, предполагая возможность ее существования.

При распространении в ограниченной плазме ударная волна изменяет не только параметры плазмы (T, n), но и ее геометрические размеры (r_s). Используя снова модель «рейстрекка», можно изобразить ударный переход как показано на рис. 4б, причем за фронтом следует потребовать выполнения условий поперечного и продольного равновесия (1) — (5). Характеристики ударной волны можно теперь определить из соотношений на скачке (соотношения Гюгонио), модифицированных для учета изменения сечения и дополненных условиями сохранения магнитных потоков. (Заметим, что аналогичная задача рассматривалась в [2], однако, там авторы не учли условия равновесия за фронтом).

Неоднородность течения, выражающаяся в увеличении сечения за фронтом, приводит к некоторым характерным отличиям параметров ударной волны в КТ по сравнению с плоскими ударными волнами. Так, число Маха $M = u/v_A$ (u — скорость волны, v_A — альфеновская скорость в невозмущенной плазме) оказывается близким к 1 и слабо зависит от начальных условий. Скачок плотности за волной меньше, чем в плоской волне с тем же перепадом давления плазмы, а скачок температуры — больше. Температура за фронтом оказывается порядка $T = B_2^2/8\pi n_1$ (B_2 — внешнее поле за волной, n_1 — начальная плотность). Эти выводы качественно подтверждаются более строгими двумерными МГД-расчетами (см. ниже). Однако в количественном отношении есть расхождение. Так скачок так называемого диамагнитного сигнала $D = B_e - \psi_{op}/\pi r_c^2$ в данной модели составля-

ет $D_2/D_1 \sim r_c^2/r_{s2}^2 \sim 3-4$ для $x_{S1} \approx 0,5$, в то время как более корректный расчет и экспериментальные наблюдения дают $D_2/D_1 \approx 1,2-1,5$ [22].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СХЕМА КТ

В этой главе мы рассмотрим принцип получения компактных конфигураций в пинчевых системах, совокупность проблем, возникающих в таких экспериментах, и устройство установок типа «компактный тор».

3.1. Принципы импульсного формирования КТ

Эксперименты по исследованию КТ проводятся в цилиндрических кварцевых камерах, поверх которых расположены магнитные обмотки. На первой фазе процесса в камеру впрыскивается порция рабочего газа — дейтерия, затем газ тем или иным способом ионизируется; таким образом создается начальная плазма. Одновременно на магнитные витки подается напряжение и в камере возникает магнитное поле, вмороженное в плазменный столб (рис. 7а). Следующая фаза — это быстрое обращение внешнего поля и возникновение антипараллельной магнитной конфигурации. Важными параметрами здесь являются: а) длительность временного интервала $\tau_{обр}$, в течение которого внутреннее магнитное давление (в плазме) превышает внешнее: $B_i^2 > B_e^2$, и б) величина магнитного потока ψ_{tr} , захваченного в плазме после восстановления поперечного баланса сил ($B_i^2 = B_e^2$). На третьей фазе происходит пере замыкание антипараллельных магнитных потоков на торцах системы с образованием замкнутой конфигурации (рис. 7б). С этого момента можно говорить о величине замкнутого потока ψ_{cl} , который при отсутствии потерь равен ψ_{tr} . Как уже говорилось, исходная замкнутая конфигурация неравновесна в продольном направлении, поэтому следующая фаза — это релаксация к равновесию, которая как правило, сопровождается возникновением ударных возмущений (рис. 7в) и сильным нагревом плазмы. После затухания макроскопических движений система переходит в фазу удержания (рис. 7г) и медленной эволюции под влиянием диссипативных процессов и потерь. Эта спокойная фаза может протекать либо в самой камере формирования либо — после продольной транспортировки КТ — в специальной камере удержания. В других экспериментах тор перемещается в полость схлопывающейся металлической оболочки — лайнера, где подвергается адиабатическому сжатию и нагреву.

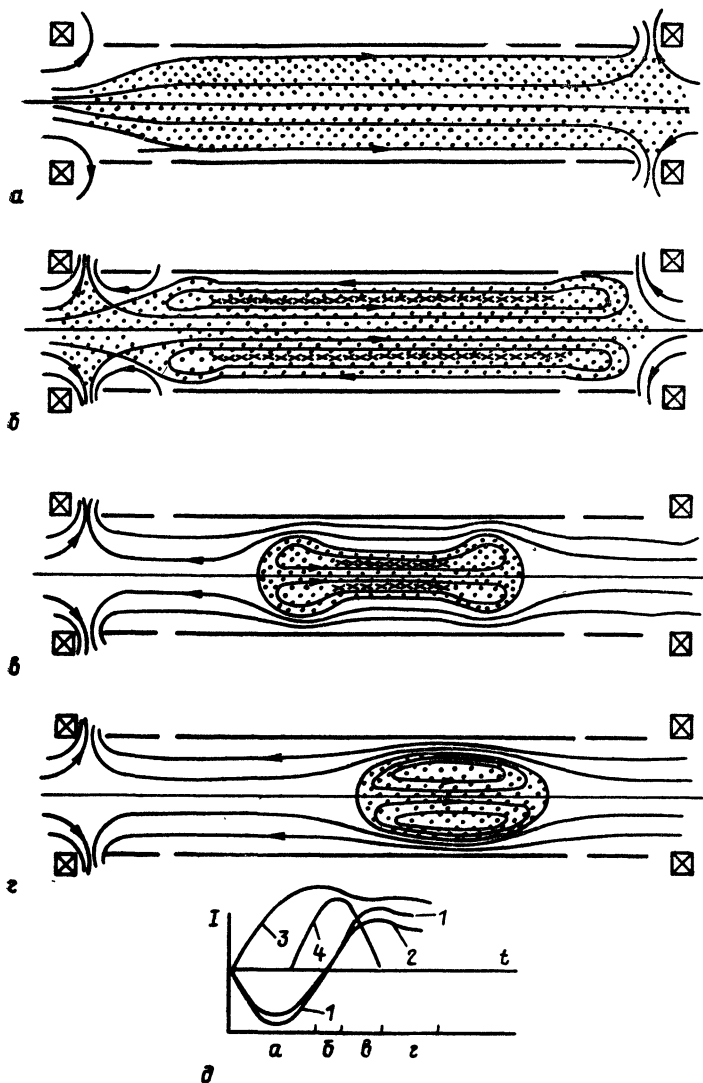


Рис. 7. Схема формирования КТ в пинчевой системе. Левая и правая половины демонстрируют соответственно режимы с X-точкой и баллонной структурой:

a — ионизация рабочего газа и захват начального магнитного потока, *б* — обращение внешнего поля и пересоединения встречных потоков на торцах, *в* — продольное ударное сжатие и нагрев, *г* — переход к равновесию, транспортировка КТ вдоль оси, *д* — временная зависимость токов в ударном (1), ключевом (2) и пробочном (3) витках, а также продольного тока (4). Указаны фазы *a* — *г*

3.2. Концептуальный подход к проблематике КТ

В приведенном выше схематическом изложении принципа импульсного формирования замкнутых структур преднамеренно опущены «подводные камни», которые в реальном эксперименте решающим образом влияют на конечный результат. Иллюстрацией тому являются эксперименты на установках RFTR, непосредственно воспроизводящих данную схему и повсеместно окончившихся неудачей в 60-х годах.

Суть современной концепции КТ заключается в том, что, опираясь на топологически тождественную магнитную конфигурацию, она предлагает альтернативный подход по организации всех фаз процесса.

3.2.1. Потери

Как показывает вся совокупность ранних экспериментов по импульсным «обращенным структурам», одним из основных факторов, отрицательно влияющих на конечные параметры, являются потери частиц, энергии и захваченного в плазме магнитного потока на различных стадиях формирования. Так, при «естественном» ходе событий, как это имеет место в RFTR, критическими в отношении потерь оказываются все фазы процесса (обращение внешнего поля, пересоединение антипараллельных потоков, релаксация к равновесному состоянию). Поэтому первой задачей при выборе структуры магнитной системы и организации всего цикла формирования КТ является подавление потерь.

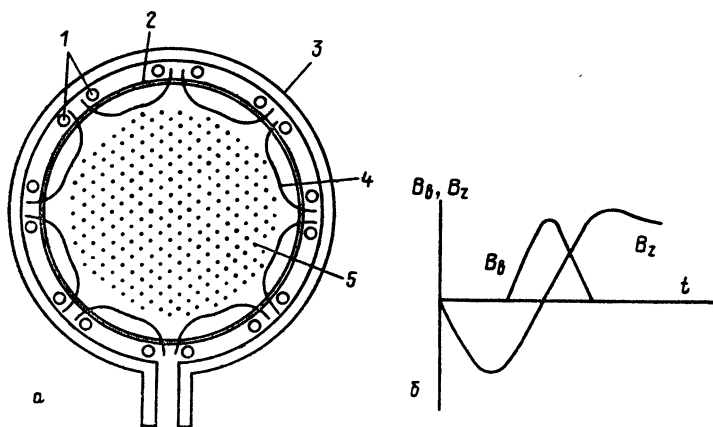


Рис. 8(а, б). Схема магнитного барьера:

а — устройство окупольной магнитной системы: 1 — токонесущие продольные шины; 2 — плазменная камера; 3 — витки импульсной магнитной системы; 4 — силовые линии барьерного поля; 5 — плазма с захваченным полем; б — относительная фазировка барьерного поля

а). Устранение эффектов контакта плазмы со стенкой и снижение потерь при обращении поля достигается применением магнитного барьера, производимого внешними токонесящими проводниками или током по плазме (рис. 8).

б). Подавление потерь, связанных с перезаключением антипараллельных магнитных потоков на концах, осуществляется путем локализации области перезаключенности до $\Delta z \sim (0,1 - 0,3)r_s$ и выноса ее на поверхность плазменного столба. Для этого служит система ключевого управления, состоящая из торцевых пробочных катушек и ключевых витков (рис. 7,9)

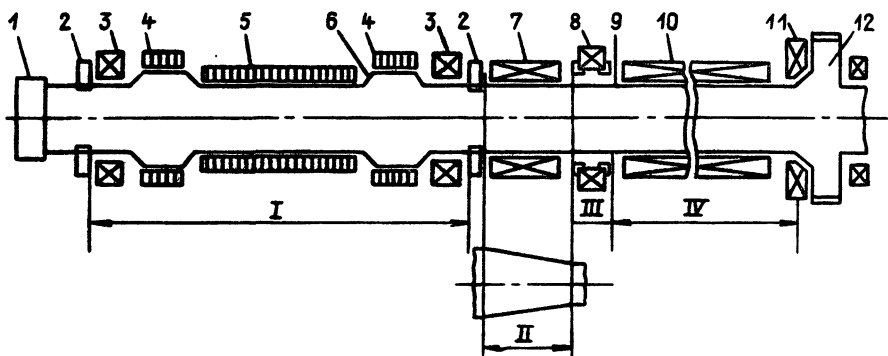


Рис. 9. Экспериментальная схема «компактный тор»:

1 — устройство напуска рабочего газа и внешней ионизации; 2 — электроды продольного тока; 3 — торцевые пробочные катушки; 4 — ключевые витки; 5 — ударный виток; 6 — кварцевая камера; 7 — обмотка ведущего поля переходной зоны; 8 — магнитный затвор; 9 — металлическая камера удержания; 10 — магнитная обмотка камеры удержания; 11 — торцевая пробочная катушка; 12 — дивертор. Основные функциональные зоны: I — зона формирования; II — транспортный канал; III — устройство захвата; IV — зона удержания

в). Наконец, устранение торцевых потерь в ходе продольного сжатия достигается оптимизацией магнитной структуры поршневой зоны и ударных течений в целом за счет программирования и пространственного профилирования ключевого импульса.

3.2.2. МГД-устойчивость

С проблемой потерь тесно связана другая важная проблема — обеспечение МГД-устойчивости магнитоплазменной конфигурации. Общие требования здесь можно сформулировать уже из простых качественных соображений. Это — максимальная однородность начального состояния и минимум загрязнения плазмы (устойчивость к тирингу), получение диффузных равновесных распределений $n(r, z)$, $T(r, z)$ (устойчивость к перестановкам), максимальный радиус сепаратрисы и приближение ее к проводящей стенке. В рассматриваемой схеме методы барьерного и ключевого управления, а также принципы программи-

рования воздействуют на наиболее чувствительные точки системы, давая экспериментатору гибкие средства оптимизации в плане получения устойчивых конфигураций. В частности, общее снижение потерь, достигаемое с их помощью, способствует устранению вращения тороида и связанной с ним неустойчивости плазмы.

3.2.3. Нагрев

Как известно, большой интерес к θ - и z -пинчам (в том числе и с обратным полем) в свое время был стимулирован эффективным ударным нагревом плазмы в этих устройствах и быстрым продвижением в область температур порядка килоэлектронвольт [23]. Важнейшим достижением периода развития пинчевых исследований было теоретическое и экспериментальное обнаружение феномена бесстолкновительных ударных волн в плазме [24], не имеющих ограничений по нагреву плазмы в области высоких температур и тем самым позволяющих в принципе осуществить одноступенчатое (ударное) зажигание термоядерной реакции.

В связи с кризисом θ -пинчей с обратным полем, о чем говорилось выше, и получением обнадеживающих результатов по прямым и тороидальным θ - и z -пинчам общий интерес и крупномасштабные эксперименты переместились в эту область (Сциллак I, II, Сциллак [25], ZT-1 [26]). При этом радиальное ударное сжатие в этих системах сохранилось в качестве основного метода нагрева.

Дальнейшая история развития пинчевых исследований (середины 70-х годов) хорошо известна: в тороидальных z -пинчах произошел отказ от компрессионного нагрева, а работы по проекту Сциллак были прекращены совсем. Во всех случаях причина была одна: радиальное ударное сжатие плазмы оказалось несовместимо с требованиями устойчивости. Требовался метод нагрева, сохраняющий большой диаметр плазмы.

Другая трудность пинчевого нагрева, оказавшая значительное влияние на его судьбу, заключалась в том, что требовались источники питания, способные выводить энергию в систему за доли микросекунды (до $\tau \sim 0,1$ мкс), что соответствует мегавольтовому диапазону напряжений на обходе магнитной системы.

Идея КТ собственно и появилась первоначально в попытке устранить противоречия между принципом ударного нагрева и требованиями устойчивости, а также реальными ограничениями техники импульсного питания [27].

В чем же заключаются альтернативные предложения КТ?

а). Переход от радиального сжатия к продольному и использование натяжения петель полоидального поля для сгребания плазмы. Это дает увеличение длины пробега ударной волны в L/R раз (т. е. примерно на порядок), и, если время нарастания

магнитного поля $\tau = T/4$ задано, то скорость сжатия $u = L/\tau \approx \approx V_e / \sqrt{4\pi m_i n_1}$, можно увеличить также в L/R раз (за счет снижения n_1); при этом подъем верхнего предела достижимой температуры составит $(L/R)^2 \sim 100$ раз.

С другой стороны, при заданной температуре ударного нагрева $T_{уд} \sim V_e^2 / 4\pi n_1$ время нарастания магнитного поля можно «растянуть» в L/R раз, тем самым упростив технику импульсного питания установки. Заметим, что эта возможность, действительно, прямо используется в современных экспериментах по КТ.

б). Управление стартом продольной волны посредством ключевой системы [10, 28]. Эта система позволяет управлять топологией и геометрией магнитной конфигурации на концах на начальном этапе существования антипараллельных полей. Практически это дает возможность переключать силу натяжения полоидального поля на внешние магнитные (ключевые) витки, а с них, в нужный момент, на плазму. Ключевое управление ударным процессом, еще более упрощает требования к накопителям энергии. Процесс разделяется во времени на фазу накопления магнитной энергии длительностью $\tau_{нак}$, когда поле V_e нарастает, а магнитная конфигурация удерживается от коллапса за счет ключевых систем, и на собственно ударное сжатие, происходящее, вообще говоря, за время $\tau_{сж} \ll \tau_{нак}$. Таким образом, функции обострения мощности переносятся с внешних устройств на плазму.

в). КТ органически включил ударное сжатие и нагрев в свою физическую структуру. Как мы видели, законы равновесия КТ (при $V_t \approx 0$) запрещают существование замкнутых конфигураций с низким давлением плазмы (т. е. при $p \ll V_e^2 / 8\pi$). Поэтому импульсное формирование КТ и компрессионный нагрев плазмы — процессы неразрывно связанные.

Продольное ударное сжатие, сопровождаемое объемным нагревом плазмы, приводит к ее расширению и приближению к стенке (в отличие от θ -пинча); одновременно возникают плавные радиальные распределения температуры и плотности (данные прямых измерений [46]). Таким образом, осевая компрессия по своей природе, в целом, не антагонистична требованиям устойчивости. Напротив, как мы увидим из экспериментальных результатов, специальная организация режима сжатия («баллонная мода»), по-видимому, является оптимальной с точки зрения устойчивости как самой компрессии (желобки на поршне), так и конечной конфигурации.

г). Одноступенчатость процесса нагрева и отказ от сторонних методов (инжекция, СВЧ и др.). Мы уже подчеркивали, что ударный нагрев сохраняет свою эффективность при высоких (порядка килоэлектронвольт) температурах. Поэтому исключение вспомогательных систем нагрева, которые по сложности и

стоимости сопоставимы с основной установкой, должно заметным образом упростить всю систему, повысить надежность и т. д. Именно на это и ориентированы работы ИАЭ по КТ.

Существует еще один аспект использования ударного нагрева в КТ. Это — достижение температур $\sim 10^5$ эВ для зажигания реакции в смеси D— ^3He (так называемый «чистый», т. е. безнейтронный, реактор). Физическим условием для этого является достижение скорости ударных потоков $v \sim 3 \cdot 10^8$ см/с, что втрое больше, чем в D—T-реакторе, и на порядок больше, чем в ведущихся экспериментах. Т. к. характерное время ввода энергии (и, следовательно, время сжатия плазмы) обратно пропорционально напряжению на обходе, названное увеличение параметров ударной волны потребует напряжений $V \sim 300—500$ кВ (это без учета дополнительных возможностей, которые могут быть предоставлены ключевым принципом управления). Это значение V не выходит за рамки возможностей современной техники.

3.2.4. Двухкамерная схема

Двухкамерный принцип построения систем типа КТ [20] основан на возможности продольного перемещения тора в магнитном поле разомкнутого потока. Для осуществления этого принципа служит специальная камера удержания (рис. 9) с магнитной системой, транспортным каналом и схемами торможения и захвата. Названный подход позволяет решить ряд задач:

а). Совмещение в одном устройстве импульсного способа формирования горячего плазменного тороида и квазистационарного способа его удержания. В частности, существенно облегчается проблема круубара в импульсной части магнитной системы.

б). В зоне удержания может быть использована металлическая прогревная камера, обладающая лучшими по сравнению с кварцем и керамикой вакуумно-гигиеническими качествами.

в). В термоядерном реакторе использование автономной камеры горения существенно (на порядки) снизит радиационную нагрузку на наиболее уязвимую схему формирования КТ, упростит сопряжение бланкета с магнитной системой.

г). Транспортировка может быть использована для снижения радиационной и тепловой нагрузки на стенку реактора (в $L/l_s \sim 10—100$ раз, где L — длина камеры удержания, l_s — длина тора) если соответствующим образом подобрать скорость движения КТ.

д). Транспортировка дает в принципе возможность осуществления «пулеметного» режима и различных схем восплавления топлива и магнитного потока (например, путем слияния торов).

На рис. 9 показан еще один элемент экспериментальной схемы — диверторные устройства, размещенные по концам камеры держания. Их действие основано на естественном для КТ диверторном механизме — разомкнутом потоке, который выводится в специальные диверторные камеры, где осуществляется сорбирование или откачка примесей.

3.3. Экспериментальная реализация КТ

Основными элементами современного пинчевого эксперимента по КТ являются: магнитная система, плазменная камера, вакуумная откачка с $P_{\min} \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ Тор, системы электропитания, коммутационное оборудование, схемы управления. Эти компоненты обеспечивают приготовление начальной плазмы с концентрацией в области $10^{14} - 10^{16}$ см⁻³ и генерацию магнитных полей с заданными пространственно-временными характеристиками (амплитуда, в диапазоне до 20—30 кГц, характерное время нарастания 3—10 мкс, время спада 100—300 мкс). Рассмотрим инженерно-технические принципы построения установок КТ на примере наиболее крупной в СССР установки ТОР (рис. 9). Другие установки пинчевого типа (США, Япония) построены, в основном, на аналогичных инженерных решениях.

Функционально установка разделяется на плазменную камеру со средствами вакуумной откачки и магнитную систему. Эти два элемента объединены в единую конструкцию длиной 6÷8 м, обеспечивающую взаимную юстировку и фиксацию всех узлов, доступ для диагностики, технологичность сборки — разборки и т. д.

Вакуумная камера выполнена из кварцевой трубы диаметром 300 мм и длиной 2—3 м с шарнирно-сильфонными узлами подвески, к которой пристыкована камера удержания $\varnothing 300 \times 3000$ мм, изготовленная из нержавеющей стали. Вакуумно-гигиенические условия обеспечиваются тщательной очисткой поверхностей, обращенных в вакуум, термической тренировкой, плазменной обработкой (тренировочные разряды). Системы безмасляной откачки и газонапуска оснащены фильтрами и ловушками различных типов для снижения поступления примесей.

Элементы магнитной системы расположены поверх вакуумной камеры, причем импульсные витки — на минимальном расстоянии от кварца (≤ 10 мм). Каждый виток представляет собой стальную реберную конструкцию с медным токопроводом, обеспечивающую механическую прочность (магнитное давление до 30÷40 атм), «проницаемость» для мультипольных полей и доступ для оптических наблюдений. В зависимости от назначения витка ток подводится через один или два продольных разреза, оснащенных малоиндуктивными кабельными коллекторами с $L_k \sim 4 \div 5$ нГн. Для уменьшения потерь энергии число

кабелей выбирается большим: 400÷500 шт. на всю импульсную часть магнитной системы.

В камере удержания квазистационарное магнитное поле создается с помощью многовитковых катушек с внутренним диаметром 40 см, расположенных с шагом 20 см.

В качестве источников питания магнитной системы используется набор конденсаторных батарей, построенных по модульному принципу. Переключение модулей позволяет в широких пределах варьировать параметры магнитной системы. В комплект модуля входит также разрядник — кроубар [29], служащий для закорачивания индуктивной нагрузки и затягивания импульса тока в ней.

Инженерное обеспечение установки включает также высоковольтные зарядные устройства, системы синхронизации и контроля. Несколько подробнее следует описать схемы приготовления начальной плазмы. Вообще схема предыонизации должна обеспечивать получение полностью ионизованного однородного по r и z плазменного столба в магнитном поле, ограниченного по длине зоной ударного и ключевого витков. Это сложная задача. С другой стороны, эксперименты показывают, что процесс формирования КТ чувствителен к параметрам предплазмы [30], особенно к распределению $n_0(r, z)$.

В начале процесса производится импульсный напуск дейтерия с одного из торцов камеры. В экспериментах [31] осуществлен также напуск через патрубки в среднем сечении, что дает лучшую симметрию распределения давления газа.

Для осуществления первоначального пробоя служит высоковольтная конденсаторная батарея ($V=70-100$ кВ) малой емкости ($C=0,1-1,0$ мкФ), которая разряжается на рабочие витки установки, либо на специальные продольные шины, либо непосредственно на плазму через введенные внутрь электроды. В результате возникает плазма с начальной степенью ионизации $\alpha \leq 1-5\%$. На второй стадии степень ионизации повышается до $\alpha \sim 50-100\%$ с помощью более энергоемкой батареи ($V \sim 30-40$ кВ, C — десятки мкФ), включенной одним из указанных выше способов, либо непосредственно под действием основного рабочего импульса ударного и ключевых витков. Последний вариант осуществляется в так называемом режиме 2-го полупериода (см. ниже).

Для диагностики компактных торов используются известные методы магнитных спектральных, корпускулярных и др. измерений, описание которых вышло бы за рамки настоящего обзора. Остановимся только на так называемых диамагнитных измерениях, которые в исследованиях КТ играют большую роль.

Диамагнитный датчик представляет собой компенсированную пару, в которой первый элемент есть локальный магнитный зонд (катушка), помещенный между импульсным витком и поверхностью кварцевой камеры (измеряет B_e). Второй эле-

мент пары — это петля, охватывающая камеру целиком (измеряет $\bar{B} = \psi_{op} / \pi r_0^2$). На выходе смесителя после балансировки датчика получается разность $D = B_e - \bar{B}$. В выстрелах без плазмы сигнал равен нулю, если отвлечься от технических ограничений на компенсацию, т. е. поле однородно по сечению, и $\bar{B} = B_e$. При наличии в камере горячей плазмы или антипараллельной конфигурации возникает сигнал D .

Пользуясь цепочкой диамагнитных датчиков, расположенных вдоль ударной камеры, можно определить форму и размеры плазменного образования, а затем рассчитать большое число других важных параметров. Так, например, радиус сепаратрисы КТ

$$r_s = r_0 / (1 + \bar{B} / D)^{1/2}, \quad (6)$$

где r_0 — радиус измерительной петли. Эта формула справедлива для среднего сечения достаточно длинного тора, в противном случае требуется соответствующая корректировка.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Обратимся теперь к основным экспериментальным результатам по импульсному формированию компактных торов.

4.1. Захват магнитного потока ψ_{tr1} и образование антипараллельной конфигурации

Среди исследованных вариантов получения исходного плазменного столба с замороженным в него (захваченным) магнитным полем (рис. 7а) можно выделить два основных.

а). Так называемый режим первого полупериода, который использовался как в работах ИАЭ [20, 27], так и почти во всех экспериментах, выполненных за рубежом [7, 32, 33]. Суть его состоит в том, что вначале в камере создается исходное «вакуумное» магнитное поле B_0 , а затем в этом поле рабочий газ ионизируется. Далее включается основной разряд, магнитное поле которого противоположно B_0 , так что антипараллельная структура образуется на первом полупериоде этого разряда. Преимущества данного способа: независимое управление величиной исходного магнитного потока, продольная однородность. Недостатки: ограниченность диапазона давления газа P_0 (снизу) и поля B_0 (сверху), в котором удается с помощью индукционных методов получить плазму с достаточно высокой степенью ионизации и температурой. Это заметно сужает возможности эксперимента. Введение же электродов в плазму и переход к z-пинчевому разряду [7, 32] имеет свои недостатки, связанные с опасностью загрязнения плазмы.

б). Режим второго полупериода, используемый в советских работах последних лет [28, 34]. В этом режиме предварительная («затравочная») ионизация происходит при $B=0$, что позволяет использовать маломощный безэлектродный разряд при низких концентрациях рабочего газа. При ключении основного разряда внешнее поле диффундирует («вмораживается») в первоначально холодную и слабоионизованную плазму и одновременно нагревает и полностью ионизует ее. Антипараллельная конфигурация получается на втором полупериоде основного разряда. Преимущества: простота индукционной предиионизации в широком диапазоне P_0 , более высокая температура плазмы, что имеет значение при ее взаимодействии с магнитным барьером. Недостатки: сложность варьирования величины захваченного поля, которое зависит от параметров разряда и плотности плазмы; возможное нарушение продольной однородности захвата и радиальной однородности плотности плазмы.

Поиски оптимального режима приготовления исходного состояния продолжаются как в СССР, так и за рубежом [30].

4.2. Обращение поля и магнитный барьер

При изменении (инверсии) направления внешнего поля B_e оно в некоторый момент t_{inf} обращается в нуль. В связи с этим возникает проблема удержания плазмы с захваченным полем B_{tr} в окрестности момента $t=t_{inv}$ (т. е. в течение интервала Δt_{inv} , когда $|B_e| < |B_{tr}|$).

Наиболее просто вопрос решается в условиях, когда длительность инверсии Δt_{inv} существенно меньше радиального транзитного времени $\Delta t_{inv} \ll \tau_{tr} \sim r_w/v_A$. В этом случае плазма с полем остаются практически неподвижными в течение интервала Δt_{inf} [35].

Однако практически во всех современных экспериментах указанное соотношение времен не выполняется. Поэтому во время инверсии плазма находится в равновесии и, следуя за уменьшением внешнего поля, расширяется вплоть до стенки камеры. Без магнитного барьера стенка принимает на себя функции удержания магнитного потока за счет образования плотного проводящего пристеночного слоя. Процесс взаимодействия плазмы со стенкой при инверсии рассмотрен в [36]. Нежелательные эффекты здесь очевидны: потери захваченного потока, генерация примесей, эрозия стенки.

Магнитный барьер (МБ), предложенный в [6] и исследованный в [37, 34], служит для магнитного удержания плазмы во время инверсии. Возможны 2 типа МБ: мультипольный, образуемый системой внешних продольных проводников с встречно-параллельными токами, и азимутальный, производимый импульсом тока по самой плазме. Их действие сходно, поэтому мы остановимся только на одном типе МБ — мультипольном. Число

полюсов N определяет глубину Δr_b проникновения в объем барьерного поля (падает с ростом N) и степень цилиндричности барьера (растет с N). Обычно выбирается число $N=8$, для которого $\Delta r_b \sim r_c/3$. Попарное включение шин МБ, как показано на рис. 8а, позволяет получить пробочную геометрию поля, а в момент торможения плазмы приблизить ее форму за счет деформации силовых линий к цилиндрической. Исследовалось квазистационарное и импульсное (рис. 8б) питание шин МБ. Предпочтительным является импульсное питание, дающее скин-проникнувший магнитный барьер, упругое и ограниченное во времени взаимодействие его с плазмой.

Сказанное демонстрирует рис. 10а, где показана осциллограмма с миниатюрного магнитного зонда азимутальной ориентации, расположенного в камере на 2 см от стенки между полюсами октупольной системы. Без плазмы зонд регистрирует синусоидальный импульс МБ. В рабочем разряде на осциллограмме $B_b(t)$ появляется провал, в данном примере длительностью 3 мкс. По кривой рис. 10б, отражающей движение границы плазмы и полученной из измерений $B_z(t)$ внутри и вне камеры, видно, что провал появляется в момент подхода границы к зонду и связан, очевидно, с вытеснением барьерного поля расширяющейся плазмой. Из рис. 10 можно заключить, что торможение плазмы происходит на $\sim 1,5$ см от стенки, а процесс носит характер упругого взаимодействия с малой глубиной проваливания барьерного поля в плазму ($\sim 0,5$ см).

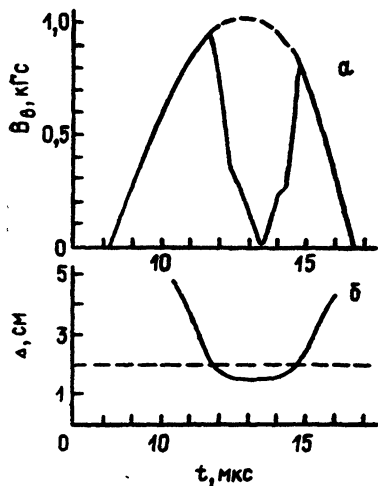


Рис. 10(а, б). Удержание плазмы на магнитном барьере:

а — барьерное поле B_b , измеренное зондом в 2 см от стенки без плазмы (пунктир) и с плазмой (сплошная линия); б — диаграмма движения границы плазмы, найденная из условий равновесия. Пунктир отмечает положение зонда

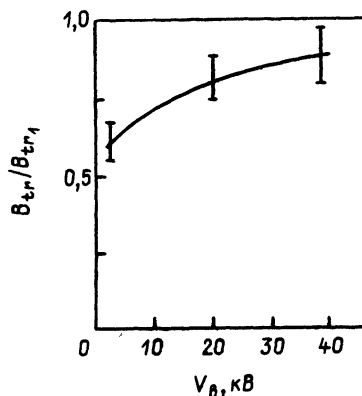


Рис. 11. Коэффициент сохранения захваченного потока в процессе обращения поля в зависимости от магнитного барьера (V_b — напряжение на батарее МБ)

Что касается величины захваченного потока ψ_{tr1} то, как и следовало ожидать, введение магнитного барьера почти полностью устраняет его потери на фазе инверсии (т. е. $\psi_{tr2} \approx \psi_{tr1}$). Это демонстрирует рис. 11. Увеличение внутреннего потока, в свою очередь, приводит к увеличению конечного радиуса плазмы (см. рис. 12).

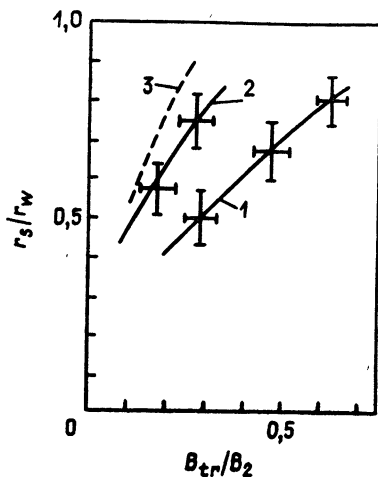


Рис. 12. Зависимость относительного радиуса сформированного тороида от захваченного поля (B_2 —амплитуда обратного поля): 1—без ключевых витков; 2—с ключевыми витками; 3—расчет, предполагающий сохранение захваченного потока

Как показали результаты торцевого фотографирования, в момент торможения на границе плазмы появляются небольшие возмущения, придающие ей звездообразную форму, соответственно, конфигурации МБ. Однако в процессе поперечного и продольного сжатия после инверсии эти возмущения быстро уменьшаются, и граница приобретает круговую форму.

4.3. Программированное формирование КТ. Ключевое управление

Ключевые и пробочные витки, расположенные в области перемыкания антипараллельных потоков, являются средствами воздействия на процесс формирования КТ. Варьирование амплитуды, периода, момента включения и формы разрядного тока в названных витках позволяет в широких пределах изменять магнитную конфигурацию и характер эволюции торцевых зон и компактного тора в целом. Мы прежде всего остановимся на развитии в последнее время так называемом баллонном режиме формирования. Впервые экспериментальные исследования

этого способа формирования были проведены на установке TOP в СССР [38]. Впоследствии этот режим был исследован на установке TRX (США) [30].

4.3.1. «Баллонный» режим программированного формирования

В этом режиме на торцах системы с самого начала создается замкнутая структура поля, «плотный» (т. е. с $B_r \sim B_z$) полоидальный поршень, охватывающий плазму (см. правую часть рис. 7б). Это достигается за счет определенной последовательности включения и направления токов торцевых катушек и ключевых витков.

На первом полупериоде симметрично на каждом конце системы захваченный в плазме магнитный поток выводится в щель между ключевым и пробочным витками (рис. 7а). Для этого поле пробочного витка ориентировано встречно по отношению к захваченному полю.

В процессе обращения ключевого поля в этой щели происходит «вакуумная» интерференция и перезамыкание встречных полей без диффузии встречных полей в плазме и неизбежных при этом потерь. Идея метода управления продольным сжатием основана на закономерностях равновесия в КТ. После образования замкнутой конфигурации плазме придается гантелеобразная форма за счет запаздывания нарастания $B_{кл}$ по отношению к $B_{уд}$ и обусловленного этим раздутия торцевых областей плазмы. При достаточно большом радиусе раздутых зон (баллонов) такая конфигурация является устойчивой по отношению к продольному сжатию. Условием этого является заполнение баллонов горячей плазмой и образование широкого профиля давления $P(r)$, при котором $F_p = \int p \cdot 2\pi r dr$ превышает натяжение полоидального поля F_M ($F_p > F_M$).

Завершение фазы накопления и включение продольной компрессии достигается за счет опережающего наращивания внешнего магнитного потока в области раздутий и возникновения обратного соотношения сил: $F_p < F_M$. Момент срыва соответствует переходу радиуса баллона через некоторое критическое значение R_{Cr} , соответствующее балансу сил $F_p = F_M$. Соотношение равновесия для модели «рейстрека» позволяет ориентировочно оценить критический радиус, который зависит от ра-

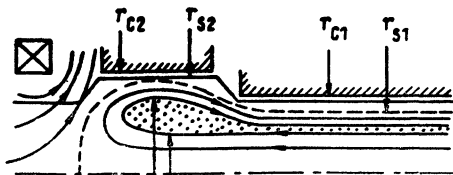


Рис. 13. Магнитная структура в баллонном режиме ключевого управления

диуса сепаратрисы в ударной части r_S и лежит в пределах $R_{Cr} \approx (1,3-1,6)r_S$.

Моделирование процесса на ЭВМ подтвердило основную идею управляемого срыва в баллонной конфигурации (см. ниже) и позволило установить критические условия срыва. Так, при относительном раздутии камеры и витков $r_{C2}/r_{C1} = 1,5$ переход к продольному сжатию наступает при $r_{S2}/r_{S1} = 1,32$ (для $x_{S2} = 0,5$).

Отметим, что управление в баллонном режиме носит триггерный, спусковой характер, т. е. дополнительная энергия $\Delta W_{упр}$, необходимая для запуска ударного процесса, $\Delta W_{упр} \ll \ll W_{\Sigma}$.

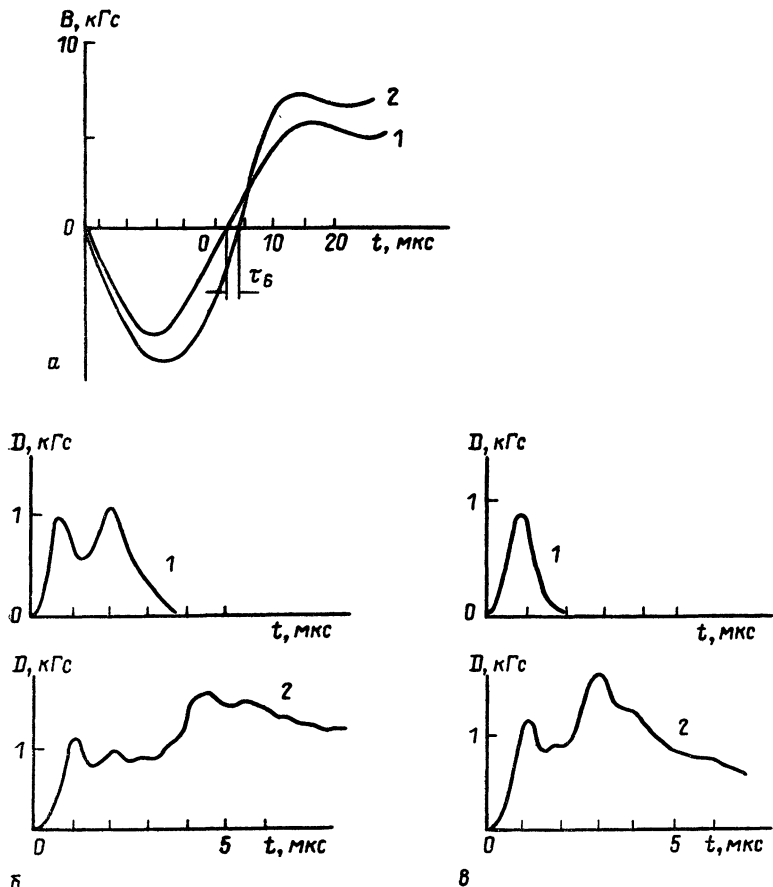


Рис 14(а, б, в). Характеристики баллонного режима:

а — временной ход полей ключевого витка (1) и ударного витка (2), б, в — диамагнитный сигнал в центральном сечении (2) и на краю ударного витка (1) при баллонной задержке τ_B : б — $\tau_B = 2$ мкс, в — $\tau_B = 0$

Профилирование камеры и обмоток отражает баллонную форму плазмы и позволяет осуществлять инверсию одновременно на всей длине системы (рис. 13). Но получение баллонного режима возможно и в цилиндрической камере при равных диаметрах витков. К этому случаю относится большинство описанных ниже экспериментов. Однако такой способ требует специального программирования временной зависимости ключевого поля [39].

Укажем еще на простейшую реализацию баллонного режима, в которой ток ключевого витка имеет синусоидальную форму, а требуемое соотношение магнитных полей достигается за счет сдвиги нуля ключевого поля вперед на величину τ_6 по отношению к ударному полю (рис. 14а). В этом случае, однако, инверсия в разных частях системы происходит неодновременно, что предопределяет раскрывание и охлаждение нейтрального слоя в начальные моменты процесса.

4.3.2. Режим X-точки

Исторически этот режим управляемого формирования был экспериментально исследован раньше баллонного [28]. Его отличительной особенностью является то, что фаза накопления протекает при разомкнутой геометрии магнитного поля в камере, а замыкание, срыв и ударное сжатие плазмы инициируется с помощью стимулированного пересоединения встречных магнитных полей в плазме (рис. 7). Такой характер протекания процессов обеспечивается ориентацией поля пробочных витков: здесь оно направлено одинаково с захваченным полем. Как видно из рис. 7б, на фазе накопления организуется так называемая *cusр* — структура, в которой можно осуществить условия пробочного запираания нейтрального слоя. Наиболее существенным моментом в рассматриваемом методе является пересоединение, которое инициируется в результате резкого пережатия антипараллельной конфигурации при подаче дополнительного импульса тока в ключевой виток. В области пересоединения возникает конфигурация типа X-точки, откуда и происходит название данного режима.

Экспериментально установлено, что при параметрах эксперимента $B \sim 4 \div 6$ кГс, $n \sim (5 \div 8) \cdot 10^{14}$ см⁻³ полный разрыв и замыкание полей может происходить за время $\tau_x \sim 0,2 \div 0,3$ мкс. Это время и определяет скорость нарастания продольного усилия поршня, максимально возможную скорость сжатия $v_{\parallel} \sim \frac{l}{\tau_x}$, конечную температуру плазмы.

Режим X-точки уступает баллонному методу формирования в том, что требует существенно больших энергетических затрат и большей мощности управляющего импульса, оставляет неко-

торое количество плазмы за пределами замкнутой конфигурации (данные боковых съемок), более чувствителен к параметрам плазмы в ключевой зоне (n , T) и особенно к параметрам аномальных коллективных микропроцессов, определяющих эффективное сопротивление плазмы. Направление пробочного поля не согласуется с разомкнутым потоком и затрудняет транспортировку КТ.

4.4. Основные характеристики ударного процесса

В данном подразделе мы рассмотрим ударно-волновые явления в КТ в их связи с нагревом плазмы. Основное внимание будет уделено продольным волнам, с одной стороны, естественным образом входят в процесс формирования, а с другой — являются наиболее эффективным средством нагрева.

Продольные волны, вообще говоря, не единственный механизм нагрева плазмы в КТ. В американских экспериментах, например [7], где используются накопители с достаточно малыми характерными временами разряда (единицы микросекунд), в определенных условиях значительную роль могут играть другие механизмы нагрева, в частности нагрев от быстрого радиального сжатия (радиальные ударные волны). При увеличении энергетического уровня эксперимента время ввода энергии обычно возрастает, поэтому в таких системах вклад поперечного ударного нагрева оказывается незначительным. Такая ситуация характерна для советских экспериментов ($T/4 \sim 10$ мкс и более), которые ориентируются на одноступенчатый нагрев с помощью продольного ударного сжатия.

Первые экспериментальные данные по нагреву плазмы в КТ были получены еще в 1973—1975 гг. [27, 20]. Температура ионов в этих опытах была ~ 100 эВ, время удержания $\tau \sim 50 \div 100$ мкс. Значительная часть этих результатов была повторена в работах Лос-Аламосской группы [40]. В дальнейших экспериментах температура плазмы, нагретой продольной ударной волной, была существенно увеличена за счет роста энергии питания. Важный шаг был сделан в 1980 г., когда на установке ТОР параметры плазмы были выведены в бесстолкновительную область [41].

Экспериментально было установлено, что ударная компрессия весьма чувствительна к начальным фазам формирования (инверсии, пере замыканию полей), и ее параметры могут изменяться в широких пределах. Однако, чтобы не перегружать первоначальное рассмотрение, мы отложим вопросы классификации и физической интерпретации ударных явлений и остановимся на общих макроскопических характеристиках ударной компрессии.

4.4.1. Ударная волна

На рис. 15 показаны осциллограммы сигналов с цепочки диаманитных датчиков, разнесенных по длине ударного витка, а также нормированный полный поток \bar{B} (второй полупериод разряда). Эти кривые дают пространственно-временную развертку основных фаз процесса:

а). Обращение внешнего поля вызывает резкий подъем сигнала одновременно на всех датчиках (при $t=8$ мкс). Это легко объяснить, т. к. в выражении $D=B_e - \bar{B}$ внешнее поле B_e быстро нарастает, изменяя знак, а $\bar{B} \approx B_{tr} \approx \text{const}$ с точностью до по-

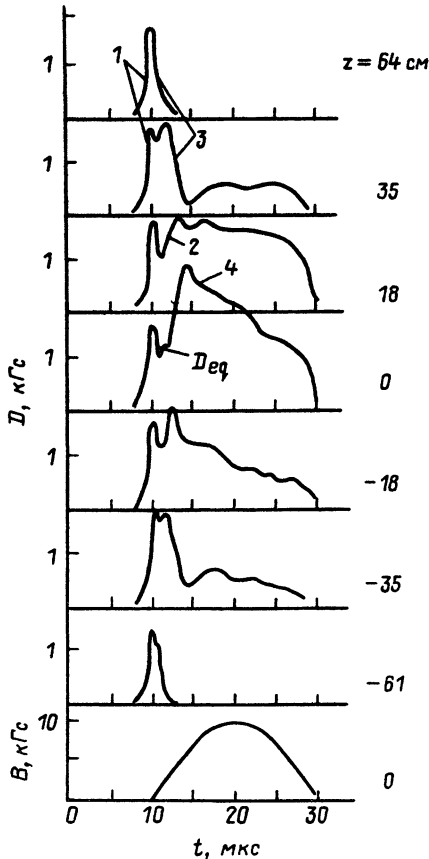


Рис. 15. Диаманитные сигналы с цепочки компенсированных датчиков, разнесенных вдоль камеры, начало координаты z — в среднем сечении, B — магнитный поток через камеру, нормированный на площадь поперечного сечения: $B = \Phi / \pi r w^2$:

1 — фаза обращения внешнего поля; 2 — фронт продольной ударной волны; 3 — пологодальный поршень; 4 — фаза кумуляции

терь захваченного потока. Эффект усилен инерционностью радиально сходящейся плазмы.

б). Установление поперечного равновесия после образования вытянутой антипараллельной конфигурации хорошо фиксируется на зондах в области среднего сечения ($z=0$); равновесный уровень $D=D_{eq}$, как легко показать, связан с конечным значением захваченного поля $B_{tr2} \approx D_{eq}/2$.

в) Следующая фаза — продольное сгребание плазмы — нарушает однородность картины: крайние зонды фиксируют резкое падение сигнала, что означает исчезновение в торцевых областях антипараллельных полей и горячей плазмы.

г). Дальнейший вид диамагнитных сигналов показывает, что процесс сжатия переходит в ударно-волновую фазу. Датчики — 36, 34 см фиксируют возникновение волнового фронта, распространяющегося к среднему сечению, причем заметно нарастание амплитуды ударного скачка по мере сжатия. Следует подчеркнуть, что подъем диамагнетизма в ударном фронте являет-

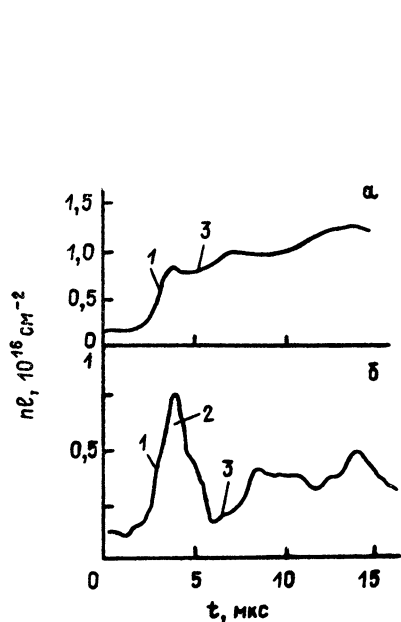


Рис. 16(а, б). Оптическая толщина плазмы ($nL = \int_{-r_w}^{+r_w} ndr$), полученная с помощью интерферометра при зондировании вдоль диаметра:
а — вблизи среднего сечения ($z = 8$ см)
б — на краю ударного витка ($z = 35$ см).
1 — радиальное сжатие; 2 — прохождение продольной ударной волны; 3 — кумуляция

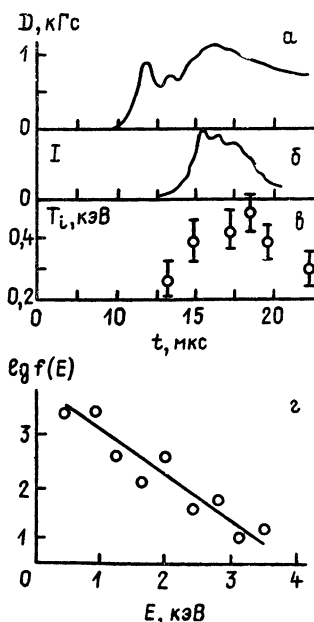


Рис. 17. Данные по спектру атомов перезарядки при ударном нагреве плазмы КТ:

а — диамагнитный сигнал в среднем сечении; б — сигнал одного из каналов 9-канального анализатора, в — ионная температура, г — функция распределения ионов при $t=6$ мкс

ся следствием нагрева плазмы и ее радиального расширения.

д). За гребнем ударной волны следует полойдальный поршень, особенно отчетливо видимый на датчиках $z = -36$ см, $z = 34$ см.

е). Пиковая фаза ударного сжатия вида на центральном зонде. Столкновение встречных ударных волн сопровождается кумулятивным эффектом — особенно сильным подъемом сигнала в среднем сечении и его последующим спадом.

ж). Процесс завершается быстрым затуханием (релаксацией) макроскопических течений и установлением равновесного тора.

Приведем характерные параметры процесса: время формирования полойдального поршня $\approx 10^{-6}$ с, скорость ударной волны $u \approx (2-2,5) \cdot 10^7$ см/с, скорость поршня $\approx (1-1,5) \cdot 10^7$ см/с, время релаксации течений $\tau_p \sim 2 \cdot 10^{-6}$ с.

Рассмотренную картину процесса ударного сжатия полезно дополнить данными интерферометрических наблюдений. На рис. 16 изображены осциллограммы $\{ndl\}$, полученные с помощью оптического интерферометра [42] в двух сечениях камеры — вблизи средней плоскости (а) и вблизи края (б). (Зондирование проводилось по диаметру установки в разных выстрелах).

Осциллограмма (б) четко фиксирует радиальное сжатие на втором полупериоде (1) и прохождение скачка уплотнения (2), за которым следует минимум, соответствующий моменту наибольшего сокращения (3). В этот момент луч проходит вблизи торца сепаратрисы. Далее видна небольшая отраженная волна.

На кривой (а) приход возмущений отмечен не всплеском сигнала, как на диамагнитных датчиках, а напротив, некоторым уменьшением \overline{nl} , что объясняется радиальным расширением плазмы в момент кумуляции.

4.4.2. Ударный нагрев

Данные о температуре электронной и ионной компонент в КТ были получены в различных экспериментах как в СССР, так и в США целым рядом разных методов: по анализу нейтралов перезарядки [41], интенсивности нейтронного излучения [41, 21, 33], доплеровскому уширению спектральных линий примесей [44, 45, 33], измерению тормозного рентгеновского спектра [21, 41], интенсивности высокоионизованных спектральных линий [45, 41], с помощью лазерного рассеяния [46].

Ионная температура. Наиболее детальные данные об энергетическом спектре ионов дает анализ нейтралов перезарядки. На рис. 17 из работы [41] показан типичный сигнал одного из каналов 9-канального анализатора спектра нейтралов [43]

вместе с диамагнитным сигналом в центральном сечении, а также ионный спектр и временной ход эффективной температуры ионов. Нейтралы перезарядки принимались из центрального сечения камеры перпендикулярно ее оси. Максимальная величина внешнего поля в эксперименте составляла $B_{\max} \approx 7$ кГс, начальная плотность плазмы $n_0 \sim 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

До прихода волны спектр можно грубо охарактеризовать как двухтемпературный — низкоэнергетичное ядро ($T \sim 100$ эВ) и слабый хвост ($T \sim 0,8$ кэВ). С приходом волны спектр начинает деформироваться в сторону увеличения числа энергичных частиц и через 3–4 мкс приобретает вид, изображенный на рис. 16г. Как видно, в интервале $E = 0,5 \div 3$ кэВ ($T = 0,5$ кэВ) спектр близок к равновесному. На рис. 16в показан также временной ход T_i , определенный по спектру нейтралов. Наибольшее значение $T_i \sim 0,4 - 0,5$ кэВ достигается в максимуме внешнего поля (синусоидальный разряд).

Независимые данные об ионной температуре были получены путем измерения доплеровского уширения линий примесей. В работах [33, 45, 41], для этой цели были выбраны линии

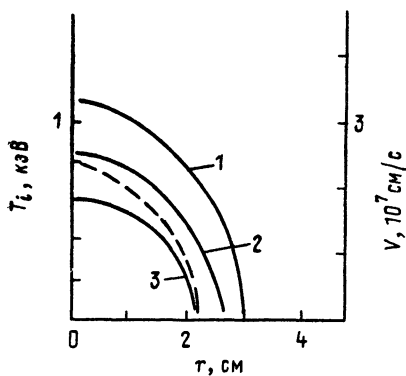


Рис. 18. Радиальное распределение ионной температуры (пунктир) для $t = 4,7$ мкс и продольной скорости плазмы v_z , полученное по доплеровскому уширению и смещению линий CIII: $1 - t = 3,9$ мкс; $2 - t = 4,2$ мкс; $3 - t = 4,4$ мкс

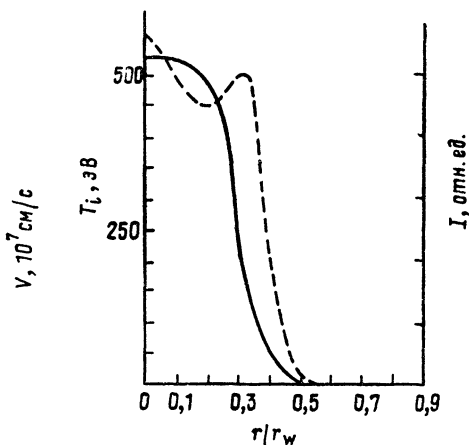


Рис. 19. Усредненное за выстрел радиальное распределение температуры ионов (сплошная линия), полученное по доплеровскому уширению линий CV, и распределение интенсивности этой линии (пунктир)

углерода C III и CV. Рис. 18 иллюстрирует динамику продольного сжатия и нагрева в КТ. Здесь приведены радиальные распределения осевой скорости плазмы в разные моменты времени после генерации ударной волны и ионной температуры в мо-

мент кумуляции встречных волн. Эти данные получены из измерения доплеровского сдвига и уширения линии углерода С III при наблюдении с торца камеры (установка БН [47]).

На рис. 19 показан усредненный за выстрел радиальный профиль $T_i(r)$, полученный по уширению углеродной линии CV ($\lambda = 227,1$ нм), снятой с помощью спектрографа с разрешением по радиусу.

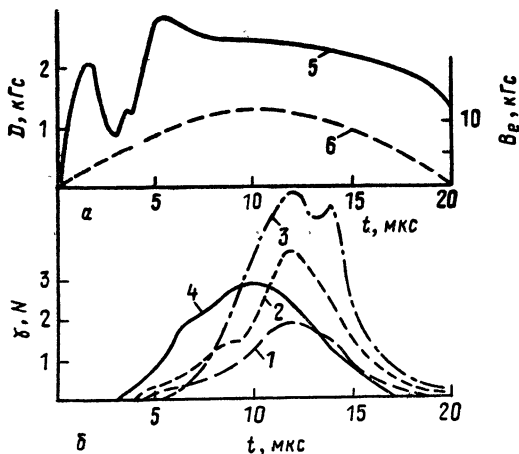


Рис. 20 (а, б). Мягкий режим — корреляция сигналов рентгеновского излучения, прошедшего через алюминиевые поглотители различной толщины:

1 — $\delta = 7$ мкм; 2 — $\delta = 14$ мкм; 3 — $\delta = 21$ мкм, 4 — нейтронный сигнал; 5 — диамагнитный сигнал в среднем сечении; 6 — внешнее поле

Другой способ оценки температуры ионов дает измерение нейтронного потока. Пример осциллограммы нейтронного сигнала, полученного из дейтериевой плазмы с помощью сцинтилляционного датчика [21], показан на рис. 20 (разряд без кроубара). Видно, что начало нейтронной эмиссии коррелирует с развитием продольного ударного сжатия. Следует обратить внимание на то, что нейтронный импульс в условиях ключевого управления отличается высокой повторяемостью, а поскольку он в интегральном виде представляет результат последовательно протекающих процессов, ведущих к нагреву плазмы, то стабильность и воспроизводимость следует отнести к самим этим процессам.

На рис. 21 (кривая 2) показан ход ионной температуры, полученной из нейтронных измерений в предположении максвелловского спектра ионов. Для сопоставления приведена оценка $T_i + T_e$ из диамагнитных сигналов. Как видим, основной вклад в температуру плазмы дает ионная компонента.

Электронная температура. Кривая 3 рис. 21 дает температуру электронов T_e , измеренную по спектру тормозного излучения в мягкой рентгеновской области [41]. Был использован ме-

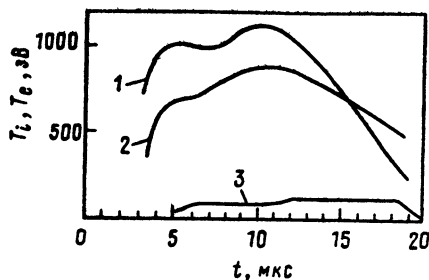


Рис. 21. Температурные изменения в КТ:

1 — $(T_e + T_i)$ получено по диамагнитным сигналам с использованием nI по интерферометру; 2 — T_i из нейтронных измерений; 3 — T_e по спектру рентгеновского излучения

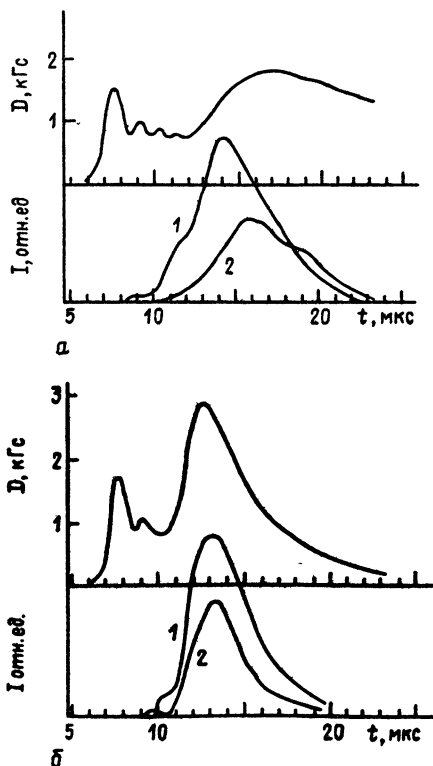


Рис. 22 (а, б). Диамагнитный сигнал D и интенсивность линии CV ($\lambda=227$ нм), измеренная на диаметре (1) и хорде $h=r_w/2$ в мягком (а) и жестком (б) режимах

тод фильтров. Температура определялась восстановлением электронной функции распределения в интервале 0,5—1,5 кэВ. Вид $f_e(E)$ в указанном интервале оказывается близким к максвелловскому в оптимальных режимах формирования, а температура $T_e \sim 100$ эВ ($B_e \sim 7-10$ кГс).

Примерно такое же значение температуры дает и метод, основанный на анализе динамики интенсивности высокоионизованных примесей [48]. Если считать, что время нарастания интенсивности линии C V (рис. 22) за волной есть время ионизации из предыдущего состояния C IV [41] (которое сильно зависит от T_e), то по этому времени и плотности плазмы за волной можно оценить электронную температуру. Для экспериментов [41] этот метод дает оценку $T_e \sim 100 \div 130$ эВ, что близко к данным рентгеновских измерений.

В работе [46] методом лазерного рассеяния было измерено радиальное распределение T_e в КТ. Оказалось, что температура электронов почти однородна по сечению внутри сепаратрисы. Очевидно, продольное сжатие приводит к увеличению относительного объема плазмы с высокой электронной температурой (до продольного сжатия плазма с высоким давлением сосредоточена лишь в сравнительно узком нейтральном слое).

Таким образом, различные способы измерения температур дают согласующиеся между собой результаты. Поскольку при оценке температуры T_i или T_e , как правило, используются предположения о равновесности распределения частиц по скоростям, факт близости результатов измерений разными методами может служить указанием на равновесность спектра электронов и ионов.

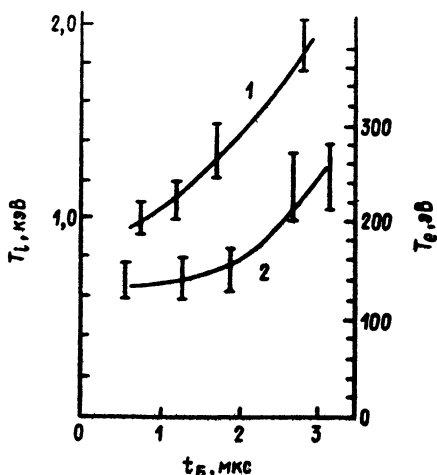


Рис. 23. Зависимость ионной и электронной температур в момент столкновения встречных ударных волн от «баллонной» задержки

В главе 3 мы указывали на то, что ключевое управление продольной компрессией позволяет задерживать старт ударной волны и тем самым смещать процесс сжатия на больший уровень магнитного поля B_e (в пределе — на максимум). В результате увеличивается мощность энерговклада и температура ударного нагрева. Рис. 23 из работ [38, 49] непосредственно иллюстрирует этот эффект.

Если ударная фаза заканчивается до достижения максимума внешнего поля, то определенный вклад в конечную температуру тора может давать последующее адиабатическое дожатие плазмы. Рис. 24 демонстрирует такой режим [49]. В данном «выстреле» в максимуме $B_e \approx 20$ кГс достигнута температура $T_i \approx 2,8$ кэВ.

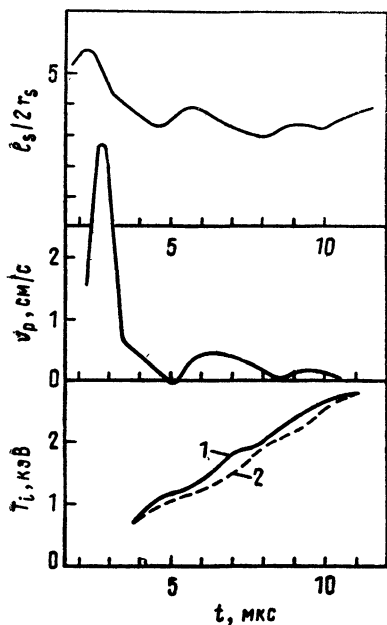


Рис. 24. Режим вязкой релаксации (интервал 3—5 мкс) и последующая адиабатическая фаза при нарастании B_e до $B_{\max} = 20$ кГс; v_p — скорость поршня; 1 — T_i по нейтронному сигналу; 2 — адиабата $V^{-2/3}$

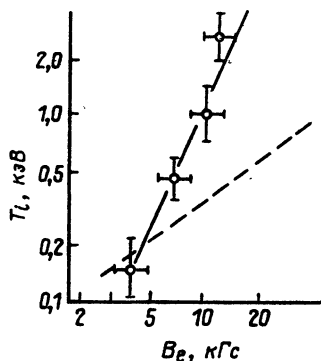


Рис. 25. Зависимость температуры КТ от величины ударного магнитного поля ($n \sim 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$).

Пунктир — граница бесстолкновительной области

Описанные эксперименты подтвердили, что получение кэВ-ных температур плазмы порядка килоэлектронвольт в продольных ударных волнах возможно в условиях отсутствия кулоновских столкновений. Действительно, при $n \sim (1-5) \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ время свободного пробега ионов может достигать 100 мкс, в то время как релаксация энергии ударных течений на эксперименте происходит за единицы микросекунд.

Дальнейший прогресс в увеличении температуры компактных торов будет связан с ростом рабочего магнитного поля и оптимизацией процесса при больших временах задержки τ . Анализ пройденного пути показывает, что достигаемая температура оказывалась пропорциональной B_e^2 , что демонстрирует рис. 25. Можно ожидать, что 10-кэВ рубеж будет преодолен в диапазоне магнитного поля 40—50 кГс.

4.5. Классификация режимов формирования КТ

Большое разнообразие вариаций ударного формирования КТ сделало актуальной задачу общей физической классификации типов ударных течений в их связи с механизмами релаксации и потерь. На самом общем уровне такой классификации в имеющемся экспериментальном массиве выделяются два обширных класса режимов формирования КТ — мягкий (МР) и жесткий (ЖР). Ниже приводятся характеристики этих режимов:

а). В МР наблюдается четкое отщепление ударного скачка уже на краю ударного витка (рис. 14 б), причем его временная задержка τ может управляться в определенном интервале значений (1—5 мкс). Наоборот, в ЖР происходит предельно ранний старт «сокращения» (14 в), а ударный фронт формируется лишь на поздних стадиях сжатия (на $\sim 1/2$ пробега до средней плоскости).

б). В среднем сечении сравнительная картина резко меняется: в ЖР — крутой всплеск диамагнетизма с последующим быстрым спадом и разлетом конфигурации, тогда как в МР — пологий умеренный скачок, практически сразу переходящий в плато, соответствующее равновесной конфигурации КТ.

в). Для МР характерны большая конечная длина тора (коэффициент продольного сжатия $\sim 1,5$) и сравнительно больший диаметр и объем плазмы. По сравнению с ЖР рост объема может составлять ~ 2 раза.

г). Нейтронное излучение также зависит от типа компрессионного формирования. В МР начало нейтронной эмиссии коррелирует с формированием ударного перехода на краях ударной камеры и нарастает по мере развития компрессии до его максимума (рис. 26), тогда как в ЖР излучение отсутствует вплоть до коллапса в среднем сечении. В то же время степень продольного сжатия и его скорость, наблюдаемая на диамагнитных сигналах, в жестком режиме оказываются выше, чем в мягком.

д). В тесной связи с этим фактом находится парадоксальный, на первый взгляд, результат, наблюдаемый при возбуждении на противоположных торцах мягкого и жесткого типов сжатия. В этом случае после столкновения встречных возмуще-

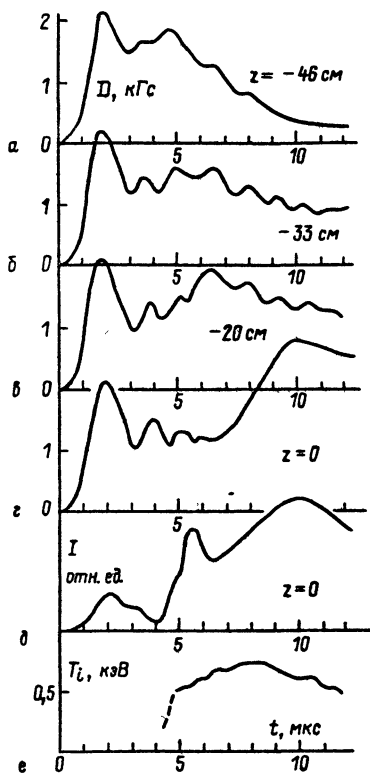


Рис. 26. Характеристики мягкого режима:

a, б, в, г — релаксационные колебания диамагнитного сигнала в ударном скачке;
д — интенсивность излучения континуума при $\lambda = 224$ нм; *е* — ионная температура, полученная из нейтронных измерений

ний центр масс КТ движется в сторону жесткого поршня, хотя тот имел большую скорость и более ранний старт.

е). Покадровые съемки процесса через боковую поверхность камеры обнаруживают, что в ЖР продольное сокращение КТ сопровождается интенсивным истечением плазмы через торцы, в то время как мягкому режиму присуще полное сгребание плазмы (отсутствие какого-либо свечения за границей полонидального поршня).

Из приведенных характеристик можно заключить, что жесткий тип формирования существенно связан с развитием потерь плазмы и тепла через поршень. Ясно также, что наблюдаемые на диамагнитных датчиках скорость и степень сжатия в ЖР не относятся ко всей плазме. Именно по причине потерь через поршень импульс, передаваемый плазме внутри сепаратрисы в ЖР, оказывается малым даже при относительно большой скорости сокращения.

4.5.1. Взаимосвязь потерь со структурой и динамикой полоидального поршня

Как было замечено в [38], последовательная оптимизация условий формирования (переход ЖР→МР) сопровождается уменьшением продольного размера и формы поршневой зоны. Такая возможность позволяет предположить структуру этой зоны в различных режимах, как показано на рис. 27. В МР

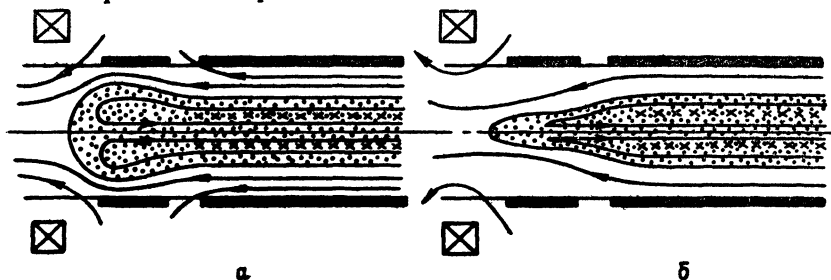


Рис. 27(а, б). Стартовая структура торцевой области в баллонном режиме (а) и в традиционной схеме RFTP (б)

поршень имеет минимальный продольный размер и максимальное значение радиальной компоненты поля $B_{\perp} \sim B_{\parallel}$. Напротив, поршневая зона в ЖР сильно вытянута, вследствие чего $B_{\perp} \ll B_{\parallel}$. Возможно, что развитие желобковых неустойчивостей в приосевой зоне максимальной кривизны поля приводит к периодическому сбросу плазмы и наблюдаемой модуляции скорости поршня в жестком режиме (рис. 28).

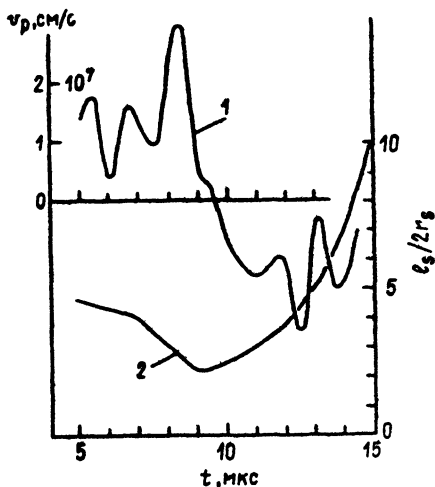


Рис. 28. Колебания поршня (1) и эксцентриситета (2) в жестком режиме ударного сжатия

Другой механизм поддержания мощного канала потерь в жестком режиме может быть связан с ионно-звуковой токовой турбулентностью, которая в условиях КТ может возбуждаться в вытянутом шлейфе замкнутой магнитной конфигурации. В этом случае при возникновении аномального (ионно-звукового) сопротивления плазмы ($v_{eff} \gg v_{ei}$) параметр замагниченности электронов в поперечном поле $\omega_{B\perp} \tau_{eff} \sim \omega_{B\parallel} \tau_{eff} (r_s/l_s)$ может по грубым оценкам приближаться к единице. Таким образом, вдоль магнитного шлейфа, примыкающего к остаточной торцевой холодной плазме, может организоваться продольный сток частиц и тепловой энергии, что, в свою очередь, благоприятствует поддержанию условий для повышенного сопротивления плазмы в области нейтрального слоя.

4.5.2. Закономерности мягкого режима

Рассмотрим более детально динамику ударной компрессии в мягком режиме, которая иллюстрируется рис. 24 (соответствует $B_e \sim 20$ кГс), а также рис. 26 и 29 ($B_e \sim 10$ кГс). Приводимые данные соответствуют балонной схеме формирования.

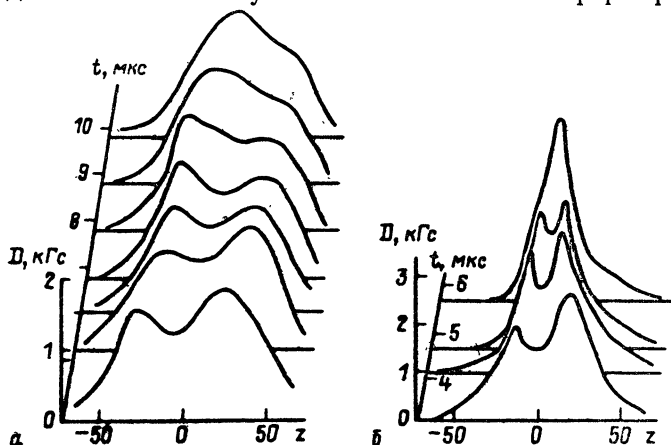


Рис. 29(а, б). Динамика продольного ударного сжатия, воспроизведенная по диамагнитным измерениям в мягком (а) и жестком (б) режимах

а). Стартовый толчок полоидального поршня формирует нестационарный ударный переход, головная часть которого распространяется со скоростью $v^* \sim 2v_{\parallel}$ (v_{\parallel} — скорость поршня). Эта скорость при $B_e \sim 18-20$ кГс может составлять $v^* \sim 5 \cdot 10^7$ см/с. За время $t^* \sim l_s/2v_{\parallel}$ происходит столкновение и взаимопроникновение встречных потоков, а длина ударного перехода достигает наибольшего возможного значения $\Delta \sim l_s$. Одновременно расширяется поперечный размер зоны нагрева и устанавливаются минимальные градиенты неоднородностей.

Баллонная конфигурация поршня и генерация ускоренных ионных потоков приводят к раннему включению механизмов вязкостной термализации: появлению скачка диамагнетизма уже в торцевой области и одновременному началу нейтронного излучения.

б). Следующая (вторая) фаза характеризуется быстрым падением скорости поршня (в 3—10 раз) (рис. 24б) с плавным переходом в полное торможение. В оптимальном случае уже на этой фазе процесс приобретает квазиравновесный характер в отношении общей гидродинамики тора, хотя кинетическое равновесие еще не установилось.

в). На третьей фазе происходит термализация внутренних течений и установление полного равновесия.

Таким образом, начальная баллонная структура конфигурации порождает согласованную цепочку последующих событий, приводящих к конечному равновесию по наиболее благоприятной «траектории», главной отличительной особенностью которой является минимум потерь и «размазанная» во времени и по объему тора плавная релаксация течений.

О релаксации следует сказать подробнее несколько слов, поскольку это явление следует отнести к классу аномальных, т. е. сопряженных с коллективными процессами в плазме. Представляются важными следующие экспериментальные факты.

В режиме мягкой компрессии диамагнитные датчики фиксируют быстрые колебания сепаратрисы (до $\Delta r_s/r \sim 10^{-2}$ см. рис. 26), амплитуда которых максимальна в торцевых зонах, т. е. там, где на этой фазе наблюдается наибольший подъем диамагнетизма. Сказанное позволяет предположить специфический механизм релаксации, связанный с рассеянием частиц на колеблющихся внутренних магнитных поверхностях баллона. Поскольку при этом на торцах $B_{\perp} \sim B_{\parallel}$, здесь можно ожидать существенно более эффективную релаксацию, чем при известном механизме, связанным с возбуждением шланговой неустойчивости в продольном поле [50].

Иной характер релаксация имеет в средней области КТ. Многоордовые измерения в линиях D_{ν} , CV и тормозном континууме при $\lambda = 2240$ Å показывают сложную структуру головной части возмущения, имеющего вид внутреннего конуса, локализованного преимущественно в области $B=0$ (рис. 22). Поэтому здесь можно ожидать другие механизмы диссипации и нагрева, например двухпотоковую ионно-звуковую неустойчивость, для которой в эксперименте выполняются условия до и сверхзвукового режимов [51], а наблюдаемое эффективное торможение и термализация плазмы, а также высокая ионная температура получают естественное объяснение. Что же касается условия $T_e \ll T_i$, то оно выполняется локально во фронте волны и в зоне столкновения встречных потоков.

4.5.3. Тиринг и слияние в КТ

Тиринг-неустойчивость нейтрального слоя может развиваться в средней части конфигурации и особенно характерна для промежуточных режимов, когда не подавлены полностью каналы потерь, но организована задержка ударного возмущения. Эта неустойчивость ведет к дроблению и разрывам нейтрального слоя и к дальнейшему усилению потерь. Заметим, что измеренная при этом скорости диффузии антипараллельных полей $v_{\text{диф}} \sim c^2/4\mu_0 b \geq 10^6$ см/с согласуется с предположением об ионно-звуковом механизме сопротивления. В мягком режиме картина резко меняется: благодаря отсутствию вытянутого магнитного шлейфа и «плотному» полоидальному поршню ($B_{\perp} \sim B_{\parallel}$) достигается подавление описанного выше канала потерь. Более того, здесь торцевая (баллонная) область, по-видимому, играет обратную, стабилизирующую роль относительно диссипативных механизмов и тиринг-неустойчивости. Это может быть объяснено потоком тепла вдоль нейтрального слоя в центр из горячих торцевых зон в виде, например, тепловой волны, наблюдавшейся в сходных условиях в [52].

В контексте наблюдаемой стимулированной вязкости в КТ, а также с точки зрения проблемы воспроизводства топлива и замкнутого магнитного потока представляют интерес экспериментальные результаты по слиянию торков. В мягком баллонном режиме формирования сталкивающихся торков происходит их слияние за время $\sim l_S/v_{1,2}$ ($v_{1,2}$ — встречная скорость) и сложение энергии торков. В других условиях взаимодействие приобретает характер резкого кумулятивного удара с последующим продольным разлетом, потерей большей части замкнутого потока и полной энергии.

5. УДЕРЖАНИЕ И ПЕРЕНОСЫ В КТ

Термоядерное применение компактной тороидальной ловушки в значительной мере будет обусловлено ее качествами в отношении устойчивости и переносов. Если первоначально отношение к такого типа ловушек было полностью отрицательно [66], то после наблюдения длительной устойчивости тора ([6, 28], рис. 30) ситуация качественно изменилась. На первый план выдвинулись вопросы природы потерь и практического достижения максимальных времен удержания. С момента первых экспериментов продвижение по удержанию тора имеется, хотя оно, может быть, не столь значительно, как по другим параметрам КТ. На установке тор (ИАЭ) наблюдались времена удержания ~ 100 мкс. Это время ограничивалось, по-видимому, электротехническим временем затухания разрядного тока. Затем на установке FRX-C (LANL) было продемонстрировано рекордное время жизни ~ 300 мкс при начальной температуре

плазмы $T_e \approx T_i \approx 100$ эВ. Достижения при более высокой температуре несколько скромнее. Так, на установке TRX (MSNW) локальное «время жизни», определяемое по скорости спада параметров, например, замкнутого магнитного потока ($\tau_\psi \approx \approx \psi/\dot{\psi}$), составило $\sim 150\text{--}180$ мкс при $T \sim 0,3\text{--}0,4$ кэВ, а на

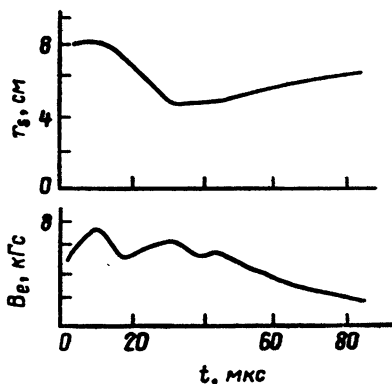


Рис. 30. Поведение радиуса сепаратрисы r_s и внешнего магнитного поля B_e в режиме удержания (установка БН)

установке тор при $T \sim 2$ кэВ наблюдалось, тоже локально (ввиду синусоидальной формы разряда), время $\tau_\psi \sim 200$ мкс. В американских и японских экспериментах реальное существование конфигурации в большинстве случаев прекращалось из-за развития вращательной неустойчивости, при которой неограниченно деформируется поперечное сечение вращающегося тора под воздействием центробежных сил. Это явление подробно исследовано теоретически [67, 68] и достигнуто понимание физики процесса и пороговых условий. В советских экспериментах такие неустойчивости не наблюдались. В [69] был предложен метод подавления вращательной неустойчивости с помощью мультипольного магнитного барьера. Этот метод, хотя и не предотвращает вращение, действительно ограничивает рост возмущений формы КТ и продлевает время его существования. Конечно, наиболее радикально было бы подавить само вращение. Этого можно достичь, по-видимому, на пути тщательной организации формирования и устранения сильных потерь на всех стадиях. В этом направлении ведутся работы в ИАЭ.

Экспериментальные данные по времени удержания плазмы пока еще недостаточно обобщены. В американских и японских работах предложен целый ряд скейлингов, которые описывают наблюдаемые зависимости времени жизни от условий эксперимента. Однако они не позволяют еще делать сколько-нибудь далеких экстраполяций для любых режимов формирования КТ, реализуемых в различных экспериментах. Поэтому следует с

осторожностью подходить к различным скейлингам, относящимся к конкретным условиям эксперимента.

По различным оценкам [55], сейчас, по-видимому, во всех экспериментах по КТ в θ -пинчевых схемах можно исключить заметное влияние излучательных потерь на время жизни плазмы. Сейчас считается, что основная причина, ограничивающая время жизни КТ в сегодняшних экспериментах (кроме вращения), это диффузионные потери замкнутого магнитного потока и частиц, обусловленные высоким сопротивлением плазмы. Соответствующие времена жизни потока и частиц τ_{ψ} и τ_N , а также энергетическое время τ_E оказываются близкими друг к другу [64]. Сопротивление плазмы должно иметь аномальную природу, т. к. классическая проводимость привела бы к значительно большим временам диффузии, чем наблюдается на эксперименте [64].

Существует гипотеза, объясняющая происхождение аномально высокого сопротивления развитием нижегибридной дрейфовой (НГД) неустойчивости. В [65] показано, что это предположение в сочетании с одномерной рейстректовой моделью внутренней структуры КТ приводит к следующей зависимости времени жизни от параметров плазмы (Лос-Аламосский скейлинг): $\tau \propto R^2/\rho$, где R — радиус магнитной оси тора, ρ — ларморовский радиус ионов, вычисленный по внешнему полю. Эта зависимость с коэффициентом 0,6 мкс/см согласуется с данными, полученными на установках FRX-B и C. Однако точки, отвечающие советским экспериментам, проведенным в баллонном режиме, и аналогичным экспериментам на установке TRX, в которых также использовался баллонный режим [64], лежат существенно выше Лос-Аламосского скейлинга. Напомним, что эксперименты в LANL выполнены в режиме X-точки с пассивной стимуляцией пересоединения.

Кроме того, данная модель противоречит экспериментальным данным, которые указывают на практически однородное распределение сопротивления по радиусу [64], в то время как по нижегибридной модели сопротивление должно быть велико вблизи сепаратрисы и мало около магнитной оси, где НГД неустойчивость «не работает».

Сейчас, по-видимому, нет оснований считать скейлинг LANL универсальным свойством КТ и можно надеяться, что оптимизация режима формирования даст существенный запас по отношению к этому скейлингу.

6. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КТ

Численное моделирование широко используется в исследованиях по КТ. Общей целью моделирования является предсказание конечной структуры КТ при различных начальных усло-

виях эксперимента и ее оптимизация. В то же время с помощью расчетов может быть получена детальная информация, зачастую недоступная для прямых измерений в экспериментах, а также возможность независимого анализа влияния различных факторов. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных позволяет наиболее полно и глубоко интерпретировать результаты эксперимента.

Построение сколько-нибудь полной модели поведения КТ, охватывающей весь процесс формирования, практически невозможно, поскольку это требует учета слишком большого количества факторов, многие из которых могут быть недостаточно хорошо известны. Поэтому здесь разумно поэтапное рассмотрение задачи. На разных стадиях формирования КТ можно выделить наиболее важные физические процессы («вмораживание» начального потока, инверсия с выносом плазмы к стенке, пересоединение встречных потоков на торцах и т. д.) и рассматривать их независимо, используя различные частные модели, в наибольшей степени соответствующие характеру этих процессов и цели исследования.

6.1. Двумерное МГД-моделирование

Простейшей моделью плазмы, позволяющей достаточно полно описать основные черты динамики формирования, равновесного состояния и транспортировки КТ, является двумерная магнитогидродинамическая модель. Примеры ее использования можно найти в [13, 22, 53, 21, 54]. Вопрос об условиях применимости МГД-модели рассматривается в [22].

Пересоединение и ударное сжатие. В работах [53, 54] проведено численное исследование управляемого пересоединения встречных потоков на торцах системы в режиме X-точки. При введении некоторого аномального сопротивления плазмы удается получить достаточно быстрое пересоединение (за времена, близкие к экспериментальным) и проследить последующую эволюцию тороида [54].

Если интересоваться только деталями волновых процессов при продольном сжатии, задачу можно еще упростить, как это сделано в [22]. Плазму можно считать идеально проводящей, поскольку на временах продольного схлопывания диффузией магнитного потока можно пренебречь, а в качестве исходной взять антипараллельную вытянутую замкнутую конфигурацию с узким нейтральным слоем. Рис. 31 представляет последовательные картины эволюции исходной структуры при постоянном внешнем потоке. Этот процесс носит характер волны, бегущей от торцов к середине камеры, причем за волной, как и следовало ожидать, происходит расширение сечения. Интересно отметить, что в данном случае переходная зона между невозмущенным и возмущенным состояниями выглядит прибли-

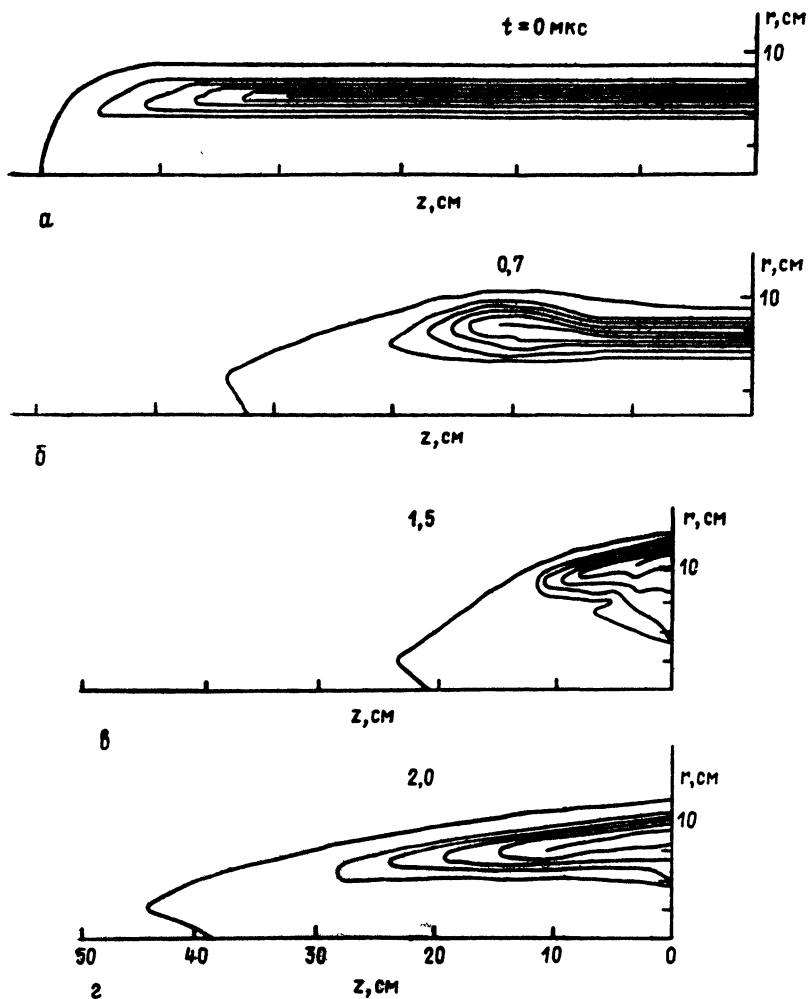


Рис. 31 (а, б, в, г). Расчет двумерной ударно-волновой релаксации антипараллельной конфигурации

зительно плоской. Рис. 32 относится к случаю, когда внешний магнитный поток меняется, как в эксперименте, в соответствии с током разряда. Здесь продемонстрировано последовательное появление в разных сечениях скачков диамагнитного сигнала D и оптической толщины nl , отвечающее распространению волнового возмущения. Наглядно виден нестационарный характер волны — нарастание амплитуды возмущений по мере распространения. Величина скачка диамагнитного сигнала заметно меньше ($D_1/D_2 \approx 1,2-1,5$), чем это следует из модели рейстрыка.

Вязкость плазмы, которая в данном расчете была единственным диссипативным механизмом, выбрана так, чтобы ширина фронта возмущения nl соответствовала наблюдаемой на эксперименте (рис. 16). При такой вязкости МГД-расчет предсказывает возникновение после кумуляции интенсивных, слабо затухающих колебаний плазмы, которые хорошо видны на рис. 32. В эксперименте, как уже отмечалось, таких колебаний не наблюдается. Измеренные осциллограммы $D(t)$ и $nl(t)$ оказываются близки к усредненному по колебаниям расчетному ходу этих величин (рис. 32). В тоже время на начальной стадии

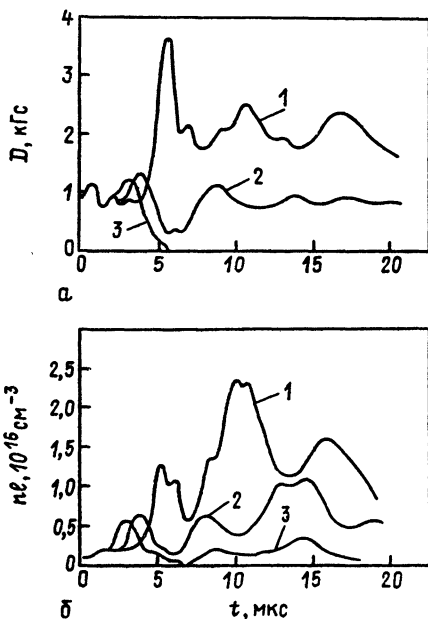


Рис. 32(а, б). Расчетные осциллограммы диамагнитного сигнала D и оптической толщины плазмы nl в различных сечениях камеры:
 1 — $z = 0$; 2 — $z = 18$ см; 3 — $z = 35$ см

распространения волн до момента кумуляции в центральном сечении расчет хорошо согласуется с экспериментом. Такое сопоставление показывает, что при столкновении встречных волн в центральном сечении происходит значительное увеличение вязкости плазмы, что приводит к быстрому затуханию колебаний. Возможно, использование гидродинамического приближения в этих условиях становится некорректным.

Эффективность нагрева плазмы при продольном ударном сжатии демонстрирует рис. 33. Здесь показан расчетный временной ход магнитной и тепловой энергии внутри сепаратрисы КТ при эволюции из начального состояния (рис. 31) в условиях

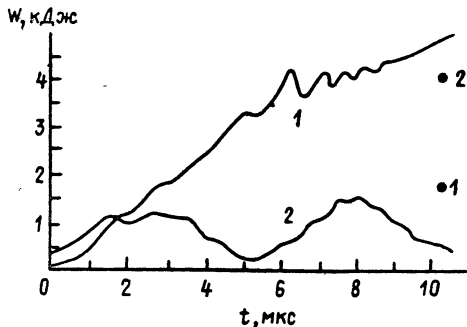


Рис. 33. Рост тепловой (1) и магнитной (2) энергий внутри сепаратрисы при ударном нагреве КТ. Точками указаны соответствующие значения энергий при радиальном ударном нагреве в θ -пинче с теми же параметрами энергетике

эксперимента на установке ТОР. Как видно, после ударного сжатия тепловая энергия становится основной в энергобалансе КТ. Для сравнения точками показаны значения магнитной и тепловой энергии при чисто радиальном сжатии плазмы (θ -пинч) при том же законе роста внешнего поля. Продольное сжатие существенно эффективнее радиального по переходу избытка магнитной энергии в тепловую.

Транспортировка. Магнитогидродинамическая модель КТ с успехом используется и для исследования транспортировки тороида [53, 21]. В [55] перемещение КТ в канал, диаметр которого меньше, чем в камере формирования, применяется для получения тороида с большим x_s , что, по предположению авторов, должно уменьшить диффузионный поток.

В [21] на основе той же простейшей МГД-модели исследовалось движение КТ в каналах с профилированными стенками и с неоднородным ведущим полем. Такие каналы в качестве составного элемента могут входить в двухкамерные термоядерные схемы на основе КТ (со схлопывающимся либо неподвижным лайнером). Найдены условия отражения и прохождения КТ через магнитную пробку. Эти данные необходимы для организации «мягкого» (т. е. без потерь) захвата тороида в камере удержания [14]. Исследованы также закономерности транспортировки КТ через канонические переходы между цилиндрическими участками разных диаметров.

Степень деформации внутренней структуры КТ при прохождении через неоднородности ведущего поля сильно зависит от их характерного размера. В случае резких неоднородностей, сравнимых с длиной КТ l_s , после прохождения (или отражения) возникают сильные колебания плазмы, причем кинетическая энергия плазмы в этих колебаниях сопоставима с тепловой энергией.

Управляемый старт волны. Значительный интерес представляет моделирование начальной фазы сжатия в профилированной камере (баллонный режим, см. рис. 13). Один из основных вопросов здесь — это вопрос о существовании равновесия исходной конфигурации в такой геометрии. Как показал расчет, получение достаточно длительных баллонных задержек τ_6 возможно лишь при определенном соотношении диаметров тора и камеры в баллонной и ударной частях. Так, при равных разомкнутых потоках в этих двух зонах $\psi_1 = \psi_2$ и относительном раздутии камеры и витков $r_{C2} \ll 1,25 r_{C1}$ наблюдается медленное по сравнению с альфеновской скоростью вытекание плазмы из расширенной части в направлении к среднему сечению. Достаточно длительное удержание исходной баллонной структуры возможно лишь при $r_{C2} = 1,5 r_{C1}$ ($\psi_1 = \psi_2 = \text{const}$). В этом случае, хотя и возникают колебания плазмы, регулярного течения вдоль оси не наблюдается. Траектории осевого движения торца плазменного тороида в описанных двух случаях изображены на рис. 34.

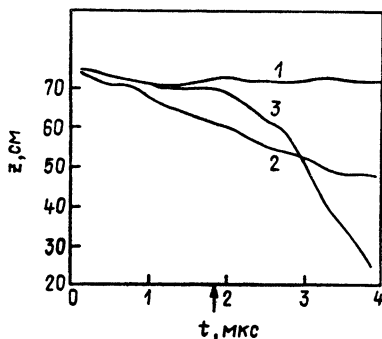


Рис. 34. Расчетные характеристики движения торца антипараллельной конфигурации в баллонном режиме в профилированной камере: 1 — постоянные одинаковые потоки $\psi_2 = \psi_1$ (радиус баллона $r_{S2} = 1,5 r_{S1}$); 2 — то же для $r_{S2} = 1,25$; 3 — управляемый старт продольного сжатия в момент, когда $\psi_2 = 1,5 \psi_1$ (стрелка)

Последняя конфигурация может быть выбрана в качестве исходной для инициирования старта продольного сжатия. Инициирование осуществлялось за счет нарастания магнитных потоков ψ_1 и ψ_2 с опережающим ростом ψ_2 (в расширенной ключевой зоне). Траектория движения торца плазмы в этом случае изображена на рис. 34. Как видно, в момент $t=2$ мкс происходит переход к продольному сжатию плазмы. В этот момент $\psi_2 = 1,5$, $\psi_1 = 3 \cdot \psi_2|_{t=0}$. Скорость сжатия после $t=2$ мкс оказывается порядка альфеновской. Эти результаты демонстрируют возможности управления моментом начала продольного сжатия в баллонном режиме.

«Гибридные» модели. МГД-модель достаточно хорошо опи-

сывает «грубые» эффекты динамики компактных торов. Однако, по крайней мере в условиях сегодняшних экспериментов, для описания некоторых более «тонких» явлений, в частности релаксации встречных потоков, деталей равновесия, устойчивости при большом ионном ларморовском радиусе ($R/\rho \sim 1$), этого приближения уже не достаточно. В настоящее время развиваются так называемые гибридные модели, в которых электроны рассматриваются по-прежнему как жидкость, а ионы — как отдельные частицы, движущиеся в самосогласованном электромагнитном поле [56]. Этот двумерный гибридный код был использован для моделирования вращательной неустойчивости КТ и дал более низкий порог ее возбуждения, чем следовало из теории [56].

6.2. Пристеночные явления при обращении внешнего поля

В экспериментах, которые по тем или иным причинам не используют магнитный барьер, плазма во время инверсии достигает стенки и вступает с ней в контакт. Поэтому представляет интерес численное исследование связанных с этим явлений (потери захваченного потока, деформация распределения плотности и др.).

Все пристеночные явления происходят в узком слое охлажденной плазмы [57]. Поэтому задачу можно считать одномерной. Если учесть сравнительную медленность процесса инверсии, то задачу можно еще упростить, сведя ее к исследованию равновесного стационарного потока плазмы на стенку при заданных полях внутри и вне плазмы [36]. Такой подход позволяет определить скорость потока плазмы на стенку, которая, как оказывается, зависит лишь от магнитного поля [36]. Это, в свою очередь, дает возможность оценить потери внутреннего потока при заданном законе измерения внешнего поля [38, 57]. Эти оценки, в целом, хорошо согласуются с экспериментом.

В условиях сегодняшних экспериментов потери потока не являются катастрофическими. Однако при переходе к более крупным установкам, большим магнитным полям и большим характерным временам разряда потери становятся недопустимыми [36] и роль магнитного барьера становится определяющей. Стеночные явления представляют интерес и для исследования инверсии при наличии барьерного поля, т. к. в случае мультипольного барьера плазма, по-видимому, все же может попадать на стенку в местах, где силовые линии барьерного поля выходят на стенку.

Тот же равновесный подход и приближение тонкого нейтрального слоя (где магнитное поле меняет направление) позволяет рассмотреть и дальнейшую эволюцию антипараллельной структуры вплоть до проявления существенно двумерных про-

цессов продольного сжатия. В [58] показано, что диффузия внутреннего потока в антипараллельной структуре на фазе радиального сжатия весьма чувствительна к количеству примесей в плазме. При наличии даже нескольких процентов углерода эволюция плазмы со встречными полями приобретает характер своеобразного радиационного коллапса, а внутренний поток полностью аннигилирует в течение нескольких микросекунд [50].

6.3. Моделирование процессов переноса в КТ

В последнее время появился целый ряд работ американских авторов, посвященных расчетам диффузии частиц и магнитного потока в КТ [59—61]. В них используются, как правило, весьма упрощенные модели структуры КТ. Это, по существу, одномерные модели (точнее, основанные на представлении о длинном рейстреке). При вычислении диффузионных потоков существенно используется интегральное условие, накладываемое требованием равновесия на радиальное распределение давления β (см. гл. 2). Температура считается однородной по сечению. В этом случае условие равновесия требует наличие резкого градиента плотности (и давления) плазмы у сепаратрисы. Это свойство в значительной степени определяет величину диффузионных потоков.

При выборе аномальной частоты электрон-ионных столкновений, соответствующей развитию нижнегибридной дрейфовой неустойчивости, времена диффузии, полученные из этих моделей, довольно близко согласуются с экспериментальными [64]. Однако по другим свойствам, в частности по зависимости потоков от длины тора, согласия нет. Возможно, это связано с недостаточной адекватностью модели рейстрека, существенно используемой в этих расчетах. Об этом уже упоминалось выше.

Имеющиеся сведения об исследовании эволюции КТ при наличии диффузионных и тепловых потоков с двумерным расчетом равновесной структуры [62] пока еще недостаточно полны.

Расчеты равновесия в КТ. О моделировании двумерных МГД-равновесных конфигураций типа КТ уже упоминалось в начале обзора. Добавим лишь, что такие расчеты сейчас довольно хорошо освоены. В работах [18, 63] поставлен вопрос о поиске равновесных конфигураций, которые были бы предельно устойчивы относительно желобковых возмущений. Такие конфигурации существуют, и их свойства исследованы [18, 65].

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования по КТ на сегодняшний день преодолели сложный и неустойчивый период становления и развития. Сейчас КТ превратился в признанное направление термоядерных исследова-

дований. Этот процесс в 1975—1980 гг. носил взрывообразный характер, когда за короткий период к работе по КТ присоединились буквально десятки новых центров в США и Японии. Сейчас можно говорить о результатах этой работы. Опробован очень широкий спектр различных идей по формированию КТ. Построена и экспериментально опробована концепция управляемого формирования компактных торов в импульсной схеме, продемонстрирован ряд других возможностей получения компактных конфигураций. Показана возможность длительного (в течение сотен альфвеновских времен) удержания компактных торов, развит метод ударного нагрева плазмы продольными волнами в области температур порядка килоэлектронвольт, продемонстрирована транспортировка КТ в цилиндрических и конических каналах. Наконец, имеется экспериментальный задел по трехмерному лайнерному сжатию компактного тора.

Экспериментальные данные дополнены результатами теоретических исследований и математического моделирования.

Какие проблемы стоят сейчас на повестке дня? Одна из главных — это, несомненно, увеличение времени жизни. Здесь необходимо дальнейшее накопление материала и продвижение к пониманию природы физических явлений, определяющих потери частиц и энергии из КТ. Увеличение времени жизни потребует перемещения КТ в камеру удержания с металлическими стенками и большим временем сохранения внешнего потока.

Другая задача — демонстрация возможности достижения в КТ диапазона температуры $T \sim 5 \div 10$ кэВ. В принципе, эта задача, по-видимому, может быть решена на уже существующих установках.

Серьезной представляется технологическая проблема, с которой, вероятно, придется столкнуться при увеличении энергетики установки. Она связана с обеспечением вакуумных условий и эрозией стенок при работа с диэлектрическими камерами.

В настоящее время теоретические сведения по устойчивости КТ носят отрывочный и разрозненный характер. По-видимому правильное понимание поведения КТ в отношении устойчивости потребует учета эффектов конечного ларморовского радиуса ионов. Потребуется развитие теории устойчивости, а также теории переносов в КТ.

Решение перечисленных задач позволит на реалистической основе прогнозировать условия, необходимые для создания термоядерного реактора — компактный тор.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шафранов В. Д. Равновесие плазмы в магнитном поле. «Вопросы теории плазмы». Под ред. Леонтовича М. А., 1963, вып. 2. М.: Атомиздат, 92—131
2. Bodin H. A. B. et al. «Nucl. Fusion», Suppl., Part 2, 1962, 511
3. Kolb A. C. et al. Confinement of High- β Plasma with Shear in a Hard

- Core Theta Pinch. Proc. 3 Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. Novosibirsk, 1968. IAEA, 1968, II, 567
4. *Bodin H. A. B. et al.* «Nucl. Fusion», Suppl., Part 2, 1962, 521
 5. *Eberhagen A., Grossman W.* «Zeitschrift für Physik», 1971, 248, № 2, 130
 6. *Еськов А. Г. и др.* Удержание плазмы в импульсной системе с компактной тороидальной конфигурацией. Труды 7 Европ. конф. по УТС и физике плазмы. Лозанна, 1975, 1, 55
 7. *Armstrong W. T. et al.* Initial operation on FRX-C. Proc. 4 Symp. on Phys. and Technol. Comp. Toroids. 1981, 57. LA-UR-81-3180
 8. *Hoffman A. L.* A Triggered—Reconnection Compact Toroid Experiment. MSNW Report 80-1144-3, 1980
 9. *Gollenbaum G. C. et al.* «Phys. Rev. Lett», 1980, 44, № 6, 393
 10. *Еськов А. Г., Куртмуллаев Р. Х. и др.* Ударный нагрев в тороидальных системах с вытянутым поперечным сечением. Труды 4 Европ. конф. по УТС и физике плазмы. Москва, 1973, 602
 11. *Jarboe T. et al.* «Phys. Rev. Lett.», 1980, 45, 1264
Turner W. C. et al. Formation of compact toroidal plasmas by magnetized coaxial plasma gun. Proc. 3d Symp. on Phys. and Technol. Comp. Toroids. 1980, 113
 12. *Yamada M. et al.* «Phys. Rev. Lett.», 1981, 46, 1188
 13. *Anderson D. V., Barnes D. C.* Numerical studies of the MHD Equilibrium, Stability and 3-D Evolution of Field-Reversed Plasmas (Mirror Theory Monthly», LLL, 1979, 3, 1
Harhed D. C., Hewett D. W., Lilliequist C. G. et al. Compact toroidal Plasmas: Simulations and Theory. 9th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Baltimore, 1982, IAEA-CN-41/M-2-2
Дрейзин Ю. А., Соколов В. П. «Физика плазмы». 1981, 7, вып. 4, 933
 14. *Еськов А. Г., Китаев М. И., Куртмуллаев Р. Х. и др.* Эксперименты на установке Тор—Лайнер. 10 Европ. конф. по УТС и физике плазмы. Москва, 1981, 1, L-5
 15. *Дрейзин Ю. А. и др.* Численное моделирование стационарных плазменных конфигураций с помощью вариационного подхода. Препринт ИПМ, 1979, № 104, Москва
 16. *Соснин Н. В., Фаворский А. П.* К расчету осесимметричных стационарных конфигураций плазмы. Препринт ИПМ, 1979, № 153, Москва
 17. *Головизнин В. М., Самарский А. А., Фаворский А. П.* Об одном вариационном принципе для уравнений адиабатической магнитной гидродинамики в смешанных эйлера-лагранжевых переменных. Препринт ИПМ, 1980, № 82, Москва
 18. *Беликов В. В., Головизнин В. М., Куртмуллаев Р. Х., Семенов В. Н.* Расчет квазисферического лайнерного сжатия компактного тороида. Препринт, ИАЭ — 3391/16, Москва
 19. *Семенов В. Н., Соснин Н. В.* Расчет характеристик равновесных состояний компактного плазменного тороида. «Физика плазмы», 1981, 7, вып. 2, 333
 20. *Еськов А. Г. и др.* Импульсная тороидальная система с автономной камерой удержания. 5 Междунар. конф. по физике плазмы и УТС. Токио, 1974, CN-33/E5
 21. *Еськов А. Г. и др.* Некоторые результаты развития программы «Компактный тор». Препринт ИАЭ-3826/7, 1983, Москва
 22. *Головизнин В. М. и др.* Численное моделирование ударного нагрева плазмы в компактном тороиде. Препринт ИАЭ-3656/7, 1982, Москва
 23. *Biskamp D.* «Nuclear Fusion», 1973, 13, 719
 24. *Алиханов С. Г. и др.* Развитие программы по ударным волнам без столкновений. 3 Междунар. конф. по физике плазмы и исследованиям в области УТС. Новосибирск, 1968, CN/24-A1
 25. *Burnett S. C. et al.* Proc. 4 Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Madison, 1971, 3, 201
 26. *Baker D. A. et al.* Proc. 4 Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Madison, 1971, 1, 203

27. *Еськов А. Г. и др.* Эксперименты по получению плазмы с большим β с помощью продольных ударных волн. Труды 4 Европ. конф. по УТС и физике плазмы. Москва, 1973, 1, 599
28. *Еськов А. Г. и др.* Закономерности нагрева и удержания плазмы в компактной конфигурации. Труды 7 Междунар. конф. по физике плазмы и исследованиям в области УТС. Инсбрук, 1978, 2, 187
29. *Китаев М. И. и др.* Газовый разрядник-кроубар. Препринт ИАЭ-4082/14, Москва, 1985
30. *Steinhauer L. C. et al.* A model for inferring transport rates from observed confinement times in field-reversed configurations. Preprint MSNW, 1984
31. *Siemon R. E., Armstrong W. T. et al.* 10 International Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Res. London, 1984, IAEA-CN-44/D-111-2
32. *Armstrong W. T., Linford R. K., Lipson J., Platts D. A., Sherwood E. G.* «Phys. Fluids», 1984, 24, 2068
33. *Okada S., et al.* Experimental Studies on FRC Plasma. Proc. 10th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys. Moscow, 1981, L-15
34. *Еськов А. Г. и др.* Формирование магнитной структуры и ее устойчивость в системах с магнитным барьером. 9 Европ. конф. по УТС и физике плазмы. Оксфорд, 1979, ДР-35, 128
35. *Green T. S., Newton A. A.* «Phys. Fluids», 1966, 9, 1386
36. *Кутузов М. И., Семенов В. Н., Стрижов В. Ф.* «Физика плазмы», 1981, 7, вып. 4, 943
37. *Еськов А. Г. и др.* Управляемое формирование компактной тороидальной плазмы с импульсным барьерным полем. 6 Междунар. конф. по физике плазмы и УТС. Берхтесгаден, 1976. Препринт ИАЭ-2750, Москва, 1976
38. *Беликов В. В. и др.* Подавление потерь в компактном торе с программно-формированным формированием магнитной структуры. 9 Международ. конф. по физике плазмы и УТС. Балтимор, 1982, IAEA-CN-41/M-6
39. *Куртмуллаев Р. Х., Малютин А. И., Семенов В. Н.* Реакторные аспекты термоядерной системы «Компактный тор» с автономной камерой горения. 2 Всесоюзн. конф. по инженерным проблемам т. я. реакторов. Ленинград, 1981, 1, 156
40. *Linford R. K. et al.* Field Reversal Experiments (FRX). Proc. 7 Int Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck, 1978, 2, 447. IAEA-CN-37/S-1-1
41. *Куртмуллаев Р. Х., и др.* Эксперименты на установке TOP в нейтронном режиме. Препринт ИАЭ-3400/7, Москва, 1981
42. *Малютин А. И., Ростовцев О. Л.* Оптический интерферометр для измерения малых плотностей плазмы. Препринт ИАЭ-3325/14, Москва, 1980
43. *Маркин А. И., Сосунов Ю. Б.* Особенности применения атомного анализатора для исследования плотной импульсной плазмы со сложной структурой. Препринт ИАЭ-3416/14, Москва, 1981
44. *Armstrong W. E. et al.* Driven Mirror Studies on FRX-A. LA-UR-79-1160, 1979
45. *Armstrong W. T., Linford R. K., Lipson J., Platts D. A., Sherwood E. G.* Field — Reversal Experiments, FRX-A and FRX-B Results. Proc. US — Japan Joint Symp. on Comp. Toroses and Energetic Injection, Princeton, 1979, 102
46. *Rej D. J., Armstrong W. T.*, «Nucl. Fus.», 1983, 24, № 2, 177
47. *Калыгин А. Г. и др.* Компактный тор: МГД устойчивость и внутренняя структура в процессе мощной компрессии. Труды 10 Европ. конф. по УТС и физике плазмы. Москва, 1981, 6
48. *Burton W. M., Wilson R.* Spectroscopic investigation of plasma containment in ZETA Proc. Phys. Soc. 1961, LXXVIII, 1416
49. *Богданов Б. Б. и др.* Баллонный режим и стимулированная вязкость в компактном торе. 12 Европ. конф. по УТС и физике плазмы. Будапешт, 1985, № 280
50. *Алинченков В. М., Конкашбаев И. К., Лопатко В. Б.* Турбулентная релаксация направленной энергии сверхзвуковых потоков плазмы в продольном магнитном поле. Препринт ИАЭ-3793/6, Москва, 1983

51. Березовский М. А., Петров И. В., Конкашбаев И. К., Рубенчик А. М. О турбулентной релаксации встречных плазменных потоков. ДАН СССР, 268, № 6, 1983
52. Золотовский О. А., Коротеев В. И., Куртмуллаев Р. Х., Семенов В. Н. Тепловая ударная волна в плазме. ДАН СССР, 171, № 3, 1971
53. Armstrong W. T., Milroy R. D. Numerical Modelling of FRC Translation on FRX-C. Proc. 5 Symp. on Phys. and Technology of CT. MSNW, 1982, 1
54. Pietrzuk Z. A. Numerical simulations of field-reversed θ -pinches. «J. Appl. Phys.», 1981, 52, № 1, 183
55. Stemon R. E., Armstrong W. T. et al. Theoretical Studies of Field-Reversed Configurations and Experimental Study of FRC During Translation. Proc. 10 Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., London, 1984. IAEA-CN-44/D-III-2
56. Harned D. S. Rotational Instabilities in the FRC: Results and Hybrid Simulations. Proc. 4 Symp. on Phys. and Technol. of CT. Livermore, 1982, 24
57. Armstrong W. T. et al. «Phys. Fluids», 1982, 25, № 11, 2121
58. Семенов В. Н., Стрижов В. Ф. Радиационное усиление диффузии встречных полей в нейтральном слое при формировании компактного тороида. «Физика плазмы», 1983, 9, № 2, 401
59. Klevans E. H. Proc. US — Japan Joint Symp. on Comp. Toruses and Energ. Particle Inject. Princeton, 1979, 135
- Steinhauer L. C. IEEE Int. Conf. on Plasma Science. Santa Fe, 1981, 5, 14 (IEEE Cat. No: 81CH1640-2-NPS)
- Tuszewski M., Linford R. K. «Phys. Fluids», 1982, 25, 765
60. Steinhauer L. C., Milroy R. D. and Hoffman A. L. Proc. 4 Symp. on Phys. and Technology of CT. Livermore, 1982, 47 (Report CONF-811087)
61. Hoffman A. L., Milroy R. D. «Phys. Fluids», 1983, 26, 3170
62. Byrne R. N., Grossman W. 2-D Transport Model for FRC Plasmas. Proc. 3 Symp. on Phys. and Technology of CT. Los-Alamos, 1980, 138
- Harned D. C., Hewett D. W. et al. Compact Toroidal Plasmas: Simulations and Theory. Proc. 9 Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Baltimore, 1982, IAEA-CN-41/M-2-2
63. Бабищев П. Н., Десярев Л. М., Дроздов В. В., Пошехонов Ю. Ю., Шафранов В. Д. О равновесных конфигурациях в компактных торах. «Физика плазмы», 7, № 5, 1981, 981
64. Slough J. T., Hoffman A. L. et al. Flux and Particle Lifetime Measurements in Field Reversed Configurations. Report MSNW, 1984. To be published in Nucl. Fus.
65. Hamasaki S., Krall N. A. Conf. Record. IEEE Int. Conf. on Plasma Science. Montreal, 1979, 5E10
66. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Атомиздат, 1980
67. Seyler C. E. «Phys. Fluids», 1979, 22, 2324
68. Steinhauer L. C. «Phys. Fluids», 1981, 24, 328
69. Minato T. et al. Experimental Studies of Confinement of Field-Reversed-Configuration Plasma. Proc. 9 Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Baltimore, 1982, IAEA-CN-41/M-3.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

соответствует рубрике 29.27 Рубрикатора ГАСНТИ

От редактора	3
<i>Л. Е. Захаров, С. В. Пугвинский. Основы оптимизации токамаков . . .</i>	4
<i>Р. Х. Куртмуллаев, А. И. Мамогин, В. Н. Семенов. Компактный тор</i>	80

Технический редактор *Г. И. Репкина*

Сдано в набор 18.11.85 Подписано в печать 19.12.85 Т-21492
Формат бумаги 60×90¹/₁₆. Бум. тип. № 2 Литературная гарнитура.
Высокая печать. Усл. печ. л. 8,5 Усл. кр.-отг. 8,69 Уч.-изд. л. 8,02
Тираж 500 Заказ 8598 Цена 1 р. 20 к.

Адрес редакции: 125219, Москва, А-219, Балтийская ул., 14. Тел. 155-44-33
Производственно-издательский комбинат ВИНТИ

140010, Люберцы, 10, Московской обл., Октябрьский просп., 403

О П Е Ч А Т К И

к ИНТ «Физика плазмы» т. 7, 1985 г.

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
14	7 св.	$P_s = mv_{\parallel} +$	$P_s = mv_{\parallel} r +$
14	11 св.	$= v_{20} =$	$= v_0^2 =$
22	4 св.	$v_i^* \gg$	$v_i^* \ll$
66	2 св.	$\frac{\rho_s \mathcal{L}'}{\mu}$	$\frac{\rho_s \mu'}{\mu}$
96	24 св.	Сциллак	Сцилла

Зак. 8598