

С. В. МИРНОВ

ФИЗИЧЕСКИЕ
ПРОЦЕССЫ
В ПЛАЗМЕ
ТОКАМАКА



ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ЦЕНТР

С. В. МИРНОВ

ФИЗИЧЕСКИЕ
ПРОЦЕССЫ
В ПЛАЗМЕ
ТОКАМАКА



МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1983

УДК 621.039.626 :533.92

Мирнов С. В. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА. – М.: Энергоатомиздат, 1983, с. 184.

Рассмотрены вопросы поведения плазмы в токамаках – замкнутых магнитных ловушках, где захват и удержание заряженных частиц обеспечиваются кольцевым электрическим током, текущим вдоль сильного тороидального магнитного поля.

Для научных работников. Может быть полезна преподавателям и студентам старших курсов плазменных специальностей.

Табл. 2. Рис. 84. Библиогр. 393.

Рецензент И. С. Шпигель

Сергей Васильевич Мирнов

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

Редактор *В. Н. Безрукова*

Художественный редактор *А. Т. Кирьянов*

Технический редактор *О. С. Быкова*

Корректор *С. В. Малышева*

Оператор *М. А. Панфилова*

ИБ № 465

Набор выполнен в Энергоатомиздате на Композере ИБМ-82. Подписано в печать 19.07.83. Т-15672. Формат 60х90 1/16. Бумага офсетная №1. Печать офсетная. Усл. печ.л. 11,5. Усл.кр.-отт. 11,88. Уч.-изд.л. 15,6. Тираж 731 экз. Заказ 3434. Цена 2р. 20к.

Энергоатомиздат, 113114 Москва М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография №9 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли

109033 Москва Ж-33, Волочаевская ул., 40

М 1704040000–555
051 (01)–83

Свод. пл. подписных изд. 1983

© Энергоатомиздат, 1983

ОГЛАВЛЕНИЕ

Наиболее употребительные обозначения	5
Предисловие	9
Глава 1. Токамак-реактор. Логика развития направления	11
1.1. Физические требования к реактору УТС	11
1.2. Магнитное удержание и термоизоляция плазмы	13
1.3. Реальные магнитные ловушки	16
1.4. Принципиальная схема процессов переноса в токамаках	17
Глава 2. Создание магнитной конфигурации токамака	22
2.1. Электромагнитная система токамака	24
а. Система продольного поля B_{θ}	24
б. Индуктор	26
2.2. Равновесие плазменного шнура	30
а. Силы, действующие по направлению R	30
б. Равновесие шнура внутри проводящего кожуха	33
в. Равновесие в реальных токамаках	36
2.3. Определение смещения шнура в токамаке	39
а. Схема эквивалентного кожуха	39
б. Измерение смещения шнура, окруженного кожухом	39
в. Определение интегральных параметров шнура по результатам зондовых измерений	42
2.4. Равновесие плазменного шнура по r . Вычисление β_J	43
2.5. Влияние поперечных магнитных полей на поведение шнура	45
2.6. Эволюция токового канала в процессе разряда	47
2.7. Дальнейшее развитие магнитной конфигурации токамака	50
а. Токамаки с предельным энергосодержанием плазмы	50
б. Удлиненные конфигурации. Перстеньки и дублеты	51
в. Диверторные конфигурации	53
Глава 3. Принципы организации плазменного шнура в токамаке	55
3.1. Ионизация и водородный обмен плазма-стенка	56
3.2. Практические следствия, вызываемые интенсивным водородным обменом	59
3.3. Роль диафрагмы в организации плазменного шнура	60
Глава 4. Конструкции разрядных камер и диафрагм	64
Глава 5. Организация чистого плазменного шнура	69
5.1. Возможные последствия присутствия в плазме многозарядных примесей	70
5.2. Представления о радиационных потерях плазмы	71
5.3. Влияние примесей на профиль температуры	75
5.4. Десорбция примесей с поверхности. Методы очистки камеры	78
5.5. Возможные механизмы эрозии в современных токамаках	81
5.6. Динамика поступления легких и тяжелых примесей	84
5.7. Практические способы уменьшения эрозии стенок в токамаках	87
5.8. Специфические каналы эрозии стенок реактора	90

5.9. Заключение. Модель плазменного шнура	92
Глава 6. Устойчивость плазмы в токамаке	95
6.1. Геометрия винтовых возмущений. Магнитные острова	95
6.2. Теоретические предпосылки развития винтовых不устойчивостей в токамаке	96
6.3. Феноменологическая диаграмма устойчивости	104
6.4. Свойства винтовых резонансных возмущений в токамаках	108
а. Частота МГД-возмущений	108
б. Динамика развития возмущений в начальной стадии разряда	110
в. Винтовые неустойчивости средней стадии разряда	114
г. Способы внешнего подавления винтовых возмущений	121
д. Заключение. Модель винтовой неустойчивости	123
6.5. Неустойчивость срыва	124
а. Неустойчивость внутреннего срыва	126
б. Модель внутреннего срыва	127
в. Влияние неустойчивости внутреннего срыва на режим разряда	128
г. Предсрыв и срыв	130
д. Внутренняя структура предсрыва	132
е. Внутренняя структура срыва	134
ж. Модель срыва	137
Глава 7 Перенос тепловой энергии и частиц в токамаке	139
7.1. Поведение τ_E в токамаках	140
7.2. Исследование ионной термоизоляции	145
а. Формула Арцимовича для T_i	146
б. Метод инжекции нейтралов, ВЧ и адиабатические способы нагрева плазмы	148
в. Термоизоляция ионов в области редких столкновений	152
7.3. Диффузия плазмы	156
7.4. Исследование электронной термоизоляции	158
7.5. Функция распределения электронов. "Убегающие" электроны	163
7.6. Электропроводность плазмы и поведение примесей	169
Глава 8. Заключение	174
Список литературы	177

НАИБОЛЕЕ УПОТРЕБИТЕЛЬНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

n_k	– плотность частиц, m^{-3} , сорта k (электронов – e , нейтральных атомов – n , ионов H, D, T и многозарядных ионов примесей – Z)
$n_{k,19}$	– плотность в долях $10^{19} m^{-3}$
$v_k \parallel, \perp$	– средняя тепловая скорость частиц, $m \cdot c^{-1}$ (\parallel – вдоль и \perp – поперек магнитного поля)
m_k	– масса частиц сорта k , кг
$1,6 \cdot 10^{-19} Z_k$	– электрический заряд частиц сорта k , Кл
F_k	– сила, действующая на частицу сорта k , н
$p_k = 1,6 \cdot 10^{-19} n_k T_k$	– парциальное давление частиц сорта k , Па, (n/m^2)
$E_k \parallel, \perp = 10^{-8} \frac{A_k v_k^2 \parallel, \perp}{2}$	– энергия, эВ, частиц сорта k (\parallel – вдоль и \perp – поперек магнитного поля)
$A_k = m_k / m_H$	– масса частицы сорта k , приведенная к массе протона m_H
u_k	– направленная скорость частиц сорта k , $m \cdot c^{-1}$
$j_k = 1,6 \cdot 10^{-19} n_k Z_k u_k$	– плотность электрического тока, переносимого частицами сорта k , A/m^2
J_p	– ток разряда, А
B_z, θ	– индукция продольного магнитного поля в цилиндре (z) и торе (θ), Тл
θ	– азимутальный угол по большому обходу тора
φ	– азимутальный угол по малому обходу тора
B	– магнитное поле тока (полоидальное), Тл
$B \{B_\theta, B_\varphi\}$	– винтовое магнитное поле
R	– большой радиус тора, м
b	– радиус медного кожуха, м
a	– малый радиус шнура, м
$V = 2\pi^2 R a^2$	– объем шнура, m^3
r	– текущий малый радиус, м
$\epsilon = r/R$	– безразмерный радиус
$v_{kD} = 1,04 \cdot 10^{-8} \frac{A_k}{Z_k B \theta R} (v_k^2 \parallel + \frac{v_k^2 \perp}{2})$	– скорость дрейфа заряженной частицы сорта k поперек магнитного поля $B \theta$, $m \cdot c^{-1}$
$\rho_{k,\theta,\varphi} = 1,04 \cdot 10^{-8} \left(\frac{v_k A_k}{Z_k B \theta, \varphi} \right)$	– ларморовский радиус заряженной частицы в магнитном поле $B \theta, \varphi$, м
$\omega_{ck} = 9,6 \cdot 10^7 \frac{Z_k}{A_k} B$	– циклотронная частота вращения в поле B , Гц
$\nu_{kk} = 1/\tau_{kk} \equiv \nu_k$	– частота столкновений частиц сорта k , Гц

q – стр 17

v_{ei} $D_{\perp, \parallel}$ $q_{e, i \perp, \parallel}$ $\kappa_{e, i \perp, \parallel}$

$$\chi_{e, i \perp, \parallel} = \frac{\kappa_{e, i \perp, \parallel}}{2,4 n_{e, i 19}}$$

$$\lambda_{pk}(r) = 1,6 \cdot 10^{-19} \sum_k n_k(r) T_k(r)$$

 $\langle \rangle_r$

$$\beta_J = 8\pi \frac{\langle p \rangle_a}{[B_{\varphi}(a)]^2} 10^{-7}$$

$$\beta = 8\pi \frac{\langle p \rangle_a}{B_{\theta}^2} 10^{-7}$$

$$W = W_{\parallel} + W_{\perp}$$

 $V_p(t)$ $V_{p0}(t)$ $P_{o, n}$ $\tau_{E, \tau_{Ee, i}}$ Q_e τ_p τ_{pZ}

$$L_{вн} = 2 \ln b/a$$

 l_i

$$10^{-7} l_i^* J_p$$

 $\sigma_{\parallel, \perp}$

$$\langle \sigma \rangle_a = 2R / \langle R_p \rangle_a a^2$$

$$\tau_{ск} \approx \langle \sigma \rangle_a a^2 \cdot 10^{-7}$$

 $\Delta_{Г, в}$ $\Delta_0(a)$ $\delta_0(r)$

- частота электрон-ионных столкновений, Гц
- коэффициент диффузии плазмы поперек и вдоль поля B , $m^2 \cdot c^{-1}$
- плотности поперечного и продольного тепловых потоков, уносимых по электронному (e) и ионному (i) каналам, $Вт \cdot m^{-2}$
- коэффициент электронной и ионной теплопроводности, $Вт \cdot эВ^{-1} \cdot m^{-1}$
- коэффициенты электронной и ионной температуропроводности, $m^{-2} \cdot c^{-1}$
- длина свободного пробега частицы сорта k
- давление плазмы, Па
- знак усреднения величины по области радиуса r
- среднее давление плазмы, приведенное к давлению магнитного поля B_{φ}
- среднее давление плазмы, приведенное к давлению поля B_{θ}
- полная погонная плазменная энергия (1 см длины шнура), W_{\parallel} – ее продольная компонента и W_{\perp} – поперечная, Дж $\cdot m^{-1}$
- измеряемая величина электрического разрядного напряжения на обходе тора, В
- электрическое напряжение на оси шнура, В
- мощность омического нагрева, Вт
- энергетическое время жизни плазмы и отдельно ее электронной и ионной компоненты, с
- количество электронов, поступающих в шнур в 1 с за счет ионизации нейтральных атомов и ионов
- диффузионное время жизни плазмы (электронов), с
- диффузионное время жизни ионов с зарядом Z , с
- внешняя погонная индуктивность плазменного шнура в долях 10^{-7} гн $\cdot m^{-1}$
- внутренняя погонная индуктивность плазменного шнура
- погонный магнитный поток поля B_{φ} , заключенный внутри шнура
- электропроводность вдоль и поперек магнитного поля, Ом $^{-1} \cdot m^{-1}$
- усредненные электропроводность и сопротивление плазмы (R_p), Ом $^{-1} \cdot m^{-1}$
- характерное скин-слоевое время в цилиндрической геометрии, с
- Горизонтальное (Γ) и вертикальное ($в$) смещения плазменного шнура относительно центра кожуха, м
- равновесное смещение шнура в идеальном кожухе, м
- смещение внутренних магнитных поверхностей относительно центра кожуха, м

δ_K	– толщина кожуха, м
d	– радиус диафрагмы, м
a^*	– размер горячей области шнура, м
$\delta^* = d - a^*$	– условная толщина стабилизирующего слоя
$J_{\perp}(y)$	– плазменный ток, поперечный полю B , замыкающийся через диафрагму, А
$B_{\perp y}$	– магнитное поле, поперечное направлению тока J_p , растягивающее (+) и сжимающее (–) плазменный виток, Тл
$B_{\perp x} \equiv B_R$	– горизонтальная компонента поля B_{\perp}
β_{\perp}	– поперечное магнитное поле, проникшее в объем кожуха, Тл
U_{\pm}	– разность показаний магнитных зондов
U_{\pm}	– сумма показаний магнитных зондов
B_{y0}	– магнитное поле, необходимое для равновесия шнура, Тл
Δ_T	– сдвиг наружу "нулевой" точки разности показаний двух зондов в торе, м
L_{φ}	– периметр поперечного сечения шнура, м
L_{θ}	– длина плазменного витка, м
$l_y, l_x \equiv l_R$	– полуоси сечения эллиптических шнуров, м
$K = l_y/l_R$	
n_B	– показатель спада $B_y \sim R^{-n_B}$
$I_{H\beta}$	– интенсивность свечения линий $H\beta$ (по лучу)
N_n	– полное число горячих нейтральных атомов, в шнуре
$a_{iZ} = n_Z / (n_D + n_T + n_H)$	} – относительное содержание примесей с зарядом Z в шнуре
$a_{eZ} = n_Z / n_e$	
$Z_{эф} = (1 + \sum_Z a_{iZ} Z_i^2) / (1 + \sum_Z a_{eZ} Z_i)$	– эффективный заряд плазмы
$Q_{\gamma Z}$	– расчетное значение мощности излучения на ионах, примесей, Вт · м ⁻³
$S_k(E_k)$	– коэффициент распыления под ударами частиц сорта k
$\langle S \rangle_E$	– усредненное значение S по энергетическому распределению нейтральных атомов
$\varphi_L = \frac{T_e}{2} \ln \frac{m_i}{2\pi m_e} \approx 3T_e$	– ленгмюровский потенциал, В
R_Z	– коэффициент возврата (рециклинга) в шнур примесей, выходящих на диафрагму и стенку
$\tau_B = \frac{2 \cdot 10^{13} T_e^{3/2}}{n_e} A_i$	– время выравнивания электронных и ионных температур, с
$\tilde{b}_{\varphi, r}$	– возмущения по φ и r магнитного поля тока J_p , Тл
$\lambda_{\parallel, \perp}$	– продольная и поперечная длина возмущений $\tilde{b}_{\varphi, r}$, м
n, m	– продольное и поперечное азимутальные числа
$k_{\parallel} = n/R, k_{\perp} = m/a$	– продольное и поперечное волновые числа возмущений $\tilde{b}_{\varphi, r}$, м ⁻¹
$q(r) = B_{\theta r} / B_{\varphi}(r) R$	– запас устойчивости
r_s	– радиус резонансной (сингулярной) поверхности, где $q(r_s) = m/n$, м
W_m	– поперечная ширина острова номера m , м

$$\Theta = \frac{B\varphi(r)}{B\theta} \frac{r}{q} \left| \frac{dq}{dr} \right|$$

$$v D\varphi = \frac{T}{B\theta} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr}$$

$$\xi < j > r$$

$$f(\Delta\varphi)$$

$$W_{\varphi} = \langle \tilde{b}_{\varphi}^2 \rangle_i [1 - f(\Delta\varphi)]$$

$$\omega_{\mathcal{E}}$$

$$\omega^*$$

$$\tilde{X}$$

$$\Delta X$$

$$X_{I \div IV}$$

$$U_{1 \div 4}$$

$$E_{0.6}$$

$$E_{б.г}$$

$$T_{в.б}$$

$$N_{б}$$

$$J_0$$

$$\Delta J_{б}$$

$$T_{пз}$$

$$C = V^{\max} / V^{\min}$$

$$\Delta r_k$$

$$Q_{\text{синхр}}$$

$$\eta$$

$$r_c$$

$$\mathcal{E}_k = 4 \cdot n_{e19} (10^3 / T_e)$$

$$t_k$$

$$\hat{N}_e$$

$$\hat{E}_{e\parallel}$$

$$P_X / N_e$$

$$Q_{\text{торм}}$$

$$Q_{\text{рек}}$$

$$\gamma(T_e) = Q_{\text{рек}} / Q_{\text{торм}}$$

$$\Gamma_k$$

$$8$$

— шир.

— скорость градиентного дрейфа электронов, м·с⁻¹

— условное смещение элемента объема шнура

— средняя плотность тока внутри магнитной поверхности радиуса r , А·м⁻²

— коэффициент пространственных корреляций возмущений \tilde{b}_{φ}

— круговая частота наблюдаемых возмущений \tilde{b}_{φ} , с⁻¹

— круговая частота вращения плазмы в поле \mathcal{E}_r , с⁻¹

— круговая частота дрейфового движения по φ , с⁻¹

— флюктуации рентгеновского сигнала

— изменения рентгеновского сигнала в срыве и предсрыве

— рентгеновские сигналы по разным хордам

— комбинации сигналов $X_{I \div IV}$

— начальная энергия быстрых ионов, эВ

— граничная энергия быстрых ионов (выше нее энергия при торможении иона передается в основном электронам), эВ

— время релаксации энергии быстрых ионов, с

— полное число захваченных быстрых ионов

— ток инжекции, с⁻¹

— электрический ток быстрых ионов, захваченных в шнур, А

— время существования быстрых ионов в плазме до перезарядки, с

— коэффициент адиабатического сжатия

— отклонение частиц сорта k от исходной магнитной поверхности, м

— мощность синхротронного излучения, Вт·м⁻³

— параметр синхротронного излучения

— коэффициент отражения синхротронного излучения от стенок

— критическое поле, В/м

— время ухода основной массы электронов в ускорительный режим, с

— полное число "убегающих" электронов в объеме l м длины шнура

— средняя энергия убегающих электронов, эВ

— отношение мощности мягкого рентгеновского излучения из центра к полному числу электронов в центре — мера "рентгеновской мишени"

— интенсивность тормозной части континуума, Вт·м⁻³

— интенсивность рекомбинационной части континуума, Вт·м⁻³

— поток частиц сорта k поперек поля B

ПРЕДИСЛОВИЕ

Термоядерные исследования пользуются традиционной популярностью у научно-технической общественности нашей страны. Интерес к ним становится тем более конкретным, чем отчетливее видно их приближение к практической цели – созданию энергетических устройств на базе реакции синтеза дейтерия и трития. И это естественно – освоение нового источника энергии требует совместных усилий, изобретательности, предприимчивости многих специалистов различных отраслей науки и техники.

Как видятся сегодня реальные перспективы создания реактора управляемого термоядерного синтеза (УТС)? Предлагаемая книга призвана отчасти дать ответ на этот вопрос. Она посвящена поведению плазмы в токамаках – замкнутых магнитных ловушках, где захват и удержание заряженных частиц обеспечиваются кольцевым электрическим током, текущим вдоль сильного торoidalного магнитного поля.

В настоящий момент такие плазменные ловушки наиболее перспективны по сравнению с другими с точки зрения получения УТС с положительным энерговыделением.

При всей относительности сегодняшних оценок не вызывает сомнения, что уже на существующем техническом уровне возможно создание демонстрационного токамака-реактора. Более того, соответствующие системы уже сооружаются в разных странах, и первые из них должны вступить в строй в середине 80-х годов.

По инициативе советских ученых под эгидой Международного агентства по атомной энергии создается проект международного термоядерного реактора-токамака ИНТОР.

Разумеется, вопрос экономической целесообразности токамаков-реакторов остается пока неясным. Не исключено, что в дальнейшем им предстоит испытать конкуренцию со стороны, например, открытых магнитных ловушек или систем инерционного синтеза. Во всяком случае, от демонстрационного до энергетического реактора предстоит пройти трудный отрезок пути, в ходе которого должны быть решены многочисленные конструкционные, материаловедческие и технологические задачи.

Основная цель этой книги – помочь специалистам смежных областей науки и техники, а также студентам плазменных специальностей физических и инженерно-физических факультетов составить общее представление о характере физических процессов, протекающих в современных токамаках, без чрезмерного углубления собственно в физику плазмы, а именно, оставаясь в объеме известных книг академика Л. А. Арцимовича: "Управляемые термоядерные реакции" [1] и "Что должен знать каждый физик о плазме" [2]. Предпочтительнее отдано описанию и систематизации новых экспериментальных фактов. Теоретические концепции, привлекаемые для их объяснения, излагаются, по возможности, конспективно. Автор руководствовался при этом двумя соображениями. Во-первых, интересующийся читатель может обратиться к специальным обзорам и оригинальным статьям, где соответствующие вопросы рассмотрены наиболее полно и компетентно, и, во-вторых, доступное изложение почти всех основных теоретических концепций было сделано ранее Л. А. Арцимовичем в его обзорах: "Замкнутые плазменные конфигурации" [3] и "Установки токамак" [4], а также в более позднем обзоре Г. Фюрта [5] и в коллективной

работе американских авторов [6]. Таким образом, предлагаемая книга становится естественным продолжением этой серии обзоров*.

Автор старался избегать и другой крайности — детального описания методов измерения плазменных параметров, полагая, что в случае необходимости читатель найдет их в обширной литературе, посвященной диагностике высокотемпературной плазмы [7–12].

В итоге основной упор был сделан на то новое, что стало известно за последние годы, прежде всего на результаты, касающиеся: взаимодействия плазма–стенка, макроскопической устойчивости плазменного шнура и термоизоляции плазмы, т. е. на вопросы, непосредственно связанные с реализацией идеи демонстрационного токамака-реактора. В соответствии с этим строится изложение материала. Его принцип — движение от общепризнанных представлений к еще не сложившимся окончательно. Такое движение сопряжено с риском ошибки и тем отличается от принципов учебника.

Книга не представляет собой исторического очерка, поэтому автор заранее приносит свои извинения за возможные неточности приоритетного характера, допущенные в ходе изложения. Это же относится к выбору иллюстраций. Как правило, предпочтение отдавалось материалу, полученному в ходе экспериментов на отечественных токамаках Т-3 и Т-4.

Автор глубоко признателен своим товарищам по работе, сотрудникам Отделения физики плазмы ИАЭ им. И. В. Курчатова: В. А. Абрамову, И. Б. Семенову, В. А. Вершкову, В. С. Муховатову, Л. Е. Захарову и А. П. Попрядухину, а также И. С. Шпигелю за плодотворные обсуждения, критические замечания и предложения, оказавшие ему серьезную помощь в подготовке книги.

Автор приносит благодарность А. Б. Михайловскому, побудившему его приняться за эту работу, и Е. Н. Макаровой, без помощи которой она не была бы завершена.

* По всему комплексу вопросов следует рекомендовать также обзор: Муховатов В. С. Токамаки. — В кн.: Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 1, ч. 1. Москва: ВИНТИ, 1980, с. 6–118.

ТОКАМАК-РЕАКТОР. ЛОГИКА РАЗВИТИЯ НАПРАВЛЕНИЯ

Прогресс в развитии физики и техники УТС создал в последние годы реальные предпосылки для разработки и сооружения энергетических устройств на основе D-T-синтеза, которые могли бы занять достойное место в системе большой энергетики.

Важное упрощение требований к плазменной части реактора УТС связано с идеей использования делящихся материалов в контуре утилизации его нейтронного потока (бланкета) [13].

Такой комбинированный, гибридный реактор фактически приближается к обычному реактору-размножителю, но с независимым источником быстрых нейтронов (14 МэВ). Правда, одновременно он наследует серьезный недостаток реактора-размножителя – повышенную радиационную опасность. Если, однако, решиться на создание такого реактора УТС, то оказывается, что необходимые для него параметры плазмы почти достигнуты в современных экспериментах и, вероятно, будут превышены с запасом на вступающих в строй токамаках.

Сформулируем основные физические требования к плазменной части чистого и гибридного реакторов.

1.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ К РЕАКТОРУ УТС

Напомним, что энергетическая основа УТС – акт D-T-синтеза – сопровождается рождением α -частицы с энергией 3,5 МэВ и нейтрона с энергией 14 МэВ. (Температура и энергия частиц будут везде далее измеряться в эВ, 1 эВ = 11600 К.)



В случае максвелловского распределения частиц скорость этой реакции быстро растет с ростом температуры плазмы T вплоть до 60 кэВ, затем наступает ее пологий спад.

Полное число D-T-реакций в единичном объеме, м^3 , можно представить как $\mathcal{K} n_D n_T T^\gamma = \mathcal{K} n_e^2 T^\gamma / 4$, где $n_D = n_T = n_e / 2$ – концентрации дейтронов, тритонов и электронов соответственно, м^{-3} . В диапазоне изменения температуры плазмы от 7 до 20 кэВ γ примерно равно 2, а коэффициент $\mathcal{K} = 1,1 \cdot 10^{-12} (\text{КэВ})^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^3$. Значение γ увеличивается при меньших температурах и падает при больших. Таким образом, в указанном диапазоне температур нейтронный выход меняется примерно пропорционально квадрату плотности тепловой энергии плазмы $4,8 \cdot 10^{19} n_e T$, Дж·м³.

Если задаться целью получить максимальный энергетический выход D-T-реакции при минимальном значении $n_e T$ (именно такая оптимизация необходима в системах с магнитным удержанием), то температура плазмы должна оставаться в пределах 7–20 кэВ.

Очевидно, что энергетический выход нужно сравнивать с мощностью полных энергетических потерь (или нагрева) плазмы из соответствующего объема V . Сюда относятся потери за счет теплопроводности, диффузии, излучения и т. д. В общем виде их можно представить как $4,8 \cdot 10^{-19} n_e T V / \tau_E$, где τ_E – величина, имеющая размерность времени, – полное энергетическое время удержания плазмы. (Если потери по ионному и электронному каналам различаются, вводят понятия энерги-

ческого времени жизни ионов и электронов $\tau_{Ei} \tau_{Ee}$ в отдельности.) Баланс энергии будет достигнут, если

$$3n_e T V / \tau_E = 17,58 \cdot 10^3 V \frac{\mathcal{K}}{4} n_e^2 T^2$$

или

$$n_e \tau_E = 12 / (\mathcal{K} T \cdot 17,58 \cdot 10^3). \quad (1.2)$$

Учитывая, что температура T практически фиксирована, легко получить универсальное выражение для условий работы реактора УТС с положительным выходом

$$n_e \tau_E = \text{const.}$$

Идея самоподдерживающегося реактора предполагает, что энерговыделение заряженного продукта реакции α -частиц точно скомпенсирует энергетические потери плазмы. Тогда, как известно (критерий Лоусона)

$$n_e \tau_E \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}. \quad (1.3)$$

Нейтронный поток в варианте "чистого" реактора предполагается замедлять в литийсодержащем бланкете, что обеспечивает воспроизводство трития и получение тепловой энергии с последующим преобразованием его в электроэнергию. Для литиевого бланкета выделение тепловой энергии составит около 20 мэВ на исходный нейтрон 14 МэВ, а для урансодержащего, гибридного – может достичь 200 МэВ.

Если отказаться от идеи самоподдерживающейся реакции и использовать часть полученной электроэнергии на нагрев плазмы (например, с помощью инжекции нейтральных частиц), то минимальное $n_e \tau_E$ может снизиться с применением литиевого бланкета до $6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^*$, а в гибридном варианте – до $2 \cdot 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$.

Это уже совсем близко к экспериментально полученным значениям. Так, на токамаке *Alcator* (CIII-A) уже уверенно достигают $n_e \tau_E > 10^{19} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$ [14], правда, при температуре плазмы всего лишь 1 кэВ.

Уровень необходимых температур снижается, если воспользоваться идеей двухкомпонентного реактора – устройства, в котором реакция синтеза идет не между ионами горячей плазмы, а между энергичным ионным пучком и сравнительно холодной плазменной мишенью. Эффективность такого устройства будет определяться скоростью торможения пучка на мишени. В частности, в случае обычной твердотельной мишени (электросинтез) эффективность УТС низка из-за быстрого кулоновского охлаждения ионов на холодных электродах.

Однако при температуре электронов плазменной мишени выше 4–5 кэВ вероятность кулоновского торможения быстрых ионов с энергией $E_{\bar{\nu}} = 100 \div 200$ кэВ оказывается всего лишь на 2–2,5 порядка выше вероятности D–T-синтеза. Это, в принципе, позволило бы осуществить реакцию с положительным энерговыделением, например, на пучке быстрых ионов дейтерия, введенных в относительно холодную тритиевую плазму. Ограничение накладывается только на электронную температуру T_e , она должна быть не ниже 4–5 кэВ. Заметим, что уже достигнутые максимальные значения T_e также близки к этому пределу. Максимальная температура электронов, полученная на современных токамаках, составляет около 4 кэВ.

Каковы конкретные пути получения максимальных $n\tau$? Очевидно, для этого можно поступать двояким образом. Либо увеличивать концентрацию плазмы, так делают, например, в установках инерционного синтеза, сжимая плазму до сверхплотного состояния путем лазерного нагрева, либо увеличивать τ путем захвата плазмы в различные электромагнитные ловушки.

Цель инерционного синтеза – термоядерный микровзрыв. Он связан с решением ряда специфических задач и лежит далеко от нашей темы, мы оставим его в стороне.

* Анализ Лоусона, строго говоря, касался только этого случая, критерий (1.3) был получен в более поздних работах.

1.2. МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ И ТЕРМОИЗОЛЯЦИЯ ПЛАЗМЫ

В основе идеи магнитного удержания и термоизоляции плазмы лежит способность магнитного поля ограничивать поперечные движения заряженных частиц. А именно, при его наложении траектории частиц превращаются в спирали, навитые на магнитные силовые линии. Радиус спиралей – известный ларморовский радиус:

$$\rho_{kz} = \frac{v_{k\perp} m_k}{Z_k e B_z} = 1,04 \cdot 10^{-8} v_{k\perp} A_k / Z_k B_z \quad (1.4)$$

в м; k – индекс сорта частиц, а z – индекс компоненты магнитного поля; $v_{k\perp}$, m_k , $Z_k e$ – скорость поперек магнитного поля, $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$, масса, кг, и заряд, Кл, частицы сорта k ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл); B_z – продольная составляющая индукции магнитного поля, Тл, а $A_k = m_k / m_H (v_{k\perp} = 1,4 \cdot 10^8 \sqrt{T_k / A_k}, v_{\parallel k} = 10^4 \sqrt{T_k / A_k})$.

Поперечные движения спиралей (дрейфы) относительно силовых линий возможны либо при искривлении последних, тогда скорость дрейфа

$$v_{kD} = 1,04 \cdot 10^{-8} \frac{A_k}{Z_k B_z R} (v_{k\parallel}^2 + v_{k\perp}^2 / 2) \quad (1.5)$$

(R – радиус искривления, $v_{k\perp, \parallel}$ – компоненты v_k поперек и вдоль B_z), либо под действием на частицы поперечной силы $F_{k\perp}$, Н, тогда

$$v_{kD} = F_{k\perp} / e B_z = 6,10^{18} F_{k\perp} / B_z. \quad (1.6)$$

Частным случаем такой силы может стать сила трения, возникающая при столкновениях частиц разного сорта. (При столкновениях частиц одного сорта их центр тяжести не смещается и направленное движение не возникает.)

После столкновения частицы разного сорта смещаются поперек поля не более чем на величину ρ_{kz} , представляющую собой эффективную длину свободного пробега поперек поля. Вдоль поля движение происходит обычным образом. В условиях реактора ρ_{kz} для ионов составляет миллиметры, а для электронов – малые доли миллиметра. Пробеги же вдоль поля достигают нескольких километров.

Заполним плазмой бесконечно длинный цилиндр радиуса a , ориентированный вдоль поля B_z . Если частота электрон-ионных столкновений ν_{ei} мала, такой магнитный цилиндр мог бы удерживать градиент поперечного давления плазмы ∇p , пока оно не превысит давления магнитного поля $B_z^2 / 8\pi \cdot 10^{-7}$, т. е. бесконечный цилиндр мог бы стать плазменной ловушкой. Учет электрон-ионных столкновений приведет к расплыванию, диффузии плазмы поперек B_z .

Известно, что в одномерном случае коэффициент диффузии D частиц, смещающихся между столкновениями на расстоянии Δx , можно выразить в простом виде:

$$D = (\Delta x)^2 \nu / 2 \quad (1.7)$$

$$(\nu = \nu_{ei} = \nu_{ee} \equiv \nu_e).$$

Для коэффициента диффузии вдоль магнитного поля получаем обычное выражение:

$$D_{\parallel} = \lambda_k^2 \nu / 2 = v_k^2 / 2\nu \quad (1.8)$$

в $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; $\lambda_k = v_k / \nu$ – длина свободного пробега, м, частицы сорта k .

Для коэффициента поперечной диффузии (двумерный случай)

$$D_{\perp} = \rho_{kz}^2 \nu / 4. \quad (1.9)$$

Соответственно отношение коэффициентов диффузии

$$D_{\parallel} / D_{\perp} \approx (\omega_{ck} / \nu)^2, \quad (1.10)$$

где $\omega_{ck} = 9,6 \cdot 10^7 Z_k B_z / A_k$ – ларморовская частота вращения заряженных частиц в поле B_z .

Условие магнитного удержания $D_{\parallel} \gg D_{\perp}$ эквивалентно тогда $\omega_{ck}^2 \gg \nu^2$ – известному условию замагничности плазмы. Именно с такой плазмой мы будем иметь дело в дальнейшем. Теплопроводность ее вычисляется аналогично диффузии с заменой частоты столкновений разноименных частиц на частоту столкновений одноименных. Следуя С. И. Брагинскому [15], выпишем в абсолютными коэффициентами ра-

диальные и продольные плотности тепловых потоков, возникающих в замагниченной цилиндрической плазме.

Плотность теплового потока, Вт/м², поперек B_z по электронному каналу

$$q_{e\perp} = -\kappa_{e\perp} \nabla T_e, \quad (1.11)$$

где коэффициент теплопроводности электронов поперек B_z в Вт·эВ⁻¹·м⁻¹

$$\kappa_{e\perp} = 1,2 \cdot 10^{-37} n_e T_e / m_e \omega_{ce}^2 \tau_e = 3,7 \cdot 10^{-19} n_e \rho_{ez}^2 / \tau_e$$

Плотность теплового потока вдоль B_z по электронному каналу

$$q_{e\parallel} = -\kappa_{e\parallel} \nabla_{\parallel} T_e, \quad (1.12)$$

где соответствующий коэффициент теплопроводности

$$\kappa_{e\parallel} = 8 \cdot 10^{-38} n_e T_e \tau_e / m_e.$$

Плотность теплового потока поперек B_z по ионному каналу

$$q_{i\perp} = -\kappa_{i\perp} \nabla_{\perp} T_i, \text{ где } \kappa_{i\perp} = 5,1 \cdot 10^{-38} n_i T_i / m_i \omega_{ci}^2 \tau_i = 1,6 \cdot 10^{-19} n_i \rho_{iz}^2 / \tau_i. \quad (1.13)$$

Плотность теплового потока вдоль B_z по ионному каналу

$$q_{i\parallel} = -\kappa_{i\parallel} \nabla_{\parallel} T_i, \quad (1.14)$$

где $\kappa_{i\parallel} = 1 \cdot 10^{-37} n_i T_i \tau_i / m_i$.

$$\tau_e = \frac{3,5 \cdot 10^{10}}{\Lambda/10} \frac{T_e^{3/2}}{Z_i n_e}; \quad (1.15)$$

$$\tau_i = \frac{3 \cdot 10^{12}}{\Lambda/10} \left(\frac{A_i}{2} \right)^{1/2} \frac{T_i^{3/2}}{Z_i^3 n_e}, \quad (1.16)$$

где τ_i, τ_e в с.

Для $T_e > 10$ эВ

$$\Lambda = 31 - 1,15 \lg n_e + 2,3 \lg T_e \quad (1.17)$$

(далее везде будем полагать $\Lambda = 15$).

Иногда вместо $\kappa_{e,i}$ оперируют коэффициентом температуропроводности $\chi_{e,i} = \kappa_{e,i} / n_{e,i} 2,4 \cdot 10^{-19}$ — величиной, имеющей размерность коэффициента диффузии — м²·с⁻¹ и характеризующей "диффузию тепла". Тогда $q_{e,i} = 2,4 \cdot 10^{-19} \chi_{e,i} \nabla T_{e,i} = 2,4 \chi_{e,i} n_{e,i} \nabla T_{e,i}$ ($n_{e,i} = n_{e,i} \cdot 10^{-19}$ м⁻³).

Эту систему мы дополним выражением для коэффициента электропроводности σ_{\parallel} (формула Спитцера):

$$\sigma_{\parallel} = 2\sigma_{\perp} = \frac{1,76 \cdot 10^{13}}{\Lambda/10 Z_i} T_e^{3/2} \text{ в ед. СГСЭ или в Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}; \quad (1.18)$$

$$\sigma_{\parallel} = \frac{2 \cdot 10^3}{\Lambda/10 Z_i} T_e^{3/2}$$

[если $Z_i \neq 1$, коэффициент 1,76 в (1.18) заменяется на 2 при $Z_i = 2$, на 2,4 при $Z_i = 4$ и на 3 при $Z_i = \infty$].

Приведенные выражения позволяют сделать ряд замечаний относительно характера переноса тепловой энергии и частиц поперек и вдоль магнитного поля в замагниченной плазме.

Их первая особенность состоит в том, что перенос вдоль поля затрудняется по мере роста частоты столкновений, в то время как поперечный перенос — результат столкновений — растет пропорционально частоте.

Далее, основной тепловой поток вдоль поля переносится электронами в силу их высокой подвижности. Напротив, тепловой поток поперек поля должен переноситься ионами из-за их большего ларморовского радиуса.

Сложнее обстоит дело с диффузией. Она должна носить так называемый амбиполярный характер. Дело в том, что если одна из заряженных компонент станет уходить на стенку быстрее, чем другая, в плазме начнет накапливаться объемный заряд противоположного знака и возникнет электрическое поле, выравнивающее потоки. В частности, электроны стремятся быстро уйти вдоль магнитного поля на торцы цилиндра. Это приведет к возникновению вблизи торцов амбиполярного падения напряжения (ленгмюровского слоя), ускоряющего ионы и тормозящего электроны. Каким по величине будет этот потенциал? Он должен зависеть от электронной эмиссии торцов. Если эмиссия мала, легко показать, что ионный и электронный потоки сравняются при потенциале, V ,

$$\varphi_L = \frac{T_e}{2} \ln \frac{m_i}{2\pi m_e} \approx 3T_e \quad (1.19)$$

Рост электронной эмиссии торцов может понизить потенциал до уровня T_e . Дальнейшее понижение ограничится объемным зарядом эмиттируемых электронов, известным "законом $3/2$ ".

Полный амбиполярный потенциал должен снижать поток тепла на торцы примерно на порядок. Уменьшение его восстанавливает электронную теплопроводность вдоль B_z .

Заметим, что амбиполярный потенциал играет, по-видимому, важную роль в процессах, которые протекают в тени диафрагмы токамака.

Диффузия поперек поля амбиполярия по своей природе: сила электрон-ионного трения, которой она вызвана, действует одинаково на ионы и электроны, а потому их скорости дрейфа наружу равны. Казалось бы, что источников возникновения электрического потенциала нет.

Однако радиальное электрическое поле может возникнуть. Дело в том, что в равновесном состоянии градиенты электронного и ионного давления должны были бы удерживаться электронным и ионным поперечными токами j_k ($\nabla p_k = j_k \perp B_z$). Это означает, что обе компоненты должны иметь противоположно направленные дрейфовые скорости по φ . Ионы менее подвижны. Всякое их преимущественное торможение (трение о ионы примесей, нейтралы и т. д.) проявится в том, что они сместятся наружу относительно электронов. В итоге возникнет электрическое поле $\mathcal{E}_r = -\nabla p_i / n_i e$, как бы удерживающее градиент ионного давления. Более подвижные электроны компенсируют уменьшение поперечного тока, т. е. удержание ионов будет осуществляться реально через электронный газ [1]. При этом центральные области плазменного шнура окажутся заряженными отрицательно относительно границы. Как мы увидим позже, такая ситуация наблюдается практически.

Сравним количественно продольный и поперечный тепловые потоки в магнитном цилиндре длиной L и радиусом a . Будем считать, что продольная теплопроводность определяется электронами, а поперечная ионами. Рассмотрим предельный случай: приравняем полные тепловые потоки, протекающие через торцы ($\nabla \parallel T_e \kappa_e \parallel 2\pi a^2$), и боковую поверхность цилиндра ($\nabla \perp T_i \kappa_i \perp 2\pi a$). Пусть температура $T_i = T_e = T$ спадает линейно по r и L , тогда

$$a/L \approx \sqrt{\kappa_i \perp / \kappa_e \parallel}.$$

Задаемся примерными параметрами реактора: $T = 10$ кэВ, $n_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $B_z = 3$ Тл. Отсюда найдем $a/L = 5 \cdot 10^{-8}$. В подобных условиях ρ_{iz} для дейтерия составляет 0,6 см. Пусть $a = 10\rho_{iz} = 6$ см, тогда $L = 10^3$ км, т. е. при всех сколько-нибудь реальных размерах цилиндра продольный тепловой поток всегда будет доминировать над поперечным.

Можно оценить, какой длины должен быть такой реактор, чтобы удовлетворять критерию Лоусона ($\tau_E \approx 1$ с). Оценка дает то же совершенно нереальное значение — 10^5 км. Увеличивая B_z до 10–20 Тл, можно было бы укоротить L до 100–20 км, что, однако, не спасло бы положения.

Этот простой пример демонстрирует нам, как велика продольная теплопроводность плазмы и сколь совершенна должна быть магнитная ловушка, отвечающая реакторным требованиям.

1.3. РЕАЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Основная задача, которая должна быть решена в любой магнитной ловушке, — эффективное подавление продольной теплопроводности плазмы. Этого добиваются несколькими способами, либо создавая различного рода отражающие торцы, либо исключая их замыканием магнитных силовых линий в кольцо.

Напомним, что простейшим отражателем плазмы является само магнитное поле. Когда заряженная частица движется вдоль магнитной силовой линии, обязан сохраняться ее поперечный адиабатический инвариант: $m_k v_k^2 \sqrt{2B_z} = E_{k\perp}/B_z$. Но одновременно должна сохраняться и ее полная энергия $E_k = E_{k\perp} + E_{k\parallel}$. Если частица движется в область растущего магнитного поля, E_{\perp} будет возрастать за счет E_{\parallel} вплоть до $E_{\perp} = E_k$. В этой точке частица остановится ($E_{\parallel} = 0$) и отразится назад. В прямой магнитной трубке с отражающими торцами частица могла бы существовать сколь угодно долго. Однако даже слабое искривление силовых линий неминуемо приведет к поперечному дрейфу (1.5) и уходу ее наружу.

Главный бич зеркальных (открытых) ловушек — столкновения. Они приводят к изотропизации энергии, увеличению E_{\parallel} и уходу частиц на торцы. Максимальные $n_e T_e$, достигнутые к настоящему времени на подобных установках, составляют $1-3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$. Однако существуют предложения по электростатическому запираению торцов. Часть их уже реализуется.

Казалось бы, проблема торцов устраняется при замыкании магнитного цилиндра в тор. К сожалению, тут же выступают на первый план поперечные дрейфы, связанные с искривлением силовых линий (1.5). Соответствующие скорости v_{kD} будут направлены перпендикулярно полю B_z и его градиенту ∇B_z (поле B_z мы заменим в торе $B\theta$), т. е. по вертикали. Знак их будет зависеть от заряда частиц. Таким образом, электроны и ионы устремятся со скоростями v_{kD} из плазменного кольца. Ловушка окажется безнадежно испорченной.

Например, если стенки ее сделаны из диэлектрика, на их верхней и нижней частях начнется быстрое накопление электрических зарядов разного знака. В объеме плазмы возникнет электрическое поле \mathcal{E}_{\perp} , которое вызовет дрейф всего плазменного шнура наружу (по R) со скоростью

$$v_D' = 10^4 \mathcal{E}_{\perp} / B\theta \quad (1.20)$$

($v_D' - \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$; \mathcal{E}_{\perp} — напряженность электрического поля, В/м). Оценки показывают, что средняя величина v_D' всего лишь на 1–2 порядка ниже тепловых скоростей разлета плазмы.

Несколько лучше обстоит дело, если стенки ловушки изготовлены из металла. Электрические заряды будут тогда замыкаться и не создавать поля \mathcal{E}_{\perp} в ее объеме, а дрейф частиц — восприниматься как распад плазмы с характерным временем

$$\tau_p = 4B\theta Ra/T. \quad (1.21)$$

Если учесть, что в реальных тороидальных установках отношение $R/a \approx 3 \div 5$, это время почти совпадает с характерным временем так называемой бомовской диффузии

$$\text{здесь } (D_B = \frac{1}{16} \frac{T_e}{B\theta}, \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1});$$

$$\tau_B \approx 10 \frac{B\theta}{T_e(0)} a^2, \quad (1.22)$$

где $T_e(0)$ — максимальное значение в центре шнура.

Бомовская диффузия наблюдалась в плазменных установках неоднократно и стала своеобразной мерой аномального турбулентного переноса плазмы при развитии неустойчивостей.

Оценим минимальный размер реактора на базе простого тора (1.21). Если $B\theta = 5 \text{ Тл}$, $n_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и $R/a = 5$, минимальное значение a должно составить 15 м. Сооружение подобного устройства остается пока за пределами технических возможностей.

Этот размер можно существенно уменьшить, придав тороидальному магнитному полю вращательное преобразование. Его идея состоит в том, чтобы заставить магнитную силовую линию не только много раз обходить тор, но еще и навиваться на него. Тогда она будет проходить попеременно через его нижнюю и верхнюю части, как бы объединяя их между собой. Электропроводность горячей плазмы вдоль магнитного поля превышает электропроводность металла. Это позволяет электрическим зарядам, ранее замыкавшимся через стенки, растекается внутри шнура, т. е. заряженные частицы оказываются вовлеченными в замкнутые дрейфовые движения внутри тора без прямого выхода на стенку.

Как реально осуществляется вращательное преобразование в торе? Известно несколько способов. Первый, идеологически самый простой — поместить вдоль поля $B\theta$ на оси тора кольцевой проводник с током. Суперпозиция его поля $B\varphi$ и поля $B\theta$ создаст необходимую винтовую геометрию. Такие системы получили название левитронов. К сожалению, создание внутреннего кольца с током встретило серьезные технические трудности. Механические подпорки, которые поддерживали бы его, оказались неприемлемы — вибранные ими возмущения вызвали появление своеобразных конвективных ячеек и резкий рост переноса поперек магнитного поля. Потребовалось сделать кольцо сверхпроводящим, как бы парящим в вакууме. Такое усложнение ограничило практическое распространение левитронов.

Другой, достаточно определенный метод организации вращательного преобразования — введение его извне либо наложением дополнительной мультипольной винтовой обмотки, либо путем винтовой деформации обмоток тороидального поля.

Установки этого типа называются стеллараторами, торсотронами и гелиотронами. Они широко распространены в лабораторной практике. Некоторые полученные на них результаты мы обсудим ниже.

Наконец, последний метод, самый очевидный в техническом исполнении, хотя и не вполне однозначный в интерпретации, — создание вращательного преобразования электрическим током J_p , текущим непосредственно по плазме вдоль поля $B\theta$. Неоднозначность состоит в том, что ток, протекая по плазме, одновременно нагревает ее, т. е. изменяет ее макроскопическое состояние. Правда, этот недостаток становится преимуществом при исследовании поведения горячей плазмы — не требуется привлечения сложных методов дополнительного нагрева.

Соответствующий класс тороидальных установок с током и получил название токамаков.

Заметим, что наиболее крупные стеллараторы часто работают в комбинированном режиме с токовым нагревом. В таком качестве их можно рассматривать как токамаки с дополнительным вращательным преобразованием.

1.4. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В ТОКАМАКАХ

Основной параметр, характеризующий магнитную конфигурацию токамака, — так называемый запас устойчивости:

$$q(r) = B\theta r / B\varphi(r)R. \quad (1.23)$$

Он допускает простую геометрическую интерпретацию: именно столько оборотов вдоль тора (по θ) следует сделать магнитной силовой линии, чтобы завершить один оборот вокруг плазменного шнура (по φ). Угол сдвига силовой линии по φ после одного оборота называют углом вращательного преобразования ι . Таким образом,

$$\iota \equiv 2\pi / q. \quad (1.24)$$

Иногда его измеряют в долях 2π и тогда обозначают ι либо μ .

Практика экспериментальных исследований плазмы в замкнутых системах установила, что вне зависимости от конкретного способа создания вращательного преобразования плазмы обнаруживает сходное поведение в условиях равных q или суммарных ι .

Какой выигрыш можно ожидать от применения вращательного преобразования в замкнутых системах?

Выберем для примера некоторую магнитную силовую линию и проследим за ее поведением при многократном обходе вдоль тора.

Пусть этой линии соответствует какое-то иррациональное значение q . (В токамаках q пробегает непрерывно все значения от 1 в центре шнура до 2–5 на периферии.)

После достаточно большого числа оборотов выбранная силовая линия опишет некоторую пространственную кривую, которая в пределе будет стремиться к поверхности, получившей название магнитной поверхности. В поперечном сечении она должна быть близка к окружности.

Высокая эффективность процессов переноса вдоль поля приближает магнитные поверхности к поверхностям равного давления (изобары) и температуры (изотермы). Правда, точный предел не достигается. Дрейфовые движения, практически замкнутые в условиях вращательного преобразования, должны приводить к небольшому отклонению заряженных частиц от магнитных поверхностей. Масштаб отклонения порядка $\rho k \theta q$. Это означает, что после столкновения частица может перейти на новую поверхность, смещенную от прежней на расстояние $\rho k \theta q$, т. е. коэффициенты переноса должны возрасти по сравнению с цилиндрическим случаем в q^2 раз. Как было показано точно В. Д. Шафрановым [16], наиболее интересующая нас поперечная ионная теплопроводность должна увеличиваться в $1+1,6q^2$ раз. Увеличение диффузии в q^2 раз было впервые предсказано Пфиршем и Шлютером [17] для стеллараторов. Если учесть, что реальное q составляет 2–3, ожидаемая ионная теплопроводность должна возрасти примерно на порядок.

К сожалению, это не единственный механизм увеличения переноса в торе.

Наши предыдущие рассуждения неявно предполагали, что частоты столкновений велики, а длина свободного пробега каждой из заряженных частиц мала по сравнению с длиной магнитного цилиндра. В торе появляется новый характерный размер — отрезок силовой линии, связывающий верх и низ тора, примерно равный Rq . Из-за тороидального характера поля ($B_\theta \propto 1/R$) заряженная частица, движущаяся вдоль силовой линии, попеременно попадает то в область меньшего, то в область большего поля. Если длина ее свободного пробега $\lambda \ll Rq$, модуляция поля не влияет существенно на движение частицы. Однако, если $\lambda \parallel Rq$, в движении ее возникают элементы, характерные для ловушек с магнитными пробками: она может отразиться от области с повышенным полем B_θ на внутреннем обводе тора. Поперечная проекция траектории таких частиц, запертых в тороидальном поле, имеет характерный вид "бананов" (рис. 1, а).

Заметим, что в предельном случае заряженные частицы с только поперечной компонентой скорости могли бы беспрепятственно выдрейфовать из шнура на стенку. Однако вклад таких частиц в общий перенос плазмы незначителен.

Если частоты столкновений становятся малы, диффузия и теплопроводность плазмы должны определяться группой запертых частиц. Дело в том, что столкновения, переводящие частицы из запертых в пролетные и наоборот, вызывают теперь их смещения на расстояния порядка ширины банана. Эта величина составляет $2\rho k \theta q \epsilon^{-1/2}$, где $\epsilon = r/R$.

Если учесть, что, во-первых, для перевода запертых частиц в пролетные достаточно очень малого поворота вектора скорости (на угол порядка ϵ) и, во-вторых, что доля запертых частиц составляет $\sqrt{2\epsilon}$ от n_e , то по аналогии с (1.7) можно вычислить коэффициент диффузии плазмы в области редких столкновений

$$D \approx D_e = \left(\frac{\rho_e \theta q}{\sqrt{\epsilon}} \right)^2 \frac{v_e}{\epsilon} \sqrt{\epsilon} = \rho_e^2 \theta q^2 \epsilon^{-3/2} v_e, \quad (1.25)$$

т. е. полная диффузия усиливается в $\epsilon^{-3/2}$ раз по сравнению со случаем частых столкновений. Множитель $\epsilon^{-3/2}$ обычно оказывается в пределах 5–10. Тот же множитель появляется и при коэффициенте поперечной теплопроводности.

Эти представления были развиты впервые А. А. Галеевым и Р. З. Сагдеевым [18–22] и легли в основу так называемой неоклассической модели переноса в замкнутых системах. Далее они дополнялись и уточнялись многими авторами [23–28]*. Остановимся на этой модели подробнее.

* По этим вопросам может быть рекомендован обзор: Коврижных Л. М. Неоклассическая теория процессов переноса в тороидальных магнитных ловушках. — В кн.: Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 3. М.: ВИНТИ, 1982, с. 239–281.

Вся шкала частот соударений может быть разбита в токамаках на три условные области: область редких столкновений, область частых и промежуточная.

Наибольший интерес для реакторных приложений представляет область редких столкновений (ее называют областью Галева – Сагдеева или бесстолкновительной). Она располагается на шкале частот от 0 до $\nu_k \epsilon^{3/2} / Rq = \nu_{1k}$ – характерной частоты обхода банановой траектории. Область частых столкновений (ее называют областью Пфирша–Шлютера) лежит от ν_k / R и выше. Промежуточная область получила название "плато". В этой области перенос не обнаруживает явной зависимости от частоты столкновений. Качественный ход коэффициентов переноса изображен на рис. 1, б. Условные области обычно характеризуют "параметром столкновительности" – $\nu_k^* = \nu_k / \nu_{1k}$.

Учитывая, что к вопросам переноса в торе нам придется обращаться неоднократно в дальнейшем, выпишем, следуя А. А. Галеву и Р. З. Сагдееву [20], количественные выражения для плотности диффузионных Γ_r и тепловых потоков q_r с учетом термомодифицированных явлений (щелены, содержащие множители dT/dr).

Область редких столкновений $0 < \nu_k^* < 1$ ($0 < \nu_k < \nu_k \epsilon^{3/2} / Rq$):

$$\Gamma_r = - \frac{n_e \rho_e^2 \theta q^2 \epsilon^{-3/2}}{\tau_e} \left\{ 1,1 \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{d \ln n_e}{dr} - 0,42 \frac{d \ln T_e}{dr} - 0,17 \frac{T_i}{T_e} \frac{d \ln T_i}{dr} \right\}; \quad (1.26)$$

$$q_{er} = - \frac{1,6 \cdot 10^{-19} n_e T_e}{\tau_e} \rho_e^2 \theta q^2 \epsilon^{-3/2} \left\{ 1,2 \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{d \ln n_e}{dr} + 0,7 \frac{d \ln T_e}{dr} - 0,2 \frac{T_i}{T_e} \frac{d \ln T_i}{dr} \right\}; \quad (1.27)$$

$$q_{ir} = - \frac{1,3 \cdot 10^{-19} n_e T_i}{\tau_i} \rho_i^2 \theta q^2 \epsilon^{-3/2} \frac{d \ln T_i}{dr} + 2,1 \cdot 10^{-19} T_i \Gamma_r. \quad (1.28)$$

Промежуточная область $1 < \nu_k^* < \epsilon^{-3/2}$ ($\nu_k \epsilon^{3/2} / Rq < \nu_k < \nu_k / Rq$):

$$\Gamma_r = - \frac{n_e \rho_e^2 \theta q}{R/\nu_e} \left\{ 0,5 \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{d \ln n_e}{dr} + 0,75 \frac{d \ln T_e}{dr} + 0,75 \frac{T_i}{T_e} \frac{d \ln T_i}{dr} \right\}; \quad (1.29)$$

$$q_{er} = - \frac{1,6 \cdot 10^{-19} T_e n_e \rho_e^2 \theta q}{R/\nu_e} \times \left\{ 1,5 \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{d \ln n_e}{dr} + 3,6 \frac{d \ln T_e}{dr} + 2,3 \frac{T_i}{T_e} \frac{d \ln T_i}{dr} \right\}; \quad (1.30)$$

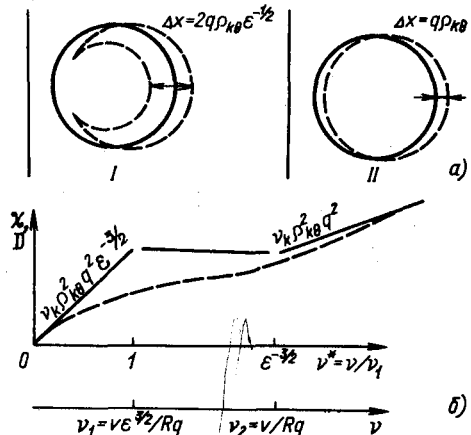


Рис. 1. Дрейфовые орбиты запертых (*I*) и пролетных частиц (*II*) (*a*) и схема поведения коэффициентов переноса в торе (пунктир – точная зависимость от ν) (*б*)

$$q_{ir} = - \frac{2,1 \cdot 10^{-19} T_i n_e \rho_{i0}^2 q}{R/\nu_i} \frac{d \ln T_i}{dr} + 4,8 \cdot 10^{-19} T_i \Gamma_r. \quad (1.31)$$

Область частых столкновений $\nu_i^* > \epsilon^{-3/2} (\nu_k > \nu_k/Rq)$:

$$\Gamma_r = - \frac{n_e \rho_{e0}^2 q^2}{\tau_e} \left\{ 0,12 \frac{d \ln T_e}{dr} + 0,66 \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{d \ln n_e}{dr} + \right. \\ \left. + 0,66 \frac{T_i}{T_e} \frac{d \ln T_i}{dr} \right\}; \quad (1.32)$$

$$q_{er} = - \frac{1,6 \cdot 10^{-19} n_e T_e}{\tau_e} \rho_{e0}^2 q^2 \left\{ 1,4 \frac{d \ln T_e}{dr} - 0,54 \frac{d \ln n_e}{dr} - \right. \\ \left. - 0,54 \frac{T_i}{T_e} \frac{d \ln T_i}{dr} \right\}; \quad (1.33)$$

$$q_{ir} = - \frac{1,6 \cdot 10^{-19} n_i T_i}{\tau_i} \rho_{i0}^2 q^2 \left(1,6 + \frac{1}{q^2} \right) \frac{d \ln T_i}{dr}. \quad (1.34)$$

Неоклассическое выражение для электропроводности σ_{HK} [6] для всех трех областей:

$$\sigma_{HK} / \sigma \approx 1 - \frac{1,4 \epsilon^{1/2}}{1 + \nu_e^* \cdot 0,2 (3 + Z_i)} \quad (\epsilon \geq 1,3), \quad (1.35)$$

где

$$\nu_e^* = \frac{qR \sqrt{2}}{\nu_e \tau_e} \epsilon^{-3/2}, \quad (1.36)$$

τ_e, τ_i находятся согласно (1.15), (1.16).

В более поздних работах были найдены выражения, описывающие поведение коэффициентов переноса непрерывным образом во всей области частот столкновений. К сожалению, в такой записи они теряют наглядность, хотя передаются значительно точнее в промежуточной области столкновений. Например, коэффициент поперечной ионной теплопроводности может быть записан в виде [26]

$$\kappa_{ir} = 1,5 \cdot 10^{-39} \frac{A_i^{1/2}}{\sqrt{T_i}} \frac{n_e q^2}{B_0^2} \epsilon^{-3/2} \left[\frac{1}{1 + 1,03 \nu_i^*{}^{1/2} + 0,31 \nu_i^*} + \right. \\ \left. + \frac{\epsilon^3 \cdot 1,76 \nu_i^*}{1 + 0,74 \nu_i^* \epsilon^{3/2}} \right]. \quad (1.37)$$

В пределе при $\nu_i^* \rightarrow 0$ соответствующий тепловой поток приближается к (1.28), а при $\nu_i^* \rightarrow \infty$ к (1.34).

Приведенная система, строго говоря, не полна. Она, в частности, не учитывает присутствия в плазме многозарядных примесей и Γ_{re} -электродиффузию [21, 28] — дрейф запертых частиц к центру в скрещенных продольном электрическом поле E_θ

и пол E_φ $\left[\Gamma_{re} = \frac{2,44 \cdot 10^4 E_\theta \epsilon^{1/2} n_e}{B_\varphi (1 + 0,85 \nu_e^*)} \right]$.

Тем не менее уже на основании ее можно сделать ряд качественных заключений о характере переноса, ожидаемого в торе с вращательным преобразованием.

Обратимся сначала к наиболее важной для реактора бесстолкновительной области. Если отвлечься от числового коэффициента $\epsilon^{-1/2}$, процессы переноса в этой области полностью определяются $\rho_{k\theta}^2 \epsilon^{-1/2} \equiv \rho_{k\varphi}$, т. е. полем тока V_{φ} аналогично тому, как они определялись в цилиндре полем V_z . В современных экспериментах поле V_{φ} примерно на порядок меньше $B\theta$ ($q = 2 \div 3$). Таким образом, поперечный перенос должен идти на два порядка интенсивней, чем в цилиндре с полем $B\theta$. Казалось бы, его можно ослабить, наращивая J_p . Однако эта возможность ограничена. Дело в том, что коль скоро запас устойчивости q вблизи края шнура снизится до 3 или 2, поверхность плазмы разбивается на винтовые жгуты (винтовая неустойчивость), что ведет к ухудшению ее термозоляции. Поэтому реально V_{φ} оказывается ограничено значением $0,5\epsilon B\theta$.

С другой стороны, если бы удалось существенно увеличить концентрацию плазмы и перевести реактор в режим частых столкновений, то выигрыш по сравнению с цилиндром составил бы только 5–10 (q^2 раз). Однако и здесь существует ограничение. Согласно условиям равновесия стационарного тороидального витка с током давление заключенной в нем плазмы ($n_e T_e \cdot 3,2 \cdot 10^{-19}$) не должно существенно превышать $10^7 V_{\varphi}^2 \epsilon^{-1} / 8\pi$ или даже $10^7 V_{\varphi}^2 \epsilon^{-1/2} / 8\pi$, т. е. в итоге оно ограничивается тем же полем V_{φ} . Так как температура плазмы реактора почти фиксирована (10–20 кэВ), это ограничение на давление становится ограничением на n_e .

Наконец, серьезную потенциальную опасность для достижения реакторных параметров представляет в токамаке так называемая аномальная электронная теплопроводность.

Обратимся снова к выражениям (1.26) – (1.34). Условимся ради определенности, что все плазменные параметры (T_i , T_e , n_e) распределены по радиусу шнура одинаковым образом и $T_i = T_e = T$.

Мы обнаружим тогда, что, как и в цилиндре, поперечный ионный тепловой поток должен доминировать в переносе, превышая на порядок тепловой поток по каналу электронной теплопроводности, т. е. энергетическое время жизни электронов $T E_e$ должно на порядок превышать ионное $T E_i$.

Диффузионный поток должен быть также мал, а соответствующее время удержания частиц τ_D в несколько раз выше $T E_e$.

Однако обнаружилось, что в реальных токамаках охлаждение плазмы идет в основном по электронному каналу, за исключением, быть может, случая очень высокой плотности, когда частоты столкновений становятся велики и ионный тепловой поток сравнивается с электронным.

Замечательно, что во всем диапазоне изменения параметров токамака ионные потери остаются близки (с точностью до 3) к неоклассическим. Но $T E_e$ оказывается либо порядка $T E_i$ (при высоких n_e), либо существенно ниже (при малых n_e).

Явная аномалия электронной термозоляции наблюдается сегодня на всех экспериментальных установках и отражает какую-то важную особенность токамаков. Возможно, причина ее в том, что магнитные силовые линии токамака, многократно обходя вдоль тора, могут накапливать внешние (резонансные) магнитные возмущения и постепенно отклоняться от первоначальной магнитной поверхности вплоть до выхода на стенку камеры. По отношению к электронам такая ловушка аналогична длинному магнитному цилиндру, поэтому их время жизни должно было бы расти с ростом частоты столкновений, т. е. в итоге с n_e , что обычно и наблюдают.

Каковы источники возмущений магнитных силовых линий? Их может быть несколько. Во-первых, флуктуации магнитных полей, связанные с крупномасштабными неустойчивостями плазменного шнура в токамаках. Такие неустойчивости приводят к разбеганию магнитных поверхностей вблизи целочисленных (и вообще рациональных) $q(r)$ на ряд островов. Рождение и гибель островов означают интенсивное перезамыкание силовых линий, оно прямо коррелирует с резким ухудшением электронной термозоляции.

Другая возможная причина – флуктуации магнитных полей, связанные с высокочастотными неустойчивостями плазмы в спокойной стадии развития разряда. Следы их обнаруживаются во многих экспериментах, однако природа пока не ясна окончательно.

Помимо электронной теплопроводности, аномальной оказывается и диффузия плазмы. Это — важный довод в пользу того, что удержание ионов в токамаке осуществляется реально через электронный газ. Характерное время диффузии τ_p масштаба полного энергетического времени жизни τ_E или τ_{Ei} (обычно $\tau_p = 1 \div 5 \tau_E$).

Насколько опасны аномальные процессы в токамаке? Оценивая их уровень, можно констатировать, что они допускают создание токамака-реактора разумного размера.

Например, на американском токамаке PLT τ_{Ei} достигло 0,1 с при температуре плазмы, приближающейся к термоядерным (5–7 кэВ).

Если учесть, что радиус шнура в PLT 0,4 м, то простое его утроение могло бы дать $\tau_{Ei} \approx 1$ с (в предположении $\tau_E \propto a^2$). При $n_e \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$ это соответствовало бы выполнению критерия Лоусона.

Сооружение такого токамака вполне допустимо технически. Более того, строящиеся сегодня токамаки по своим размерам вплотную приближаются к нему.

Цель нашего последующего изложения — обсудить в деталях перечисленные физические ограничения и попытаться оценить, в какой степени они могут определить принципиальные черты будущих токамаков.

Для этого последовательно рассмотрим: функциональную схему сегодняшних токамаков, вопросы равновесия плазменного шнура, методы его организации, устойчивость и термоизоляция.

Глава 2

СОЗДАНИЕ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ТОКАМАКА

Простота принципов, положенных в основу токамака, казалось бы, позволяет достичь результатов ценою не очень больших усилий. Однако практическое претворение этих принципов встретило ряд серьезных технических препятствий. В процессе их преодоления сложился тот золотой запас сведений и навыков, который позволил в итоге вывести токамаки на рубеж реальных термоядерных устройств.

В этой и последующей главах мы опишем конкретные условия проведения современного физического эксперимента на токамаках.

Как известно, идея токамака была впервые высказана советскими учеными [29] и получила первую убедительную проверку в СССР [4, 30]. Для этого потребовалось примерно 15 лет (1955–1970 гг.).

Широкий международный интерес к токамакам возник после Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и УТС в Новосибирске (1968 г.), где было продемонстрировано [30], что при условии правильной организации разряда бомовский закон диффузии не является универсальным для токамаков и время жизни плазмы может превысить бомовское (1,22) по крайней мере в 100 раз. Тогда же было показано, что основной поток энергии из плазмы токамака идет по каналу аномальной электронной теплопроводности, а ионные потери близки к предсказанным неоклассической теорией переноса [4].

При этом в опытах на T-3A удалось впервые зарегистрировать термоядерное нейтронное излучение, связанное с реакцией D–D-синтеза [31]. Энергетическое время жизни плазмы достигало 6–7 мс.

На основе найденных экстрополяций [32] было начато сооружение токамака следующего поколения T-10 с предполагаемыми $\tau_E \approx 0,1$ с и ион-

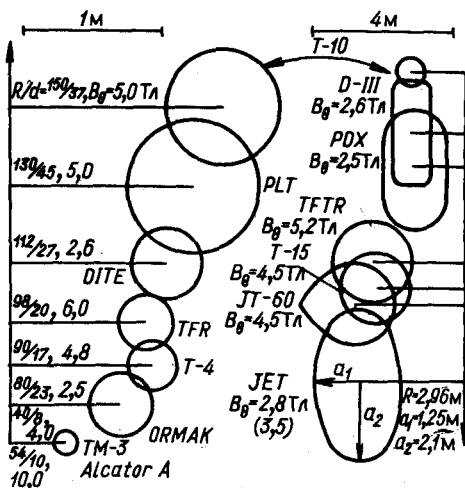


Рис. 2. Параметры и контуры разрядных камер некоторых токамаков

ной температурой более 1 кэВ. Близкий по масштабу проект PLT был начат в Принстоне (США).

Параллельно в советских и зарубежных плазменных лабораториях развернулись физические исследования на серии новых токамаков малого и среднего размера. В СССР — Т-4, ТМ-3, Т-6, Т0-1, "Туман-2", в США — ST, ORMAK, АТС, Alcator, Doublet — 2(D-II), во Франции — TFR, Petula, в Англии — DITE, в ФРГ — Pulsator, в Японии — JFT-2, DIVA, в Австралии — LT-2, LT-3 и т. д. (рис. 2).

Итогом этой работы стало существенное расширение представлений о физических процессах в плазме токамака. Фактически предметом исследований стала плазма с температурой электронов 0,5—3 кэВ, с температурой ионов 0,2—2 кэВ. По характеру переноса такая плазма находилась в области плато либо в области частых столкновений. Попытки перейти в бесстолкновительную область путем увеличения энергонапряженности разрядов не имела успеха — плазма загрязнялась примесями, попавшими со стенок. Эффективная частота столкновений увеличилась в 4—6 раз. Эта неудача определила новый фронт работ — интенсивное исследование вопросов взаимодействия плазма—стенка и поведения примесей в токамаках. Было начато строительство больших токамаков с диверторами: PDX (США) (рис. 2) и ASDEX (ФРГ). В настоящий момент на них ведутся интенсивные исследования.

Новый рубеж в развитии физических исследований на токамаках был достигнут после того, как на PLT путем инжекции энергичных нейтральных атомов была получена термоядерная ионная температура 6 кэВ [33]. Успех этот стал результатом тщательной работы по организации разряда и снижению поступления примесей.

Плазма PLT оказалась глубоко в бесстолкновительной области. Бесстолкновительная область была достигнута также на Т-11 (СССР) [34]

в опытах с нейтральной инжекцией и тоже при условии уменьшения уровня примесей.

Таким образом, современные токамаки (а их уже было более 100) работают сегодня с чистой плазмой и во всех характерных областях переноса.

Несмотря на существенные индивидуальные различия (рис. 2), их функциональные системы близки. Первая из них, с которой мы начнем обсуждения, — электромагнитная система создания плазменного витка.

2.1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СИСТЕМА ТОКАМАКА

С точки зрения электротехники токамак представляет собой кольцевой газовый разряд в сильном тороидальном магнитном поле ($B\theta$). Для его организации необходимы как минимум три независимых магнитных потока.

Во-первых, квазистационарный (или стационарный) поток стабилизирующего поля $B\theta$. Во-вторых, переменный магнитный поток SB_0 , индуцирующий электрическое поле $E\theta$ и газовый разряд в тороидальной камере. В-третьих, управляющий магнитный поток, следящий за положением токового витка в камере. Схема токамака приведена на рис. 3. Два первых наиболее мощных потока создаются взаимно-ортогональными соленоидными обмотками (I, II). Для увеличения связи с плазменным витком в магнитный контур индукционного потока (индуктор) часто вводят железный сердечник. Поэтому мощное трансформаторное ярмо стало традиционным атрибутом современных токамаков. В будущем по мере роста установок от него, вероятно, придется отказаться в пользу чисто воздушного или комбинированного индуктора.

Управляющий, сравнительно маломощный, поток создается специальными продольными (полоидальными) витками, навитыми вдоль тора по θ (III , рис. 3).

а. Система продольного поля $B\theta$. Система тороидального магнитного поля — наиболее энергоемкий элемент токамака. Ее электропитание осуществляется иногда от промышленной сети через управляемые тиристорные выпрямители (Т-10), иногда от ударных генераторов (Т-3, TFR, PLT и т. д.), иногда, на малых установках, от конденсаторных накопителей.

Типичная схема питания соленоида продольного поля изображена на рис. 4,а [35, 36]. В начальный момент (рис. 4,б) после включения выпрямителя на вход соленоида подается импульс напряжения V_M . Ток в соленоиде начинает нарастать до заданного значения. Как только оно достигается, выпрямитель переводится в режим поддержания плато тока J_M поля $B\theta$.

В этот момент подается напряжение на индуктор (в простейшем случае разрядом конденсаторной батареи). Электрическое напряжение, индуцированное вдоль тора, вызывает ионизацию газа в камере токамака и импульс тока J_p . После окончания импульса тиристорный выпрямитель переводится в режим "инвертирования" — передачи части запасенной магнитной энергии из соленоида обратно в сеть (для уменьшения нагрева катушек).

Максимальная магнитная энергия, запасенная в соленоиде поля $B\theta$, — один из основных масштабных показателей, характеризующих класс сегодняшних токамаков. Она определяет максимально возможное энергосодержание плазмы и, как из-

вестно, равна $P_c \frac{\tau_c}{2} = P_c \frac{\mathcal{L}_c}{2R_c}$, где P_c — электрическая мощность, которая может

быть взята от сети или генератора (\mathcal{L}_c — индуктивность, R_c — электрическое сопротивление соленоида).

Отношение $\mathcal{L}_c/R_c = \tau_c$ — постоянная соленоида, зависящая только от электропроводности и количества использованного проводника. Для самых крупных сегодняшних токамаков τ_c составляет 1–3 с, а запасаемая энергия 100–200 МДж. Мощность, отбираемая от сети, достигает сотен мегаватт.

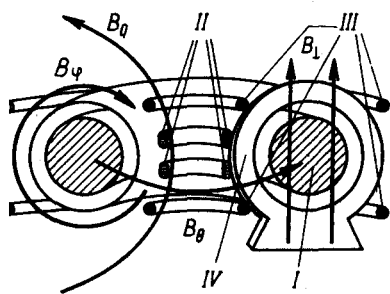


Рис. 3. Функциональная схема токамака:

I – плазменный шнур; *II* – витки индуктора (поле B_0); *III* – витки управляющего поля B_{\perp} ; *IV* – катушки продольного поля

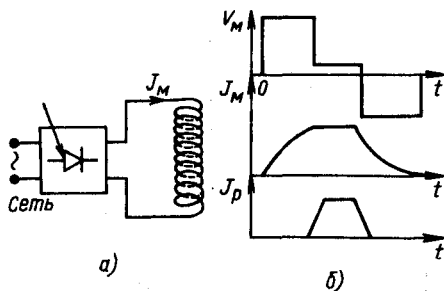


Рис. 4. Типичная схема питания соленоида поля B_{θ} (а) и временной ход электрического напряжения на концах соленоида V_M : J_M – ток соленоида; J_P – разрядный ток в плазме (б)

Последующие шаги к полномасштабному реактору потребуют накопления уже 5–10 ГДж, а это (с учетом увеличения τ_C) – роста мощности питания до 1 ГВт.

Подобный масштаб энергопотребления (от 25 до 50% вырабатываемой мощности) практически недопустим для коммерческого реактора.

Чтобы преодолеть это препятствие, обращаются к сверхпроводимости ($\tau_C \rightarrow \infty$). В области ее практического применения на токамаках достигнуты серьезные успехи. А именно, в СССР создан и работает первый сверхпроводящий токамак Т-7 [37] среднего размера и строится токамак следующего поколения Т-15.

При создании больших тороидальных соленоидов, помимо энергетических ограничений, возникают трудности, связанные с механической прочностью материалов.

Кратко перечислим их. Три типа механических усилий действуют на катушки таких соленоидов. Во-первых, как и в прямом соленоиде, растягивающие проводник, во-вторых, изгибающие его и, наконец, сдвигающие всю катушку как целое.

Растягивающее усилие – результат давления магнитного поля $10^7 B_{\theta}^2 / 8\pi$, заключенного внутри токового контура.

Изгибающее усилие – следствие тороидальной геометрии соленоида. А именно, каждая катушка с током должна втягиваться в область повышенного поля, т. е. внутрь тора. В реальных больших токамаках эти нагрузки составляют сотни тонн. На разные части катушки они действуют по-разному. Отсюда возникновение очень опасных изгибающих моментов.

Если дать катушке свободно деформироваться под действием этих сил, она бы слегка сплюснулась по R и приняла так называемую D-образную форму.

Такие безыгибные скомпенсированные обмотки позволяют без чрезмерных ухищрений создать большие тороидальные соленоиды с полями $B_{\theta} = 4\text{--}5$ Тл, достаточными для реактора.

Тороидальный соленоид, удлиненный по вертикали, может оказаться удобным еще и с другой точки зрения. Дело в том, что согласно существующим представлениям в режимах с предельными $n_e T$ D-образное сечение плазменного шнура предпочтительно.

Далее, удлиненная конструкция катушек может быть успешно использована при необходимости размещения магнитных диверторов – устройств, предназначенных для ослабления взаимодействия плазмы со стенкой.

Таким образом, D-образное сечение тороидального соленоида представляется сегодня наиболее перспективным в смысле будущих реакторных приложений.

Силы, стремящиеся сдвинуть катушку соленоида, – результат взаимодействия их токов J_M с управляющим полем B_{\perp} и рассеянными полями индуктора. Силовые линии этих полей пронизывают соленоид. При этом возникает пара сил, сдвигающих или, точнее, опрокидывающих катушку набок. Опасность опрокидывания растет по

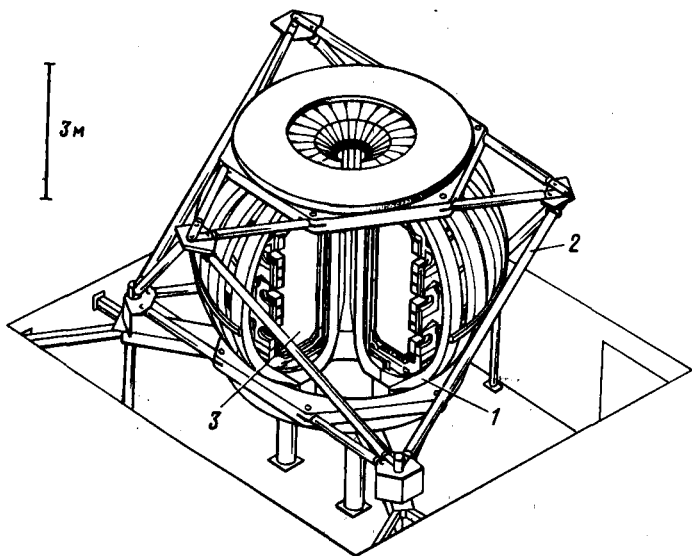


Рис. 5. Конструктивная схема токамака D-III [38]:

1 – D-образные катушки поля $B\theta$; 2 – механическая конструкция, предохраняющая их от опрокидывания; 3 – камера с диагностическими патрубками, обмотками управления полем B_{\perp} и обмоткой индуктора

мере роста размеров токамака, что заставляет окружать соленоиды больших установок характерной звездообразной конструкцией, фиксирующей катушки в вертикальном положении. На рис. 5 изображена модель такого типичного соленоида одной из самых больших установок, D-III [38].

Рассуждения наши касались пока идеального соленоида. Реально возможны различные отклонения, например перекосы отдельных катушек или гофрировка поля $B\theta(\theta)$, связанная с дискретностью обмотки из-за конечного числа катушек.

Перекосы катушек ведут к появлению случайной поперечной компоненты B_{\perp} , нарушающей равновесие шнура. Проблема ее компенсации будет обсуждена в § 2.3. Заметим только, что ее остаточный уровень не должен превышать $1-3 \cdot 10^{-4}$ поля $B\theta$.

Менее определенно обстоят дела с гофрировкой поля $B\theta$. Если она велика, токамак как бы разбивается на серию тороидальных зеркальных ловушек. Частицы, захваченные в них, должны быстро выдрейфовать наружу (из-за кривизны поля $B\theta \propto 1/R$). Таким образом, возникнет дополнительный тепловой поток поперек шнура (супербанановый дрейф [27]). Уже сегодня наблюдаются некоторые эффекты в поведении горячих ионов [39], которые можно объяснить влиянием гофрировки. Однако какой ее уровень $\delta = [B\theta^{\max}(\theta) - B\theta^{\min}(\theta)] / 2B\theta$ допустим для реактора, пока не ясно.

Существует мнение, что он должен быть не более 0,3%. Если это так, то соленоид реактора должен состоять не менее чем из 18–20 равномерно расставленных катушек. (Гофрировка на оси меняется приблизительно как $1/N^2$, где N – количество катушек, и при $N=16$ составляет в центре шнура около 0,5%.)

б. Индуктор. Индуктор – следующий ответственный элемент токамака. Его назначение – пропустить через центральное отверстие S плазменного тора максимальный магнитный поток, не возмущая при этом своими полями рассеяния равновесие шнура.

Задача эта может решаться несколькими путями. В частности, как уже говорилось, простейшим решением является использование в качестве магнитопровода

индуктора обычного трансформаторного сердечника. Тороидальный соленоид как бы одевается на него.

Поля рассеяния такого магнитопровода невелики. Это позволяет располагать обмотку индуктора практически в любом сечении (предпочтительней в местах соединений яра, там, где магнитное сопротивление максимально).

Другой, все чаще встречающийся, вариант индуктора представляет собой комбинацию короткого соленоида в центре тора и последовательно соединенных с ним полоидальных витков, предназначенных для компенсации полей рассеяния в объеме шнура.

Электрическое поле \mathcal{E}_θ — результат изменения магнитного потока индуктора. Как уже упоминалось, простейшая схема его включения — разряд на индуктор конденсаторной батареи.

Чтобы удлинить импульс тока в плазме, иногда последовательно разряжают целую серию конденсаторных батарей с заранее подобранными напряжениями. Таким образом удается индуцировать импульс приблизительно постоянного тока J_p с заданной амплитудой (от 10 до 2000 кА) и длительностью до 1 с.

Другой вариант организации прямоугольного токового импульса — использование задерживающей линии из батарей, разделенных индуктивностями.

Но при любых вариантах организации разряда протекание постоянного тока в плазме сопряжено с необходимостью поддержания вдоль тора постоянного электрического поля $\mathcal{E}_\theta = V_p / 2\pi R = 10^{-1} \div 1$ В/м, обусловленного тем, что даже при самых высоких температурах плазма сохраняет заметное омическое сопротивление.

В последние годы в связи с развитием концепции стационарного реактора делаются активные попытки изменить в токамаках источник электродвижущей силы. Электроны пытаются ускорять вдоль θ ВЧ- и СВЧ-полями или замещать направленный электронный поток потоком предварительно ускоренных ионов. Энергетически эти методы (мы их коснемся позже в § 7.5) пока значительно уступают индукционному.

Однако серьезный недостаток последнего состоит в том, что поддержание напряжения в процессе импульса требует постоянного наращивания SB_0 — магнитного потока индуктора ($V_p = 2\pi R \mathcal{E}_\theta = SB_0$). В железном сердечнике максимальный поток ограничен значением предельной магнитной индукции ($B_{\text{макс}} = 1,8 \div 2$ Тл).

Как только она достигается, магнитная связь между плазмой и индуктором ухудшается, падает напряжение на обходе тора V_p и ток в плазме затухает. Тем самым автоматически ограничивается длительность разрядного импульса.

Положение можно улучшить, применив так называемое подмагничивание другого знака (например, с помощью машин постоянного тока).

Такой прием позволяет получить реальный выигрыш по полному изменению потока в 1,6–1,8 раза.

К сожалению, в перспективе и этого недостаточно. Для токамаков-реакторов требуются импульсы тока $J_p(t)$ длительностью в сотни и тысячи секунд. Магнитная индукция в соответствующих индукторах должна будет составлять несколько тесла, т. е. существенно превышать предельную индукцию железа. Такой индуктор становится фактически воздушным.

Переход к воздушному индуктору вызывает новые трудности. Во-первых, должны быть сведены к минимуму его случайные рассеянные магнитные поля, поперечные направлению тока J_p . Это удастся сделать, распределяя витки индуктора по специальному закону [40] вокруг плазменного шнура.

Другая трудность сопряжена с тем, что при равных магнитных потоках воздушный индуктор должен запастись намного большей магнитной энергией, чем индуктор с железом. Этот эффект нежелателен — он затрудняет коммутацию такого накопителя. Чтобы снизить энергию, для больших токамаков предлагаются комбинированные варианты индукторов.

Типичная схема работы современного индуктора с питанием от сети приведена на рис. 6.

Включению индуктора предшествует его медленное намагничивание током от управляемого выпрямителя (I). В момент "пуска" включается инвертирование, и большая часть магнитной энергии индуктора возвращается в сеть. На обходе тора

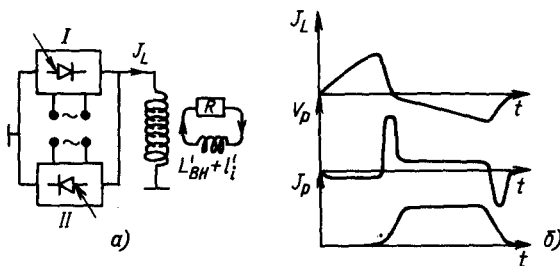


Рис. 6. Схема питания индуктора большого токамака (а), временной ход тока индуктора J_L , напряжение на обходе тора V_p и разрядный ток J_p (б)

индуцируется необходимое электрическое напряжение $V_p(t)$. Затем в момент t_1 , когда ток индуктора упадет до нуля, включается управляемый выпрямитель II, который наращивает ток обратного знака в соответствии с заданной программой $J_p(t)$ либо $V_p(t)$. В момент окончания импульса (t_2) опять включается инвертирование, и энергия индуктора снова возвращается в сеть.

Существует много конкретных схем подобного рода. Обычно они строятся таким образом, чтобы программировать разрядный ток $J_p(t)$. Тем самым он становится независимым параметром, задаваемым извне. Это очень удобно, так как J_p — первичный параметр, определяющий магнитную конфигурацию токамака и тем самым всю динамику плазменных процессов. Конкретные электротехнические свойства плазмы проявляются при таком программировании лишь в поведении электрического напряжения $V_p(t)$. Анализ его дает первую основополагающую информацию о макроскопическом состоянии шнура. Обсудим подробнее, как ее получают.

Напряжение обычно измеряют простым витком, проложенным вдоль тора. Виток располагают возможно ближе к плазме: на проводящем кожухе ($r = b$) или вдоль стенки разрядной камеры ($r = r_k$). (Текущий радиус r здесь и далее будет отсчитываться от оси шнура.)

Разность потенциалов на концах такого витка $V_p(r_k, t)$ равна, как известно, $\dot{\Phi}_k = d\Phi_k/dt$, В, где Φ_k , Гл·м², — магнитный поток, пронизывающий его плоскость. Если такой виток обернуть вокруг сердечника индуктора ($r = r_n$), он будет измерять напряжение, создаваемое источником питания $V_n(t)$, деленное на N — число витков индуктора.

Если бы измерительные витки удалось проложить вдоль края шнура ($r = a$) или вдоль его оси ($r = 0$), можно было бы измерить непосредственно интересующие нас: омическое падение напряжения у границы шнура $V_p(a, t)$ и в центре $V_{p0}(t)$. (Величину $V_{p0}(t)$ записывают иногда в виде $\langle R_p \rangle J_p$, понимая под $\langle R_p \rangle$ усредненное по сечению электрическое сопротивление плазмы.)

Очевидно, что разности значений $V_n(t)/N$, $V_p(r_k, t)$, $V_p(a, t)$ и $V_{p0}(t)$ должны определяться скоростью изменения магнитных потоков $\Phi_{0k} = \Phi_{0a} + \Phi_{ak}$, Φ_{ki} , заключенных между соответствующими магнитными поверхностями от $r = 0$ до $r = a, r_k$ и r_n . В частности,

$$V_p(r_k, t) = V_n(t)/N - \dot{\Phi}_{ки}; \quad (2.1)$$

$$V_{p0}(t) = V_p(r_k, t) - \dot{\Phi}_{0k}. \quad (2.2)$$

В общем случае напряжение $V_p(r_k, t)$ связано с $V_p(r, t)$ — напряжением на радиусе r внутри шнура — простым соотношением:

$$V_p(r_k, t) = V_p(r, t) - d\Delta\Phi|_r^r_k/dt, \quad (2.3)$$

где $\Delta\Phi|_r^r_k$ — магнитный поток между магнитной поверхностью, вдоль которой проложен измерительный виток, r_k и поверхностью радиуса r .

Магнитные потоки могут быть представлены, как известно, в виде произведения индуцирующих токов на индуктивности \mathcal{L} (точнее, коэффициенты самоиндукции)

соответствующих токовых контуров. Таким током для магнитных потоков Φ_{0a} , Φ_{ak} и Φ_{ki} являются прежде всего плазменный ток J_p и иногда токи витков, задающих управляющее поперечное поле. Последними в дальнейшем пренебрежем, хотя в больших токамаках и реакторах, где напряжения низки, они могут уже играть заметную роль.

Индуктивность, по определению, — энергетическая характеристика магнитного поля. А именно, энергию магнитного поля B_Φ заключенного в заданном объеме, всегда можно выразить в виде $\mathcal{L} J_p^2/2$, где \mathcal{L} — индуктивность соответствующего контура тока J_p . Магнитный поток, пронизывающий контур, оказывается равен $\mathcal{L} J_p$. В частности, $\Phi_{ki} \approx 4\pi R \times 10^{-7} J_p \ln r_i / r_k$, $\Phi_{ak} \approx 4\pi R \cdot 10^{-7} J_p \ln r_k / a$. Соответственно $\mathcal{L}_{ki} \approx 4\pi R \times 10^{-7} \ln r_i / r_k$, $\mathcal{L}_{0k} \approx 4\pi R \cdot 10^{-7} \ln r_k / a$.

Общепринятые единицы измерения индуктивности — генри — слишком велики для нас. Поэтому везде ниже индуктивность измеряют в долях 10^{-7} Гн, обозначая ее буквой L .

Кроме того, будем различать полную и погонную (1 м длины шнура) индуктивности, отличая первую индексом ($'$), т. е. $\Phi_{ki} = J_p \cdot 10^{-7} L'_{ki} = J_p \cdot 10^{-7} \cdot 2\pi R L_{ki}$. В целесообразности такой записи читатель сможет убедиться в § 2.4.

Однако связь между Φ и J_p не всегда однозначна. Если ток распределен в пространстве, он фактически протекает по сумме контуров, охватывающих разные потоки. И тогда Φ зависит еще и от распределения $j(r)$ — плотности тока J_p . В частности, это относится к потоку Φ_{0a} и соответствующей ему внутренней индуктивности плазменного шнура $l_j \equiv L_{0k}$. Например, при улощенном распределении $j(r)$ по сечению шнура поток Φ_{0a} оказывается примерно вдвое выше, чем следовало бы из произведения $J_p \cdot 10^{-7} l_j$. По мере обострения распределения $j(r)$ разница эта уменьшается. Помня о ней, запишем выражение для Φ_{0a} в виде $J_p \cdot 10^{-7} l_j^* = J_p \cdot 10^{-7} \times 2\pi R l_j^*$, введя в l_j^* необходимую коррекцию [например, при $j(r) = \text{const } l_j^* = 2l_j = 1$].

Индуктивность шнура, заключенного внутри магнитной поверхности радиуса r_k , обозначим как $L_i = L_{i\text{вн}} + l_i$, соответственно $L_i^* = L_{i\text{вн}} + l_i^*$, тогда $\Phi_{0k} = 10^{-7} L_i^* J_p = 2\pi R \cdot 10^{-7} (2 \ln r_k / a + l_i^*) J_p$ и

$$V_p(r_k, t) \equiv V_p(t) = V_{p0}(t) + 10^{-7} d(L_i^* J_p) / dt = \langle R_p \rangle J_p + 10^{-7} d(L_i^* J_p) / dt. \quad (2.4)$$

Выражение (2.4) широко используется практически прежде всего для определения средней электропроводности плазмы $\langle \sigma_{\parallel} \rangle_a = 2R / \langle R_p \rangle a^2$. Зная ее, можно воспользоваться формулой Спитцера [41] (1.18) и вычислить среднее значение электронной температуры $T_e \sigma$, правда, с точностью до значения эффективного заряда плазмы $Z_{\text{эф}}$. С другой стороны, если из независимых измерений известна величина T_e , зная $\langle \sigma_{\parallel} \rangle_a$, оценивают $Z_{\text{эф}}$.

Далее выражение (2.4) можно использовать для оценки реальных размеров (a) горячей зоны шнура. А именно, при быстрых изменениях V_p , пока добавка ΔV_p из-за скинирования не проникнет глубоко в плазму, возникающий отклик ΔJ_p непосредственно связан с ΔV_p через $L'_{i\text{вн}} = 4\pi R \ln r_k / a$:

$$\Delta V_p = \Delta J_p \cdot 4\pi R \cdot 10^{-7} \ln r_k / a. \quad (2.5)$$

Подобное зондирование осуществляют либо включением в цепь индуктора генератора гармонических колебаний [42], либо подачей на индуктор короткого импульса напряжения от специальной батареи [43].

Зная зависимость $\ln \frac{r_k}{a}$ от частоты зондирующего сигнала, можно оценить еще и распределение электропроводности вблизи границы шнура. Наконец, если левую часть выражения (2.3) умножить на плотность тока $j(r)$ и проинтегрировать по сече-

нию шнура, то получим универсальное выражение – аналог закона сохранения энергии:

$$J_p V_p(t) = P_{0.н}(t) + 10^{-7} \frac{d}{dt} (L_i' J_p^2 / 2), \quad (2.6)$$

где $P_{0.н}$ – полная мощность, Вт, омического нагрева плазмы, необходимая для вычисления энергетического времени жизни τ_E , а $10^{-7} L_i' J_p^2 / 2$ – магнитная энергия шнура, Дж, заключенная внутри оболочки разрядной камеры, или, точнее, внутри магнитной поверхности, на которой расположен измерительный виток.

Таким образом, уже простые измерения тока и напряжения в токамаке дают важную информацию о свойствах плазменного витка. Подчеркнем особо, что она сформулирована в таких интегральных понятиях, как внешняя и внутренняя индуктивности витка, средняя электропроводность, полная мощность энергоклада. Позже будет показано, что эти измерения могут быть дополнены другими магнитными измерениями, позволяющими в итоге однозначно описать состояние плазменного шнура в терминах интегральных показателей.

В заключение этого раздела сделаем еще одно практическое замечание, касающееся расчета индуктора. А именно, оценим, каким запасом $SB_0^{\text{макс}}$ должен обладать индуктор, чтобы обеспечить импульс тока $J_p(t)$ заданной длительности. Для этого обе части уравнения (2.2) проинтегрируем по времени от момента $t=0$ до t_1 . С учетом (2.4) находим:

$$\int_0^{t_1} \langle R_p \rangle J_p dt + 10^{-7} (L_{ки}' + L_i' *) J_p = \int_0^{t_1} \frac{V_H(t)}{N} dt = SB_0^{\text{макс}}. \quad (2.7)$$

Первый член левой части означает магнитный поток, компенсирующий омическую диссипацию разрядного тока, второй – поток, заключенный между центром плазменного шнура и индуктором. Оба члена вычисляют, задавшись температурой плазмы, размерами шнура, током разряда и длительностью импульса t_1 . В больших установках они оказываются одного порядка.

Заметим, что при выполнении практических вычислений магнитных потоков в торе достаточно использовать следующее простое выражение для внешней индуктивности тороидального витка:

$$L_{\text{вн}} = 2 (\ln 8R/a - 2). \quad (2.8)$$

В случае значительной тороидальности его необходимо корректировать [44]. Поправочный коэффициент составляет 0,9 при $R/a = 3$; 0,88 при $R/a = 2,5$; 0,8 при $R/a = 2$; 0,63 при $R/a = 1,5$.

Обсудим теперь вопросы равновесия плазменного шнура и управления им.

2.2. РАВНОВЕСИЕ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА

Наши предыдущие рассуждения неявно предполагали, что плазменный шнур фиксирован в устойчивом положении внутри разрядной камеры токамака. Реально это удалось осуществить лишь после того, как была создана система управляющих поперечных полей и система индикации положения шнура. Решение этой задачи явилось серьезным достижением в развитии токамаков. О возникших при этом трудностях и путях их преодоления пойдет речь в настоящем и последующих параграфах. Рассмотрим вопросы равновесия шнура по R , по вертикали (y), по малому радиусу r и некоторые вопросы диагностики равновесных состояний шнура.

а. Силы, действующие по направлению R . Теория равновесия токового витка в не очень крутом токамаке с круговыми магнитными поверхностями ($a^2/R^2 \ll 1$, $\beta_j \ll R/a$) была впервые развита В. Д. Шафрановым и

в основном проверена В. С. Муховатовым с сотрудниками. Результаты этих работ, касающихся равновесия [45–60], сложились в законченную систему физических представлений [61, 62]. Ограничимся ее полукачественным изложением.

Проблема состоит в том, что силы, действующие на плазменный виток с током, помещенный в тороидальное магнитное поле, принципиально некомпенсированы.

А именно, такой виток должен свободно расширяться наружу по R . Реально это расширение ограничится стенками металлической разрядной камеры, которые замкнут поляризационные электрические потенциалы, возникающие при движении плазмы поперек магнитного поля $B\theta$. Соответствующий электрический ток будет течь поперек плазменного шнура и, взаимодействуя с полем $B\theta$, обеспечивать необходимую компенсирующую силу $F_R^- = 2aJ_{\perp} B\theta$ [48, 57]. (Здесь и далее индекс "–" означает силы, смещающие шнур внутрь, а "+" наружу по R .) Но такой вариант равновесия вернет нас к простому тору без вращательного преобразования: уход частиц на стенку (J_{\perp}/e) должен быть порядка боровских потерь (1.22).

Если, однако, на плазменный шнур наложить извне магнитное поле $B_{\perp} \{B_x, B_y\}$, поперечное направлению распространения тока J_p , то к уже действующим добавятся новая сила $F_{\perp} \{F_{y,x} = \langle B_{x,y} \rangle \theta J_p \cdot 2\pi R\}$, где

$$\langle B_{x,y} \rangle \theta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} B_{x,y} d\theta \quad \text{— усредненные компоненты поля } B_{\perp} \text{ вдоль}$$

обхода тора по θ . (Здесь и далее предполагается, что B_{\perp} однородно в поперечном сечении шнура.) Эта сила может быть использована для компенсации всех остальных. Причем вертикальная компонента B_y будет обеспечивать компенсацию сил растяжения по R , а горизонтальная $B_x \equiv B_R$ — компенсацию вертикальных сил (например, гравитационной).

Рассмотрим баланс сил, действующих по R . Прежде всего к ним относится сила электродинамического расталкивания кольцевого проводника с током. Ее оценим [1], вспомнив из механики, что сила, действующая на тело вдоль некоторой обобщенной координаты, равна производной потенциальной энергии тела по этой координате, в данном случае по R . Правда, в ходе дифференцирования следует учесть некоторое дополнительное обстоятельство — зависимость a от R . Действительно, всякое достаточно быстрое движение по R тороидального плазменного шнура в продольном поле $B\theta \propto 1/R$ в силу замороженности последнего должно происходить так, чтобы полный поток $B\theta \pi a^2$ сохранялся постоянным, т. е. $a \propto \sqrt{R}$. Приняв это, мы автоматически учтем действие сил максвелловского натяжения поля $B\theta$ [1] (парамагнетизм токового шнура), и тогда сила электродинамического расталкивания окажется равна

$$d(5 \cdot 10^{-8} J_p^2 L')/dR = 2\pi \cdot 10^{-7} J_p^2 (\ln 8R/a + l_i/2 - 3/2).$$

Вторая сила, растягивающая шнур по R , связана с газокинетическим давлением плазмы. $\langle p \rangle_a = 1,6 \cdot 10^{-19} \langle \sum_k n_k T_k \rangle_a$ ($\langle \rangle_a$ — усреднение по сечению шнура).

Пусть в общем случае давление анизотропно вдоль (\parallel) и поперек (\perp) $B\theta$ т. е. $\langle p \rangle_{a\parallel} \neq \langle p \rangle_{a\perp}$ (так было бы, например, если бы в плазме присутствовали пучки заряженных частиц). Тогда

$$\begin{aligned} F_R \delta R &= \langle p \rangle_{a\perp} \cdot 2\pi R \cdot 2\pi a \delta a + \langle p \rangle_{a\parallel} \pi a^2 \delta R = \\ &= 2\pi a^2 (\langle p \rangle_{a\perp} + \langle p \rangle_{a\parallel}) \delta R \end{aligned}$$

и необходимое в итоге компенсирующее поперечное поле оказывается равно [61]:

$$B_{y0}^- = \frac{J_p}{R} \left(\ln \frac{8R}{a} + \frac{l_i}{2} + \beta_J^* - \frac{3}{2} \right); \quad (2.9)$$

$$\beta_J^* = \left(\frac{W_{\perp}}{J_p^2} + \frac{2W_{\parallel}}{J_p^2} \right) 10^7, \quad (2.10)$$

где W_{\perp} — поперечная, а W_{\parallel} — продольная компоненты полной погонной энергии, заключенной в плазме. (В общем случае в нее следовало бы ввести и энергию колебаний заряженных частиц.)

Если же давление плазмы изотропно, $W_{\perp} = 2W_{\parallel} = \langle p \rangle_a \pi a^2$ и β_J^* автоматически переходит в известное выражение

$$\beta_J = 1,6 \cdot 10^{-26} \frac{8\pi \langle n_e (T_e + T_i) \rangle_a}{[B_{\varphi}(a)]^2}.$$

К компенсирующим силам в общем случае необходимо отнести еще и упомянутую выше силу взаимодействия поперечных токов J_{\perp} с полем $B\theta$. Появление таких токов — индикатор нарушения равновесия. Их вклад заметен, когда верхняя и нижняя кромки плазменного шнура активно контактируют со стенками разрядной камеры [54]. Как показал опыт, это характерно лишь для начальной стадии разряда и при развитии плазменных неустойчивостей.

В режиме сформированного устойчивого плазменного шнура вклад поперечных токов в равновесие пренебрежимо мал.

Таким образом, задачу равновесия по R можно было бы считать практически решенной, если бы с помощью внешних устройств удалось создать поле B_{y0}^- , строго следящее за эволюцией плазменных параметров (2.9). Каким быстроедействием должна обладать такая система?

Очевидно, что для свободного плазменного шнура максимальное допустимое время регулирования B_y не должно превышать характерных времен измерения l_i и β_J^* , т. е. скин-времени перераспределения тока в цилиндре: $\tau_{СК} = 10^{17} \langle \sigma \rangle_a a^2$ (где σ — в $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$) и энергетического времени жизни плазмы $\tau_{СК}$. Времена эти обычно одного порядка. Они максимальны в установившейся стадии разряда и минимальны в наиболее опасной, начальной. Для масштабных оценок можно принять, что эти начальные значения либо сравнимы, либо в несколько раз ниже характерного времени наращивания разрядного тока.

С другой стороны, магнитная энергия управляющего поля всего лишь в несколько раз меньше магнитной энергии тока J_p , запасаемой в шнуре.

Таким образом, если мы не хотим допускать в начальной стадии разряда серьезных нарушений равновесия и соответственно больших поперечных токов, замыкающихся через камеру (они могут стать причиной загрязнения плазмы), мы должны предусмотреть систему компенсации сил, сравнимую по мощности с системой организации разрядного тока.

Это очень жесткое требование. К счастью, его можно существенно ослабить, окружив плазменный шнур достаточно толстой проводящей оболочкой (кожухом) или создав в объеме разрядной камеры поперечные магнитные поля благоприятной кривизны.

б. Равновесие шнура внутри проводящего кожуха. Принцип работы проводящего кожуха можно пояснить следующим образом.

Рассмотрим малый элемент токового кольца δl . Сила расталкивания, действующая на этот элемент со стороны остальной части кольца, равна $J_p B_y^+ \delta l$, где B_y^+ — реальное поперечное поле в области δl , возникающее из-за искривления и замыкания в кольцо линейного проводника.

Поле это равно и противоположно по знаку (2.9), именно его должна компенсировать система управления равновесием. Поступим по-другому. Заклучим кольцо в сверхпроводящий коаксиальный кожух радиуса b .

Теперь элемент δl оказывается заэкранирован от большей части кольца, так как магнитные силовые линии не могут пересекать границу идеального проводника. Фактически эта экранировка обеспечивается токами, индуцированными на внешней поверхности кожуха.

Нескомпенсированной остается лишь сравнительно небольшая сила, связанная с искривлением токового шнура.

Чтобы скомпенсировать и ее, достаточно сместить шнур наружу на некоторое расстояние Δ_r от центра кожуха.

Смещение токового шнура от центра электродинамически эквивалентно введению внутрь кожуха вертикального магнитного поля, пересекающего границу сверхпроводника. Такое пересечение невозможно, поэтому вдоль всей внутренней поверхности кожуха индуцируются токи Фуко, в точности компенсирующие нормальную составляющую поля у границы.

Как следствие этой компенсации в центре шнура должна возникнуть поперечная компонента поля, обратная по знаку B_y^+ . Соответственно при некотором определенном смещении Δ_0 сила растяжения окажется полностью уравновешена и токовый шнур займет устойчивое положение внутри кожуха.

В итоге проводящий кожух принимает на себя все механические усилия, действовавшие раньше на плазменный шнур. Он как бы фиксирует в пространстве некоторую круговую магнитную поверхность. Магнитные поверхности, расположенные внутри кожуха, сдвигаются наружу, сгущаясь к его наружному обводу (рис. 7), внешние же, напротив, сгущаются к внутреннему.

Сгущение магнитных поверхностей к наружному обводу тора позволяет наглядно трактовать компенсирующую силу как результат сжатия силовых линий поля B_φ на внешнем обводе шнура и разрядения их на внутреннем.

Пользуясь "методом изображения" [62], оценим равновесное смещение шнура Δ_0 в идеальном кожухе.

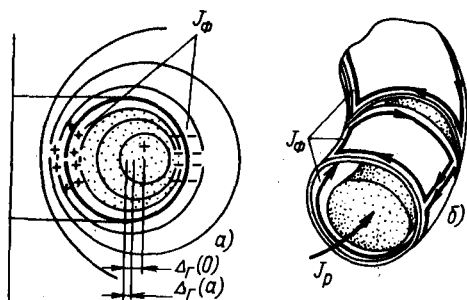


Рис. 7. Геометрия магнитных поверхностей в случае токамака с кожухом (а) и геометрия токов Фуко (J_Φ), текущих по внешней и внутренней поверхностям кожуха с разрезами (б)

Пусть тор не очень крут, Δ_r мало по сравнению с b и $b^2 \gg a^2$. Тогда наш случай эквивалентен случаю бесконечного цилиндра. А именно, поперечное магнитное поле, созданное токами Фуко, равно полю "тока изображения" ($-J_p$), удаленного от центра кожуха на расстояние b^2/Δ_r , т. е. $2 \cdot 10^{-7} J_p \Delta_r / b^2$.

Значение растягивающей силы вычислим, продифференцировав по R выражение для магнитной энергии поля B_Φ внутри кожуха (поля вне кожуха не меняются при смещении шнура по R , поэтому производная соответствующей энергии равна нулю). Полагая $a \propto \sqrt{R}$ и для простоты $\beta_y^* = 0$, получаем:

$$F^+ = 2\pi (\ln b/a + l_i/2 - 1/2) 10^{-7} J_p^2 = F^- = \frac{2\Delta_0}{b^2} 2\pi R \cdot 10^{-7} J_p^2 \quad (2.11)$$

или

$$\Delta_0 = \frac{b^2}{2R} (\ln b/a + l_i/2 - 1/2) \approx b \frac{b}{2R} \quad (2.12)$$

Учитывая давление плазмы β_y^* , размеры шнура a , поперечные токи J_y^\pm и поперечные магнитные поля \mathcal{B}_y^\pm , реально существующие внутри кожуха (постоянные, пронизывающие кожух, либо переменные, созданные внутренними витками [53]), точное выражение для Δ_0 следует записать в виде [46, 48]:

$$\Delta_0(a) = \frac{b^2}{2R} \left\{ \ln b/a + \left(1 + \frac{a^2}{b^2}\right) \left(\beta_y^* + \frac{l_i}{2} - \frac{1}{2}\right) \right\} \pm \frac{b^2 \mathcal{B}_y^\pm}{2 \cdot 10^{-7} J_p} \pm \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \frac{J_y^\pm}{J_p^2} \frac{a B_\theta}{8 \cdot 10^{-7} R} b^2. \quad (2.13)$$

Здесь первый член в фигурных скобках — смещение наружу под действием электродинамической силы и газокINETической, второй — Δ_m — смещение под действием введенного в объем кожуха магнитного поля \mathcal{B}_y^\pm , третий — смещение вследствие взаимодействия вертикальных токов с полем B_θ . Параметр a в этом выражении — радиус, строго говоря, любой магнитной поверхности, заключенной между кожухом и некоторой граничной поверхностью шнура, вне которой плотность разрядного тока можно считать пренебрежимо малой.

Реально, чтобы разгрузить стенку разрядной камеры токамака от чрезмерно интенсивного взаимодействия с плазмой, размеры шнура ограничивают (на 1–5 см) кольцевой диафрагмой (лимитером) из тугоплавкого материала. Подробное обсуждение ее функций будет сделано позже. Важно, что геометрическая граница шнура задается тогда первой магнитной поверхностью, касательной к диафрагме.

Если смещение этой поверхности относительно центра диафрагмы Δ_r , а радиус диафрагмы d , то радиус горячей зоны шнура не должен быть больше, чем $d - \Delta_r$ (из-за высоких электронных потерь вдоль $B\theta$). Поэтому в первом приближении радиус плазменного шнура можно было бы положить равным этой величине.

Реальный размер горячей зоны бывает иногда и меньше. Позже мы обсудим возможные механизмы дополнительного охлаждения периферии шнура.

Экспериментально радиус горячей зоны определяют достаточно точно, зондируя плазменный шнур импульсом напряжения, как это было описано в § 2.1.

Измеренная величина a на стадии формирования разряда обычно близка к $d - \Delta_r$, но в квазистационарной фазе и на спаде разрядного тока она становится заметно меньше.

Таким образом, выражение (2.13) фактически описывает смещение горячей зоны токового шнура и также всех магнитных поверхностей в тени диафрагмы относительно центра кожуха. Пока это смещение невелико, все внешние магнитные поверхности сохраняют круговую форму.

Как обстоит дело с внутренними магнитными поверхностями? Пока $\beta_j \ll R/a$, их можно представить также в виде смещенных (см. рис. 7) окружностей радиуса r_0 , сдвиг которых относительно центра шнура $-\delta(r_0)$ подчиняется уже иному интегральному выражению [63]:

$$\delta(r_0) = \int_0^{r_0} \frac{r}{R} \frac{8\pi[\langle p \rangle_r - p(r)] + \langle B\varphi^2 \rangle_r / 2 \cdot 10^{-7}}{10^7 [B\varphi(r)]^2} dr. \quad (2.14)$$

Здесь $p(r)$ — давление на магнитной поверхности радиуса r , а $\langle p \rangle_r$ и $\langle B\varphi^2 \rangle_r$ — значения, усредненные по площади πr^2 .

Несмотря на некоторую усложненность выражения для смещения, структура построения магнитных поверхностей остается той же — внутренние области с большей концентрацией энергии сдвигаются наружу гораздо сильнее, чем внешние (рис. 7). Иными словами, периферийные слои плазмы играют роль как бы проводящей оболочки по отношению к внутренним областям.

Эта особенность придает токамакам новое принципиальное качество. А именно, плазма их внутренних областей оказывается в своеобразной магнитной яме по сравнению с плазмой периферии. Поясним это.

Из-за тороидального характера поля $B\theta \sim 1/R$ в токамаке пролетные частицы, двигаясь по своей магнитной поверхности, попеременно попадают то в область сильного, то в область слабого магнитного поля. Если им при этом удастся совершить много обходов вдоль тора, можно считать,

что в среднем они находились в поле $\langle B_\theta \rangle_\varphi$, которое соответствовало геометрическому центру их магнитной поверхности.

Но если внутренние области оказались сдвинуты наружу больше, чем внешние, то в силу тороидальности B_θ усредненное магнитное поле на внутренних поверхностях должно быть меньше, чем на внешних.

Таким образом, диффузия заряженных частиц из центра наружу должна происходить в среднем по направлению увеличения $\langle B_\theta \rangle_\varphi$. Тем самым выполняется так называемый принцип "минимума B в среднем" [63–65].

Глубина магнитной ямы в токамаках невелика, $\frac{a^2}{R^2} \cdot (1 + 2\beta_J)$, однако существует мнение, что при $\beta_J \ll R/a$ именно это их качество обеспечивает подавление желобковых неустойчивостей и соответственно аномальных переносов плазмы поперек поля [65–67].

Рассмотрим теперь кратко практические способы реализации равновесия плазменного шнура в токамаках.

Предыдущие рассуждения велись в предположении строго идеального кожуха. Реальный проводящий кожух отличается от идеального двумя основными особенностями. Во-первых, в нем делают разрезы, чтобы обеспечить свободное проникновение электрических полей в объем разрядной камеры, и, во-вторых, реальный кожух всегда обладает омическим сопротивлением, которое вызывает со временем затухание токов Фуко, вследствие чего становится необходимо внешнее управление равновесием.

в. Равновесие в реальных токамаках. Очевидно, что наиболее опасны разрезы кожуха, пересекающие линии токов Фуко. Токи Фуко, вызванные однородными поперечными полями, должны были бы естественным образом замыкаться по кожуху вдоль тора, но замкнутый кожух электрически шунтирует ток в плазме. Чтобы исключить шунтирование в кожухе, делают один или несколько вертикальных изолированных разрезов (рис. 7, б).

Вблизи такого разреза токи Фуко перетекают с наружного обвода тора на внутренний, восстанавливая тем самым замкнутый контур. Однако теперь на обоих краях разреза появляются электрические токи противоположного знака, текущие поперек поля B_θ .

Соответственно возникает пара сил, направленных по вертикали. Механические усилия, действующие при этом на кожух, того же порядка, что и усилия, разрывающие шнур. Компенсация их — одна из серьезных инженерных задач, возникающих при конструировании токамака с кожухом.

В процессе разряда некоторые конструктивные элементы камеры, помещенные внутрь тороидального соленоида (например, металлические экраны), могут фактически брать на себя функции секционированной проводящей оболочки. В каждом случае необходим анализ механических усилий, действующих на такие элементы.

Это — первое конкретное следствие разрезов. Второе следствие — ухудшение компенсирующих качеств кожуха.

Каждый разрез влияет на равновесие шнура двояким образом. Во-первых, компенсирующее поле кожуха как бы выключается на длине обхода

тора, сравнимой с b ($b\pi/\ln \frac{b}{h_k}$), где $h_k < b$ — полуширина разреза [61].

Во-вторых, точно на такой же длине на шнур начинает действовать внешнее поперечное поле, в частности, растягивающее его B_y^+ . Эффект этот, разумеется, не зависит от природы поля. Иногда для быстрого управления равновесием в районы разрезов дополнительно вводят компенсирующее поле B_y^p .

В итоге устанавливается новое равновесное смещение [61]:

$$\Delta'_0(a) = \Delta_0(a) + 10^7 \frac{b^2}{2J_p} (B_{y0} - B_y^p) \frac{h_{\text{эф}}}{2\pi R - h_{\text{эф}}}, \quad (2.15)$$

где

$$h_{\text{эф}} \approx \sum_k \pi b / (\ln b/h_k + \sqrt{2} \delta_k/h_k) \quad (2.16)$$

— фактор, суммирующий действие всех k вертикальных разрезов [62]; $\sqrt{2} \delta_k/h_k$ — член, учитывающий конечную толщину кожуха; δ_k — толщина кожуха.

Выражение (2.15) строго применимо только для случая безжелезного электрически разомкнутого индуктора. Для подобного же индуктора с железом следует учитывать притяжение плазменного витка к центральному сердечнику [61, 68]. Замкнутый индуктор должен ослаблять этот эффект.

Второе отрицательное качество, вносимое разрезами, — эквивалентное уменьшение электропроводности кожуха. Дело в том, что k вертикальных разрезов, удлинняя путь замыкания токов Фуко, увеличивают их диссипацию (примерно в $1 + kb/3R$ раз [61]), как бы снижая эквивалентную электропроводность. Рассмотрим равновесие плазменного шнура в реальном кожухе с учетом затухания токов Фуко. Этот случай особенно важен практически. Именно он реализуется в токамаках с металлическими разрядными камерами.

Затухание токов Фуко эквивалентно медленному проникновению расталкивающего поперечного поля B_y^+ в объем разрядной камеры. Если обозначить проникшее поле \mathcal{B}_y^+ , то для бесконечного цилиндра с толщиной стенок δ_k и электропроводностью σ_k , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, этот процесс описывается простым выражением:

$$\frac{d}{dt} \mathcal{B}_y^+ = \frac{10^7}{2\pi\sigma_k\delta_k b} (B_y^+ - \mathcal{B}_y^+) \approx \frac{10^7}{2\pi\sigma_k\delta_k b} B_y^+. \quad (2.17)$$

Как мы уже установили, появление поперечных компонент магнитного поля в кожухе однозначно связано с отклонением плазменного шнура от равновесного положения ($\Delta_\Gamma - \Delta_0 = \pm \frac{5b^2}{J_p} \mathcal{B}_y^\pm 10^6$). Поэтому, выразив левую часть (2.17) через $\Delta_\Gamma - \Delta_0$, мы можем получить уравнение, описы-

вающее эволюцию равновесного смещения Δ_{Γ} в реальном кожухе под действием растягивающего поля $B_{y_0}^+ = B_{y_0}^-$ (2.9) и приложенного извне компенсирующего поля $\tilde{B}_{y_0}^-$ [46, 49]:

$$\frac{d}{dt} J_p (\Delta_{\Gamma} - \Delta_0) = \frac{10^{14} b}{4 \pi \sigma_{\kappa} \delta_{\kappa}} (B_{y_0}^- - \tilde{B}_{y_0}^-). \quad (2.18)$$

Полученное уравнение фактически описывает поведение плазменного шнура в условиях комбинированного управления смещением с помощью внешней системы витков и проводящего кожуха. При этом наиболее опасные, быстрые изменения плазменных параметров компенсируются действием кожуха, а медленные — следящей системой. Тем самым существенно снижаются быстродействие и мощность, необходимые для такой системы управления.

Действительно, проинтегрируем выражение (2.18) по времени от начального момента $t = 0$ ($\Delta_{\Gamma} = \Delta_0$) до произвольного t . Тогда

$$\Delta_{\Gamma} - \Delta_0 = \frac{10^{14} b}{4 \pi \sigma_{\kappa} \delta_{\kappa} J_p} \int_0^t (B_{y_0}^- - \tilde{B}_{y_0}^-) dt. \quad (2.19)$$

Иными словами, если отклонение $\Delta_{\Gamma} - \Delta_0$ необходимо удерживать в заданных пределах, система управления $\tilde{B}_{y_0}^-$ должна обеспечивать заданное значение интеграла $\int_0^t (B_{y_0}^- - \tilde{B}_{y_0}^-) dt$, что значительно проще, чем непо-

средственно следить за временной эволюцией плазменных параметров. Такой вариант регулирования обычно реализуется в современных установках и представляется наиболее оптимальным для будущих токамаков. Каков масштаб времени проникновения поля $B_{y_0}^+$ в токний кожух? Пусть для среднего токамака $\delta_{\kappa} = 1$ см, $b = 0,5$ м, $\sigma_{\kappa} = 5,5 \cdot 10^7$ Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$ (медь), тогда

$$\tau_{\kappa} = \frac{2 \pi \sigma_{\kappa} \delta_{\kappa} b}{10^7} = 150 \cdot 10^{-3} \text{ с}. \quad (2.20)$$

Это время на порядок превышает энергетические и скинковые времена, которые характерны для начальной стадии разряда в токамаке подобного размера. В таких условиях задающим устройством поля $\tilde{B}_{y_0}^-$ может служить простой управляемый тиристорный выпрямитель, питающийся от электросети ($\tau_{\text{рег}} \geq 20 \cdot 10^{-3}$ с). Управляющий им сигнал должен нести информацию о смещении плазменного шнура относительно центра кожуха либо камеры. Рассмотрим, как измеряется смещение шнура в токамаке и что удастся установить в результате таких измерений. Читателю, которому эти вопросы покажутся слишком специальными, можно рекомендовать опустить при первом чтении два последующих § 2.3 и 2.4 и вернуться к ним, если возникнут вопросы об источниках и степени надежности информации, касающейся интегральных характеристик плазмы токамака.

2.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СМЕЩЕНИЯ ШНУРА В ТОКАМАКЕ

Мы условились, что граница плазменного шнура — первая магнитная поверхность, касающаяся диафрагмы либо стенки, если диафрагма отсутствует. В идеале при оптимальном заполнении разрядной камеры горячей плазмой граничная магнитная поверхность должна была бы слиться с контуром диафрагмы.

а. Схема эквивалентного кожуха. Обратимся снова к рис. 7,б. Очевидно, идеальной диафрагмой мог бы стать сверхпроводящий кожух. Основная особенность такого кожуха — отсутствие пересекающих магнитных потоков — автоматически означает совпадение его материальной поверхности с граничной магнитной поверхностью шнура, что обеспечится токами Фуко, текущими по внутренней поверхности кожуха.

Если теперь проложить несколько короткозамкнутых витков, следующих линиям токов Фуко, а кожух удалить, то геометрия магнитных поверхностей не изменится существенно, если в витках пропустить токи, равные протекающим в кожуху. И напротив, если ту же магнитную конфигурацию создать каким-то другим способом, например внешними управляющими полями, электрические токи не должны индуцироваться ни в одном из этих витков. Появление в них токов служит сигналом того, что реальная конфигурация отклонилась бы от расчетной. Обычно используют один сигнальный виток, проложенный по наружному и внутреннему обводам тора. При этом оказалось, что виток удобнее всего разрезать в произвольном месте и оперировать не с токами, а с проинтегрированным напряжением, измеренным на его концах. Полученный сигнал пропорционален полиому поперечному магнитному потоку, пересекающему плоскость витка.

Известно [61], что проводящий кожух создает примерно однородное компенсирующее поле. Его можно с успехом заменить полем четырех проводников, достаточно удаленных от плазмы (см. рис. 3,III).

Для компенсации возможных смещений шнура по вертикали используют аналогичную схему с той лишь разницей, что следящий виток и система управляющих полей поворачиваются на 90° по φ .

Таким образом, задача была бы решена в принципе, если бы сигнальные витки удалось проложить строго по краю шнура. К сожалению, это технически невозможно. Витки прокладывают чаще всего по поверхности проводящего кожуха либо по внешней поверхности камеры. В условиях такого регулирования плазменный шнур оказывается как бы заключенным в некоторый "идеальный" (в зависимости от качества регулирования) кожух с эффективным радиусом, равным радиусу сигнальной обмотки b' . Впервые подобное регулирование было осуществлено на отечественном токамаке Т0-1 [69].

Плазменный шнур, окруженный таким эквивалентным кожухом, может смещаться согласно (2.13) с заменой b на b' , а \mathcal{B}_y на \mathcal{B}'_y — долю поперечного поля, реально пересекающего контур сигнальной обмотки. Функция поля \mathcal{B}'_y — следующая коррекция положения граничной поверхности.

При этом необходимо знать: во-первых, истинное положение магнитных поверхностей, во-вторых, их допустимое смещение относительно оптимального положения.

б. Измерение смещения шнура, окруженного кожухом. Самый прямой способ определения смещения плазменного шнура в токамаке — из асимметрии поля тока B_φ [70]. Рассмотрим сначала простой случай смещения по вертикали.

В исходном симметричном состоянии магнитные поля B_φ верхней и нижней части шнура одинаковы. Если сверху и снизу шнура установить два идентичных датчика поля B_φ , то разность их показаний U_- должна быть равна нулю. В простейшем случае (рис. 8) роль таких датчиков могут играть магнитные зонды — катушки, снабженные интегрирующим устройством.

Если шнур сместить по вертикали на величину Δ_B , возникнет пропорциональный сигнал рассогласования. Пусть, для определенности, оба датчика установлены на поверхности кожуха ($r_3 = b = b'$, $\Delta_B^2 \ll b^2$). Тогда, снова пользуясь методом отображения (см. § 2.2,б), нетрудно показать, что между Δ_B , U_- и суммой показаний датчи-

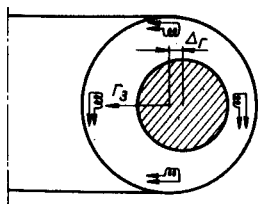


Рис. 8. Геометрия магнитных зондов для измерения смещения шнура, окруженного проводящим кожухом

ков U_+ установится простая связь:

$$\Delta_B = \frac{b}{2} \frac{U_-}{U_+} \quad (2.21)$$

[при $r_3 < b$ фактор $b/2$ следует заменить $r_3/(1 + r_3^2/b^2)$].

Главная причина вертикальных смещений шнура – случайные радиальные компоненты магнитного поля \mathcal{B}_R , возникающие вследствие дефектов изготовления и сборки магнитной системы поля $B\theta$ и индуктора. Особенно опасны квазипостоянные поперечные компоненты поля $B\theta$. Действительно, рассеянные поля индуктора легко промеряются сигнальным витком, их характерные времена сравнимы с длительностью разряда, поэтому они должны эффективно ослабляться кожухом либо системой регулирования. С другой стороны, поперечные компоненты квазистационарного поля $B\theta$ практически неразличимы на его фоне, кроме того, изменение их происходит столь медленно, что разумные по масштабу интегрирующие устройства просто не фиксируют их. Как показывает опыт [55, 70, 71], они легко достигают $10^{-3} B\theta$. Разряд при этом может вообще не развиваться либо протекать в узком канале, прижатом к одной из кромок диафрагмы [55, 70].

Поперечные компоненты поля $B\theta$ вносили серьезную неопределенность в первые эксперименты на токамаках [71].

Очевидно, что компенсацию их в среднем можно осуществить с помощью все той же системы из четырех витков, пропуская по ним часть тока обмотки поля $B\theta$. Сигнал U_- позволяет осуществить необходимый контроль за уровнем этого тока.

Действительно, смещение под действием поля \mathcal{B}_R^\pm равно по аналогии с Δ_M

$$(2.13): \pm \frac{b^2 \mathcal{B}_R^\pm}{2J_p} 10^7. \text{ Учитывая, что } U_+ \propto J_p, \text{ получаем}$$

$$U_- \propto \pm \mathcal{B}_R^\pm. \quad (2.22)$$

Таким образом, если $\mathcal{B}_R = \text{const}$ и поперечные токи не вносят существенного вклада в равновесие, сигналы $U_-(t)$ должны иметь форму прямоугольников с высотой $h \propto \mathcal{B}_R$ независимо от формы импульса разрядного тока $J_p(t)$ [55]. Варьируя ток в витках, удастся практически скомпенсировать влияние поля \mathcal{B}_R . Предел компенсации определяется точностью изготовления и установки датчиков $B\varphi$. Без большого труда ее доводят до 0,5%. Тогда минимальное значение $\mathcal{B}_R^{\text{мин}}$ составит около $2,5 \times 10^{-3} B\varphi = 2,5 \cdot 10^{-3} B\theta b/Rq(b)$. Равновесный плазменный шнур удастся организовать уже при $q(b) = 6 \div 8$. Если принять $R/b = 4$, то $\mathcal{B}_R^{\text{мин}} \approx 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-5} B\theta$.

Такой компенсации вполне достаточно. Было замечено [55], что уже при $\mathcal{B}_\perp = 1 \div 2 \cdot 10^{-4} B\theta$ влиянием поперечных полей на развитие разряда можно пренебречь.

Этот метод также применяют и по отношению к вертикальным компонентам \mathcal{B}_y . Для его реализации достаточно даже тонкого проводящего кожуха. Альтернативой ему является метод электронного пучка [72]. Суть его состоит в том, что электроны на очень больших энергиях ($E < 100$ эВ) распространяются в поле $B\theta$ почти строго вдоль магнитных силовых линий. Поперечный дрейф их за один оборот составляет доли миллиметра. Таким образом, если на силовой линии вакуумного поля установить соответствующую электронную пушку, то по смещению пучка за один оборот вдоль тора можно судить о средних поперечных компонентах. Измерения эти требуют ювелирной точности: если, например, $\mathcal{B}_\perp \approx 10^{-4} B\theta$, а $R = 1$ м, отклонение пучка за оборот составит 0,6 мм.

Однако при всех вариантах контроля компенсация поперечных компонент поля \mathcal{B}_\perp в среднем – необходимый элемент предварительной подготовки токамаков.

Рассмотренный нами случай — частный вариант общей ситуации, когда возмущающие или управляющие поля могут носить локальный характер. Если поле $B\theta$ велико, токовый шнур стремится следовать его силовым линиям. Возникает специфическая жесткость шнура, из-за которой он смещается как целое, безразлично, под действием ли распределенной силы или приложенной локально.

Правда, более детальное рассмотрение [73] обнаруживает, что в области приложения локального поперечного поля шнур изгибается по направлению \mathcal{B}_1 , приблизительно следуя результирующей силовой линии вакуумного поля. (Тем самым обеспечивается локальное равновесие этого участка шнура.)

Если размер этой области L мал по сравнению с R , то отклонение силовой линии составит:

$$\begin{aligned} \pm \frac{L}{2} \frac{\mathcal{B}_1}{B\theta} \left(1 - \frac{L}{2\pi R}\right) &= b \frac{\langle \mathcal{B}_1 \rangle_\theta}{B\varphi(b)} \frac{\pi}{q(b)} \left(1 - \frac{L}{2\pi R}\right) = \\ &= \pm \frac{\Delta_1^p \pi}{q(b)} \left(1 - \frac{L}{2\pi R}\right), \end{aligned} \quad (2.23)$$

где $\langle \mathcal{B}_1 \rangle_\theta$ — значение \mathcal{B}_1 , усредненное вдоль тора, а Δ_1^p — расчетное смещение шнура, которое должно обеспечить это поле.

Таким образом видно, например, что локальная регулировка недопустима в условиях высоких $\beta_j \geq 2$. Амплитуда изгибов составит тогда заметную долю b ($\Delta_1^p \approx \approx b^2 \beta_j / 2R$).

Очевидно также, что компенсация в среднем сохраняет изгибы, вызванные локальными возмущениями. В первом приближении ими пренебрегают. Однако, как мы увидим позже, они могут влиять на устойчивость плазмы. Это заставляет изготавливать соленоид поля $B\theta$ с возможной тщательностью и избегать локального регулирования.

Рассмотрим теперь измерения смещения по горизонтали (Δ_r). Они осуществляются аналогичной парой магнитных зондов (рис. 8), расположенных на наружном и внутреннем обводах тора. Связь между их показаниями и смещением Δ_r оказывается несколько сложней, чем в случае смещения по вертикали [46, 70]:

$$\Delta_r - \Delta_r - \Delta_m a^2/b^2 = \frac{b}{2} \frac{U_-}{U_+} (1 - a^2/b^2). \quad (2.24)$$

Здесь $\Delta_m = \pm \frac{b^2 \mathcal{B}_y^\pm}{2J_p} 10^7$, а $\Delta_r = \frac{b^2}{4R} \left[1 - \frac{a^2}{b^2} \left(2 \ln \frac{b}{a} - 1\right)\right] \approx \frac{b^2}{4R}$ — сдвиг наружу

“нулевой” точки горизонтальной пары зондов, вызванный особенностью тороидальной геометрии. Если диафрагма радиусом d расположена концентрично с кожухом, то, по определению, $a = d - \Delta_r$. Таким образом, зная U_- , U_+ , J_p , \mathcal{B}_y , можно найти Δ_r и использовать его как параметр регулирования.

Заметим, что в случае $a^2/b^2 \ll 1$ выражение (2.24) совсем упрощается:

$$\Delta_r - \frac{b^2}{4R} = \frac{b}{2} \frac{U_-}{U_+}. \quad (2.25)$$

Это позволяет иногда представлять осциллограммы $U_-(t)$ как условную функцию, пропорциональную $\Delta_r J_p(t)$.

Выражение (2.24) было получено в предположении хорошо проводящего кожуха и при условии, что магнитные зонды не чувствительны по отношению к проникшему в его объем полю \mathcal{B}_y . Последнее выполняется автоматически, если $\mathcal{B}_y = \text{const}$. Если \mathcal{B}_y создается внутренними витками, помещенными между кожухом и плазменным шнуром, наведенный ими зондовый сигнал обычно компенсируют в предварительных опытах без плазмы. Само же значение \mathcal{B}_y в сечении шнура (2.24) измеряют тогда специальными зондами либо методом электронных пучков.

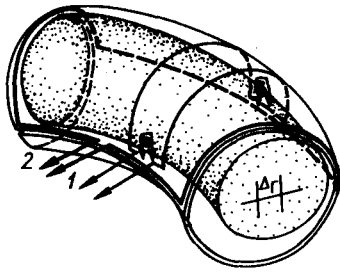


Рис. 9. Схема вспомогательных обмоток при измерениях смещения шнура, окруженного тонким кожухом

Усредненное поле $\mathcal{B}_y \equiv \mathcal{B}'_y$, проникающее извне в тонкий кожух с разрезами, обычно измеряют сигнальной обмоткой, аналогичной 2 рис. 9. Чтобы исключить непосредственное влияние проникающего поля на показания зондов, на кожух накладывают дополнительную петлю 1 рис. 9, измеряющую поле $\mathcal{B}_y(s)$ в районе их расположения [74]. Тогда выражение (2.24) модифицируется в

$$\Delta_r - \Delta_r = \frac{b}{2} \left[\frac{U_-}{U_+} \pm \frac{\mathcal{B}_y^\pm(s)}{B_\varphi(b)} \pm \frac{2a^2}{b^2 - a^2} \frac{\mathcal{B}'_y^\pm}{B_\varphi(b)} \right] (1 - a^2/b^2). \quad (2.26)$$

Выражение (2.26) описывает смещение $\Delta_r(a)$ в любом кожухе при условии, что локальные возмущения поперечных полей не очень велики [74]. (Если магнитные зонды изготовить в виде катушек, распределенных вдоль обхода тора, можно снять и это ограничение.)

Таким образом, уравнения (2.21) и (2.26) позволяют нам однозначно определять фактическое положение внешних магнитных поверхностей шнура.

Заметим, что положение центральных магнитных поверхностей определяют по профилю мягкого рентгеновского излучения [75], так как максимум его свечения приходится на центр шнура [76, 77]. Тем самым идентифицируются положения всех магнитных поверхностей.

Важное практическое следствие магнитных измерений Δ_r состоит еще и в том, что они позволяют определить такой интегральный энергетический параметр шнура, как $\beta_J + \ln b/a + I_i/2 = \beta_J + L_i/2$. Обсудим этот вопрос подробнее.

в. Определение интегральных параметров шнура по результатам зондовых измерений. Измерения Δ_r позволяют вычислить максимально возможный радиус шнура a . Как мы уже отмечали, эта величина обычно оказывается несколько больше реального размера горячей зоны, найденного зондированием шнура импульсом напряжения (2.5). Такое отличие означает, что электропроводность и плотность тока $j(r)$ спадают к краю шнура. Распределение тока в центре можно оценить, зная внутреннюю индуктивность I_i . Один из немногих путей измерения этой величины — по асимметрии полей B_φ .

Действительно, воспользовавшись (2.13) и (2.26), получаем [32, 61, 74]:

$$\frac{R}{b} \left[\frac{U_-}{U_+} \pm \frac{\mathcal{B}_y^\pm(s)}{B_\varphi(b)} \mp \frac{2\mathcal{B}'_y^\pm}{B_\varphi(b)} \right] + 1 = \ln \frac{b}{a} + I_i/2 + \beta_J, \quad (2.27)$$

где

$$\beta'_J = \beta_J^* \pm \frac{10^7 a B \theta}{4J_p^2} J_y^\pm \approx \beta_J \pm \frac{10^7 a B \theta}{4J_p^2} J_y^\pm.$$

Некоторая неопределенность, связанная с поперечными токами J_y , легко разрешается непосредственным измерением их на диафрагме [54, 57]. В устойчивой стадии разряда ими, как правило, пренебрегают.

Таким образом, считая, что шнур находится в состоянии равновесия, мы вычисляем величину $\ln b/(d - \Delta_r) + I_i/2 + \beta_J$.

Опишем кратко еще один метод ее определения, который можно было бы называть методом зондирования плазменного шнура импульсом разрядного тока [78, 79]. Его применяют, когда время удержания шнура кожухом уже сравнимо с длительностью процесса, а вспомогательные обмотки (рис. 9) отсутствуют.

Метод предполагает быстрое изменение разрядного тока J_p на заметную величину ΔJ_p . Для этого используется аналогичная, но более мощная, техника, что и в методе зондирования шнура импульсом напряжения.

Если ΔJ_p изменяется за времена существенно меньшие, чем скинное $\tau_{ск}$ и энергетическое τ_E , то, с одной стороны, добавка ΔJ_p не успеет распространяться в глубину шнура, а с другой, еще не успеет измениться энергия плазмы. Полагая тогда $\beta_y = \text{const}$ (этого легко добиться даже в случае тонкого кожуха), получаем из (2.13) и (2.26):

$$\frac{R}{b} \frac{\Delta U_-}{\Delta U_+} + 1 = \frac{L_{i\text{вн}}}{2} - \left(\beta_J + \frac{l_i}{2} \right) \frac{J_{p1}}{J_{p2}}, \quad (2.28)$$

где $L_{i\text{вн}} = 2 \ln b/a = \frac{\delta V_p}{2\pi R \cdot 10^{-7} \delta J_p}$; J_{p1} — ток разряда до изменения, а J_{p2} — после него.

Такой способ можно последовательно расширить на случай многих разъемов, больших переменных полей β_{\perp} и т. д., мы обратимся к нему еще раз при калибровке диамагнитных измерений.

Найденная нами величина $L_i/2 + \beta_J$ — важная энергетическая характеристика плазменного шнура. Дело в том, что заключенная внутри кожуха полная погонная (на 1 м длины) энергия магнитного поля B_{φ} и плазмы равна:

$$10^{-7} (\ln b/a + l_i/2 + \frac{3}{4} \beta_J) J_p^2. \quad (2.29)$$

Но в режиме только омического нагрева $\beta_J < 1$, а $\ln b/a + l_i/2 \geq 1$. Таким образом, величина $\ln b/a + l_i/2 + \beta_J$ почти точно следует за (2.29). Это обстоятельство можно использовать в практических приложениях [32].

Если бы, наконец, удалось независимо измерить β_J , стало бы возможным вычислить l_i и, в конечном итоге, оценить распределение $j(r)$.

Широко распространены так называемые диамагнитные измерения β_J , в основе которых лежит идея о равновесии плазменного шнура по малому радиусу r .

2.4. РАВНОВЕСИЕ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА ПО r . ВЫЧИСЛЕНИЕ β_J

Если равновесие шнура по R предполагало отсутствие заметных поперечных токов, замыкающихся через стенки камеры, то равновесие по r означает способность магнитной конфигурации удерживать поперечный градиент давления плазмы.

Пусть, для определенности, длина свободного пробега частиц мала по сравнению с размерами токамака. Тогда справедливы приближения магнитной гидродинамики и можно просто записать баланс сил, действующих по малому радиусу цилиндрического шнура:

$$dp(r)/dr = j_{\varphi} B_z - j_z B_{\varphi} \quad (2.30)$$

(в первом приближении по a/R тороидальностью можно пренебречь [50]). Если бы силы, действующие со стороны магнитного поля, отсутствовали ($dp/dr \equiv 0$), то ток разряда должен был бы протекать строго вдоль магнитных силовых линий ($j_{\varphi}/j_z = B_{\varphi}/B_z$). Подобные бессильные конфигурации могут реализоваться, например, когда из-за неустойчивостей плазма разобьется на узкие желобки, ориентированные вдоль магнитного поля.

Мерой, удерживающей силы, является угол между направлением тока и силовой линией результирующего поля.

Иногда создается неправильное представление, что распределения $j_z(r)$ и $p(r)$ связаны в токамаке однозначно. Как следует из (2.30), давление и продольный ток могут быть распределены произвольно, связь между ними осуществляется через компоненту плотности тока $j_\varphi(r)$.

Предполагая $B_z \gg B_\varphi$, проинтегрируем левую и правую части выражения (2.30) сначала по r (от r до a), а затем по s ($ds = 2\pi r dr$). В результате получим простую связь между средним по сечению давлением $\langle p \rangle_a$, током J_p и $\Delta\Phi_z$ — дополнительным магнитным потоком поля B_z , возникающим в сечении шнура из-за компоненты j_φ :

$$\langle p \rangle_a - p(a) = 10^{-7} J_p^2 / 2\pi a^2 - 10^7 \Delta\Phi_z B_z / (2\pi)^2 a^2. \quad (2.31)$$

Здесь $p(a)$ — давление у границы плазмы.

Равенство $\langle p \rangle_a = p(a)$ означало бы, что равновесие по r поддерживается не магнитным полем, а стенками разрядной камеры. Реально $p(a) \approx \approx 0$. Выражение (2.31) удобно представить тогда в следующем виде:

$$\Delta\Phi_z = \frac{2\pi}{10^7 B_z} [10^{-7} J_p^2 - 2\pi \langle p \rangle_a a^2] = \frac{2\pi (10^{-7} J_p)^2}{B_z} (1 - \beta_J). \quad (2.32)$$

Таким образом, если в сечении шнура реализуется бессиловая конфигурация, то поток $\Delta\Phi_z$ оказывается чисто парамагнитным. Присутствие горячей плазмы вызывает его ослабление вплоть до перехода (при $\beta_J > 1$) в диамагнитный.

Измеряя величину $\Delta\Phi_z$, можно найти β_J [78, 80]. Правда, она несколько отлична от β_J^* , которая фигурировала в равновесии по R (2.10). Они совпадут, если энергии заряженных частиц плазмы распределены изотропно. В случае малых n_e , когда могут возникать ускоренные вдоль θ пучки электронов, либо при инжекции энергичных нейтралов следует помнить, что β_J , измеренная по диамагнетизму, несет информацию только о поперечной составляющей плазменной энергии. Легко показать, что тогда член $\pi \langle p \rangle_a a^2$ в (2.32) заменяется W_\perp .

Однако в подавляющем большинстве случаев распределение энергии можно считать изотропным и использовать найденное значение β_J для вычисления l_i [43].

К сожалению, диамагнитные измерения β_J сопряжены с большими абсолютными погрешностями. Чтобы уменьшить их, можно снова рекомендовать зондирование шнура импульсом тока. Скинированная добавка ΔJ_p должна вызывать изменение только парамагнитного потока, это позволяет сделать измерения β_J относительными и значительно повысить их точность [78].

Наконец, знание величины β_J позволяет нам вычислить погонную тепловую энергию плазмы $W = \frac{3}{4} \beta_J \cdot 10^{-7} J_p^2$ и такой центральный параметр термоизоляции, как энергетическое время жизни плазмы τ_E .

По определению,

$$\tau_E = \frac{W}{P_{o.n}/2\pi R - dW/dt} \quad (2.33)$$

Учитывая, что $P_{o.n}$ определяется соотношением (2.6), получаем:

$$\tau_E = \frac{(3/4)\beta_J \cdot 10^{-7} J_p^2}{J_p V_p / 2\pi R - d\left(\frac{L_i}{2} + \frac{3}{4}\beta_J\right) 10^{-7} J_p^2 / dt} \quad (2.34)$$

Знаменатель этого выражения представляет собой мощность тепловых потерь плазменного шнура. Его можно упростить, пренебрегая $\beta_J/4$ по сравнению с $L_i/2 + \beta_J$:

$$\begin{aligned} & \frac{J_p V_p}{2\pi R} - \frac{d}{dt} \left(\frac{L_i}{2} + \frac{3}{4}\beta_J \right) 10^{-7} J_p^2 \approx \\ & \approx \frac{J_p V_p}{2\pi R} - \frac{d}{dt} \left\{ \frac{R}{b} \left[\frac{U_-}{U_+} \pm \frac{\mathcal{B}_y^\pm(s)}{B_\varphi(b)} \mp \frac{2\mathcal{B}_y^{\bullet\pm}}{B_\varphi(b)} \right] + 1 \right\} 10^{-7} J_p^2. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Тем самым мы получаем замкнутую систему уравнений (2.27), (2.32), (2.34), (2.35), связывающих, с одной стороны, макроскопически измеряемые величины: J_p , V_p , U_- , U_+ , $\mathcal{B}_y(s)$, \mathcal{B}_y' , $\Delta\Phi_z$, а с другой — интегральные параметры, характеризующие состояние плазменного шнура: β_J , L_i , W , a , l_i и τ_E .

Подчеркнем особо, что все эти вычисления делаются при минимальных предположениях: необходимо только, чтобы были малы поперечные токи и чтобы пучки быстрых частиц не вносили большого вклада в полную энергию плазмы.

Полученная информация обладает исключительной надежностью. Найденная величина τ_E — интегральная характеристика переноса тепла поперек магнитного поля за счет теплопроводности, диффузии и излучения плазмы.

Располагая этими параметрами, можно описать феноменологически поведение плазменного шнура в токамаке. Проследим прежде всего за тем, что происходит, когда поперечные поля выводят шнур из оптимального положения, а затем рассмотрим эволюцию шнура в процессе разряда.

2.5. ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ПОВЕДЕНИЕ ШНУРА

На рис. 10 представлена серия осциллограмм $J_p(t)$, $V_p(t)$, $U_-(t)$ для разных горизонтальных положений шнура в установке Т-3 [55]. Соответствующие разряды отличались разными постоянными поперечными полями $B_y \equiv \mathcal{B}_y$.

В случае рис. 10,б добавочное поле (B_y^-) смещало шнур внутрь, в случае рис. 10,г (B_y^+) — наружу, в случае рис. 10,в B_y почти отсутствовало. Что следует из этих осциллограмм?

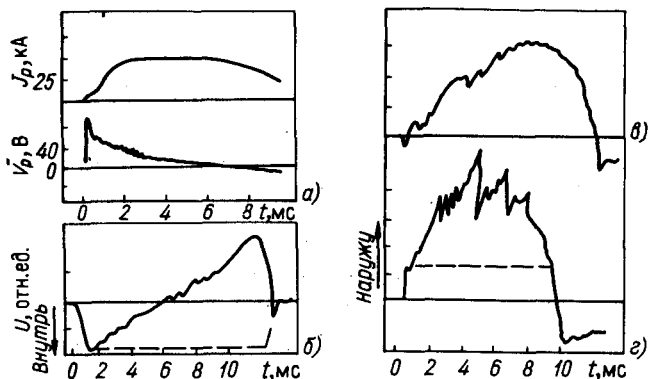


Рис. 10. Временные осциллограммы основных параметров типичного разряда в токамаке:

а – осциллограммы $J_p(t)$ и $V_p(t)$; б – $U_-(t) \propto \Delta r J_p$, на шнур действует постоянное поперечное поле B_y , смещающее его внутрь по R ; в – в отсутствие поля B_y ; г – постоянное поле смещает шнур наружу

Прежде всего в ходе их ясно просматриваются характерные прямоугольники (пунктир) – непосредственное свидетельство присутствия постоянного поперечного поля. По высоте прямоугольников без труда вычисляются соответствующие значения B_y и можно, например, осуществить компенсацию поперечных полей тороидального соленоида, о которой говорилось выше.

Основная часть сигнала $\Delta r J_p$ имеет вид функции, растущей в процессе разряда. Рост этот означает постоянное, хотя и не очень быстрое, движение шнура (дрейф) наружу по R . Обычно оно замедляется со временем. При достаточной длительности разряда шнур может прийти в некоторое квазистационарное состояние, которое и представляет собой основной объект исследований на токамаках.

В приведенном примере отчетливо видно, что это движение ускоряется по мере увеличения начального сдвига шнура наружу.

Наконец, достигнув некоторого предельного смещения, шнур начинает периодически срываться внутрь, демонстрируя характерную релаксационную неустойчивость с периодом порядка времени скинирования тока J_p .

Эту неустойчивость впервые наблюдали Е. П. Горбунов и К. А. Разумова в 1962 г. на установке ТМ-2 [81]. Впоследствии она получила название "неустойчивости срыва" (*disruptive instability*).

Ее развитие представляет собой одну из характерных форм существования плазменного шнура в токамаках и будет обсуждаться неоднократно. Важнейшее проявление этой неустойчивости – резкое расширение токового канала, рост взаимодействия плазмы со стенкой, загрязнение и охлаждение шнура.

Эффект инициирования неустойчивости смещением шнура впервые был отчетливо продемонстрирован в опытах на Т-5 [53]. Какова ее причина? Во-первых, это могла быть позиционная [61] неустойчивость плазменного шнура внутри проводящего кожуха. Действительно, увеличение смещения

ведет к уменьшению a , но уменьшение a обязано вызывать дальнейший рост смещения (2.13). Неустойчивость наступит, как только окажется $|\frac{d\Delta_r}{da}| > 1$. Эффект усугубляется тем, что при смещении шнура диафрагма как бы "счищает" внешние слои тока, вызывая уменьшение J_p и соответственно рост Δ_r . Такая неустойчивость опасна для токамаков с высокой тороидальностью R/d , именно ею объяснялись результаты Т-5.

Если ее экстраполировать на менее крутые системы, например Т-3 [55], то допустимое смещение наружу должно было бы возрасти до 5–10 см. Однако оказалось, что там срыв развивался уже при сдвиге на 1,5–2 см. Этому было найдено другое, менее очевидное объяснение [82]. А именно, позже (см. § 6.4) будет продемонстрировано, что охлаждение края шнура (сдвиг на диафрагму – простейший способ охлаждения) делает границу шнура неустойчивой по отношению к винтовым возмущениям. Развитие же винтовых возмущений может охладить плазму уже на глубину, сравнимую с a , т. е. вызвать серьезное сужение токового канала. Это сужение – причина роста $\Delta_r \propto \ln b/a$ (рис. 10) и основная предпосылка последующего развития срыва.

Практический вывод, который следует из такой модели, состоит в том, что дополнительные смещения шнура, возникающие, например, в процессе управления, не должны превышать $0,1a$, чтобы не ухудшать сильностабилизирующих свойств граничной плазмы.

2.6. ЭВОЛЮЦИЯ ТОКОВОГО КАНАЛА В ПРОЦЕССЕ РАЗРЯДА

Знание внешней ($L_{i\text{вн}} = 2 \ln b/a$) и внутренней (l_i) индуктивностей плазменного шнура позволяет составить первоначальные представления о поведении токового канала в типичных условиях токамака.

Индуктивность l_i – интегральная характеристика распределения тока. Переход от нее к радиальному распределению $j(r)$, строго говоря, некорректен. Однако для оценок можно воспользоваться простым приемом: аппроксимировать $j(r)$ набором гладких функций, например, типа $(1-r^2/a^2)^n$. Тогда l_i для скинированного распределения $j(r)$ равно 0, для однородного ($n=0$) – 0,5, для параболического ($n=1$) – 0,92 и т. д. Пользуясь этой простейшей экстраполяцией, можно по изменению l_i проследить за некоторыми тенденциями в поведении $j(r)$.

Самая общая и опасная среди них – тенденция к сужению токового канала. Ее обычное следствие – монотонный дрейф шнура наружу (рис. 10).

Причин сужения может быть несколько. Во-первых, охлаждение края водородом и примесями, поступающими со стенки. Как только затраты энергии на их ионизацию, перезарядку и излучение приблизятся к выделению тепла в центре, граница горячей области начнет смещаться в глубь шнура. Этот канал потерь мы рассмотрим в гл. 5.

Второй причиной может стать уже упоминавшееся развитие плазменных неустойчивостей вблизи границы (см. гл. 6).

И, наконец, третьей — рост электропроводности центральных областей. В стационарном разряде $j(r)$ обязано следовать за $\sigma(r) V_p \propto T_e^{3/2}(r) V_p$. Тем самым увеличение $T_e(0)$ (например, из-за улучшения термоизоляции) приведет к собиранию тока в центр. Наоборот, развитие внутренних неустойчивостей способствовало бы расширению его канала. Рост σ и сужение канала могут произойти также вследствие перехода группы электронов в режим ускорения вдоль \mathbf{E}_θ (*run away* — убегающие электроны). Такие явления возникают иногда при низких n_e и на начальной стадии разряда — при высоких n_e (гл. 7).

На стадии нарастания $J_p(t)$ эффект скинирования приводит к уширению профиля $j(r)$ и, напротив, на спаде J_p — к сужению.

Намеренно изменяя ток $J_p(t)$ в ходе разряда, можно получать на короткое время различные распределения $j(r)$ вплоть до отрицательных j вблизи границы.

Все эти тенденции так или иначе представлены в сегодняшних токамаках. Наиболее определенно они проявляются на начальной стадии разряда.

Известно, что характерное время проникновения тока в цилиндрический проводник равно $\tau_{СК} = 10^{-7} < \sigma >_a a^2$. Если ток нарастает за время $t \leq \tau_{СК}$, он локализуется у границы. Следы его скинирования исчезнут только через $t > 2\tau_{СК}$.

В условиях омического нагрева плазмы при не очень высоких n_e ($\leq 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) T_e — функция электронной термоизоляции и $J_p(t)$. Если предположить неоклассическую теплопроводность (1.27), (1.30), то при начальном нарастании $J_p(t)$ следовало бы ожидать образования полых профилей $j(r)$. Ситуация не изменится, если неоклассический перенос электронов увеличить на порядок согласно его фактическому превышению в квазистационарной фазе разряда [83]. Однако измеренные значения T_e и σ на подъеме J_p оказываются существенно ниже расчетных, а распределения $j(r)$ — почти плоскими [84, 85], т. е. для начальной стадии следует предполагать аномально высокую электронную теплопроводность. Она явно связана с периодическими дугами колебаний V_φ , возникающими на подъеме $J_p(t)$ [43]. Коррелирующие с дугами сдвиги шнура наружу и положительные пики $V_p(t)$ указывают, что именно в эти моменты растет l_i , т. е. ток проникает в центр.

Процесс проникновения тока естественно интерпретировать как периодические разрушения образующихся на подъеме J_p скиновых конфигураций $j(r)$. Мы увидим позже (см. гл. 6), что наиболее вероятной причиной таких разрушений являются уже упоминавшиеся винтовые неустойчивости.

Но подобный способ формирования шнура характерен лишь для режимов с малыми и средними n_e . С увеличением n_e растет излучение на примесях [86, 87]. Оно охлаждает преимущественно край шнура снижает σ и подавляет скинирование. При достаточно высоких n_e ток формируется в виде узкого канала вблизи оси.

На рис. 11 приведены два примера развития разряда при средних (а) и очень высоких (б) n_e . В случае рис. 11,а, как следует из поведения $\Delta_\Gamma J_p(t)$, шнур сначала быстро выходит наружу, затем замедляется и на

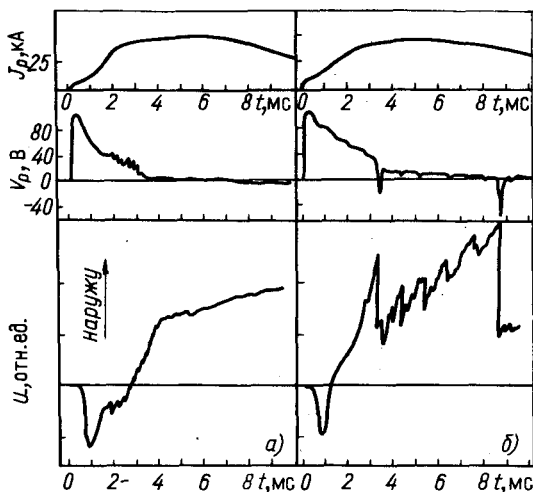


Рис. 11. Сравнение разрядов с умеренной ($1-2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) (а) и с чрезмерно высокой плотностью плазмы ($n_e > n_{e \text{кр}}$, T-3) [88] (б)

плато J_p почти достигает квазистационарного состояния. Движение наружу сопровождается колебаниями $\bar{V}_p, \bar{B}_\varphi$.

В случае высоких n_e колебания подавлены, V_p заметно выше, движение наружу становится неустойчивым, оно прерывается срывами. Уровень n_e , при котором возникают срывы, называют критическим ($n_{e \text{кр}}$): Он поднимается с ростом мощности энерговыделения на частицу и снижается при добавлении примесей [82, 85, 87, 88]. Постепенным увеличением n_e (снижением энерговыделения на частицу) можно осуществить почти непрерывный переход от режимов типа рис. 11,а к рис. 11,б [85].

Начальную стадию обычно стараются формировать по типу рис. 11,б, а среднюю — по типу рис. 11,а. В итоге квазистационарный профиль $j(r)$ принимает некоторую колоколообразную форму, близкую к

$$j(r) = j(0) (1 - r^2/a^2)^q (a) - 1, \quad (2.36)$$

где значение $j(0)$ ограничивается так называемой внутренней неустойчивостью срыва примерно на уровне $j_{\text{кр}} \approx 1,6 \div 2 B\theta \cdot 10^6 / R$ при $q(0) = 1 \div 0,75$.

Прямые пути определения профиля $j(r)$ пока сложны технически. Среди них следует упомянуть опыты по рассеянию пучка ионов Ti в ST [89], по поляризации излучения второй гармоники циклотронной частоты [90]; опыты на АТС по анализу траекторий быстрых ионов водорода, возникающих при инъекции нейтрального пучка вдоль θ [91], и, наконец, опыты на DITE [92], представляющие собой некоторую разновидность лазерного зондирования. Все эти методы используются эпизодически и пока еще страдают довольно высокими погрешностями. В большинстве случаев профиль $j(r)$ примерно следует распределению электропроводности $\sigma(r)$, которую вычисляют на основании спитцеровской зависимости $\propto T_e^{3/2}(r) f(Z)$ (1.18) в предположении однородного распределения приме-

сей. Однако иногда наблюдают отклонения примерно вдвое [91], их объясняют тем, что $Z = Z_{эф}$ растет к оси разряда.

На этом мы закончим электродинамическое описание плазменного шнура традиционного токамака. В каких направлениях возможно развитие его магнитной конфигурации? Рассмотрим кратко токамаки с высокими β_J , удлиненные и диверторные конфигурации.

2.7. ДАЛЬНЕЙШИЕ РАЗВИТИЯ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ТОКАМАКА

а. Токамаки с предельным энергосодержанием плазмы. Вопрос о максимальном энергосодержании плазмы может оказаться одним из критических для коммерческого реактора-токамака. Напомним [1], что в цилиндре оно определяется величиной B_z^2 ($\beta_z = \frac{8\pi \langle p \rangle_a}{10^7 B_z^2} \leq 1$), т. е. равновесием по малому радиусу r .

В торе энергосодержание определяется равновесием по R . Действительно, по мере роста β_J (точнее, $\beta_J + I_{i...}/2$) мы вынуждены увеличивать поперечное управляющее поле B_{y0} (2.9), пока оно не сравняется с полем B_φ на внутреннем обводе шнура. В этом месте образуется область с нулевым полоидальным полем (нулевая точка), а магнитные поверхности токамака расщепятся на два семейства. Внешнее — остаток прежнего шнура и внутреннее — локальную область вблизи внутреннего обвода тора. Например, расчет [61] для однородного тока показывает, что это произойдет, как только β_J превысит критическое значение

$$\beta_{J\text{кр}} \approx R/a + 0,5. \quad (2.37)$$

Иными словами, $\beta_{\theta\text{кр}} \approx a / (R \cdot q^2) \approx 5 \div 8\%$.

На рис. 12 [93] приведены расчетные структуры магнитных поверхностей для случая $\beta_J \approx \beta_{J\text{кр}}$ и $\beta_J > \beta_{J\text{кр}}$. Символическая магнитная поверхность (пунктир), разделяющая оба семейства, называется сепаратрисой. Фактически она выполняет функцию границы плазменного шнура. Дальнейший рост β_J приведет к сокращению его размеров.

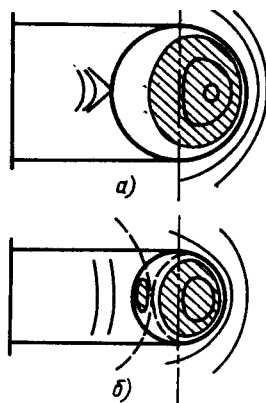
Однако, как отмечалось еще в работе [61], найденный предел не является абсолютным. Если шнур окружить проводящим кожухом, то в силу вмерзности магнитных потоков магнитная конфигурация сможет перестроиться только за времена, большие скин-слоевых. В таком импульсном токамаке-реакторе с вмерзанным магнитным потоком (*flux conserving tokamak*) $\langle p \rangle_a$ предполагается увеличить в несколько раз [94, 95], подняв β_θ до 15–20%.

Другой путь увеличения $\langle p \rangle_a$ при заданном B_θ — удлинение магнитной конфигурации по вертикали.

Правда, теория выражает определенный пессимизм по поводу этих возможностей. Во-первых, в области редких столкновений предсказывается еще одно ограничение на β_θ . Трение пролетных электронов о запертые должно приводить в таких режимах к появлению макроскопических токов вдоль B_θ . При $\beta_J \geq 1,6 \sqrt{R/a}$ плотность их превысит $j_{\text{кр}}$ [20], при которой развивается внутренняя неустойчивость срыва. Так как обычно

Рис. 12. Эволюция магнитной конфигурации токамака при высоких β_J [93]:

$$a - R/a = 2,5; \beta_J = 3; \sigma - R/a = 3,7; \beta_J = 6$$



$R/a \approx 3 \div 4$, это ограничение совпадает с (2.37). Во-вторых, предсказывают, что при больших β_θ и низких q (a) возникнут особые баллонные неустойчивости, которые ограничат β_θ на уровне нескольких процентов [96]. Предсказания эти требуют экспериментальной проверки. Нагревая плазму пучками нейтральных атомов, на некоторых токамаках (Т-11 [34]; ISX-B [337]) уже достигли $\beta_\theta \approx 3\%$. Опыты на ISX-B [337] как будто бы обнаружили существование некоторого "мягкого" предела для β_J примерно на уровне $0,3R/a$. При этом значение $\beta_J + I/2$ уже достигло $0,5R/a$.

Очевидно, что этот предел не является абсолютным. Так, на конференции МАГАТЭ в 1982 г. по УТС в г. Балтиморе (США) было сообщено, что на токамаке с дивертором ASDEX удалось достичь $\beta_J \approx 0,65 R/a$, но при $\beta_\theta \approx 1\%$, а на D-III – получить своеобразный рекорд $\beta_\theta \approx 4,5\%$.

Существует мнение, что видимая противоречивость этих данных как-то передает динамику развития баллонных неустойчивостей, вероятнее всего, их связь с радиальными распределениями n_e , T_e , T_i и j .

Во всяком случае уже достигнутые β_θ вплотную приближаются к значениям, необходимым для коммерческого реактора-токамака (около 5%).

б. Удлиненные конфигурации. Перстеньки и дублеты. Два экспериментальных факта были положены Л. А. Арцимовичем и В. Д. Шаfranовым [97] в основу идеи перстенькового токамака (удлиненного по вертикали). Во-первых, то, что температура и термоизоляция в токамаке оказались растущими функциями B_φ , и, во-вторых, что устойчивость шнура определяется реально значением q на его границе. Запишем q в общем виде:

$$q = \frac{B_\theta}{\langle B_\varphi \rangle_\varphi} \frac{L_\varphi}{L_\theta} \quad (2.38)$$

Здесь $\langle B_\varphi \rangle_\varphi$ – среднее поле вдоль границы; $L_\theta = 2\pi R$ – длина; L_φ – периметр поперечного сечения шнура.

Если увеличивать L_φ , растягивая виток по вертикали, то при постоянном q на границе можно увеличить $\langle B_\varphi \rangle_\varphi$ и соответственно с этим энергосодержание плазмы. Например, в случае эллиптического сечения шнура с полуосями l_y и l_R

$$q = \frac{B_\theta}{10^{-7} 2J_p} \frac{l_y^2 + l_R^2}{2R} = \frac{B_\theta l_R^2}{10^{-7} \cdot 2J_p R} \frac{1 + K^2}{2} \quad (2.39)$$

где $K = l_y/l_R$ – параметр удлинения.

Пусть $l_R = a$. Легко видеть, что уже при $K=3$ ток J_p возрастает в 5 раз. При этом увеличиваются его плотность и мощность омического нагрева.

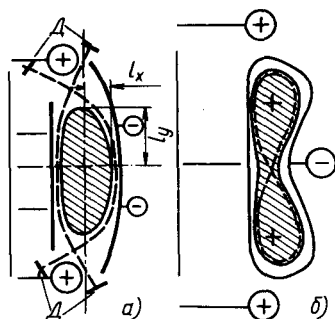


Рис. 13. Специальные конфигурации токамака:

a – перстеньковая с двумя диверторами (сепаратриса – пунктир внутри разрядной камеры), *D* – диверторные пластины; *b* – дублетная; \oplus – токи, совпадающие по направлению с J_p , и \ominus – противоположные J_p

Ожидалось, что в K^2 раз уменьшится плазменный перенос в области плазмы [97].

Как организовать вытянутый плазменный шнур? В простейшем случае его растягивают либо специальными витками с током (рис. 13, *a* [97]), либо помещая в удлиненный кожух [98]. Наиболее универсально растяжение витками. Однако такой шнур оказывается принципиально неустойчив по отношению к вертикальному смещению. Кратко обсудим в связи с этим условия устойчивости равновесного положения шнура в токамаке.

Все предыдущие рассуждения предполагали, что управляющие поперечные поля однородны в пространстве. Тогда плазменный шнур был в устойчивом равновесии по R (возвращающая сила увеличивалась пропорционально R) и в безразличном – по вертикали (y).

Ситуация изменится, как только мы станем вводить неоднородные поперечные поля для придания шнуру эллиптической формы.

В силу того, что $\text{rot } \mathbf{B} = 0$, B_R - и B_y -компоненты поперечного поля связаны соотношением $\partial B_R / \partial y = \partial B_y / \partial R$. Пусть $B_y \sim R^{-n_B}$, тогда $B_R =$

$$= -n_B \frac{y}{R} B_y. \text{ В зависимости от } n_B \text{ шнур будет либо сплющиваться } (n_B >$$

$> 0)$, либо растягиваться ($n_B < 0$) по вертикали. В первом случае его равновесное положение устойчиво по вертикали, во втором – неустойчиво: сколь угодно малое начальное смещение вызовет уход всего шнура вверх либо вниз. С другой стороны, увеличение n_B приведет к потере устойчивости по R , ее условие: $n_B < 3/2$ [99]. В итоге критерий устойчивого равновесия токового шнура без кожуха может быть записан как

$$0 < n_B < 3/2, \quad (2.40)$$

т. е., если показатель n_B окажется за пределами этого диапазона, шнур за инерционные времена окажется выброшен на стенку разрядной камеры.

Растяжение по вертикали возможно лишь при условии больших отрицательных n_B . Если ток распределен равномерно по сечению, то [62]

$$K = l_y / l_R = 1 + \frac{3}{4} \left(\frac{a}{R} \right)^2 \left(\ln \frac{8R}{a} - \frac{17}{12} \right) - \left(\frac{a}{R} \right)^2 \times \left(\ln \frac{8R}{a} + \beta_J - \frac{5}{4} \right) n_B \quad (2.41)$$

Пусть $R/a = 3$, $\beta_J = 0,5$, $K = 3$, тогда $n_B \approx -7$ (при $K = 2$, $n_B = -3$). Заметим, что даже при $n_B = 0$ шнур обладает некоторой остаточной эллиптичностью $K > 1$. При реальных обостренных распределениях $j(r)$ требования к n_B несколько снижаются, например, параметр удлинения 1,8 достигался при $n_B = -1,6$ [100].

Устойчивости удлиненных конфигураций по вертикали добиваются, комбинируя обратные связи с проводящим кожухом. В случае эллиптического шнура удается достигать удлинения 2. Удлинения около 3 получают в более устойчивой дублетной (*doublet*) конфигурации (рис. 13, б), предложенной Окава. К сожалению, дальнейшее растяжение приводит к разрыву шнура на два самостоятельных. Серия токамаков такого типа сооружена фирмой "Дженерал атомик" в США [101, 102]. Самый большой из них D-III устойчиво работает в режиме разряда с $J_p = 2$ МА. Оправдывают ли токамаки с вытянутым сечением надежды, которые на них возлагали?

Как было показано впервые на отечественном перстеньковом токамаке Т-9 [98, 103] ($K = 1,5 \div 2$), а затем на D-II ($K = 1 \div 3$), максимально допустимый устойчивый ток разряда действительно подчиняется в удлиненных системах соотношению $(1 + K^2)/2$. Минимальные q на границе те же, что и в аналогичных токамаках с $a = l_R$.

В условиях малых токамаков (TOSCA, Т-8) рост K сопровождался улучшением термоизоляции [104]. Однако в полномасштабных опытах (например, ISX-B, $J_p = 200$ кА, $K = 1 \div 1,6$ [337]) удлинение шнура не влияло на термоизоляцию. Возможное объяснение этому дают эксперименты на D-III ($J_p = 550$ кА, $K = 1 \div 1,8$ [100]). В ходе их обнаружилось, что при малых и средних n_e τ_E не зависит от удлинения, но при высоких n_e растет почти пропорционально K . Анализ показал, что во всей области изменения n_e термоизоляция электронов (τ_{Ee}) не зависит от K , в то время как ионная (τ_{Ei}) улучшается примерно пропорционально K^2 . В итоге при малых n_e , когда доминирует электронный теплоперенос, полное τ_E не зависит от K , но в ростом n_e и увеличения роли ионного переноса начинает расти с K . Насколько справедлива такая модель, покажут будущие эксперименты.

в. Диверторные конфигурации. Еще одно важное свойство удлиненных конфигураций было отмечено в [97]. Если растягивающие витки приблизить к границе плазмы, магнитные поверхности расщепятся на три семейства (аналогично случаю рис. 12, б). Одно — семейства поверхностей собственно плазменного шнура, два других — семейства поверхностей, образующихся вокруг витков (случай с двумя нулями).

Если разделяющая их сепаратриса оказывается внутри разрядной камеры, создается так называемая диверторная конфигурация. Заряженные частицы, диффундирующие поперек поля B_θ , пересекают в итоге сепаратрису и оказываются в новой магнитной области. Ее силовые линии могут быть отведены без ущерба для основной конфигурации в специальный удаленный (диверторный) объем. Таким образом, туда будут направлены потоки тепла и заряженных частиц (а в будущем еще и гелия — продукта D-T-синтеза). Диверторная камера должна быть снабжена энергоприемником и мощной (например, криогенной) откачкой. Тем самым планируется разгрузить стенку камеры от прямого взаимодействия с плазмой.

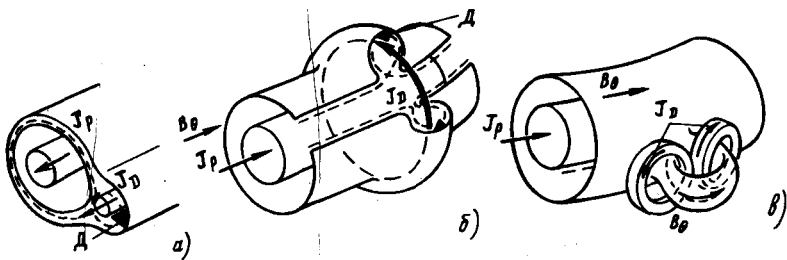


Рис. 14. Типичные конфигурации диверторов:

a – полоидальный (DIVA); *б* – тороидальный (стелларатор С); *в* – бандл-дивертор (DITE); Д – диверторные пластины

В случае удлиненных конфигураций такой полоидальный дивертор наиболее естествен. На рис. 13, *a* изображена схема подобного токамака с дивертором Т-12 [105], переделанного из перстенькового Т-9. Другой вариант токамака с дивертором (DIVA, Япония [106, 107]) приведен на рис. 14, *a*. Он топологически эквивалентен конфигурации рис. 12, *б*; притягивающий виток с током располагается у внутреннего обвода тора. В обоих приведенных случаях шнур был бы неустойчив (в Т-12 по вертикали, в DIVA по горизонтали), если бы не использовался проводящий кожух.

Однако неустойчивость равновесия может преодолеваться в полоидальных диверторах и другими способами. В частности, используя дополнительные витки с токами противоположного знака, можно вернуть сечение шнура почти к круговому, ограничив возмущение узкой областью.

Примерами таких систем служат: токамак с полоидальным дивертором PDX [108], работающий в Принстоне (США), и ASDEX – в Гархинге (ФРГ) [109].

Важное преимущество полоидального дивертора состоит в том, что создающие его витки могут быть значительно удалены от шнура и даже вынесены за пределы тороидального соленоида, хотя это сопряжено с ростом токов, текущих в них. Их суммарный ток может в несколько раз превысить ток J_p . Такая компоновка принята для международного токамака-реактора ИНТОР.

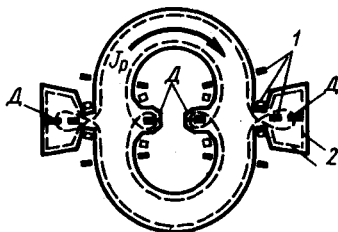
Все сказанное относилось пока к полоидальным диверторам – системам, где обращалось в нуль поле B_φ . Но можно обратить в нуль и вывести наружу силовые линии поля B_θ . Такие диверторы называются тороидальными. Первый из них был предложен Л. Спитцером [110] и осуществлен на стеллараторах В65 и С [111] (рис. 14, *б*).

Обращение поля B_θ достигается в классическом тороидальном диверторе с помощью комбинации мощных витков, охватывающих шнур. Задача состоит в том, чтобы, обратив поле на периферии, не сильно ослабить его на оси шнура. Комбинируя витки с токами различного направления, достигают ослабления поля на оси $< 10\%$. Пример подобного дивертора для токамака приведен на рис. 15 (ТО-2, СССР, 1979 [112]).

Другой вариант более экономичного локального тороидального дивер-

Рис. 15. Т0-2 – применение тороидального дивертора в токамаках (вид сверху):

Д – диверторные пластины; 1 – диверторные витки; 2 – азотиты откачки диверторной камеры [112]



тора (*bundle*-дивертор) был предложен в Англии [113]. Он изображен на рис. 14,в (DITE, 1975).

Идея его состоит в том, чтобы с помощью двух локальных катушек обращать поле B_θ не по всему поперечному периметру шнура, а только на его наружном обводе. Такой дивертор вносит минимальное ослабление поля B_θ в центре.

Основное преимущество тороидального дивертора – более короткий путь силовой линии до выхода в диверторный объем и отсутствие влияния на равновесие шнура, а недостаток – сложная система компенсации механических усилий, действующих на его обмотку. Сегодня еще не ясно, возможно ли создание реальной конфигурации магнитного дивертора, удовлетворяющего требованиям реактора. Ответ на этот вопрос должны дать эксперименты, которые начаты на больших токамаках.

Таким образом, мы последовательно рассмотрели: основные элементы электромагнитной системы токамака, его магнитную конфигурацию и некоторые практические методы контроля ее качества.

Следующим шагом станет описание организации шнура уже как плазменного объекта. Мы обсудим условия работы разрядной камеры, ограничительной диафрагмы, способы их предварительной подготовки и механизмы эрозии, с которыми оказались связаны некоторые ранее загадочные явления в работе токамака.

Глава 3

ПРИНЦИПЫ ОРГАНИЗАЦИИ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА В ТОКАМАКЕ

Первое по существу основное назначение разрядной камеры токамака – создание тороидального вакуумного объема, необходимого при организации плазменного шнура.

Предварительным этапом такой организации можно считать процедуру вакуумной очистки стенок камеры и откачку ее до остаточного давления $10^{-7} - 10^{-9}$ мм рт. ст. ($1 \text{ мм рт. ст.} = 1,33 \cdot 10^2 \text{ Па}$).

Следующая операция – наполнение камеры до давления $10^{-4} - 10^{-3}$ мм рт. ст. спектрально чистым водородом, пропущенным через палладиевые или иные фильтры.

Далее, по описанной выше схеме включают тороидальное магнитное поле B_θ , затем индукционное электрическое и управляющее поперечное B_y .

Включение электрического поля E_{θ} (3–30 В/м) вызывает разряд в водороде. По мере роста разрядного тока $J_p(t)$ водород ионизируется, образуя плазменный виток токамака. Процесс этот занимает обычно 0,3–5 мс в зависимости от размеров установки. Попытки его количественного описания были предприняты в [114–117].

Иногда для ускорения развития разряда применяют предйонизацию либо высокой частотой, либо электронным пучком, либо даже мягким ультрафиолетовым излучением ртутной лампы.

После завершения объемной ионизации плотность плазмы достигает некоторого заданного уровня, пропорционального давлению напущенного водорода. Ее дальнейшее поведение определяется состоянием стенок камеры, а именно, интенсивностью поступления в разряд водорода и легких примесей, сорбированных ранее на поверхности. Чтобы составить представления о физической модели плазменного шнура в токамаке, рассмотрим сначала основные характеристики процессов ионизации и водородного обмена плазма–стенка.

3.1. ИОНИЗАЦИЯ И ВОДОРОДНЫЙ ОБМЕН ПЛАЗМА–СТЕНКА

Если стенки камеры достаточно чистые, то в ходе дальнейшего разряда плотность плазмы несколько снижается, так как заметная доля атомов и ионов водорода, покидающих шнур, связывается на стенках. Частично замещая их, со стенок возвращается поток нейтрального водорода. Тем самым происходит циркуляция (*recycling*) рабочего вещества вблизи границы. Степень ее зависит от состояния стенок.

Чтобы активно управлять уровнем плотности n_e в процессе разряда, применяют дополнительный напуск холодного водорода в уже сформированный плазменный шнур. Таким способом получают стационарный и даже нарастающий ход $n_e(t)$. Так же достигают и предельно высоких значений $n_{e\text{кр}}$ (до 10^{21} м^{-3}).

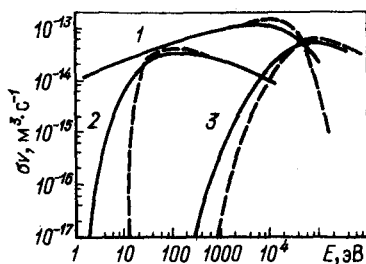
После окончания разряда ионы водорода оказываются на стенке, рекомбинируют и большей частью возвращаются в объем камеры. Если стенка изготовлена из нержавеющей стали, возвращение происходит в два этапа. Первая, меньшая порция возвращается сравнительно быстро (за время, сравнимое с 0,1 с), а большая медленно, за несколько часов [118]. Медленную десорбцию водорода можно резко ускорить нагревом стенки всего лишь на 50–100°С. (При этом вместе с водородом активно десорбируется вода.) Прямые измерения, проведенные после длительной серии разрядов, показывают [119], что стенка токамака насыщена водородом на глубину 5–10 нм (10^{-9} м). Причем полное его количество ($10^{21}–10^{22} \text{ м}^{-2}$) находится вблизи фактического предела внедрения, который обычно наблюдают при бомбардировке нержавеющей стали ионами водорода с энергией 0,1–1 кэВ.

Таким образом, стенка содержит дополнительный резервуар водорода, активно участвующего в поддержании материального баланса шнура.

Действительно, если перед разрядом часть ее покрыть свежей пленкой напыленного титана (титановое геттерирование) [120–122], хорошо сор-

Рис. 16. Энергетические характеристики элементарных процессов, протекающих в плазме:

1 — вероятность перезарядки $H + H^+ \rightarrow H^+ + H$; 2 — вероятность ионизации $H + e \rightarrow H^+ + 2e$; 3 — вероятность ионизации $H + H^+ \rightarrow 2H^+ + e$. Сплошные кривые — усредненные значения $\langle \sigma V \rangle$ для случая максвелловской плазмы с $T=e$, пунктир — произведения $\sigma(E)u$ [123]



бирующей атомы водорода, то наблюдается существенное снижение уже начального уровня n_e и затем плотности в средней стадии разряда.

Эти факты получают естественное объяснение, если предположить, что основной водородный резервуар на стенке образуется в стадии ионизации и формирования разряда, когда обмен шнур — стенка осуществляется преимущественно атомарным водородом. Действительно, электронная лавина, вызванная включением электрического поля, приводит к ионизации и захвату в поле B_0 молекулярного водорода [1]. Молекула диссоциирует затем на ион и атом. Каждый из них получает энергию примерно по 2 эВ. Пока плазма редкая, нейтральный атом с такой энергией (нейтралы Франка — Кондона) беспрепятственно достигает стенки и, отражаясь, возвращается в разряд. Наиболее вероятно, что там он резонансно перезарядится $H + H^+ \rightarrow H^+ + H$ на каком-либо захваченном и уже нагретом ионе H^+ , так как вероятность резонансной перезарядки в этой области энергий ($3 < E < 10$ эВ) велика по сравнению с ионизацией (рис. 16 [123]). После этого на стенку уходит новый сравнительно энергичный атом водорода. Отдав ей свою энергию, он опять в виде холодного атома должен вернуться в плазму. Таким образом, цепь процессов замыкается. Разорвать ее могут два события: ионизация атома электронами либо адсорбция его на поверхности камеры.

Оценки показывают, что в начальной стадии возможны десятки столкновений атома со стенкой, прежде чем он окажется ионизован электронами.

С подробным описанием протекающих при этом процессов интересующийся читатель сможет ознакомиться в [1, 124, 125].

После завершения ионизации в плазменном объеме остается всего лишь 20–40% ионов от начального числа атомов, находившихся в камере [126, 127], т. е. напущенный водород в основном связывается на ее стенках.

Связь эта непрочна. Как показывают измерения интенсивности спектральных линий водорода [127–129], значительный поток его медленно возвращается со стенки в шнур на протяжении всего разряда, обнаруживая при этом удивительную стабильность от разряда к разряду. Он не зависит от поведения n_e , от колебаний уровня ультрафиолетового излучения плазмы, но растет примерно пропорционально начальному давлению газа [129] и заметно увеличивается, если стенки камеры предварительно тренировались водородным разрядом [127]. В ходе импульса он плавно спадает со временем 0,05–0,1 с [129].

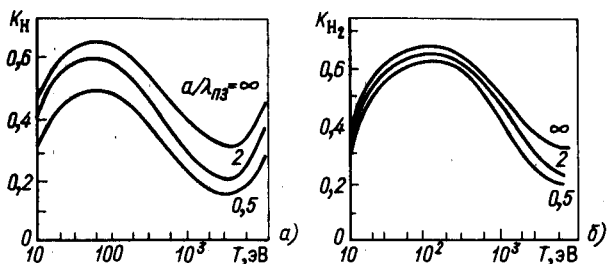


Рис. 17. Расчетное значение коэффициента захвата K_N атомов Н цилиндрическим водородом плазменным шнуром с температурой T и радиусом a , $\lambda_{\text{ПЗ}}$ — длина пробега до перезарядки падающего атома, K_{H_2} — то же для H_2 [126]

Его трудно объяснить простой нейтрализацией и отражением от стенки падающих ионов. Один из наиболее вероятных механизмов возврата — термодесорбция молекулярного водорода, сорбированного на стенке.

Обычно атомы водорода прочно связаны с поверхностью металла (хемосорбция [130]). Однако, если их становится слишком много, возникает возможность миграции по поверхности и объединения в молекулы, связанные со стенкой менее прочно. Термодесорбция молекул может стать реальным каналом возвращения водорода в шнур [131].

Динамика взаимодействия сорбированного водорода с водородом плазмы отчетливо прослеживается в опытах по дейтериеводородному обмену.

Пусть в камере была проведена большая серия водородных разрядов, а потом при очередном импульсе рабочий газ заменили на дейтерий. Тогда, контролируя во времени состав плазмы, можно судить о ее обмене с ранее сорбированным водородом на стенках.

В частности, так установили, что активный обмен со стенками начинается уже в стадии ионизации — относительное количество водорода, поступившего со стенок к моменту ее окончания, составляет не менее 30% [129, 132]. К середине разряда его доля возрастает до 65% [132] и лишь после нескольких десятков импульсов в результате постепенной замены сорбированного водорода на дейтерий снижается до 20%. Анализ остаточного газа после первого импульса на дейтерий обнаруживает примерно равное соотношение дейтерия и водорода [133].

Если же, например, холодный дейтерий инжектировать в уже сформированный водородный разряд, то, хотя наблюдаемый рост n_e примерно соответствует количеству инжектированного газа, около половины ионной добавки оказывается водородной [132].

На рис. 17 приведены расчетные зависимости захвата (ионизации) потока водорода от температуры плазмы для случая атомной (а) и молекулярной (б) инжекции на поверхность шнура [126]. В качестве параметра выбрано отношение a/λ — радиуса шнура к длине пробега соответствующего атома или молекулы в плазме (для холодного газа $a/\lambda \gg 1$).

Легко видеть, что около половины газа будет захвачено сразу. Оставшаяся часть должна попасть в шнур после нескольких столкновений со стенкой. Неудивительно, если этот вторичный поток будет состоять в значительной мере из водорода.

Приведенные примеры относятся к стенке из нержавеющей стали. Имеются первые сведения по титану, графиту и алунду (Al_2O_3). Суммируя их, можно сделать следующее обобщение: чистая стенка токамака играет в основном сорбирующую роль по отношению к падающим на нее атомам (и ионам) водорода и дейтерия. По мере ее насыщения потоки этих частиц активируют десорбцию связанного на стенках водорода в шнур, обеспечивая его циркуляцию вблизи границы.

Специфические затруднения могут возникнуть в будущем при работе с тритием. Он дорог, и насыщение им первой стенки нежелательно.

Нежелательным эффектом является также десорбция со стенки атомов кислорода при бомбардировке ее водородом. К этому вопросу мы вернемся позже. Рассмотрим теперь некоторые эффекты, вызванные существованием постоянного водородного потока.

3.2. ПРАКТИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ИНТЕНСИВНЫМ ВОДОРОДНЫМ ОБМЕНОМ

Во-первых, как уже отмечалось выше, водородный поток со стенок обычно сопоставим с диффузионным плазменным потоком ($10^{19} - 10^{20} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Это обстоятельство необходимо аккуратно учитывать при определении диффузионного времени жизни плазмы

$$\tau_p = \frac{\langle n_e \rangle_a}{Q_e / V - d \langle n_e \rangle_a / dt} \quad (3.1)$$

(где Q_e — полный приток электронов в шнур; $V = 2\pi^2 a^2 R$ — объем шнура). Пренебрегая примесями, величину Q_e вычисляют по интенсивности свечения бальмеровской серии линий H_β и H_α [127, 128] нейтрального водорода. Известно, что, если плотность плазмы не очень велика (менее 10^{20} м^{-3}), а температура выше 10 эВ, главный источник электронов — ионизация водорода пропорциональна интенсивности свечения этих линий. Например, для линии H_α (656,3 нм) 15 фотонов примерно соответствуют одному акту ионизации [11, 134, 135]. Практически значение Q_e находят, усредняя и суммируя показания спектральных приборов, измеряющих свечение H_α и H_β в различных сечениях токамака.

Второе следствие связано с обратным потоком нейтральных атомов перезарядки из шнура на стенку. Пока нас интересовало только одно свойство обратного потока — способность создавать водородный резервуар на поверхности стенки. Его другое качество, заставляющее обратить серьезное внимание, — “жесткий” энергетический спектр.

Мы видели (рис. 17), что только половина потока водорода ионизуется в шнуре сразу. Другая, перезарядившись, возвращается на стенку. Перезарядка эта происходит каскадно. А именно, перезарядившаяся на краю порция водорода дает начало новому потоку нейтральных атомов, которые устремляются частично наружу, частично внутрь шнура. Поток внутрь перезарядается снова и т. д. Нейтральные атомы, проникшие в центр, имеют температуру окружающих ионов. Но длина перезарядки даже растет с ростом энергии (примерно как $\sqrt{E_n}$), поэтому заметная доля

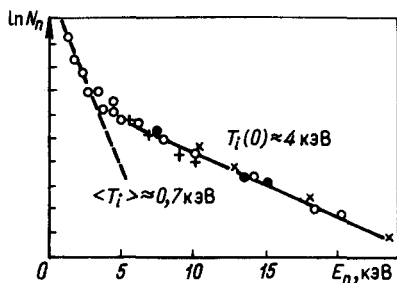


Рис. 18. Типичный энергетический спектр нейтральных атомов перезарядки (PLT с инжекционным нагревом [33], $T_i = 4$ кэВ)

горячих нейтральных атомов, вылетающих из центральных областей, может достичь стенки. Анализ их энергетического спектра дает сведения о ионной температуре центра шнура.

Стандартная схема измерений предполагает сначала ионизацию быстрых нейтральных атомов на газовой мишени, а затем электростатический анализ энергии ионов. Для определения массового состава электростатический анализ дополняют магнитным. Этот метод был впервые применен на токамаках В. В. Афросимовым, М. П. Петровым и др. [136, 137]. Он стал самым распространенным способом измерения ионной температуры. На рис. 18 в качестве примера представлен реальный спектр быстрых нейтральных атомов, полученный на PLT [33] при $T_i(0) \approx 4$ кэВ.

Температуру центра определяют обычно по наклону кривых $\ln N_n(E_n)$ в области $E_n \geq 3 \div 5 T_i$ [4].

Рассмотрим, однако, этот процесс с энергетической стороны. Замена горячих ионов на холодные в процессе перезарядки — прямой канал ионного охлаждения. Поток нейтральных атомов приблизительно равен N_e/τ_p , таким образом, эквивалентный тепловой поток ионов можно записать как $\langle T_n \rangle N_e/\tau_p$, где $\langle T_n \rangle$ — некоторая усредненная температура вылетающих нейтральных атомов. Если плазма редкая, а длина перезарядки сравнима с поперечным размером токамака, величина $\langle T_n \rangle$ близка к средней температуре ионов. Неоклассические значения τ_p должны были бы существенно превышать энергетическое время жизни ионов τ_{Ei} . Однако реально они оказываются одного порядка. В этих условиях требуется значительный поток газа для поддержания стационарного значения N_e , соответственно примерно удваиваются энергетические потери ионов. Метод борьбы с этим — увеличение плотности плазмы, "смягчение" спектра нейтральных атомов, что эквивалентно уменьшению $\langle T_n \rangle$.

Наконец, "жесткий" спектр нейтральных атомов перезарядки может стать причиной интенсивного распыления материала стенок. Механизм его аналогичен ионному или так называемому катодному распылению [138]. К вопросу эрозии поверхности мы вернемся позже.

3.3. РОЛЬ ДИАФРАГМЫ В ОРГАНИЗАЦИИ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА

Одна из главных функций разрядной камеры — прием потоков энергии, идущих из плазмы. Для облегчения решения этой задачи в камеру вводится уже упоминавшаяся диафрагма (*limiter*). Задача ее состоит в том, чтобы, ограничив поперечный размер шнура, оторвать его от стенки.

Схему ее работы можно представить следующим образом: тепловой поток, переносимый заряженными частицами поперек магнитного поля, достигает в итоге магнитных поверхностей, силовые линии которых упираются в стенку. Как уже отмечалось выше (см. гл. 1), продольная теплопроводность велика, поэтому этот тепловой поток будет стремиться уйти на стенку вдоль силовых линий. Концентрация энергии может оказаться столь значительной, что стенка разрушится. Противостоять разрушению позволяют тугоплавкие мишени, диафрагмы, в простейшем случае кольца, которые помещают внутрь камеры так, чтобы они с гарантией пересекали периферийные магнитные поверхности. На долю стенок остается часть теплового потока, которая уносится излучениями плазмы. Поверхностная температура диафрагм может достигать тысячи градусов и более. Сорбция газов при этом почти исключается. Диафрагма, таким образом, в отличие от стенки должна играть роль отражателя потоков падающих на нее ионов.

При отражении ионы в основном нейтрализуются и уже атомами с энергиями масштаба 0,1 эВ (температура диафрагмы) возвращаются в шнур. Из равенства потоков ионов ($E_i \approx 10$ эВ) и атомов легко заключить, что концентрация атомов вблизи диафрагмы должна быть примерно на порядок выше $n_i \approx n_e$. (Это обстоятельство пытаются использовать для создания "механического дивертора" — системы откачки гелия в токамаке-реакторе без дивертора.) По отношению к ионам диафрагма является стоком. Скорость ионных потоков на диафрагму должна быть масштаба ионно-звуковой ($1,4 \cdot 10^4 \sqrt{Z_i T_e / A_i}$).

В какой мере реализуется такая схема? На рис. 19 представлены временные зависимости интенсивностей свечения спектральных линий нейтрального водорода ($I_{H\beta}$) в двух характерных сечениях Т-3 [129]: у диафрагмы (грушевидной формы) и с диаметрально противоположной стороны (рис. 20).

Интенсивности $I_{H\beta}$ измерялись по трем каналам: двум горизонтальным — $I_{H\beta}(I)$, $I_{H\beta}(II)$ и одному вертикальному — $I_{H\beta}(I2)$. В поле зрения вертикального канала попадала также область инжекции холодного водорода.

Приведенные осциллограммы позволяют проследить за поступлением в шнур нейтрального водорода на всех стадиях развития разряда. Там же представлены: осциллограмма плотности плазмы $\langle n_e a \rangle$ (точнее, $\int_{-a}^a n_e dl$), полученная микроволновым зондированием по центральному каналу [139], и осциллограмма поперечных электрических токов J_y , замыкающихся через диафрагму. Пунктиром отмечен случай импульсной инжекции холодного водорода в процессе разряда.

Очевидно, что первый пик свечения $I_{H\beta}$ соответствует во всех каналах объемной ионизации нейтрального газа. После ее окончания ожидалось резкое снижение уровня нейтрального водорода. Это и произошло в сечении, удаленном от диафрагмы.

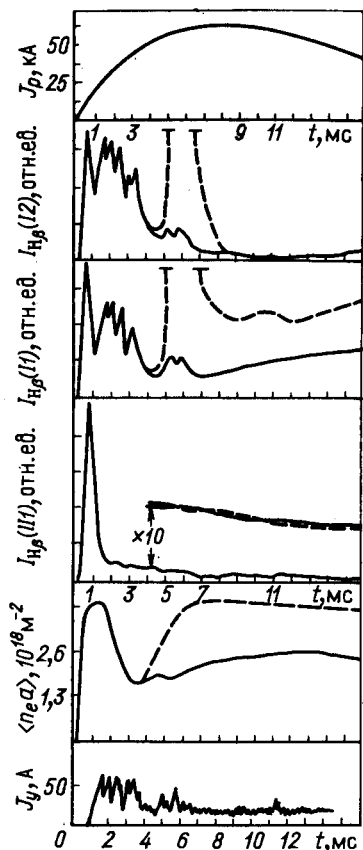


Рис. 19. Поведение потоков водорода и плотности плазмы (Т-3 [129]) при дополнительной инжекции водорода (пунктир). J_y – поперечный ток, замыкающийся через верх и низ диафрагмы (рис. 20)

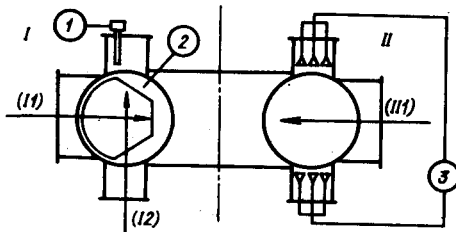


Рис. 20. Схема эксперимента по водородному обмену на Т-3:

1 – импульсный клапан; 2 – диафрагма; 3 – микроволновый интерферометр, II, 12, III – направление наблюдения интенсивности $I_{H\beta}$

Однако у диафрагмы следом за первым возник второй пик свечения с довольно сложной временной структурой. Возникновение его совпало с крутым спадом плотности n_e и появлением токов J_y , что опреде-

ленно указывает на активное взаимодействие плазменного шнура со всей диафрагмой. По мере выхода разрядного тока на "плато" второй пик свечения исчезает.

Возвращаясь назад (см. рис. 11), напомним, что период подъема тока $J_p(t)$ одновременно сопровождается колебаниями напряжения V_p и сужением токового канала. Эти особенности можно связать с развитием винтовой неустойчивости границы шнура [43, 83], разрушающей скин-конфигурацию $j(r)$. С этой же неустойчивостью, очевидно, связан и второй пик свечения $I_{H\beta}(1)$.

Анализ магнитных флуктуаций показал, что сложная структура свечения повторяет последовательное развитие винтовых возмущений при целочисленных $q(a) = 6, 5, 4$ и т. д.

Возмущения эти локализуются у границы шнура, а плазма в ходе их развития теряется на стенках, причем в основном из периферийных областей [139]. Происходит своеобразное обострение распределения $n_e(r)$: Таким образом, эта стадия разряда является по существу стадией формирования профилей $j(r)$ и $n_e(r)$.

Вслед за ней наступает стадия квазистационарного разряда, когда плазменный шнур активно контактирует только с внешней кромкой диафрагмы. Свечение вблизи нее $I_{H\beta}(II)$ — примерно пропорционально плотности плазмы, оно создается теми атомами, которые возвращаются в плазму после нейтрализации диффузионного потока. Действительно, если в процессе разряда инжектировать в шнур холодный водород (рис. 19, пунктир), интенсивность $I_{H\beta}(II)$ возрастает пропорционально Δn_e . Если же инжектировать гелий, никакого заметного изменения в поведении $I_{H\beta}(II)$ не наступает [129], т. е. природа этого свечения непосредственно связана с потоком ионов водорода, бомбардирующих диафрагму.

Поступление водорода $I_{H\beta}(III)$ в сечении, удаленном от диафрагмы, зависит только от начального давления водорода и не зависит от последующей инжекции — природу его мы обсуждали выше. Правда, если осуществить разряд в условиях очень низкого начального давления (импульсный клапан включается за 2–3 мс до включения электрического поля и газ не успевает растечься вдоль камеры), то уровень $I_{H\beta}(III)$ можно снизить в 5–10 раз. Тогда на его фоне становится заметно свечение, пропорциональное n_e , т. е. малая доля диффузионного потока все-таки достигает стенки и возвращается в шнур.

Ширина диафрагмы в описанных опытах составляла 3–5 см. Разумеется, если уменьшить ее, граница шнура будет приближаться к стенке и в пределе на стенку станет выходить полный поток частиц и тепловой энергии. Но и тогда на фоне всей сравнительно холодной поверхности можно выделить часть, которая работает как диафрагма, принимая основной поток тепловой энергии, уносимый электронами и ионами (контактное пятно).

Реально уменьшение ширины диафрагмы (или сдвиг шнура к одной из ее кромок) ведет к энергичному поступлению примесей со стенки. Например, на TFR [140] уменьшение ширины диафрагмы с 6,5 до 1,5 см привело к увеличению потока кислорода почти в 5 раз. Подобная разница объясняется, по-видимому, тем, что диафрагма всегда много чище, чем стенка. Очистка же снижает вероятность десорбции примесей и вероятность развития одного из самых опасных механизмов эрозии — униполярных дуг [141]. Это делает диафрагму необходимым элементом сегодняшних токамаков.

В итоге суммируем разницу между понятиями стенки и диафрагмы. Под стенкой обычно понимают ту материальную поверхность (не обязательно вакуумно-плотную), которая окружает шнур и непосредственно смотрит на плазму, но не подвергается прямой бомбардировке заряженными частицами. Ту поверхность, которая бомбардируется электронами и ионами, называют диафрагмой или диверторной пластиной в случае работы с дивертором. Понятие камеры включает в себя вакуумно-плотную оболочку и стенку, если они разделены.

Такое деление, конечно, условно. Например, фотоэлектроны, выбиваемые из стенки, тут же заворачиваются магнитным полем и возвращаются на нее обратно, т. е. формально бомбардируют ее. Однако эффект этой бомбардировки для чистой стенки пренебрежимо мал.

Наконец, из-за разрушения магнитных поверхностей (особенно при развитии неустойчивостей) часть заряженных частиц может непосредственно достичь стенки. Если вызванный ими нагрев велик, эта часть стенки начинает выполнять функции реальной диафрагмы.

Глава 4

КОНСТРУКЦИИ РАЗРЯДНЫХ КАМЕР И ДИАФРАГМ

Камеру (стенку) токамака обычно изготавливают из нержавеющей стали либо из более жаропрочных никелевых сплавов. (Исключением из правила являются: молибденовая стенка T-11, алундовая камера *Petula* и титановая стенка PDX.)

Для малых и средних токамаков камеру обычно сваривают из отдельных гофрированных секций (сильфонов) в кольцо (лайнер), представляющее по отношению к продольному электрическому полю замкнутый контур. Иногда его разрывают керамической вставкой. Но чаще так выбирают толщину сильфонов (0,1–1 мм), чтобы, оставив лайнер цельнометаллическим, снизить его продольную электропроводность до пренебрежимо малого уровня (10^3 – 10^4 Ом⁻¹) по сравнению с электропроводностью плазмы. Для обеспечения вакуумной откачки в конструкцию камеры вводят жесткие вставки и узкие прямоугольные патрубки, выходящие наружу между катушками тороидального поля.

Снаружи камеры иногда окружают толстым (до 5 см) медным кожухом. Пространство между кожухом и лайнером в ряде случаев откачивают (форкамера). Такая операция облегчает прогрев лайнера до 400–500°С в процессе вакуумной подготовки.

На рис. 2 представлены контуры некоторых из существующих и проектируемых токамаков. По ним можно составить представление о масштабной эволюции, которую претерпевают эти системы в настоящее время. Увеличение поперечных размеров серьезно усложняет конструкции разрядных камер.

Главную трудность создают два противоречивых требования: конструкция должна быть достаточно прочной, чтобы противостоять силам сжатия, действующим на вакуумный объем, но, с другой стороны, не очень толстостенной – ее продольная электропроводность не должна быть велика. Кроме того, материал стенок и их конструкция должны позволять откачивать камеру до вакуума 10^{-8} – 10^{-9} мм рт. ст.

Этим требованиям пытаются удовлетворить, чередуя, например, тонкую гофрированную стальную оболочку с вышеупомянутыми толстостенными секциями, которые одновременно используют для ввода систем дополнительного нагрева плазмы и наблюдения за ее поведением. Такая схема типична для больших токамаков типов TFTR, JET, T-15.

На этих же секциях располагают диафрагмы и экраны, защищающие тонкую оболочку камеры от прямого действия плазмы. Остановимся подробнее на их функциональных задачах и конструкции.

Мощность нагрева плазмы приближается в сегодняшних токамаках к 10 Мвт. Тепловой поток, протекающий в стационарном режиме через границу шнура, должен быть равен этому значению. Даже если половина выделяющейся тепловой энергии будет достигать стенки в виде безопасно-го для нее излучения примесей, несколько мегаватт его должны переноситься на диафрагму потоком заряженных частиц. Какими возможностями теплосъема мы располагаем?

Технический предел стационарного теплоотода от диафрагмы около 10 МВт/м², конструктивно допустимы 2–5 МВт/м². Это значит, что размер контактного пятна в больших установках с длинными импульсами разряда (10–100 с) должен быть порядка 1–10 м².

В коротких импульсах (порядка 1 с), в которых работают сегодняшние токамаки, возможны нагрузки до 100 МВт/м². Но и здесь возникают ограничения – тепловая энергия за короткие времена не успевает проникнуть в глубь материала. Температура поверхности в таких импульсах ведет себя согласно выражению [142]

$$T^{\text{макс.}} = 1,1 \frac{P \sqrt{t}}{\sqrt{\lambda \rho_m c}}, \quad (4.1)$$

где T – в К; P – мощность нагрева в Вт/м²; λ – теплопроводность в Дж/(м·с·К); c – теплоемкость в Дж/(кг·К); ρ_m – плотность в кг/м³; t – длительность импульса в с.

Характерная глубина проникновения тепловой энергии X_T , м, определяется как

$$X_T = 0,9 \sqrt{\lambda t / \rho_m c}. \quad (4.2)$$

Если нагрев производится энергичными электронами ($E_e = 0,5 \div 3 \times 10^3$ кэВ), начальное значение X_T задается δ_e – глубиной их проникновения в материал [142]:

$$\delta_e = 10^{-4} E_e^{1,5} \rho_m^{-1}. \quad (4.3)$$

Максимально допустимое значение $T^{\text{макс}}$ ограничено либо плавлением ($T_{\text{пл}}$), либо растрескиванием материала. Ограничения становятся еще более жесткими, если необходимо гарантировать сколь угодно длительную работу энергоприемника. Так, в электронной промышленности известно правило [142], согласно которому температура поверхностей, подверженных импульсной электронной бомбардировке, не должна превышать

$$T^{\text{макс}} = 0,33 T_{\text{пл}}, \quad (4.4)$$

где $T^{\text{макс}}$ и $T_{\text{пл}}$ – в К.

Ульрикссон (США [143]) провел прямые тепловые испытания ряда материалов при нагреве импульсным электронным пучком ($t=0,5$ с, $E_e = 10$ кэВ) в условиях, имитирующих работу диафрагмы TFTR. Он установил, что в таких импульсах толстые образцы вольфрама допускают ударные тепловые нагрузки до 77 МВт/м², молибдена до 57 МВт/м², графита 70–50 МВт/м², меди 50 МВт/м². Образцы нержа-

вещей стали, алюминия, титана и различных карбидов разрушаются при 20–15 МВт/м².

Однако усталостные испытания существенно снизили эти пределы. Например, вольфрам при тепловой нагрузке 70 МВт/м² разрушился после 300 импульсов. Предельную нагрузку на него пришлось снизить до 50 МВт/м². Молибден при такой нагрузке разрушился через 1000 импульсов. Есть указания [142] на то, что при 10⁶ подобных импульсов предельную нагрузку на W пришлось бы снизить до 35 МВт/м², а на Mo до 25 МВт/м². Причина – разрушения кристаллической решетки под воздействием электронной бомбардировки [144], возникновение микротрещин и падение теплопроводности поверхностных слоев. Весьма стойким оказался графит. После 1200 импульсов при 50 МВт/м² на образце обнаружались лишь слабые следы поверхностной эрозии. Диафрагмы из графита прошли успешные испытания в TFR [145], T-4 [146], PLT [33].

Основная цель, которую преследуют сегодня при конструировании диафрагмы, – максимально увеличить площадь ее контакта с плазмой и снизить тем самым плотность энерговыделения. Этого можно достичь, располагая диафрагму так, чтобы силовые линии магнитного поля входили в ее контактную область под минимальными углами.

Например, диафрагма T-10 была изготовлена из молибденового сплава в виде двух, разрезанных на сектора, плоских колец (толщиною 3 см и шириною около 20 см), контактирующих с плазмой своей внутренней поверхностью. Эта поверхность располагалась почти параллельно магнитному полю.

Естественно желание максимально увеличить число таких колец. Однако довольно скоро эта операция теряет смысл: соседние кольца начинают затенять друг друга, и полная площадь контактного пятна остается неизменной. Приведем пример.

Если в идеальном случае выставить все кольца по линии равного энерговыделения (например, с помощью обратных связей), то площадь контакта определится двумя параметрами: смещением Δ_{Γ} центра граничной поверхности шнура относительно центра колец и δ_{Γ} – глубиной проникновения теплового потока в тень диафрагмы поперек магнитного поля. А именно, из простого геометрического рассмотрения следует, что максимально возможная площадь контакта по наружному обводу камеры составит [182]

$$S_{\text{конт}}^{\text{макс}} = 4\pi Ra \sqrt{\frac{2\delta_{\Gamma}}{\Delta_{\Gamma}} \left(1 - \frac{\delta_{\Gamma}}{\Delta_{\Gamma}}\right)} \approx 18Ra \sqrt{\frac{\delta_{\Gamma}}{\Delta_{\Gamma}}}. \quad (4.5)$$

Таким образом, она однозначно определяется значениями δ_{Γ} и Δ_{Γ} . Величина Δ_{Γ} , как можно было убедиться выше, – сложная функция плазменных параметров и управляющих магнитных полей. Кроме того, в данном конкретном случае в нее следовало бы включить: эллиптичность граничной магнитной поверхности, асимметрию теплового потока по φ и т. д. Масштаб всех отклонений можно оценить сверху, положив снова $\Delta_{\Gamma} \approx \approx 0,1a$.

Что же касается δ_{Γ} , она – функция аномального переноса плазмы в тени диафрагмы.

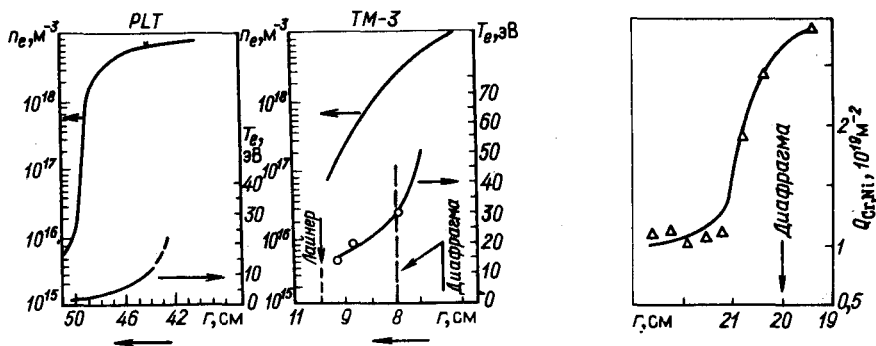


Рис. 21. $n_e(r)$ и $T_e(r)$, измеренные в тени диафрагмы электрическими зондами для PLT [147] и TM-3 [148]

Рис. 22. Содержание тяжелых примесей (материал стенки Cr, Ni) в тени диафрагмы TFR [150], найденное по числу атомов Q , напыленных на пробник

Действительно, если бы перенос был неоклассическим, глубина проникновения плазмы в тень диафрагмы составляла бы 2–3 мм и плотность выделения тепловой мощности на диафрагмах уже существующих токамаков превышала бы сотни мегаватт на квадратный сантиметр. Этого, однако, не происходит. На рис. 21 приведены типичные значения $T_e(r)$ и $n_e(r)$, измеренные в тени диафрагмы PLT [147] ($d = 50$ см) и TM-3 [148] ($d = 8$ см). Глубины проникновения плазмы в тень составляют 4–1 см, т. е. реальный перенос на два порядка выше неоклассического. Температуры электронов, измеренные двойными электрическими зондами [7, 9], колеблются обычно в пределах 5–30 эВ.

Причины столь глубокого проникновения плазмы в тень диафрагмы неясны. Предполагают, например, что это результат разрушения магнитных поверхностей. Такое разрушение возможно при развитии плазменных неустойчивостей вблизи границы шнура. Поперечный перенос в системах с разрушенными поверхностями по масштабу близок к бомовской диффузии. Соответствующие оценки для глубины проникновения δ_T дают вполне разумное согласие с экспериментом и используются для экстраполяции.

Возможно, мы оказываемся здесь свидетелями редкого случая, когда неустойчивости плазмы становятся союзниками экспериментатора, позволяя естественно снизить плотность энерговыделения плазмы.

Неясен до конца и механизм передачи энергии через плазму на диафрагму. Реальные плотности тепловых потоков, измеряемые по нагреву диафрагмы, составляют в сегодняшних токамаках 10–40 МВт/м². С точностью до 2–3 они соответствуют тем потокам, которые устанавливались бы при свободном контакте электронного газа с поверхностью (см. гл. 1). Но такому контакту должен был бы препятствовать лэнгмюровский слой, возникающий вблизи границы плазма–стенка. Поток тепла должен был бы снизиться при этом на порядок. Высокая продольная теплопроводность в тени диафрагмы токамака — одна из его загадок.

Ее пытаются объяснить, предполагая в этом слое циркуляцию тяжелых примесей, источниками которых могут быть либо униполярные дуги [141], либо распыление диафрагмы под ударами многозарядных ионов [149]. Во всяком случае в современных токамаках наблюдают чрезмерную эрозию диафрагм. На рис. 22 приведено распределение ионов Ni, Cr (материал стенки) поперек диафрагменного слоя (TFR). Подобное распределение носит общий характер для токамаков. Можно утверждать, что оно примерно согласуется с распределением $T_e(r)$ в тени диафрагмы.

Таковы основные соображения, которыми руководствуются при выборе конструкции и материала диафрагм. Подчеркнем еще раз, что в конкретных конструкциях поверхности диафрагм стараются располагать под возможно малыми углами к силовым линиям магнитного поля и так, чтобы их контактные области минимально затеняли друг друга. Диафрагмы изготавливают в виде колец, рельсов, отдельных лепестков, грибков, игл, глядящих в плазму, и т. д.

Основная тенденция в развитии стационарных диафрагм — постепенное превращение их в почти параллельные магнитному полю плоские экраны, закрывающие заметную долю лайнера. Например, в T-20 максимально допустимый угол наклона магнитных силовых линий по отношению к контактным поверхностям таких экранов должен был составлять $3 \cdot 10^{-3}$ [182].

Выбор материала диафрагмы является обычно результатом ряда компромиссов: материал должен выдерживать расчетные тепловые удары, циклические нагрузки, допускать охлаждение в процессе разряда либо между ними, не отличаться высокой стоимостью и обладать по возможности меньшим атомным зарядом Z .

В различных случаях успешно применялись: вольфрам, сплав вольфрама с рением, с молибденом, чистый молибден, нержавеющая сталь, титан, некоторые сорта графита, алюминий, алунд и т. д.

Абсолютно универсального материала диафрагмы, вероятно, нет. Например, в слабонапряженных разрядах PLT [33] и ISX [151] хорошо зарекомендовали себя простые диафрагмы из нержавеющей стали. Однако к работе с мощным ионным пучком на PLT стальная диафрагма оказалась непригодна. Ее с успехом заменила графитовая, менее удобная в слабонапряженных режимах.

Вообще широко распространено мнение, что плотный графит — наиболее перспективный материал для защиты стенки в исследовательских токамаках ближайшего будущего.

Наконец, следует упомянуть еще один вид диафрагм, специфичный для токамаков. Это — небольшие плоские экраны, установленные параллельно стенке на верхней и нижней частях камеры в местах локального понижения (из-за гофрировки) поля B_θ .

Обычно они находятся глубоко в тени основной диафрагмы и не играют существенной роли, пока в разряде не появляются ускоренные (или "убегающие") электроны.

Такие электроны [152–155] отрываются по энергии от основной массы, ускоряются в поле E_{θ} и движутся вдоль B_{θ} по траекториям, смещенным наружу (примерно на $\rho_e \theta q$) от соответствующих магнитных поверхностей. Если их энергия достаточно велика (0,5–5 МэВ), они доходят до рабочей кромки основной диафрагмы и на ней теряются, о чем свидетельствуют характерные узкие (около 1–3 мм) проплавления, обычные для всех токамаков.

Однако, если ускоренных электронов становится слишком много, они оказываются подвержены так называемой "веерной" неустойчивости [154, 156], в результате которой направление их движения вдруг изотропизуется.

При этом часть из них с преимущественно поперечной скоростью захватывается в гофрах поля B_{θ} , как в зеркальной ловушке. Нескомпенсированный тороидальный дрейф быстро уводит такие электроны вверх (или вниз) на стенку. Следы их обнаруживаются в виде узких (иногда сквозных) проплавлений внутренних гофр сильфонов. Указанные выше экраны — простейший способ борьбы с ними. Другая возможность — избегать режимов разряда при слишком низких n_e . Было замечено [157], что электроны эффективно ускоряются в токамаке и становятся подвержены веерной неустойчивости, если плотность тока, $A \cdot m^{-2}$, выше (критерий Разумовой)

$$j = 1,4 \cdot 10^6 n_{e19}. \quad (4.6)$$

Этот предел не следует превышать.

Практически критерием удачной организации шнура в токамаке является минимальный уровень загрязнения водородной плазмы примесями — атомами из состава поверхностных пленок, стенки и диафрагмы. В связи с этим рассмотрим, какие из примесей наиболее опасны, их источники и способы организации чистого плазменного шнура.

Глава 5

ОРГАНИЗАЦИЯ ЧИСТОГО ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА

Разумеется, что токамак, как всякий электровакуумный прибор, должен пройти серию подготовительных операций, прежде чем в его объеме будет получен необходимый вакуум и параметры разряда перестанут меняться со временем. С этой точки зрения токамак всего лишь цельнометаллическая газонаполненная лампа, снабженная независимой откачкой и напуском водорода.

Принципы построения его вакуумной системы типичны для современных электрофизических установок, с ними можно познакомиться, например, в [158]. Основное ее назначение — создание высокого безмасляного вакуума (10^{-8} – 10^{-9} мм рт. ст.). Нас же будут интересовать только те специфические требования к подготовке камеры токамака, которые диктуются особенностями взаимодействия плазма–стенка и поступлением примесей. Какие последствия может вызвать их присутствие в токамаках?

5.1. ВОЗМОЖНЫЕ ПОСЛЕДСТВИЯ ПРИСУТСТВИЯ В ПЛАЗМЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ПРИМЕСЕЙ

Во-первых, таким важнейшим следствием является радиационное охлаждение плазмы, точнее, ее электронной компоненты. Оно складывается из различного рода излучений, которые возникают при столкновениях электронов с атомами примесей.

Во-вторых, к ним добавляются потери энергии электронов на ионизацию примесей. Они измеряются суммой всех потенциалов ионизации соответствующего иона.

В-третьих, присутствие примесей вызывает рост частоты электрон-ионных столкновений, мерой этого увеличения является так называемый эффективный заряд плазмы:

$$Z_{эф} = 1 + \frac{\sum_i (a_{eZ} Z_i^2 - a_{eZ} Z_i)}{1 + \sum_i a_{iZ} Z_i^2} \quad (5.1)$$

где $a_{eZ} = \frac{n_Z}{n_e}$; $a_{iZ} = n_Z / (n_D + n_T)$; Z_i — заряд соответствующего иона

примесей. (Далее $n_D + n_T \equiv n_{D+T}$.)

Макроскопическое проявление роста $Z_{эф}$ — падение электропроводности плазмы $\sim 1/Z_{эф}$ и изменение величины поперечного переноса заряженных частиц.

Наконец, четвертое ограничение, связанное с присутствием примесей, наиболее остро проявится в реакторах УТС.

Известно, что интенсивность D—T-реакции нарастает примерно пропорционально квадрату тепловой энергии дейтерий-тритиевой смеси (при $T_i = 7 \div 20$ кэВ).

Но, как уже отмечалось выше, значение полной плазменной энергии в токамаках ограничено сверху, в частности, условиями равновесия по R.

Появление примесей означает дополнительное увеличение числа заряженных частиц, во-первых, за счет самих многозарядных ионов (n_Z); во-вторых, за счет электронов, освободившихся при ионизации ($n_Z Z$). Условие постоянства энергии требует пропорционального уменьшения составляющей дейтерия и трития (n_{D+T}) и в итоге величины нейтронного выхода.

Этот эффект "замещения" рабочего газа примесями отчетливо наблюдается на сегодняшних токамаках [159]. Несложные вычисления показывают, что n_{D+T} уменьшится в $(1 - a_{eZ} Z) / (1 + a_{eZ})$ раз. Приведем пример. Пусть основной примесью будет кислород в количестве $a_{eZ} = 5 \cdot 10^{-2}$, тогда $Z_{эф} = 3,7$, а n_{D+T} составит $0,55 n_e$, т. е. нейтронный выход снизится примерно в 3 раза. Однако самым важным из перечисленных следствий для сегодняшних токамаков остается радиационное охлаждение.

Плазма токамака обладает столь низкой плотностью, что почти все виды излучения свободно покидают ее. (Исключение составляет лишь синхротронное излучение электронов вблизи циклотронной частоты ω_{ce} и ее гармоник.)

Реальный энергетический спектр излучения горячей плазмы сильно смещен в сторону ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения — в область, где плохое отражение стенок камеры не позволяет использовать ее как резонатор.

Поэтому самопоглощением излучения в токамаке обычно пренебрегают (исключая субмиллиметровую область), т. е. излучение представляет собой эффективный канал электронной теплопередачи на стенку, защитой от которого может быть только снижение уровня примесей.

Наиболее опасно радиационное охлаждение центральных областей шнура. Оно суммируется с основным тепловым потоком, препятствуя тем самым нагреву плазмы.

Вблизи границы, напротив, примеси могут играть положительную роль. А именно, трансформируя часть тепла в излучение, они позволяют разгружать диафрагму. К сожалению, этот процесс имеет и обратную сторону. Чрезмерное охлаждение периферии делает шнур потенциально неустойчивым.

Каков масштаб допустимого уровня примесей?

5.2. ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЯХ ПЛАЗМЫ

Напомним кратко основные физические предпосылки, определяющие излучение примесей в плазме. Более подробное их изложение читатель сможет найти в [1, 10–12] *.

Поступая в плазму, атомы примесей ионизируются электронами вплоть до ядер, если электронная температура достаточно велика ($T_e > 0,5Z_i^2 \times 13,6$). Параллельно с этим под действием электронных ударов происходит интенсивное возбуждение частично ионизованных атомов с их последующим высвечиванием. Этот канал электронного охлаждения намного эффективней: простых ионизационных потерь.

Наряду с ионизацией и возбуждением в плазме осуществляется рекомбинация многозарядных ионов либо путем захвата свободного электрона с излучением фотона (излучательная рекомбинация), либо вследствие безызлучательного захвата с передачей энергии внутренним электронам многозарядного иона (дизэлектронная рекомбинация).

Равновесный зарядовый состав ионов обычно устанавливается в результате баланса ионизации и рекомбинации (корональная модель с учетом дизэлектронной рекомбинации). Изменить его может присутствие в плазме нейтрального водорода (из-за перезарядки на нем ионов примесей [160]), либо повышенный уход примесей из шнура вследствие их плохого удержания, либо слишком быстрое проникновение примесей в центр шнура.

Во всех случаях установившиеся значения Z_i должны быть несколько ниже, чем в принятой модели. Это, как правило, и наблюдается реально.

* По этим вопросам может быть также рекомендован обзор: Лисица В. С. Коган В. И. Атомные процессы в плазме. — В кн.: Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 3. М.: ВИНТИ, 1982, с. 5–56.

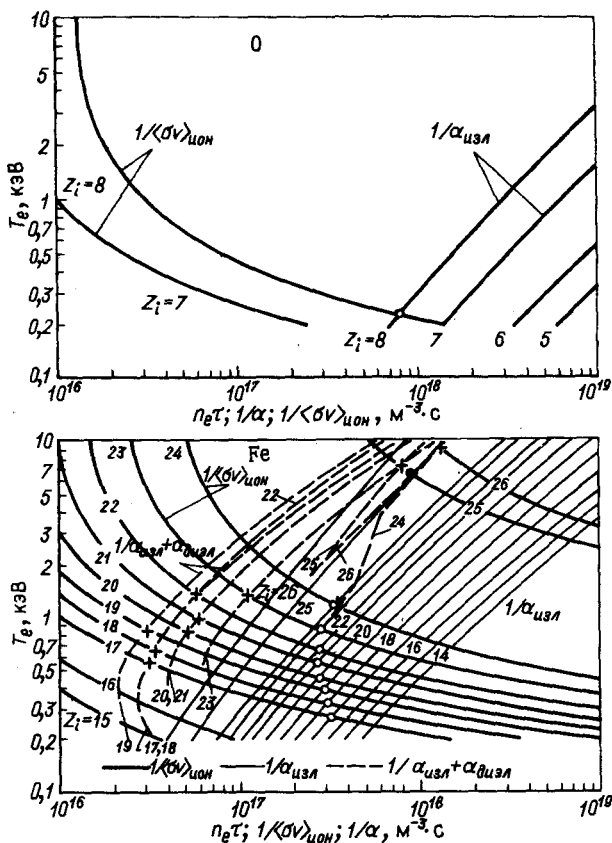


Рис. 23. Значения Z_i и $n_e \tau \sim \frac{1}{\langle \sigma v \rangle_{\text{ион}}} \sim \frac{1}{\alpha}$ для процессов ионизации и рекомбинации $\left(\frac{1}{\alpha_{\text{изл}}}, \frac{1}{\alpha_{\text{изл}} + a_{\text{дизл}}} \right)$ при разных T_e [161]

Чтобы читатель мог оценить масштаб происходящих явлений, приведем две диаграммы (рис. 23) зарядовых состояний из [161]. Одна для кислорода, другая для железа. Диаграммы построены следующим образом. По вертикальной оси отложены электронные температуры T_e , а по горизонтальной $n_e \tau$ — характерные времена (или скоростные коэффициенты) различных процессов для ионов с разными Z_i . Это скоростные коэффициенты, во-первых, $1/\langle \sigma v \rangle_{\text{ион}}$ — ионизации, во-вторых, $1/\alpha_{\text{изл}}$ — излучательной рекомбинации (чисто корональная модель), в-третьих, $1/\alpha_{\text{изл}} + a_{\text{дизл}}$ (пунктир) — суммарной излучательной и дизэлектронной рекомбинации. Пересечение ионизационного и рекомбинационного семейства кривых позволяет установить значение доминирующих равновесных зарядов ионов, а горизонтальная координата — характерное время $n_e \tau$, необходимое для достижения этого состояния. Например, мы можем

видеть, что в условиях сегодняшних токамаков ($T_e = 0,3 \div 3$ кэВ) кислород в центральных областях шнура ионизован полностью, в то время как железо может достигать только гелиеподобного состояния. Его полная ионизация произойдет лишь при $T_e \approx 10$ кэВ и $n_e \tau > 10^{18} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$.

Далее, если время жизни ионов в плазме τ_{pZ} меньше рекомбинационного, Z_i можно определить по пересечению соответствующей вертикали $n_e \tau_{pZ}$ с семейством ионизационных кривых при заданной T_e . Например, если $n_e \tau_{pZ} = 10^{16} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$, а $T_e = 1$ кэВ, заряд иона железа составит 17, а кислорода 7. Наконец, приведенная диаграмма демонстрирует еще одно важное свойство многозарядных примесей в условиях токамака: их относительно медленную рекомбинацию. Это означает, что диффузионный поток из центра может выносить на периферию ионы с высокими Z_i . Существуют опасения, что такие ионы, ускоряясь в ленгмюровском слое, вызывают эрозию диафрагмы.

Знание зарядового состава примесей позволяет оценить мощность излучаемой ими энергии. Впервые такие вычисления были проделаны В. И. Коганом [162] и затем неоднократно уточнялись [163, 164]: Сложность их состоит в том, что фактически приходится суммировать три вида излучения: обычное линейчатое, связанное с внутриатомными переходами электронов, рекомбинационное, о котором мы уже говорили выше, и тормозное — результат рассеяния электронов на ионах. Причем при низких температурах доминирует линейчатое, затем, по мере ее роста, рекомбинационное и, наконец, тормозное. Для углерода, например, равенство тормозного и рекомбинационного излучения достигается при $T_e = 1$ кэВ [165]. В случае железа рекомбинационное излучение превышает тормозное примерно в 4 раза. Это соотношение почти постоянно от 0,7 до 10 кэВ [161].

На рис. 24 приведены расчетные значения удельной (на один электрон и ион примеси) мощности излучения $Q_{\gamma Z} / n_e n_Z$ для некоторых интересующих нас примесей [164]. Общая особенность приведенных кривых — падение $Q_{\gamma Z} / n_e n_Z$ с ростом температуры плазмы. Оно отражает рост степени ионизации. Эти кривые описывают стационарное состояние ($n_e \tau \rightarrow \infty$). Реально примеси достигают такого состояния, пройдя последовательно все степени ионизации. Пока ионизация не завершилась, излучаемая мощность намного превосходит стационарный уровень. Подробный расчет динамической картины сложен. В качестве примера на рис. 25 приведен временной ход удельной мощности излучения углерода [165] при различных T_e . Стационарный уровень обозначен пунктиром. Если вычислить полную энергию, излученную до того, как достигается этот уровень, окажется, что каждый атом углерода дополнительно "стоил" от 1,5 до 2,5 кэВ [88]. Очевидно, что с ростом Z_i эта "цена" должна увеличиваться. Последовательное прохождение степеней ионизации наблюдается особенно отчетливо в начальной стадии разряда. На рис. 26 приведены типичные осциллограммы: спектральных линий кислорода от O^{+2} (O^{III}) до O^{+5} (O^{VI}), водорода — Ly_{α} , а также тока $J_p(t)$ и $\langle n_e(t) \rangle$ для начальной стадии в TFR [166]. Характерно, что до 6–8 мс ($T_e = 75$ эВ) излучение кислорода носит объемный характер. После 10 мс и до конца разряда оно локализу-

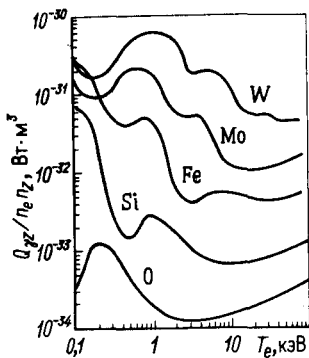


Рис. 24. Расчетные значения удельной мощности излучения примесей $Q_{\gamma Z} / n_e n_Z$ в стационарном состоянии [164]

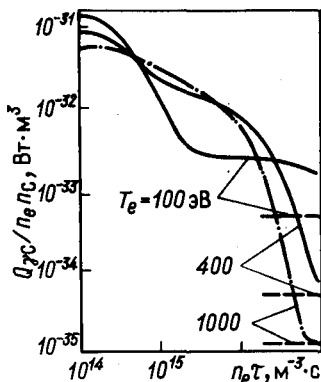


Рис. 25. Расчетная мощность излучения углерода в процессе ионизации для различных T_e ; пунктир — мощность стационарного излучения [165]

ется вблизи границы ($r = 15 \div 18$ см), т. е. поддерживается за счет постоянного поступления со стенок. Очевидно, что в установившейся стадии разряда эффекты, связанные с динамикой ионизации легких примесей, должны проявляться на периферии. В реакторе это станет справедливо и для тяжелых примесей.

Тогда, чтобы определить интенсивность излучения из центра, можно воспользоваться результатами, представленными на рис. 24.

В условиях самоподдерживающейся D-T-реакции излучаемая мощность не должна превышать мощности передаваемой плазме α -частицами. Учитывая, кроме того, эффект замещения дейтерия и трития примесями, можно найти максимально допустимые добавки различных примесей.

Такое сравнение проделывалось неоднократно [163, 167, 168]. Общеприняты следующие значения:

$$n_C / n_e = 12\%, n_O / n_e = 8\%, n_{Fe} / n_e = 0,5\%, n_W / n_e = 0,03. \quad (5.2)$$

Соответствующие величины $Z_{эф}$ меняются от 4 на легких примесях до 3 — на тяжелых. Это вполне реальные цифры. Сегодняшние токамаки работают в диапазоне изменения $Z_{эф} = 1 \div 5$.

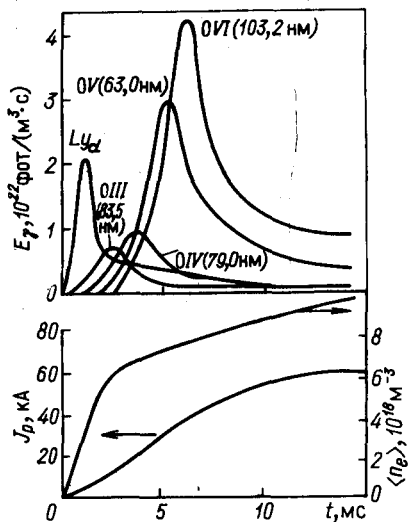


Рис. 26. Динамика выгорания линий O в TFR [166]

Следующий результат присутствия многозарядных примесей в плазме токамака — образование полого профиля $T_e(r)$.

5.3. ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА ПРОФИЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ

Если излучательные потери велики, их пространственный характер становится фактором, влияющим на распределение температуры и тока по сечению шнура. Один из таких примеров был рассмотрен в работе [88]. Повторим сделанные там рассуждения. Пусть примеси поступают на границу шнура и захватываются в узком периферийном слое. Часть их, диффундируя наружу, попадет на диафрагму, другая проникает в шнур. Проследим за нею.

Если проникновение в центр будет медленным, а примеси легкими, они полностью ионизируются на краю. Излучательные потери, сопровождающие ионизацию, вызовут преимущественное охлаждение периферии шнура.

Напротив, если примеси быстро проникнут в плазму, они приведут к преимущественному охлаждению центра.

Характерные ионизационные времена можно найти из рис. 23 и 24. Если принять $n_e = 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ кэВ}$, то соответствующие $\tau^{\text{ион}}$ составят: для углерода 0,5–1 мс, для кислорода 1–3 мс, для Fe 10–30 мс. Они должны расти как $1/n_e$ при уменьшении n_e .

Каковы времена проникновения примесей в центр шнура? Сегодня это один из самых дискуссионных вопросов. Несколько подробнее мы обсудим его позже в § 7.6.

Дело в том, что согласно классическим представлениям [15] примеси с высоким Z должны втягиваться в центр шнура, если распределение температуры $T_e(r)$ не очень острое. Действительность оказывается сложнее классической модели. Реально наблюдаются как обостренные, так и уплотненные распределения примесей по сечению. Это означает существование механизмов экранировки центра от поступления многозарядных ионов. Результаты прямых опытов по инъекции примесей [169, 170] показывают, что время проникновения их в центр составляет 10–30 мс, мало зависит от Z и примерно соответствует τ_p (3.1).

Таким образом, следует ожидать, что легкие примеси будут всегда охлаждать периферию, а тяжелые (особенно при малых n_e), кроме периферии, еще и центр. По мере роста n_e и \dot{a} специфика тяжелых примесей должна исчезать.

Идея охлаждения периферии легкими примесями была привлечена впервые [171] для объяснения кардинального различия температурных распределений, обнаруженных на T-3 [172] и ST [173].

Эти близкие по параметрам установки отличались способом подготовки камеры. T-3 допускала прогрев до 450°C, а ST — нет. Можно было предполагать, что после очистки в водородном разряде на стенках ST оставалось большее количество воды, чем в T-3, где ее удаляли прогревом.

Профиль $T_e(r)$, измеренный методом лазерного рассеяния, оказался на Т-3 довольно плоским, а на ST — исключительно острым. Это и позволило предположить радиационную модель его формирования.

Прямое подтверждение такой модели дали впоследствии пространственные болометрические измерения мощности излучения из плазмы [33, 140]. Оказалось, что в режимах с поступлением легких примесей излучение действительно локализуется вблизи границы. В случае тяжелых примесей оно имеет острый максимум в центре.

Наконец, в опытах на токамаке ORMAK [174] удалось, увеличивая n_e , продемонстрировать переход от плоских и даже полных распределений $T_e(r)$ к обостренным.

Режимы с обостренным профилем $T_e(r)$ были названы режимами типа А, а с уплощенным и полым — типа В. В дальнейшем мы будем придерживаться этой терминологии. Возможность существования квазистационарных состояний А и В при почти одинаковых параметрах разряда — характерное свойство плазменного шнура в токамаке. Переход из состояния А в В можно осуществить инъекцией тяжелых примесей, например W [175] или Fe [33]. Обратный переход удается сделать, либо подогревая электроны в центре ионным пучком [176], либо охлаждая периферию инъекцией холодного кислорода или водорода. Почему эти состояния так устойчивы? Есть основания полагать, что в режиме В происходит определенная концентрация примесей с большими Z_i к оси шнура, а в режиме А, напротив, центр экранируется от их проникновения.

Энерговыведение вблизи оси шнура пропорционально $V_p^2 \sigma(0)$. Если излучение определяет баланс энергии в центре, рост $Z_{эф}(0)$, понизив $\sigma(0)$, приведет к снижению $T_e(0)$ и смещению баланса в сторону излучения. Тогда с временами порядка скин-слоя может развиваться своеобразная неустойчивость охлаждения центра.

Новое стационарное состояние будет достигнуто, когда поток тепла внутрь из внешней кольцевой области с повышенной температурой и омическое энерговыведение в центре сравняются с мощностью излучения.

На рис. 27 приведены профили $T_e(r)$, $n_e(r)$ для типичных режимов А и В (PLT [177]). Там же даны кривые $\langle P_{о.н} \rangle_r$ — мощности омического нагрева внутри области радиуса r и интегральный поток излучения из этой области $\langle P_{изл} \rangle_r$ [предполагается $\sigma(r) \sim T_e^3/2(r)$]. Приведенные кривые наглядно иллюстрируют радиационную модель формирования профиля $T_e(r)$.

Заметим, что если собирание тяжелых примесей к оси — главная причина возникновения полых профилей $T_e(r)$, то от появления их не гарантированы и реакторы УТС. Согласно некоторым оценкам при сегодняшнем уровне электронных температур было бы достаточно распределить тяжелые примеси пропорционально $n_e(r)$, чтобы возникла ситуация, близкая к неустойчивой.

К сожалению, распределения $Z_{эф}(r)$ в режимах В не известны достоверно. Известно только, что эти режимы отличаются высоким уровнем поступления тяжелых примесей со стенок и диафрагмы. Считается, что они не представляют интереса для целей УТС. Во-первых, они отличаются

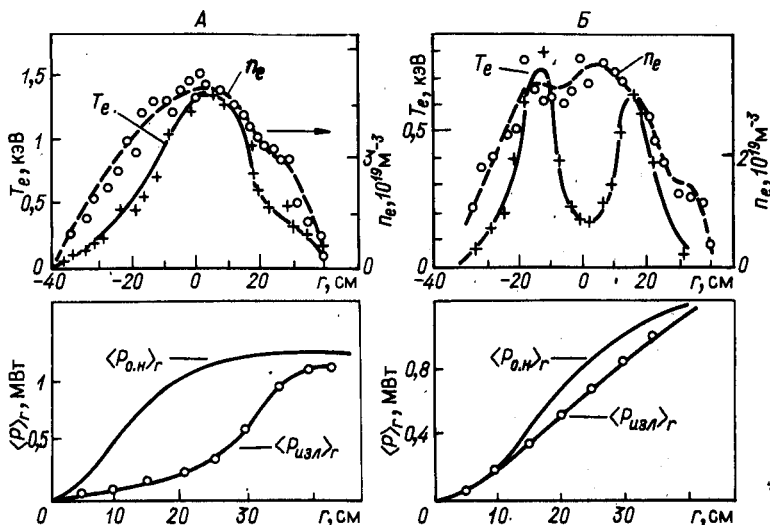


Рис. 27. Типичные распределения $T_e(r)$ и $n_e(r)$ для режимов типов А и Б (PLT):

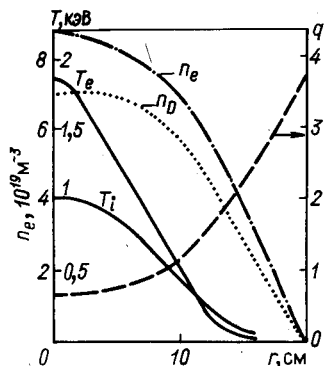
$\langle P_{\text{о.н.}} \rangle_r$ — мощность омического нагрева, выделенная в объеме плазмы радиуса r ; $\langle P_{\text{изл.}} \rangle_r$ — мощность, излучаемая этим объемом [177]

низкими значениями T_E и, во-вторых, сопровождаются высоким уровнем колебаний \tilde{V}_φ , которые могут быть следствием полого распределения $j(r)$.

Обычно токамаки работают в режиме А. На рис. 28 приведены характерные распределения $n_e(r)$, $T_e(r)$, $T_i(r)$ для квазистационарной стадии такого разряда в TFR [178]. Общая черта подобных распределений — обостренный профиль $T_e(r)$ по сравнению с $n_e(r)$ и $T_i(r)$.

Техника получения режимов типа А проста. Применяя, например, программированный напуск водорода, можно с самого начала разряда контролировать ширину токового канала по поведению I_t . Так поступают на PLT [177]. Можно прижимать токовый канал полем B_y к внутренней кромке диафрагмы [85], имитируя работу магнитной диафрагмы. Наконец, можно эмпирически подбирать такое начальное давление рабочего газа, чтобы разряд развивался в начальной стадии без больших колебаний \tilde{V}_φ . Тогда необходимое охлаждение периферии обеспечится излучением примесей, поступивших со стенок. Если, однако, их окажется слишком много или слишком велико n_e , шнур собирается в узкий канал, неустойчивый по отношению к срыву (см. рис. 11, б).

Рис. 28. Типичные профили $T_e(r)$, $n_e(r)$, $n_D(r)$, $T_i(r)$, $q(r)$ в режиме А (TFR [178])



Дальнейшее увеличение начального давления (либо добавление примесей) переводит разряд в так называемую "вялую" фазу. Мощности омического нагрева становится недостаточно для ионизации всего газа и преодоления в какой-либо области шнура радиационного барьера [85]. Ток разряда тогда падает, а напряжение V_p вырастает в несколько раз. "Вялые" режимы характерны для токамаков с плохо подготовленными стенками. Их тоже исключают из рассмотрения. Опишем теперь способы подготовки камеры токамака и основные каналы поступления примесей в разряд: десорбцию их с поверхности камеры и эрозию стенок.

5.4. ДЕСОРБЦИЯ ПРИМЕСЕЙ С ПОВЕРХНОСТИ. МЕТОДЫ ОЧИСТКИ КАМЕРЫ

Десорбция поверхностных загрязнений со стенок и эрозия стенок при взаимодействии с плазмой — основные механизмы поступления примесей в разряд. Какие из них наиболее опасны? Сначала рассмотрим десорбцию. Она возможна в случае не очень чистых стенок. Различают четыре основных вида десорбции: под действием электронного удара (электронная), ионного (ионная), γ -квантов (фотодесорбция) и, наконец, под действием нагрева стенок (термодесорбция).

Что такое "чистые стенки токамака"? Как уже упоминалось, обычно камеры изготавливают из нержавеющей стали либо из никелевых сплавов. Поверхность этих металлов всегда покрыта слоем окислов, толщина которых может достигать 5–10 нм. Много ли это? Мерой толщины поверхностных покрытий служит понятие монослоя — условного количества молекул газа, покрывающих одним слоем 1 м^2 поверхности металла. В частности, один монослой H_2 содержит $1,5 \cdot 10^{21}$ мол/м², O_2 — $8,7 \times 10^{20}$ мол/м², CO_2 — $5,3 \cdot 10^{20}$ мол/м² и т. д., т. е. десорбция одного монослоя кислорода в камере с $a = 1$ м позволила бы заполнить ее газом с плотностью, превышающей обычную плотность водородной плазмы, а именно, $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

В пленке окислов толщиной, 5–10 нм содержится 20–40 монослоев кислорода [179]. Положение усложняется еще и тем, что окисные пленки являются хорошим сорбентом для паров воды, всегда присутствующих в воздухе. Таким образом, поверхность новой камеры, обращенная в сторону плазмы — почти неисчерпаемый резервуар легких примесей.

Первая операция, которую применяют для очистки стенок, — прогрев ее до температуры 200–400°С с целью удаления воды.

Процессы термосорбции газов носят, как известно, экспоненциальный характер. В показатель экспоненты входит отношение энергии десорбции E_D соответствующего газа к температуре поверхности (К). Значения E_D измеряются по традиции в ккал/моль ($1 \text{ ккал/моль} = 4,3 \cdot 10^{-2} \text{ эВ/моль}$). Если $E_D < 15$ ккал/моль, поверхность эффективно очищается в вакууме уже при комнатной температуре. Если же E_D возрастает до 30 ккал/моль, для удаления такого газа с поверхности необходим нагрев на 300°С [180].

Для паров воды на чистых металлических поверхностях $E_D \approx 14$ ккал/моль, но на окисленных в силу дополнительной сорбции более 20 ккал/моль. Энергия десорбции растет, если поверхность оказывается покрыта микротрещинами.

Заметим, что для Н на Ni $E_D = 67$ ккал/моль, на W — 74 ккал/моль, а O и CO₂ соответственно 147 и 100 ккал/моль [180].

Правда, величина E_D уменьшается по мере заполнения монослоя, но известно, например, что для полного удаления кислорода металлы необходимо нагревать до температур, сравнимых с температурой плавления.

Эффективным способом удаления кислорода оказывается восстановление его окислов в водородном разряде до воды с последующей ее десорбцией путем прогрева стенок.

Различают два типа таких разрядов. Во-первых, обычный разряд, но при пониженном поле $V\theta$. Такой разряд неустойчив. На протяжении его водородная плазма активно бомбардирует стенки. Малые значения $V\theta$ позволяют повторять подобные импульсы довольно часто (на Т-3, например, при $V\theta = 0,5$ Тл 3 раза в минуту).

Первоначальная тренировка длится обычно 1–2 нед, после чего становятся возможны нормальные устойчивые режимы разряда, сначала при низких n_e , затем с постепенным их увеличением до обычных рабочих значений.

Анализ поверхности стенки показывает, что в результате такой тренировки на ней остается около одного монослоя кислорода. Связь его с металлом (хемосорбция) очень прочна. Концентрация кислорода в разряде составляет при этом 3–10% (n_e).

Тейлором [181] предложен метод очистки, позволяющий эффективно удалять и этот кислород. Он обратил внимание на то, что температура электронов в обычном тренировочном разряде слишком велика (10–50 эВ). Молекулы воды быстро диссоциируют в такой плазме и кислород не удаляется, а включается в процесс циркуляции плазма–стенка. Если же снизить температуру до 1–3 эВ, диссоциация молекул будет затруднена и появится возможность удалять воду простой вакуумной откачкой.

Такие режимы получают практически, увеличивая давление водорода до 10^{-3} – 10^{-2} мм рт. ст. Его оптимум устанавливают по максимуму выхода водяных паров. Разряд осуществляют, используя переменное напряжение схемы индукционного прогрева камеры с добавлением небольшого поля $V\theta$ (10^{-2} – $5 \cdot 10^{-2}$ Тл).

Этот способ позволил снизить содержание кислорода на поверхности до 10^{-1} – 10^{-2} монослоя [181]. Одно из условий его успешного применения — глубокий исходный вакуум (примерно 10^{-8} мм рт. ст.) по остаточным газам, исключая водород. Введение калибровочных течей в камеру при тренировке сопровождается обратным процессом загрязнения стенок [181]. Особенно отчетливо это наблюдают в рабочих режимах разряда, где удаление воды происходит только между импульсами. Опыты, проведенные на токамаке *Alcator* [14], показали, что программированное ухудшение вакуума (от 10^{-8} до 10^{-6} мм рт. ст. O₂) приводит к постепенному от импульса к импульсу загрязнению плазмы и подъему $Z_{эф}$ от 1 до 3. Именно так работали первые токамаки, где остаточный вакуум со-

ставлял 10^{-6} – 10^{-7} мм рт. ст. Объясняется это накопление, по-видимому, тем, что рабочие разряды активируют поверхность камеры для сорбции кислорода [131] из объема. Удаление же его с парами воды происходит довольно медленно. Серии рабочих импульсов приходится чередовать в таких условиях тренировочными разрядами. Все сказанное относилось к кислороду. Углерод удаляется в процессе водородной тренировки быстрее, чем кислород. Причина состоит, по-видимому, в том, что углеводороды сорбируются стенками хуже, чем вода.

Существуют и другие методы подготовки стенок в токамаке. Довольно популярна очистка в тлеющем разряде [34, 183]. Для этого в камеру токамака временно вводят один или несколько электродов, к которым прикладывают положительное напряжение (0,2–1 кВ) относительно стенок. Если затем камеру наполнить газом (H_2 , Ar, Kr, Ne, $p = 10^{-2} \div 10^{-4}$ мм рт. ст.), между стенками и стержнем загорается тлеющий разряд. Ионы, ускоренные в области катодного падения, бомбардируют стенки и расплывают поверхностные пленки. Входявшие в их состав кислород и углерод могут объединяться в молекулы и откачиваться вместе с потоком газа, отрицательные ионы — собираться на электроде, а нейтральные продукты распыления — перепылиться на другие части камеры. По своей эффективности этот метод вполне конкурирует с очисткой в низкотемпературном водородном разряде.

Другие возможные способы очистки — фотодесорбция и десорбция газов под влиянием электронной бомбардировки. Действие их приводит к удалению газов в виде O_2 , CO_2 , H_2O и т. д.

Максимальная эффективность фотодесорбции лежит в области вакуумного ультрафиолета ($E_\gamma \approx 10$ эВ). В частности [184], эффективность десорбции CO_2 с поверхности нержавеющей стали достигала при $E_\gamma = 10$ эВ $5 \cdot 10^{-3}$ мол/фотон и резко падала в области видимого света.

В рентгеновской области ($E_\gamma \approx 20$ кэВ) она, например, составляла $5 \cdot 10^{-4}$ мол/фотон [185]. На нее должно существенно влиять состояние стенки.

Эффективность электронной десорбции растет с увеличением энергии и достигает максимума при $E_e = 100 \div 400$ эВ [186]. Ее характерные коэффициенты лежат в области 10^{-2} – 10^{-7} ат/эл: Они быстро снижаются по мере очистки поверхности.

Читатель, желающий более подробно ознакомиться с этими вопросами, может обратиться к [186–190].

Заметим сразу, что фото- и электронная десорбции — потенциальные причины поступления легких примесей в токамаках. Правда, их реальная опасность до конца не ясна. Можно надеяться, что по мере увеличения длительности разрядов и применения диверторов она сойдет на нет.

Оценки, сделанные для Т-20 в отношении наиболее опасной электронной десорбции [168], дали допустимое значение ее коэффициента около 10^{-6} – 10^{-7} ат/эл.

Подводя итог сегодняшнему состоянию техники очистки стенок, следует сказать, что ее прогресс позволил понизить содержание легких примесей в плазме токамака до вполне приемлемых величин ($Z_{эф} = 1 \div 2$).

Однако как только углерод и кислород были удалены, произошло неожиданное увеличение поступления тяжелых примесей — продуктов эро-

зии стенки и диафрагмы (PLT). Рассмотрим механизмы эрозии, потенциально возможные в токамаке.

5.5. ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ЭРОЗИИ В СЕГОДНЯШНИХ ТОКАМАКАХ

Во-первых, это расплавление материала при чрезмерном нагреве его плазмой или ускоренными электронами. Защита от перегрева достигается рациональной конструкцией диафрагмы и такой организацией разряда, которая бы исключила ускорительные режимы.

Второй, более универсальный механизм — распыление материала при бомбардировке ионами или энергичными атомами (катодное распыление [138])^{*}.

Можно назвать по крайней мере два случая, когда оно становится причиной эрозии. Это — распыление стенок камеры нейтральными атомами перезарядки и распыление диафрагмы многозарядными ионами, ускоренными в прилегающем к ней ленгмюровском слое. Обсудим эти процессы подробнее.

Как мы видели выше, примерно половина потока водорода, поступающего на границу шнура, возвращается на стенку в виде горячих нейтральных атомов (см. рис. 17), т. е. в стационарном состоянии, их поток примерно равен диффузионному потоку плазмы (N_e/τ_p). Если $S(E)$ — коэффициент распыления материала стенки нейтралами с энергией E , скорость ее эрозии — $\langle S \rangle_E N_e/\tau_p$, где $\langle S \rangle_E$ — величина, усредненная по энергетическому распределению нейтральных атомов. Если пренебречь циркулированием примесей между плазмой и стенкой, положив коэффициент их возврата со стенки $R_Z = 0$, то в стационарном состоянии диффузионный поток примесей из центра (N_Z/τ_{pZ}) должен компенсироваться потоком продуктов эрозии стенки:

$$N_Z/\tau_{pZ} \approx \langle S \rangle_E N_e/\tau_p. \quad (5.3)$$

Если далее предположить $\tau_{pZ} \approx \tau_p$, находим, что стационарный уровень примесей — материала стенки $N_Z/N_e \approx \langle S \rangle_E$ (При $R_Z \neq 0$ $N_Z/N_e \approx \langle S \rangle_E / (1 - R_Z)$).

Механизмы распыления атомами и ионами физически эквивалентны. Поэтому в качестве S примем известные [138, 191–193] коэффициенты катодного распыления металлов ионами.

На рис. 29 приведены зависимости коэффициента распыления S от энергии и массы ионов (H, D, He) для нержавеющей стали [191, 192]. Кривые $S(E)$ обладают двумя важными особенностями. Во-первых, они носят пороговый характер — частицы с энергией ниже порога вообще не производят распыления. При бомбардировке D^+ , например, порог для Fe составляет около 30 эВ, для Mo — 90 эВ, W — 200 эВ, а при распылении He^+ соответственно 17, 50, 100 эВ [194]. Во-вторых, S растет почти линей-

^{*} По всем этим вопросам можно рекомендовать дополнительно обзор: Мартыненко Ю. В. Взаимодействие плазмы с поверхностью. — В кн.: Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 3. ВИНТИ, 1982, с. 119–175.

но до энергии 1 кэВ, т. е. в этом диапазоне распыление примерно пропорционально полной энергии, уносимой потоком перезарядки. Увеличивая плотность плазмы и снижая температуру границы, можно существенно ослабить процесс эрозии по этому каналу. К уменьшению распыления в сегодняшних токамаках приводит, по-видимому, еще и окисление стенок, так как S для окисных поверхностей сильно падает.

Однако эти меры могут оказаться малоэффективны для реактора, где температура возрастает, а кислород, вероятнее всего, будет удален со стенок. Тогда, если принять эффективную температуру перезарядившихся атомов D равной 1 кэВ [168], стационарная концентрация ионов — материала стенок составит: 0,15% для W, 1% для Mo, 2,4% для Fe, 1,2% для Ti и для графита — 1–5%. Кроме Ti и графита, все значения оказываются на порядок выше допустимых, т. е. наиболее перспективными для первой стенки реактора представляются легкие материалы с малыми Z . Примечательно, что именно с графитовой диафрагмой и при титановом геттерировании стенок стал впервые возможен нагрев плазмы до 6 кэВ на PLT [33].

Другой механизм эрозии, связанный с ионной бомбардировкой, — распыление диафрагмы многозарядными ионами примесей.

Как уже отмечалось, одна из характерных особенностей поведения многозарядных ионов в токамаке — их сравнительно медленная рекомбинация. Это означает, что, диффундируя наружу, они могут достигать диафрагмы или стенки, оставаясь еще многократно ионизованными.

Вблизи диафрагмы такие ионы будут ускоряться в амбиполярном (или лентгмюровском) потенциале φ_L , формирующемся у границы плазма — стенка (см. гл. 1). Приобретаемая ими энергия равна $\varphi_L Z_i e$. Потенциал φ_L может принимать значения от T_e до $3T_e$ в зависимости от эмиссионной способности стенки. Пусть $T_e = 30$ эВ, тогда ион D^+ , бомбардирующий диафрагму, наберет энергию 30–90 эВ, что ниже порога распыления W и Mo [194]. Однако в тех же условиях ион Fe^{+15} ускорится до 450–1350 эВ. Этого уже достаточно для распыления.

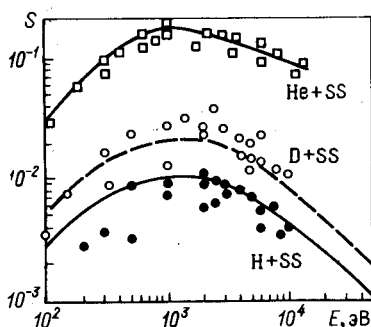
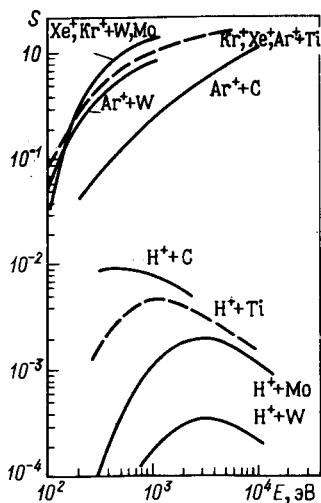


Рис. 29. Зависимость коэффициента распыления $S(E)$ нержавеющей стали (SS) от энергии ионов He, D, H [191, 192]

Рис. 30. Зависимость коэффициента распыления материалов от энергии различных ионов Ar, Xe, Kr, H [192]



На рис. 30 приведены коэффициенты распыления Mo, W, Ti, C ионами Ag, Kг, Хе [192]. Распыление металлов ионами примесей на два-три порядка эффективней, чем Н. Действие этого механизма почти универсально. Оно зависит только от энергии иона и практически не зависит от его массы или материала мишени. Аналогично должны вести себя коэффициенты самораспыления металлов.

Оценки показывают, что соответствующая скорость эрозии превзойдет распыление, вызванное потоком перезарядки, как только n_Z/n_H в тени диафрагмы превысит $\langle S \rangle / \langle S_Z \rangle$, где S_Z — коэффициент распыления диафрагмы многозарядными ионами (рис. 30). Важное свойство этого механизма — способность к саморегулированию. Как только примесей в тени диафрагмы станет слишком много, возросшее излучение понизит T_e , $\langle S_Z \rangle$ и ограничит эрозию.

Можно ожидать, что в итоге установится некоторый равновесный уровень примесей, который будет строго следовать за потоком тепла, протекающим через границу шнура в задиафрагменную область. Реальность близка к такой модели. Мы уже видели на примере TFR, что продукты эрозии стенки действительно циркулируют в диафрагмированном слое и область их локализации примерно совпадает с распределением $T_e(r)$ (см. рис. 22); подобным же образом ведут себя кислород и другие примеси.

Следующий механизм эрозии — униполярные дуги [141, 195]. Их энергетический источник — тепловая энергия электронов и тот же амбиполярный потенциал φ_L , который частично запирает электроны, ослабляя поток тепла на диафрагму. Электронная эмиссия с поверхности диафрагмы стремится уменьшить $|\varphi_L|$. Сделать это только за счет вторичных электронов не удастся: их выход меньше 1 при $E_e < 100$ эВ.

Локальный разогрев поверхностных пленок может вызывать термоэмиссию, $|\varphi_L|$ упадет и электроны плазмы устремятся в эти места, разогревая их далее. Сформируются токовые жгуты, опирающиеся на горячие эмиттеры, так называемые катодные пятна. Температура пятен будет расти еще и в силу нагрева протекающим током.

В токамаке с большим полем B_θ этот процесс должен был бы прекратиться, как только остынет магнитная трубка, опиравшаяся на пятно.

В действительности неустойчивости могут существенно расширить ее диаметр вдали от диафрагмы. Тем самым амбиполярный потенциал ослабится в области, намного превышающей площадь катодного пятна. Образуется замкнутый электрический контур: поток сравнительно энергичных электронов далеких ($E_e > 3T_e$) областей максвелловского распределения будет, преодолевая потенциал φ_L , вытекать из плазмы на диафрагму в широкую область вокруг пятна, а возвращаться назад в виде опирающегося на пятно тонкого жгута холодных электронов, ускоренных потенциалом φ . Электронная теплопроводность восстановится в меру ослабления потенциала φ_L в окрестности пятна. На рис. 31 приведена схема униполярной дуги.

Наконец, если плазменный шнур неустойчив, его отдельные жгуты с током могут "обрезаться" диафрагмой. Исчезновение заключенного в них полоидального магнитного потока способно создавать значительную

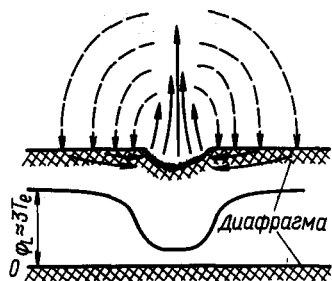


Рис. 31. Схема униполярной дуги:

сплошные линии — электронный ток эмиссии катодного пятна; пунктир — ток энергичных электронов против электрического потенциала $\phi_L \approx 3T_e$

разность потенциалов между плазмой и "ионной" стороной диафрагмы (противоположной "электронной" — обращенной к потоку электронов j/e). Это также может инициировать дуги.

Более детальное описание механизмов эрозии читатель сможет найти в превосходном обзоре [123].

Горение катодных пятен вызывает глубокую эрозию поверхности. Следы их имеют характерный рисунок "елочек" или кратерных цепочек. Металл при этом испаряется, удаляется в виде отрицательных ионов и даже отдельных капелек. Таким образом, униполярные дуги представляют собой крайнюю, самую нежелательную форму контакта, плазма — стенка.

Какие каналы поступления примесей реально действуют в токамаках?

5.6. ДИНАМИКА ПОСТУПЛЕНИЯ ЛЕГКИХ И ТЯЖЕЛЫХ ПРИМЕСЕЙ

На рис. 32 изображена динамика поступления тяжелых примесей в процессе разряда DITE [141], а на рис. 33 — поступление O и C в PLT [196]. Кривые эти получены в результате оже-анализа (AES) состава поверхности специальных пробников, помещенных в тень диафрагмы токамаков. Напомним, что при бомбардировке мишени электронным потоком в составе вторичных частиц всегда представлена небольшая группа оже-электронов. Эти электроны — результат фотоионизации внешних оболочек атомов мишени γ -квантами излучения внутренних переходов, которые возбуждаются первичной электронной бомбардировкой. Соответственно энергия оже-электрона равна разности энергий внутренних переходов и ионизации верхних уровней, т. е. их спектр строго уникален для каждого из элементов. Анализ его — метод их идентификации.

Современные оже-спектрометры позволяют различать покрытия толщиной до 10^{-3} монослоя (исключая водород). Они являются наиболее универсальным инструментом исследования поверхности и ее эрозии. Кроме них, иногда используется масс-спектрометрический анализ вторичных ионов, возникающих в результате ионной бомбардировки образца (SIMS), и обратное резерфордское рассеяние ионов высокой энергии (RBS) в том случае, когда необходимо выяснить глубину внедрения бомбардирующих частиц (в том числе водорода). Пробники — мишени, на которые напыляются продукты десорбции и эрозии, изготавливаются в различных вариантах: в форме грибков, подвижных лент, вращающихся дисков и т. д. После экспонирования в тени диафрагмы они быстро транспортируются по вакуумным каналам в камеру, где производится анализ. Системы эти получили название "диагностических станций" состояния стенки. Ими оснащаются все крупные токамаки [197, 198].

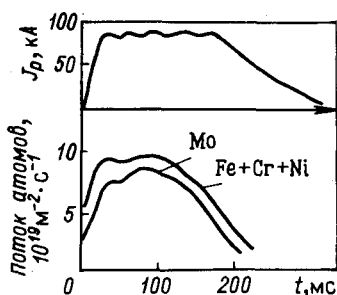


Рис. 32. Поток атомов тяжелых примесей на пробник в тени диафрагмы в условиях обычного разряда DITE [141]

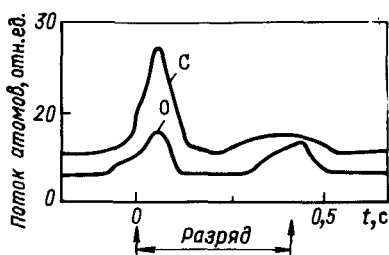


Рис. 33. Поток атомов легких примесей С, О на пробник в тени диафрагмы (PLT [196])

Другой традиционный метод идентификации состава примесей — оптический, по интенсивности спектральных линий ионов, попавших в плазму. Для этого применяют спектрографы в ультрафиолетовой и рентгеновской областях, а также всевозможные рентгеновские счетчики. Эти методы позволяют установить основные закономерности эрозии и поступления примесей.

Вернемся к рис. 33. Поступление кислорода в задиафрагменную область обнаруживает два характерных пика — в начальной стадии и в конце разряда. Углерод ведет себя аналогично, но кислородный поток всегда выше, кроме, быть может, установок с масляной системой откачки.

Даже с графитовой диафрагмой, когда углеродное поступление возрастает на порядок, содержание кислорода в плазме доминирует [199].

Обратим внимание на важную особенность в поступлении кислорода: его поток в ходе разряда подобен поведению водорода (см. рис. 19). Кроме того, дополнительная инжекция водорода всегда сопровождается вспышкой кислородных линий [127]. Замена же рабочего газа на гелий явно снижает кислородное поступление. Такая связь позволяет предполагать [200], что основной поток кислорода приходит со стенок в шнур в виде молекул воды — продукта восстановления окислов. Первый пик (рис. 33) соответствует тогда ионизации водорода, а второй — распаду шнура. Титановое распыление, эффективно связывающее водород, существенно снижает и поступление кислорода [121].

Удаление со стенок образующейся воды происходит, вероятнее всего, путем термодесорбции. Действительно, замечено, что нагрев стенок до 200°C увеличивает поступление кислорода в 1,5–2 раза, а охлаждение до -200°C ослабляет его примерно в 5 раз [127]. (Вообще присутствие в ка-

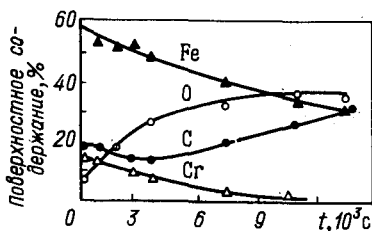


Рис. 34. Временная динамика загрязнения поверхности очищенной нержавеющей стали при остаточном давлении $p = 5 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст. [202]

мере глубоко охлажденных поверхностей уменьшает кислородное загрязнение, выполняя, вероятно, роль криогенного насоса по отношению к парам воды [127].)

Основным методом борьбы с кислородом остается очистка стенок. Подчеркнем еще раз, что плохой остаточный вакуум может свести ее эффект на нет. В качестве примера приведем рис. 34 [202], который иллюстрирует динамику загрязнения чистой стальной поверхности остаточными газами в условиях глубокого вакуума ($5 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст.). Состав загрязнений регистрировался оже-спектрометром, т. е. изучалась та реальная поверхность, которую "видят" электроны плазмы, падающие на стенку.

Измерения показывают, что через 3 ч экспонирования она на $2/3$ покрывается кислородом и углеродом. В условиях вакуума 10^{-7} мм рт. ст. это состояние наступило бы через 10 мин. Таким образом, очистку следовало бы проводить периодически, например, между рабочими импульсами установки. Иначе пришлось бы смириться с содержанием кислорода в плазме около 1–2%.

Вернемся теперь к тяжелым примесям. Динамику их поступления в условиях обычного разряда токамака иллюстрирует рис. 32. Видно, что в отличие от кислорода высокий уровень поступления металла сохраняется и в средней фазе разряда. Можно предполагать, что металл — следствие эрозии стенки под действием нагретой плазмы. Простые опыты подтверждают это.

Введем в токамак дополнительную диафрагму с меньшим внутренним отверстием, отодвигающую границу плазмы от стенок. Тогда появится возможность разделить эрозию, вызванную непосредственным контактом плазма — стенка, и эрозию, обусловленную атомами перезарядки (она при этом не должна измениться).

Подобный опыт был проделан, например, на T-4 [146], где в качестве меньшей использовалась диафрагма из графита. В итоге эрозия нержавеющей стенки, углубленной в тень диафрагмы на 4 см, снизилась, над фоном ее стала доминировать эрозия прежней вольфрамовой диафрагмы, оказавшейся теперь на 2 см в тени графитовой. Такая перемена определенно свидетельствует о том, что действие основного механизма эрозии простирается в тень диафрагмы на глубину 2–3 см. Эрозию под действием убегающих электронов можно сразу же исключить: по характерным проплавлениям внешней кромки диафрагмы видно, что она действует на глубину 1–2 мм.

Главной причиной эрозии остается предположить прямое взаимодействие плазмы со стенкой. Тогда, казалось бы, ее интенсивность должна следовать за амбиполярным потенциалом ϕ_L соответственно T_e в тени диафрагмы. В пользу этого говорят многочисленные эксперименты [141, 203–206].

Во-первых, повсеместно наблюдают, что увеличение T_e на границе шнура (например, смещением его относительно оптимального положения) вызывает рост поступления тяжелых примесей. Напротив, снижение T_e при инъекции водорода либо легких примесей замедляет эрозию и стенки, и диафрагмы.

Впечатляюще выглядят, например, опыты с инъекцией в шнур кислорода [204]. Результатом ее оказывается охлаждение периферии и удаление Мо (материал диафрагмы) из центра шнура.

Во-вторых, инъектируя в пограничный слой холодные электроны и понижая тем самым его потенциал, удается снизить эрозию [206] на порядок. С другой стороны, увеличивая потенциал, усиливают ее.

К сожалению, для такого способа подавления эрозии требуются инжекторы холодных электронов с чрезмерно высокими плотностями тока ($2 \cdot 10^5 - 10^6$ А/м²). Создание подобных катодов с токами эмиссии в десятки килоампер открыло бы для токамаков новые возможности.

Какой конкретный механизм вызывает наблюдаемую эрозию: униполярные дуги или распыление многозарядными ионами?

Как обнаружили эксперименты [205], распыление ионами и униполярные дуги могут существовать почти одновременно. Опыты ставились следующим образом: в периферийные слои плазмы погружались мишени из разных металлов. К ним относительно стенки прикладывались электрические потенциалы. Наблюдалось свечение атомов материала мишеней, попадающих в плазму. Оказалось, что заметная эрозия возникает тогда, когда мишени бомбардируются ионами с энергией выше порога распыления, и становится пренебрежимо малой, когда они бомбардируются электронами. Таким образом, можно отчетливо наблюдать ионное распыление в условиях пограничной плазмы токамака. При дальнейшем понижении отрицательного потенциала мишеней возникли дуги с характерными резкими бросками тока на порядок величины и мощной эрозией. Однако обнаружилась важная особенность их развития — оказалось, что по мере очистки и удаления с мишеней поверхностных пленок потенциал дугообразования понижается до 400 В, в то время как обычные амбиполярные потенциалы в тени диафрагмы не должны были бы опускаться ниже 100 В. Авторы [205] сделали вывод, что униполярные дуги играют роль лишь в процессе тренировки токамака. С ними следует согласиться, если речь идет об установившейся стадии устойчивого режима. Когда же разряд не вполне устойчив и плазма эпизодически достигает стенок, очищенных не так хорошо, как диафрагма, не исключено развитие униполярных дуг. "Обрезание" диафрагмой токовых жгутов усугубит положение. Во всяком случае следы дуг обнаруживают на диафрагмах, стенках и специальных пробниках, введенных в тень диафрагмы. В частности, дуги наблюдают при подъеме разрядного тока, когда плазма неустойчива (см. рис. 19). Ожидается также, что их роль будет расти по мере увеличения энергонапряженности разрядов в токамаках.

Опишем теперь те приемы, которые применяют для уменьшения эрозии стенок.

5.7. ПРАКТИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ УМЕНЬШЕНИЯ ЭРОЗИИ СТЕНОК В ТОКАМАКАХ

Первый, уже упомянутый способ снижения эрозии — охлаждение периферии шнура. Практически это делают, инъектируя холодный водород или легкие примеси. Этот способ ограничен — примеси в итоге проникают

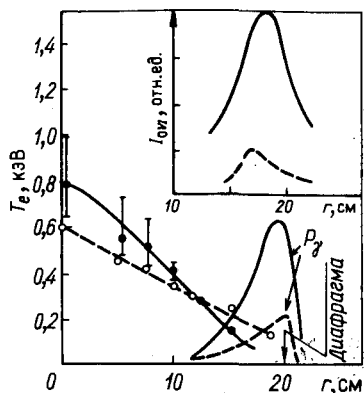


Рис. 35. Влияние титанового геттерирования на условия разряда в токамаке (JET-2 [121]):

сплошные линии – без геттерирования, пунктир – с геттерированием

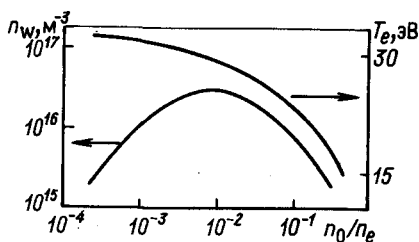


Рис. 36. Расчетные значения T_e в течи вольфрамовой диафрагмы и количества распыленного вольфрама (n_W) от уровня кислорода n_O в задиафрагменной области [149]

в центр. Правда, проникновение их происходит довольно медленно [169], и есть основания считать, что в режимах с острыми распределениями $T_e(r)$ легкие примеси частично экранируются на периферии, тем не менее перспективность этого метода вызывает сомнения – слишком высокие потоки примесей необходимы для излучательного энергосъема в условиях реактора (излучательный бланкет). При водородной инжекции возникают в принципе те же трудности. Их можно было бы преодолеть, резко снизив время жизни водорода в пограничных слоях плазмы, т. е. увеличив его циркуляцию плазма–стенка. Такой режим был продемонстрирован при очень высоких n_e , в условиях, когда длина пробега нейтрального атома до ионизации стала меньше задиафрагменного слоя ($n_e = 0,3 \div 1 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, Alcator [127]). Необходимы дальнейшие поиски в этом направлении.

Следующий способ, который позволяет ослабить эрозию – титановое распыление (геттерирование), уже упоминавшееся в связи с циркуляцией водорода и кислородной десорбцией. Напомним, что напыление титана даже на 20–30% поверхности разрядной камеры существенно ослабляет циркуляцию водорода и поступление кислорода. На рис. 35 приведены пространственные распределения: $T_e(r)$, интенсивностей кислородных линий и полного излучения в случае с титановым распылением (пунктир) и без него (JET-2 [121]). Легко видеть, что после распыления T_e на краю возросла. Естественно было ожидать роста эрозии стенки и диафрагмы. Оказалось, напротив, она уменьшилась как будто бы в противоречии с идеями, высказанными выше. Однако этому есть простое объяснение. Действительно, если эрозия – результат распыления диафрагмы многозарядными ионами, то уменьшение их содержания (в данном случае кислорода) может ослабить эрозию, несмотря даже на рост амбиполярного потенциала. Соответствующая модель была предложена для PLT в работе [149]. На приведенном из нее рис. 36 изображены: расчетное количество W (материал диафрагмы) и T_e в граничном слое в зависимости от уровня кислорода. Эрозия уменьшается при максимальном и минимальном поступлении кислорода, несмотря на рост T_e .

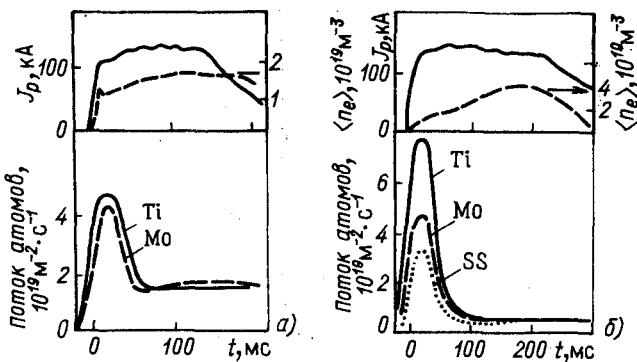


Рис. 37. Поступление тяжелых примесей:

а – в режиме только с геттерированием; б – при одновременном напуске холодного водорода (DITE [201])

Что дают реально сегодняшние методы ослабления эрозии? На рис. 37 [201] представлена серия осциллограмм: $J_p(t)$, $\langle n_e \rangle(t)$ и интенсивности поступления Ti, нержавеющей стали (SS), Mo (материал диафрагмы) для одного из режимов установки DITE, где одновременно применялись предварительное титановое геттерирование и напуск водорода в процессе разряда. Если сравнить эти данные с рис. 32, мы обнаружим, что практически исчезло поступление тяжелых примесей на "плато" разрядного тока, остался лишь первый пик эрозии, связанный с ионизацией и формированием плазменного шнура. Но, как показывает сравнение абсолютных значений, первый пик тоже снизился примерно в 3 раза.

Практическим результатом такой организации разряда оказалось уменьшение $Z_{эф}$ до 1 (с 4–6). Эти методы получили широкое распространение. Еще один способ снижения эрозии стенок – замена металлической диафрагмы на графитовую или из других материалов с малым Z . Этот прием также используется довольно широко [33, 145, 146]. Для успеха его важно, чтобы графит не обладал очень высоким химическим распылением при водородной бомбардировке. Разные исследователи обнаружили [208–210], что в диапазоне температур 500–1000°C распыление графитов водородом может возрастать на порядок за счет реакции синтеза метана. Выбирают графиты, где этот эффект не столь значителен [211], либо стараются обеспечить охлаждение диафрагмы. Другие кандидаты на материал диафрагмы – карбиды кремния, бора и титана. К сожалению, они не могут выдерживать такие высокие тепловые нагрузки, как графит. Успешное сочетание графитовой диафрагмы и титанового распыления уже было продемонстрировано в условиях мощного дополнительного нагрева 2,2 МВт на PLT, где удалось сохранить $Z_{эф}$ в пределах 1,5–3, обеспечив тем самым успешное проведение экспериментов с фактически термоядерной плазмой. Правда, средняя плотность теплового потока в этих опытах достигала только 10^5 Вт/м² поверхности шнура. В реакторе она должна возрасти в 3–5 раз, на 2–3 порядка должна увеличиться длительность импульсов. Какие новые механизмы эрозии вступают при этом в силу? Обсудим их.

5.8. СПЕЦИФИЧЕСКИЕ КАНАЛЫ ЭРОЗИИ СТенок РЕАКТОРА

Три новых качества, которые могли бы привести к усилению эрозии стенок, возникают в условиях реактора: нейтронное облучение, бомбардировка стенок α -частицами и рост полного времени экспозиции стенок (с 10^2 – 10^3 до 10^7 – 10^8 с), которое может вывести на первый план слабые интегральные механизмы эрозии.

Нейтронным распылением можно пренебречь. Суммарная эрозия под действием быстрых и медленных нейтронов на 3 порядка слабее, чем эрозия, производимая нейтральными атомами перезарядки. Исключение могут составить холоднокатаные металлы. (Их эрозия вследствие специфического откалывания отдельных крупинок может возрастать на 2 порядка до 10^{-2} – 10^{-1} ат/нейтр. [212].)

Бомбардировка стенок α -частицами – следствие неполной релаксации их энергии в центре шнура. Предполагают, что поток энергичного гелия ($E > 1$ кэВ) на стенку составит в лучшем случае до 10^{-1} – 10^{-2} потока быстрых нейтронов, т. е. его интегральная величина достигнет за время работы (10^7 – 10^8 с) 10^{22} – 10^{24} ион/м². Интегральный поток атомов перезарядки составит 10^{26} – 10^{27} ат·м⁻². Тогда становятся возможны два новых механизма эрозии стенки. Во-первых, водородное и, во-вторых, гелиевое пузырение (или блистеринг) ее поверхности.

Природа их по существу одна. А именно, энергичные атомы He и H, внедренные в кристаллическую решетку твердого тела, оказываются способны объединяться в газовые пузыри (блистеры), которые, увеличиваясь, вздувают и разламывают поверхность.

Водородный блистеринг подавляется в металлах, растворяющих водород (например, Ti), и, напротив, отчетливо проявляется на Al, где водород растворяется плохо.

Диаметр блистеров зависит от механических свойств металлов и глубины внедрения частиц. Например, при бомбардировке Nb гелием диаметр блистеров менялся от 10^{-1} мкм при $E = 3$ кэВ до 10^2 мкм при $E = 10^3$ кэВ.

Гелиевый блистеринг металлов – предмет множества исследований. Читатель может познакомиться с ними, обратившись к работам [213–218].

Для наших целей необходимо знать минимальные дозы внедренных атомов, при которых начинается формирование заметных блистеров. Дело в том, что всякое отслоение материала в условиях квазистационарного реактора ведет к перегреву и испарению отслоившейся пленки. Измерения показывают, что порог блистерообразования зависит от энергии He. Например, при внедрении с энергией 1 кэВ блистеринг на Nb начинается с уровня 10^{21} ион/м², а при энергии 500 кэВ с $2 \cdot 10^{22}$ ион/м².

В демонстрационных реакторах эти пределы не достигаются, однако для технологических типа ИНТОР внедрение α -частиц составит 10^{22} – 10^{24} ион/м² и блистеринг может оказаться реальностью.

Однако было замечено, что порог блистерообразования повышается при уширении энергетического спектра бомбардирующих α -частиц [216]. Практически в бомбардировке будут участвовать атомы разных энергий, поэтому можно надеяться, что в итоге блистеринг будет подавляться.

Кроме того, как мы видели, гелиевый блистеринг должен идти на фоне мощного распыления стенки нейтральными атомами. Если энергии гелия невелики, в эрозии будет превалировать водородное распыление. Реальное соотношение между ними должен показать эксперимент.

При внедрении 10^{24} ион/ м^2 гелия поверхность покрывается микропорами и блистеринг не возникает [217].

Водородный блистеринг исследован менее подробно, чем гелиевый. Известно лишь, что на Al и при низких температурах он ведет себя примерно также. В реальных условиях пороги водородного блистерообразования по крайней мере на порядок выше гелиевых. Например, на Mo при комнатной температуре и потоке атомов $3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ($E = 15 \text{ кэВ}$) порог составлял $3 \cdot 10^{22}$ ион/ м^2 [214]. При уровне внедрения 10^{23} ион/ м^2 водородный блистеринг наблюдается и на нержавеющей стали [219].

Настораживает тот факт, что после длительной работы токамака его стенки всегда оказываются запылены металлом (точнее, окислами металлов). В реакторе длительность работы возрастет на 3–4 порядка. Если наблюдаемое запыление — следствие водородного блистеринга, он превратится в одно из самых серьезных препятствий на пути к созданию реактора.

Заметим, что проблема удаления продуктов эрозии — одна из нерешенных в токамаках. Рыхлый металл медленно удаляется из камеры, переплывая на ее холодные части. Иногда он отслаивается пленками толщиной 1–10 мкм. Это недопустимо.

Существуют три принципиальных предложения удаления продуктов эрозии.

Во-первых, замена стенки на графитовую, нагреваемую до температуры $1,5\text{--}2 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{C}$ [220]. Она автоматически трансформирует тепловой поток в излучение и передает его на охлаждаемую камеру. Продукты эрозии — углеводороды будут удаляться в газообразном виде.

Существуют, однако, опасения, что графит, нагретый до столь высоких температур, станет распухать под действием нейтронов и разрушаться. Необходимо предусматривать его замену.

Во-вторых, продукты эрозии можно было бы удалять из камеры, используя динамические диафрагмы (механические диверторы) [88, 221]. Идея их состоит в том, чтобы в процессе разряда механически возобновлять поверхность контактного пятна подобно тому, как это делается в мощных рентгеновских трубках с вращающимися антикатадами.

Прототипом таких диафрагм могут служить вращающиеся диски, потоки металлических или графитовых шариков [222], литиевые струи, пересекающие край шнура. Продукты эрозии активно циркулируют в задиафрагменном слое (см. рис. 22), периодическая смена сорбирующей контактной поверхности позволила бы удалять их из камеры.

В-третьих, эту задачу должен решать магнитный дивертор. Магнитная конфигурация его, как мы уже видели (см. гл. 2), задумана так, чтобы уводить периферийные ионы и потоки тепловой энергии в диверторный объем с мощной криооткачкой

Если слой плазмы, который захватывается, достаточно широк ($n_{el} \geq 10^{19} \text{ м}^{-2}$), продукты эрозии, вызванные десорбцией, блистерингом или распылением стенки, будут ионизоваться в нем и направляться в дивертор (экранирующий дивертор). В диверторе же локализуются и униполярные дуги.

Сегодня уже действуют четыре малых: DIVA, DITE, T-12, T0-2 и два больших дивертора: PDX, ASDEX. Предметом исследования являются параметры магнитных каналов (диверторных слоев) и эффективность отвода по ним потоков тепловой энергии и частиц.

Результаты, полученные на малых диверторах [223], показывают, что в целом они работают, как было задумано.

В диверторный объем отводится от 60 до 80% теплового потока, вытекающего из плазмы с заряженными частицами. Включение дивертора, несмотря на сравнительно тонкие диверторные слои (1–3 см), на порядок и более (до 30 раз) снижает поступление тяжелых примесей и в 2–3 раза – легких. Коэффициент диффузии плазмы поперек диверторных каналов – $0,1-1 D_B$, а скорость ее течения вдоль сравнима ($0,3-1$) с ионно-звуковой ($1,4 \cdot 10^4 \sqrt{Z_i T_e / A_i}$).

Однако полные потоки ионов в диверторные объемы пока низки ($\leq 50\%$). Возможно, это результат малых размеров диверторов. Первый опыт работы диверторов PDX и ASDEX вполне оправдывает надежды, которые на них возлагали. Прежде всего продемонстрировано, что введение диверторных полей не внесло серьезных возмущений в магнитную конфигурацию токамака и во всяком случае не привело к ухудшению термоизоляции плазмы. Сохранилась высокая эффективность дивертора как приемника тепловых потоков. Наконец, продемонстрировано, что $Z_{эф}$ остается в пределах 1–2 даже в режимах с мощным дополнительным нагревом.

Например, на PDX при нагреве плазмы пучками нейтральных атомов мощностью до 4,5 МВт $Z_{эф}$ в режиме с дивертором оставалось на уровне 1,3–1,5. В аналогичных условиях с графитовой и TiC-диафрагмами оно возрастало до 4,5 и 3 соответственно. Средние тепловые нагрузки на стенку (около $0,3 \text{ МВт/м}^2$) в этих опытах уже достигали уровня реакторных ($0,3-1 \text{ МВт/м}^2$).

На ASDEX был обнаружен своеобразный режим работы дивертора без откачки рабочего газа из диверторной камеры. Плотность плазмы в камере тогда резко возрастает, ее температура падает, и она начинает играть роль своеобразной низкотемпературной подушки (1–5 эВ) между основной горячей плазмой и стенкой. Это сопровождается значительным уменьшением эрозии стенок и диверторных пластин.

Если в таком режиме удастся организовать эффективную откачку гелия, он может оказаться одним из самых перспективных для реактора УТС.

5.9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. МОДЕЛЬ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА

Мы рассмотрели условия организации плазменного шнура в токамаках. Суммируем их в виде следующей схематической модели.

Если разрядная камера токамака прошла необходимую вакуумную подготовку, а поперечные компоненты магнитного поля скомпенсированы достаточно хорошо ($B_{\perp}/B_{\theta} \leq 10^{-4}$), то после включения B_{θ} и индукционного электрического поля ($\mathcal{E}_{\theta} \approx 30 \div 3$ В/м) в объеме камеры, заполненной водородом ($p = 10^{-4} \div 10^{-3}$ мм рт. ст., развивается торoidalный разряд.

Он начинается обычно вблизи магнитной оси, распространяясь затем на весь объем, ограниченный диафрагмой. Динамика этого распространения определяется напряженностью поля \mathcal{E}_{θ} , давлением водорода и количеством примесей. Если \mathcal{E}_{θ} мало или слишком велико содержание водорода и примесей, то мощности нагрева может не хватить на ионизацию всего газа и компенсацию излучательных потерь. Разряд остается тогда в "вялой" низкотемпературной фазе.

Если энерговклад велик, токовый канал быстро заполняет отверстие диафрагмы. Нарастающий далее ток $J_p(t)$ должен скинироваться во внешних областях шнура, создавая уплощенный либо полый профиль $j(r)$. Неустойчивости, которые развиваются при этом, определенно способствуют разрушению скин-профиля и проникновению тока в центр шнура. Так начинается формирование колоколообразных профилей $j(r)$, $n_e(r)$. Иными словами, оно определяется двумя основными факторами: примесями, поступающими в шнур, и его неустойчивостями.

Эта ситуация универсальна. Излучением и неустойчивостью можно объяснить динамику поведения шнура в токамаке на всех стадиях его развития.

Характерная особенность начальной стадии — активная бомбардировка стенок атомами водорода, возникающими при его ионизации. Очевидно, что такая бомбардировка должна сопровождаться восстановлением металлических окислов на стенках. Ею можно объяснить высокий уровень поступления кислорода (через воду) в шнур на этой стадии.

Если поток кислорода велик, вызываемое им охлаждение сужает токовый канал, и к моменту, когда J_p достигнет плато, распределение $j(r)$ может иметь уже обостренный профиль. Если легкие примеси будут доминировать и дальше, профиль $j(r)$ устойчиво сохранится до конца разряда. Это — основной режим работы обычных токамаков.

С другой стороны, если периферия охлаждается недостаточно эффективно, температура плазмы вблизи границы шнура увеличивается, а с нею активизируются эрозия диафрагмы и поступление тяжелых примесей.

Ионы с высоким Z_i , проникая в центр, вызывают его радиационное охлаждение и рост $Z_{эф}(0)$. В итоге становится возможным образование полого профиля $T_e(r)$.

Неустойчивости стремятся выровнять его, что приводит к активному взаимодействию плазмы со стенкой и поступлению в шнур новых порций примесей. Профиль $n_e(r)$ при этом обостряется за счет ухода периферийной плазмы на стенку. К моменту достижения плато разряд либо переходит в режим *A*, либо так и остается в режиме *B* с уплощенным или полым распределением $j(r)$. Режимы типа *B* отличаются низкой термоизоляцией

плазмы. Их стараются избегать. Для этого применяют:

- 1) напуск водорода, охлаждающий границу плазмы и обостряющий тем самым профиль $j(r)$;
- 2) титановое распыление, снижающее поток примесей, в частности тяжелых;
- 3) материалы с малым Z (графит, алунд и т. д.) в качестве диафрагмы и стенки;
- 4) магнитные диафрагмы, позволяющие следить за размером токового канала, и, наконец, сознательное загрязнение стенок кислородом либо добавку Ne (1–2%) к рабочему газу.

Медленное изменение профилей $j(r)$, $n_e(r)$ продолжается еще некоторое время после выхода тока J_p на плато. Это вызвано нагревом плазмы.

Сначала за времена порядка τ_{Ee} нагреваются электроны, затем посредством столкновений с ними ионы. Полное время установления примерно равно $\tau_{Ee} + \tau_b$, где $\tau_b = 2 \cdot 10^{13} T_e^{3/2} A_i / n_e$ — время передачи энергии от электронов к ионам ($\Lambda = 15$ [1]). Профиль тока следует за $T_e^{3/2}(r) / Z_{эф}(r)$

Сложнее обстоит дело с профилем $n_e(r)$. В стационарных условиях диффузионный поток частиц должен компенсироваться обратным потоком со стенки и диафрагмы.

Однако времена установления такого равновесия сравнительно велики. Если стенки чистые, а длительность разряда не превышает 5–10 τ_p , оно еще не достигается полностью: стенка частично сорбирует падающие на нее атомы и ионы водорода.

Компенсация этих потерь требует внешней инжекции водорода. Значительную долю компенсирующего потока обеспечивает водород, сорбированный на стенках в начальной стадии. Оставшаяся часть добавляется специальной инжекцией холодного газа. Такой способ достижения квазистационарного состояния связан с высокими потоками атомов перезарядки ($\sim N_e / \tau_p$) на стенку, распылением ее поверхности и охлаждением ионной компоненты. В случае реактора с дивертором баланс частиц предполагается поддерживать пучком быстрых нейтральных атомов ($E_6 \geq 100$ кэВ). Это уменьшит обратный поток атомов перезарядки в 3–4 раза. С той же целью предлагают инжектировать в разряд крупинки D_2 размером 1 мкм^3 со скоростью около или больше $10^3 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$.

Конкретный вид квазистационарных профилей $T_e(r)$, $T_i(r)$, $n_e(r)$, $q(r)$ (см. рис. 28) зависит: от распределения мощности нагрева, от поступления нейтральных атомов, от распределения по сечению источников излучения и, разумеется, от эффективности переноса энергии и частиц поперек поля, которая, в свою очередь, связана с развитием внутренних и граничных неустойчивостей шнура.

Различные сочетания этих факторов способны приводить к весьма сложным распределениям (например, рис. 27, б).

В случае режимов А источники излучения локализованы вблизи границы, а выделение мощности омического нагрева — у оси шнура. Таким образом, тепло распространяется из центра к краю по каналу плазменной теплопроводности. На краю оно частично трансформируется в излучение (от 10% в ТМ-2 до 90% в РЛТ и Т-10), частично передается электронами вдоль магнитного поля на диафрагму.

Если излучение уносит с края значительную энергию, дальнейшее поступление примесей вызывает постепенное сужение токового канала и срыв.

Это обстоятельство — серьезное препятствие для осуществления сколь угодно длительной квазистационарной стадии разряда в токамаке. Оно заставляет искать способы ограничения поступления примесей и управления развитием неустойчивостей у границы.

О возможных путях уменьшения поступления примесей говорилось выше, рассмотрим теперь вопросы устойчивости плазменного шнура.

Глава 6

УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ

Вопросов устойчивости мы уже касались однажды, когда речь шла о равновесии токового шнура. Неустойчивость тогда означала, что сколь угодно малые возмущения поля B_y могут привести шнур к неограниченному смещению, т. е. к уходу на стенку. Устойчивость равновесия достигалась, если удерживающее поле B_y принимало слегка бочкообразную форму ($0 < n_B < 3/2$).

С другой стороны, если магнитная конфигурация дополнялась проводящим (или эквивалентным) кожухом, случайные поля B_y , изменения давления или тока приводили всего лишь к пропорциональным смещениям шнура. Примеры эти создают ощущение, что вращательное преобразование в сочетании с кожухом придает тороидальным магнитным конфигурациям исключительную устойчивость по отношению к внешнему воздействию. Однако это не совсем так: их "ахиллесова пята" — винтовые резонансные возмущения, пространственная структура которых совпадает с ходом магнитных силовых линий.

Анализ устойчивости подобных конфигураций был начат А. И. Морозовым и Л. С. Соловьевым [224]. Его краткое изложение читатель сможет найти в книге Л. А. Арцимовича [3]. Ограничимся полукачественным описанием некоторых результатов этого анализа.

6.1. ГЕОМЕТРИЯ ВИНТОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ. МАГНИТНЫЕ ОСТРОВА

Всякая винтовая структура естественно описывается двумя периодами: продольным и поперечным. В торе продольная длина возмущения $\lambda_{\parallel} = 2\pi R/n$, а $\lambda_{\perp} = 2\pi a/m$, где n — продольное, а m — азимутальное числа. Соответственно

$$k_{\parallel} = n/R, \text{ а } k_{\perp} = m/a. \quad (6.1)$$

Чаще всего бегущие винтовые возмущения (а именно с ними мы будем иметь дело в будущем) записываются в виде

$$\tilde{A} = A(r) \exp i(\omega t + m\varphi - n\theta). \quad (6.2)$$

Легко показать, что резонанс (совпадение) между возмущением и винтовой структурой магнитного поля токамака на радиусе r_s наступит, если

$$m/n = q(r_s). \quad (6.3)$$

При этом возмущение будет строго постоянно вдоль магнитного поля вблизи $r=r_s$ для сколь угодно большого числа обходов силовой линии вдоль тора. Такая ситуация очень опасна. Рассмотрим пример.

Пусть на плазменный шнур извне накладывается двухзаходное ($m=2$) возмущение \tilde{b}_r и $q(r) \equiv 2$. Это означает, что за один оборот вдоль тора силовая линия сместится по r на величину $2\pi\tilde{b}_r/B\theta$. В зависимости от направления \tilde{b}_r это смещение будет происходить либо внутрь, либо наружу. На рис. 38 изображены следы такой силовой линии, сдвигающейся наружу после одного, двух и трех обходов вдоль тора по θ . Пунктир демонстрирует ее "разматывание", которое должно кончиться выходом на стенку камеры.

Источниками стационарных возмущений \tilde{b}_r могут стать в токамаке перекосы и деформации катушек продольного поля, токоподводы, разрезы в кожухе и т. д.

Как мы уже видели, поперечные компоненты B_{\perp} достигают (см. гл. 2) $10^{-3} B\theta$. Они скомпенсированы только в среднем. Допустим, что локальные отклонения того же порядка. Если разложить их по винтовым гармоникам, можно ожидать, что амплитуды винтовых возмущений составят $10^{-4} - 10^{-3} B\theta$. Это означает, что за 500—50 оборотов вдоль тора резонансная силовая линия покинет шнур.

К счастью, мы рассмотрели почти нереальный случай $q(r) \equiv \text{const}$, эквивалентный $j(r) \equiv \text{const}$. Реально ток распределен по сечению колоколообразно, а q меняется от 1 в центре до 3—4 на периферии (см. гл. 2). В этом случае резонансная магнитная линия не покидает шнура, она возвращается назад, описывая в пространстве некоторую замкнутую кривую, которая при достаточном числе оборотов вдоль тора превращается в магнитную поверхность. Область, заключенную внутри нее, называют магнитным островом. Оценим его ширину по r .

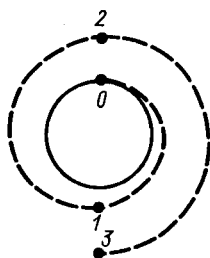
Так как смещение силовой линии по r определяется компонентой возмущения b_r , компоненту b_{φ} пока опустим. Причина образования островов состоит в том, что силовая линия, обходя вдоль тора и удаляясь по r от резонансной (сингулярной) точки r_s , движется в область нерезонансных $q(r)$, постепенно накапливая сдвиг фазы относительно возмущения b_r . Наконец, когда сдвиг составит $\pi/2$, силовая линия "останавливается" по r и начинает возвратное движение к точке r_s . Это отклонение обозначим $\Delta r^{\text{макс}}$, понимая под ним полуширину острова.

Пусть k — количество оборотов силовой линии вдоль тора, которое ей необходимо совершить до точки поворота. Тогда $\Delta r^{\text{макс}} = \langle b_r \rangle 2\pi R k / B\theta$, где $\langle b_r \rangle$ — усредненная компонента возмущения по силовой линии.

Каждый обход вдоль тора сдвигает силовую линию по φ на угол $\iota = 2\pi/q$. Если среднее смещение силовой линии по r относительно точки r_s равно $\langle \Delta r \rangle$, то сдвиг ее фазы по отношению к резонансному возмущению составит за один обход:

Рис. 38. Схема смещения магнитной силовой линии $q(r) \equiv 2$ под действием резонансного возмущения $m=2$ в торе:

1-3 — следы линии после соответствующего числа оборотов вдоль тора



$$\Delta t = \frac{dt}{dr} \langle \Delta r \rangle, \quad (6.4)$$

т. е.

$$k = \frac{\pi}{2 \left| \frac{dt}{dr} \right| \langle \Delta r \rangle} = \frac{q^2}{4 \frac{dq}{dr} \langle \Delta r \rangle}. \quad (6.5)$$

Отсюда

$$\Delta r_{\text{макс}} = \frac{Rq^2}{4 \frac{dq}{dr} B_\theta} \frac{\langle b_r \rangle}{\langle \Delta r \rangle}. \quad (6.6)$$

Считая приближенно $\frac{\langle b_r \rangle}{\langle \Delta r \rangle} \approx \frac{\tilde{b}_r}{\Delta r_{\text{макс}}}$, находим

$$\Delta r_{\text{макс}} \approx \sqrt{\frac{Rq^2}{4 \left| \frac{dq}{dr} \right|} \frac{\tilde{b}_r}{B_\theta}} = \frac{r_s}{2} \sqrt{\frac{q}{r_s \left| \frac{dq}{dr} \right|} \frac{\tilde{b}_r}{B_\varphi}} = \frac{r_s}{2} \sqrt{\frac{1}{\Theta} \frac{\tilde{b}_r}{B_\theta}}, \quad (6.7)$$

где r_s — радиус резонансной поверхности, а

$$\Theta = \frac{B_\varphi}{B_\theta} \frac{r}{q} \left| \frac{dq}{dr} \right| \quad (6.8)$$

— так называемый шир — параметр, характеризующий перекрещенность силовых линий.

Несмотря на полукачественный характер наших рассуждений, найденное значение с точностью до 2 совпадает с результатом строгих вычислений [224].

В дальнейшем под шириной наиболее важного для нас острова $m=2$ ($r_s \equiv r_{s2}$) мы будем понимать

$$W_2 = 2r_{s2} \sqrt{\frac{q}{r_{s2} \left| \frac{dq}{dr} \right|} \frac{\tilde{b}}{B_\varphi}}, \quad (6.9)$$

где $\tilde{b} = \tilde{b}_r \approx \tilde{b}_\varphi$ — амплитуда резонансного возмущения. Для островов с высокими m иногда используют выражение

$$W_m = 4r_{sm} \sqrt{q \tilde{b} / \left(\left| \frac{dq}{dr} \right| m r_{sm} B_\varphi \right)}.$$

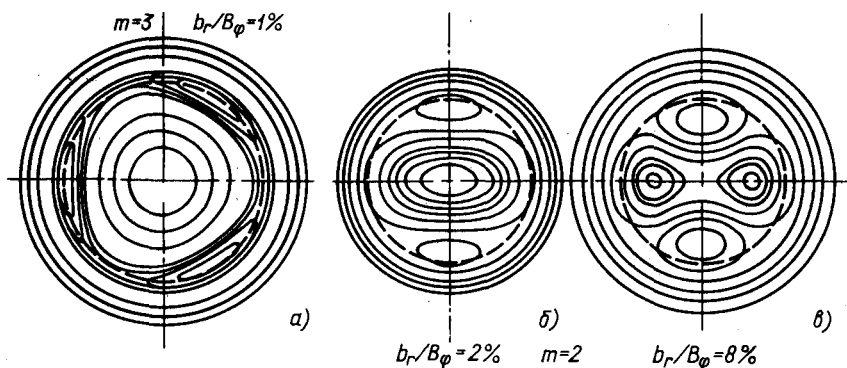


Рис. 39. Расчетный пример разбиения магнитной конфигурации токамака на острова с $m = 3$ и 2 [225]

На рис. 39 [225] в качестве примера представлены результаты расчета расщепления на острова внутренних магнитных поверхностей обычного токамака под действием резонансных винтовых возмущений вблизи $q(r_{s3}) = 3$ (а) и $q(r_{s2}) = 2$ (б, в). Можно видеть, что возмущения масштаба $1-4 \cdot 10^{-2} B_\varphi$ незначительно искажают структуру внутренних поверхностей, в то время как возмущения порядка $10^{-1} B_\varphi$ практически разрушают ее.

Винтовые резонансные возмущения – третий решающий фактор после поперечных полей и примесей, который может кардинально изменить ход разряда в токамаке.

Действительно, рождение магнитных островов должно сопровождаться выравниванием электронных температур вдоль магнитного поля, т. е. поперек острова. Вслед за этим с ионными скоростями произойдет выравнивание плотностей. Это эквивалентно увеличению поперечного переноса плазмы. Магнитные острова можно отчетливо наблюдать в виде характерных ступенек на профилях $T_e(r)$ вблизи r_s [226].

Если остров опирается на диафрагму или стенку, заключенная в нем плазма удерживается, как в длинном магнитном цилиндре (см. гл. 1) с продольным переносом энергии.

Наконец, если внутри шнура располагается система островов при разных r_s , то между ними возможно взаимодействие путем так называемой эргодизации магнитных силовых линий. Суть ее в том, что под влиянием различных возмущений магнитная силовая линия из одного семейства островов может постепенно перейти в другое, и острова реально сольются. Тогда продольный перенос станет доминировать по всему сечению шнура. Забегая вперед, скажем, что этим иногда пытаются объяснить аномальную электронную теплопроводность в токамаках.

Насколько "портят" токамак естественные винтовые резонансные возмущения, вызванные технологическим несовершенством его магнитной системы? Если мы снова зададимся их возможным уровнем $10^{-3}-$

$10^{-4} B_\theta$, то с учетом реального ширины на краю плазмы $(r_s \left| \frac{dq}{dr} \right| \frac{1}{q} \approx 2)$

обнаружим, что ширина островов составит около $0,1a$, т. е. в первом приближении ими можно было бы пренебречь. Если рассмотреть возмущения, вызванные разрезами кожуха [227], соответствующие острова оказываются еще уже.

В итоге возмущения, вносимые естественными винтовыми составляющими, не должны были бы влиять в условиях реального шира на развитие основного разряда. Влияние их может сказаться на поведении периферийной плазмы. К сожалению, прямых способов локации квазистационарных магнитных островов пока нет. Существуют лишь косвенные указания на их присутствие. Это, во-первых, повышенный перенос тепла вблизи границы, во-вторых, некоторые свидетельства того, что заметная доля теплового потока (PLT [177]) передается на стенку непосредственно заряженными частицами, минуя диафрагму, и, наконец, странная асимметрия в свечении некоторых спектральных линий примесей, локализованных у периферии.

Классические примеры разрушения замкнутых магнитных конфигураций квазистационарными внешними возмущениями дала история развития стеллараторов — замкнутых ловушек с внешним магнитным преобразованием [228, 229]. Особенно показательны опыты на первых двухзаходных стеллараторах с малым широм ($1-4 \cdot 10^{-3}$). Винтовые возмущения на уровне $4 \cdot 10^{-4} B_{\theta}$ [230], вызванные неточностью изготовления обмоток и тороидальностью, приводили там к полному разрушению конфигурации при целочисленных q . Эти эксперименты заложили основу своеобразной магнитной культуры — техники компенсации винтовых возмущений в замкнутых системах с вращательным преобразованием.

Таким образом, шир — главный фактор, обеспечивающий устойчивость замкнутой магнитной конфигурации по отношению к резонансным возмущениям. В токамаках он однозначно определен плотностью тока $j(r)$. А именно, уплощенные распределения ($j \approx \text{const}$) соответствуют минимальному шире, обостренные же — максимальному. В случае с полым (скинированным) распределением шир также невелик и, кроме того, обращается в нуль вблизи максимума j .

В итоге можно было бы заранее предсказать, что начальная стадия разряда с уплощенным или даже скинированным распределением тока должна быть менее устойчива к винтовым резонансным возмущениям, чем квазистационарная с обостренным распределением. Наиболее устойчивой должна быть конфигурация с отрицательным током снаружи, которая может создаваться при быстром уменьшении J_p , например, на его спаде. Практика токамаков подтверждает эти предсказания.

Интегральной характеристикой перекрещенности силовых линий служит параметр $\langle \Theta \rangle_r$ — шир, усредненный по r . Легко показать [43], что он примерно следует за уже известной нам внутренней индуктивностью шнура l_i , а именно:

$$\langle \Theta \rangle_a \approx 1,2 \frac{B_{\psi}(a)}{B_{\theta}} |l_i - 0,5|. \quad (6.10)$$

Им можно пользоваться при оценках шира в токамаках.

Иногда не совсем удачно говорят о "дестабилизирующей роли шира". Этим хотят подчеркнуть, что при обостренном распределении $j(r)$ внутри шнура располагается множество потенциально опасных рациональных значений $q(r_s)$. Их, как известно, можно представить в виде дроби m/n , т. е. любому из них подобрать резонансное винтовое возмущение (m, n) . Поэтому внешнее возмущение с достаточно широким пространственным спектром винтовых гармоник, казалось бы, способно разрушить на мелкие ячейки магнитную конфигурацию токамака с широм. Реально этого не происходит. Причина состоит, по-видимому, в том, что гармоники с высокими m обязаны быстро ослабевать к центру ($\propto r^{m-1}$). В итоге опасными остаются лишь возмущения с минимальными n и $m = q(r_s)n$.

Тогда кажется естественным формировать в токамаке такой уплотненный профиль тока, чтобы все $q(r)$ лежали между соседними опасными m/n . Это удастся в некоторых стеллараторах, но в токамаке почти невозможно: плоский профиль $j(r)$ обязан круто обрываться к краю, но шнур с резкой границей $j(r)$, если к ней не приближен проводящий кожух, неустойчив по отношению к высоким m . Практически вынуждены работать с колоколообразными профилями $j(r)$, содержащими в сечении иногда несколько целочисленных $q(r_s)$.

Основным источником возмущений становится тогда сам ток J_p . Уже его ничтожная модуляция по φ (порядка $10^{-3} J_p$) [231, 232] в результате развития плазменных неустойчивостей способна привести к образованию магнитных островов масштаба $0,1a$. Какие плазменные неустойчивости следовало бы ожидать в токамаке?

6.2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ РАЗВИТИЯ ВИНТОВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ТОКАМАКЕ

Этим вопросам посвящена обширная литература. Интересующийся читатель сможет найти их подробное изложение в обзорах [233–247, 393].

Два различных энергетических резервуара могут стать источником развития макроскопических неустойчивостей в токамаке. Это, во-первых, тепловая энергия плазмы и, во-вторых, магнитная энергия разрядного тока.

Тепловая энергия — потенциальная причина перестановочной, желобковой неустойчивости плазмы и класса неустойчивостей, получивших название дрейфовых.

Природа желобковой неустойчивости подробно исследовалась в открытых ловушках. Суть ее в том, что горячая плазма, как диамагнетик, выталкивается в область пониженного магнитного поля. Поэтому, если оно убывает к периферии, магнитные трубки с более горячей плазмой будут стремиться всплыть из центральных областей, слегка раздвигая окружающие силовые линии. Этому процессу, вообще говоря, препятствует шир (критерий Сайдема). Тогда всплывающие трубки обязаны либо постоянно перестраиваться, либо активно деформировать магнитное поле. Но самым универсальным средством подавления их движения является магнитная яма. Как было продемонстрировано в открытых ловушках, создание магнитной конфигурации с нарастающим магнитным полем к периферии (стержни Иоффе) позволяет эффективно стабилизировать желобковую неустойчивость. Соответствующий принцип получил название "принцип $\min B$ ". В токамаке этот принцип, строго говоря, не выполняется. На наружном обводе шнура, в области неблагоприятной кривизны силовых линий, магнитное поле убывает от центра к периферии. Однако, как упоминалось выше (см. гл. 2), смещение внутренних магнитных поверхностей обеспечивает в токамаке " $\min B$ в среднем" — увеличение среднего магнитного поля при переходе от внутренних магнитных поверхностей к наружным. Глубина такой магнитной

ямы $-\frac{a^2}{R^2}(1+2\beta_J) \approx 10\%$. Ее учет позволил В. Д. Шафранову и Э. И. Курченко [67] сформулировать достаточный критерий устойчивости возмущений больших m (желобков) в токамаке при $\beta_J \ll R/a$:

$$\frac{dp}{dr}(1-q^2) + 10^7 \frac{rB^2\varphi}{8} \left(\frac{1}{q} \frac{dq}{dr} \right)^2 > 0. \quad (6.11)$$

Здесь множитель $(1-q^2)$ учитывает стабилизирующее действие магнитной ямы, а член с dq/dr — действие шпра. Если принять во внимание, что $dp/dr < 0$, то условие $q > 1$ оказывается достаточным для стабилизации желобковых неустойчивостей. Условие это всегда выполняется, за исключением узкой области вблизи оси шнура.

Заметим, однако, что возможны ситуации, когда действие $\min B$ в среднем станет недостаточным.

Речь идет о так называемых баллонных неустойчивостях ($n > 1$), которые могут развиваться при больших β_θ (1–10%) на внешнем обводе тора в области с неблагоприятной кривизной. Опасаются, что они будут доминировать в экспериментах с $\beta_J \approx R/a$ [96], проявляясь в виде повышенного электронного теплопереноса.

В условиях бесстолкновительной плазмы неблагоприятная кривизна может стать причиной специфических неустойчивостей на запертых частицах [235], локализованных, как и баллонные, главным образом вблизи наружного обвода тора.

Обратимся теперь к другому классу неустойчивостей, который также связан с тепловой энергией плазмы, к дрейфовым (или градиентным). Их исходная причина — электронный дрейфовый поток, который возникает из-за неоднородности T и n_e по r и локализуется вблизи области градиента давления dp/dr .

Скорость его, м \cdot с $^{-1}$, равна:

$$v_{D\varphi} = \frac{\rho_e \theta v_e}{n_e} \frac{dn_e}{dr} = \frac{T_e}{B\theta r_n}, \quad (6.12)$$

где $r_n = \left(\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} \right)^{-1}$

Если известно поперечное волновое число дрейфовых колебаний k_\perp , можно найти их характерную частоту

$$\omega^* = k_\perp v_{D\varphi}. \quad (6.13)$$

Минимальное значение k_\perp в нашем случае m/a , максимальное — $\rho_{i\theta}^{-1}$. Оценим примерный диапазон дрейфовых частот в токамаке. Пусть $v_i = 2 \cdot 10^5$ м/с, $\rho_{i\theta} = 0,2$ см, $r_n = 7,5$ см, $a = 15$ см, $m = 2$, тогда $16 \cdot 10^3 < \omega^* < 3 \cdot 10^5$ Гц. Этот диапазон вполне соответствует "высокочастотной" части колебаний, наблюдавшихся на токамаках ($2 \cdot 10^3 - 10^6$ Гц) подобного размера.

Отметим, однако, принципиальную особенность возможных дрейфовых неустойчивостей — их сравнительно узкую область локализации.

Дело в том, что согласно теории [238] дрейфовые волны должны быть сильно вытянуты вдоль магнитного поля. Отношение их продольного волнового числа k_\parallel к поперечному k_\perp не должно превышать $\rho_{i\theta}/a$. В противном случае они окажутся сильно затухающими из-за резонансного взаимодействия с ионами. Поэтому в токамаках и стеллараторах их развитие ожидается лишь вблизи рациональных поверхностей, где периодическое возмущение постоянно вдоль силовой линии. Как и в случае рассмотренных ранее внешних возмущений магнитной конфигурации, область локализации дрейфовых возмущений δ_D должна ограничиваться широм Θ . А именно, раскачка их станет возможна, когда [238] $\rho_{i\theta}/\delta_D \gg \Theta$. Если взять типичные значения $\Theta \approx 0,1$, $\rho_{i\theta} \approx 0,2$ см, то $\delta_D \ll 2$ см, т. е. область их локализации оказывается очень узкой. Таким образом, трудно представить себе, чтобы дрейфовые не-

устойчивости стали причиной серьезного разрушения магнитной конфигурации токамака. Хотя, разумеется, нельзя исключить заранее их влияние на более слабые процессы переноса путем, например, разбиения шнура на микроострова вблизи резонансных $q(r_s)$. Внешне это проявилось бы в виде аномального переноса плазмы поперек (а фактически, вдоль) $B\theta$.

Неожиданное явление было обнаружено, например, в опытах на двухзаходном стеллараторе TOP-2 [230]. Когда была проделана процедура коррекции внешних винтовых возмущений (до уровня $10^{-4} B\theta$) и получены геометрически правильные магнитные поверхности, плазма стала неустойчива. Это проявилось в резкой вспышке регулярных колебаний \tilde{n}_e с частотами порядка дрейфовых и в повышенном уходе плазмы. Аналогичные колебания отмечались позже в опытах на стеллараторе JIPP [228]. Они активно подавлялись уже небольшим увеличением шира. Возможно, в этих случаях мы оказываемся свидетелями проявления дрейфовых неустойчивостей в наиболее рафинированном виде.

Рассмотрим второй энергетический резервуар неустойчивостей, связанный с разрядным током J_p . Анализ устойчивости в токамаке производится стандартным образом [241, 242]. В рамках одножидкостной магнитной гидродинамики (МГД-приближение) находится выражение для полной потенциальной энергии магнитного поля шнура \mathcal{W} как функции условного смещения элемента объема ξ .

Источник неустойчивости — отрицательный член в общем выражении. Его можно представить как $F\xi$, где F — дестабилизирующая сила, увеличивающая начальное смещение. Для наиболее опасных винтовых возмущений она имеет вид $F \propto \frac{\partial(j)r}{\partial r}$, где $(j)r$ — средняя плотность тока внутри радиуса r .

Поясним физический смысл этой силы. На рис. 40 изображен плоский токовый слой с переменной плотностью $j(x)$. Наложение внешнего периодического по y возмущения $\tilde{b}_x \equiv \tilde{b}_r$ приводит слой в вертикальное движение. Если $j = \text{const}$, движение носило бы одномерный периодический характер. Градиент $\partial j/\partial x$ придает кручение слою и смещение в направлении x . Если крутящий момент не уменьшается с ростом смещения (это возможно в районе r_s), ситуация неустойчива. Анализ ее сводится к минимизации $\mathcal{W}(\xi)$ по отношению к ξ или \tilde{b}_r ($\xi = -i\tilde{b}_r/B_0(m-nq)$ [242]), отсюда, в частности, видно, что вблизи сингулярной точки r_s , где $q = m/n$, $\xi \rightarrow \infty$.

Условия устойчивости: $\mathcal{W}'_{\text{мин}} < 0$. Смещения, соответствующие $\mathcal{W}'_{\text{мин}}$ отыскивают, решая уравнение типа Эйлера, коэффициенты которого зависят от конкретного распределения $q(r)$ с граничными условиями $\xi = \tilde{b}_r = 0$ в центре шнура и на поверхности проводящего кожуха.

Различают два основных вида винтовой МГД-неустойчивости в токамаке: неустойчивость границы (типа поверхностной волны [242]) и диссипативную тиринг-неустойчивость внутренних областей плазмы (tearing mode [243–247]).

По сути это одна неустойчивость. Разница заключается лишь в выборе условий у границы шнура. А именно, первая модель предполагает вакуумный зазор между идеально проводящей плазмой радиусом a и кожухом радиусом b (случай свободной границы). Во второй модели зазор заполняется плазмой с конечной электропроводностью.

Если в первой модели шнур продлить до кожуха ($a = b$), а во второй — сделать плазму идеально проводящей (случай закрепленной границы), то шнур оказывается устойчив по отношению ко всем резонансным винтовым возмущениям, кроме $m = 1$, что соответствует известному критерию устойчивости Шафранова — Крускала $q(a) > 1$ [248, 249].

Если снова удалить кожух от поверхности шнура, на границе плазмы возникнет неустойчивость поверхностной волны высших m ($m \geq 2$).

Условие ее развития в предположении равномерного распределения j по сечению шнура [242]:

$$m - 1 + (a/b)^{2m} < nq(a) < m. \quad (6.14)$$

При произвольном $j(r)$ сохраняется условие

$$nq(a) < m. \quad (6.15)$$

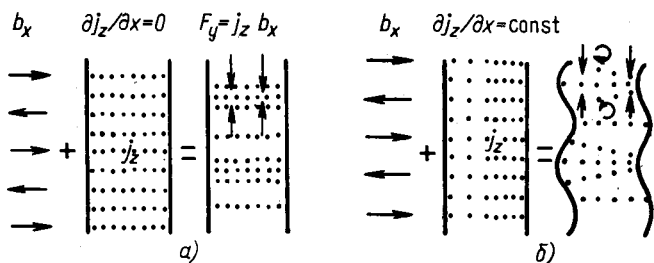


Рис. 40. Схема воздействия периодического возмущения b_x на токовый слой: а – с постоянной плотностью j_z ; б – с переменной

Неустойчивость поверхностной волны развивается фактически в вакууме, условие (6.15) означает, что возмущение (m, n) становится неустойчивым только тогда, когда соответствующее резонансное значение $q(r_s)$ окажется в вакуумном зазоре. Поэтому характерный инкремент развития неустойчивости $\gamma_n = c A \varphi / a = \tau_{A\varphi}^{-1}$ ($c A = B \varphi \cdot 3,1 \cdot 10^3$ – альфеновская скорость в поле $B \varphi$) довольно высок.

Если вакуумный зазор заполнить плазмой с конечной электропроводностью, в этом слое может возникнуть диссипативная винтовая, тиринг-неустойчивость – медленное продолжение предыдущей. Развитие ее происходит в плазме, ей приходится преодолевать вмороженность магнитного поля, потому максимальный инкремент ее существенно ниже:

$$\gamma_t \approx (3 \div 5) \tau_{A\varphi} \tau_{\text{СК}} = \gamma_n \left(\frac{1}{\gamma_n \tau_{\text{СК}}} \right)^{3/5}, \quad (6.16)$$

где $\tau_{\text{СК}} = 10^{-7} \sigma a^2$.

Обычно $\gamma_t / \gamma_n \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$.

Можно совершить непрерывный переход от поверхностной моды к диссипативной, постепенно заполняя вакуумный промежуток низкотемпературной плазмой [250]. Расчет показывает, что промежуток можно считать вакуумным, если электронная температура в нем не выше 10 эВ. Это на грани тех температур, которые измеряются в тени диафрагмы современных токамаков (см. рис. 21).

Развитие тиринг-неустойчивости происходит, таким образом, когда r_s оказывается в слое плазмы с конечной электропроводностью. Развитие ее должно приводить к модуляции тока по φ и к образованию магнитных островов, похожих на те, которые изображены на рис. 39. Условие ее развития носит довольно сложный характер. Оно может быть записано в виде [243, 247]

$$\Delta' = \frac{1}{\tilde{b}_r} \frac{d\tilde{b}_r}{dr} \Big|_{r_s + \epsilon} - \frac{1}{\tilde{b}_r} \frac{d\tilde{b}_r}{dr} \Big|_{r_s - \epsilon} > 0 \text{ при } \epsilon \rightarrow 0, \quad (6.17)$$

где \tilde{b}_r – решение соответствующего уравнения Эйлера для области вне ($+\epsilon$) и внутри ($-\epsilon$) от r_s . Осуществляя предельный переход, находят разрыв в точке r_s , который указывает на возможное развитие или стабилизацию возмущения (отсюда название *tearing* q – разрывная неустойчивость). Так, например, для параболического распределения $j(r)$ все возмущения с $m \geq 3$ должны быть устойчивы вблизи границы шнура и с $m \geq 4$ – внутри [242].

Важное свойство этой внутренней неустойчивости – тенденция к самостабилизации. А именно, уплотнение распределения $j(r)$ вблизи r_s , которое должно сопровождать развитие острова, понижает ее энергетический резервуар вплоть до полной ликвидации [252]. Максимальную ширину острова W_m вычисляют, положив $\Delta' = 0$, а $\epsilon = W_m / 2$ [251].

Две другие важные особенности винтовых неустойчивостей, полученные в результате анализа, — стабилизация их проводящим кожухом и обострением распределения $j(r)$ (при сохранении слоя горячей плазмы у края шнура), что эквивалентно, как мы видели выше, увеличению среднего шира. Приведем пример. Пусть плотность тока постоянна, но не по всему сечению шнура, а только в области $r_0 = a - \delta_a$. Условие устойчивости поверхностных возмущений, найденное В. Д. Шафрановым [242] для такого шнура, может быть записано в виде

$$(r_0/b)^{2m} - m(r_0/a)^2 + m - 1 > 0. \quad (6.18)$$

Здесь первый член отражает стабилизирующее влияние кожуха на винтовые деформации шнура (подобно действию на смещение в гл. 2), а второй — влияние обострения $j(r)$.

Если, например, $a/b \neq 0$, а $r_0/a = 0,7$, такое распределение $j(r)$ устойчиво для всех возмущений с $m \geq 2$. Обычно $q(0) \approx 1$, соответственно $q(a) = q(0)(a^2/r_0^2) = 2$. Если же кожух приблизить так, чтобы $a/b = 0,9$, минимальное значение $q(a)$, устойчивое для наиболее опасного возмущения ($m=2, n=1$), можно понизить до 1,5, т. е. в 1,3 раза увеличить ток разряда.

Для более высоких m введение кожуха не столь критично. Они могут стабилизироваться обострением тока. Условие их устойчивости:

$$\delta_a \geq a/2m. \quad (6.19)$$

Температура электронов в слое δ_a должна быть не ниже 100 эВ [250].

Иными словами, распределения $j(r)$ с крутыми фронтами на границе потенциально неустойчивы к поверхностным возмущениям с высокими m .

Количественный анализ возможностей тиринг-неустойчивости [244, 245, 247] приводит к примерно аналогичным выводам. А именно, для ее стабилизации благоприятны обостренные профили $j(r)$ и слои высокотемпературной плазмы у периферии. Инкременты ее снижаются с ростом температуры, а кожух стабилизирует возмущения малых m , если они развиваются вблизи границы. Полые (скиновые) распределения $j(r)$ неустойчивы для всех высоких m . В этом случае по обе стороны от максимума тока образуются две резонансные точки r_s с равными q и оказывается возможно развитие так называемой двойной тиринг-неустойчивости [244, 253], которое будет способствовать разрушению скиновой конфигурации.

Таким образом, теория дает определенные предсказания о возможных МГД-неустойчивостях в токамаке. Как они реализуются?

6.3. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ДИАГРАММА УСТОЙЧИВОСТИ

Качественным признаком развития неустойчивостей плазмы обычно считают различные колебания и нерегулярности в поведении ее параметров. В частности, \tilde{b}_φ — флуктуации магнитных полей тока B_φ — по традиции связывают с МГД-неустойчивостями (МГД-активностью). Это, по-видимому, справедливо. Проявления неустойчивостей, естественно, разделяются по масштабу.

Самые серьезные из них приводят к ограничению и затуханию разрядного тока. Они сопровождаются мощными колебаниями, достигающими 20% B_φ .

Далее следуют неустойчивости срыва, проявляющиеся в резких периодических расширениях токового канала до этого сравнительно спокойной плазмы. Амплитуды возмущений \tilde{b}_φ достигают при срыве 10% B_φ .

Затем следуют колебания с амплитудой 0,1–5% B_φ , развитие которых сопровождается только некоторым ростом напряжения $V_p(t)$ и снижением T_E .

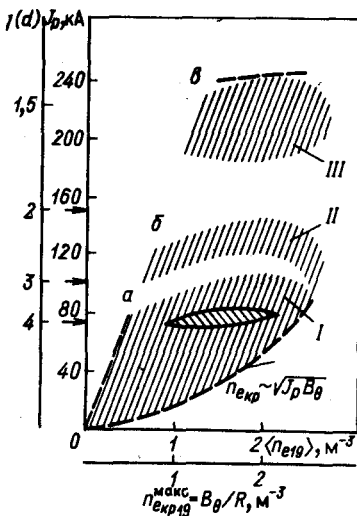
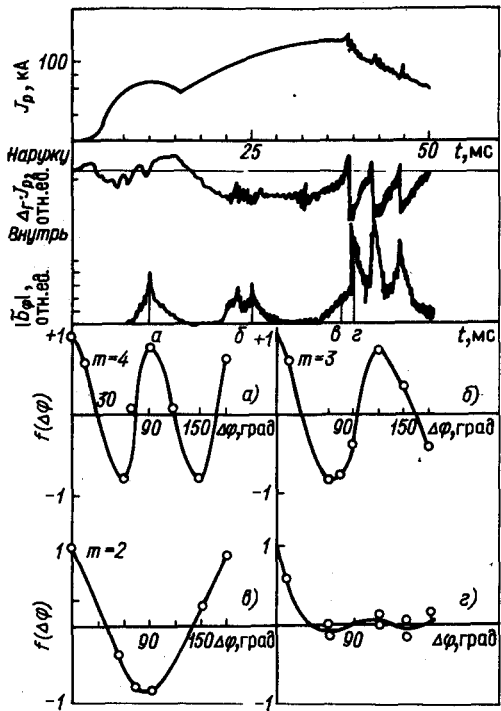


Рис. 41. Области устойчивости токамака (Т-3 [82]) в зависимости от J_p и n_e

Рис. 42. Поведение $|\tilde{v}\varphi|$ и $\Delta_T J_p$ в режиме с прохождением областей устойчивости при вторичном нарастании тока J_p



Наконец, существует круг явлений, которые можно условно считать косвенными признаками развития микронеустойчивостей. Это — случаи аномального роста коэффициентов переноса плазмы без видимых колебаний. К ним мы вернемся в § 7.4, а здесь обсудим причины возникновения двух предыдущих видов МГД-активности.

На рис. 41 представлена диаграмма устойчивости шнура в токамаке по отношению к развитию неустойчивости срыва, где в координатах $J_p - n_e$ приведены границы устойчивых режимов разряда для Т-3 [82] при фиксированном поле $B_0 = 2,5$ Тл. Устойчивые области I—III заштрихованы. Как была получена эта диаграмма?

Выберем в качестве исходного устойчивый режим токамака при средних J_p и n_e ($\langle n_e \rangle = 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $J_p = 50$ кА см. рис. 11, а). Будем двигаться от него сначала по горизонтали в область малых, а затем больших n_e .

По мере снижения n_e в плазме токамака появляется и постепенно усиливается фракция ускоренных электронов, одновременно наблюдается повышенное поступление в разряд тяжелых примесей. При определенном отношении $\langle j \rangle_a / n_e$ пучки ускоренных электронов начинают бурно распадаться [152—157]. Эту границу мы изобразили пунктиром. К ней мы вернемся позже. Область рабочих режимов токамака обычно располагается при средних и высоких n_e . Продвижение к высоким n_e уже обсуждалось выше. Оно сопровождается ростом излучательных потерь, сужением профиля $j(r)$ и в итоге срывом. Это происходит при некотором критическом

значении $n_{екр}$ (см. рис. 11, б). Уровень $n_{екр}$ зависит от количества примесей в разряде, от подготовки стенок, от способа организации шнура и т. д. При прочих равных условиях этот уровень повышается примерно как $\sqrt{J_p B \theta}$ [82]. Он и представлен на диаграмме нижней границей.

Если теперь начать двигаться вверх по вертикали, постепенно от импульса к импульсу увеличивая J_p , на осциллограммах $B_\varphi(t)$, $V_p(t)$, $n_e(t)$ возникнут быстро нарастающие регулярные колебания, которые в итоге могут перейти в срыв. Величина J_p как бы замораживается на некотором уровне. Уровень этот изображен на диаграмме (рис. 41) в виде границы (а). Однако оказывается, его можно преодолеть сравнительно простым приемом — вторым нарастанием тока J_p . Такой вариант импульса $J_p(t)$ изображен на рис. 42 [254].

Колебания \tilde{b}_φ , возникшие было при увеличении J_p , стабилизируются. Правда, последующий рост J_p приводит к их новому старту и в итоге к мощному срыву. Этот предел изображен на рис. 41 второй границей неустойчивости (б). Для преодоления его третьим подъемом тока требуется уже существенно большая мощность индуктора [82].

Если увеличивать J_p дальше, наступает предел столь резкого ограничения тока (он изображен на рис. 41 пунктиром в), что преодолеть его обычно не удастся. Все три границы можно идентифицировать, вычислив $q(a)$. Она составляет для первой приблизительно 3, для второй 2 и для третьей 1 (предел Шафранова — Крускала), т. е. неустойчивость возникает при целочисленных q вблизи границы. Явление это оказалось общим для всех замкнутых магнитных конфигураций с продольным током.

Например, предельное значение устойчивого тока J_p в токамаках с удлиненным сечением менялось строго пропорционально $(1+K^2)/2$ (K — параметр удлинения), что означало постоянство q на границе при изменении K от 1 до 3 [102]. Какова природа наблюдаемых колебаний? Очевидно, их энергетический резервуар — энергия магнитного поля тока. Это наглядно демонстрируют опыты на стеллараторах с током, где ее можно менять, оставляя неизменным $q(a)$. Так, например, на WVII [255] при $1/q(a) = \tau_0 + \tau(J_p) = 0,5$ [τ_0 — угол внешнего вращательного преобразования, а $\tau(J_p) = 2 \cdot 10^{-7} J_p R / B \theta a^2$ — токового], увеличивая τ_0 от 0 до 0,17, удавалось полностью подавить возмущения \tilde{b}_φ ($m=2, n=1$). Одновременно с ними подавлялась неустойчивость срыва (WVII, JIPP T-II). Лишь при дальнейшем понижении $q(a) < 2$ появлялись возмущения \tilde{b}_φ , которые были связаны уже с резонансом $q(r_s) = 1$. При $q(a) \approx 1$ вблизи предела Шафранова — Крускала развивалась неустойчивость, аналогичная срыву (Л-2) [300, 301].

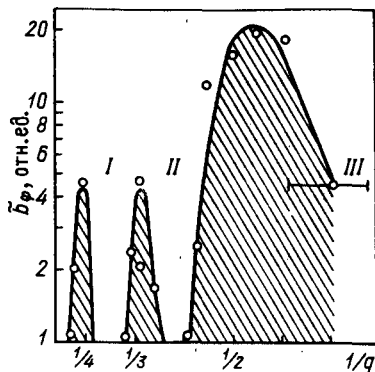
Анализ флуктуаций B_φ показал [255], что возмущения при целочисленных $q(a)$ носят четко выраженную винтовую структуру. Проводился он следующим образом: сигналы двух магнитных зондов, измеряющих поле B_φ (см. рис. 8) и сдвинутых по φ на угол $\Delta\varphi$, сначала вычитались, затем их разность возводилась в квадрат и интегрировалась с постоянной времени 1–3 мс.

В итоге получалась величина $w_\varphi = \langle \tilde{b}_\varphi^2 \rangle_t [1 - f(\Delta\varphi)]$, где $f(\Delta\varphi) = \frac{\langle \tilde{b}_{\varphi 1} \tilde{b}_{\varphi 2} \rangle_t}{\langle \tilde{b}_\varphi^2 \rangle_t}$ — коэффициент пространственной корреляции флуктуаций \tilde{b}_φ

Рис. 43. Диаграмма устойчивости по q . Зависимость величины \tilde{b}_φ от параметра $1/q =$

$$= \frac{l}{2\pi} [82]. \text{ Области I-III соответствуют}$$

областям устойчивости I-III рис. 41



Соответствующие значения $f(\Delta\varphi)$, приведенные на рис. 42 (а-г), демонстрируют для трех моментов разряда правильную периодическую структуру возмущений с $m=4$ при $q(a) \approx 4$, $m=3$ при $q(a) \approx 3$ и $m=2$ при $q(a) \approx 2$. При срыве структура как будто бы разрушается. В действительности поведение ее оказалось много сложнее. Мы вернемся к ней позже.

Измерения по θ показали, что всем регулярным возмущениям \tilde{b}_φ соответствует $n=1$, т. е. речь идет о винтовых резонансных возмущениях с $m/n=q$ вблизи границы.

На рис. 43 представлен обобщенный график поведения амплитуды \tilde{b}_φ в зависимости от $1/q(a) = \epsilon(a) \sim J_p$ для Т-3 [82]. Самое слабое из этих возмущений $m=4$ при $q(a) \approx 4$, оно стабилизируется в процессе разряда.

Возмущение $m=3$ может существовать на протяжении всего разряда и иногда (в сочетании с $m=2$) приводит к серьезному срыву.

Самым опасным возмущением является $m=2$, область его существования исключительно широка. В условиях Т-3 оно непременно приводило к срыву [255]. Максимальное значение его достигало 3-4% B_φ .

Как показал последующий опыт работы Т-4 [170], Т-6 [256] и других токамаков, два фактора позволяют серьезно расширить области устойчивости. Во-первых, приближение проводящего кожуха к поверхности плазмы и, во-вторых, уменьшение поступления примесей, следствием чего, по-видимому, становится нагрев периферии шнура.

Так, в частности, увеличение a/b с 0,6 (Т-3) до 0,7 (Т-4) позволило практически ликвидировать область неустойчивости при $q(a)=3$ и уверенно работать в условиях стационарно существующих возмущений $m=2$ [170]. Увеличение a/b до 0,8 в опытах на Т-6 [256] дало возможность преодолевать предел $q(a)=2$ уже в процессе первого нарастания разрядного тока.

Успехи в вакуумной подготовке стенок сделали возможной устойчивую работу современных токамаков (Т-11, Alcator, DIVA, Т-10 и др.) в области $1 < q(a) < 2$. Диапазон этот успешно осваивается. Правда, при $q < 1,5$ начинает серьезно сказываться влияние возмущений $m=1$, поэтому предел $q(a)=1,3$ кажется сегодня нижним разумным уровнем для $q(a)$ в токамаках.

Вернемся снова к неустойчивости срыва. Мы видели (см. рис. 42), что ей предшествует вспышка возмущения $m=2$. Смещение шнура наружу, которое ее сопровождает ($U_\perp \propto \Delta_r J_p$), определенно свидетельствует о сужении токового канала перед срывом. Сужение канала оказывается об-

щим признаком для всей границы развития срыва и, по-видимому, отражает какое-то принципиальное свойство этой неустойчивости.

Сам механизм сужения понятен. Дело в том, что возникновение винтовых возмущений явно снижает эквивалентную электропроводность плазмы, как это можно наблюдать по росту $V_p(t)$.

Если возмущения развиваются преимущественно на периферии, рост V_p приведет к диффузии тока в центральные области, т. е. к явлению, макроскопически эквивалентному охлаждению края плазмы излучением.

Рассмотрим подробнее динамику развития винтовых возмущений.

6.4. СВОЙСТВА ВИНТОВЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ТОКАМАКАХ

Винтовые резонансные возмущения в токамаках впервые наблюдались Н. Д. Виноградовой и К. А. Разумовой на ТМ-2 в 1965 г. [257]. Временная фоторазвертка свечения шнура обнаружила на его поверхности ясно различимую винтовую структуру, которая имела характер волны, распространяющейся по φ .

Это движение по φ было интерпретировано как вращение плазменного шнура с деформированной границей. Оно происходило иногда в сторону электронного, иногда ионного дрейфа. Скорости движения менялись в пределах $(0,15-1) \cdot 10^4$ м·с⁻¹. Чтобы вызвать такое вращение, достаточно было радиального электрического поля \mathcal{E}_r в пределах 0,15–1 В/м. Пространственная структура возмущений примерно соответствовала $m=q(a)$, т. е. $n=1$.

Заметим на будущее, что вообще в абсолютном большинстве случаев, реализующихся в токамаках, $n=1$. Исключения составляли переходные моменты смены m , в таких случаях иногда наблюдали структуры ($m=4$, $n=2$), а также возмущения ($m=3$, $n=2$) при $q(a) < 2$ [255, 258].

Эта закономерность, по-видимому, отражает тот факт, что шнур всегда более устойчив по отношению к возмущениям с высокими $m=qn$ ($n > 1$), нежели с минимальным $m=q$.

Исследования МГД-возмущений были затем продолжены [43, 254, 259] в связи с выяснением их роли в процессах теплопереноса. Основным предметом исследований стали флуктуации B_φ и модуляция рентгеновского излучения центральных областей шнура.

а. Частота МГД-возмущений. Прежде всего выяснилось, что эти возмущения отличаются, как правило, очень низкими инкрементами. Если исключить самую начальную стадию разряда и процессы, протекающие в срыве, характерные времена развития винтовых возмущений оказываются масштаба миллисекунд или примерно 10–100 периодов колебаний, регистрируемых магнитными зондами. Это на 2–3 порядка ниже γ_i^{-1} и тем более γ_n^{-1} . Сравнительно низкочастотный спектр наблюдаемых колебаний (1–20 кГц) обнаруживает явную тенденцию к дальнейшему понижению частоты по мере роста размеров токамаков. Найденная позднее высокочастотная часть спектра (0,1–1,5 МГц [260–263]), по-видимому, отражает развитие микронеустойчивостей плазмы.

Можно было бы предположить заранее, что ω — круговая частота поперечного движения стационарных МГД-возмущений границы — должна складываться алгебраически из $\omega_{\mathcal{E}} = \mathcal{E}_r / B\theta r$ — частоты вращения плазмы в радиальном поле \mathcal{E}_r , и $\omega^* = \nabla n_e T_e / n_e B\theta r$ — дрейфовой частоты. Дело в том, что эти наблюдаемые возмущения означают фактически разбиение однородного электронного потока, текущего вдоль магнитного поля, на отдельные жгуты из-за взаимного притяжения токовых нитей, т. е. возмущения \tilde{b}_φ мы могли бы с успехом заменить на возмущения $\tilde{j} = \frac{10^7}{4\pi} \text{rot } \tilde{\mathbf{B}}$.

Для внешнего наблюдателя электронный поток имеет продольную компоненту скорости $u_{e\parallel} = \frac{j}{n_e} 6 \cdot 10^{18} \approx 10^6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ и поперечную $u_{e\perp} = \left(\frac{\nabla n_e T_e}{n_e B\theta} + \frac{\mathcal{E}_r}{B\theta} \right) \approx 10^3 \div 10^4 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Его поперечные возмущения должны вращаться по φ со скоростью $u_{e\perp}$. Отсюда $\omega = (\omega_{\mathcal{E}} + \omega^*)m$. Если ω^* вычисляется сравнительно легко на основании $T_e(r)$ и $n_e(r)$, то $\omega_{\mathcal{E}}$ — одна из самых неопределенных характеристик плазменного шнура.

С одной стороны, как уже упоминалось в гл. 1, если поперечное движение ионов встречает препятствия (например, перезарядку или трение о примеси), соответствующий поперечный ионный ток оказывается мал и не может удерживать $\nabla \perp p_i$. Тогда шнур зарядится отрицательно относительно стенок камеры так, чтобы $\mathcal{E}_r = - \frac{\nabla \perp T_i n_i}{n_i}$, В·м⁻¹, создавало необходимую удерживающую силу [1].

С другой стороны, если магнитная конфигурация токамака частично разрушена и доминирует перенос энергии вдоль магнитного поля, электрический потенциал должен поменять знак, удерживая теперь $\nabla \parallel T_e n_e$.

Измерения потенциала были проведены впервые на токамаке ST [264] путем зондирования плазмы пучком ионов Ti⁺.

Высокоэнергетичный ($E = 200$ кэВ) пучок Ti⁺ вводился в шнур перпендикулярно B_θ . Величина E подбиралась так, чтобы ларморовский радиус Ti⁺ превышал поперечный размер камеры. При прохождении плазмы ион Ti⁺ мог ионизоваться вторично. Ионы Ti⁺⁺ обязаны двигаться по новой траектории, которая строго определена местом ионизации. Если на пересечении этой траектории со стенкой поместить датчик, измеряющий поток Ti⁺⁺, можно получить уникальную информацию. Во-первых, при $T_e > 80$ эВ поток Ti⁺⁺ должен быть пропорционален n_e в точке ионизации. Во-вторых, если плазма заряжена относительно стенок, то ион Ti⁺⁺ покидает плазму с добавочной энергией, равной потенциалу в этой точке. Ее можно измерить. Наконец, поле B_φ отклоняет пучок Ti⁺⁺ вдоль тора. Расшифровывая такие отклонения для разных r , можно восстановить распределение $j(r)$ [89].

В результате этих измерений было найдено, что центр плазменного шнура заряжен отрицательно относительно стенок. Величина потенциала ока-

* Недавно они были повторены на советском токамаке ТМ-4, EPS-10, 1981, А-20.

залась порядка T_e . Однако явной функциональной связи между ними не обнаружилось. Например, с ростом J_p от 10 до 21 кА глубина потенциальной ямы уменьшилась от -180 до -95 В [89], в то время как $T_e(0)$ росла от 300 до 400 эВ. Это можно было бы объяснить влиянием МГД-неустойчивостей на формирование потенциала. Тем более, что при $J_p = 21$ кА потенциал края становился положительным.

Один из самых важных результатов этих измерений состоял в том, что вычисленное на их основании значение $\omega_g + \omega^*$ практически совпало с измеренной частотой МГД-колебаний ω/m , т. е. возмущения распространялись в сторону поперечного электронного дрейфа со скоростью, несколько превышающей дрейфовую. Это довольно общая ситуация для токамаков. (Сообщение о распространении на Т-3 [254] МГД-возмущений в ионную сторону было, по-видимому, ошибочно или по крайней мере не типично.)

Тем не менее, если продольный перенос доминирует, ω_g меняет знак и движение возмущений может быть направлено в ионную сторону, как это, например, наблюдалось в [265].

Измерения вращения шнура по доплеровскому сдвигу спектральных линий примесей, проведенные на небольшом токамаке LT-3 [266], показали, что непосредственно перед срывом в условиях развитых МГД-возмущений вращение действительно прекращается, а затем переходит в сторону ионного дрейфа.

Вероятно, это одна из причин уменьшения скорости распространения винтовых возмущений перед срывом, которое наблюдается на всех токамаках.

Скорость распространения возмущений также мала в начальной стадии и затем увеличивается по мере выхода $J_p(t)$ на плато. Если шнур окружен металлической камерой, эффект вращения может, в принципе, стабилизировать возмущения. Камера по отношению к ним становится подобна проводящему кожуху.

Рассмотрим теперь отдельно специфику винтовых возмущений в начальной и в средней стадиях разряда.

б. Динамика развития возмущений в начальной стадии разряда. При обсуждении начальной стадии мы уже касались развития токовых неустойчивостей. Подчеркивался главный итог их развития — обострение профиля $j(r)$. В этом качестве с ними конкурировало радиационное охлаждение периферии. Рассмотрим подробнее свойства МГД-возмущений начальной стадии.

На рис. 44 (Т-3 [43]) представлены осциллограммы двух типичных режимов разряда (область I, рис. 41), отличающихся только скоростью нарастания J_p . Отличие это практически не сказалось на конечном состоянии плазмы. Однако ход их начальных стадий позволяет заключить, что интересующая нас токовая неустойчивость строго следует за нарастанием J_p . Как уже обсуждалось, нарастание J_p должно приводить в силу скинирования к возникновению полых или уплощенных распределений $j(r)$ с большими градиентами у границы. Именно с ними естественно связать развитие неустойчивости на начальной стадии.

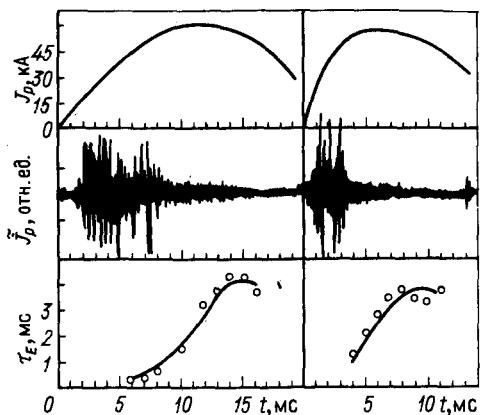


Рис. 44. Два режима Т-3 [43] с разной скоростью нарастания тока

На рис. 45 в полярных координатах представлены результаты пространственного корреляционного анализа \tilde{b}_φ ($w_\varphi = \langle \tilde{b}_\varphi^2 \rangle [1-f]$, отсчет от условной окружности), сделанного для трех моментов времени начальной стадии разряда (Т-3 [254]). Очевидно, что сменяющиеся пути колебаний (см. рис. 44) означают последовательную смену резонансных возмущений высоких $m=6, 5, 4 \dots$

В режиме с более пологим фронтом нарастания J_p (Т-4 [85]) удалось проследить за развитием винтовых возмущений вплоть до $m=13$. Соответствующие осциллограммы $J_p(t)$, $V_p(t)$, $U_-(t) \sim \Delta_\Gamma J_p$ приведены на рис. 46.

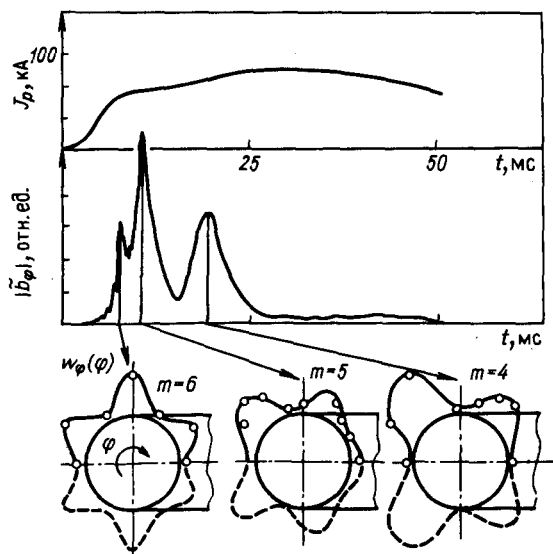


Рис. 45. Структура магнитных возмущений $w_\varphi(\varphi)$ на начальной стадии развития разряда (Т-3 [254])

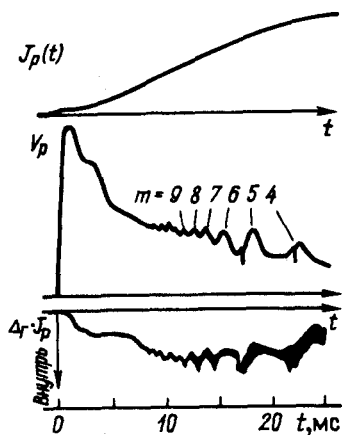


Рис. 46. Последовательность развития возмущений $m=9\div 4$ на начальной стадии в Т-4 [85]. Корреляция с поведением $\Delta_r J_p$

Можно видеть, как развитие очередного пуга — возмущений вызывает подъем V_p и явное смещение шнура наружу — рост l_i .

Если предположить, что эти неустойчивости затрагивают в основном край токового канала, не разрушая существенно центра ($V_{p0} = \text{const}$), то, пользуясь (2.3), можно вычислить $\Delta\Phi_{0a}$ — магнитный поток поля B_φ , проникающий

после каждого такого пуга в глубь шнура (см. § 2.1). Найденное значение с точностью до 1,5 соответствует наблюдаемому изменению Δl_i .

Таким образом, мы получаем возможность непосредственно следить за проникновением тока в центр.

Процесс этот сопровождается довольно серьезными возмущениями магнитной конфигурации шнура, о чем свидетельствуют, во-первых, вспышки жесткого рентгеновского излучения — результат выхода на диафрагму ускоренных электронов. (Обычно их траектории локализованы на некоторой глубине). И, во-вторых, низкие значения τ_E на протяжении всей начальной стадии.

Если допустить, что наблюдаемые винтовые неустойчивости зарождаются на краю токового канала — горячей зоны шнура, вне которой уже не протекает сколько-нибудь заметной доли тока J_p , можно вычислить значения r_{sm} , соответствующие $q(r_{sm}) = m$.

В случае, приведенном на рис. 46, вычисленные так значения r_{sm} менялись от 17 до 15,5 см при изменении m от 13 до 4. Радиус диафрагмы составлял в этих опытах 17 см, возможные смещения шнура Δ_r были в пределах 1–2 см. Иными словами, на начальной стадии разряда значения $a = d - \Delta_r$ практически совпали с r_{sm} .

Это совпадение позволяет предложить простую модель образования профиля тока в подобных разрядах. По мере роста J_p формируется скин-оболочка $j(r)$; как только q у границы становится целочисленным, развивается соответствующая винтовая неустойчивость, оболочка как бы разваливается, ток ее большей частью "сбрасывается" внутрь в невозмущенные области шнура. Далее по мере роста J_p процесс повторяется при $m - 1$. Таким образом, речь идет о граничных неустойчивостях плазмы, очень близких к модели винтовой неустойчивости типа поверхностной волны [242], во всяком случае, в начальный момент их развития.

Тем самым, естественно, объясняются сравнительно высокие инкременты развития этой неустойчивости.

В качестве альтернативного объяснения рассматривают также модель двойной тиринг-неустойчивости [244, 253]. Для нее необходимо сущест-

венное скинирование $j(r)$ по сечению. Такие конфигурации образуются, например, в режимах *B* (PLT) и действительно отличаются высокой МГД-активностью.

Фактическое скинирование на начальной стадии обычно невелико. Так, в частности, профиль $j(r)$ для токамака *Alcator* [267] обнаружил только слабые следы скинирования на протяжении всего подъема J_p . Винтовые возмущения $m = 5, 4, 3$ развивались при этом в условиях почти прямоугольного $j(r)$. Подводя итог сказанному, напомним еще раз, что на практике стремятся избегать такого способа формирования шнура, который бы сопровождался интенсивным развитием винтовых неустойчивостей: в процессе их развития происходит активный контакт плазмы с диафрагмой (см. рис. 19) и даже со стенкой. Дуги и десорбция примесей становятся при этом серьезными источниками загрязнения плазмы. Применяя различные способы обострения профиля $j(r)$, удастся избежать развития винтовых возмущений на подъеме J_p .

Обычно этого добиваются, снижая скорость нарастания J_p , или, как уже упоминалось выше, комбинируя различные способы охлаждения периферии шнура: напуск холодного рабочего газа, введение магнитных диафрагм и даже добавление легких примесей.

В простейшем варианте функцию магнитной диафрагмы выполняет поперечное поле B_{\perp} , прижимающее шнур к какой-нибудь, например, внутренней [85] кроме обычной диафрагмы. По мере роста J_p смещение шнура под действием B_{\perp} уменьшается, он уходит к центру диафрагмы, увеличивая сечение токового канала. Нарастающий ток J_p как бы заполняет освобожденное пространство. В таком случае на протяжении всей стадии нарастания J_p $q(a)$ может оставаться в пределах 2–3, и тем самым удастся избежать развития возмущений с высокими m . Более сложный вариант магнитной диафрагмы реализуется в токамаках с полоидальным дивертором. Там диверторные обмотки создают на начальной стадии разряда строго заданную магнитную конфигурацию с "разрешенным" сечением токового канала. Периферия шнура ограничивается в этом случае сепаратрисой, вне которой магнитные силовые линии уводятся в дивертор или на стенку камеры.

Наконец, аналогичный вариант развития начальной стадии реализуется при $n_e \approx n_{e\text{кр}}$ с той лишь разницей, что охлаждение периферии обеспечивается здесь излучением примесей и ионизационными потерями. Переход к этим режимам, например, путем повышения начального давления рабочего газа от разряда к разряду (движение вправо по диаграмме устойчивости рис. 41) сопровождается снижением уровня колебаний на подъеме J_p [43], появлением возмущений малых $m = 3; 2$ [85], заметным увеличением смещения шнура наружу, что все вместе определенно указывает на сужение токового канала. Дальнейшее движение за $n_e = n_{e\text{кр}}$, как мы уже видели ранее (рис. 11, б), заканчивается срывом. Это — главная опасность, с которой приходится считаться всегда при организации плазменного шнура из узкого канала. Наиболее критична в этом отношении начальная фаза разряда, когда мощность нагрева плазмы еще мала (в силу малости J_p), а ионизационные и излучательные потери, охлаждающие преимущественно периферию, уже велики.

При оптимальной организации шнура, казалось бы, не следовало допускать чрезмерного сужения токового канала и срывов, а с другой стороны — прогрева шнура и скинирования J_p у границы. Сбалансировать между этими крайностями — довольно сложная задача.

Так, в частности, в опытах на Т-4 [85] было установлено, что в широком диапазоне изменения начальных n_e прогрев шнура наступает после того, как мощность омического нагрева, отнесенная к одной заряженной частице, превысит некоторое критическое значение (примерно $4 \cdot 10^{-14}$ Вт). Допустим, что при оптимальном выборе n_e прогрев наступает не ранее, чем в максимуме J_p . Тогда, предполагая $q(a) \approx 2$ и задавшись реальным V_p , можно вычислить необходимое минимальное n_e . Найденное значение оказалось практически равно $n_{e\text{кр}}$, соответствующему так называемому "пределу Мураками" — феноменологической границе максимальных $n_{e\text{кр}}$ при заданных $B\theta$ и R (к этому пределу мы вернемся ниже). Иными словами, такой способ организации шнура был возможен только непосредственно вблизи границы $n_{e\text{кр}}$.

Практически чаще всего поступают следующим образом: подъем тока осуществляют в две фазы, примерно так, как это сделано на рис. 42. В первой "быстрой" фазе происходит пробой газа и формируется плазменный шнур при средних n_e и высоких $q(a)$. Затем развивается вторая "замедленная" фаза, в ходе которой ток J_p поднимают до "предельных" значений [$q(a) < 3$]. Стадию эту часто сопровождают дополнительной инжекцией рабочего газа, что способствует подавлению скинирования J_p и позволяет одновременно достичь высоких n_e в условиях уже относительно мощного омического нагрева. Подача газа иногда регулируется следящей системой в зависимости от поведения плазменных параметров (например, I_i в PLT).

Таким образом, повышенное взаимодействие плазмы на стадии формирования шнура сводят до минимума.

в. Винтовые неустойчивости средней стадии разряда. Как только разрядный ток достигнет "плато", неустойчивости начальной стадии постепенно стабилизируются (рис. 45). Этот процесс можно связать с обострением профиля $j(r)$ из-за преимущественного разогрева центра. Достигнутое в итоге квазистационарное состояние может не обнаруживать никаких следов низкочастотной МГД-активности (высокочастотную часть спектра мы обсудим позже).

Однако довольно часто, особенно при сравнительно низких $q(a) = 3 \div 4$, спустя некоторое время после такой стабилизации на осциллограммах $V_\varphi(t)$ появляется медленно возрастающее возмущение следующего номера $m - 1$.

Иногда это возмущение перерастает в срыв, иногда, достигнув определенного уровня, остается до конца разряда. Его развитие проявляется макроскопически в некотором повышении напряжения V_p и снижении τ_E [171].

На рис. 47 приведен случай такого рода (Т-3 [254]). Можно видеть, как после завершения начальной стадии и стабилизации возмущения $m = 4$ происходит медленная раскочка возмущения $m = 3$. Это происходит при J_p , постоянном в пределах $\pm 10\%$. В этих опытах значение $q(a)$ оставалось

Рис. 47. Развитие магнитных возмущений (w_ϕ) в средней стадии разряда (Т-3 [254])

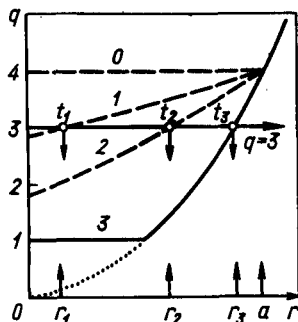
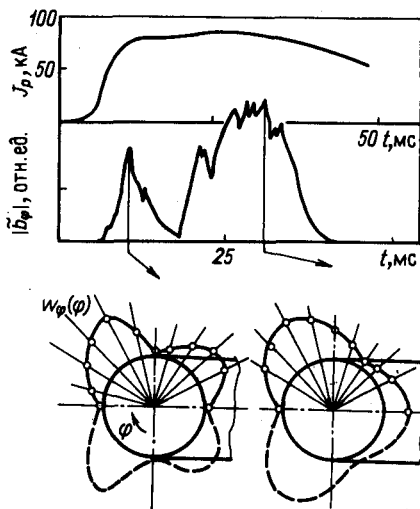


Рис. 48. Эволюция $q(r)$ и сдвиг наружу резонансной точки $q(r_{S3})=3$ в процессе обострения распределения $j(r)$

вблизи 4. Для $q(r_{S3})=3$ точка r_{S3} была углублена в плазму, по крайней мере, на 2,5 см. Поясним это.

По определению (1.23) $q(r) = 10^7 B_\theta r^2 / 2J_p(r)R$, где $J_p(r)$ – ток разряда внутри магнитной поверхности радиуса r . Если бы он весь был сосредоточен в центре [бесконечная плотность $j(0)$], то ход $q(r)$ описывался бы вне и внутри шнура одной квадратичной параболой. Однако, как мы увидим позже, $j(0)$ ограничено в центре условием $q(0) \approx 1$. Таким образом, даже для самого острого распределения $j(r)$ $q(r)$ должно в итоге отклониться от параболы и прийти в точку $q(0) \approx 1$. Самое плоское распределение $j(r) = \text{const}$ соответствует $q(r) \equiv q(a)$. Обе эти возможности изображены схематически на рис. 48 кривыми 3 и 0. Состояния, промежуточные между ними, изображены кривыми 1, 2.

Проведем горизонталь $q(r_{S3})=3$. Пересечения ее с 1, 2, 3 (r_1, r_2, r_3) будут описывать эволюцию r_{S3} в процессе обострения (t_1, t_2, t_3) профиля $j(r)$. А именно, значение r_{S3} должно постепенно нарастать вплоть до $a\sqrt{3/4}$. С этим движением наружу естественно связать развитие винтового возмущения $m=3$.

Почему возмущения $m=3$ стабилизированы при более высоких $q(a)$, чем 4? Можно предположить, что решающую роль в их стабилизации играет электропроводность слоя плазмы δ^* между r_{S3} и краем шнура. Действительно, как показал опыт, воздействуя различными способами на этот слой, удастся изменять поведение винтовых возмущений. Таким образом, мы естественно приходим к модели диссипативной винтовой тиринг-неустойчивости.

Рассмотрим сначала пространственную структуру этих винтовых возмущений, а затем свойства экранирующего слоя.

1. Структура внутренних винтовых возмущений. Первые сведения о структуре и локализации винтовых возмущений были получены на ST с помощью таллиевого пучка [89]. Как уже упоминалось,

по интенсивности вторичного потока Γ^{++} можно определять локальную плотность n_e . Передвигая пучок по сечению шнура, удалось наблюдать область локализации возмущения $m=2$, вблизи $q(r_s)=2$ она располагалась в основном при $r < r_{s2}$ на ширину около $0,3a$. Модуляция \tilde{n}_e достигала 9%, фазы колебаний распределялись так, как и следовало ожидать в условиях развитой тиринг-неустойчивости, а именно, соответствовали образованию островной структуры вблизи r_{s2} .

Серия экспериментов с магнитными зондами, погруженными в плазму [225, 265], подтвердила эти наблюдения.

Однако основным источником информации о поведении внутренних МГД-возмущений в токамаках стали рентгеновские измерения излучения плазмы в области $E_\gamma = h\nu = 1 \div 10$ кэВ. Опишем их подробнее.

Рентгеновское излучение плазмы определяется, вообще говоря, тремя различными механизмами: тормозным излучением электронов на ионах, рекомбинационным и линейчатым излучениями примесей. Если $T_e \geq 1$ кэВ, то при обычном уровне загрязнения плазмы вклад линий в полную энергию излучения, проинтегрированную по диапазону 3–10 кэВ, мал. Интенсивности тормозного и рекомбинационного излучения имеют в этой области одинаковую частотную зависимость $\exp(-h\nu/T_e)$. Это позволяет с успехом применять метод фильтров [7] для разделения флуктуаций температуры \tilde{T}_e и "рентгеновской мишени" — \tilde{X}_Z , отражающей поведение плотности примесей [88, 161].

Датчиками излучения служат либо обычные скинцилляторы с ФЭУ [88], либо полупроводниковые барьерные счетчики [161]. В качестве фильтров используются бериллиевые и алюминиевые фольги толщиной 10–100 мкм.

Температурная зависимость рентгеновских сигналов очень сильна. Поэтому их видимые флуктуации обычно соответствуют изменениям T_e или, точнее, концентрации электронов в энергетическом диапазоне наблюдения (3–10 кэВ). Другим следствием этого является исключительно острое распределение $X(r)$ — рентгеновской эмиссии — по сечению шнура [76]. Ее хордовые измерения, как правило, мало отличаются от радиальных (основной сигнал приходит из области $T_e^{\text{макс}}$).

На рис. 49 представлена типичная схема пространственных рентгеновских измерений (Г-4 [268]). Основа ее — вакуумная камера-обескура с набором рентгеновских датчиков, позволяющих получать одновременную хордовую картину распределения рентгеновской эмиссии из центра. Зная ее, можно восстановить динамику развития возмущений по сечению шнура.

Весьма наглядный способ представления результатов рентгеновских измерений был применен на PLT [269].

Если предположить, что возмущения вращаются стационарно с равной угловой скоростью, то хордовые рентгеновские измерения во времени дают систему интегральных уравнений относительно пространственного распределения источников эмиссии. Решение их с помощью ЭВМ позволяет восстановить это распределение. На рис. 50 представлены полученные таким образом линии равной интенсивности рентгеновского излучения

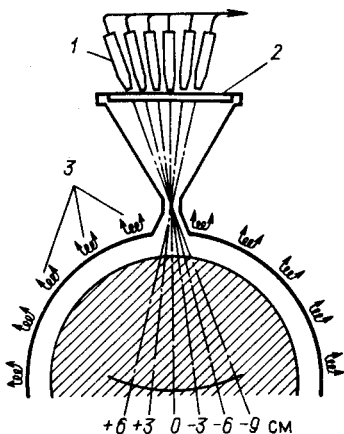


Рис. 49. Схема пространственных рентгеновских измерений на Т-4 [268]:

1 – блок ФЭУ со сцинтилляторами; 2 – бериллиевое окно толщиной 100 мк; 3 – система из 24 магнитных зондов

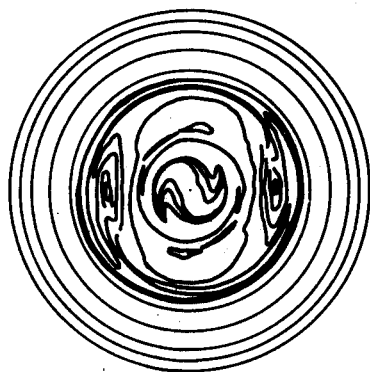


Рис. 50. Картина линий равной рентгеновской эмиссии (PLT [269]) в режиме развитых возмущений $m=2$

в PLT для режима с сильно развитым винтовым возмущением $m=2$ незадолго до срыва [269].

Рентгеновское излучение определяется в основном T_e , поэтому приведенные линии примерно соответствуют магнитным поверхностям.

Наблюдаемая картина расщепления поверхностей очень напоминает расчетную рис. 39, она приблизительно отвечает уровню возмущений $\tilde{b}_r = 3\% B_\varphi$.

Что определяет конечный размер островов и их локализацию? На рис. 51,а приведены реальные распределения $T_e(r)$, $n_e(r)$ и $q(r)$ для аналогичного режима в ST, близкого к срыву. Там же на рис. 51,б представлена картина локализации возмущения ($m=2, n=1$) [270].

По оси абсцисс (рис. 51,б) отложена радиальная зависимость интенсивности рентгеновского сигнала $X(r)$ для двух соседних моментов времени. Моменты выбраны так, чтобы разность сигналов (она заштрихована) отражала максимальную модуляцию, возникающую при вращении островов. Отчетливо видно, что резонансное возмущение проникает в центр до $q(r) \approx 1,5$ при $q(0) \approx 1$. Оценка величины \tilde{b}_r для такого возмущения (6.9) дает значение 3–5% B_φ . Чтобы распространиться на весь шнур, оно должно было бы возрасти до 10–15%. Очевидно, для этого мал энергетический резервуар неустойчивости $m=2$. Иными словами, ее развитие ограничивается широм центральных областей.

Следующим принципиальным результатом изучения рентгеновского излучения центра шнура стало наблюдение винтовой неустойчивости ($m=1, n=1$) вблизи $q(r_s)=1$ [271]. Связанные с нею явления тесно прилегают к развитию срыва, см. § 6.5.

2. С в о й с т в а с т а б и л и з и р у ю щ е г о с л о я δ^* . Как мы могли убедиться выше (см. рис. 48), обостренное распределение $j(r)$ содержит в плазме набор целочисленных $q(r_s)=1, 2, 3 \dots$, а потому потенциально

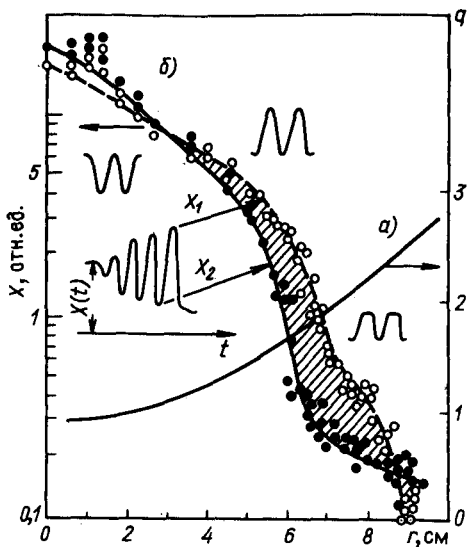


Рис. 51. Распределение $q(r)$ (а) ST [270] и локализация возмущений рентгеновского излучения $X(r)$. X_1, X_2 – величина внутренних возмущений при внешнем развитии $m=2$ (б)

неустойчиво по отношению к винтовому возмущению с m/n , равному одному из них, ближайшему к границе. [В области $2 > q(r) > 1$ может оказаться опасным резонанс ($m=3, n=2$) при $q(r_s)=1,5$.] С другой стороны, при уплощенных профилях $j(r)$ потенциально неустойчива сама граница: в итоге они переходят в колоколообразные. Удачно сформированным профилем обычно считают такой, при котором ток J_p максимален, а уровень МГД-активности по возможности мал. Этого добиваются, приближая к поверхности проводящий кожух, и оптимальной организацией граничного слоя δ^* .

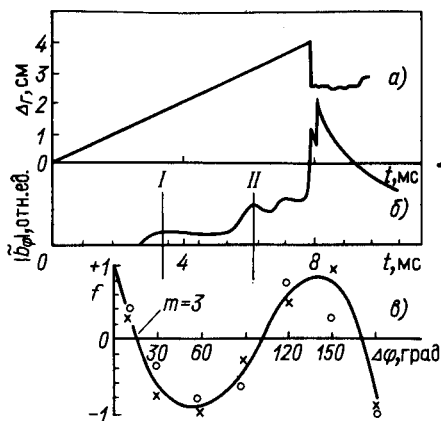
Роль слоя δ^* можно продемонстрировать на простом опыте: будем уменьшать его, медленно сдвигая шнур управляющим полем по направлению к диафрагме. На рис. 52 приведен такой пример (Т-3, [82]).

В случае, если $q(a)=4$, после сдвига на 1–2 см наружу (рис. 52, а) стартует возмущение ($m=3, n=1$, рис. 52, б и в), которое затем переходит в срыв.

Если ток уменьшить в 1,5–2 раза, неустойчивость возникает при смещении на 4–5 см и имеет более высокую структуру ($m=4, n=1$). Характерно, что возникающие возмущения обладают ярко выраженной баллонной формой – они максимальны на наружном обводе тора и минимальны на внутреннем. Явление это достаточно общее для развития винтовых неустойчивостей в токамаках [254]. Оно, вероятно, отражает эффект неблагоприятной кривизны силовых линий на внешнем обводе.

В связи с этим было бы уместно заметить следующее: есть основания полагать, что баллонный характер крупномасштабных винтовых неустойчивостей демонстрирует одну из самых общих принципиальных особен-

Рис. 52. Старт возмущения $m=3$ с переходом в срыв при смещении шнура наружу поперечным полем B_{\perp} [82]. Моменту I соответствуют \times ; моменту II — точки \circ



ностей, характерных для всех и в том числе мелкомасштабных неустойчивостей токамака.

Во всяком случае аномальный перенос плазмы (электронная теплопроводность и диффузия), который можно было бы связать с проявлениями мелкомасштабных неустойчивостей, имеет явный максимум вблизи наружного обвода тора. Впервые на это явление обратил внимание В. С. Муховатов [54]. Интерпретируя измерения электрических потенциалов между верхом и низом плазменного шнура в T-5, он был вынужден предположить существование мощных потоков плазмы, направленных наружу по R .

Правда, результат этот относился в основном к начальной стадии разряда, и сегодня его можно объяснить баллонным характером винтовых неустойчивостей высоких m . Однако недавние эксперименты на токамаках с полоидальными диверторами (PDX, ASDEX) позволили установить, что и в средней макроскопической устойчивой стадии разряда поперечный перенос тепловой энергии и частиц — вероятный результат развития мелкомасштабных неустойчивостей — максимален вблизи наружного обвода тора. По-видимому, именно эта асимметрия переноса лежит в основе закона подобия для τ_E Мережкина—Муховатова [34], предполагающего увеличение τ_E не столько с ростом a (или a^2), сколько с ростом R . Этого вопроса мы коснемся в гл. 7.

Возвращаясь к развитию крупномасштабных винтовых возмущений, следует подчеркнуть, что их дестабилизацию вызывают все виды интенсивного охлаждения периферии шнура: путем инжекции рабочего газа, примесями и т. д. Отсюда, в частности, следовали те сравнительно жесткие требования на допустимые смещения Δr (не более $0,1a$), которые выдвигались в гл. 2, и требования к чистоте стенок, обсуждавшиеся в гл. 4 и 5.

Естественными кажутся предложения дополнительного подогрева периферийных слоев, например, путем некоторого уширения профиля $j(r)$. Такой опыт был успешно осуществлен на японском токамаке JIPP T-II [272], где одновременным наращиванием тока и инжекцией нейтрального газа удалось сформировать устойчивый профиль $j(r)$ с $q(a)=2,2$. Без этого приема шнур был устойчив только при $q(a) \geq 4$. Перспективность подобного подхода очевидна, особенно в случае токамаков с диверторами, где температуру периферийной плазмы можно сделать высокой, не вызывая чрезмерной эрозии стенок.

Обсудим еще одно практически важное следствие идеи стабилизирующего слоя, которое позволяет объединить одной схемой проявления

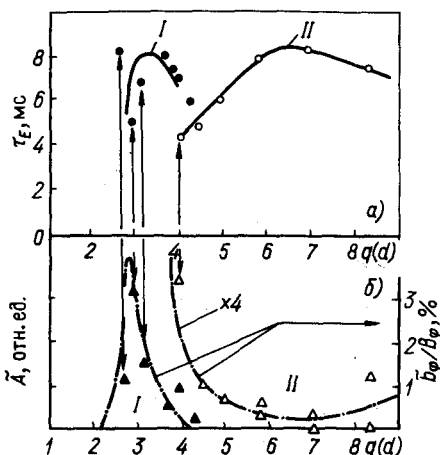


Рис. 53. Зависимость τ_E от $q(d)$ для Т-4 (I) и токамака ORMAK (II). Развитие возмущений $m=2$ (δ):

Штрихпунктир – расчетные значения b_{φ}/B_{φ} в предположении развития нелинейной тиринг-неустойчивости [251, 275]

МГД-активности в разных токамаках.

Уже отмечалось, что развитие МГД-возмущений всегда сопровождается заметным снижением τ_E . Это неудивительно, если учесть серьезные искажения магнитной конфигурации, к которым они приводят (см. рис. 50).

Недоумение вызывал иногда только тот факт, что реальное уменьшение $\tau_E(q)$ начиналось в разных токамаках при разных q на краю шнура или диафрагмы (от 3 до 8).

На рис. 53 для Т-4 [273] и токамака ORMAK [274] приведены зависимости τ_E от $q(d)$, где d – радиус диафрагмы. Там же внизу треугольниками изображены измеренные значения амплитуды возмущений ($m=2, n=1$). В обоих случаях видно, что именно развитие возмущения ($m=2, n=1$) приводит к спаду τ_E . Это – общее явление. Старт возмущения ($m=2, n=1$) можно было бы объяснить, предположив, что устойчивость шнура определяется не отверстием диафрагмы d , а размером горячей области плазмы a^* , которая формируется под влиянием конкретных особенностей каждого эксперимента. Тем самым мы независимо приходим к модели стабилизирующего слоя $\delta^*=d-a^*$.

Найдем его величину, полагая, что в момент старта возмущений $m=2$ при $\tau_E = \tau_E^{\text{макс}}$ a^* определяется условием $q(a^*)=2$, т. е.

$$\delta^* = d [1 - \sqrt{2/q'(d)}], \quad (6.20)$$

где $q'(d)$ – запас устойчивости при $\tau_E = \tau_E^{\text{макс}}$.

Для Т-4 ($d=17$ см) δ^* составляет 4 см, для токамака ORMAK ($d=23$ см) – 10 см. Эти вычисления можно распространить на все токамаки, где известна зависимость $\tau_E(q)$.

На рис. 54,а [275] приведено поле точек

$$\tau'_E(q) = \tau_E / \tau_E^{\text{макс}}, \quad (6.21)$$

полученных на разных установках при разных $q(d)$.

Но если устойчивость шнура определяется его горячей зоной, τ_E должно быть функцией $a^*=d-\delta^*$. На рис. 54,б те же точки отложены при соответствующих им $q(a^*)$. Теперь значения τ'_E обнаруживают единую зависимость от q . Характерные размеры слоя δ^* приведены в табл. 1.

Что реально определяет толщину слоя? Прежде всего процессы охлаждения плазмы на границе – размер слоя увеличивается при уменьшении

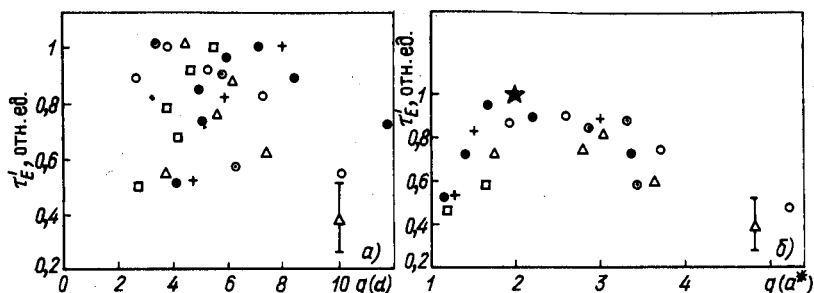


Рис. 54. Зависимость термоизоляции плазмы от запаса устойчивости вблизи границы шнура:

a – значения $T'_E = T_E / T_E^{\text{макс}}$ при разных $q(d)$ для некоторых токамаков [275];
б – те же значения T'_E при разных $q(a^*)$

$T_e(a)$ и явно уменьшается с ростом энергонапряженности разрядов [275]. На него несомненно влияют: материал диафрагмы, подготовка стенок и, наконец, индивидуальные склонности экспериментатора, который вынужден выбирать между повышенной эрозией камеры при высоких температурах периферии и МГД-активностью при низких. Разрешить это противоречие можно было бы путем внешнего подавления винтовых возмущений.

г. Способы внешнего подавления винтовых возмущений. Идея внешнего подавления МГД-возмущений появляется при рассмотрении стабилизирующего действия кожуха. Очевидно, что того же эффекта можно было бы достичь с помощью винтовых обмоток, токи в которых менялись бы так, чтобы все компоненты \tilde{b}_r на некоторой магнитной поверхности (их можно контролировать магнитными зондами) были бы равны нулю. Если радиус этой поверхности b' , стабилизирующее действие такой системы можно оценить, заменив b в критерии устойчивости винтовых возмущений на b' .

Дистанционные датчики колебаний, например рентгеновские, позволяют несколько углубить b' в плазму, пока проникновение управляющего поля в шнур не ограничится скинированием. Опыт сегодняшних токамаков [256] позволяет с уверенностью утверждать, что подобный "виртуальный кожух" с $b' \approx a^*$ стабилизировал бы все винтовые возмущения до $m=1$.

К сожалению, такая идеальная система сложна технически. Ее стараются упростить, максимально используя конкретные свойства винтовых возмущений, в частности тот факт, что обычно доминирует одно из них, самое опасное, чаще всего ($m=2, n=1$). Его и стараются стабилизировать [276–283]. Наибольшего успеха в этом добился коллектив, работавший на Т0-1 [279].

Т а б л и ц а 1. Размеры слоя δ^* для некоторых токамаков с различными d

Установки	T-10	DITE	ORMAK	TFR	T-3	ST	TM-3
δ^* , см	10	8	10	5	5	4	4
d , см	35	27	23	20	16	12	8

Обзор идей и достижений активной стабилизации вышел бы за рамки этой книги. Мы кратко остановимся только на тех из них, которые демонстрируют характерные свойства винтовых возмущений

Так, например, в опытах на Т0-1 выяснилось, что для стабилизации возмущения ($m=2, n=1$) вовсе не обязательно иметь двухзаходную винтовую обмотку вдоль всего тора, достаточно ее отрезка $\pi/2$ (квadrанта). Стоячая волна, возбуждаемая такой системой в плазме, подавляет в 3–4 раза возмущение \tilde{b}_φ , если она оказывается в фазе с ним (при этом τ_E примерно удваивается), и приводит к резкому росту возмущения, если возбуждается в противофазе.

Другой вариант стабилизации изучался на токамаках Сухумского физико-технического института [280, 281]. Идея его состоит в том, чтобы стабилизировать поверхностные возмущения границы с помощью бегущей по φ винтовой ВЧ-волны большой мощности с частотой, превышающей частоты скинирования и развития возмущений. На небольших кварцевых торах было продемонстрировано увеличение максимального уровня J_p при условии, если амплитуда волны превышала $0,5 B_\varphi$.

Все эти методы обладают серьезным техническим недостатком: они требуют введения в конструкцию разрядной камеры изоляторов, что крайне нежелательно для реактора. Кроме того, они сравнительно энергоемки.

Третий метод подавления винтовых возмущений свободен от этих недостатков, но, может быть, более сложен идеологически. Его открыли и исследовали на токамаке *Pulsator* [226, 282–284]. Он основан на экспериментальном факте, что развитие винтовых возмущений определено подавляется в условиях внешнего, даже не очень глубокого, расщепления резонансных магнитных поверхностей. Такое расщепление производилось малым (масштаба $1\text{--}3\% B_\varphi$) внешним вращательным преобразованием ϵ^* с помощью двухзаходной обмотки.

Опишем эти опыты подробнее. *Pulsator* представлял собой токамак среднего размера, типа Т-3 ($a=11$ см, $R=70$ см, $B_\theta=2,8$ Тл, $J_p=108$ кА). Камера его была окружена проводящим кожухом, а двухзаходная обмотка располагалась между кожухом и камерой.

Преобразование ϵ^* вводилось в установившейся стадии разряда либо квазистационарно (до конца разряда), либо в виде быстропеременного возмущения. Заметим сразу, что быстропеременное возмущение ($\nu \geq \geq 10$ кГц) не приводило к сколько-нибудь значительным эффектам, видимо, вследствие скинирования b_r во внешних слоях плазмы.

Pulsator обычно работал при сравнительно высоких $q(d)=3,5\div 4$. Тем не менее через 30–50 мс от начала развивалось возмущение ($m=2, n=1$) и разряд прерывался срывом.

Обнаружилось, что добавление в таком режиме даже ничтожного $\epsilon^*=10^{-4}\div 10^{-5}$ к основному $\epsilon=0,25$ способно вызывать ускоренный старт возмущения $m=2$ и срыв. С уменьшением J_p (увеличением $q=1/\epsilon$) эта критическая добавка росла, причем величина ее оказывалась каждый раз такой, чтобы край возникшего острова касался края диафрагмы.

В условиях вращения шнура подобный остров – мощный канал охлаж-

дения периферии. Это, по-видимому, и становилось причиной развития возмущения $m=2$.

Дальнейшее наращивание внешнего возмущения до уровня $1\% B_\phi$ привело к неожиданному эффекту — подавлению плазменного возмущения $m=2$ и к удлинению разряда на 50–100 мс. В итоге удалось достичь рекордных $n_e \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и $q(d)=2,3$. Однако подъем внешнего возмущения до уровня $2\text{--}3\% B_\phi$ снова инициировал срывы. По мере подъема наблюдалась важная особенность: движение плазменных возмущений по ϕ замедлялось до нуля.

Следующие простые соображения помогают понять возможные причины наблюдаемой стабилизации и дестабилизации.

В системе координат, связанной с электронами, внешнее возмущение воспринимается как волна, бегущая по ϕ . Пока ее амплитуда мала, она может влиять на развитие винтовых возмущений только косвенно, например, путем охлаждения периферии. Но когда ее энергия станет порядка энергетического резервуара винтовой неустойчивости, возможно прямое взаимодействие между ними и как результат — подавление неустойчивости.

Винтовая неустойчивость токового шнура представляет собой по существу пинчевание токовых нитей на резонансной поверхности, где ослаблена их поперечная жесткость (возмущение постоянно вдоль магнитного поля и почти не искажает его). Внешние возмущения \tilde{V}_ϕ^* вносят дополнительную жесткость и тем самым препятствуют собиранию токовых нитей. Ситуация похожа на ту, которая наблюдалась в стеллараторе TOP-2 [230], когда внешнее разрушение магнитных поверхностей приводило к подавлению плазменных возмущений.

Однако подобный механизм подавления будет действовать лишь до тех пор, пока плазменные возмущения движутся по ϕ . В момент остановки произойдет их сложение с внешними и взрыв неустойчивости.

Существует и несколько иное объяснение этим явлениям [226, 252]. Суть его в том, что при образовании стационарных магнитных островов должна произойти перестройка профиля $j(r)$ — уплощение в области, занятой островом. Это понижает энергетический резервуар тиринг-неустойчивости и стабилизирует ее. Однако в такой модели остается неясно, почему дальнейший рост t^* приводит к срыву.

Во всяком случае, этот метод кажется самым перспективным для управления устойчивостью реактора, особенно его внутренними слоями, куда внешние быстропеременные поля не проникнут из-за скинирования. Уже существуют успешные попытки управления условиями в центре шнура путем наложения внешнего возмущения ($m=1, n=1$) [284]. Имеются указания на то, что мелкомасштабное разбиение резонансных поверхностей (например, $m=4, n=2$ [226]) существенно увеличивает надежность стабилизации. Очевидно, что эти работы будут активно развиваться.

д. Заключение. Модель винтовой неустойчивости. В заключение этого параграфа подведем некоторые итоги.

Как мы могли видеть, условия развития винтовых неустойчивостей плазменного шнура в средней стадии разряда наилучшим образом соответствуют модели диссипативной винтовой тиринг-неустойчивости [237].

Они развиваются во внутренних областях шнура, явно зависят от стабилизирующих свойств плазменного слоя δ^* , имеют четко выраженную островную структуру. Более того, нелинейная модель тиринг-неустойчивости позволяет довольно точное количественное описание их свойств. Например, авторы [251], задавшись конкретными параметрами токамаков T-4 и ORMAK, рассчитали для этих установок динамику развития возмущения $m=2$ в рамках модели нелинейной тиринг-неустойчивости. Результат их расчета представлен на рис. 53,б пунктиром; расчет практически совпал с данными эксперимента.

С другой стороны, неустойчивости начальной стадии, для которой характерны высокие градиенты $j(r)$ вблизи границы, носят очевидный граничный характер и наилучшим образом отвечают модели винтовой неустойчивости типа поверхностной волны [242]. В итоге устойчивость плазменного шнура токамака можно было бы описывать в рамках некоторой синтетической модели [265, 285]. Ее практической иллюстрацией может служить поведение возмущения $m=2$ в процессе нарастания J_p . Как можно видеть на рис. 43 (Т-3), это возмущение становится заметно при $q(a)=2,6$, т. е. в типичных условиях тиринг-неустойчивости, когда резонансная точка r_{s_2} находится в плазме. Затем по мере выхода r_{s_2} на границу возмущение быстро растет и достигает максимума при $r_{s_2}=a$, далее по мере удаления r_{s_2} от границы оно постепенно уменьшается. Эта фаза соответствует условию неустойчивости поверхностной волны $q(a) \leq m$.

На этом мы закончим описание обычного развития винтовых возмущений в токамаке и перейдем к их экстремальному случаю — неустойчивости срыва.

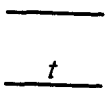
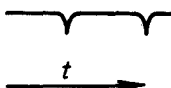
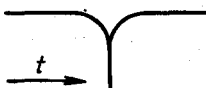



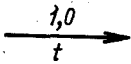
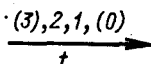
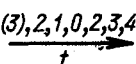
6.5. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СРЫВА

В предыдущих параграфах мы обсуждали сравнительно медленные винтовые неустойчивости, времена развития которых были велики по сравнению с периодом обращения по φ . Речь фактически шла о винтовых возмущениях, стабилизированных в нелинейной фазе своего развития. Возникновение таких медленно пульсирующих магнитных островов проявлялось всего лишь в повышенных потерях плазмы.

Неустойчивости срыва принадлежат к кругу существенно более быстрых и мощных явлений, развитие которых означает почти мгновенное охлаждение обширных районов шнура. Это выглядит обычно как неожиданное симметричное расширение токового канала или его отдельных областей, которое можно описать формально как возмущение ($m=0$, $n=0$).

Вначале понятие "срыв" включало только мощные крупномасштабные явления, сопровождающиеся энергичным взаимодействием шнура со стенкой и характерными отрицательными импульсами на осциллограммах $V_p(t)$ (см. рис. 11,б). Затем это понятие расширилось. Сегодня различают, по крайней мере, три вида срывов. Во-первых, внутренние срывы — уширение $T_e(r)$ вблизи оси шнура при $q(r_s)=1$, затем предсрывы (или малые, мягкие и тому подобные срывы) — расширение кольцевой зоны вблизи

Т а б л и ц а 2. Относительный масштаб явлений, протекающих в трех разновидностях срыва

Параметры плазмы	Внутренний срыв	Предсрыв	Срыв
$J_p(t)$			
$\Delta V_p, В$	-	-1 ÷ -10	-10 ÷ -500
$X(t)$			
$\Delta X, \%$	10-20	30-80	10-50 раз
$\Delta n_e, \%$	-	~ 10	~ 30
$\Delta T_e(0), \%$	~ 10	20-50	50-80
$\bar{V}_\phi / V_\phi, \%$	-	5	10-20
m	1,0	(3), 2, 1, (0)	(3), 2, 1, 0, 2, 3, 4
			

$q(r_s)=2; 3; 3/2$. И, наконец, просто срыв, или большой срыв – расширение всего токового канала вплоть до стенок камеры. Именно о таком срыве всегда шла речь в предыдущих главах этой книги.

Сегодня на этапе проектирования реактора интерес к срыву становится особенно конкретным. Во-первых, срыв ограничивает допустимый ток J_p в токамаке, во-вторых, в процессе его на стенке и диафрагме выделяется энергия, сравнимая (до 50%) с энергосодержанием шнура (в предсрыве 5–10%). Выделение это происходит за короткое время, ориентировочно за γ_t^{-1} (6.16), и может вызвать разрушение камеры. Серьезную опасность для электротехнических схем представляет мощный отрицательный импульс $V_p(t)$, генерирующийся в срыве.

В связи с этим заметим, что среди инженеров существует тенденция к преувеличению разрушающей силы срыва, чему способствует неудачное английское название – *disruptive instability*. Иногда считают, что в ходе срыва непременно обрывается ток J_p . Реально ток даже несколько подрастает (примерно до 1–5%) под влиянием выделившейся энергии магнитного поля V_ϕ . Его последующий спад вызван вторичными эффектами, например, загрязнением плазмы, нарушением работы системы равновесия и т. д., т. е. причинами, допускающими контроль со стороны экспериментатора. Обычно спад J_p в 100–1000 раз превышает длительность срыва и соответствует скин-времени плазмы.

В табл. 2 приведен относительный масштаб явлений, наблюдающихся в трех основных разновидностях срыва: изменение $V_p(t)$, X – рентгеновского сигнала из центра, Δn_e , ΔT_e , последовательность развития винто-

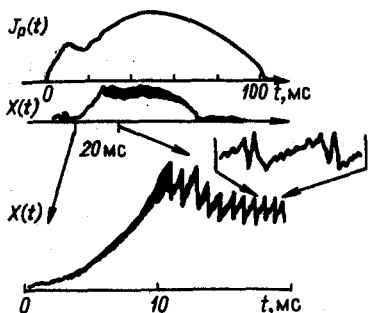
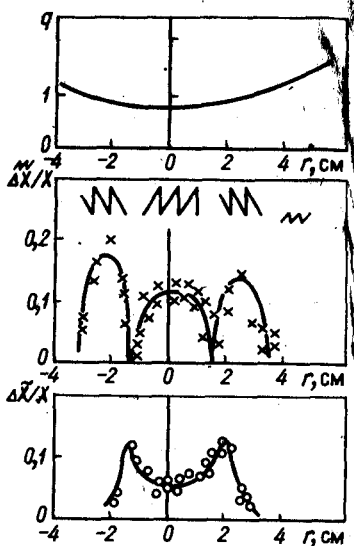


Рис. 55. Осциллограммы тока J_p , рентгеновского излучения и пилообразных колебаний в Т-4 [268]

Рис. 56. Локализация пилообразных колебаний \tilde{X} и осцилляций \tilde{X} ($m=1$) в сечении шнура [270] (ST)



вых возмущений и масштаб изменения \tilde{b}_φ . Иногда к особой разновидности срыва причисляют разрушения скинковых оболочек $j(r)$ на начальной стадии разряда. Явления эти локализованы в кольце вблизи границы. Естественно было бы относить их к предсрывам (малым срывам).

Рассмотрим сначала самую слабую и одновременно самую изученную форму развития неустойчивости срыва — внутренний срыв.

а. Неустойчивость внутреннего срыва. Следы этой неустойчивости впервые наблюдали на Т-4 [286], но подробно исследована и идентифицирована она была в опытах на ST [271].

Оказалось, что в макроскопически устойчивых режимах разряда с острым профилем $j(r)$ вблизи оси шнура происходят регулярные релаксационные колебания $\tilde{X}(t)$. Период релаксаций (они были названы *sawteeth* — зубья пилы) составляет 1–10 мс в зависимости от размеров установки и условий разряда. Вслед за ST подобные же релаксации были обнаружены практически на всех токамаках.

В качестве иллюстрации на рис. 55 приведена осциллограмма рентгеновского сигнала $X(t)$ для Т-4 [268] с характерной пилообразной модуляцией.

Было установлено, что геометрическая область релаксаций определяется магнитной поверхностью $q(r_s)=1$. Они означают падение T_e внутри нее и рост снаружи, т. е. уплощение профиля $T_e(r)$ в центре шнура. Далее обостренное распределение $T_e(r)$ медленно восстанавливается, и снова наступает быстрый сброс. Подобные релаксации могут удерживаться на протяжении всего разряда без существенных изменений периода и амплитуды. Каков их механизм?

Внимательное рассмотрение (рис. 55) обнаруживает, что спад T_e сопровождается развитием периодических колебаний. Анализ показал [271], что это — винтовые возмущения с ($m=1, n=1$). Их максимум лежит вблизи $q(r_s)=1$.

Ясное представление о локализации такого внутреннего срыва можно получить из рис. 56 (СТ [270]), где приведены радиальные распределения: $q(r)$ перед срывом, $\Delta \tilde{X}/X$ — относительной амплитуды температурных релаксаций в срыве и $\Delta \tilde{X}/X$ — относительной амплитуды возмущения ($m=1, n=1$).

Факт развития возмущения ($m=1, n=1$) не вызывает удивления. И модели с бесконечной и с конечной электропроводностью [242, 287] предсказывают в таких условиях неустойчивость возмущения ($m=1, n=1$). Но каков конкретный механизм выравнивания профиля $T_e(r)$ в центре?

Один из них был предложен Б. Б. Кадомцевым [288]. В основе его лежит идея о перезамыкании магнитных силовых линий вблизи резонансной поверхности.

Рассмотрим его, имея в виду, что вообще перезамыкание магнитных силовых линий может оказаться тем фундаментальным элементом, который лежит в основе всех проявлений срыва в токамаках.

б. Модель внутреннего срыва. Следуя [288], рассмотрим развитие винтового возмущения ($m=1, n=1$) вблизи $q(r_s)=1$.

Как уже не раз отмечалось, движению винтового возмущения вблизи резонансной поверхности противодействует только шир, обеспечивающий упругую жесткость по отношению к слишком большим смещениям относительно поверхности.

Было показано [289], что такие движения можно описать с большой степенью точности МГД-уравнениями для так называемого вспомогательного поля;

$$\mathbf{V}^* = \mathbf{V}_\varphi - \frac{rB\theta}{R} \mathbf{e}_\varphi, \quad (6.22)$$

где \mathbf{e}_φ — азимутальный единичный вектор по φ .

\mathbf{V}^* представляет собой то самое магнитное поле, которое должны пересекать резонансные винтовые возмущения при поперечном движении. Введение его позволяет рассмотреть движение винтового возмущения в одном только сечении шнура. На рис. 57 изображена картина силовых линий вспомогательного поля \mathbf{V}^* , пунктир — резонансная поверхность $q(r_s)=1$. По обе стороны от нее поле \mathbf{V}^* имеет противоположное направление.

Пусть теперь внутри радиуса r_{s1} разовьется винтовое возмущение $m=1$ (рис. 57, б). Движение его по r встретит упругое противодействие со стороны поля \mathbf{V}^* , т. е. вблизи r_{s1} возникнет сгущение силовых линий

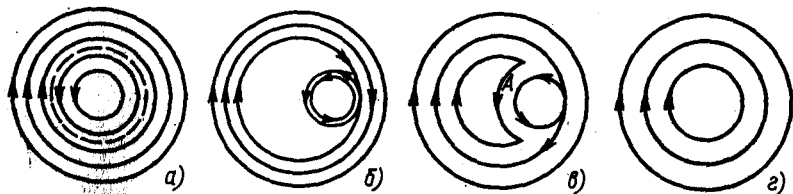


Рис. 57. Силовые линии вспомогательного поля \mathbf{V}^* в процессе внутреннего срыва [288]:

а — в исходном состоянии; б — после установления равновесия при $\sigma=\infty$; в — при перезамыкании; г — после перезамыкания

разного знака. Образование слоя со встречными полями возможно лишь при условии генерации в нем продольного электрического тока.

Если электропроводность бесконечна, такой слой может существовать сколь угодно долго, но если она конечна или ток подвержен развитию собственных неустойчивостей, он затухнет и силовые линии перезамкнутся между собой, как показано на рис. 57, в. Это усилит магнитное поле в области A и увеличит силу, прижимающую внутренний шнур к противоположному полю, что, в свою очередь, обеспечит дальнейший процесс перезамыкания, пока вся внутренняя область не перезамкнется с внешней и поле B^* не станет одного направления во всем пространстве, т. е. $q(r)$ не окажется больше 1. Очевидно, что этот процесс будет сопровождаться полным перемешиванием T_e .

Количественные расчеты обнаруживают хорошее согласие такой модели с экспериментом [290]. Расхождения становятся заметны лишь при вычислении длительности срыва. По-видимому, процесс перезамыкания определяют неустойчивости слоя.

Идея перезамыканий силовых линий заимствована у астрофизики. Но как она соотносится с реальностью токамака? Экспериментальная проверка ее сложна и пока лежит за гранью возможного. Есть лишь некоторые указания на то, что в процессе срывов рождаются ускоренные ионы [292], т. е. генерируются большие электрические поля. Возможно, это — проявления неустойчивостей токового слоя.

в. Влияние неустойчивости внутреннего срыва на режим разряда. Таким образом, можно представить себе простую схему внутреннего срыва. Если поток тепла из центра оказывается меньше мощности омического энерговыклада $j(0)^2/\sigma(0)$, центр будет постепенно разогреваться, а ток — концентрироваться к оси. Как только $q(0)$ станет меньше 1, процесс этот начнет периодически прерываться внутренним срывом, т. е. сама природа представляет нам тонкий регулятор, следящий за тем, чтобы плотность тока $j(0)$ не превышала значительно уровня $10^7 B_\theta/2\pi R$. В итоге возникает своеобразный способ формирования профиля $j(r)$ в токамаке, а именно, с ростом J_D он расширяется, примерно следуя выражению (2.36) $j(r) = j(0) [1 - (r/a^2)] q^{(a)-1}$. Соответственно меняется профиль $T_e(r)$. Пример такой эволюции приведен на рис. 58 (Т-4 [286]). Тем самым действие внутреннего срыва по своим последствиям аналогично инъекции тяжелых примесей. Впрочем, вызванный им средний поток энергии из центра обычно не очень велик. На Т-4 он составлял 20% [268], а на токамаке ORMAK — 30% [292] мощности омического нагрева внутри $q(r_s) = 1$.

Делались попытки найти закон подобия для периода релаксаций [293, 294]. Авторы [294] получили наиболее удачное выражение:

$$\bar{T} = \tau_{СК}^{3/7} \tau_A^{-2/7} \tau_{0,н}^{2/7} (R/a)^{2/7} \propto a R n_e^{-1/2} T_e^{0,3} / V_{D0}, \quad (6.23)$$

где \bar{T} — в мс; $\tau_{СК} = 10^{-7} \sigma(0) r_{s1}^2$; $\tau_A = \frac{3 \cdot 10^{-4} a}{B_\theta} \sqrt{4\pi n_i m_i}$; $\tau_{0,н} = \frac{n_e T_e \sigma(0)}{j(0)^2} 10^{-19}$

Как можно видеть из рис. 59 [294], эта экстраполяция оказывается справедлива при изменении \bar{T} на 2 порядка. Для реактора ее следует про-

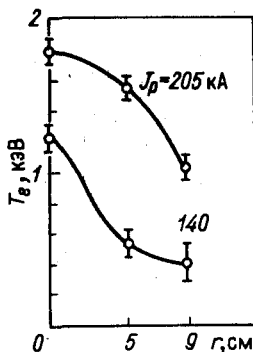


Рис. 58. Распределение $T_e(r)$ из рентгеновских измерений для двух разных разрядов в T-4 [286] при $J_p = 140$ кА и 205 кА ($B\theta = 3$ Тл)

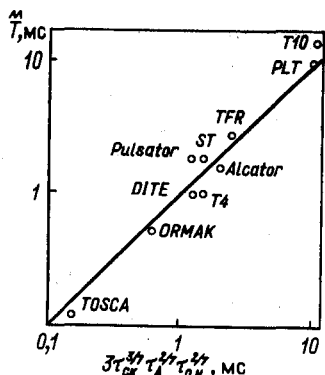


Рис. 59. Зависимость периода релаксационных колебаний \bar{T} от эмпирического фактора $\tau_{СК}^{3/4} \tau_A^{1/4} \tau_{0,Н}^{2/3}$ [294]

длить еще на столько же, приблизительно до 1 с. При этом возникает неожиданная опасность. Внутренний срыв означает фактически аномальную диссипацию энергии поля B_φ вблизи оси шнура. Внешне это проявится, как подъем $V_p(t)$ на обходе тора. Оценка добавки ΔV_p с учетом (6.23) показывает, что она может превысить в несколько раз расчетное значение V_p для реактора. Это потребует увеличения магнитного потока индуктора либо сокращения длительности импульса.

Как было продемонстрировано на токамаках *Pulsator* [284] и *TOSCA* [295], внутренний срыв можно подавить, наложив внешнее стационарное возмущение ($m=1, n=1$), которое, вероятно, приводит к увеличению переноса в приосевой области.

Следующей принципиальной особенностью поведения неустойчивости внутреннего срыва является обнаруженный Смитом [296] эффект ее подавления при развитии уже известной нам винтовой неустойчивости ($m=2, n=1$).

Суть эффекта состоит в том, что внутренний срыв и возмущения $m=2$ могут существовать одновременно лишь до тех пор, пока возмущения $m=2$ не достигнут некоторого критического уровня (1% B_φ в T-4 [287], 0,5% B_φ в TFR [297]). После этого внутренние срывы обычно прекращаются, а в центре их заменяет регулярная волна $m=1$, жестко сфазированная с возмущением $m=2$. Такая ситуация может длиться десятков миллисекунд и завершается большим срывом. Чем объясняется подобная стабилизация?

Существуют две версии. Во-первых, самая простая, что совместное действие возмущений $m=1$ и $m=2$ охлаждает центр и уплощает распределение $j(r)$, ликвидируя причину внутреннего срыва.

Вторая сложнее. Она предполагает, что подавление внутреннего срыва — результат динамической стабилизации возмущения $m=1$ возмущением $m=2$. Поясним это.

Одно из принципиальных отличий тороидальной геометрии токамака от цилиндра состоит в том, что винтовые волны типа $e_{\chi 1}(m\varphi - n\theta)$ пере-

стают быть в нем взаимоортогональными. Это означает, что любое такое возмущение должно сопровождаться в торе гармониками $m \pm 1$ [298], т. е. мощное возмущение $m=2$ должно содержать составляющие $m=1$ и $m=3$, которые являются резонансными по отношению к $q(r_s)$, равными 1 и 3. Индуцированные ими волны могут взаимодействовать с собственными колебаниями плазмы. Это явление получило название тороидального зацепления мод.

Характерный признак индуцированных волн — равенство их частот частоте возбуждающей волны. Но она может отличаться от частоты собственных колебаний шнура.

Действительно, если измеряемая частота винтовых колебаний определяется поперечным движением электронной компоненты, то $\omega \approx u_e \phi n / r$, и, казалось бы, частоты должны быть тем меньше, чем меньше m .

Однако всякий раз, когда в сечении шнура реально наблюдали несколько возмущений сразу ($m=1, m=2, m=3$), оказывалось, что их частоты равны, за исключением очень слабых колебаний: последние оставались как будто бы независимыми [268, 297].

Структура столь жестко связанных возмущений была непонятна, пока авторы [283] не предположили, что подобные возмущения распространяются не только поперек, но и вдоль магнитного поля. Такая быстрая индуцированная волна может осуществлять динамическую стабилизацию ($m=1, n=1$) аналогично тому, как это происходило в опытах на сухумских токамаках [281].

Если присмотреться к развитию внутреннего срыва вблизи порога его подавления возмущением $m=2$ [297], то можно различить две волны $m=1$: одну с частотой $m=2$, а другую — медленную, развивающуюся в самом срыве с половинной частотой. Этот факт придает идее динамической стабилизации определенную правдоподобность, хотя не исключен и первый вариант, предполагающий простое уплющение профиля $j(r)$.

Рассмотрим теперь следующие по масштабу явления: предсрыв и срыв (см. табл. 2).

г. Предсрыв и срыв. Первый отличительный признак предсрыва и срыва — характерные отрицательные импульсы $V_p(t)$, которые мы уже видели на рис. 11, б. Предсрывам соответствует серия регулярных малых импульсов, срывам — сравнительно редкие глубокие и резкие импульсы. (Внутренний срыв обычно не обнаруживает внешних признаков, за исключением мелких зубчиков на осциллограмме $V_p(t)$, в случае $q(t) \leq 2$.)

Отрицательные импульсы $V_p(t)$ означают быстрое вытеснение части магнитного потока поля B_φ за пределы шнура, т. е. расширение токового канала — процесс, обратный сужению, наблюдаемому перед срывом.

Масштаб расширения можно оценить по изменению $\Delta(2 \ln \frac{b}{a} + l_i)$, вычисленному из смещения шнура Δr (2.21). (Энергия плазмы при этом не изменяется существенно, $\Delta \beta_j = \pm 0,1$.)

Наиболее надежные оценки получаются, если сравнивать состояние шнура до срыва и сразу же после него.

С другой стороны, можно попытаться найти величину вытесненного потока $\Delta \Phi_{ок}$ (см. § 2.1, б), проинтегрировав по времени срыва ($t_2 - t_1$) сигнал $V_p(t)$ (2.4):

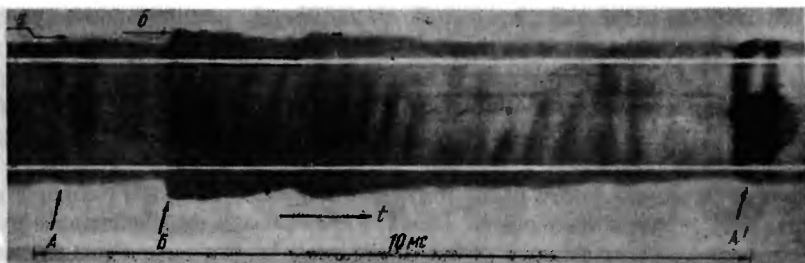


Рис. 60. Временная фоторазвертка свечения (негатив) плазменного шнура, снятая через узкую вертикальную щель:

А и А' — расширение шнура в предсрыве; Б — в срыве (Б — граница стенки камеры; а — диафрагмы) (Т-4 [85])

$$\int_{t_1}^{t_2} V_p(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} V_{p0}(t) dt + \Delta\Phi_{ок} \Big|_{t_1}^{t_2}.$$

Если предположить, что центр шнура не затрагивается срывом, т. е. $V_{p0}(t) = \text{const}$, легко найти $\Delta\Phi_{ок} \propto \Delta L_i^* J_p$ и оценить отсюда $\Delta L_i = \Delta(2 \ln b/a + l_i)$.

Результат оказался неожиданным. Если в предсрыве величины ΔL_i , найденные обоими методами, почти совпали, то в срыве ΔL_i , определенная из смещения, оказалась в несколько раз выше ΔL_i , вычисленной из $\int V_p dt$ [88]. Эту разницу можно понять, предположив, что в срыве неустойчивость захватывает центр шнура и в этот момент там развивается импульс положительного напряжения $V_{p0}(t)$, превышающий в несколько раз по амплитуде внешний отрицательный импульс $|V_p(t)|$. Эта стадия срыва была названа условно турбулизацией.

Вначале столь неожиданный результат вызывал недоверие, но затем на ЛТ-3 [299] с помощью магнитных зондов было продемонстрировано, что, действительно, при срыве в центре шнура генерируется положительное напряжение, а отрицательное — на краю. Показательно, что на стеллараторах с током, где энергия поля тока сравнительно мала и $V_p(t) \approx V_{p0}(t)$, явления, подобные срыву, сопровождаются положительными выбросами напряжения [300, 301].

Таким образом, уже из простых электротехнических характеристик следует, что предсрыв — явление локальное, а срыв — общее, захватывающее весь плазменный шнур.

На рис. 60 приведена типичная временная фоторазвертка (негатив) интегрального свечения шнура в Т-4, охватывающая моменты предсрыва (А) и большого срыва (Б). Шнур проецируется через узкую вертикальную щель на движущуюся пленку. Контур свечения примерно соответствует границе плазмы (светлые горизонтальны — метки вертикального размера).

Срыв проявляется в резком расширении контура свечения, т. е. поперечного размера плазмы. Оценки показывают, что это расширение происходит почти до стенок разрядной камеры ($r = 20$ см) с $a = 15 \div 16$ см.

В предсрыве шнур тоже несколько расширяется, но примерно до уровня диафрагмы.

Помимо того, фоторазвертка обнаруживает важную особенность предсрыва и срыва — неперенное сопровождение их развитием винтовых возмущений. Эта особенность оказалась ключевой в понимании природы неустойчивости срыва.

Первые указания на это были получены В. С. Муховатовым с сотрудниками [302] и затем Якобсеном [303], которым удалось наблюдать цуг флуктуаций \tilde{b}_φ , стартующий в срыве. Они показали, что даже в том случае, когда плазма перед срывом устойчива ($\tilde{b}_\varphi \approx 0$), ему предшествует быстрый винтовой предвестник, развивающийся за время, сравнимое с периодом одного оборота винтового возмущения по φ . (Есть основания полагать, что иногда это время меньше периода оборота. Тогда предвестник и срыв почти сливаются.)

Когда предвестник не завершается срывом, он оказывается обычным предсрывом (в терминах работ [303, 258] "малым срывом"). Таким образом, предсрыв довольно точно соответствует своему названию.

Анализ структуры возмущений \tilde{b}_φ , стартующих в предсрыве и срыве, был проведен В. Г. Мережкиным [258]. Он показал, что на протяжении всего предсрыва доминирует мощная основная гармоника m и лишь в конце его возникает малая компонента $m+1$, отвечающая, вероятно, некоторому расширению шнура (рис. 60).

Срыв начинается так же, но по мере его развития доминирующее возмущение m сменяется $m+1$, $m+2$ и т. д., что, по-видимому, отражает динамику расширения токового канала. При столь быстрой смене m обычный корреляционный метод [254], использующий усреднение во времени, показывает отсутствие регулярной структуры (см. рис. 42,2).

На рис. 61 ([304] T-4) снова в полярных координатах построены зависимости $\tilde{b}_\varphi(t)$ для четырех характерных моментов развития большого срыва. Первый момент близок к предсрыву с $m=2$. Затем можно видеть, как по мере углубления импульса $V_p(t)$ происходит смена m вплоть до $m=4$.

Что отличает эти винтовые возмущения от тех, которые мы рассматривали в предыдущих параграфах? Прежде всего, импульсный характер развития. Инкременты их нарастания сравнимы с частотой вращения или выше ее. Так же выше и их амплитуды (в срыве они составляют около 10% B_φ). Наконец, их развитие приводит к генерации отрицательного импульса $V_p(t)$. Вслед за этим либо наступает стабилизация и все ограничивается предсрывом, либо стартует второй пик возмущения с переходом в срыв и генерацией еще более мощного отрицательного импульса $V_p(t)$. Что происходит при этом во внутренних областях шнура?

д. **Внутренняя структура предсрыва.** Внутренняя структура предсрыва $m=2$ была впервые исследована Гоелером [270] на ST с помощью рентгеновской методики. Предсрыв развивался на фоне возмущений $m=2$, аналогичных по структуре приведенным на рис. 51. В итоге за десятки микросекунд магнитные острова были ликвидированы, а профиль T_e оказался уплощенным в широком ($\sim 0,8a$) кольце вокруг центра. На рис. 62 представлен профиль рентгеновского сигнала $X(r)$ до (1) и после (2)

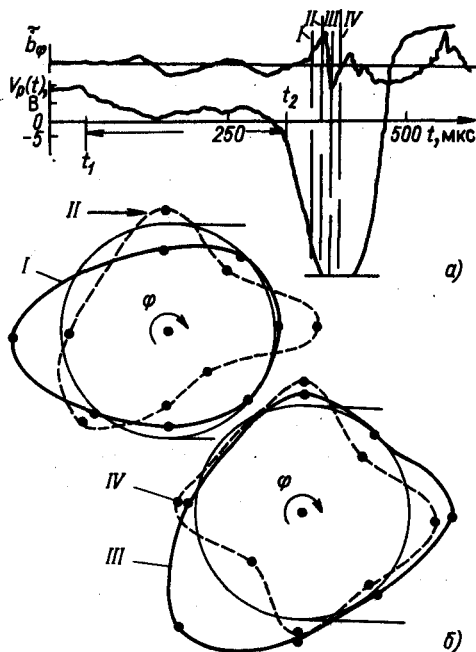


Рис. 61. Внешние проявления предсрыва и срыва [304]:

a – растянутые во времени осциллограммы возмущений $V_p(t)$ и b_φ для случая предсрыва (t_1-t_2), переходящего в срыв ($t > t_2$); *b* – структуры возмущений $b_\varphi(\varphi)$ для четырех моментов времени (I–IV) в процессе развития срыва от $m=2$ (I) до $m=4$ (IV) [304]

предсрыва, штриховкой отмечена область, занятая ранее магнитными островами $m=2$ (см. рис. 51).

Динамика этого явления до конца неясна. Попытка привлечь к его объяснению идею перезамыкания магнитных островов $m=2$ [305] в ходе численных расчетов [306] обнаружила, что в случае реального шира ($q(0) < 1,5$) островам $m=2$ энергетически выгоднее эволюционировать в сторону границы шнура, т. е., к диафрагме токамака. Как уже отмечалось, островная структура означает модуляцию по φ плотности разрядного тока j . Оценки необходимой винтовой модуляции $j(\varphi)$ показывают [304], что в предсрыве вблизи границы плазменного шнура возможно образование областей с абсолютными отрицательными токами. По мере роста возмущения $m=2$ шнур принимает все более вытянутую эллиптическую форму (см. рис. 50). При этом области с отрицательными j располагаются по большому диаметру внутреннего эллипса. Обрезание одной из них диафрагмой должно было бы вызвать охлаждение по электронному каналу всей плазмы, заполняющей пространство между магнитными островами и центральным эллипсом. В итоге, – повышенную диссипацию отрицательного тока и, соответственно, рост отрицательного импульса $V_p(t)$.

Подчеркнем важнейшее качество предсрыва – он почти не затрагивает центра шнура. По всей видимости, это результат противодействия шира магнитного поля центральных областей. В итоге предсрывы могут повто-

ряться довольно регулярно, не приводя к разрушению магнитной конфигурации токамака.

Но если профиль $j(r)$ окажется плоским и шир понизится, например, в силу развития ($m=1, n=1$) (внутреннего срыва) [304], либо ($m=3, n=2$) [255], не приведет ли тогда предсрыв к разрушению конфигурации? Существует мнение, что именно такой случай и означает срыв.

е. Внутренняя структура срыва. Сделаем сначала краткое методическое замечание. Информация, которую несут измерения мягкого рентгеновского излучения по хордам, использовалась нами пока полукачественно. Применим простой прием, позволяющий извлекать из нее количественные сведения.

Пусть имеются два вертикальных (I, II) и два горизонтальных (III, IV) измерительных канала мягкого рентгеновского излучения (рис. 63). Если каналы идентичны, то в случае цилиндрической симметрии шнура их сигналы будут равны. Тогда, если возникнут возмущения с нечетными m ($1, 3 \dots$), они сразу же обнаружатся на разности сигналов $U_1 = X_I - X_{II}$ и $U_2 = X_{III} - X_{IV}$. Возмущения с четными m ($2, 4 \dots$) проявятся на разности сумм $U_3 = [(X_I + X_{II}) - (X_{III} + X_{IV})] / 2$, а сумма $U_4 = (X_I + X_{II} + X_{III} + X_{IV}) / 4$ будет пропорциональна полному свечению кольцевой области, пересекаемому измерительными каналами; по ее изменениям можно судить о возмущениях ($m=0, n=0$). Вращение нечетных возмущений по φ приводит к сдвигу $\pm \pi/2$ между U_1 и U_2 . Замечательно, что знак сдвига или направление видимого вращения, различен для $m=1$ и $m=3$ [308], т. е., если направление вращения известно, то по знаку сдвига можно разделить возмущения $m=1$ и $m=3$. Следуя этой схеме, мы и рассмотрим, что происходит в срыве.

На рис. 64 для типичного срыва и предсрыва приведены значения $U_4(t)$ и $U_1(t)$. Там же изображены осциллограммы $V_p(t)$ и $b_\varphi(t)$, характеризующие МГД-активность.

Что вызывает переход разряда в срыв? Вопрос этот горячо обсуждался много лет, и окончательного мнения еще не сложилось.

Частные мнения группируются в основном вокруг двух направлений. Основоположителем первого был Л. А. Арцимович, считавший, что срыв — результат развития возмущения $m=1$ в центре шнура [30], второе сложилось под влиянием идеи Б. Б. Кадомцева и О. П. Погуде о "вакуумных пузырях", затягиваемых в шнур с периферии при развитии поверхностных винтовых возмущений [289].

Экспериментальной основой первого направления является тот факт, что срыву, как правило, предшествует сужение токового канала; основой второго — опыты В. С. Муховатова с сотрудниками

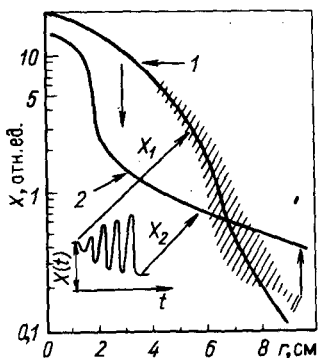


Рис. 62. Локализация рентгеновского излучения плазмы до (1) и после (2) предсрыва (ST [270]). Штриховка — локализация возмущений $m=2$ (см. рис. 52)

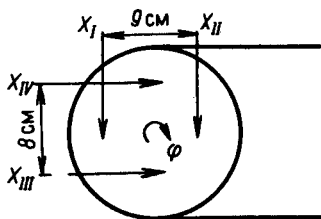


Рис. 63. Схема наблюдения внутренних возмущений на Т-4 [307]

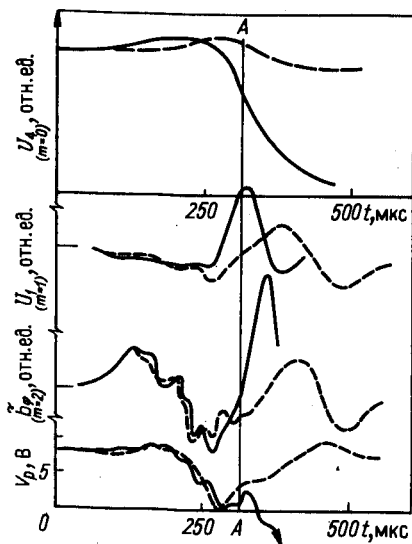


Рис. 64. Сравнение (Т-4 [307]) внешней (b_φ , V_p) и внутренней (U_4 , U_1) МГД-активности в срыве и предсрыве (пунктир)

[256, 258, 302], определенно связывающие срыв с мощной МГД-активностью периферии.

Автор придерживается мнения, что срыв совершается в несколько характерных этапов и каждая из этих точек зрения правильна на своем этапе [304].

Действительно, вернемся к рис. 64. Мы прежде всего обнаруживаем, что срыв и предсрыв начинаются идентично с внешней МГД-активности ($m=2$). Однако через некоторое время в ходе будущего срыва обнаруживается серьезная разница – ускоренное падение рентгеновского излучения центра (U_4), что означает снижение центральной температуры $T_e(0)$, уплощение ее профиля. Видимая причина этого – развитие в центре мощного возмущения нечетного m (U_1). Сравнение сдвига фаз между U_1 и U_2 показывает, что это возмущение вращается по φ в том же направлении электронного дрейфа, как и внешнее b_φ , а потому наиболее вероятно является возмущением $m=1$ [308]. Иными словами, непосредственно перед срывом в центре шнура развивается неустойчивость – аналог внутреннего срыва, ведущего, как мы знаем, к уплощению всех профилей и, что самое опасное, к потере шири. Этот этап срыва был назван перемешиванием [304]. Он оказался достаточно универсальным, помимо Т-4 его наблюдали на токамаках *Pulsator* [283], *Alcator* [310], *DIVA* [309].

Естественно ожидать, что после перемешивания станет возможно распространение возмущения ($m=2, n=1$) до центра шнура.

На рис. 65 снова представлены значения $U_4(t)$, $U_1(t)$ и $U_3(t)$ для одного из срывов (Т-4 [307]). Очевидно, что при существенном падении U_4 правильней оперировать с относительными возмущениями: U_1/U_4 , U_3/U_4 . Они приведены пунктиром. Поведение U_3/U_4 качественно демонстрирует проникновение возмущения $m=2$ в центр при срыве.

Таким образом, приведенные экспериментальные факты, казалось бы, укладываются в следующую простую схему [304]: сужение токового ка-

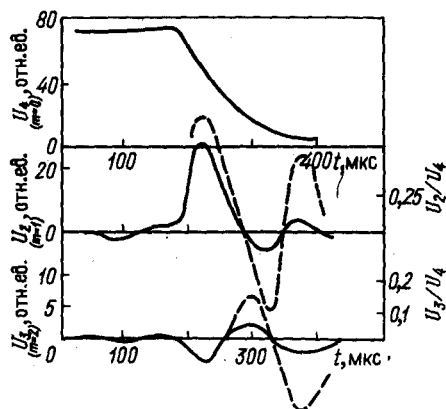


Рис. 65. Поведение внутренней МГД-активности: U_4 ($m=0$), U_2 ($m=1$), U_3 ($m=2$) в процессе срыва [307]

нала, выход резонансной точки r_{S2} на периферию шнура, развитие предсрывов — кольцевых неустойчивостей $m=2$ вблизи r_{S2} — и, наконец, в одном из предсрывов развитие внутренней неустойчивости ($m=1, n=1$), потеря ширины и распространение возмущения ($m=2, n=1$), по-

добно "вакуумным пузырям", на весь шнур. В итоге — расширение токового канала с последовательной генерацией неустойчивостей ($m=3, n=1$) и, быть может, ($m=4, n=1$).

Сколь универсальна такая схема? И, прежде всего, является ли уплощенное распределение тока необходимым условием для развития срыва? Окончательный ответ на этот вопрос вряд ли может быть дан сегодня, хотя известны примеры, когда это было определено так. А именно, на токамаке *Pulsator* [383] было показано, что причиной срыва становится собирание примесей к оси шнура (соответственно, вытеснение тока и уплощение его профиля в центре). В опытах на стеллараторах с током (*Cleo*, WVII, 1980, IAEA-8) в условиях пониженного шнура наблюдались явления, похожие на срыв при $q=1, 2, 3$ и даже 4.

Далее возникает вопрос, каким образом предсрыв инициирует внутреннюю неустойчивость и перемешивание?

Вернемся к рис. 64. Легко видеть, что развитие предсрыва сопровождается в центре значительным нечетным возмущением, предположительно ($m=1, n=1$). По-видимому, дальнейшая история этого возмущения будет зависеть от того, в какой мере оно окажется в резонансе с условиями, сложившимися в центре. Иными словами, в нашей схеме переход к срыву определится устойчивостью центра по отношению к внешнему возмущению ($m=1, n=1$).

Иногда развитие срыва начинается с предсрыва ($m=3, n=1$). Пока нет каких-либо экспериментальных доказательств, что возмущение ($m=2, n=1$) в таком срыве берет на себя роль возмущения ($m=1, n=1$). Не исключено, что подобный срыв развивается ступенчатым образом: возмущение ($m=3, n=1$) сначала дестабилизирует ($m=2, n=1$), а оно уже дестабилизирует ($m=1, n=1$).

Наконец, остается вопрос, в какой мере неустойчивость ($m=2, n=1$) способна нарушить магнитную конфигурацию токамака?

Расчеты показывают [311–313], что развитие нелинейной тиринг-неустойчивости $m=2$ в токамаке с малым широм — может привести к образованию островов размером до $0,7a$.

Не следует забывать еще одного обстоятельства. Магнитная энергия

центральных областей шнура, освобождающаяся в процессе перемешивания, должна приводить к росту $d\langle j \rangle r/dr$ в районе $q(r_s) = 2$, т. е. к увеличению энергетического резервуара винтовой неустойчивости. В итоге магнитные острова $m = 2$ могут оказаться так велики, что станет возможным их перезамыкание через центр [306] и полное разрушение конфигурации токамака.

Внешне это может выглядеть как стадия турбулизации с резким подъемом напряжения $V_{p0}(t)$, ускорением ионов [283, 291] и т. д.

Наконец, существует еще один широко распространенный подход к объяснению природы срыва.

В основе его лежат физические представления о том, что в области переналожения соседних магнитных островов должна происходить эргодизация магнитных силовых линий. Силовые линии разрушенных таким образом магнитных поверхностей через некоторое число оборотов вдоль тора выйдут на стенки, создав тем самым мощный канал тепловых потерь. Внешне это могло выглядеть как срыв.

Одно из первых объяснений такого рода принадлежало Т. Стиксу [298]. Он обратил внимание на то, что в силу тороидальности каждое резонансное возмущение m, n в токамаке должно сопровождаться сателлитами $m \pm 1, n$. Переналожение их с основными островами может восприниматься как срыв.

Особую популярность этот подход приобрел после того, как Вадделом, Карреразом и др. [314, 315] было показано, что нелинейное развитие тиринг-моды $m = 2, n = 1$ способно даже в цилиндре инициировать рост островов вблизи соседних дробных $q = m/n = 3/2, 5/3$. Их расчеты подтвердили серьезную опасность такого механизма. Характерным проявлением его должен был бы стать старт в ходе срыва возмущения ($m = 3, n = 2$). Измерения, выполненные на TOSCA [295] с помощью специальной резонансной обмотки, как будто бы обнаруживают вспышку ($m = 3, n = 2$). Наконец, если возмущения в центре T-4 (рис. 65) распространялись в направлении, почему-либо противоположном внешним (в сторону ионного дрейфа), то предполагаемое нами возмущение $m = 1$ являлось в действительности возмущением $m = 3$. Таким образом, пока трудно вынести окончательное осуждение в пользу первого или второго механизма.

ж. Модель срыва. Подводя итог, мы можем заключить, что развитие неустойчивости срыва в токамаках представляет собой экстремальный случай винтовых, вероятнее всего, тиринг-неустойчивостей. Чтобы понять феноменологию срывов, пришлось привлечь новую идею перезамыкания магнитных силовых линий.

Локальный внутренний срыв не представляет серьезной опасности для сегодняшних токамаков. Однако охлаждение границы или увеличение тока J_p может привести к тому, что дестабилизируется ближайшая к границе магнитная поверхность с целочисленным q . Особенно опасна поверхность $q(r_s) = 2$. При увеличении уровня резонансного возмущения ($m = 2, n = 1$) до $1-3\% B_\phi$ становится возможным развитие предсрывов — кольцевого разрушения магнитных островов вблизи $q(r_s) = 2$ вследствие, вероятнее всего, их взаимодействия с диафрагмой. Кольцевая локализация пред-

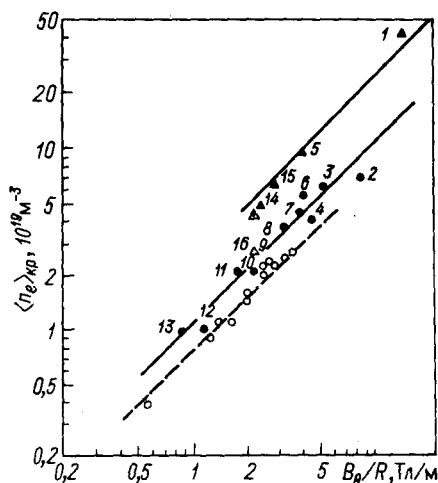


Рис. 66. Зависимость критической концентрации $n_{e\text{кр}}$ для разных токамаков от параметра $B\theta/R$ [317]:

1 — Alcator с инжекцией H_2 ; 2 — TM-3; 3 — TFR; 4 — T-4; 5 — Pulsator с инжекцией H_2 ; 6 — ST; 7 — T-3; 8, 9 — ORMAK; 10 — Cleo; 11 — ATC; 12 — JFT-2; 13 — T-6; 14 — T-10 с инжекцией газа; 15 — ORMAK с инжекцией газа; 16 — T-10

срывов, по-видимому, ограничивается широм центральных областей шнура.

Развитие предсрывов инициирует возмущение $m=1$ вблизи центра шнура, которое в свою очередь может вызвать неустойчивость, аналогичную внутреннему срыву, и уплощение профилей $T_e(r)$ и $j(r)$.

В результате этого обычно развивается срыв, проявляющийся в резком расширении токового канала и в мощной диссипации энергии магнитного поля B_ϕ вблизи оси шнура. Возможная причина этого — перезамыкание магнитных островов $m=2$ через центр шнура либо переналожение магнитных островов, образовавшихся под влиянием мощных винтовых возмущений.

Универсальным средством борьбы со срывами при $q(r_s) = 2$ могло бы стать введение в токамак внешнего вращательного преобразования с $\tau_0 \geq 0,15$ [255]. Однако это чересчур усложнило бы конструкцию. Другие, менее громоздкие, способы предполагают различные варианты стабилизации возмущений ($m=2, n=1$) путем правильной организации стабилизирующего слоя, введением проводящего кожуха, стационарными винтовыми возмущениями ($1-3\% B_\phi$) ($m=2, n=1$), винтовыми обмотками с обратной связью [280, 316]. Однако все это может оказаться недостаточным, если не контролировать профиль тока вблизи оси шнура. Это можно было бы осуществить добавлением внешних квазистационарных возмущений ($m=1, n=1$) [284, 295].

Наконец, неустойчивость срыва ограничивает область устойчивых режимов со стороны больших n_e (неустойчивость при $n_{e\text{кр}}$). Этот предел определяется охлаждением границы шнура под влиянием излучения примесей и ионизационных потерь [82, 87]. Все методы подавления неустойчивости срыва позволяют повышать критический уровень $n_{e\text{кр}}$. Кроме того, $n_{e\text{кр}}$ растет с увеличением мощности нагрева плазмы, в том числе мощности нагрева дополнительными методами. На рис. 66 [317] для разных токамаков представлена феноменологическая зависимость максимальных значений $n_{e\text{кр}}$ от величины $B\theta/R$ ("предел Мураками"). В реальных условиях токамаков $B\theta/R$ примерно соответствует мощности энерговклада в центральные области шнура $j(0)V_{p0} \approx \text{const } B\theta/R$. Рисунок 66 фактически отражает это. Таким образом, крайняя правая граница устой-

чивых режимов на диаграмме рис. 41 определяется величиной B_0/R . Титановое распыление и импульсный напуск водорода несколько отодвигают ее вправо, в частности, верхняя кривая рис. 66 соответствует режимам с импульсным напуском. Легко видеть, что этот прием позволяет поднять n_e примерно в 3 раза.

На этом мы закончим описание МГД-устойчивости плазмы токамака. Автор хотел бы предостеречь читателя от чрезмерно догматического отношения ко всему сказанному выше. Физика токамаков находится в стадии активного развития, и надо быть готовым к тому, что нынешние модели окажутся завтра недопустимо упрощенными. В еще большей степени это относится к нашему следующему разделу.

Глава 7

ПЕРЕНОС ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ И ЧАСТИЦ В ТОКАМАКЕ

В предыдущих главах мы рассмотрели условия развития разряда в токамаке, до поры игнорируя первый вопрос, который ставят физикам инженеры-проектировщики реактора УТС: какую экstrapоляционную зависимость для энергетического времени жизни следует класть в основу проектирования. Возьмись мы отвечать на него в самом начале, изложение пришлось бы прерывать бесконечными оговорками, прежде всего в отношении влияния примесей и затем в отношении МГД-устойчивости. Теперь мы можем вводить ограничения совершенно сознательно. А именно, если нас интересует демонстрационный реактор минимальных размеров и следует стремиться к наилучшей термоизоляции плазмы, мы должны ограничиться режимами типа А (с преимущественным охлаждением периферии излучением легких примесей) и макроскопически устойчивыми разрядами (диаграмма рис. 41). В этих рамках мы и будем вести все последующие рассуждения.

Первым надежным способом количественного описания термоизоляции в токамаках стали измерения τ_E по диамагнетизму плазмы (гл. II [80, 78, 32]). Замечательное свойство диамагнитных измерений — их интегральный характер, т. е. независимость от пространственных распределений отдельных параметров, от состава плазмы и т. д. Они позволили получить общую картину теплопереноса в токамаке, которая затем в целом подтвердилась экспериментами на многочисленных советских и зарубежных установках.

Однако консерватизм интегрального способа превращается в его недостаток, коль скоро мы хотим расшифровать конкретные каналы энергетических потерь. Этот второй этап исследований необходим для сознательной экstrapоляции τ_E на будущее. Он включает в себя целый комплекс пространственных измерений: концентрации $n_e(r)$, болометрических измерений радиационных потерь $P_{\text{изл}}(r)$, $T_e(r)$, $T_i(r)$, иногда $j(r)$ и т. д. (Подробное описание современных методов измерения плазменных параметров читатель сможет найти в [7–12, 318].

Наконец, окончательное понимание процессов переноса невозможно без разделения роли температуры и магнитного поля B_ϕ в удержании плазмы. В условиях традиционного токамака с омическим нагревом они принципиально неразделимы, так как температура сама зависит от тока, т. е. от B_ϕ . Разделить роли B_ϕ и T позволяют так называемые дополнительные методы нагрева, прежде всего инжекция в плазму энергичных нейтральных пучков [319] и ВЧ-методы [320]. Название "дополнительные методы" условно, их мощности уже значительно превышают мощность омического энергоклада. Сегодня исследования находятся на этом третьем этапе. Следуя такой схеме, опишем основные экспериментальные факты, касающиеся переноса частиц и энергии поперек магнитного поля в токамаках.

7.1. ПОВЕДЕНИЕ τ_E В ТОКАМАКАХ

Размеры сегодняшних токамаков отличаются почти на порядок (см. рис. 2). Однако, если отвлечься от эпизодических аномальностей, проявляющихся порой на отдельных установках, основной массив данных, относящихся к термоизоляции плазмы в макроскопически устойчивых режимах токамака, обнаруживает удивительную общность. Эта общность, как мы видели выше (см. рис. 54), распространяется и на область неустойчивых режимов вблизи $q(a) = 2$, если предположить существование стабилизирующего слоя δ^* , индивидуального для каждой установки.

Основной объем экспериментального материала получен пока для традиционных токамаков с омическим нагревом в диапазоне изменения T_i от 0,1 до 1,5 кэВ, T_e — от 0,1 до 3 кэВ и n_e — от $5 \cdot 10^{18}$ до 10^{21} м^{-3} . На диаграмме устойчивости (см. рис. 41) эти режимы разряда располагались чаще всего при $q(a) \geq 3$ (I), несколько реже — при $3 > q(a) > 2$ (II) и в последнее время интенсивно исследуется область $1 < q(a) < 2$ (III).

По характеру переноса такая плазма должна оставаться в области плато н частых столкновений.

Дополнительный нагрев позволил поднять T_i до 7 кэВ, а T_e до 5 кэВ (PLT). Тем самым появилась возможность оценить перенос в области редких столкновений.

Непрерывная особенность обычных токамаков среднего и малого размера — двухтемпературная плазма ($T_e = 2 \div 3 T_i$). Это результат низкой эффективности передачи энергии от электронов к ионам на фоне сравнительно высокой ионной теплопроводности.

Действительно, легко показать, что в лучшем случае (при $t \rightarrow \infty$)

$$T_e = T_i (1 + \tau_B / \tau_{Ei}), \quad (7.1)$$

$$\text{где } \tau_B = \frac{2 \cdot 10^{13} T_e^{3/2}}{n_e} \quad A_i - \text{ время передачи энергии от электронов к ионам}$$

в результате кулоновских столкновений ($\Lambda = 15$ [1]), а τ_{Ei} — время охлаждения ионов за счет теплопроводности и других механизмов. Задав шись $T_e = 2$ кэВ, а $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, получаем для дейтерия $\tau_B = 125 \cdot 10^{-3} \text{ с}$.

Значение τ_{Ei} обычно ниже. Оно достигает такого уровня только в токамаках типа PLT и T-10.

В итоге при малых и средних n_e вклад ионов в полную энергию плазмы оказывается невелик, τ_E , вычисленное на основании (2.33), фактически описывает электронную термоизоляцию. При высоких n_e или в условиях больших установок интегральное τ_E охватывает и ионный канал энергетических потерь. Случай, когда весь поток тепла из центра уносится с излучением, мы исключаем. (Это легко сделать, например, с помощью пространственных болометрических измерений [177].)

Уже первые измерения τ_E , сделанные на T-3 [321, 30], дали несколько неожиданный результат. Оказалось, что τ_E не убывало с ростом n_e , т. е. с частотой столкновений, как предполагалось на основе неоклассической теории, а росло. Рост этот в опытах на T-3 происходил примерно как $n_e^{0,5}$. В последующих затем экспериментах на токамаках TM-3 [322], ST [323], T-4 [273] и Alcator [14, 324] была обнаружена даже более сильная зависимость от n_e . На токамаке Alcator, например, в диапазоне изменения n_e от 10^{19} до $5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ τ_E менялось пропорционально n_e .

Некоторое исключение составляли только результаты опытов на TM-3 [325], полученные при рекордно низких $n_e = 10^{17} \div 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Они обнаружили качественно иное поведение τ_E — рост с уменьшением n_e , что как будто бы совпадало с теоретическими предсказаниями. Однако позднее выяснилось [326], что при столь низких плотностях электронная составляющая плазмы становится принципиально многокомпонентной, ее основная энергия содержится в редкой высокотемпературной части. Видимый рост τ_E означал улучшение удержания этой малой группы электронов. Область подобных режимов находится в левом углу диаграммы рис. 41. Во всей ее остальной части τ_E растет с n_e , и это является одной из основных феноменологических закономерностей, свойственных токамаку. Что означает такое поведение τ_E ?

На рис. 67 приведена экспериментальная зависимость $\tau_E(n_e)$ для T-3 [32]. Там же изображено $\tau_B(T_{e0})$ — время передачи энергии от электронов к ионам (частота электрон-ионных столкновений вычислена из реальной электропроводности плазмы).

Если даже допустить крайний случай бесконечной ионной теплопроводности ($\tau_{Ei} \approx 0$), то уже для $n_e < 1,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ $\tau_E < \tau_B$, т. е. прямой поток электронного тепла на стенку доминирует в общих потерях. Напомним, что согласно неоклассической модели он должен быть намного меньше ионного. Таким образом, мы с необходимостью приходим к выводу об аномальной электронной теплопроводности при малых n_e в токамаке [30, 32, 327]. Более подробно этот вопрос рассмотрен в § 7.4.

Другой важный вывод, следующий из интегральных измерений τ_E , — улучшение термоизоляции плазмы с ростом разрядного тока J_p .

На рис. 68 приведена зависимость $\tau_E(J_p)$, снятая при постоянном значении n_e для трех различных B_0 — 1,7; 2,5 и 3,4 Тл. Можно видеть, что τ_E сначала растет вслед за J_p , затем испытывает насыщение и спад. Эту последовательность событий мы уже наблюдали только в координатах q на рис. 54. Насыщение кривой $\tau_E(J_p)$ можно связать с развитием резо-

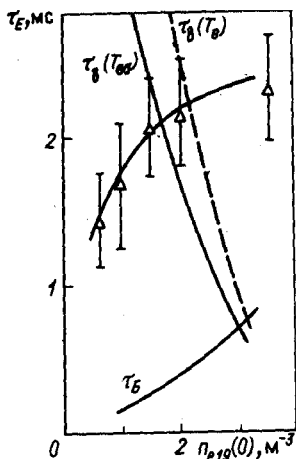


Рис. 67. Зависимость $\tau_E(n_e)$ для Т-3 [32]. Для сравнения даны $\tau_B(T_e)$, $\tau_B(T_{e\theta})$, τ_B — расчетное время бомбовой диффузии

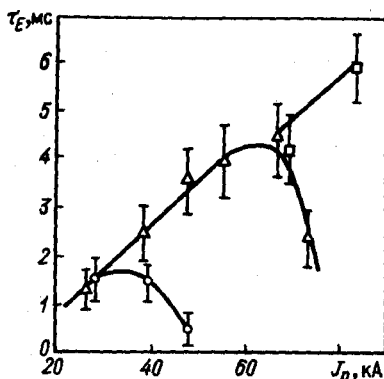


Рис. 68. Зависимость $\tau_E(J_p)$ (Т-3 [32]) при трех значениях $B\theta$: \circ — 1,7 Тл; \triangle — 2,5 Тл; \square — 3,4 Тл ($n_e = 2 \div 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$)

нансного возмущения $m=3$, а спад — с $m=2$. Действительно, возникновение магнитных островов эквивалентно резкому увеличению электронной теплопроводности на глубину острова. Это, в свою очередь, должно проявиться в снижении τ_E .

Сравнение различных токамаков показывает, что τ_E меняется примерно пропорционально a^2 , т. е. площади сечения шнура. Поэтому, следуя [328], учтем влияние островной структуры простым вычитанием площади, занятой островами, из общей площади поперечного сечения.

Используя выражение (6.9) для ширины острова $m=2$, находим:

$$\tau_E^* = \tau_E \left(1 - \frac{4r_{s2}^2}{a^2} \sqrt{\frac{q}{r_{s2} \left| \frac{dq}{dr} \right|}} \cdot \frac{\tilde{b}_\varphi}{B\varphi} \right) = \tau_E \left(1 - \frac{8}{q \lambda^*} \sqrt{\frac{q}{r_{s2} \left| \frac{dq}{dr} \right|}} \cdot \frac{\tilde{b}_\varphi}{B\varphi} \right), \quad (7.2)$$

где τ_E^* — реальное значение энергетического времени, а \tilde{b}_φ — снова амплитуда винтового возмущения.

Сделаем некоторые оценки. Известно, что в случае Т-4 (рис. 53)

$\tilde{b}_\varphi/B\varphi \approx 3\%$. Примем снова $\frac{q}{r_s \left| \frac{dq}{dr} \right|} = (0,5 \div 1) \approx 0,75$, тогда $\tau_E^* = 0,6\tau_E$,

т. е. практически совпадает с тем, что наблюдается реально.

Острова перед срывом иногда достигают ширины 0,5–0,6а (см. рис. 51); можно ожидать, что τ_E будет снижаться в таких случаях в 4–5 раз. Все сказанное относится главным образом к электронной компоненте плазмы. Ионы, как и следовало ожидать, существенно слабее чувствуют проявления МГД-активности плазмы [273, 329].

Однако отвлечемся от неустойчивых режимов разряда. Если не опускаться в область малых q , то, как следует из рис. 54, τ_E растет с ростом J_p . Этот рост может вызываться несколькими причинами: ростом поля B_φ , увеличением температуры, ростом ширины и т. д. Разделить их, не прибегая к помощи дополнительного нагрева, строго говоря, нельзя. Можно поступить по-другому — объединить их некоторой экстраполяционной зависимостью от непосредственно измеряемых параметров, автоматически учитывающей сразу влияние всех факторов, действующих в омическом режиме.

Такая экстраполяция $\tau_E \propto a^2 B_\varphi^*$ была предложена на основании сравнения результатов Т-3 [32] и ТМ-3 [321]. При этом предполагалось, что значение n_e фиксировано в пределах $(2-4) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. В случае изменения плотности в более широком диапазоне зависимость τ_E от n_e учитывалась множителем $n_e^{1/2}$ (см. рис. 67). Под a понимался радиус горячей зоны a^* (для Т-3 $d=16$ см, $a^*=11$ см).

Для удобства сравнения разных токамаков это экстраполяционное выражение записывают через d [275], предполагая в первом приближении $\delta^* \propto a$. Тогда

$$\tau_E = 3 \cdot 10^{-7} d J_p (\langle n_{e19} \rangle)^{1/2}, \quad (7.3)$$

где τ_E , с; d , м; J_p , А.

Подчеркнем еще раз, что этот закон подобия по существу описывает термоизоляцию плазмы в области I диаграммы рис. 41.

Следует заметить, что в известных на сегодняшний день опытах с дополнительным нагревом плазмы не было обнаружено сколько-нибудь четкой зависимости τ_E от температуры. Одновременно при средних и высоких n_e τ_E росло с J_p (D-III, PDX, ASDEX). Таким образом, на основании этих предварительных результатов можно было бы заключить, что выражение (1.3) передает прямую закономерность — рост термоизоляции с ростом B_φ .

Другой закон подобия для τ_E , претендующий на большую универсальность, был предложен на основании экспериментальных результатов, полученных на токамаке Alcator [325]:

$$\tau_E = 1,9 \cdot 10^{-2} d^2 \langle n_{e19} \rangle q^{1/2} (d). \quad (7.4)$$

Этот закон подобия обычно описывает напряженные режимы токамака при $n_e \approx n_{e\text{кр}}$ и $q \sim 2$, т. е. область максимума и спада $\tau_E(J_p)$ (рис. 68).

Как обе экстраполяции соотносятся между собой?

На рис. 69 для режимов разряда с $q(d) \geq 4$ сравниваются измеренные значения $\tau_E^{\text{эксп}}$ с вычисленными $\tau_E^{\text{в}}$ на основании обоих выражений. Экстраполяции Т-3 (7.3) соответствуют светлые точки, закону подобия Алкатора (7.4) — зачерненные.

* Недавно проведенный анализ [34] как будто бы указывает на то, что в выражение для τ_E следует ввести фактор пропорциональности $(R/a)^{2-3}$. Эта поправка становится заметна для токамаков с малым отношением R/a .

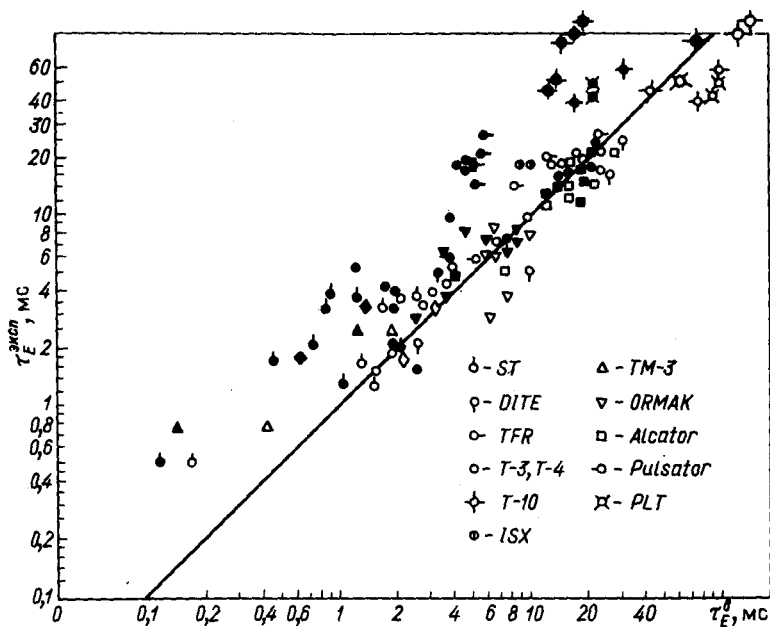


Рис. 69. Сравнение законов подобия Т-3 и Алкатора $\tau_E^{\text{эксп}}$, измеренные значения τ_E , τ_E^B — вычисленные по законам подобия [275] [○ — $\tau_E^B = 3 \cdot 10^{-7} d J \langle n_{e19} \rangle^{1/2}$ [с]; ● — $\tau_E^B = 1,9 \cdot 10^{-2} d^2 \langle n_{e19} \rangle q^{1/2}$ (d) [с]] для "устойчивых" [$q(d) > 4$] режимов токамака

Светлые точки вполне удовлетворительно группируются вокруг прямой, проведенной под 45° . Их среднеквадратичное отклонение составляет около 35%, что остается на уровне экспериментальных погрешностей.

Заметим, что исторически закон подобия Т-3 был получен и применен с целью предсказания максимальных значений τ_E в проектируемой тогда установке Т-10. Предполагалось, что при $J_p = 600$ кА и $n_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ τ_E достигнет 0,1 с. Несмотря на то что масштаб экстраполяции по τ_E составлял 50–20, предсказание это выполнилось с высокой точностью. В первых опытах на TFTR ($J_p = 800$ кА, $n_{e19} = 2 \div 3 \text{ м}^{-3}$, $d = 68$ см, EPS-11) были получены $\tau_E \approx 0,2$ с. Закон подобия Т-3 дает для этого случая $\tau_E^B \approx 0,25$ с.

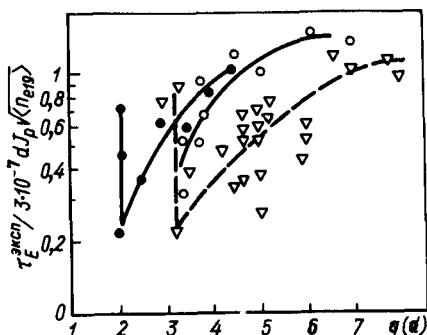
Зачерненные точки лежат примерно в 2 раза выше, т. е. закон подобия Алкатора описывает плазму с пониженной термоизоляции. Его можно поправить, умножив на 2–3, как обычно и делают. Однако среднеквадратичные отклонения точек остаются в 2 раза выше, чем в случае (7.3). Так обстоит дело с устойчивыми режимами разряда.

На рис. 70 в виде функции от $q(d)$ приведено отношение $\tau_E^{\text{эксп}}$ к τ_E^B , вычисленному по закону подобия Т-3 для некоторых напряженных режимов разряда АТС, ОРМАК и ТФР [275]. Отношение это лежит в среднем при 0,5, т. е. там, где ему и следовало быть в соответствии с законом подобия Алкатора.

Если мы теперь снова вернемся к кривым рис. 53 и 54, то без труда сможем связать это понижение τ_E с развитием винтовой неустойчивости

Рис. 70. Отношение $\tau_E^{\text{эксп}}$ к расчетным значениям $\tau_E^{\text{в}}$, вычисленным на основании закона подобия Т-3 для режимов с низкими $q(d)$:

● — для АТС; ○ — TFR; ▽ — ОРМАК [275]



($m=2, n=1$). Таким образом, закон подобия Алкатора наиболее удачно описывает режимы разряда с остаточной МГД-активностью. Становится понятна его более сильная зависимость от n_e : перенос тепла вдоль В (поперек островов) должен падать с ростом n_e [15].

Рисунок 70 демонстрирует еще одну важную особенность поведения τ_E . При предельно малых $q(d)$ происходит новый подъем τ_E — результат стабилизации возмущения ($m=2, n=1$) (см. рис. 51). Разряд тем самым переходит в область устойчивости III (диаграмма рис. 41). Для начала ее характерны сравнительно высокие τ_E , приближающиеся к (7.3). По мере дальнейшего роста J_p они начинают падать. Очевидная причина этого — внутренняя неустойчивость срыва, область развития которой по мере снижения $q(d)$ распространяется на весь шнур. Влияние ее можно учесть по аналогии с (7.2), введя перед τ_E фактор $1-1/q(d)$.

Таким образом, поведение τ_E в современных токамаках удовлетворительно описывается экстраполяциями (7.3) и (7.4) в зависимости от области режимов и характера процессов, протекающих в плазме. Закон подобия Т-3 может служить верхней оценкой для τ_E , а закон подобия Алкатора — нижней. Существуют и другие промежуточные законы подобия [33, 220], однако их физическая суть менее наглядна.

Как будет меняться τ_E при переходе от лабораторных установок к реактору? Такой переход будет сопровождаться прежде всего ростом удельного энерговыделения. Связанное с ним увеличение поступления примесей может вызвать сужение горячей зоны шнура, уменьшение фактического a , т. е. τ_E . Остается надеяться, что применение диверторов и специальных диафрагм ограничит поток примесей и связанные с ними нежелательные эффекты.

Другая потенциальная опасность — появление новых каналов аномального переноса по мере роста температуры. В связи с этим рассмотрим отдельно вопросы ионной и электронной термоизоляции.

§ 7.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННОЙ ТЕРМОИЗОЛЯЦИИ

Температура и термоизоляция ионов, как мы видели выше (гл. 1), — основные характеристики плазмы в схеме традиционного D-T-синтеза. Правда, поведение ионов нельзя рассматривать изолированно. Столкно-

вения довольно тесно связывают их с электронами. Соответствующее τ_B — время выравнивания T_e и T_i составляет в общем случае $T_e \geq T_i [1]$:

$$\tau_B = \frac{2,1 \cdot 10^{13} T_e^{3/2} A_i}{n_e} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \frac{m_e}{m_i} \right)^{3/2} \quad (7.5)$$

Если $T_e \ll T_i$, поток тепловой энергии от ионов к электронам может доминировать среди прочих ионных потерь энергии.

Например, если $T_D = 10$ кэВ, $T_e = 1$ кэВ, $n_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, то $n_e \tau_B = 10^{18} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$.

С другой стороны, в условиях самоподдерживающегося D—T-синтеза $T_e > T_i$ и все фактические каналы ионного охлаждения должны компенсироваться, как при омическом нагреве, потоком тепловой энергии от электронов к ионам.

Дело в том, что E_B — энергия быстрых α -частиц, передается прежде всего электронам, а ионам лишь после того, как снизится до

$$E_{B,\Gamma} = T_e \left\{ 14,8 A_6 [Z]^{2/3} \right\}, \quad (7.6)$$

где $A_6 = \frac{m_6}{m_H}$ (m_6 — масса быстрых частиц, в нашем случае $4m_H$);

$$[Z] = \frac{\sum_j n_j Z_j^2 A_j^{-1}}{n_e}$$

Значение $A_6 [Z]^{2/3}$ составляет 1 при торможении быстрых ионов H^+ в водороде, 1,26 и 2,5 при торможении D^+ и He^{++} в дейтерии и 2 при торможении He^{++} в тритиевой плазме.

Лишь при $E_B < 2,4 E_{B,\Gamma}$ полная энергия, которую передает быстрый ион ионам плазмы за весь цикл торможения, становится больше энергии, передаваемой электронам, т. е. в реакторе при торможении α -частицы с $E_B = 3,5$ МэВ только около 10% энергии будет передано ионам непосредственно. Остальное — через электроны.

Величина T_e определится тогда снова (7.1).

а. Формула Арцимовича для T_i . Л. А. Арцимович подметил [31] характерную особенность кулоновского обмена, упрощающую анализ ионной термоизоляции в токамаке. При $1,6 \leq T_e/T_i \leq 10$ тепловая мощность, передаваемая от электронов к ионам при кулоновских столкновениях, равна, Вт/м³, с погрешностью до 15%:

$$q_i = 5,9 \cdot 10^7 \frac{n_e}{A_i \sqrt{T_i}} \quad (7.7)$$

Отсюда вытекают два важных следствия. Во-первых, в квазистационарном режиме, когда мощность ионных потерь $\frac{3}{2} \frac{n_i T_i}{\tau_{Ei}} 1,6 \cdot 10^{19}$ равна

q_i , τ_{Ei} и T_i должны быть связаны простой зависимостью

Рис. 71. Зависимость $T_i(0)$ от "параметра Арцимовича":

□ — ТМ-3; ○ — Т-3; △ — Т-4 [4]; ▽ — D₂; ▼ — Н₂, TFR [332]; I и II — различные предположения о распределениях $f(r)$, $n_e(r)$ по сечению шнура (I — постоянны по сечению, II — меняются по параболическому закону)

$$\tau_{Ei} = \frac{6,5 \cdot 10^{13} A_i}{n_e} T_i^3 / 2, \quad (7.8)$$

т. е. τ_{Ei} можно вычислить, измерив только T_i и n_e . (Не следует забывать лишь, что в основе этих вычислений лежит предположение о чисто кулоновском электрон-ионном обмене.)

С другой стороны, если задаться моделью переноса, то, пользуясь (7.7), можно получить закон подобия для T_i и сравнить с измерениями.

Приняв неоклассическую модель переноса и учтя, что при омическом нагреве ионы располагаются по частотам столкновений в области плато, Л. А. Арцимович получил выражение для

$$T_i(0) = (2,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-6} \sqrt[3]{J_p B \theta R^2 \langle n_e \rangle} \frac{1}{\sqrt{A_i}}, \quad (7.9)$$

где T_i — в эВ.

Оказалось, что измеренные на разных токамаках значения от 0,1 до 1 кэВ вполне удовлетворительно совпадают с этой расчетной формулой [31, 332]. Она получила название "формула Арцимовича".

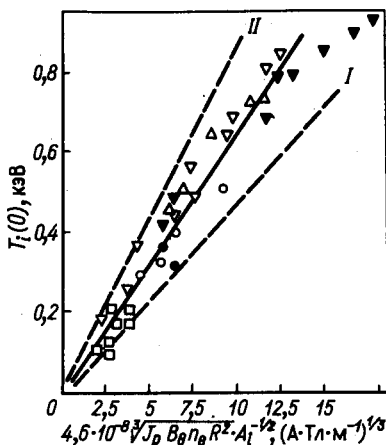
В основе ее лежит тот фундаментальный факт, что ионная термоизоляция в токамаке с омическим нагревом (режим плато) с точностью до 2 совпадает с неоклассическими предсказаниями.

Это же обнаружили последующие опыты с дополнительным нагревом ионов. Тем самым косвенно подтвердилось предположение о кулоновской природе электрон-ионного обмена в токамаке.

На рис. 71 изображена зависимость соответствующих измеренных значений $T_i(0)$ от расчетного параметра $\sqrt[3]{J_p B \theta R^2 \langle n_e \rangle} A_i^{-1/2}$ при разных предположениях о распределении тока по сечению шнура. Но как будет вести себя термоизоляция в бесстолкновительной области?

Это тем более актуально, что токамак-реактор должен работать в условиях, когда частота ион-ионных столкновений составит 0,1–0,01 граничной частоты плато (см. гл. 1), а именно в этой области теория предсказывает неустойчивости на запертых частицах, способные ухудшить ионную термоизоляцию [235]. Какое ухудшение допустимо? Сделаем простые оценки.

Пусть n_e и T_i распределены по сечению шнура снова в виде подобных колоколообразных функций. Воспользовавшись (1.28), запишем τ_{Ei}



в следующем упрощенном виде:

$$\tau_{Ei} \approx 10^{20} \frac{r \Delta r T B^2 \langle T_i \rangle^{1/2}}{n_e} \epsilon^{-1/2} \quad (7.10)$$

где $\Delta r_T = \left(\frac{d \ln T_i}{dr} \right)^{-1}$, а $\langle T_i \rangle$ – некоторая усредненная температура примерно

но в области ее максимального градиента.

Пусть далее $\Delta r_T = 0,25r$. Тогда

$$\tau_{Ei} \approx 10^{-6} \frac{J_p^2 \langle T_i \rangle^{1/2}}{n_e} \epsilon^{-1/2}. \quad (7.11)$$

Задавшись типичными параметрами демонстрационного реактора $\epsilon^{-1} \approx 4$; $J_p = 4 \cdot 10^6$ А; $\langle T_i \rangle = 5 \cdot 10^3$ эВ; $n_e = 10^{20}$ м⁻³, найдем $\tau_{Ei} \approx 20$ с.

Коль скоро мы собираемся греть ионы от электронов, $n_e \tau_{Ei}$ согласно (7.8) не должно быть меньше $1,4 \cdot 10^{20}$ м⁻³·с, $\tau_{Ei} > 1,4$ с. Таким образом, термоизоляция ионов может быть ухудшена не более чем в 10–15 раз по сравнению с предсказаниями неоклассики.

Каков реальный перенос в бесстолкновительной области? Сведения о нем дают опыты с дополнительным нагревом [33, 333]. Опишем кратко принципы и перспективы соответствующих методов.

6. Метод инжекции нейтралов. ВЧ и адиабатический способы нагрева плазмы. Самый популярный способ нагрева плазмы в современных токамаках – инжекцией ускоренных нейтральных атомов Н и D. Решающее преимущество ему обеспечило создание инжекторов ионов с энергией E_{06} в десятки килоэлектрон-вольт и с токами в десятки ампер. Читатель может подробно ознакомиться с вопросами физики и техники инжекции в обзорах [319, 334, 335].

Магнитное поле препятствовало бы непосредственному вводу ионного пучка в плазму токамака, поэтому ускоренные ионы предварительно перезаряжают на водороде, формируя тем самым узкие пучки нейтральных атомов, которые уже без труда вводят в плазму между катушками тороидального магнитного поля. В плазме атомы снова перезаряжаются либо ионизируются на протонах, превращаясь в быстрые ионы (при $E_{06} > 100$ кэВ ионизация начинает превалировать над перезарядкой). Длину пробега, м, быстрых нейтральных атомов до захвата их плазмой можно оценить из простого соотношения

$$\lambda_h = 10^{-2} \frac{5,5 E_{06}}{n_e 1946}; \quad (7.12)$$

где E_{06} – энергия нейтральных атомов, кэВ. Быстрые ($E_{06} = 20 \div 40$ кэВ) атомы без труда проникают в центр плазменного шнура сегодняшних токамаков и там захватываются. Это прежде всего эффективный метод инжекции "горючего" в реактор. Однако с ростом установок E_{06} необходимо наращивать. Для $E_{06} > 150$ кэВ техническим препятствием становится низкое сечение перезарядки первичных ионов в инжекторе. Его предполагают преодолеть переходом на источник отрицательных ионов водорода, сечение перезарядки которых хотя и невелико, но почти не меняется с энергией.

После захвата ионы тормозятся, отдавая плазме свою энергию. Как и в случае α -частиц, их быстрая группа ($E_6 > E_{6,r}$) греет электроны, а замедленная – ионы. Соответственно при низких исходных T_e наблюдают преимущественный нагрев электронов, а при высоких – ионов.

По мере роста T_e и E_{06} время существования быстрых ионов будет удлиняться и станет реальностью двухкомпонентный токамак с интенсивной D-T-реакцией инжектированного пучка (D) на относительно холодных ионах (T) основной плазмы.

Впервые на такую возможность указал Л. А. Арцимович [1]. Он обнаружил, в частности, что уже при $T_e \geq 5$ кэВ и $E_{06} = 100$ кэВ пучок дейтерия в тритиевой плазме способен обеспечить энергетический выход D-T-синтеза, равный вводимой энергии. Сегодня эта идея весьма популярна. Она положена в основу TFTR (США), вступившего в строй в 1982 г. Обсудим ее подробнее.

Время релаксации $\tau_{в,6}$ быстрого ($E_{06} \gg T_e, T_i$) иона в плазме описывается выражением [335]

$$\tau_{в,6} = \tau_{в} \frac{2}{3} \ln(1 + E_{06}^{3/2} / E_{6,\Gamma}). \quad (7.13)$$

Максимальное число таких захваченных ионов N_6 составит

$$N_6 = J_0 \tau_{в,6}, \quad (7.14)$$

где J_0 — эквивалентный ток, ат·с⁻¹, нейтрального пучка.

Реально их будет меньше: часть захватится на орбиты, пересекающиеся со стенкой, часть покинет шнур, перезарядившись на нейтральных атомах и ионах тяжелых примесей, присутствующих в плазме. В малых установках потери могут достигать 50–70%. Однако они быстро падают с ростом размеров и n_e .

Пространственное распределение $n_6(r)$ зависит от λ_{Γ} и угла α между осью шнура и направлением инжекции. Распределение быстрых ионов по энергии в случае стационарной инжекции можно найти, продифференцировав (7.13) по $E_{06} \equiv E_6$:

$$N_6(E_6) dE_6 = \frac{J_0 \tau_{в} E_6^{1/2} dE_6}{E_{6,\Gamma}^{3/2} + E_6^{3/2}}. \quad (7.15)$$

Если обозначить Q — добротность реактора — отношение выделившейся ядерной мощности $P_{яд}$ к тепловой мощности дейтериевого пучка, вводимого в плазму, $P_{инж}$, то $Q \approx 1$ достигается при $E_{06} = 100$ кэВ и $T_e \approx 6 \div 8$ кэВ [335], причем $Q \propto \alpha E_{06} T_e^{0,7}$. Очевидно, что, увеличив T_e до 10–15 кэВ, а E_{06} до 160 кэВ (выше зависимость Q от E_{06} ослабевает), можно получить $Q = 2 \div 2,5$. Если осуществлять реакцию на двух встречных пучках D и T [336], Q увеличивается еще в 1,5–2 раза. Для компенсации энергетических затрат на инжекцию необходимо иметь $Q \approx 10$.

Окружив камеру токамака оболочкой из ^{238}U , можно увеличить $P_{яд}$ на порядок и создать реактор с абсолютным положительным выходом [13]. Его главное преимущество состоит в том, что он допускает сравнительно высокие ионные потери ($T_i \ll T_e$), достаточные для него $n_e T_e$ оказываются ниже 10^{20} м⁻³·с, т. е. приближаются к уже достигнутому в токамаках. Разумеется, это справедливо лишь при условии чисто кулоновского e - i -обмена. Высказываются опасения, что мощные ионные пучки с большими E_6 станут неустойчивы в плазме и быстро передадут ионам свою энергию. Тем самым двухкомпонентный режим будет исключен. Сегодняшний опыт продольной инжекции пока не обнаружил аномально быстрых распадов пучка. При продольной инжекции ($\alpha \approx 0$) в PLT и ISX [33, 337] энергосодержание пучков уже превышало энергосодержание плазмы, но не вызывало каких-либо катастрофических неустойчивостей. Торможение ионов было близко к расчетному. В TFTR этот процесс торможения должен быть прослежен вплоть до $E_{06} = 160$ кэВ.

Однако опыты с мощной поперечной инжекцией (до 6 МВт, $\alpha \approx 85^\circ$) на PDX [108] обнаружили специфическую периодическую неустойчивость ("fishbone" — в виде елочки), приводящую к разбрасыванию и торможению пучка. Она сопровождается короткой (отсюда название) вспышкой возмущения ($m=1, n=1$) в центре шнура, и пока неясно, является ли эта неустойчивость чисто пучковой, либо это одно из проявлений внутреннего срыва. Подробно ознакомиться с проблемами двухкомпонентного режима читатель сможет в обзоре [335].

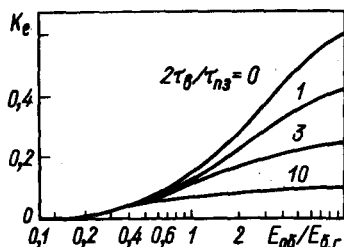


Рис. 72. Значения K_e при разных энергиях быстрых ионов и разной интенсивности перезарядки ($\tau_{пз}$) [334]

Другая идея, связанная с ионными пучками, относится к концепции стационарного токамака. Когда энергичные нейтральные частицы инжектируют в токамак по касательной ($\alpha \sim 0$), они вносят нескомпенсированный момент количества движения, который должен привести к полоидальному (по θ) вращению всего шнура. Скомпенсируем это вращение противоположным потоком нейтральных атомов низких энергий ($E_{06} < E_{6,Г}$). (Реально оно уже оказывается существенно ослабленным, вероятнее всего, совместным действием нейтральных атомов перезарядки, примесей и трением пролетных частиц о запертые.)

В таком стационарном случае энергичные ионы должны переносить вдоль θ некоторый макроскопический ток ΔJ_{θ} . Как было замечено Окава [338], если заряд ионов Z_{θ} равен $Z_{эф}$, ток ΔJ_{θ} компенсируется током электронов, увлеченных быстрыми ионами. Однако, если $Z_{\theta} < Z_{эф}$, электроны частично тормозятся на примесях и некоторая доля результирующего тока $\Delta J_{\theta} F_e$ добавляется либо вычитается из тока J_p в зависимости от направления инжекции. В пределе весь ток J_p можно было бы переносить ионным током инжекции, создав тем самым стационарный токамак с $V_p(t) \equiv 0$.

Впоследствии результат Окава неоднократно уточняли [339–341], учитывая деформацию функции электронного распределения, трение о запертые электроны и т. д. В итоге F_e можно записать в следующем виде:

$$F_e = 1 - \frac{Z_{\theta}}{Z_{эф}} + 1,46 \epsilon^{1/2} A_i^* (Z_{эф}) \frac{Z_{\theta}}{Z_{эф}}, \quad (7.16)$$

где $A_i^* = 1,68$ при $Z_{эф} = 1$ и $1,12$ при $Z_{эф} = 6$ ($v_{\theta}/v_e \approx 0$) [339].

Ток

$$\Delta J_{\theta} = e J_0 \tau_{в,6} K_e \tau_{||}, \quad (7.17)$$

где K_e — фактор, учитывающий релаксацию ионов; $\tau_{||} = 2\pi R/v_{\theta}$.

На рис. 72 приведена расчетная зависимость величины K_e от $E_{06}/E_{6,Г}$ для $Z_{эф} = 1$ при разной интенсивности процесса перезарядки ($2\tau_0/\tau_{пз} = 0, 1, 3, 10$) [334].

Зная K_e и F_e (7.16), можно оценить добавочный ток $\Delta J_{\theta} F_e$. Расчеты, например, показывают [341], что в PLT весь ток (400 кА) был бы заменен ионным, если бы при параллельной инжекции, согласной с направлением J_p , в плазму вводилась мощность около 5 МВт при $E_{06} = 40$ кэВ. Реально [33] в одном направлении вводилась мощность около 1 МВт, т. е. около 100 кА продольного тока уже могли переноситься ионами. Экспериментально частичное замещение тока J_p впервые наблюдали на DITE.

Очевидно, что этот эффект будет исследован в ближайшие годы на токамаках с более мощной инжекцией. В сегодняшних экспериментах (особенно при малых V_{θ}) инжекция по направлению тока J_p (co-injection) оказывалась эффективней, чем противоположная (counterinjection). Это объясняют тем, что в случае противоположной инжекции большее число ионов должно захватываться на орбиты, пересекающие стенку, и сразу же теряться. Отсюда дополнительный поток примесей и охлаждение плазмы. Заметим, что все эксперименты по введению в плазму мощного дополнительного нагрева, как правило, сопровождаются ростом ее взаимодействия со стенкой и явным увеличением поперечного переноса ($F_{\perp} \tau_p$). Лишь в токамаках с диверто-

ром (ASDEX, PDX), где удается реализовать шнур с относительно высокотемпературной периферией (H-режимы), связь переноса и нагрева прекращается.

Другие перспективные методы нагрева плазмы основаны на взаимодействии с ней различных ВЧ-полей.

Идея их состоит в том, чтобы, возбуждив в плазме волны, скорость распространения которых близка к скорости заряженных частиц, обеспечить эффективный отбор энергии от волны к плазме. Механизмы отбора энергии основаны на обычном циклотронном и черенковском бесстолкновительном затухании волны. Отсюда наибольший интерес для нагрева представляют области вблизи частот аномальной дисперсии ($v_{\Phi}^2 \ll c^2$), где можно реализовать значительное замедление волн. Речь идет об ионно-циклотронном (ω_{ci}), электронно-циклотронном (ω_{ce}) и нижнегибридном резонансах ($\approx \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}}$). Все эти области интенсивно исследуются.

Наибольший успех пока сопутствовал нагреву вблизи ω_{ci} . Приращения температуры ΔT_i , полученные таким способом, в несколько раз превышали ее исходный уровень.

Одно из препятствий на пути ВЧ-нагрева — экранировка плазмы различными "областями непрозрачности". Это становится иногда причиной слабого замедления волн. Быстрые же волны не столько нагревают плазму, сколько ускоряют энергичные "хвостовые" частицы максвелловского распределения. В итоге инициируется развитие пучков, часто нежелательных в практике токамаков.

В области высоких частот ($\sim \omega_{ce} > \omega_{pe}$) проникновение упрощается: обыкновенная волна (ее вектор поляризации вращается против направления ларморовского вращения электрона) свободно проникает в центр, достигая области резонанса ($\omega = \omega_{ce}$), и поглощается на электронах.

Необыкновенная волна (ее вектор поляризации вращается согласно с электронами) должна поглощаться еще эффективней. Однако вблизи наружного обвода тора для нее существует область непрозрачности при частоте верхнего гибридного резонанса $\sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2}$ ($\omega_{pe} = 56\sqrt{n_e}$). Таким образом, эти волны предпочтительней вводить со стороны внутреннего обвода тора, что не всегда удобно.

Тем не менее вариант нагрева электронов вблизи ω_{ce} , впервые продемонстрированный на ТМ-3 [342], вполне приемлем для токамаков. Трудность состоит в создании мощных генераторов волн миллиметрового диапазона. Сегодня в качестве их используют лазеры (гиротроны).

Область ω_{ci} намного удобней в отношении источников ВЧ-мощности. Необходимые для этого генераторы метровых волн применяются в радиовещании.

Однако ввод ВЧ-мощности становится сложной задачей. Например, ее решают таким образом: с помощью внешней петли в плазме возбуждают поперечные магнитозвуковые колебания [343]. Когда по a укладывается целое ($l = 1, 2, 3$) число поперечных волн (λ_{\perp}), возникают условия так называемых магнитозвуковых резонансов:

$$a = \lambda_{\perp} l = \frac{C_A 2\pi}{\omega} l = \frac{B \beta 6\pi 10^3}{\sqrt{4\pi n_i m_i} \omega} l. \quad (7.18)$$

Их сопровождает эффективное проникновение электромагнитной волны в плазму. Механизм отбора мощности от волны можно описать упрощенно следующим образом.

Частоту волны выбирают так, чтобы она была близка на оси шнура к ω_{cH} — циклотронной частоте водорода. Пусть плазма состоит в основном из дейтерия с малой (1–6%) водородной добавкой. Магнитозвуковые резонансы возбуждают в ней, варьируя n_i . Такая волна, свободно проникнув в присевую область, должна эффективно ускорять там водородные ионы. Отбор мощности будет восприниматься внешне как некоторое уменьшение добротности магнитозвукового резонатора [320, 344–346].

Эта мощность может передаваться затем от водорода всей плазме путем кулоновских столкновений либо в случае D-T-смеси поддерживать двухкомпонентный режим работы реактора.

Реальные мощности, вводимые таким образом, ограничиваются электрической прочностью антенного витка и поступлением примесей вследствие бомбардировки стенок ускоренными атомами водорода. Существующие системы [345] позволяют вводить мощность масштаба нескольких мегаватт, что уже существенно превышает мощность омического нагрева. При этом температура плазмы растет примерно с той же эффективностью, как и в случае нейтральной инжекции, достигая нескольких кэВ.

Вблизи нижнего гибридного резонанса (дециметровый диапазон) возникают трудности с антеннами. Там для необходимого замедления волны (примерно в 2 раза) требуется возбудитель с развитой пространственной структурой. Иначе спектр возбужденных волн уширится по k_{\parallel} и его медленная часть, ускоряя быстрые электроны максвелловского распределения, приводит к образованию электронных пучков. Этому вопросу мы коснемся в § 7.5.

Читателю, интересующемуся детальным описанием методов ВЧ-нагрева, можно рекомендовать обзоры [320, 346]. Подчеркнем лишь, что сегодня эти многообещающие работы находятся на активной стадии развития.

Наконец, следует упомянуть импульсный нагрев плазмы адиабатическим магнитным сжатием [347–349]. Наибольших успехов в этом направлении добились американские ученые на установке АТС [348].

“Вмороженность” магнитных силовых линий в плазму означает, что ее плотность обязана следовать за их сгущениями и разряжениями. Если изменения поля B происходят за времена, меньшие τ_E , можно говорить об адиабатическом сжатии (разряжении). Если сжатие осуществляется двумерным образом, только увеличением поля B_{θ} [347], температура должна расти пропорционально $C^{2/3}$, а $n_e \propto C$, где $C = \frac{B}{B_{\text{мин}}}$.

При трехмерном сжатии, когда доперечное поле B_y смещает шнур в область больших B_{θ} , уменьшая R [348], $T \propto C^{4/3}$, $n_e \propto C^2$.

Трехмерным сжатием на АТС [348] удавалось примерно утраивать T_i . Существенно хуже обстояло дело с T_e . Вопреки всем законам подобия τ_{Fe} при таком сжатии снижалось в 1,5–2 раза, а T_e росло незначительно. Это явление – убедительная иллюстрация аномального поведения электронов в токамаке.

Тем не менее адиабатическое сжатие предполагают использовать в TFTR и в демонстрационных экспериментах по поджигу D–T-реакции в токамаках с высокой плотностью [350].

Таким образом, возможны различные способы нагрева плазмы в токамаках.

Наиболее развитым среди них остается инжекция быстрых атомов. Помимо нагрева она позволяет соответствующим выбором E_{06} и α вводить в реактор “топливо”, поддерживать стационарный ток или осуществлять двухкомпонентные режимы синтеза. Разумеется, в некоторых ситуациях подобной универсальности не требуется. Полезным дополнением к инжекции мог бы стать тогда экономичный метод ВЧ-нагрева.

в. Термоизоляция ионов в области редких столкновений. Инжекционный нагрев ионов позволил получить уже в целой серии токамаков – TFR [204], ORMAK [274], T-11 [34], PLT [33, 333] – условия бесстолкновительного удержания плазмы.

Рекордными стали результаты PLT, где путем мощной инжекции (2,1 МВт, $E_{06} = 40$ кэВ) удалось поднять T_i с 1 до 6–7 кэВ ($\langle n_e \rangle = 2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) без существенного увеличения уровня примесей. При этом $\nu_i = 1/\tau_i$ снизилась примерно в 50 раз, а параметр столкновительности $\nu_i^* = \nu_i \nu_i / (2\pi R q e^{3/2})$ достиг 0,01, т. е. значения даже меньшего, чем требуется в реакторе.

Такой переход не сопровождался развитием новых неустойчивостей и существенным ухудшением термоизоляции.

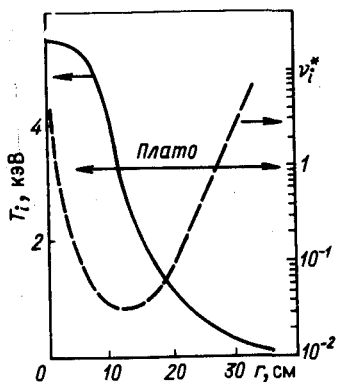


Рис. 73. Распределение $T_i(r)$ в PLT [33] с инжекционным нагревом, пунктир — соответствующие значения ν_{i0}

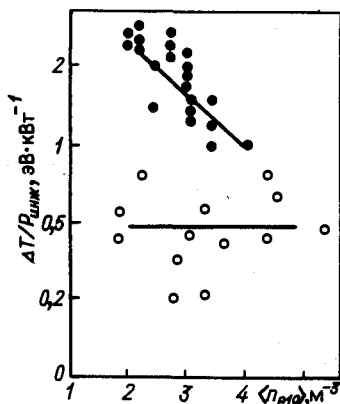


Рис. 74. Приращение температуры плазмы на 1 кВт мощности инжекционного нагрева в PLT [33]:

● — приращение T_i ; ○ — T_e

На рис. 73 приведен профиль $T_i(r)$ до и после инжекции в PLT [33], там же пунктиром изображено установившееся в итоге распределение $\nu_{i0}(r)$. Легко видеть, что наилучшая термоизоляция (наибольший ∇T_i) приходится на область глубоко бесстолкновительной плазмы.

Детальный анализ энергетического баланса ионов в PLT сложен: необходимо учитывать их охлаждение на менее нагретых электронах ($T_e < 4$ кэВ) и перезарядку на холодных нейтральных атомах. Особенно сложен учет перезарядки. Если не выделять ее из полных ионных потерь (исключив только тепловой поток, переданный электронам), то можно утверждать, что реальная теплопроводность ионов в PLT при $T_i = 6$ кэВ и $\langle n_e \rangle = 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ не превышала неоклассическую более чем в 4–5 раз.

Увеличение $\langle n_e \rangle$ до $3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ уменьшило неопределенность, связанную с перезарядкой, найденная оценка теплопроводности сверху дала значение лишь в 3 раза большее неоклассического, что вполне допустимо для реактора.

Абсолютные значения τ_{Ei} достигли в PLT 0,1 с, т. е. чтобы поднять τ_{Ei} до уровня 1–2 с, достаточно увеличить a в 3–4 раза, до 1,5–2 м.

На рис. 74 приведены количественные показатели нагрева плазмы в PLT: приращения ΔT_i и ΔT_e на 1 кВт вложенной мощности при разных n_e (соответственно T_i, T_e).

Для ионов $\Delta T_i / P_{\text{инж}}$ меняется почти пропорционально n_e^{-1} , т. е. τ_{Ei} постоянно во всем диапазоне изменения n_e и T_i .

Какие препятствия в отношении ионного удержания могут возникнуть в дальнейшем? Прежде всего высказываются опасения по поводу эффективности удержания энергичных α -частиц. Поперечные размеры их "бананов" в десятки раз больше, чем для ионов основной плазмы:

$$\Delta r_{\alpha} = 2,1 \cdot 10^{-8} \frac{v_{\alpha}}{B \varphi} \sqrt{\frac{r}{R}} \propto \frac{\sqrt{E_{\alpha}}}{J_p(r)} r. \quad (7.19)$$

Расчет показывает, что захват значительной доли α -частиц ($\Delta r_\alpha < a$) станет возможен лишь после того, как J_p превысит 2,5–5 МА (в зависимости от распределения T_i). Это — необходимое условие самоподдерживающейся D–T-реакции в токамаке.

Кулоновская термализация α -частиц в дейтериевой плазме с $T_e = 10$ кэВ и $n_e = 10^{20}$ м⁻³ должна происходить (7.13) примерно за 3 с. Столько же должны удерживаться α -частицы. Этому могут помешать "супербанановые" потери — вертикальный дрейф энергичных частиц, захваченных в гофрах тороидального поля B_θ (см. гл. 1). Следы подобных дрейфов быстрых протонов ($E_n > 10$ кэВ) наблюдают уже в современных токамаках с высокой гофрировкой ($\delta_B = \frac{\delta B_\theta}{2B_\theta} \approx 5\%$). А именно, обнаруже-

но, что быстрые нейтральные атомы перезарядки ($E_n \gg T_i$), покидающие плазму почти строго поперек поля B_θ , имеют существенно разное энергетическое распределение в зависимости от того, рождаются ли они в верхней или нижней части шнура (Т-3 [291], Т-10 [39]). Разница меняет знак при изменении направления поля B_θ . Природу ее объясняют следующим образом: ионы, которым предстояло стать нейтральными атомами, вылетающими поперек B_θ ($v_{\parallel}/v_{\perp} \approx 0$), должны были обязательно захватиться в гофры B_θ , а потому дрейфовать по вертикали. Тем самым их энергетическое распределение было искажено, особенно для высоких энергий. Это искажение и проявляется в спектре соответствующих нейтральных атомов.

Уровень супербанановых потерь невелик в современных токамаках. Но далее он будет расти примерно как $\delta_B^{3/2} T_i^{5/2}$. Считается, что в реакторе гофрировка поля B_θ не должна быть выше 0,5%, за исключением случая, когда ее будут вводить намеренно для управления энерговыделением α -частиц, т. е. режимом работы реактора.

Заметим, что, например, для стеллараторов супербанановые потери в продольных пробках винтового поля становятся принципиальным пороком, резко сужающим их возможности. В частности, не исключено, что повышенная ионная теплопроводность (до 5 раз), которую иногда наблюдают там, — первое проявление отрицательной роли продольных пробок. Заметим, что в будущем супербанановые потери α -частиц могут стать серьезной помехой при создании реактора-стелларатора. Чтобы снизить их, придется в несколько раз (по сравнению с токамаком) увеличить радиус R .

Следующий канал ионного охлаждения — собственно перезарядка горячих ионов на водородных нейтральных атомах, необходимых для компенсации диффузионных потерь.

Уже отмечалось, что мощность этого канала не может быть выше $2\pi^2 \frac{\langle n_e \rangle a^2 R}{\tau_p} \langle T_i \rangle_n 1,6 \cdot 10^{-19}$, где $\langle T_i \rangle_n$ — средняя температура слоя в котором происходит перезарядка.

Увеличение n_e , а точнее $n_e a$, должно приводить к экранированию центральной области шнура и подавлению этого канала, рост T_i , наоборот, — к его усилению.

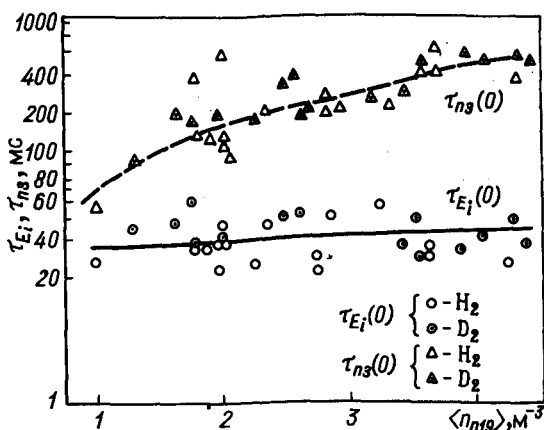


Рис. 75. Сравнение энергетического времени жизни ионов τ_{Ei} и времени их перезарядки τ_{Pz} для T-4 [351]

Фактическое соотношение между полным и перезарядочным охлаждением ионов в современных условиях иллюстрирует рис. 75 [351], где для разрядов с разными n_e (T-4) приведены измеренные значения τ_{Ei} и характерные времена охлаждения ионов путем перезарядки $\tau_{Pz} = 3 \langle n_e T_i \rangle_a \pi^2 R a^2 / [Q_n \langle T_i \rangle_n]$ (Q_n — интегральный поток нейтральных атомов, регистрируемых анализатором [136]).

Отчетливо видно, как по мере увеличения n_e относительная роль перезарядки падает. Процесс этот, однако, не может продолжаться беспредельно. При высоких n_e в шнуре образуется заметный равновесный уровень рекомбинационного водорода [352]. В реакторных условиях он составит около 10^{12} м^{-3} . Перезарядку быстрых ионов на рекомбинационном водороде приходится учитывать при анализе работы двухкомпонентного токамака.

Следующий канал охлаждения ионов, поведение которого не вполне ясно в будущем, — так называемые "конвективные" потери. Речь идет о тепловом потоке, который переносится с диффузией заряженных частиц из центра к периферии. Поток этот как бы добавляется к теплопроводности. Пока мы его не учитывали. Действительно, в неоклассической модели соответствующее время τ_p должно быть на порядок выше τ_{Ei} . Однако реальная разница между ними существенно меньше.

Например, в случае рис. 75 τ_p составляло 20–30 мс [129], т. е. конвективная теплопроводность могла стать соизмеримой с неоклассической и объяснить то двойное (и даже тройное [353]) уменьшение τ_{Ei} , которое иногда наблюдают экспериментально.

В связи с этим рассмотрим кратко вопросы диффузии плазмы в современных токамаках.

7.3. ДИФФУЗИЯ ПЛАЗМЫ

Диффузию плазмы принято оценивать с помощью двух параметров: интегрального — $\tau_p = \frac{\langle n_e \rangle}{Q_e / 2\pi^2 a^2 R - d\langle n_e \rangle / dt}$ (Q_e — внешний приток электронов в шнур) и $D(r) \approx D_e(r)$ — коэффициента диффузии. Величины эти, как известно, взаимосвязаны, а именно, если $D_e(r) \equiv D$, а распределение $n_e(r)$ имеет колоколообразную форму, то $\tau_p \approx a^2 / 4D$.

Способ отыскания τ_p уже обсуждался выше (см. гл. 3). Главная задача, возникающая при этом, точно измерить газовый поток со стенок. Она несколько упрощается, если измерению предшествует импульсная добавка Δn_e путем инжекции водорода либо водородных льдинок. Тогда $Q_e \ll \left| \frac{dn_e}{dt} \right| 2\pi^2 a^2 R$ и погрешность вычисления τ_p снижается.

Найденная таким образом величина τ_p характеризует в основном удержание инжектированных частиц. Так, например, если $n_{ea} < 10^{18} \text{ м}^{-2}$, нейтральный водород довольно свободно проникает в центр и τ_p описывает удержание основной массы плазмы.

Если, напротив, $n_{ea} > 10^{19} \text{ м}^{-2}$, τ_p станет описывать циркуляцию водорода в пограничных слоях шнура.

Параметр $D(r)$ лишен этого недостатка. Однако способ его измерения сложен. Он требует знания $n_e(r, t)$ и $Q_e(r, t)$. Положение усложняется еще и так называемым неоклассическим пинчеванием плазмы, предсказанным независимо Вейром [29] и А. А. Галеевым [21].

Суть его состоит в том, что под влиянием продольного электрического поля \mathcal{E}_θ точки отражения запертых частиц, движущихся по "банановым" траекториям, начинают смещаться, как если бы это происходило в обычной зеркальной ловушке. Результирующее движение частиц означает дрейф к центру со скоростью порядка $10^4 \mathcal{E}_\theta / B_\varphi$. Запертые частицы увлекают за собой "пролетную" плазму. Разумеется, по мере роста частоты столкновений этот эффект должен ослабевать (см. § 1.4) как $(1 + \nu_e^*)^{-1}$, но в сегодняшние эксперименты он уже вносит некоторую неопределенность.

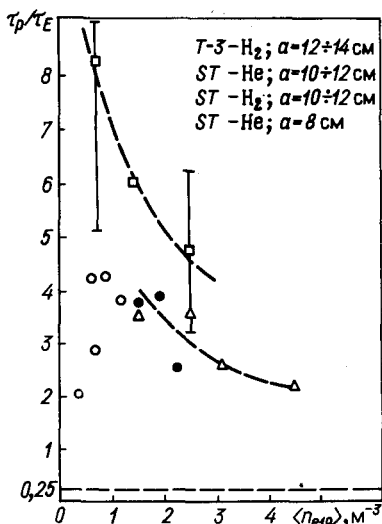
Основной объем экспериментального материала относится к измерениям τ_p . Впервые они были проделаны на ТМ-2 [354], затем на Т-3 [129], ST [355] и многих других токамаках.

Найденные значения τ_p не демонстрируют пока столь определенных закономерностей, как, например, τ_E . В некоторых опытах τ_p менялось пропорционально n_e [355], в некоторых оставалось почти постоянным [129]. При высоких n_e τ_p заметно снижалось [14].

Тем не менее в качестве одного из общих признаков, присущих поведению τ_p , следует отметить, что при малых и средних n_e оно в несколько раз превышало τ_E и примерно приближалось к τ_{Ei} .

На рис. 76 приведено отношение τ_p / τ_E для Т-3 [129] и ST [355]. Отчетливо видно, что оно растет с уменьшением n_e . Например, для DITE [113] в режиме с дивертором оно достигало 10. Напротив, при $n_e \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ оно приближается к 1. В этой области параметров конвективный перенос энергии может вносить значительный вклад во внутренний теплообмен шнура.

Рис. 76. Сравнение τ_p и τ_E для разных токамаков [351]



Но в то же время конвективный перенос не может обеспечить отвода всего тепла на стенку, для этого необходимо, чтобы отношение τ_p/τ_E упало до 0,1–0,3.

Действительно, τ_p по определению характеризует поток ионов, вытекающих из плазмы. Каждая пара — ион и электрон — не может уносить энергию большую чем $4T_e(a)$. А это в 3–10 раз ниже средней температуры плазмы. Таким образом, в современных условиях основной поток

энергии не может выноситься на стенку диффузией. Это происходит либо путем электронной теплопроводности, либо излучением (на больших токамаках).

Заметим, что значения $\tau_p/\tau_E \approx 0,1$ были достигнуты на токамаке *Alcator* [127] при $n_e > 5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Тем самым была продемонстрирована принципиальная возможность создания у границы плазмы холодного циркулирующего слоя, защищающего стенку. Основной параметр защитного слоя — произведение его толщины на n_e . Можно надеяться, что с ростом размеров токамаков необходимые n_e понизятся до приемлемых значений.

Сравнивая абсолютные величины τ_p с неоклассическими предсказаниями (см. гл. 1), следует заключить, что реальная диффузия в токамаках носит явно аномальный характер. Ее значение превышает расчетное обычно в 10–100 раз.

Наиболее вероятно, что причина этой аномальности связана с аномальным поведением электронов. Вернемся к модели, которой пользовались неоднократно (см. гл. 1).

В силу большей подвижности электроны обязаны переносить основной поперечный ток, удерживающий градиент полного плазменного давления. Ионы должны несколько сместиться наружу относительно электронов и удерживаться возникшим вследствие этого полем \mathcal{E}_r , что качественно подтверждается измерениями плазменного потенциала.

Если вдруг электронное удержание резко ухудшится (например, из-за возникновения магнитных островов), то плазма станет расширяться по r с характерными временами потери ионного импульса, т. е. с временами масштаба ионного охлаждения. Поле \mathcal{E}_r может при этом даже поменять знак, удерживая теперь электроны, т. е. диффузия плазмы в такой модели должна следить за электронным удержанием.

На рис. 77,а приведены типичные значения $D_e(r)$ для токамаков ORMAK [274], T-4 [354], T-10 [355], найденные из измерений $n_e(r, t)$ за вычетом пинчевания.

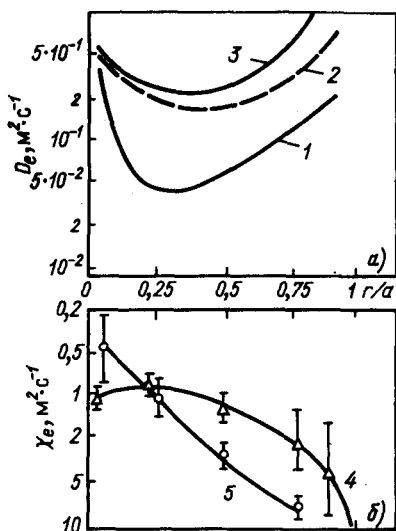


Рис. 77. Зависимость коэффициентов переноса от r :

a — коэффициента диффузии; b — коэффициента электронной теплопроводности: 1 — ORMAK [274]; 2 — T-4 [354]; 3 — T-10 [355]; 4 — ORMAK [274]; 5 — PLT [33]

Несмотря на некоторые абсолютные отличия, кривые подобны. В центре они имеют максимум, который можно связать с МГД-активностью ($m=1, n=1$). По мере роста r идет сначала снижение $D_e(r)$, а затем характерный монотонный подъем к краю шнура. Такой же монотонный подъем демонстрирует и тепловой аналог D_e — коэффициент электронной

теплопроводности χ_e (рис. 77, б), т. е. аномальная диффузия и аномальная электронная теплопроводность действительно ведут себя сходным образом.

В середине шнура D_e обычно равен $0,2-0,3 \text{ м}^2/\text{с}$. Воспользовавшись этим, находим

$$\tau_p \approx 0,7a^2. \quad (7.20)$$

Заметим, однако, что для ИНТОРа принята экстраполяция "алкаторного" типа: $D_e n_e = 1,25 \cdot 10^{19} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. В области средних n_e она дает завышенные значения D_e и лишь при $n_e = 7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ сближается с (7.20). Тогда, увеличивая a до $1,5-2 \text{ м}$, следует ожидать роста τ_p до $1,5-3 \text{ с}$.

7.4. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕРМОИЗОЛЯЦИИ

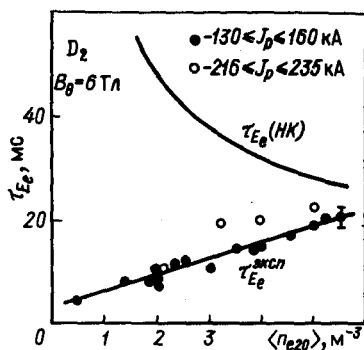
Вывод об аномальной электронной теплопроводности в токамаках — один из основных результатов экспериментальных исследований на этих установках. Как мы могли видеть выше, он уже непосредственно следовал из зависимости $\tau_e(n_e)$.

Если удастся измерить одновременно $T_e(r)$, $T_i(r)$, $n_e(r)$ и $P_{\text{изл}}(r)$, можно вычислить коэффициент теплопроводности $\kappa_e(r)$, теплопроводности $\chi_e(r) = \kappa_e(r)/2,4n_{e19}$ и энергетическое время жизни электронов τ_{Ee} :

$$\tau_{Ee} = \frac{2,4 \langle n_e T_e \rangle_a V \cdot 10^{-19}}{P_{\text{Q.Я}} - \langle P_{\text{изл}}^* \rangle - 2,4 \left\langle \frac{T_e - T_i}{\tau_B} n_e \right\rangle_a V \cdot 10^{-19}}, \quad (7.21)$$

где τ_{Ee} — в с; $\langle P_{\text{изл}}^* \rangle$ — мощность, излучаемая из центральных областей шнура ($r \leq \frac{a}{2}$); $V = 2\pi^2 a^2 R$ — объем шнура.

Рис. 78. Поведение измеренного $\tau_{Ee}^{\text{эксп}}$ и вычисленного неоклассического значения τ_{Ee} (НК) [324] для токамака Alcator



На рис. 78 приведены измеренные и неоклассические значения τ_{Ee} для токамака Alcator [14]. Они сближаются лишь при очень высоких $\langle n_e \rangle \geq 5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. В области низких $n_e \leq 10^{19} \text{ м}^{-3}$ отличие от неоклассических может достигать 100. Такой почти пропорциональный рост τ_{Ee}

с n_e — характерная черта современных токамаков. Очевидно, что именно она лежит в основе растущей зависимости $\tau_E(n_e)$ (см. рис. 67).

Типичное соотношение между τ_{Ee} и τ_{Ei} демонстрирует рис. 74, где отчетливо видно, что эффективность электронного нагрева $\Delta T_e/P_{\text{инж}} \sim \tau_{Ee} \dot{n}_e/n_e$ при $n_e \approx 10^{19} \text{ м}^{-3}$ в 3–4 раза ниже ионного $\Delta T_i/P_{\text{инж}} \sim \tau_{Ei} \dot{n}_i/n_e$. Сравняются они лишь при $n_e \geq 3 \div 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Замечено, что реальная электронная термоизоляция улучшается по мере обострения распределения $j(r)$ [43, 356], пока обострение не приводит к развитию крупномасштабных МГД-неустойчивостей. Это может быть причиной роста τ_E в процессе разряда и на спаде разрядного тока [43].

Другая тенденция в поведении τ_{Ee} — некоторый рост с ростом T_e . Ее наблюдали в первых экспериментах по ВЧ-нагреву на ТМ-3 [342] и в опытах на PLT [33]. Чтобы описать ее количественно, предложено, например [357], исправить закон подобия Алкатора, умножив его на T_e/J_p . В такой записи он стал бы функционально близок другим [330] законам подобия (обычно $T_e \propto J_p^{1-2}$).

Как будет вести себя дифференциальная характеристика теплопереноса $\kappa_e(r) = \chi_e n_e 2,4 \cdot 10^{-19}$?

Первая попытка найти ее экстраполяционное выражение принадлежит Л. А. Арцимовичу ("псевдоклассика Арцимовича") [327]. Им было предложено увеличить примерно на порядок неоклассическое значение $\chi_e(r)$ и одновременно принять в качестве ν_{ei} частоту $\nu'_{\text{эф}} = 2,8 \cdot 10^{-8} n_e / \sigma^*$, вычисленную из измеренной электропроводности плазмы:

$$\chi_e = 10 \nu'_{\text{эф}} \rho_e^2 \varphi = 3,3 \cdot 10^{-18} n_e T_e / B \varphi^2 \sigma. \quad (7.22)$$

Эта экстраполяция удовлетворительно описывала охлаждение электронов в среднем и сыграла стимулирующую роль в развитии исследований. Однако от нее пришлось отказаться, так как, игнорируя зависимость $\tau_E(n_e)$, она оставалась справедлива лишь при $n_e = 2 \div 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Кроме того, она не передавала характерного роста теплопереноса в периферийных областях шнура.

* Определенная таким образом $\nu'_{\text{эф}}$ в 2 раза ниже общепринятого значения $\nu_{\text{эф}} = 5,6 \cdot 10^{-8} n_e / \sigma_{\parallel}$.

Как мы могли заметить на примере токамаков ORMAK и PLT (рис. 77), реальные зависимости $\chi_e(r)$ носят довольно единообразный вид. Разброс точек соответствует в первом случае неопределенности, связанной с $P_{изл}^*$, а во втором — изменению T_e от 2,4 кэВ (верхняя граница) до 3,7 кэВ (нижняя).

Рост $\chi_e(r)$ к краю шнура удается успешно передать, применяя экстраполяцию "алкаторного" типа:

$$\chi_e = 5 \cdot 10^{19} / n_e. \quad (7.23a)$$

Эту же цель преследует экстраполяция Мережкина—Муховатова [34]

$$\chi_e = \frac{10^{20}}{n_e} \frac{\sqrt{T_e}}{qR} \left(\frac{r}{R} \right)^{7/4}. \quad (7.23b)$$

Отличительная особенность последней экстраполяции — явная зависимость от r/R . Зависимость столь сильная, что соответствующее τ_E должно было бы определяться не a , а R . Для больших токамаков такая поправка малосущественна, поскольку у них $a/R \approx \text{const} = 1/4$. Но она становится принципиальной для крутых токамаков (Т-11, Alcator-C), отражая ухудшение электронной термоизоляции в таких установках.

Эти экстраполяции наиболее популярны сегодня. Заметим, что аналогичная коррекция ($\propto n_e^{-1/2}$) впервые была предложена для "псевдоклассики Арцимовича" (7.22) в работе [358].

Хотя использование оптимистических законов подобия дает для больших ($a = 1,5 \div 2$ м) токамаков вполне приемлемые значения τ_{Ee} , с точки зрения реакторных условий, предсказания эти не столь надежны, как, скажем, в случае τ_{Ei} . Например, если для перехода от PLT к реактору τ_{Ei} необходимо увеличить только на порядок (см. рис. 74), то τ_{Ee} в 30–40 раз.

Не исключено, что электронное охлаждение превратится в препятствие при приближении к реактору. Это один из основных мотивов, заставляющий активно искать механизм аномального электронного переноса.

Что можно сказать сегодня о возможной природе такого механизма?

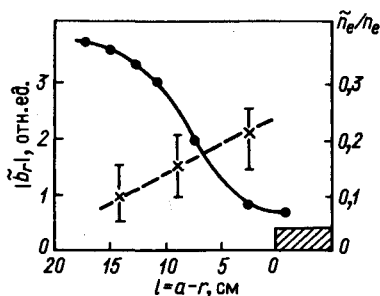
Главная особенность τ_{Ee} — рост с n_e — позволяет предполагать по аналогии с МГД-неустойчивыми разрядами, что тепловой электронный поток из центра к периферии идет каким-то образом вдоль магнитного поля. Иными словами, магнитная конфигурация токамака оказывается частично разрушена для энергичных электронов, хотя масштаб соответствующих возмущений и на порядок слабее, чем в случае МГД-неустойчивостей.

Возможно, например, одним из источников таких возмущений являются внешние поперечные поля b_{\perp} — следствие разрезов кожуха, локальных токоподводов и т. д. В результате вблизи периферии возникает набор узких магнитных островов, облегчающих перенос электронов поперек B_{θ} .

Другой возможный источник возмущений — флуктуирующие магнитные поля \tilde{b}_r — результат собственных микронеустойчивостей плазмы.

Поля \tilde{b}_r могут образовывать вблизи дробных $q(r) = 5/2, 7/2 \dots 10/3, 8/3, 7/3$ и т. д. острова, напоминающие конвективные ячейки, вытянутые вдоль B . Эффективная теплопроводность такого шнура примерно равна [359]

Рис. 79. Локализация колебаний \tilde{b}_r и \tilde{n}_e вблизи границы шнура в токамаке *Макротор* [263], $a = 45$ см



$$\kappa_{e \text{ эф}} = \kappa_{e \perp} + \kappa_{e \parallel} \left(\frac{\tilde{b}_r}{B\theta} \right)^2. \quad (7.24)$$

Можно показать, что $\kappa_{e \text{ эф}}$ достигнет псевдоклассических значений уже при $\tilde{b}_r \approx 10^{-4} B\theta$.

Наиболее вероятными причинами возмущений \tilde{b}_r считают дрейфово-диссипативные [360] и диссипативные баллонные неустойчивости с $n \gg 1$ [96] (неустойчивости на запертых частицах фактически реабилитированы опытами на PLT [33]).

Оценим частотный диапазон возмущений, способных влиять по такой схеме на электронную теплопроводность, не затрагивая ионную. Очевидно, что их период должен лежать между временами пролета иона вдоль тора ($v_i/2\pi R$) и электрона ($v_e/2\pi R$). Для Т-4, например, мы получим диапазон частот от 30 кГц до 5 МГц.

Измерения флуктуаций \tilde{b}_φ , проделанные в тени диафрагмы на Т-4 [262], показали, что, действительно, в плазме присутствует небольшой фон колебаний с частотами 0,1–1,5 МГц. Амплитуда их максимальна в средней стадии разряда.

С помощью магнитного зонда, погруженного в плазму, на токамаке *Макротор* удалось показать [263], что подобные колебания быстро нарастают в глубь шнура, почти достигая критического уровня $10^{-4} B\theta$. Соответствующая зависимость $\tilde{b}_r(r)$ приведена на рис. 79 примерно до $r = a/2$. Эта ветвь колебаний кажется очень опасной в отношении электронного охлаждения.

Особо пристальное внимание было привлечено к этим колебаниям в связи с недавними опытами на ISX-B [IAEA-9, 1982, A-4] по исследованию предельно допустимых β_J в токамаках.

Как уже упоминалось, в этих опытах с дополнительным нагревом плазмы пучками быстрых нейтральных атомов был обнаружен некоторый условный "мягкий" предел для β_J примерно на уровне $0,5R/a$.

Внешним признаком приближения к пределу стало быстрое уменьшение τ_E , по всей видимости, за счет увеличения электронной аномальности (еще в 3 раза).

Расчеты возможного роста теплопереноса, выполненные в предположении развития резистивной баллонной неустойчивости ($n \gg 1$) [IAEA-9, 1982, P-4], обнаружили разумное совпадение с результатами эксперимента.

Совпадение оказалось тем более впечатляющим, что одновременно с нагревом плазмы был экспериментально обнаружен резкий рост интенсивности колебаний все той же "высокочастотной" (100–260 кГц) ветви

флуктуаций \tilde{b}_φ . Очевидно, именно в этой области частот следовало ожидать проявления неустойчивостей с $n \gg 1$.

Наконец, на рис. 79 приведены значения обычно наблюдаемых флуктуаций плотности \tilde{n}_e/n_e . Эти колебания — возможное проявление дрейфовых неустойчивостей — имеют примерно тот же спектр частот, что и \tilde{b}_φ . Они впервые наблюдались на АТС по рассеянию микроволн [260] и с тех пор изучались на многих токамаках [360]. Максимум их амплитуды смещен к краю шнура (особенно при высоких n_e) и может достигать, как это следует из рис. 79, 30%. В центральной части шнура они обычно не превышают 1–2%.

Делались неоднократные попытки связать электронный перенос с этим видом колебаний [360]. Однако оказалось, что значения \tilde{n}_e в центральных областях слишком низки, чтобы обеспечить серьезное охлаждение. Но на краю колебания масштаба n_e могут дать заметный вклад в общие потери, достигающие, как известно (см. гл. 3), уровня бомовских.

Следующий потенциально возможный источник микроустойчивостей связан с протеканием в токамаке тока J_p .

Создающий J_p поток электронов направлен вдоль тора и мог бы возбуждать колебания плазмы, как только его скорость $u_{e\parallel} = 6 \cdot 10^{18} j(r)/n_e$ приблизилась бы к их характерным скоростям распространения. Такая схема вполне реальна, например, для ионно-звуковых (при $T_e > T_i$ [361]) и альфвеновских колебаний [362]. К сожалению, круг этих явлений ($\nu \approx 1 \div 100$ МГц) почти не исследован экспериментально.

Влияние направленного потока электронов на теплопроводность можно было бы оценить сверху, сравнивая термоизоляцию плазмы с током J_p и без тока (в стеллараторе) при одинаковых плазменных параметрах. В окончательном виде такой опыт еще не проведен. Наиболее интересны результаты, полученные на стеллараторе WVII [363] с нагревом бестоковой плазмы пучком быстрых нейтральных атомов. На основе их можно сделать качественный вывод, что термоизоляция бестоковой плазмы выше, чем с током. Высокий уровень радиационных потерь, сопровождавший эти эксперименты, не позволил сделать количественного сравнения.

Опыты с различными токами J_p в стеллараторах как будто бы указывают на зависимость $\tau_E \propto v_e/u_{e\parallel} \propto n_e v_e/J_p$ [300]. К сожалению при этом не всегда удавалось до конца исключить эффекты, связанные с МГД-неустойчивостями плазмы при снижении $q(a)$.

Если предположить, что электронная аномальность вызвана микроустойчивыми, связанными с направленной скоростью электронов $u_{e\parallel}$ (точнее, $u_{e\parallel}/v_e$), естественно ожидать, что τ_E станет растущей функцией $v_e/u_{e\parallel} \propto n_e T_e^{1/2}/J_p$. Напомним, что одна из предложенных экстраполяций τ_E [357] имеет очень похожий функциональный вид: $\propto n_e T_e/J_p$.

Этим объясняется сегодняшняя популярность подобных представлений о природе электронной аномальности.

Физическая основа этих представлений становится еще шире, если учесть типичное для токамаков искажение максвелловской функции распределения электронов по скоростям.

В предыдущих рассуждениях мы неявно предполагали, что в пространстве скоростей электронное распределение лишь смещено как целое на

величину $u_{e\parallel}$. Однако это справедливо далеко не всегда. Как было замечено Драйсером [364], энергичные электроны первоначального распределения, движущиеся вдоль электрического поля \mathcal{E}_θ , могут перейти в режим неограниченного ускорения из-за падения сечения кулоновского торможения с ростом энергии. В итоге — образование пучков "убегающих" электронов и деформация первоначальной функции распределения в сторону ее высокоэнергичной части.

Явление это имеет самостоятельный интерес и может быть важно с точки зрения термоизоляции. Рассмотрим его отдельно.

7.5. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ.

"УБЕГАЮЩИЕ" ЭЛЕКТРОНЫ

Реальное распределение электронов по скоростям оценивают обычно, сравнивая T_e , измеренную методом лазерного рассеяния, с интенсивностью синхротронного излучения (вблизи ω_{ce} или $2\omega_{ce}$) и со спектром объемного рентгеновского излучения.

Как уже отмечалось, частотная зависимость рентгеновского континуума (за вычетом рекомбинационных скачков и линий) прямо передает распределение электронов по энергиям.

Синхротронное излучение — результат искривления траекторий электронов магнитным полем B_θ — несет информацию об их поперечной составляющей энергии.

Подробный анализ поведения синхротронного излучения в токамаках читатель найдет в работе Б. А. Трубкинова [365]. Здесь мы отметим лишь некоторые специфические особенности этого излучения, определяющие его роль в диагностике и термоизоляции электронов.

Прежде всего, излучение вблизи ω_{ce} и $2\omega_{ce}$ используют для измерения $T_{e\perp}$. Дело в том, что мощное поглощение электромагнитных волн вблизи гармоник ω_{ce} одновременно означает и рост излучательной способности электронов на этих частотах. В современных условиях она достигает излучательной способности черного тела, что существенно облегчает измерения и калибровку.

При этом полный уровень синхротронных потерь $Q_{\text{синхр}}$ еще мал в силу узости излучаемого диапазона частот. Однако по мере увеличения B_θ и T_e $Q_{\text{синхр}}$ будет быстро расти.

С учетом самопоглощения и отражения от стенок усредненные синхротронные потери из единицы объема составят [365]:

$$Q_{\text{синхр}} = 9 \cdot 10^{-19} n_e^{1/2} T_e^{5/2} B_\theta^{5/2} a^{-1/2} \sqrt{(1-r_c)(1+\eta)}, \quad (7.25)$$

где $\eta = 5,7 \cdot 10^2 a/R \sqrt{T_e}$, а r_c — эффективный коэффициент отражения стенок камеры.

При $B_\theta > 10$ Тл, $T > 15$ кэВ и $n_e \leq 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ $Q_{\text{синхр}}$ может приблизиться к псевдоклассическим электронным потерям.

Основные гармоники синхротронного излучения лежат в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Соответствующие волны, хорошо отражаясь от стенок, способны "вытекать" из камеры через диверторные щели, патрубки инжекции и т. д., что потенциально опасно для панелей

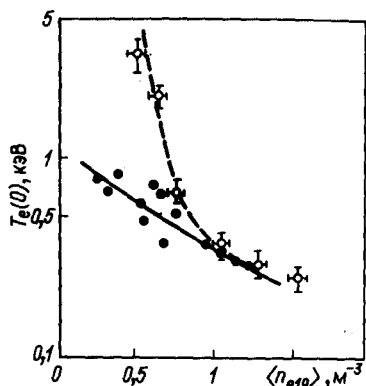


Рис. 80. Сравнение $T_e(0)$, найденных по рентгеновскому (●) и синхротронному (○) излучениям плазмы при разных n_e (стелларатор-токамак Л-2 [363])

гелиевой криооткачки (они могут оказаться под дополнительной тепловой нагрузкой).

Следя за тороидальным полем $B_\theta \propto 1/R$, ω_{ce} существенно снижается от внутреннего к внешнему обводу тора. Тем самым становятся возмож-

ны локальные измерения $T_{e\perp}(R)$. Для этого необходим соответствующий узкополосный приемник с перестройкой частоты приема на $\pm 30\%$ [366].

Идеология подобных измерений основана на предположении о "черноте" излучающего слоя. Как известно, излучение черного тела не зависит от n_e , а только от T_e . В таких условиях добавка к плазме даже малой доли энергичных электронов с $T_{e\perp}' \gg T_{e\perp}$ вызвало бы резкий рост излучения, масштаб которого ограничился бы только ухудшением "черноты" плазмы.

Тогда чрезмерно высокое синхротронное излучение можно рассматривать еще и как индикатор появления электронных пучков с большими поперечными энергиями.

На рис. 80 приведены значения $T_e(0)$, измеренные по мягкому рентгеновскому и синхротронному излучениям на стеллараторе с током Л-2 [367] в условиях разных n_e . Легко видеть, что при малых n_e $T_e^{\text{синхр}} \gg T_e^{\text{рент}}$. Это определенно свидетельствует о появлении пучков с высокими $E_{e\perp}$. Первопричина их — продольное ускорение электронов. На рис. 81 [368] представлены спектры мягкого рентгеновского излучения, полученные на ST с помощью полупроводникового детектора в разных условиях разряда: при различных n_e (1-4) и в МГД-неустойчивом режиме (5).

Интенсивность рентгеновского континуума в логарифмическом масштабе обязана линейно спадать с ростом $E_\gamma = h\nu$ ($\propto -E_\gamma/T_e$), если распределение электронов близко к максвелловскому. Так оно и происходит в МГД-неустойчивом режиме (5) и при высоких n_e (4). Вычисленная по спаду T_e совпадает с измеренной лазером.

При низких же n_e распределение электронов превращается в суперпозицию нескольких квазимаквелловских распределений с набором эквивалентных " T_e ", первое из которых относится к основной плазме, а второе и третье — к ускоренным группам. Явление это, впервые обнаруженное на ST [368], а затем на ТМ-3 [369], оказалось общим для всех токамаков и связывается с эффектом "убегания".

Очевидно, что электрон будет заведомо ускоряться вдоль \mathcal{E}_θ , если продольная энергия, набранная им между двумя столкновениями, $e\mathcal{E}_\theta \lambda_{ei}$ окажется выше исходной. Поле \mathcal{E}_k , в котором основная масса электро-

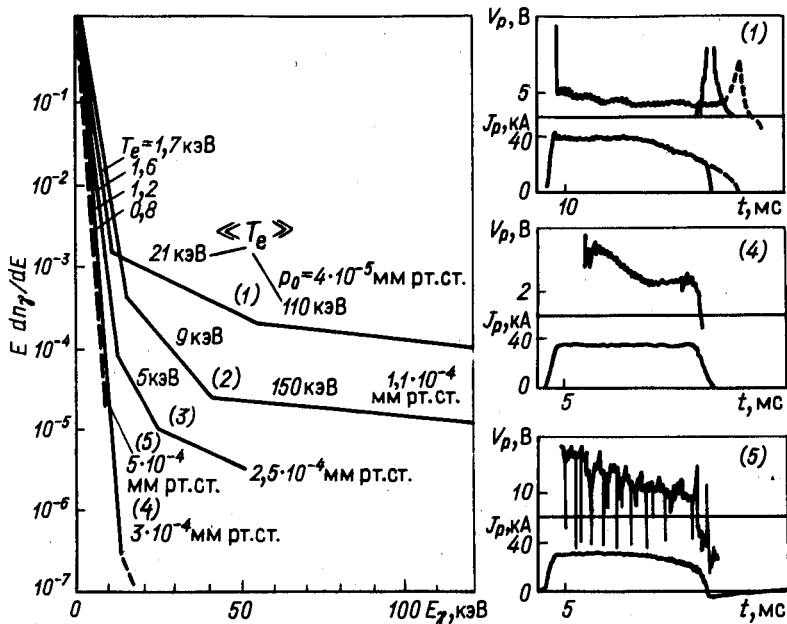


Рис. 81. Энергетический спектр рентгеновского излучения (ST [368]) при разных ρ_0 , т. е. n_e :

справа — соответствующие осциллограммы J_p , V_p ; 1–4 — устойчивые; 5 — неустойчивые режимы разряда

нов переходит в режим ускорения на отрезке λ_{ei} , носит название критического или драйсеровского:

$$\mathcal{E}_K = 4 \cdot n_{e19} \left(\frac{10^3}{T_e} \right) Z_i^2, \quad (7.26)$$

где \mathcal{E}_K ($\text{В} \cdot \text{м}^{-1}$) — большая величина. Обычно в токамаках реализуются значения $\mathcal{E}_\theta \approx 0,1 \div 0,01 \mathcal{E}_K$. Но даже и тогда за времена, сравнимые с τ_{Ee} , в режим ускорения может перейти заметная группа электронов. Сначала это будут энергичные электроны далеких максвелловских "хвостов". Уход их должен восполняться электронами основной группы. В итоге, если ускорению будут препятствовать только кулоновские столкновения с ионами, через некоторое время t_K вся масса электронов может перейти в ускорительный режим.

Если, однако, значения t_K превысят τ_{Ee} , электронные потери ограничат процесс ускорения и образования пучков.

На рис. 82 приведены вычисленные разными авторами [370–372] отношения t_K к τ_{ei} — времени e - i -столкновений — в функции от $\mathcal{E}_\theta / \mathcal{E}_K = u_{e\parallel} / v_e = j_b \cdot 10^{18} / n_e v_e$ для $Z = 1$ и с учетом примесей ($Z_{эф} = 3$).

Характерный масштаб сегодняшних значений τ_{Ee} составляет 10^4 – $10^5 \tau_{ei}$. Таким образом, развитие ускорительных процессов наиболее вероятно в режимах с малыми n_e при $\mathcal{E}_\theta / \mathcal{E}_K > 0,05$. Именно с ускорением естественно связать искажения электронного распределения, воз-

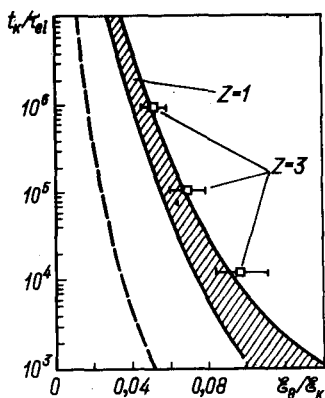


Рис. 82. Расчетные значения отношения t_k времени перехода основной массы электронов в ускорение к t_{ei} — времени электрон-ионных столкновений по результатам разных авторов [370–372]. Пунктир — расчет Драйзера [364]

никавшие на ST (рис. 81). Прямые опыты подтвердили это. Было продемонстрировано, что соответствующие жесткие рентгеновские кванты, как и ожидалось, излучаются преимущественно в направлении движения электронов.

Какие макроскопические последствия "убегания" электронов наблюдают в токамаке? Заметим сразу, что присутствие уже их малой группы может существенно изменить условия разряда. Например, при типичной плотности тока $2,5 \cdot 10^6$ А/м² и $n_e = 10^{20}$ м⁻³ ускорение до релятивистских энергий (свыше 500 кэВ) доли $5 \cdot 10^{-4}$ общего числа электронов приведет к тому, что весь ток J_p станет переноситься ими. Такой переход обычно сопровождается резким снижением $\xi_\theta = V_p / 2\pi R$ и ростом смещения шнура наружу [152]. Причина смещения — центробежное расталкивание пучка. Оно учитывается добавлением к β_J в (2.9) $\Delta\beta_{J\parallel} = \hat{N}_e \hat{E}_{e\parallel} / 10^{-7} J_p^2$, где \hat{N}_e — погонное число убегающих электронов (в объеме 1 м длины шнура), а $\hat{E}_{e\parallel}$ — их средняя энергия. Если $E_{e\parallel}$ в предыдущем примере составляет 10 МэВ, то $\Delta\beta_{J\parallel}$ оказывается равна β_J основной плазмы с $T_e = T_i = 6 \cdot 10^3$ эВ. В реакторных условиях такая добавка может оказаться недопустимой из-за жесткого ограничения полной β_J .

С другой стороны, если удастся измерить $\Delta\beta_{J\parallel}$ из смещения (2.28), мы сразу находим погонную энергию пучка $\hat{N}_e \hat{E}_{e\parallel}$.

Ускорение электронов не ограничивается смещением шнура. Быстрый электрон, как всякая энергичная частица, обязан отклоняться наружу на расстояние Δr_e от своей исходной магнитной поверхности радиусом r :

$$\Delta r_e = \frac{r}{R} \frac{m_e u_{e\parallel} 6 \cdot 10^{18}}{\sqrt{1 - \frac{u_{e\parallel}^2}{c^2}} B_\varphi} \approx \frac{r}{R} \frac{E_{e\parallel}}{B_\varphi} 3,3 \cdot 10^{-3} \quad (7.27)$$

(Δr_e , м; $E_{e\parallel}$, МэВ).

Если отклонение окажется слишком большим, электрон уйдет на диафрагму. Таким образом, для каждой магнитной поверхности в токамаке существует предел $E_{e\parallel}$, перехода который, электрон теряет. Торможение его на диафрагме вызывает жесткое рентгеновское излучение, легко регистрируемое (0,1–10 МэВ) сцинтилляторами. Оно служит обычно индикатором убегающих электронов.

Возникновение магнитных островов резко ухудшает свойства токамака как ловушки быстрых электронов. Это, по всей видимости, результат

того, что силовые линии островов фактически объединяют центр и периферию шнура. Для энергичных электронов с большими $E_{e\parallel}$ такое объединение — прямой канал выхода на диафрагму. Замечено, что интенсивность жесткого рентгеновского излучения на диафрагме максимальна именно в начальной фазе образования островов.

Часть быстрых электронов захватывается островами и проявляется затем в виде характерных пиков жесткого рентгеновского излучения, строго повторяющих прохождение острова вблизи диафрагмы [268, 283].

Таким образом, естественно объясняется тот факт, что в МГД-неустойчивых режимах электронное распределение существенно ближе к максвелловскому, чем в устойчивых [см. рис. 81, случай (5)].

С другой стороны, чтобы достичь энергий 1–5 МэВ, электрон в современных токамаках обязан проделать не менее 10^6 оборотов вдоль тора. Появление таких электронов можно рассматривать одновременно как признак высокого качества магнитной конфигурации.

Не исключено, что для ограничения энергии электронных пучков конфигурацию придется намеренно ухудшать (например, внешними винтовыми возмущениями). Иначе бомбардировка диафрагмы релятивистскими электронами локализуется в очень узкой области. Чрезмерная концентрация энергии приводит к расплавлению и испарению материала. Существует мнение, что именно ускоренные пучки электронов вызывают повышенное поступление тяжелых примесей в режимах типа Б (с малыми n_e).

Наиболее опасна при этом начальная стадия разряда, когда $\mathcal{E}_\theta/\mathcal{E}_K$ максимально. Чтобы подавить пучки, пользуются двумя приемами: импульсным подъемом n_e (путем инъекции холодного водорода) и иногда иницированием МГД-возмущений. Замечено, что подавлению пучков способствует снижение уровня примесей (видимо, за счет подъема T_e и уменьшения \mathcal{E}_θ).

Однако эти приемы становятся бесполезны в области режимов с низкими n_e ($< 10^{19} \text{ м}^{-3}$).

Опытами на Т-6 [152] было доказано, что при малых n_e можно перевести в ускорительный режим практически все электроны, переносящие ток $J_p \approx 40$ кА. К счастью, такие режимы скорее исключение, чем правило: незначительный подъем n_e либо введение небольшой магнитной пробки B_θ возвращает разряд в обычное состояние.

Дальнейшее понижение n_e до уровня $1\text{--}3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ сопровождается обычно ростом жесткого рентгеновского излучения с диафрагмы и, наконец, вспышками характерной неустойчивости ускоренных пучков, получившей название "веерной". Наиболее подробно она исследовалась на ТМ-3 В. В. Аликаевым и К. А. Разумовой с сотрудниками [154, 157, 373]. Вопросам ускорения и торможения электронов посвящен также обзор [389].

Внешне эта неустойчивость проявляется резким торможением пучка и, как обнаруживается по вспышке синхротронного излучения, поворотом вектора скорости убегающих электронов поперек B_θ . Вероятно, действием веерной неустойчивости следует объяснить повышенные значения $T_e^{\text{синхр}}$ на рис. 80.

В чем ее причина? Изящное объяснение с привлечением аномального эффекта Доплера было предложено Б. Б. Кадомцевым и О. П. Погуче [374] и развито затем в работе [375]. Его популярное описание дано в книге Л. А. Арцимовича [3].

Суть состоит в том, что электромагнитные волны, распространяющиеся в редкой плазме ($\omega_{pe} < \omega_{ce}$) под углом к B , могут резонансным образом взаимодействовать с пучком электронов, меняя направление его движения. А именно, в силу эффекта Доплера косая ленгмюровская или магнитозвуковая волна с частотой $\omega < \omega_{pe}$ и продольным волновым числом k_{\parallel} воспринимается электроном, летящим вдоль B , как волна с частотой $\omega_1 = \omega - k_{\parallel}v_{e\parallel}$. Циклотронный резонанс электрона в поле ее поперечной составляющей на гармониках ω_{ce} наступил бы при $\omega_1 = n\omega_{ce}$. Но $\omega < \omega_{ce}$, т. е. резонанс возможен лишь при отрицательных n . Такое взаимодействие и называют аномальным эффектом Доплера. В процессе его электрон может перевести свою продольную энергию в поперечную, передав продольный импульс волне. Внешне это проявится как веерная неустойчивость.

Практическим следствием ее оказывается захват части электронов с большими поперечными скоростями в магнитные ловушки, возникающие из-за гофрировки B_{θ} . В силу тороидальности B_{θ} захваченные электроны быстро сдрейфовывают вверх или вниз на стенку, иногда проплавляя ее в местах выхода. Об этом уже упоминалось в гл. 3.

Была установлена граница возникновения мощных электронных пучков и развития веерной неустойчивости (критерий Разумовой) [157]: $n_{e19} \leq j/1,4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$.

Именно она определяла со стороны малых n_e область устойчивых режимов разряда на диаграмме рис. 41. Ее стараются не нарушать.

Иногда, когда в результате срыва n_e быстро падает, граница нарушается. Вслед за этим стартуют мощные релятивистские пучки, создающие при торможении жесткий γ -фон, опасный для персонала установки. Это заставляет уже сегодня окружать большие токамаки толстой (около 1 м) бетонной защитой.

Однако в будущем не исключена возможность полезного использования ускоренных электронов, например, с целью длительного поддержания тока J_p . Слабое кулоновское торможение быстрых электронов позволило бы снизить квазистационарные значения V_p и $P_{o.n}$. Например, в токамаке с дивертором ASDEX [109] кольцо ускоренных электронов ($J_p = 250 \text{ кА}$) существовало уже более 10 с. При этом V_p снизилось до 0,12 В. Правда, такой режим возможен лишь при условии жесткого ограничения максимальной энергии электронов пучка, иначе слишком возрастет β_J^* . Для реактора с умеренными плотностями тока (порядка 10^6 А/м^2) и $n_e \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$ максимальная энергия составляла бы около 10 МэВ, а минимальная, при которой большая часть тока переносилась пучком, 2–3 МэВ.

В принципе, такой пучок можно было бы формировать, доускоряя электроны высокочастотной волной, бегущей вдоль тора (см. § 7.2.6). Например, в опытах по нижнегибридному нагреву на PLT [366] удалось таким способом создать импульс тока J_p с амплитудой до 160 кА и длительностью до 5 с. Заметим, что такие опыты идут обычно на грани разви-

тия верных неустойчивостей и оказываются успешны пока лишь при $n_e \leq 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. С ростом n_e пучок быстро исчезает. По-видимому, для его формирования необходимо присутствие в исходной плазме немаксвелловских электронов. В настоящий момент исследуются возможности смещения этой границы в область более высоких n_e .

Вернемся, однако, к электронной теплопроводности. Быстрое торможение локальных электронных пучков означает флуктуации плотности тока и \tilde{b}_r . В итоге возможны образование микроостровов на ширину бесплотковительного скин-слоя c/ω_{pe} и рост электронного теплопереноса. Иными словами, если верные неустойчивости в токамаке удерживают электроны от ускорения, они могут стать причиной повышенного переноса, особенно в области низких n_e .

Разумеется, наши рассуждения носят сугубо предположительный характер. Во всяком случае, если электронный перенос действительно является прямой функцией $u_{e\parallel}/v_e$, его аномальная часть будет подавлена в реакторе, так как $u_{e\parallel}/v_e$ снизится там до очень малых значений.

Рассмотрим теперь кратко поведение электропроводности плазмы и примесей.

7.6. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЫ И ПОВЕДЕНИЕ ПРИМЕСЕЙ

Электропроводность плазмы σ , которую легко (2.4) находят из $J_p(t)$ и напряжения $V_p(t)$, — одна из важнейших практических характеристик разряда в токамаке.

Во-первых, она прямо описывает потерю электронами их продольного импульса ($v_{3\phi} = 5,6 \cdot 10^{-8} n_e / \sigma_{\parallel}$).

Во-вторых, в типичных условиях, когда $q(0) \approx 1$, $\sigma(0)$, определяет стационарное значение

$$V_{p0} = \frac{2\pi R j(0)}{\sigma(0)} \approx \frac{B\theta \cdot 10^7}{\sigma(0)}. \quad (7.28)$$

В свою очередь, V_{p0} ограничивает максимальную длительность разрядного импульса токамака (см. гл. 2).

Далее, $\sigma(r)$ задает стационарное распределение $j(r)$ и соответственно степень устойчивости шнура и отчасти τ_E .

Наконец, в условиях омического нагрева $\frac{\langle n_e T_e + n_i T_i \rangle_a}{\tau_E} \propto \langle j^2 \sigma \rangle_a \propto \langle j^2 T_e^{3/2} \rangle_a$, т. е. знание реальных значений $\langle n_e \rangle_a$, $\langle j \rangle_a \propto \frac{B\theta}{qR}$, τ_E позволяет независимо вычислить:

$$\langle T_e \rangle_a = 4,4 \cdot 10^3 \left[\tau_{Ee} \frac{B\theta^2 A_R}{q^2 R^2 \langle n_{e19} \rangle \left(1 + \frac{\tau_{Ee}}{\tau_{Ei} + \tau_B} \right)} \right]^{0,4} \approx$$

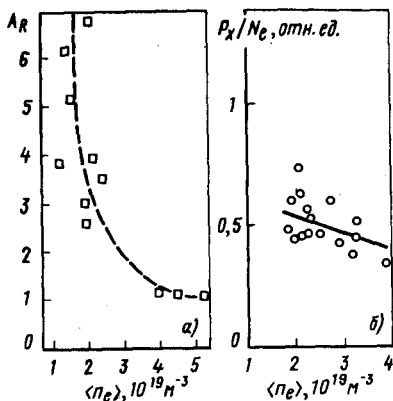


Рис. 83. Интегральные характеристики поведения примесей в токамаках при изменении n_e :

a – типичный ход $A_R(n_e)$ (Т-3 [32]); b – поведение "рентгеновской мишени" (Т-4, [76])

$$\approx 4,4 \cdot 10^3 \left[\tau_{Ee} \frac{B_0^2 A_R}{q^2 R^2 \langle n_{e19} \rangle} \right]^{0,4}, \quad (7.29)$$

где A_R – параметр аномального сопротивления – отношение σ_H условной электропроводности водородной плазмы с измеренной температурой $\langle T_e \rangle_a$ к реальной величине $\langle \sigma \rangle_a$. Параметр A_R – одна из важных характеристик плазменного шнура.

Если электроны тормозятся на примесях, A_R примерно равно $Z_{эф} = \frac{1 + \sum a_{iZ} Z^2}{1 + \sum a_{iZ} Z} \equiv \frac{n_H + \sum n_Z Z^2}{n_e}$. [Различие между ними около 1,5 появля-

ется в случае примесей с большими Z (1.18).]

Торможение пролетных электронов на запертых заметно снижает (1.35) σ периферийных частей шнура ($A_R > 1$).

Ускоренные электроны, напротив, увеличивают σ ($A_R < 1$). Ее внезапный рост – первый практический признак развития электронных пучков. Однако в большинстве случаев пучки незначительны и $A_R \geq 1$.

На рис. 83,а (Т-3 [32]) изображена характерная зависимость $A_R(n_e)$, построенная на основании диамагнитных измерений T_e .

Отчетливо видно, что при малых n_e A_R меняется приблизительно как n_e^{-1} , т. е. если бы электронное торможение происходило на примесях, их содержание (точнее, $\sum n_Z Z^2$) должно было бы оставаться примерно постоянным в этом диапазоне изменения n_e .

На рис. 83,б (Т-4 [76]) приведены полученные при разных n_e относительные значения плотности так называемой рентгеновской мишени – полной мощности мягкого рентгеновского излучения из центра P_X , деленной на полное число электронов в центре N_e . Плотность мишени должна быть пропорциональна содержанию примесей. Как легко видеть, эта величина даже несколько растет с уменьшением n_e .

Последующие эксперименты на ST [161] продемонстрировали количественно, что A_R соответствует $Z_{эф}$, вычисленному из P_X .

По всей вероятности, наблюдавшийся в ранних опытах на токамаках феномен "аномально высокого электрического сопротивления" ($A_R \gg 1$) обязан или присутствию примесей, или при малых n_e [157] возникновению группы электронов с высокими поперечными энергиями.

В итоге при $n_{e19} > j/1,4 \cdot 10^6$ можно полагать в первом приближении $A_R \approx Z_{эф}$ и находить σ , следуя (1.18) и (1.35).

Обсудим в связи с этим поведение примесей в токамаке.

Наиболее важные сведения о них пока получали, анализируя мягкое рентгеновское излучение. Кроме того, $Z_{эф}$ определяют по скорости релаксации пучка быстрых ионов [174] или по интенсивности тормозного излучения в видимой области [376]. Эти измерения обычно дополняют наблюдениями многочисленных оптических линий атомов и ионов.

К рентгеновскому континууму в области 1–10 кэВ мы уже обращались, используя ход его спектральной зависимости для отыскания температуры и энергетического распределения электронов. Величина абсолютной интенсивности континуума позволяет оценить еще и $Z_{эф}$.

Континуум складывается из тормозной $Q_{торм}$ и рекомбинационной $Q_{рек}$ частей. Для малых Z доминирует тормозное излучение:

$$Q_{торм} = 1,5 \cdot 10^{-38} T_e^{1/2} n_e \sum_Z n_Z Z^2 g_{ff}, \quad (7.30)$$

где g_{ff} — квантовомеханический фактор Гаунта, равный примерно 0,5 для H^+ и 1 для многозарядных примесей. Таким образом, $Q_{торм} \propto Z_{эф}$.

В излучении тяжелых примесей доминирует $Q_{рек}$. Соответствующее выражение [161] выглядит довольно громоздко. Оно упрощается лишь для случая чистых ядер:

$$Q_{рек} = 5 \cdot 10^{-37} T_e^{-1/2} n_e \sum_Z n_Z Z^4. \quad (7.31)$$

Зная интенсивность рентгеновского излучения, T_e и сорт основной примеси, можно найти $Z_{эф}$. Для этого предварительно вычисляют $Q_{рек}/Q_{торм} = \gamma(T_e)$. Например, в диапазоне изменения T_e от 0,6 до 10 кэВ $\gamma(T_e)$ для Fe составляет 5 ± 1 , для кислорода $\gamma(0,6) = 12$, $\gamma(1) = 5$, $\gamma(5) = 1,8$ [161]. Значения P_X/N_e , приведенные на рис. 83,б, были пропорциональны $Z_{эф} n_e$ в предположении $\gamma = \text{const}$.

Иногда степень загрязнения плазмы характеризуют так называемым "параметром превышения" $Z_{эф}(\gamma + 1)$ — отношением реально излучаемой мощности в области 1–20 кэВ к условной величине тормозного излучения водородной плазмы (полагая $g_{ff} = 1$).

При низких n_e этот параметр иногда достигает 50–100 [76, 161]. В "чистой" плазме он снижается до 5–1,5. Заметим, что в реакторе УТС его значение не должно превышать 15–20. Это — жесткое требование.

Дело в том, что согласно классическим представлениям [15] многозарядные примеси должны со временем накапливаться в центре.

Физическая суть этого явления проста. Более легкие и быстрые протоны выступают по отношению к многозарядным ионам подобно электронам по отношению к протонам, с той лишь разницей, что протоны и ионы вращаются в магнитном поле в одну сторону, поэтому соударения с протонами ускоряют тяжелые ионы. Под действием ускоряющей силы ионы начинают дрейфовать против основного диффузионного потока, т. е. к центру. Протоны при этом дополнительно тормозятся, и их поток наружу складывается с диффузионным.

Если диффузия наружу из-за электрон-ионного торможения невелика, поток примесей к центру может доминировать. Многозарядные ионы соберутся тогда у оси шнура. Равновесное распределение наступит, когда исчезнет сила трения между протонами и примесями, т. е. их макроскопические скорости, направленные по φ , сравняются. В цилиндрической плазме с dT/dr и $v_{ei} = 0$ это произойдет, если [15]

$$n_Z = [n_H(r)]^Z. \quad (7.32)$$

В токамаке положение, на первый взгляд, усложняется. Примеси, как и все заряженные частицы, оказываются вовлечены в замкнутый дрейф, выравнивающий разность потенциалов между верхом и низом шнура (см. гл. 1).

Результирующее движение частиц происходит под малым углом к полю B . Напомним, что диффузия наружу по-прежнему вызывается силой трения между движущимися навстречу ионами и электронами. Удлинение пути их взаимодействия учитывают фактором q^2 в коэффициентах переноса.

Примеси в этом движении будут снова ускоряться ионами и тормозиться электронами. В зависимости от знака результирующей силы трения их радиальный поток окажется направлен либо внутрь, либо наружу.

Учитывая в рамках неоклассической модели термодиффузию и то обстоятельство, что примеси с высокими Z находятся по частоте ионных столкновений в области Пфирша—Шлютера, можно получить неоклассические выражения для дополнительного потока протонов наружу Γ_H и потока примесей внутрь Γ_Z [377]:

$$\Gamma_H = -Z\Gamma_Z \equiv \nu_{HZ} n_H \rho_{H\theta}^2 q^2 \left[G \left(\frac{1}{n_H} \frac{dn_H}{dr} - \frac{1}{Zn_Z} \frac{dn_Z}{dr} \right) + H \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \right]. \quad (7.33)$$

Здесь ν_{HZ} — частота столкновений протонов с многозарядными ионами; фактор G меняется от 1 до 0,5, а H — от $-0,5$ до $0,05-0,2$ при переходе основной плазмы из бесстолкновительной области на плато и далее [378—382].

Хотя приведенные значения G и H нельзя считать окончательными (они постоянно уточняются), можно сформулировать некоторые принципиальные свойства неоклассического поведения примесей в токамаке.

В стационарном состоянии ($\Gamma_H = \Gamma_Z = 0$) при не очень острых распределениях температуры примеси должны концентрироваться к оси шнура, примерно соответствуя (7.32). Накопление их должно происходить сравнительно медленно с временами порядка неоклассических диффузионных, но тем интенсивней, чем выше Z . Время удержания примесей в центре $\tau_{pZ}(0)$ должно увеличиваться с ростом Z .

Анализируя имеющиеся на сегодняшний день данные, следует заключить, что примеси в целом не подчиняются этим закономерностям, т. е., подобно электронам, ведут себя аномально.

Во-первых, примеси не обнаруживают повсеместной концентрации к оси шнура. Напротив, в наиболее распространенных режимах типа А

с преимущественным поступлением легких примесей $n_Z(r)$ обычно распределено почти равномерно по сечению или даже растет к краю [161]. Инжекция Ag и D в таких условиях [169, 170] обнаружила, что времена их проникновения в центр примерно равны τ_p , иными словами, не зависят от Z .

Однако в ряде устойчивых режимов с уплощенным распределением $T_e(r)$ [76] или при очень высоких n_e [376, 383] определенно происходит собирание примесей к центру. В частности, явное собирание железа к оси наблюдали на ISX-B, если разряд производили в дейтерии, и собирание прекращалось при переходе на водород. Не привлекая предположения о концентрации примесей к оси, трудно понять опыты с инъекцией малых добавок W в ISX [175], переводивших разряд из режима А в режим Б, и вообще образование полых профилей $T_e(r)$ (см. рис. 27). Эти явления предстоит исследовать в ближайшие годы.

Важным практическим следствием аномального поведения примесей является то, что оно исключает их постепенное накопление. Хотя примеси быстро достигают центра, но и быстро уходят. Ситуация до некоторой степени подобна той, которая возникала с ускоренными электронами.

Что может лежать в основе аномального поведения примесей? Вероятнее всего, причины, близкие к причинам аномальной электронной теплопроводности.

Характерный эффект наблюдался, например, в опытах на T-4 [75]. Обнаружилось, что развитие винтовых МГД-возмущений ($m=2, n=1$), которое сопровождается обычно ростом поступления примесей, приводило не к росту, а к уменьшению или "замораживанию" рентгеновской мишени в центре. Такое "экранирование" центра можно объяснить, например, действием следующего механизма. Очевидно, что при возникновении магнитных островов часть силовых линий уходит на стенку или диафрагму. Плазменная трубка, ориентированная вдоль таких линий, заряжается положительно относительно стенки. Всякий находящийся внутри нее ион будет ускоряться по направлению к стенке (диафрагме). В опытах на токамаках с диверторами показано, что плазма, действительно, вытекает по таким трубкам на диверторные пластины (диафрагмы) со скоростями масштаба ионно-звуковых. Примеси, захваченные этим течением, должны выноситься из шнура.

Аналогичная картина должна наблюдаться при возникновении магнитных островов внутри шнура. Как только силовая линия замкнет область с разными T_e , вдоль нее установится электрическое поле, препятствующее свободному разлету электронов из области $T_1 > T_2$. Это же поле будет ускорять ионы по направлению к меньшим T_2 . Таким образом, становится понятна связь между переносом многозарядных ионов и электронной аномальностью. Пример этот не единичен. Существуют объяснения плохого удержания примесей в центре развитием винтовой неустойчивости ($m=1, n=1$) и внутренним срывом [384]. Иными словами, мы еще раз приходим к выводу, что картина физических явлений в токамаке представляет собой своеобразный тонкий компромисс аномальных и классических процессов. Мы умеем управлять некоторыми из них, но еще не всегда осознанно. Очевидно, что на этом пути использованы не все воз-

возможности. Одной из них, например, кажется сегодня управление переносом и устойчивостью с помощью внешних стационарных винтовых возмущений.

Глава 8

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На этом мы закончим краткий обзор сегодняшних представлений о физических процессах в плазме токамака. Читатель, более глубоко интересующийся затронутыми вопросами, сможет удовлетворить свой интерес, обратившись к литературным ссылкам и периодическим изданиям: "Физика плазмы", "Nuclear Fusion", "Plasma Physics", "Physics of Fluids" и др.

Состояние исследований на токамаках позволяет говорить, что первый характерный этап их развития — создание физических основ термоядерного реактора — близок к завершению.

В начале этого пути академик Л. А. Арцимович весьма образно описал настроения участников, возникшие препятствия и программу дальнейшего движения.

"Сейчас всем ясно, что первоначальные предположения о том, что двери в желанную область сверхвысоких температур откроются без скрипа при первом же мощном импульсе творческой энергии физиков, оказались столь же необоснованными, как и надежда грешника войти в царствие небесное, минуя чистилище. И все же вряд ли могут быть какие-нибудь сомнения в том, что проблема управляемого термоядерного синтеза будет решена. Неизвестно только, насколько затянется наше пребывание в чистилище. Из него мы должны будем выйти с идеальной вакуумной технологией, отработанными магнитными конфигурациями с точно заданной геометрией силовых линий, с программированными режимами электрических контуров..." (Конф. МАГАТЭ, г. Зальцбург, 1961 г.).

Сегодня это чистилище пройдено и масштаб демонстрационного реактора с энергоделиением, равным энергокладу, виден вполне определенно.

Первая половина книги (гл. 2—4) была посвящена магнитным конфигурациям сегодняшних токамаков, вакуумной технологии и организации плазменного шнура. Развитие этих элементов, действительно, определило прогресс всего направления.

Феноменология плазменного шнура, его поведение при различных внешних воздействиях оказались функцией двух почти независимых параметров: во-первых, состава и количества примесей, поступающих со стенок (диафрагмы) и, во-вторых, уровня крупномасштабной МГД-неустойчивости. Механизм действия их в общих чертах понятен. Оптимальный выбор конструкции и материала диафрагм, использование магнитных диверторов, новые способы подготовки стенок разрядных камер позволяют сегодня получать чистую плазму, контролировать тип разряда.

Теория тиринг-неустойчивости количественно описывает проявления МГД-активности в токамаках. Ближе к полному пониманию явление неустойчивости срыва.

Развитие практических методов организации шнура и общее улучшение вакуумной технологии токамаков сделали возможным их устойчивую работу при $2 < q(a) < 1$.

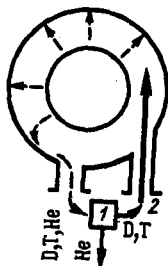
Менее успешно обстоят дела с пониманием физических причин, определяющих термозоляцию плазмы в устойчивых режимах. Если ионная термозоляция с точностью до 2—3 близка к неоклассическому значению, то электронные потери, диффузия и поведение примесей обнаруживают серьезные аномалии, которые предстоит понять.

Правда, их масштаб и характер как будто бы не обещают серьезных препятствий на пути создания демонстрационного реактора. Напротив, может оказаться, что естественный уровень микроустойчивостей служит защитой шнура от аккумуляции примесей или развития ускоренных пучков электронов, иными словами, близок к оптимальному.

Пока для предсказаний с успехом используются экстраполяционные зависимости (7.3), (7.4), (7.20), (7.23) или представляющие их разновидности математические коды с введенными эмпирическими коэффициентами [83, 385, 386].

Рис. 84. Примерная схема квазистационарного реактора:

- 1 – дивертор с системой очистки топлива от He;
2 – инжектор топлива в разряд



Демонстрационный реактор получается в итоге вполне разумных размеров с $a = 1,5 \div 2$ м и $B_0 = 4 \div 5$ Тл. Близкие к этим параметры положены в основу проекта международного токамака – реактора ИНТОР. Очевидно, что опыт работы таких токамаков, как TFTR, T-15, JET, JT-60, придаст этим экстраполяциям точность расчетных формул.

Следующим принципиальным этапом станет создание полупромышленной термоядерной электростанции или реактора-размножителя горючего (бридера).

Этот этап ставит перед исследователями совершенно новые задачи.

Во-первых, следуя требованиям материаловедов и инженеров, необходимо предельно удлинить импульс токамака до 100–1000 с во избежание частых термокачек в контуре утилизации нейтронного потока, т. е. речь идет о стремлении к стационарному токамаку. Как осуществить поддержание стационарного тока, ввод топлива (D + T) и вывод He? Вопросы эти находятся в стадии обсуждения. На рис. 84 изображена схема стационарного токамака с вводом топлива инжекцией быстрых атомов (альтернативой ей может, в принципе, стать инжекция макроскопических льдинок $1-10 \text{ мм}^3$ D₂ и T₂, ускоренных до космических скоростей 5–10 км/с).

Топливо, введенное в центр шнура, частично вступает в реакцию синтеза, частично диффундирует наружу (пунктир). Диффузия плазмы поперек магнитного поля в режиме редких столкновений должна приводить к возникновению добавочного к J_p электрического (bootstrap) тока [387, 388]. Тем самым несколько упрощается задача поддержания квазистационарного импульса токамака. Она еще более упростится, если пучок атомов будет введен по направлению J_p . Ток захваченных ионов (1.17), как мы видели выше, суммируется с J_p . С помощью ионных пучков уже удается переносить значительную часть полного тока [390]. Сложнее обстоит дело с диффузионной добавкой, "бутстрэп-током" [391]. Ее пока не удалось наблюдать экспериментально.

Как упоминалось выше, делаются успешные попытки поддержания тока ВЧ-полями. (Читатель сможет подробно ознакомиться с ними в обзоре [392].) Цель этих опытов – осуществить стационарный режим токамака.

Решаются вопросы откачки гелия. Смесь D, T и He, диффундирующая наружу, должна собираться некоторым диверторным устройством (рис. 84), очищаться от He и снова подаваться в инжектор. Конкретные схемы этой цепочки пока не ясны. Возможно, в качестве приемного элемента можно будет использовать струю жидкого металла или поток металлических шариков с последующим извлечением газов.

Во всяком случае здесь открывается еще одно широкое поле деятельности для изобретательных и предприимчивых людей. Быстрый технический прогресс токамаков последних лет позволяет надеяться, что первые основанные на их принципе экономичные D–T-реакторы появятся уже в конце этого века.

Наиболее употребительные сокращения в списке литературы

IAEA-2 – Труды 2-й Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и УТС.

Proceedings of 2nd International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Culham, 1965. Vienna: IAEA, 1966.

IAEA-3 – Труды 3-й Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и УТС.

Proceedings of 3rd International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Novosibirsk, 1968. Vienna: IAEA, 1969.

IAEA-4 – Труды 4-й Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и УТС.

Proceedings of 4th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Madison, 1971. Vienna: IAEA, 1971.

IAEA-5 – Труды 5-й Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и УТС.

Proceedings of 5th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Tokyo, 1974. Vienna: IAEA, 1975.

IAEA-6 – Труды 6-й Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и УТС.

Proceedings of 6th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Berchtesgaden, 1976. Vienna: IAEA, 1977.

IAEA-7 – Труды 7-й Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и УТС.

Proceedings of 7th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Innsbruck, 1978. Vienna: IAEA, 1979.

IAEA-8 – Труды 8-й Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и УТС.

Proceedings of 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Brussel, 1980. Vienna: IAEA, 1981.

IAEA-9 – Труды 9-й Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и УТС.

Proceedings of 9th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Baltimore, 1982.

EPS-4 – Труды 4-й Европейской конференции по УТС и физике плазмы.
Proceedings of 4th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Rome, 1970.

EPS-5 – Труды 5-й Европейской конференции по УТС и физике плазмы.
Proceedings of 5th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Grenoble, 1972.

EPS-6 – Труды 6-й Европейской конференции по УТС и физике плазмы.
Proceedings of 6th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Moscow, 1973.

EPS-7 – Труды 7-й Европейской конференции по УТС и физике плазмы.
Proceedings of 7th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Lausanne, 1975.

EPS-8 – Труды 8-й Европейской конференции по УТС и физике плазмы.
Proceedings of 8th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Prague, 1977.

EPS-9 – Труды 9-й Европейской конференции по УТС и физике плазмы.
Proceedings of 9th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Oxford, 1979.

EPS-10 – Труды 10-й Европейской конференции по УТС и физике плазмы.
Proceedings of 10th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Moscow, 1981.

Nucl. Fus. – Nuclear Fusion (Journ. IAEA on Plasma Phys. and Thermonuclear Fus. Vienna).

Список литературы

1. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1961.
2. Арцимович Л. А. Что каждый физик должен знать о плазме. М.: Атомиздат, 1976.
3. Арцимович Л. А. Замкнутые плазменные конфигурации. М.: Мир, 1969.
4. Арцимович Л. А. Установки токамак. — В кн.: Избранные труды. Атомная физика и физика плазмы. М.: Наука, 1978, с. 98–164; Nucl. Fus., 1972, vol. 12, № 2, p. 215.
5. Furth H. P. — Nucl. Fus., 1975, vol. 15, № 3, p. 487.
6. Dean S. O. e. a. Status and objectives of tokamak systems for fusion research. WASH-1295, 1974; Rawls J. M. e. a. Status of tokamak research DOE/ER-0034. Washington D. C. 20585, 1979.
7. Диагностика плазмы/Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Пер. с англ. М.: Мир, 1967.
8. Методы исследования плазмы /Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. Пер. с англ. М.: Мир, 1971.
9. Русанов В. Д. Современные методы исследования плазмы. М.: Госатомиздат, 1962.
10. Подгорный И. М. Лекции по диагностике плазмы. М.: Атомиздат, 1968.
11. Кузнецов Э. И., Щерлов Д. А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1974, 2-е изд., 1980.
12. Грим Г. Спектроскопия плазмы: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1969.
13. Сб. Синтез—деление. Тр. II советско-американского семинара/Под ред. В. И. Пистуновича. М.: Атомиздат, 1978.
14. Arpat E. e. a. — IAEA-6, 1977, vol. 1, p. 247.
15. Брагинский С. И. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 1/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963, с. 183.
16. Шафранов В. Д. — Атомная энергия, 1965, т. 19, вып. 2, с. 120.
17. Pfirsich D., Schlüter A. 1962 Max-Planck Inst. Report MPI/PA/7/62.
18. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1967, т. 53, вып. 1, с. 398.
19. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. — Докл. АН СССР, 1969, т. 189, № 6, с. 1204.
20. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 71/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1973, с. 205.
21. Галеев А. А. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1970, т. 59, вып. 4, с. 1378.
22. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. — IAEA-4, 1971, т. 1, с. 481.
23. Коврижных Л. М. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1969, т. 56, вып. 3, с. 877.
24. Hinton F. L., Rosenbluth M. N. — Phys. Fluids, 1973, vol. 16, № 6, p. 836.
25. Hazeltine R. D., Hinton F. L., Rosenbluth M. N. — Phys. Fluids, 1973, vol. 16, № 10, p. 1645.
26. Hinton F. L. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1972, vol. 9, № 11, p. 698; Hinton F. L., Hazeltine R. D. : Rev. Mod. Phys., 1976, № 2, pt 1, p. 239.
27. Stringer T. E. — Nucl. Fus., 1972, vol. 2, № 6, p. 689.
28. Ware A. A. — Phys. Rev. Lett., 1970, vol. 25, № 14, p. 916.
29. Тамм И. Е. и др. — Сб. Физика плазмы и проблема УТС. Т. 1. М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 3–41.
30. Арцимович Л. А. и др. — IAEA-3, 1969, т. 1, с. 157.
31. Арцимович Л. А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 10, вып. 3, с. 130.
32. Gorbunov E. P., Mirnov S. V., Strelkov V. S. — Nucl. Fus., 1970, vol. 10, № 1, p. 43.
33. Eubank H. e. a. — IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 107.
34. Vlasenkov V. S. e. a. — IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 211; Leonov V. M. e. a. — IAEA-8, 1981, CN-38/N-2, vol. 1, p. 393.
35. Гашев М. А. и др. — Атомная энергия, 1964, т. 17, вып. 4, с. 287.
36. Берлизов А. Б. и др. — Там же, 1977, т. 43, вып. 2, с. 90.
37. Иванов Д. П., Кейлин В. Е., Ставиский Б. А. — Там же, 1978, т. 45, вып. 3, с. 171.

38. Davis L. G. e. a. — 6 Symp. on Engineering Problems of Fus. Res. IEEE, 1975, № 75CH1097-SNPS, p. 635.
39. Заверьяев В. С. и др. — Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 6, с. 1205.
40. Захаров Л. Е. — Журн. техн. физ., т. 45, вып. 5, с. 1049.
41. Spitzer L. Physics of fully ionized gases. Interscience, N. Y., 1964, ch. 5.
42. Иванов Д. П., Красильников С. С. — В кн.: Диагностика плазмы. М.: Госатомиздат, 1963, с. 292.
43. Mitrov S. V. — Nucl. Fus., 1969, vol. 9, № 1, p. 57.
44. Malmberg J. H., Rosenbluth M. N. — Rev. Scient. Instrum., 1965, vol. 36, p. 1886.
45. Брагинский С. И., Шафранов В. Д. Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Доклады советских ученых. Т. 1. Ядерная физика. М.: Госатомиздат, 1959, с. 221.
46. Шафранов В. Д. — Атомная энергия, 1962, т. 13, вып. 6, с. 521.
47. Шафранов В. Д. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 2/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963, с. 92.
48. Шафранов В. Д. — Атомная энергия, 1965, т. 18, вып. 3, с. 255.
49. Бажанова А. Е., Стрелков В. С., Шафранов В. Д. — Там же, 1966, т. 20, вып. 2, с. 146.
50. Шафранов В. Д. — Там же, 1965, т. 19, вып. 2, с. 175.
51. Соловьев Л. С., Шафранов В. Д. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 5/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1967, с. 3.
52. Yoshikawa S. — Phys. Fluids, 1964, vol. 7, № 2, p. 278.
53. Григорович Б. М., Муховатов В. С. — Атомная энергия, 1964, т. 17, вып. 3, с. 177.
54. Муховатов В. С. — IAEA-2, 1966, т. 2, с. 577.
55. Арцимович Л. А., Мирнов С. В., Стрелков В. С. — Атомная энергия, 1964, т. 17, вып. 3, с. 170.
56. Sinclair R. e. a. — Phys. Fluids, 1963, vol. 6, № 7, p. 937.
57. Yoshikawa S., Harris W., Sinclair R. — Ibid., 1963, vol. 6, № 10, p. 1506.
58. Шафранов В. Д. — Nucl. Fus., 1963, vol. 3, № 3, p. 183.
59. Шафранов В. Д. — Plasma Phys., 1971, vol. 13, p. 757.
60. Леонтович М. А. — Сб. Физика плазмы и проблема УТС. Т. 1. М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 66.
61. Муховатов В. С., Шафранов В. Д. — Nucl. Fus., 1971, vol. 11, № 6, p. 605.
62. Захаров Л. Е., Шафранов В. Д. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 11/Под ред. М. А. Леонтовича и Б. Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1982, с. 118.
63. Шафранов В. Д. Препринт ИАЭ-1151. М.: 1966.
64. Фюрт Г. — В кн.: Физика высокотемпературной плазмы: Пер. с англ./Под ред. М. С. Рабиновича. М.: Мир, 1972, с. 172.
65. Соловьев Л. С. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 6. Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1972, с. 210.
66. Соловьев Л. С. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1967, т. 53, вып. 6, с. 2063.
67. Шафранов В. Д., Юрченко Э. И. — Там же, вып. 3, с. 1157.
68. Будкер Г. И. — В сб.: Физика плазмы и проблема УТС. Т. 3. М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 32.
69. Артеменков Л. И. и др. — EPS-6, 1973, vol. 1, p. 153.
70. Мирнов С. В. — Атомная энергия, 1964, т. 17, вып. 3, с. 209.
71. Арцимович Л. А., Карташев К. Б. — Докл. АН СССР, 1962, т. 146, № 6, с. 1305.
72. Воронин Г. С., Попрядухин А. П. — Журн. техн. физ., 1964, т. 34, вып. 10, с. 1786.
73. Шафранов В. Д. — Nucl. Fus., 1964, vol. 4, № 3, p. 232.
74. Захаров Л. Е., Шафранов В. Д. — Журн. техн. физ., 1978, т. 48, вып. 6, с. 1156.
75. Вершков В. А., Мирнов С. В. — Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 2, с. 197.
76. Вершков В. А., Мирнов С. В. — EPS-5, 1972, vol. 1, p. 1.
77. Виоградова Н. Д. и др. — IAEA, 1979, vol. 1, p. 257.
78. Мирнов С. В. — Атомная энергия, 1969, т. 26, вып. 5, с. 458.
79. Мирнов С. В. — Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 92.
80. Разумова К. А. — Атомная энергия, 1966, т. 20, вып. 6, с. 459.
81. Горбунов Е. П., Разумова К. А. — Там же, 1963, т. 15, вып. 5, с. 363.

82. Мирнов С. В., Семенов И. Б. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1971, т. 60, с. 2105.
83. Диестровский Ю. Н., Костомаров Д. П., Павлова Н. П. — Атомная энергия, 1972, т. 32, вып. 4, с. 301.
84. Hawryluk R. J. e. a. — Bull Amer. Phys. Soc., 1976, vol. 196, p. 1159.
85. Мирнов С. В., Семенов И. Б. — Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 1, с. 50.
86. Горелик Л. Л., Разумова К. А., Синицын В. В. — IAEA-2, 1966, т. II, с. 647.
87. Горелик Л. Л. и др. — Nucl. Fus., 1972, vol. 12, № 2, p. 185.
88. Вершков В. А., Мирнов С. В. — Ibid., 1974, vol. 14, № 3, p. 383.
89. Niscock R. L., Jobs F. C. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1971, vol. 16, p. 1231; Носа J. C. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1973, vol. 30, № 18, p. 839.
90. Cano R., Fidone I., Hosea J. — EPS-6; 1973, vol. 1, p. 195.
91. Goldston R. J. — Phys. Fluids, 1978, vol. 21, № 12, p. 2346; Goldston R. J. e. a. — IAEA-6. 1977, vol. 1, p. 371.
92. Forrest M. J., Carolan P. G., Peacock N. J. — Nature, 1978, vol. 271, № 5647, p. 718
93. Бажанова А. Е., Шафранов В. Д. Препринт ИАЭ-2046. М.: 1970.
94. Clarke J. F., Sigmar D. J. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol. 38, № 2, p. 70.
95. Hogan J. T. — Nucl. Fus., 1979, vol. 19, № 6, p. 753.
96. Погуце О. П., Юрченко Э. И. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 11/Под ред. М. А. Леонтовича и Б. Б. Кадомцева. М.: Энергоиздат, 1982, с. 56.
97. Арцимович Л. А., Шафранов В. Д. — Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, вып. 1, с. 72.
98. Бортников А. В. и др. — IAEA-5, 1975, т. 1, с. 147.
99. Осовец С. М. — В сб.: Физика плазмы и проблема УТС. Т. ЦМ.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 238.
100. Yokomizo H. e. a. — EPS-10, 1981, vol. 1, p. A-7.
101. Ohkawa T., Voorhies H. G. — Phys. Rev. Lett., 1969, vol. 22, p. 1275.
102. Freeman R. L. e. a. — IAEA-6, 1977, vol. 1, p. 317.
103. Бортников А. В. и др. — Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 2, с. 200.
104. McGuirk K. e. a. — IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 335.
105. Бортников А. В. и др. — IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 387.
106. Yoshikawa M. e. a. — EPS-6, 1973, vol. 1, p. 173.
107. Maeda H. e. a. — IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 377.
108. Meade D. M. e. a. — IAEA-5, 1975, vol. 1, p. 605; Bell M. e. a. — EPS-10, 1981, vol. 2, p. 16.
109. Fussmann G. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1981, vol. 47, p. 1004.
110. Спитцер Л. — В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Избранные доклады иностранных ученых. Т. 1. Физика горячей плазмы и термоядерные реакции. М.: Госатомиздат, 1959, с. 505.
111. Hinds E. e. a. — Rep. PPPL-MATT-Q-21, 1963.
112. Артеменков Л. И. и др. Препринт ИАЭ-2941. М.: 1978.
113. Stott P. E., Wilson C. M., Gibson A. — Nucl. Fus., 1977, vol. 17, № 3, p. 481.
114. Абрамов В. А., Погуце О. П., Юрченко Э. И. — Физика плазмы, 1975, т. 2, вып. 4, с. 536.
115. Hawryluk R. J., Schmidt J. A. — Nucl. Fus., 1976, vol. 6, № 5, p. 775.
116. Paroulair R. — Ibid., vol. 16, № 1, p. 37.
117. Абрамов В. А., Вихрев В. В., Погуце О. П. — Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 3, с. 512.
118. Clausing R. F., Emerson L. C., Heatherly L. — J. Nucl. Mat., 1978, vol. 76-77, p. 267.
119. Soffield C. J. e. a. — J. Nucl. Mat., 1978, vol. 76-77, p. 348.
120. Stott P. E., Daughney C. C., Ellis J. R. — Nucl. Fus., 1975, vol. 15, № 5, p. 431.
121. Konochima S. e. a. — J. Nucl. Mat., 1978, vol. 76-77, p. 581.
122. Fielding S. J., Hugill J., McCracken G. M. e. a. Culham Prepr. CLM-P493, 1977.
123. McCracken G. M., Stott P. E. — Nucl. Fus., 1979, vol. 19, № 7, p. 889.
124. Месси Г. и Бархон Е. Электронные и ионные столкновения: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.

125. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда: Пер. с англ. М.: Госатомиздат, 1961.
126. Горбунов Е. П. и др. — Журн. техн. физ., 1966, т. 36, вып. 10, с. 1831.
127. Marmar E. S. — J. Nucl. Mat., 1978, vol. 76–77, p. 59.
128. Кузнецов Э. И. — Журн. техн. физ., 1967, т. 37, вып. 8, с. 1550.
129. Gorbunov E. P., Minov S. V., Parfenov D. S. — Nucl. Fus., 1971, vol. 11, № 5, p. 433.
130. Грешнел Б. Хемосорбция. М.: Сов. радио, 1958.
131. Симонов В. А., Швилкин Б. Н., Кутуков Г. Н. — Nucl. Fus., 1962, suppl. pt 1, p. 313.
132. Pospieszczyk A. e. a. Symp. on Plasma Wall Interaction. Julich, 1976, Pergamon Press, 1977, p. 471.
133. McCracken G. M. e. a. — Nucl. Fus., 1978, vol. 18, № 1, p. 35.
134. Абрамов В. А., Кузнецов Э. И., Коган В. И. — Атомная энергия, 1972, т. 33, вып. 4, с. 845.
135. Johnson L., Hinnov E. — J. Quant. Spectr. Rad. Trans., 1973, vol. 13, p. 333.
136. Афросимов В. В., Гладковский И. П., Петров М. П. — В кн.: Диагностика плазмы. М.: Госатомиздат, 1963, с. 182.
137. Афросимов В. В., Петров М. П. — Журн. техн. физ., 1967, т. 37, вып. 11, с. 1995.
138. Плевинцев Н. В. Катодное распыление. М.: Атомиздат, 1968.
139. Горбунов Е. П., Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П. — Журн. техн. физ., 1968, т. 38, вып. 5, с. 812.
140. TER-Group. Proc. Int. Symp. on Plasma Wall Interaction. Julich, 1976, Pergamon Press, 1977, p. 3.
141. McCracken G. M. e. a. Prepr. Culham CLM-P492, 1977, p. 9.
142. Коваленко В. Ф. Теплофизические процессы и электровакуумные приборы. М.: Сов. радио, 1975.
143. Ulrickson M. — J. Nucl. Mat., 1979, vol. 85–86, p. 231.
144. Хмара В. А. — Электронная техника, сер. 1, 1970, вып. 12, с. 71.
145. Group TER Prepr.— EUR-CEA FC852, 1976.
146. Воробьев А. В. и др. — Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 5, с. 982.
147. Barnes C., Cohen S. A., Dylla H. F. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1977, vol. 22, p. 1140.
148. Бобровский Г. А., Кондратьев А. А. — Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 2, с. 209.
149. Cohen S. A. e. a. — J. Nucl. Mat., 1978, vol. 76–77, p. 459.
150. Staudenmaier G. e. a. — Ibid., p. 445.
151. Colchin R. J. — Ibid., 1979, vol. 85–86, pt B, p. 937.
152. Vlasenkov V. S. e. a. — Nucl. Fus., 1973, vol. 13, № 4, p. 509.
153. Spong D. A. e. a. — Ibid., 1974, vol. 14, № 3, p. 397.
154. Аликаев В. В., Разумова К. А., Соколов Ю. А. — Физика плазмы, 1975, т. 1, вып. 4, с. 546.
155. Булыгинский Д. Г. и др. — Физика плазмы, 1980, т. 6, вып. 4, с. 860.
156. Equipe TER Nucl. Fus., 1976, vol. 16, № 3, p. 473.
157. Разумова К. А. Препринт ИАЭ-2774. М.: 1977.
158. Глазков А. А., Мальшев И. Ф., Саксаганский Г. Л. Вакуумные системы электрофизических установок. М.: Атомиздат, 1975.
159. Gorbunov E. P., Zaverjaev V. S., Petrov M. P. — EPS-6, 1973, vol. 1, p. 1.
160. Абрамов В. А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, вып. 9, с. 550.
161. Von Goeler S. e. a. — Nucl. Fus., 1975, vol. 15, № 2, p. 301.
162. Коган В. И. — Докл. АН СССР, 1959, т. 128, № 3, с. 702.
163. Гервидс В. И., Коган В. И. — Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, вып. 6, с. 329.
164. Jensen R. V. e. a. — Nucl. Fus., 1977, vol. 17, № 6, p. 1187.
165. Галушки Ю. И., Гервидс В. И., Коган В. И. — IAEA-4, 1972, vol. 2, p. 407.
166. TER-Group (pres. Ginot). — J. Nucl. Mat., 1976, vol. 63, p. 47.
167. Meade D. M. — Nucl. Fus., 1974, vol. 14, № 2, p. 289.
168. Гусев В. М. и др. Препринт ИАЭ-2545. М.: 1975.

169. Abramov V. A. e. a. — EPS-8, 1977, vol. 1, p. 30.
 170. Buzankin V. V. e. a. — IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 287.
 171. Mirnov S. V., Semenov I. B. — IAEA-4, 1972, vol. 11, p. 401.
 172. Анашкин А. М. и др. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1971, т. 60, вып. 6, с. 2045.
 173. Grove D. e. a. — EPS-4, 1970, 21 bis.
 174. Berry L. A. e. a. — IAEA, 1975, vol. 1, p. 101.
 175. Colchin R. J. e. a. Prepr. ORNL/TM-6445, 1978.
 176. Murakami M. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol. 39, № 10, p. 615.
 177. Bol K. e. a. Proc. Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble, 1978.
 178. TER-Group. — IAEA-6, 1976, vol. 1, p. 35.
 179. Черепинин Н. В. Вакуумные свойства материалов для электронных приборов. М.: Сов. радио, 1966.
 180. Levin G. Fundamentals of Vacuum Science and Technology. N. Y., McGraw-Hill, 1965.
 181. Oren L., Taylor R. J. — Nucl. Fus., 1977, vol. 17, № 6, p. 1143.
 182. Миринов С. В., Муховатов В. С. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. М.: ИАЭ, 1979, т. 2 (4), с. 66.
 183. Бревнов Н. Н. и др. Препринт ИАЭ-3100. М.: 1979.
 184. Fabel G. W., Cox S. M., Lichtman D. — Surf. Sci., 1973, vol. 40, p. 571.
 185. Brumbach S., Kaminsky M. — J. Appl. Phys., 1976, vol. 47, p. 2844.
 186. Черепинин Н. В. Сорбционные явления в вакуумной технике. М.: Сов. радио, 1973.
 187. Lichtman D. — J. Nucl. Mat., 1974, vol. 53, p. 285.
 188. Sowell R. R. e. a. — J. Vac. Sci. Technol., 1974, vol. 11, p. 474.
 189. Leck J. H., Stimpson B. P. — Ibid., 1972, vol. 9, p. 293.
 190. Menzel D. — Surf. Sci., 1975, vol. 47, p. 370.
 191. Borders J., Langley R. A., Wilson K. L. — J. Nucl. Mat., 1978, vol. 76-77, p. 168.
 192. Scherzer B. M. U., Behrisch R., Roth J. Proc. Int. Symp. on Plasma Wall Interaction. Julich, 1976, Pergamon Press, 1977, p. 353.
 193. Гусева М. И., Мартыненко Ю. В. — Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 4, с. 593.
 194. Hottson E. S. — Nucl. Fus., 1975, vol. 15, № 3, p. 544.
 195. Mioduzewski P. e. a. — J. Nucl. Mat., 1979, vol. 85-86, pt B, p. 963.
 196. Dylla H. F. Prepr. PPPL-1377, 1977.
 197. Staib P., Staudenmaier G. — J. Nucl. Mat., 1976, vol. 63, p. 37.
 198. Dylla H. F., Cohen S. A. — Ibid., p. 485.
 199. Афросимов В. В. и др. — Физика плазмы, 1979, т. 5, вып. 5, с. 987.
 200. Hirayama T. e. a. — J. Nucl. Mat., 1978, vol. 76-77, p. 452.
 201. McCracken G. M. e. a. — Ibid., p. 431.
 202. Robinson J. E. e. a. — Ibid., p. 621.
 203. Klüber O. e. a. — Nucl. Fus., 1975, vol. 15, № 6, p. 1194.
 204. TER-Collaboration: Equipe TER Nucl. Fus., 1977, vol. 17, № 6, p. 1297.
 205. Oren L., Taylor R. J., Schwirzke F. Prepr. PPC-355, 1978.
 206. Taylor R. J., Oren L. Prepr. PPG-369, 1978.
 207. Bretz H. e. a. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1973, vol. 18, p. 1257.
 208. Бушаров Н. П. и др. — Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 4, с. 588.
 209. Roth J. e. a. — J. Nucl. Mat., 1976, vol. 63, p. 222.
 210. Bohdansky J., Ray H. L., Ottenberger W. — Ibid., 1978, vol. 76-77, p. 163.
 211. Бушаров Н. П. и др. — Атомная энергия, 1977, т. 42, вып. 6, с. 486.
 212. Kaminsky M., Peavey J., Das S. K. — Phys. Rev. Lett., 1974, vol. 32, p. 599.
 213. Готт Ю. В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат, 1978.
 214. Das S. K., Kaminsky M. — Adv. Chem. Ser., 1976, vol. 158, p. 112.
 215. Das S. K., Kaminsky M., Fenske G. — J. Nucl. Mat., 1978, vol. 76-77, p. 215.
 216. Дас С. К. и др. Атомная энергия, 1979, т. 46, вып. 3, с. 161.
 217. Африканов И. Н. и др. Там же, с. 165.
 218. Калли Б. А. и др. Там же, 1975, т. 39, вып. 2, с. 126.
 219. Roberto I. V. e. a. — J. Nucl. Mat., 1979, vol. 85-86, pt B, p. 1077.

220. Kulcinski G. L., Conn R. W., Lang G. — Nucl. Fus., 1975, vol. 15, № 2, p. 327.
221. Bieger W. e. a. Proc. Int. Symp. on Plasma Wall Interaction. Julich, 1976, Pergamon Press, 1977, p. 609.
222. Мирнов С. В. Физика плазмы, 1980, т. 6, вып. 2, с. 229.
223. Shimomura Y., Maeda H. — J. Nucl. Mat., 1978, vol. 76—77, p. 45.
224. Морозов А. И., Соловьев Л. С. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 21/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963, с. 3.
225. Robinson D. C., McGuire K. Prepr. Culham CLM-P553, 1979.
226. Karger F. e. a. — EPS-8, 1977, vol. 1, p. 3.
227. Matsuda S., Yoshikawa M. — Japan J. Appl. Phys., 1975, vol. 14, p. 87.
228. Miyamoto K. — Nucl. Fus., 1978, vol. 18, № 2, p. 243.
229. Shohet I. L. Comments Plasma Phys. and Contr. Fus., 1979, vol. 6, № 2, p. 55.
230. Ивановский М. А. и др. — IAEA-4, 1971.
231. Chrisman P., Clarke J., Rome J. Prepr. ORNL-TM-4501, 1974.
232. Finn J. M. — Nucl. Fus., 1975, vol. 15, № 5, p. 845.
233. Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З. — Успехи физ. наук, 1961, т. 73, с. 701.
234. Кадомцев Б. Б. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 2/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963, с. 132.
235. Кадомцев Б. Б., Погуце О. П. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 5/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1967, с. 209.
236. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976.
237. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. Неустойчивости однородной плазмы. Изд. 2-е. М.: Атомиздат, 1975. Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. Изд. 2-е. М.: Атомиздат, 1977.
238. Михайловский А. Б. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 3/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963, с. 141.
239. Михайловский А. Б. Неустойчивости плазмы в магнитных ловушках. М.: Атомиздат, 1978.
240. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979.
241. Weason J. A. — Nucl. Fus., 1978, vol. 18, № 1, p. 87.
242. Шафранов В. Д. Журн. техн. физ., 1970, т. 40, вып. 2, с. 241.
243. Furth H. P., Killen J., Rosenbluth M. N. — Phys. Fluids, 1963, vol. 6, № 3, p. 459.
244. Furth H. P., Rutherford P. H., Selberg H. — Ibid., 1973, vol. 16, № 7, p. 1054
245. Amano T., Wakatani M., Watanabe M. — J. Phys. Soc. Japan, 1972, vol. 33, № 3, p. 782.
246. Rutherford P. H. — Phys. Fluids, 1973, vol. 16, № 11, p. 1903.
247. Furth H. P. Propagation and instabilities in plasma. Stanford Univ. Press, 1973, p. 87.
248. Шафранов В. Д. — Атомная энергия, 1956, т. 5, вып. 5, с. 38.
249. Kruskal M. D. e. a. — Phys. Fluids, 1958, vol. 1, № 62, p. 421.
250. Погуце О. П., Юрченко Э. И. — Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 3, с. 504.
251. Carreras B., Waddel B. V., Hicks H. R. — Nucl. Fus., 1979, vol. 19, № 11, p. 1423.
252. Glasser A. H., Furth H. P., Rutherford P. H. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol. 38, № 5, p. 234.
253. Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П., Попов А. М. — Физика плазмы, 1979, т. 5, вып. 3, с. 519.
254. Мирнов С. В., Семенов И. Б. — Атомная энергия, 1971, т. 30, вып. 1, с. 20.
255. Cannici V. e. a. — IAEA-7, vol. 2, p. 277.
256. Власиков В. С. и др. — IAEA-5, 1975, т. 1, с. 33.
257. Виноградова Н. Д., Разумова К. А. — IAEA-2, 1966, т. II, с. 617.
258. Мережкин В. Г. — Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 2, с. 275.
259. Hosea J. C., Babeldijk C., Grove D. J. — IAEA-4, 1971, vol. 2, p. 425.
260. Mazzucato E. — Phys. Rev. Lett., 1976, vol. 36, № 14, p. 792.
261. TER — Group EPS-B, 1977, vol. 1, p. 2.
262. Иванов Н. В., Кован И. А., Семенов И. Б. — Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 5, с. 960.

263. Zweben S. J., Menum C. R., Taylor R. J. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol. 42, № 19, p. 1270.
264. Jobses F. C., Hosea J. C. — EPS-6, 1973, vol. 1, p. 199.
265. Makishima K., Tominaga T., Tohgama H., Yoshikawa S. — Phys. Rev. Lett., 1976, vol. 36, № 3, p. 142.
266. Bell M. G. — Nucl. Fus., 1979, vol. 19, № 1, p. 33.
267. Granetz R. S., Hutchinson I. H., Overakei D. O. — Ibid., № 12, p. 1587.
268. Берлизов А. Б. и др. Препринт ИАЭ-2742. М.: 1976. *письмо колл.*
269. Sauthoff N., von Goeler S., Stodiek W. — Nucl. Fus., 1978, vol. 18, № 10, p. 1445
270. Von Goeler S. EPS-7, 1975, vol. II, p. 71.
271. Von Goeler S., Stodiek W., Sauthoff N. — Phys. Rev. Lett., 1974, vol. 33, № 20, o. 1201. *письмо колл.*
272. Fujita J. e. a. — IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 247.
273. Арцимович Л. А. и др. — IAEA-4, 1972, т. 1, с. 41.
274. Berry L. A. e. a. — IAEA-6, 1977, vol. 1, p. 49.
275. Mirnov S. V. — IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 433.
276. Арсенин В. В. — Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 5, с. 956.
277. Vol K. e. a. — IAEA-5, 1975, vol. 1, p. 83.
278. Демирханов Р. А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 26, вып. 2, с. 89.
279. Артеменков Л. М. и др. — Там же, 1978, т. 27, вып. 2, с. 108.
280. Демирханов Р. А. и др. — EPS-6, 1973, т. 1, с. 169.
281. Демирханов Р. А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, вып. 1, с. 397.
282. Karger F. e. a. — IAEA-5, 1975, vol. 1, p. 207.
283. Karger F. e. a. — IAEA-6, 1977, vol. 1, p. 267.
284. Fussman G. e. a. — IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 401.
285. Arsenin V. V. EPS-B, 1977, vol. 1, p. 43.
286. Вершков В. А. и др. Препринт ИАЭ-2291. М.: 1973. *Первое наблюдение вступ (P)*
287. Копин Б. и др. — Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 6, с. 961.
288. Кадомцев Б. Б. — Там же, 1975, т. 1, вып. 5, с. 710.
289. Кадомцев Б. Б., Погуде Ф. П. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1973, т. 65, вып. 2, с. 575.
290. Днестровский Ю. Н., Лысенко С. Е., Смит Р. — Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 1, с. 18.
291. Арцимович Л. А. и др. — IAEA-2, 1966, т. II, с. 595.
292. The ORMAK Group (pres. by Lyon J. F.). — EPS-7, 1975, vol. 11, p. 24.
293. Jahns G. L. e. a. — Nucl. Fus., 1978, vol. 18, № 5, p. 509.
294. McGuire K., Robinson D. C. Prepr. CLM-P552, 1979.
295. McGuire K., Robinson D. C. — EPS-9, 1979, vol. 1, p. 93.
296. Smith R. — Nucl. Fus., 1975, vol. 16, № 2, p. 225.
297. Equipe TER Nucl. Fus., 1977, vol. 17, № 6, p. 1283.
298. Stix T. H. — Phys. Rev. Lett., 1976, vol. 36, № 10, p. 521.
299. Hutchinson I. H. — Austral. Nat. Univ. Res. School of Phys. Sci., 1976, PGPP 76/5.
300. Рабинович М. С. Экспериментальные исследования на стеллараторах. — В кн.: Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 2. М.: ВИНТИ, 1981, с. 6.
301. Акулина Д. К. и др. — IAEA-6, 1976, vol. 2, p. 115.
302. Vlasenkov V. S. e. a. — EPS-6, 1973, vol. 1, p. 55.
303. Jacobsen R. A. — Plasma Phys., 1975, vol. 17, p. 547.
304. Mirnov S. V., Semenov I. B. — IAEA-B, 1977, vol. 1, p. 291.
305. Kadomtsev V. V. — IAEA-8, 1977, vol. 1, p. 555.
306. Данилов А. Ф. и др. — Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 2, с. 213.
307. Mirnov S. V., Semenov I. B. — EPS-8, 1977, vol. 1, p. 45.
308. Mirnov S. V. Proc. IAEA Symp. Current Disruption in Toroidal Devices. Garching, 1979 IPP3/51 B1.
309. Odajima K. e. a. — Ibid., B5.
310. Hutchinson I. H., Overakei D. O. — Ibid., C6.
311. White R. B. e. a. — Phys. Fluids, 1977, vol. 20, p. 800.
312. Waddell B. V. e. a. — Nucl. Fus., 1976, vol. 16, № 3, p. 528.

313. White R. B., Monticello D. A., Rosenbluth M. N. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol. 39, p. 1118.
314. Waddell B. V. e. a. — Phys. Fluids, 1979, vol. 22, p. 896.
315. Carreras B. e. a. Prepr. ORNL/TM-7161, 1980.
316. Артеменко Л. И. и др. — Физика плазмы, 1979, т. 5, вып. 2, с. 235.
317. Murakami M. e. a. — Nucl. Fus., 1976, vol. 16, № 2, p. 347.
318. DeMichelis C. — Nucl. Fus., 1978, vol. 18, № 5, p. 647.
319. Семашко Н. Н. Инжекторы быстрых атомов. — В кн.: Итоги науки и техники. Физика плазмы, т. 1, ч. 1. М.: ВИНТИ, 1980, с. 232.
320. Алиев В. В., Вдовин В. Л., Парайл В. В. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. М.: ИАЭ, 1981, т. 2(8), с. 3.
321. Арцимович Л. А. и др. — Атомная энергия, 1967, т. 22, вып. 4, с. 259.
322. Бобровский Г. А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, вып. 5, с. 269.
323. Dimock D. e. a. — IAEA-4, 1971, vol. 1, p. 451.
324. Gondhalekar A. e. a. — IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 199.
325. Бобровский Г. А., Кузнецов Э. И., Разумова К. А. — Журн. эксперим. и теор. физ., 1970, т. 59, вып. 4, с. 1103.
326. Санников В. В., Соколов Ю. А. — Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 2, с. 204.
327. Арцимович Л. А. — Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 13, вып. 3, с. 101.
328. Callen J. D. e. a. — IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 415.
329. Vlasenkov V. S. e. a. — IAEA-6, 1977, vol. 1, p. 85.
330. Daughney C. — Nucl. Fus., 1975, vol. 15, № 6, p. 967.
331. Hugill J., Sheffield J. — Ibid., 1978, vol. 18, № 1, p. 15.
332. Equipe TFR. — Nucl. Fus., 1976, vol. 16, № 2, p. 279.
333. Stodiek W. e. a. — IAEA-8, 1981, v. 1, p. 9.
334. Callen J. D. e. a. — IAEA-5, 1975, vol. 1, p. 645.
335. Пистуневич В. И. Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 1, с. 3.
336. Jassby D. L. — Nucl. Fus., 1977, vol. 17, № 2, p. 309.
337. Lazarus E. A. e. a. EPS-10, 1981, vol. 1, A-4.
338. Ohkawa T. — Nucl. Fus., 1970, vol. 10, № 2, p. 185.
339. Connor J. W., Cordey J. G. — Ibid., 1974, vol. 14, № 2, p. 185.
340. Fomenko V. V. — Ibid., 1975, vol. 15, № 6, p. 1091.
341. Start D. F. H., Gordey J. G., Jones E. M. — EPS-9, 1979, vol. 1, p. 167.
342. Аликаев В. В. и др. — Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 3, с. 390.
343. Stix T. H. — Nucl. Fus., 1975, vol. 15, № 4, p. 737.
344. Иванов Н. В. и др. Физика плазмы. 1978. т. 4, вып. 6, с. 1211.
345. Новае J. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol. 43, № 24, p. 1802.
346. Klima R., Longinov A. V., Stepanov K. N. — Nucl. Fus., 1975, vol. 15, № 6, p. 1157.
347. Иванов Д. П., Разумова К. А. — Ibid., 1962, suppl. pt 2, p. 741.
348. Bol K. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1972, vol. 29, № 22, p. 1495.
349. Каганский М. Г., Калмыков С. Г. — Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 1, с. 41.
350. Cohn D. R. — J. Magn. and Magn. Mat., 1976, vol. 11, № 1-3, p. 422; Чужнов В. А. — Атомная техника за рубежом, 1981, № 8, с. 3.
351. Kadomtsev V. V. EPS-6, 1973, vol. 11, p. 1.
352. Днестровский Ю. Н., Лысенко С. Е., Кисляков А. И. — Nucl. Fus., 1979, vol. 19, № 3, p. 293.
353. Гравье Р. — Физика плазмы, 1979, т. 5, вып. 6, с. 1399.
354. Vershkov V. A. e. a. Support material of Soviet Group 12 at the meeting Group on INTOR, Vienna, Oct., 1979.
355. Berlizov A. V. e. a. — IAEA-8, 1981, vol. 1, p. 22.
356. Hawryluk R. J. e. a. — Nucl. Fus., 1979, vol. 19, № 10, p. 1307.
357. Coppi B., Mazzucato E. — Phys. Lett., 1979, vol. 71A, p. 337.
358. Widner M. M., Dory R. A., Hogan J. T. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1971, vol. 16, p. 1262.
359. Rechester A. B., Rosenbluth M. N. — Phys. Rev. Lett., 1978, vol. 40, № 1, p. 38.
360. Callen J. D. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol. 39, № 24, p. 1540.
361. Horton W., Estes R. D. — Nucl. Fus., 1979, vol. 19, № 2, p. 203.
362. Завойский Е. К., Рудаков Л. И. Атомная энергия, 1967, т. 23, вып. 5, с. 417.
363. WVIA Team. — IAEA-8, 1980, vol. 1, p. 185.

364. Драйсер Г. – В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Избранные доклады иностранных ученых. Т. 1. Физика горящей плазмы и термоядерные реакции. М.: Госатомиздат, 1959, с. 170.
365. Трубников Б. А. – В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 7/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1973, с. 275.
366. Betnabei: С. е. а. – IAEA-9, 1982, С-5.
367. Акулина Д. К., Хольцов Ю. В. – Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 5, с. 1015.
368. Stodiek W. – EPS-5, 1972, vol. 2, p. 1.
369. Алкаев В. В., Бобровский Г. А., Разумова К. А. – Физика плазмы, 1975, т. 1, вып. 4, с. 556.
370. Гуревич А. В. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1961, т. 12, вып. 3, с. 904.
371. Лебедев А. Н. – Там же, 1965, т. 21, вып. 3, с. 931.
372. Kulsrud R. M. e. a. – Phys. Rev. Lett., 1973, № 31, p. 690.
373. Алкаев В. В. и др. – Журн. техн. физ., 1975, т. 45, вып. 3, с. 515.
374. Кадомцев Б. Б., Погуце О. П. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1967, т. 53, вып. 6, с. 2025.
375. Паранл В. В., Погуце О. П. – Физика плазмы, 1976, вып. 2, т. 2, с. 228.
376. Тої К. е. а. – Nucl. Fus., 1979, vol. 19, № 12, p. 1643.
377. Gibson A. – J. Nucl. Mat., 1978, vol. 76–77, p. 92.
378. Hirschman S. P. – Phys. Fluids, 1977, vol. 20, № 4, p. 589.
379. Hirschman S. P., Sigmar D. J. – Ibid., № 3, p. 418.
380. Hawryluk R. J., Suckewer S., Hirschman S. P. – Nucl. Fus., 1979, vol. 19, № 5, p. 605.
381. Жданов В. М., Юшманов П. Н. – Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 6, с. 1193.
382. Рожанский В. А. – Там же, 1980, т. 6, вып. 4, с. 850.
383. Engelhardt W. e. a. – IAEA-7, 1979, vol. 1, p. 123.
384. Щеглов Д. А. – Физика плазмы, 1979, т. 5, вып. 3, с. 710.
385. Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П. – В кн.: Вычислительные методы в физике плазмы. Дополнение. М.: Мир, 1974.
386. Hogan J. – Nucl. Sci. and Eng., 1977, vol. 64, № 1, p. 2.
387. Кадомцев Б. Б., Шафранов В. Д. – IAEA-4, 1972.
388. Bickerton R. J., Connor J. W., Taylor J. V. – Nature, 1971, vol. 229, p. 110.
389. Паранл В. В., Погуце О. П. – В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 11/Под ред. М. А. Леонтовича и Б. Б. Кадомцева. М.: Энергониздат, 1982, с. 5.
390. Clark W. H. M. e. a. – Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 45, p. 1101.
391. Hogan J. T. – Nucl. Fus., 1981, vol. 21, № 3, p. 365.
392. Иванов Н. В., Максименко Б. П. – Атомная техника за рубежом, 1981, № 6, с. 3.
393. Бейтман Г. МГД-неустойчивости: Пер. с англ./Под ред. В. Д. Шафранова. М.: Энергониздат, 1982.