



Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции

**Институт атомной энергии**

им. И. В. Курчатова

К.А. Разумова

ИАЭ-3839/7

**СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ  
В ИССЛЕДОВАНИЯХ НА УСТАНОВКАХ ТОКАМАК**

Москва 1983

## **РУБРИКАТОР ПРЕПРИНТОВ ИАЭ**

1. Общая теоретическая и математическая физика
2. Ядерная физика
  
3. Общие проблемы ядерной энергетики
4. Физика и техника ядерных реакторов
5. Методы и программы расчета ядерных реакторов
  
6. Теоретическая физика плазмы
7. Экспериментальная физика плазмы и управляемый термоядерный синтез
8. Проблемы термоядерного реактора
  
9. Физика конденсированного состояния вещества
10. Физика низких температур и техническая сверхпроводимость
11. Радиационная физика твердого тела и радиационное материаловедение
  
12. Атомная и молекулярная физика
13. Химия и химическая технология
  
14. Приборы и техника эксперимента
15. Автоматизация и методы обработки экспериментальных данных
16. Вычислительная математика и техника

Индекс рубрики дается через дробь после основного номера ИАЭ.

Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции  
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

К.А. Разумова

**СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ  
В ИССЛЕДОВАНИЯХ НА УСТАНОВКАХ ТОКАМАК**

Москва  
1983

УДК 621.039.6

**Ключевые слова:** плазма, удержание энергии и частиц, теплопроводность, электрические потенциалы.

Работа представляет собой краткий обзор экспериментальных материалов по основным направлениям исследований в программе "Токамак": получению стационарно протекающего по плазме тока, изучению предельных величин давления и запаса устойчивости плазмы, физических причин, приводящих к повышенным потерям из плазмы частиц и энергии, очистки плазмы от примесей.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Успехи токамаков очевидны. Сегодня мы рассматриваем уже совсем другие параметры плазмы, чем вчера. Впервые появившееся в докладе из Принстона на Инсбрукской конференции (1978 г.) значение величины ионной температуры  $T_i = 6$  кэВ теперь неоднократно воспроизводится уже в широком диапазоне концентраций. Ионные температуры в 3 — 4 кэВ достигаются не только с помощью нагрева инжекцией быстрых нейтралов, но и в результате использования ионно-циклотронного резонанса (ИЦР). Например, на PLT получена этим методом  $T_i = 4$  кэВ.

Строятся и вводятся в эксплуатацию установки следующего поколения (см. табл. 1). В декабре 1982 г. введена в строй TFTR в Принстоне (США). В 1983 г. должен быть осуществлен пуск JET, в 1984 г. — JT-60. Ведется строительство нового советского токамака T-15.

В некоторых кругах сложилось представление, что остались только технические и технологические задачи, что теоретики, в частности, все уже сделали в проблеме токамака и должны искать себе применения на других поприщах.

Но все ли так просто?

Даже поверхностное рассмотрение сразу же вызывает у инженеров-реакторщиков возражение: токамак — принципиально импульсная система, поскольку связан с индуцированием тока в плазме через трансформатор. Реактор не выдержит таких термокачек. Надо сделать токамак с постоянно протекающим по плазме током. Таким образом, возникает новая большая исследовательская задача — создание "тока поддержания".

Таблица 1

Установка	a, м	R, м	$B_{  }$ , Т	I, МА	Примечания
TFTR	0,85	2,48	5,2	2,5	—
JET	1,25/2,1	2,96	2,7 (3,5) *)	3 (5)	—
JT-60	0,95	3	4,5	2,7	—
T-15	0,7	2,43	3,5 (4,5)	1,4 (2)	Сверхпроводящая магнитная обмотка
Tore-Supra	0,7	2,25	4,5	1,7	— " —
Intor	1,2	5,3	5,5	3,4	— " — $q(a) = 2,2$ $\langle \beta_T \rangle = 5,5\%$

\*) В скобках даны параметры второго этапа исследований.

А все ли решено в старых, традиционных для токамака проблемах? Обратимся к последней строке табл. 1, где приведены параметры типичного токамака, последнего перед построением реактора, токамака с "зажиганием" реакции — ИНТОРа. Проектирование такой установки, а в последующем и реактора, требует следующего:

1) хорошего знания законов подобия для основных характеристик плазмы;

2) высоких значений удельного энергосодержания плазмы

$$\langle \beta_T \rangle = \left\langle \frac{8\pi n(T_e + T_i)}{B_{||}^2} \right\rangle,$$

где  $T_e$  и  $T_i$  — электронная и ионная температуры;  $n$  — концентрация плазмы;  $B_{||}$  — напряженность продольного магнитного поля, а угловые скобки означают усреднение по сечению плазменного шнура;

3) низких значений коэффициента запаса устойчивости

$$q(a) = \frac{B_{||} a}{B_p R} \leq 2,$$

где  $B_p$  — поле тока;  $a$  — малый радиус плазменного шнура;  $R$  — его большой радиус;

4) решения вопросов, связанных с очисткой плазмы от примесей и взаимодействием плазмы со стенкой.

## II. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ СТАЦИОНАРНО ПРОТЕКАЮЩЕГО ТОКА В ТОКАМАКЕ

Почти все методы дополнительного нагрева в лучшей или худшей мере оказались способными создавать в плазме безындукционный ток.

1. Уже давно известны эксперименты по использованию тангенциальной инжекции с этой целью на установке Dite [1]. Здесь был получен ток до 30 кА.

2. Введение высокочастотной мощности с частотами вблизи электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) было использовано для создания тока поддержания на установке Tosca [2]. Удалось зарегистрировать ток  $\sim 1$  кА при  $\bar{n}_e \leq 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  с эффективностью  $\sim 1/50$  А/Вт ВЧ-мощности.

3. Наиболее выгодным оказалось использование для этой цели высокочастотных волн с частотами вблизи нижнегибридного резонанса (НГ). Такого сорта эксперименты проведены на установках PLT [3], T-7, Alcator C, Versator II [5] и др. На PLT был достигнут ток  $\sim 400$  кА, на T-7  $\sim 200$  кА. Эффективность создания тока  $\sim 1$  А/Вт. Однако такая эффективность реализуется только при низких концентрациях. ВЧ-волны взаимодействуют с надтепловой частью функции распределения, раскачивая веерную неустойчивость. Правда, как полагают сейчас теоретики, веерная неустойчивость может играть в этом случае и некоторую положительную роль, передавая импульс от малого количества надтепловых электронов, взаимодействующих с волной, к более многочисленной группе электронов меньших скоростей. Веерную неустойчивость в таких экспериментах можно стабилизировать, вводя небольшую мощность на ЭЦР, как это было сделано на установке Versator II.

На установке Alcator C удалось создать ток поддержания 160 кА при  $n_e \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , но эффективность при этом упала до 0,25 А/Вт.

В целом имеющийся уже сегодня экспериментальный материал можно считать оптимистическим, хотя работы в этом направлении, по-видимому, предстоит много.

### III. ЗАКОНЫ ПОДОБИЯ

В результате исследований теплового баланса на многочисленных токамаках были найдены некоторые закономерности, используемые при расчете таких машин. Установлено, что электронная компонента аномальна и что при не очень высоких концентрациях потери энергии из плазмы определяются электронной теплопроводностью. На всех континентах физики сошлись во мнении, что энергетическое время жизни для электронной компоненты плазмы растет с ростом концентрации плазмы почти пропорционально. И хотя мы не знаем объяснения этой зависимости, мы к ней привыкли и смирились с ней. Хуже обстоит дело с очень важными зависимостями энергетического времени жизни от геометрических размеров системы  $a$ ,  $R$ , коэффициента вытянутости  $k$  и от таких параметров плазмы, как  $q(a)$  и  $T_e$ . Так, для зависимости  $\tau_{Ee}(T_e)$  предлагаются выражения типа  $\tau_{Ee} \sim T_e^\alpha$ , где  $\alpha$  изменяется от  $+1/2$  до  $-4$  (последняя зависимость недавно предложена на Dite [6]).

Даже хорошо совпадающие для разных токамаков зависимости, найденные чисто эмпирическим путем, нельзя уверенно экстраполировать при изменении параметров в пять и более раз от тех величин, при которых зависимости были справедливы, если мы совсем не понимаем физических закономерностей, выражаемых этими формулами.

В самой простой конфигурации — торе поведение плазмы оказывается результатом огромной совокупности процессов, в результате чего мы до сих пор сталкиваемся все с новыми сюрпризами, как с хорошими (возможность работать при сверхнизких  $q(a)$ , избавляться от поступающих в плазму примесей), так и с плохими ("мягкий лимит" по  $\beta_p$ , повышенная теплопроводность ионов и т.д.).

Сегодня стало очевидным, что без глубокого понимания происходящих процессов далеко продвинуться нельзя. Такое понимание должно не только позволить преодолеть возникающие на нашем пути трудности, но и по возможности использовать их на благо дела.

### IV. ПРЕДЕЛЬНО ВОЗМОЖНЫЕ $\beta$

Теоретически показано, что с точки зрения равновесия величина  $\beta_p$  в токамаке не должна превышать значения  $\beta_p \approx R/a$ , так как в

этом случае внутри плазмы оказывается сепаратрисная поверхность, разрушающая плазму. Кроме того, при больших значениях  $\beta_p$  могут раскачиваться МГД-неустойчивости (идеальная МГД-мода и баллонные моды). Если  $q(0) \gtrsim 1$  при  $q(a) \sim 2$ , то предельное значение для  $\beta_p$ , согласно теории, должно составить  $(1/2 - 1/3) R/a$ . При  $q(0) < 1$  теория дает более оптимистические величины  $\beta_p$ . Величина  $\beta_T$  связана с  $\beta_p$  соотношением  $\beta_T = \beta_p (\epsilon^2/q^2)$  (для круглого тора), где  $\epsilon = a/R$ . Для увеличения ее предельного значения нужно либо увеличивать  $\beta_p$ , либо уменьшать  $q(a)$ , либо увеличивать  $\epsilon$ , т.е. сделать тор круче.

Развитие методов дополнительного нагрева, позволяющих в настоящее время вводить в плазму установок масштаба Т-10 до 5 – 7 МВт (PDX), дало возможность поставить эксперименты по проверке максимальных значений величин  $\langle \beta_T \rangle$ ,  $\beta_p$  и зависимостей от параметров разряда энергетических времен жизни электронов и ионов.

В табл. 2 приведены основные результаты, полученные за последнее время при использовании омического нагрева, инъекции быстрых нейтральных атомов (NB), ИЦР- и ЭЦР-нагрева.

Наиболее высокие  $\beta_p$  получены на установке Tosca при дополнительном ЭЦР-нагреве:  $\beta_p$  достигает значений 4 – 5, превышающих теоретически допустимые с точки зрения равновесия. Однако в этой маленькой установке времена, за которые нарастает  $\beta_p$ , малы и разрушающее действие сепаратрисы не успевает проявиться из-за скин-овых процессов. Экспериментами на Tosca показано, что по крайней мере в такой их постановке (ЭЦР,  $T_e(r)$  и т.д.) неустойчивости не мешают получению  $\beta_p = 4$ .

Аналогичный вывод можно сделать из результатов, полученных на установке ASDEX. Здесь были достигнуты значения  $\beta_p \sim 0,65 R/a$ , т.е. близкие к предельным с точки зрения МГД-устойчивости.

Менее оптимистические результаты наблюдаются на установках ISX-B, Dite, PDX и др. (см. табл. 2). На ISX-B получено  $\langle \beta_T \rangle \sim \sim P^{1/3} j^{3/2}/B^2 \parallel (1 + k^2)$ , где  $P$  – введенная в плазму мощность, а  $k$  – параметр вытянутости. Некоторая тенденция к насыщению  $\langle \beta_T(P) \rangle$  наблюдалась и на Т-11. На обеих этих установках регистрировалась при больших значениях  $\beta$  МГД-неустойчивость, проявившаяся на Т-11 в подбросах напряжения и быстрых спадах энергосодержания плазмы, регистрируемых по диамагнитному сигналу.

Таблица 2

Установка	Тип дополни- тельного нагрева	$\beta_p$ max	$\langle \beta_T \rangle_{max}$ , %	$q(\alpha)_{min}$	$T_i$ , кэВ	Фактор ано- мальности ионов	Закон подобия
1	2	3	4	5	6	7	8

Tosca [2] ЗЦР  $\leq 5 = R/\alpha$   
OH  $< 2$

1,2 - 1,3

$$\langle \beta_T \rangle \sim \frac{P^{1/3} J^{3/2}}{B_{||}^2 (1+k^2)}$$

ISX-B [7] NB 2 MBT

2,5 2,5

Dite [6] NB 1 MBT

$$\langle \beta_T \rangle \sim \frac{P^{0,223} J^{1,5}}{B_{||}^{2,2} \alpha^{0,7} R^2}$$

$$\tau_E \sim T^{-4}$$

PLT [8] ИЦР 3 MBT  
NB

3-4  
7

PDX [9] NB 7 MBT

1,8 3

$$\langle \beta_T \rangle \sim \frac{P^{1/2} J^{1,15}}{B_{||}^{5/2}}$$

ASDEX [10] NB 2 MBT

2,65 = 0,65 R/\alpha 1

$$\langle \beta_T \rangle \sim \frac{P^{1/3} J^{3/2}}{B_{||}^2 (1+k^2)}$$

DIII [11] NB 2,5 MBT

1,2 4,7

$$\langle \beta_T \rangle \sim \begin{cases} P^{1/3} \\ (0,4 + 0,5P) \frac{J}{B_{||}^2 \sqrt{k}} \end{cases}$$

2-7

T-11 [4] NB 1 MBT

1,2 2,5

$$\langle \beta_T \rangle \sim \frac{P^{0,4} J^{0,4} R^{0,4}}{B_{||}^{0,6} \alpha^{0,35}}$$

$$\tau_E \sim T^{-1/2}$$

1,3 - 1,6

Окончание табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8
FT [12] Alcator C	ОН			3,4		≤ 3	$\tau_E(\alpha/2) \sim n_e$
[13]	ОН				1,3	4-7	$\tau_E \sim n_e R^{2,3} \alpha_L^{0,8}$
T-10 [14]	ЗЦР 0,6 МВт			1,8		2-7	$\tau_E \sim n_e T_e^\alpha$ $ \alpha  \leq 0,5$
JFT-2 [15]	НВ 1,7 МВт						$\langle \beta_T \rangle \sim P$
ИЦР		1,8					$\tau_E$ доп. нагр $\sim 1/2 \tau_{EON}$

Предельное значение  $\langle \beta_T \rangle$  для PDX оказалось около 3%  $\langle \beta_T \rangle \sim \sqrt{P} J^{1,15} / B_{\parallel}^{3/2}$ . Здесь при ко-инъекции горячих нейтралов при значении произведения  $\langle \beta_T \rangle q \leq 4,4 \cdot 10^{-2}$  наблюдается МГД-неустойчивость, приводящая к быстрому выносу поперек плазмы ионов больших энергий.

На DIII достигнуты наибольшие  $\langle \beta_T \rangle \sim 3,5\%$ . Вообще говоря, по результатам DIII можно сделать предположение, что  $\langle \beta_T \rangle \sim \sqrt{P}$ . Однако авторы предпочитают другое выражение для зависимости  $\langle \beta_T(P) \rangle$ , соответствующее линейному росту  $\langle \beta_T \rangle$  при инжекционном нагреве, но при несколько ухудшенном удержании по сравнению с джоулевым нагревом. К такой же интерпретации результатов склоняются экспериментаторы токамака JFT-2.

Обратимся к последней графе табл. 2. Предлагаемые авторами работ зависимости  $\langle \beta_T(P, J) \rangle$  очень разнообразны. Если представлять  $\langle \beta_T \rangle \sim P^{\alpha} J^{\gamma}$ , то  $0,23 \leq \alpha \leq 1$  и  $0,4 \leq \gamma \leq 1,5$ . В чем же дело? Мы безусловно не подвергаем сомнению качество всех рассматриваемых экспериментов. Следовательно, есть какой-то неучтенный, но очень важный параметр.

## V. РЕЖИМЫ С НИЗКИМИ ЗНАЧЕНИЯМИ $q(a)$

На первых порах, когда токамаки только появились на всех континентах мира, законы подобию радовали нас своей однотипностью: токамак вне зависимости от своих размеров и географического местонахождения обладал аналогичными характеристиками. Тогда все работало при  $q(a) \geq 3 \div 3,5$ , сравнительно низких концентрациях плазмы и низких  $\beta$  — таких параметрах, которые несложно получать на токамаках. Однако дальше оказалось, что улучшение параметров, в частности получение режимов с ультравысокими  $\bar{n}_e$  ( $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) и низкими  $q(a)$  ( $< 2$ ), требует особого искусства экспериментаторов. В разных странах появились полуэмпирические рецепты. Одни добились успеха особым методом очистки стенок (T-11, Alcator и т.д.), другие геттерированием (PLT, ISX-B, DIII и др.) или использованием дивертора (PDX, ASDEX). На "Тумане" для получения низких значений  $q(a)$  использовался метод отрыва плазменного шнура от стенок разрядной камеры путем адиабатического сжатия плазмы.

На T-10 низкие значения  $q(a)$  научились получать даже при относительно плохих вакуумных условиях на стенках, программируя

скорость нарастания тока и напуск газа таким образом, чтобы разряд в процессе своего развития сохранял небольшую МГД-активность только по моде  $m = 2$ , подобно расширяясь с ростом тока. При этом надо было все время следить за тем, чтобы периферия плазмы не перегревалась, образуя скин-слоевое распределение  $j(r)$ , и не переохлаждалась, обостряя его распределение и способствуя раскачке более высоких МГД-мод. Близкая идеология развита на установке ФТ-2, где при протекании специально подбирается такая пространственная конфигурация поперечных полей, что с самого начала разряд пробивается и разогревается по центру разрядной камеры и имеет низкие значения  $q$  на поверхности плазмы. Рост тока, как и в случае Т-10, приводит к подобному расширению профилей параметров плазмы. По-видимому, такая конфигурация оказывается оптимальной, поскольку, используя аналогичную идеологию, удалось на установке Т-11 получить режимы со сверхнизкими значениями величины  $q(a)$ : 1,3 – 1,6.

Идя далее по тому же пути, на Т-10 создали систему обратной связи, которая с помощью амплитуды сигналов с магнитных зондов, выделяющих компоненту, связанную со второй модой, регулирует охлаждение периферии напуском газа таким образом, чтобы МГД-мода следовала заранее заданной программе. Это сильно упростило получение воспроизводимых режимов с низкими  $q(a)$  при изменяющихся условиях в камере.

На установке Tosca для получения режимов с  $q \geq 1,2$  и высоких  $\beta_p$  использовались ЭЦР-предыонизация и специальная программа нарастания тока. Сегодня мы видим, что параметры полученной плазмы оказались совсем не безразличны к методам ее формирования и здесь уже видны некоторые закономерности.

## VI. ОСОБЕННОСТИ РАДИАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

В экспериментах на установке ASDEX при работе с дивертором [10] были обнаружены два типа режима: L и H. Первый наблюдался при  $\bar{n}_e \leq 2,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , второй при более высоких концентрациях. Интересно отметить, что аналогичные два режима наблюдались и на Т-10 [16] без дивертора, но с описанным выше методом формирования начальной стадии разряда, когда в процессе развития разряда не развиваются МГД-неустойчивости, приводящие к сильному гашению стенок и поступлению в плазму большого количества приме-

Таблица 3

Параметры	T-10	ASDEX	T-10	ASDEX
	"I"	"L"	"II"	"H"
$a$	34	40	34	40
R	150	165	150	165
Очистка	Тлеющий разряд	Дивертор (без дивертора)	Индукционный разряд	Дивертор
J	240	300	240	300
q	4	3,5	4	3,5
$\bar{n}_e, 10^{13} \text{ см}^{-3}$	2,8	2,8	3,8	3,1
$T_e(0), \text{ кэВ}$	1,5	0,9	1,2	0,9
$\tau_{EON}, \text{ мс}$	40	55	45	55
$\tau_{E \text{ доп. нагр}}, \text{ мс}$	25	25	36	40 ÷ 50
Профиль	Острый	Острый	Плоский	Плоский
$n_e$ при нагреве	Падает	Падает	Растет	Растет
Примеси	Тяжелые		Легкие	
			$Z_{эф} < 1,5$	

сей. Полученные на T-10 и ASDEX режимы (табл. 3) оказались очень похожими в отношении удержания плазмы при дополнительном ЭЦР-нагреве на T-10 и нейтральной инжекции на ASDEX. Установки имеют близкие размеры и энергонапряженности. При низкой концентрации и повышенном содержании тяжелых примесей (излучательные потери из центра) в обоих экспериментах, несмотря на различные методы нагрева, наблюдается спад концентрации в центральной части плазмы, ухудшение времени жизни. При более высокой концентрации (порог в данном типе эксперимента был при  $\bar{n}_e \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) имеет место повышение концентрации в процессе нагрева и почти не ухудшающееся энергетическое время жизни.

Очевидно, что разными способами оказалось возможным достигнуть подобных конфигураций, характеризующихся специфической физикой процессов. Следовательно, дело не в методах, которыми мы пользуемся, формируя плазменный шнур, а в тех радиальных распределениях основных параметров плазмы, которые удается получить этими методами. Отсюда видно, что искомый, не учтенный в скейлингах параметр (см. выше) — именно эти радиальные профили ( $\nabla T_e(r)$  и  $\nabla n_e(r)$ ).

## VII. ЛОКАЛЬНЫЕ ТРАНСПОРТНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

Локальные характеристики плазмы, в том числе электронная теплопроводность  $\chi_e$  (а по единодушному мнению экспериментаторов мира, именно из-за нее снижается полное время жизни при мощном нагреве), изучались на ряде установок: DIII, T-11, ISX-B, T-10, FT. Результаты исследований показали в целом однотипные профили  $\chi_e(r)$  (рис. 1). Общими оказались зависимости  $\chi_e$  и коэффициента диффузии  $D$  от рода газа:  $D \sim 1/A$ .

На установке T-10 была предпринята попытка обследовать зависимость формы радиального профиля и абсолютных значений  $\chi_e(r)$  от параметров плазмы. Как видно из рис. 1, кривая разбивается на три основных участка: внутренний, где  $\chi_e$  нельзя аккуратно подсчитать из-за очень плоского распределения  $T_e(r)$ , являющегося следствием деятельности моды  $m = 1$ ; промежуточный ( $\max \nabla T_e$ ) участок с минимальными значениями  $\chi_e$ , располагающийся между магнитными поверхностями с  $q(r) = 1$  и  $q(r) = 2$ ; и внешний участок, где  $\chi_e$  сильно возрастает. Эти зоны, как показал эксперимент, действительно перемещаются внутрь с ростом  $q(a)$  и наружу при его уменьшении, когда радиальное распределение параметров  $n_e(r)$  и  $T_e(r)$  более плоское. При  $q(a) \sim 2$  зоны с повышенной  $\chi_e$  не существует, однако интенсивно работает центральная зона, которая в этих случаях занимает почти половину плазменного шнура. Создается впечатление, что величина  $\chi_e$  в промежуточной зоне в существенной мере может определяться уровнем МГД-активности в двух соседних. Как будут влиять эти зоны на полное энергетическое время жизни? На рис. 2 приведено радиальное распределение энерговыклада в сильно отличающихся по  $q(a)$  и  $\bar{n}_e$  режимах. Мы видим, что далеко не всегда полное удержание энергии будет определяться зоной максимальных температурных градиентов, т.е. низких значений  $\chi_e$ . Поэтому на суммарные времена жизни должны оказать влияние в большей или меньшей мере две зоны: внешняя и зона максимальных градиентов. Действительно, если интегральное по всему плазменному шнуру время жизни

$$\tau_{EG}(a) = \frac{2\pi R 2\pi \int_0^a 3/2 n_e(r)(T_e(r) + T_i(r)) r dr}{P_{OH}(a)}$$

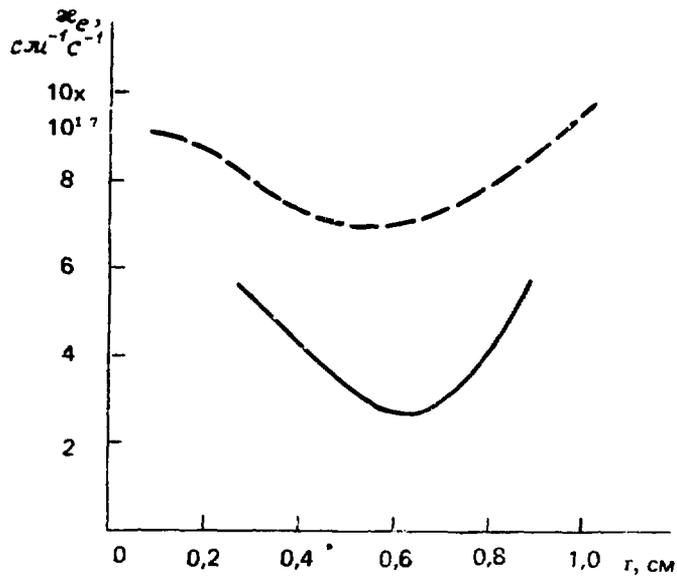


Рис. 1. Радиальный профиль электронной теплопроводности  $\kappa_e$  для Т-10 (—;  $\alpha = 32,5$  см;  $q = 2,0$ ) и Т-11 (---;  $\alpha = 20$  см;  $q = 2,5$ )

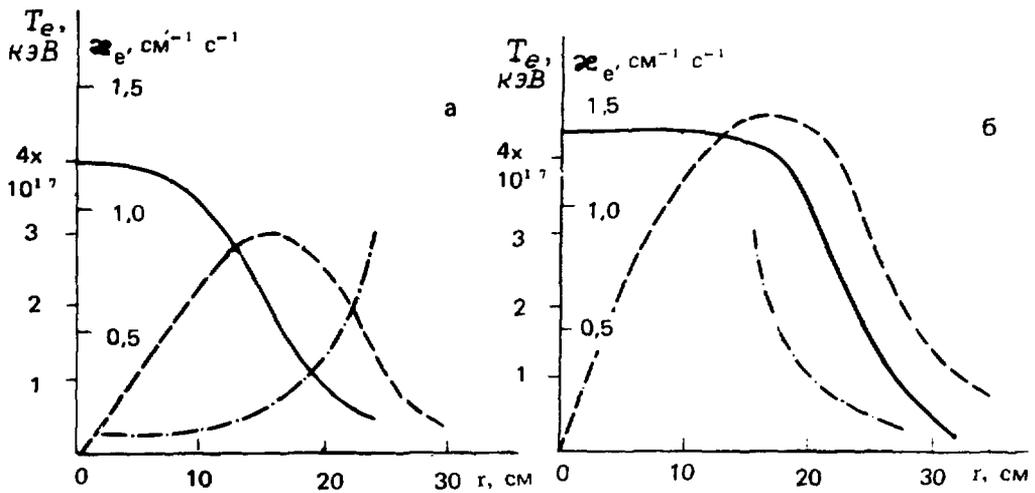


Рис. 2. Радиальное распределение электронной температуры (—), теплопроводности (---) и энерговклада (-·-·) для двух режимов установки Т-10:

- а —  $V_{\parallel} = 3,0$  Тл;  $q(\alpha) = 4$ ;  $\bar{n}_e \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;  
 б —  $V_{\parallel} = 3,0$  Тл;  $q(\alpha) = 1,8$ ;  $\bar{n}_e \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

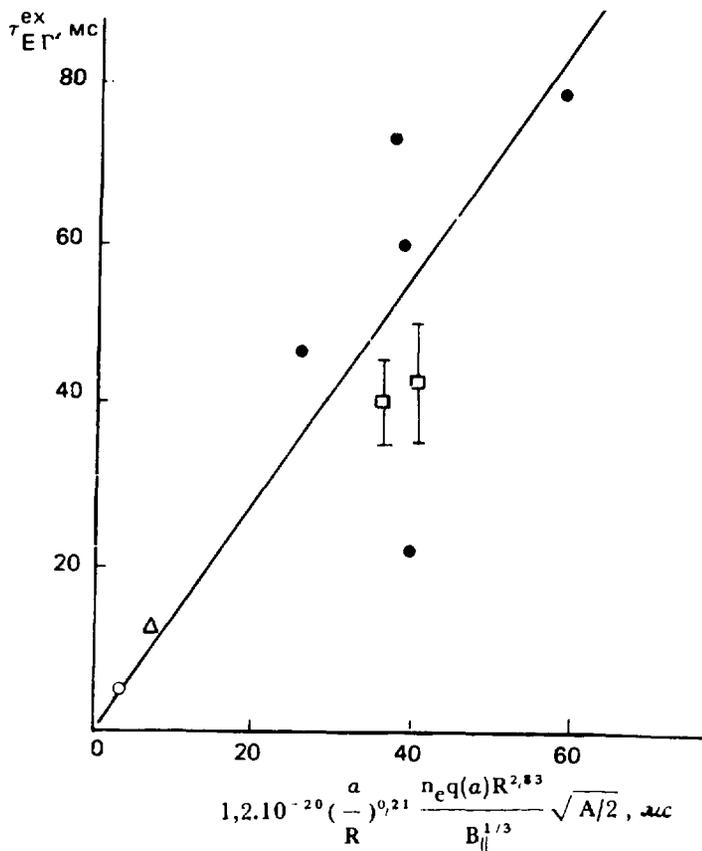


Рис. 3. Сравнение полного энергетического времени жизни плазмы для различных токамаков со скейлингом Т-11: ● — Т-10; △ — Т-7; ○ — Т-11; □ — FT

более или менее удовлетворяет скейлингу, предложенному на Т-11 (рис. 3), то для

$$\tau_{Ec}(a/2) = \frac{2\pi R 2\pi \int_0^{a/2} 3/2 n_e(r) T_e(r) r dr}{P_{OH}(a/2)}$$

расхождение с тем же скейлингом оказывается значительным (рис. 4). Естественно, что в тех случаях, когда внешняя зона  $q(r) > 2$  отсутствует, мы вправе ожидать других зависимостей интегрального времени удержания от параметров, чем при ее существовании.

Введение дополнительного нагрева в плазму токамака приведет к сильно отличающимся эффектам в зависимости от того, как распределится по радиусу плазменного шнура вкладываемая мощность. С одной стороны, периферийная мощность просто утекает быстрее, с другой, новое распределение энергобаланса по радиусу может существенно перестроить и саму структуру плазмы как за счет пере-

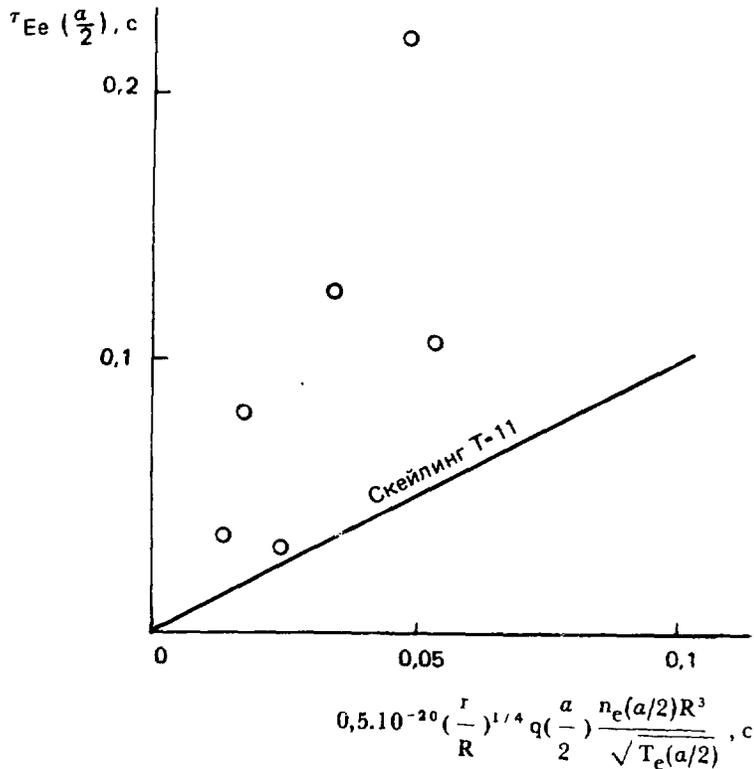


Рис. 4. Сравнение электронного энергетического времени жизни, рассчитанного для половины радиуса плазмы для установки Т-10, с предсказаниями скейлинга Т-11

распределения токов и изменения МГД-активности, так и за счет повышенного взаимодействия со стенкой и поступления в плазму примесей (режимы L и H). Это особенно относится к тем методам нагрева, при которых радиальное распределение вводимой мощности трудно контролировать (например, инжекционный нагрев).

Как уже говорилось, результаты, полученные на DIII и JFT-2 (рис. 5), можно интерпретировать и как ухудшение удержания энергии с ростом  $\beta_p$  (т.е. вводимой мощности), и как линейную зависимость  $\beta_p$  от  $P$ , :о при худшем удержании энергии в случае инжекционного нагрева, чем в обычном омическом нагреве, когда мы подгоняли профиль к оптимальному.

Наиболее удобным с диагностической точки зрения оказывается ЭЦР-нагрев, который позволяет нагревать плазму в выбранном диапазоне радиусов. На установке Т-10 такой метод позволил настолько изменить радиальные профили, что неустойчивость внутреннего срыва оказалась стабилизированной и появилась возможность оценить коэффициенты теплопроводности в центральном участке плазменного

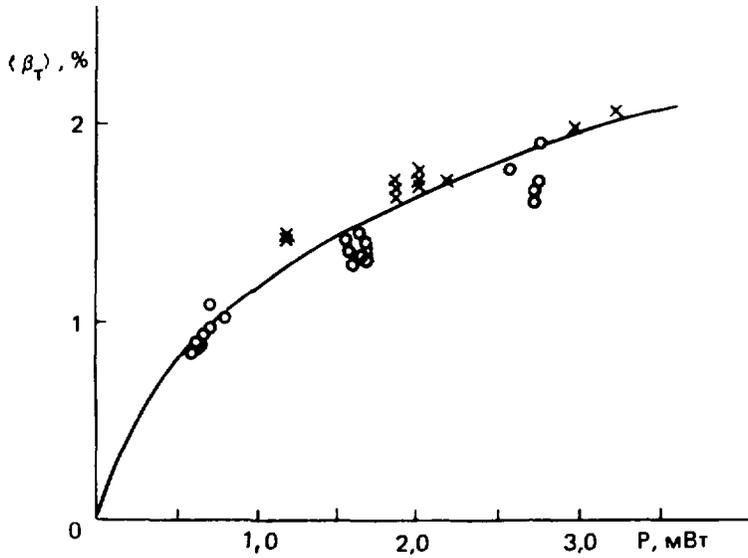


Рис. 5. Зависимость  $\langle \beta_T \rangle$  от вложенной с инжекцией быстрых нейтронов мощности для установки ДИИ

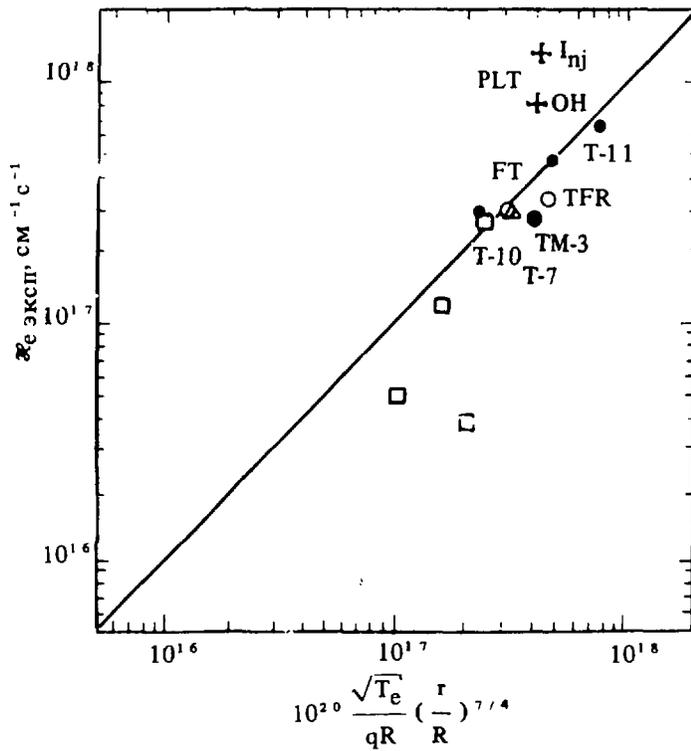


Рис. 6. Сравнение экспериментальных значений для  $\alpha_e$  с предсказаниями скейлинга Т-11 (прямая линия)

шнура.  $\alpha_e(0)$  оказалась по крайней мере не выше, чем в области максимального градиента температуры.

Зависимость  $\alpha_e(T_e)$  является одной из остродискуссионных проблем. Лучшее всего международному набору экспериментальных результатов удовлетворяет скейлинг T-11  $\alpha_e = 10^{20} \sqrt{T_e / qR} (r/R)^{7/4}$  (рис. 6). Существенное отклонение от пропорциональной зависимости между энергосодержанием плазмы и вкладываемой мощностью было замечено в экспериментах с инъекцией нейтральных атомов в Dite. Авторы [6] сделали заключение, что  $\alpha_e \sim T^4$  (зависимость слишком сильная для того, чтобы можно было говорить о токамак-реакторе). В экспериментах на T-10 при ЭЦР-нагреве электронной компоненты плазмы было показано, что в режимах с невысокими значениями  $q(a)$   $\alpha_e \sim T_e^\alpha$  с  $|\alpha| \leq 1/2$ .

Обращает на себя внимание, что в целом ряде режимов установки T-10  $\alpha_e$  в области максимального  $\nabla T_e$  оказывается существенно ниже любого из предложенных в настоящее время скейлингов и превышает неоклассические значения не более чем в 10 раз. Таким образом, повышенные времена удержания, не удовлетворяющие предложенным законам подобия, характерны именно для внутренних зон установки T-10 — областей плазмы, заключенных между поверхностями с  $q(r) = 1$  и  $q(r) = 2$ . Нет уверенности, что такие же низкие значения  $\alpha_e$  ( $\alpha_e \sim (2 \div 4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ) не существуют и в других токамаках. Возможно, предположение о неоклассическом характере ионной теплопроводности, на основании которого рассчитывается многими авторами профиль ионной температуры, не обосновано.

В T-10, так же как в Alcator C и PLT, величина коэффициента  $\alpha_i$ , характеризующего превышение ионной теплопроводности над неоклассической, колебалась от 3 до 7. Таким образом, измеренные низкие значения  $\alpha_e$  только переносят трудности из электронной компоненты в ионную. Впрочем, следует заметить, что величина аномальности ионной теплопроводности в существенной мере зависит от того, в каком виде мы пишем выражение для неоклассики при переходе от "плато" к "банановому" режиму. В последнее время общепринято выражение типа  $\alpha_{\text{нео}} \sim \alpha_{\text{пл}} \cdot \alpha_{\text{б}} / (\alpha_{\text{пл}} + \alpha_{\text{б}})$ .  $\alpha_i$ , мало отличаясь от  $\alpha_{\text{нео}i}$  на периферии в области  $\nu^* > 1$  ( $\nu^*$  — параметр столкновительности), остается практически таким же по величине в центральных областях, где  $\alpha_{\text{нео}i}$  уменьшается в несколько раз. Если экспериментальные величины  $\alpha_e$  и  $\alpha_i$  сравнивать

с значениями, рассчитанными для "плато",  $\alpha_i$  будет близка к 1 – 2, а  $\alpha_e$  не превысит 3 для области максимального  $\nabla T_e$ .

Хочется отметить, что все экспериментальные ошибки в определении величин  $\alpha_i$  и  $\alpha_e$  связаны в настоящее время с неудовлетворительными измерениями  $T_i(r)$  и нуждаются в развитии диагностик ионной температуры.

Общепринято под коэффициентом теплопроводности понимать коэффициент, стоящий в уравнении баланса перед  $\nabla T$ . Таким образом, в теплопроводность включаются и потери энергии с диффузионным потоком. А поскольку мы в уравнении баланса, как правило, не пишем дрейфового члена, то дрейфовые потоки подразумеваются в том же  $\alpha_e$ .

Измерения скорости потерь с частицами производились на T-10, T-11, Alcator, PLT, "Тумане III" и других установках. Пока но, что в большинстве случаев потери частиц носят диффузионный характер. Характерный профиль измеренного коэффициента диффузии приведен на рис. 7. Как и коэффициент теплопроводности, D имеет ми-

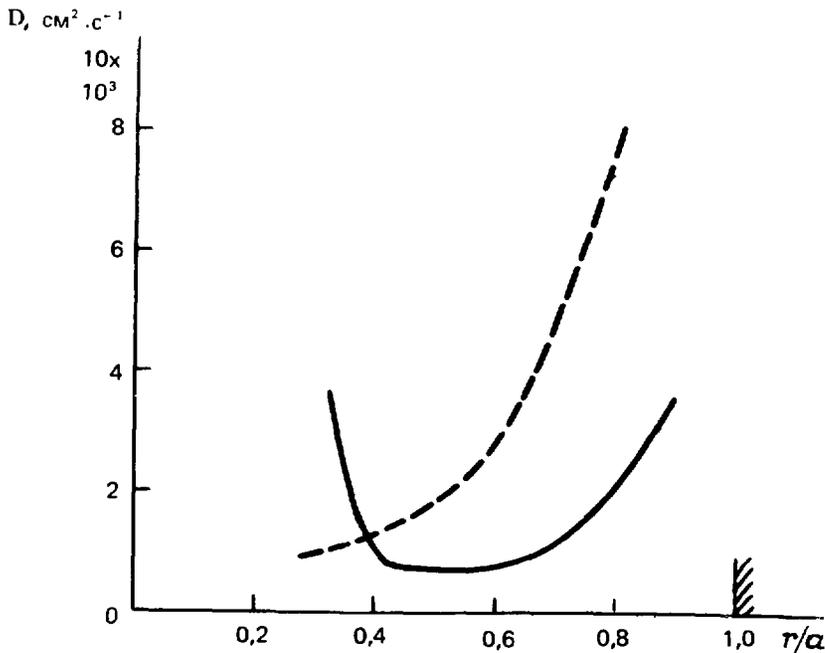


Рис. 7. Типичный радиальный профиль экспериментально измеренных коэффициентов диффузии: — — T-10 ( $q = 2,0$ ;  $B_{||} = 1,55$  Тл;  $n_e(0) = 4 \cdot 10^{13}$ ;  $T_e(0) = 0,7$  кэВ); - - - T-11 ( $q = 2,5$ ;  $B_{||} = 0,9$  Тл;  $n_e(0) = 2,8 \cdot 10^{13}$ ;  $T_e(0) = 0,5$  кэВ)

нимум в зоне средних радиусов, растет к центру (конвекция, связанная с пилообразными колебаниями) и к периферии. Характерные величины  $D_{\min} \sim 1000 \text{ см}^2/\text{с}$ . Как было показано в экспериментах на T-11, ASDEX и Alcator C D  $\sim 1/\sqrt{A}$ . Времена жизни ионов различных зарядов и масс (T-10, T-4, Alcator) оказались близкими к времени жизни электронов. Кроме диффузионного члена, в уравнение баланса частиц приходится вводить еще и дрейфовый член, который, как показал анализ экспериментов на T-10 по изучению удержания ионов аргона [17], растет с величиной заряда иона. В некоторых условиях дрейфовый член оказался порядка неоклассического вееро-вского пинчевания, однако есть режимы (преимущественно с большими значениями  $q(a)$ ), в которых экспериментально измеренный дрейфовый член превышает неоклассический более чем на порядок. Введение  $V_{\text{др}}$ , отличного от неоклассики, стимулируется экспериментами с получением очень высоких концентраций плазмы на установках Alcator. В этих экспериментах оказалось трудным объяснить, почему за счет напуска газа с периферии удается увеличивать концентрацию плазмы в центральной области разрядной камеры. Даже предположение, что нейтральные атомы, поступающие на край плазменного шнура, имеют энергии  $\sim 100 \text{ эВ}$ , недостаточно для объяснения этого результата.

В [18] из сравнения модельных расчетов с экспериментальными результатами, полученными на T-11 и Алкаторе, получено выражение для величины радиального дрейфа, которое могло бы удовлетворить эксперименту:

$$V_{\text{др}} = 50 \div 70 \epsilon^2 C \frac{E_{\parallel}}{B_p}$$

(вееровская формула  $V_{\text{др}} = 2,4 \cdot \sqrt{\epsilon} \cdot C \cdot E_{\parallel} / B_p f(\nu^*)$ ). Такой повышенной величины дрейфовый поток, не зависящий от  $\nu^*$  (как и в случае теплопроводности) мог бы объяснить не только упомянутые выше эффекты, но и снижение концентрации плазмы при ее нагреве на ЭЦР в центральной части плазмы. В последнем случае рост  $T_e(0)$  должен сначала приводить к уменьшению  $E_{\parallel}(0)$ , а затем к перераспределению  $j(r)$  и снижению величины  $B_p$ . Наличие же  $\nu^*$  в знаменателе в неоклассическом выражении сильно уменьшает эффект для малых радиусов.

## VIII. РАДИАЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ И ВРАЩЕНИЕ ПЛАЗМЫ

Вернемся еще раз к табл. 2. Мы видели, что коэффициенты переноса существенно зависят как от условий формирования плазменного шнура, так и от изменения конфигурации радиальных профилей в процессе дополнительного нагрева. Для объяснения замеченных эмпирических зависимостей следует узнать, какие физические процессы в плазме мы изменили, например, в случае введения мощной инжекции нейтралов. На PDX, где наблюдался ярко выраженный предел по  $\langle \beta_T \rangle$  при большой инжектируемой мощности и зарегистрирована fishbone-неустойчивость, инжектируемые нейтралы сообщали плазме большой вращательный момент, такой, что  $V_{\parallel} \sim V_{Ti}$ , где  $V_{Ti}$  — тепловая скорость. Появление больших скоростей вращения приводит к возникновению радиальных электрических полей в плазме, которые, в свою очередь, уменьшают времена жизни примесей в плазме (ISX-B). При контринжекции потенциал должен быть другого знака (минус в центре). В случае PDX при этом не наблюдаются эффекты насыщения в зависимости  $\beta_p(P)$  и нет fishbone-неустойчивости.

Каковы же величины скоростей вращения плазмы и радиальные электрические поля в условиях омического нагрева, когда нет внесенного извне момента вращения?

Условие радиального баланса сил, в котором пренебрегается только радиальными компонентами силы трения и тензора вязкости, накладывает однозначную связь на величины радиального электрического поля и скоростей вращения ионов в тороидальном и полоидальном направлениях:

$$\frac{1}{Z_{эф} n_e} \frac{\partial P_i}{\partial r} = e E_r + \frac{e}{c} [V_{\parallel} B_p - V_p B_{\parallel}], \quad (1)$$

где  $P_i$  — давление ионной компоненты.

Измерения  $V_p(r)$ ,  $V_{\parallel}(r)$  и  $E_r(r)$  были проведены на установке ТМ-4 [19]. Они показали, что в рассматриваемых условиях ( $q(a) \sim 4$ ,  $\bar{n}_e \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) потенциал центральной части плазмы отрицателен. Скорости вращения в полоидальном и тороидальном направлениях не соответствуют предсказаниям неоклассики (рис. 8), хотя в целом уравнение (1), естественно, выполняется. Потенциал плазмы становится более отрицательным при большей концентрации. Как пока-

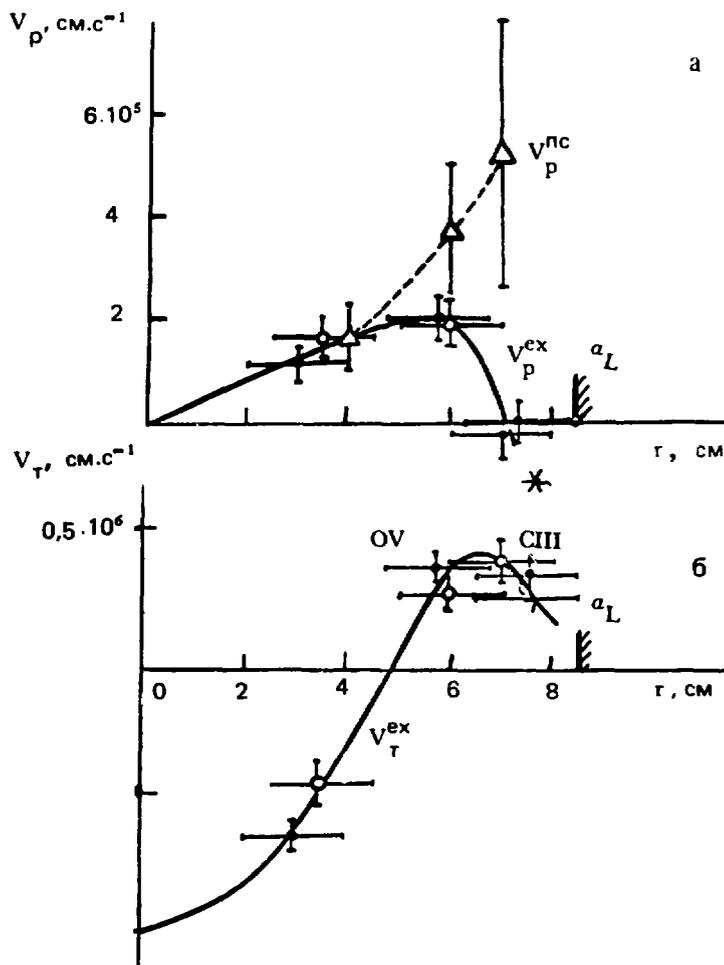


Рис. 8. Измеренные и теоретические (неоклассика) скорости вращения ( $V_p^{ex}$  и  $V_p^{pc}$ ) в полоидальном (а) и тороидальном (б) направлениях для установки ТМ-4

зано на ФТ-1, скорость вращения (по знаку совпадающая с тем, что получено на ТМ-4) растет с ростом магнитного поля ( $q(a)$ ).

Эксперименты по ко- и контринжекции показали, что, вводя тот или иной знак продольного вращения в плазму, можно соответственно ухудшать или улучшать удержание примесей в плазме. Эксперименты, проведенные на установке Макротор [20], в которых в плазму с помощью электронного пучка вводился отрицательный потенциал, показали, что величина такого потенциала существенно влияет на удержание примесей — способствует аккумуляции их в

центре. Все эти результаты, пока недостаточно систематические, говорят о том, что в наших руках, по-видимому, есть некоторое подобию ключа к разгадке физических процессов, приводящих к пониженному удержанию энергии и частиц в плазме токамака.

Существование значительных электрических полей должно изменить картину дрейфовых движений частиц, а возможно, и ширину банановых траекторий и частоту обращения по ним. Может быть, вовсе не следует удивляться тому, что мы измеряем коэффициенты переноса, соответствующие "плато" при  $\nu^* \leq 1$ , поскольку, возможно, сама  $\nu^*$  нуждается в поправке.

## IX. ПРИРОДА ВНУТРЕННЕЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СРЫВА

Всеми известная, открытая много лет назад в Принстоне неустойчивость внутреннего срыва считается вполне безобидной, не вносящей заметного вклада в энергопотери. Это отчасти так, пока мы работаем с большими значениями  $q(a)$ . Уже при  $q(a) = 2$  эта неустойчивость не только выравнивает за счет конвективных потоков параметры плазмы внутри зоны  $q(r) = 1$ , соизмеримой с радиусом плазмы, но и создает более крутые градиенты вне этой зоны. Она может приводить к значительным перераспределениям продольного электрического поля во времени и пространстве. Как уже говорилось выше, предельное значение  $\beta_p$ , связанное с развитием баллонной моды, зависит от того, может ли быть  $q(0) < 1$  или оно всегда  $\geq 1$ . Если механизм деятельности этой неустойчивости правильно описывается теорией Кадомцева, плотность тока в центральных областях плазмы должна соответствовать величине  $q(0) = 1$ , а электрическое поле в этой зоне на релаксационной стадии колебания будет связано с температурой электронов выражением  $E_{\parallel} \sim 1/T_e^{3/2}$ , т.е. окажется ниже того, которое измеряется на периферии. Тогда большинство авторов неправильно считают распределение  $j(r)$  и джоулева энерговклада при вычислении коэффициентов переноса. Однако практически принудительное введение  $q(0) = 1$  вносит существенные трудности в уравнение энергобаланса для этой области плазмы. С другой стороны, пониженное электрическое поле в центральной части плазмы в процессе релаксации должно компенсироваться его коротким, но сильным возрастанием в процессе срыва — перезамыкания

магнитных поверхностей. Это быстрое энерговыделение должно приводить к искажениям формы функции распределения электронов по энергиям (что, в свою очередь, может порождать процессы, искажающие дрейфовые траектории частиц) и, возможно, к раскачке некоторых кинетических неустойчивостей.

Таким образом, механизм пилообразных колебаний, до конца не понятый, нуждается в теоретических и экспериментальных исследованиях. Прямые измерения величины  $q(r)$ , которые, надо надеяться, должны быть проведены в ближайшее время, могут пролить свет на этот важный вопрос.

## Х. МГД-НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВНЕШНЕЙ ЗОНЫ ПЛАЗМЫ

Внешняя зона плазменного шнура, по всеобщему признанию, является сильно аномальной с точки зрения потерь энергии и частиц.

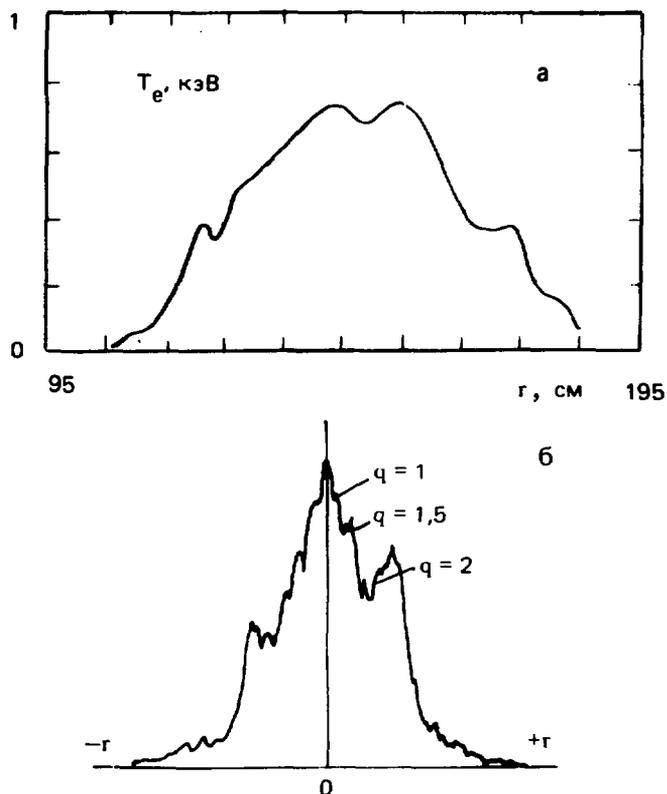


Рис. 9. Острова электронной температуры, наблюдаемые в областях с  $q = 1$ ; 1,5 и 2 для установок PDX (а) и Т-7 (б). В последнем случае приведена развертка по  $r$  интенсивности свечения континуума в видимой области спектра

Как было показано на T-10, радиус, вне которого существует эта зона, изменяется в соответствии с радиусом зоны  $q(r) = 2$ . Есть основания полагать, что не последнюю роль в этой зоне играют tearing-моды с  $m > 2$ . Исследования этой зоны ведутся, но пока не дали однозначных результатов.

Интересно отметить, что на нескольких установках (T-7, PDX, T-10) наблюдаются неравномерности хода радиального профиля температуры электронов. В районах, соответствующих значениям  $q(r) = 1; 1,5; 2$ , имеет место рост электронной температуры, по-видимому, означающий существование соответствующих островов с повышенным удержанием (рис. 9). При сравнении коэффициентов переноса с теоретическими значениями эти эффекты, безусловно, также должны быть учтены.

## XI. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ СО СТЕНКАМИ КАМЕРЫ

Хорошо известно, что создать горячую плазму невозможно, если не обеспечено отсутствие в ней по крайней мере тяжелых примесей. Легкие примеси (кислород и углерод) в установках с большими размерами и высокими электронными температурами полностью ионизируются на периферии плазмы и в количестве, не превышающем нескольких процентов, не являются серьезной помехой для токамака. Гораздо острее стоит вопрос об избавлении плазмы от тяжелых элементов, входящих в состав материала стенки: хрома, железа, никеля и тем более молибдена и вольфрама. Можно наметить несколько путей для освобождения от таких примесей:

- 1) не иметь этих материалов в составе стенок камеры;
- 2) научиться выбрасывать их из плазмы (например, ко-инжекцией);
- 3) создать тип дивертора, обеспечивающий удаление примесей с периферийной области плазмы.

Работы велись во всех этих направлениях. Были проведены эксперименты с полностью безметаллической стенкой разрядной камеры на установке ТМГ [21], где и разрядная камера, и диафрагма были выполнены из графита. Было показано, что даже в маленькой установке ( $R = 40$ ,  $a = 8$  см) присутствие распыленного углерода не мешает получению хороших режимов в токамаке ( $q \sim 2,5$ ,  $T_e(0) \sim 1$  кэВ,

$\bar{n}_e \leq 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ). Исследовались характеристики взаимодействия плазмы с графитовой стенкой, и показано, что по крайней мере при плотности выпадающей на стенку камеры энергии, равной  $\sim 10 \text{ Вт}$ , химораспыление не представляет серьезной опасности для токамака.

Очень интересны эксперименты, проведенные на установке ASDEX [22]. При большом коэффициенте рециклинга устанавливаются высокие концентрации плазмы около диверторной пластины, достигающие нескольких единиц на  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Это было неожиданно для экспериментаторов. Исследования показали, что концентрация плазмы около диверторной пластины возрастает до величины, при которой температура электронов падает ниже  $10 \text{ эВ}$ , после чего уменьшается скорость ионизации и устанавливается равновесие, при котором диверторная пластина предохраняется от распыления благодаря существованию этой плотной холодной плазмы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интенсивные исследования на многочисленных токамаках мира, использование огромных мощностей дополнительного нагрева позволили получить плазму с весьма высокими параметрами. Однако одновременно выявилась необходимость углубленного изучения физики процессов, происходящих в плазме этих машин, и пересмотра ранее сложившихся представлений об их механизмах. Аномально высокие потери (по крайней мере из электронной компоненты) не являются неизбежностью. Тщательный подбор радиальных профилей параметров плазмы уже сейчас позволяет существенно улучшить ее энергетические характеристики и, по-видимому, сделать более оптимистическими скейлинги для времен удержания.

Накопленный богатый экспериментальный материал нуждается в пристальном внимании теоретиков. Например, необходимо выяснить влияние радиальных (и других) электрических полей в плазме на величины коэффициентов переноса, уточнить неоклассические значения для них, промоделировать tearing- и другие неустойчивости на периферии плазменного шнура и многое другое.

Показана возможность получения энергетически экономичных и относительно чистых режимов методом правильного формирования плазменного шнура путем перераспределения вводимой мощности и

охлаждения периферии плазмы излучением. Кажется недалеким будущее, когда ток в токамаке будет течь стационарно, а режимы со сверхнизкими  $q(a)$  и высокими  $\beta$  будут получать с помощью обратных связей, наложенных не только на напуск охлаждающего периферию газа, но и на распределение по радиусу мощности дополнительного нагрева.

### Список литературы

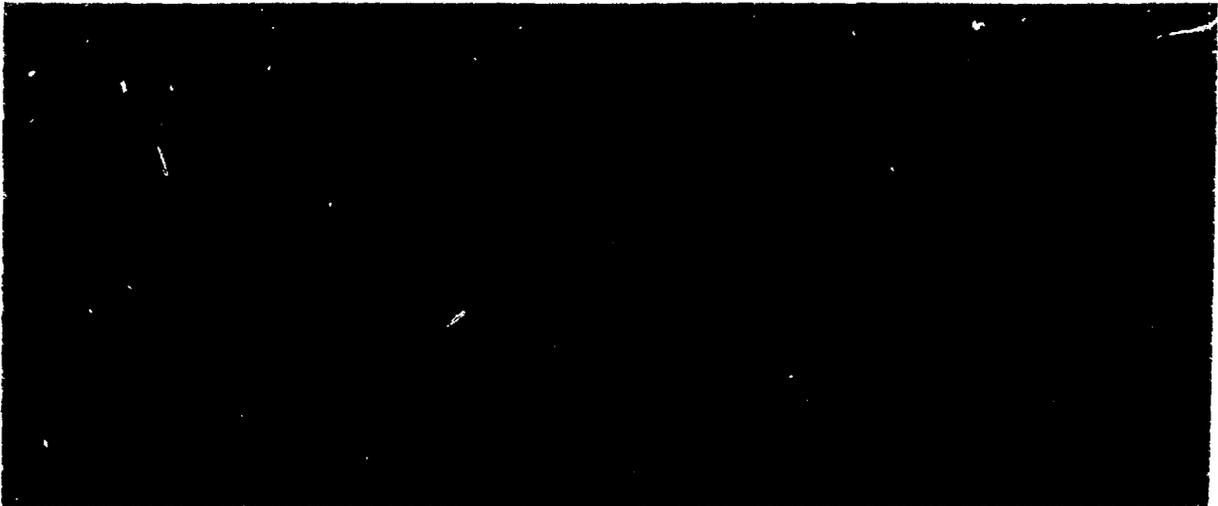
1. Axon K.B., Clark W.H.W., Cordey J.G. et al. Beam-Driven Currents, Power Balances and Density Limits with Neutral Injection in Dite.— Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., 1980. Vienna: IAEA, 1981, vol. 1, p. 413.
2. Alcock M.W., Lloyd B., Morris A.W. et al. High Beta Poloidal Plasmas and Current Drive by ECRH on Tosca. — In: Proc. of the 9 Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. Baltimore, 1982, IAEA-CN-41/1-5.
3. Hooke W., Bernabei S., Boyd D. et al. Lower Hybrid Heating and Current Drive on PLT. — Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., 1982. Vienna: IAEA, 1983, vol. 1, p. 239.
4. Barsukov A.G., Kovrov P.E., Kulygin V.M. et al. Investigation of Plasma Confinement and Injection Heating in the T-11 Tokamak, Ibid., p. 81.
5. Parkolab M., Schuss J.J., Takase Y. et al. Low-hybrid Heating and Current Drive Experiments on the Alcator-C and Versator II Tokamaks. Ibid., p. 227.
6. Axon K.B., Bradly J.E., Burt J. et al. Results from the DITE Experiment. — In: Proc. of the 9 Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. Baltimore, 1982, R-3.
7. Murakami M., Bates S.C., Bell J.D. et al. Beta Scaling Experiments in ISX-B. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., 1982. Vienna: IAEA, 1983, vol. 1, p. 57.
8. Hwang D.Q., Bitter M., Cavallo A. et al. High Power ICRF and ICRF+NB Heating on PLT. — In: Proc. of the 9 Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. Baltimore, 1982, I-1.
9. Johnson D., Bell M., Bitter M. et al. High Beta Experiments with Neutral Beam Injection on PDX. — Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., 1982. Vienna: IAEA, 1983, vol. 1, p. 25.

10. Wagner F., Becker G., Behzinger K et al. Confinement and  $\beta_p$  – Studies in Neutral Beam Heating ASDEX Plasmas. Ibid., p. 43.
11. Aikawa H., Hoshino K., Kasai M. et al. High- $\beta$  Injection Experiments with Shaped Plasmas in Doublet-III. Ibid., p. 27.
12. Alladio F., Bardotti G., Bartiromo R. et al. Energy Confinement at High Density in the FT Tokamak. Preprint 81.49/p CNEN, Roma, 1981.
13. Blackwell B., Fiore C.L., Gandy R. et al. Energy and Impurity Transport in the Alcator-C Tokamak. In: Proc. of the 9 Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. Baltimore, 1982, 1–3.
14. Berlizov A.B., Bobrovskii G.A., Vasin N.L. et al. Measurement of Transport Coefficients in T-10. Ibid., 1–6.
15. Yamamoto S., Maeno M., Senguku S. et al. Transport Studies in the EFT-2 Tokamak. – Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., 1982. Vienna: IAEA, 1983, vol. 1, p. 73.
16. Аликаев В.В., Агапов Л.И., Арсеньев Ю.И. и др. Эксперименты по нагреву плазмы в токамаке Т-10 на первой гармонике электронно-циклотронного резонанса. – Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, вып. 3, с. 115 – 118.
17. Бугаря В.И., Васин Н.Л., Вершков В.А. и др. Перенос многозарядных ионов в плазме токамака Т-10. – Физика плазмы, 1983, т. 9, вып. 2, с. 250.
18. Днестровский Ю.Н., Неудачин С.В., Переверзев Г.В. Моделирование баланса частиц в токамаке. Препринт ИАЭ-3690/6, 1982.
19. Бугаря В.И., Горшков А.В., Грашин С.А. и др. Измерения вращения и потенциала плазменного шнура на токамаке ТМ-4. – In: Proc. of the 9 Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Baltimore, 1980 IAEA-CN-41/S-4.
20. Taylor R.J., James B.W., Jin S.X. et al. Particle transport due to ICRF waves and radial electric field. Ibid., S-3.
21. Доброхотов Е.И., Дремин М.М., Петров Д.П. и др. Характеристики разрядов на токамаке ТМГ. Ibid., R-6.
22. Кайльхакер М. Эксперименты с дивертором на токамаке ASDEX. – Физика плазмы, 1983, т. 9, вып. 1, с. 90.

Редактор О.В. Базанова  
Технический редактор Н.И. Мазаева  
Корректоры В.П. Горячева, М.С. Курзова

Т-10579. 3.06.83. Формат 60x90/16. Уч.-изд.л.1,6.  
Тираж 143. Индекс 3624. Заказ 1647

Отпечатано в ИАЭ



Препринт ИАЭ-3839/7. М., 1983

