

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Н.А. Кирнева

**СОВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
НА УСТАНОВКАХ «ТОКАМАК»**

Учебное пособие

Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»  
в качестве учебного пособия для студентов  
высших учебных заведений

Москва 2008

УДК 621.039.6 (075)

ББК 31.46 я7

К 43

Кирнева Н.А. Современные исследования на установках «Токамак»: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008. — 188 с.

В учебном пособии рассмотрены основные задачи экспериментов, проводимых в последнее десятилетие на установках «Токамак», изложены результаты этих экспериментов. Особое внимание уделено задачам, решение которых необходимо для подготовки экспериментов на международном экспериментальном термоядерном реакторе-токамаке ИТЭР. Учебное пособие предназначено для ознакомления студентов, специализирующихся в области физики высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза, с проблематикой исследований на современных токамаках и подготовки кадров для будущей работы на токамаке ИТЭР.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф. Б.В. Кутеев

ISBN 978-5-7262-1077-3

© Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет), 2008

## Оглавление

Введение.....	7
Раздел I. Основные понятия и определения.....	8
§ 1. Принципиальная схема установки «Токамак».....	8
§ 2. Сценарий плазменного разряда.....	11
§ 3. Омический режим: основные особенности и характеристики.....	14
§ 4. Область рабочих параметров современных токамаков.....	17
Задания к разделу I.....	22
Раздел II. Перенос энергии и частиц.....	23
§ 5. Процессы переноса в плазме токамака.....	23
5.1. Неоклассический транспорт.....	24
5.1.1. Коэффициенты переноса.....	24
5.1.2. Бутстреп-ток.....	25
5.1.3. Нерешенные вопросы.....	26
5.2. Турбулентный транспорт.....	28
5.3. Транспорт частиц.....	33
5.3.1. Влияние неоклассического и турбулентного переносов на формирование профиля плотности.....	35
5.3.2. Перенос трития.....	38
5.3.3. Перенос примесей.....	38
5.3.4. Управление профилем плотности основной плазмы и примесей.....	41
5.4. Электронный тепловой транспорт.....	42
5.4.1. Методы исследования.....	43
5.4.2. Результаты исследований.....	44
5.5. Ионный тепловой транспорт.....	48
5.6. Перенос момента вращения.....	49
5.6.1. Тороидальное вращение.....	49
5.6.2. Перенос тороидального момента.....	52
5.6.3. Полоидальное вращение плазмы.....	53
5.7. Результаты анализа безразмерных параметров: нерешенные вопросы.....	54
Задания к Разделу II.....	56
Раздел III. Режимы удержания плазмы в экспериментах с дополнительным нагревом.....	58
§ 6. L-мода.....	58
§ 7. H-мода.....	60

7.1. Основные особенности режимов с H-модой.....	60
7.2. Механизм L-H перехода .....	63
7.3. ELM — граничные локализованные моды .....	66
7.3.1. Классификация ELM.....	66
7.3.2. Роль ELMs.....	68
7.3.3. Теория ELMs.....	70
7.3.4. Управление ELMs.....	72
7.4. Время удержания плазмы .....	75
7.5. H-мода в токамаке-реакторе: нерешенные задачи .....	75
§ 8. RI-мода .....	76
§ 9. Режимы с внутренним транспортным барьером .....	78
9.1. Используемая терминология и классификация внутренних транспортных барьеров.....	79
9.2. Механизм формирования ВТБ .....	80
9.2.1. Роль шира скорости $E \times B$ в формировании ВТБ .....	83
9.2.2. Роль профиля тока в формировании ВТБ .....	85
9.2.2.1. Роль магнитного шира в формировании ВТБ.....	86
9.2.2.2 Роль рациональных значений $q$ .....	88
9.2.3. Роль шафрановского смещения .....	91
9.3. Управление ВТБ в реальном времени .....	92
9.4. ВТБ в условиях, удовлетворяющих требованиям реактора	97
9.5. Взаимодействие внешнего и внутреннего транспортного барьеров.....	100
9.6. Внутренние транспортные барьеры: нерешенные вопросы.....	101
§ 10. Гибридные режимы .....	102
Задания к разделу III .....	105
Раздел IV. Работа вблизи предельных параметров. ....	106
§ 11. Предел по плотности.....	106
11.1. Появление MARFE.....	107
11.2. Отрыв дивертора.....	109
11.3. H-L переход, изменение характеристик H-моды.....	110
11.4. Срыв разряда при достижении предельной плотности....	113
11.4.1. Зависимость предельной плотности от мощности нагрева и эффективного заряда плазмы. ....	114
11.4.2. Зависимость предельной плотности от радиуса токового канала .....	115

11.4.3. Зависимость предельной плотности от профиля плотности плазмы.....	117
11.4.4. Зависимость предельной плотности от положения плазменного шнура.....	118
11.5. Удержание плазмы при плотности, близкой к предельной.....	119
§ 12. Предел по давлению плазмы. Резистивная мода, стабилизируемая стенкой (RWM).....	121
§ 13. Предел по давлению плазмы. Неоклассические тиринг моды.....	126
Задания к разделу IV.....	129
Раздел V. Методы дополнительного нагрева плазмы.....	130
§ 14. Нагрев и генерация тока с помощью электронно-циклотронных волн.....	130
14.1. Основные закономерности и особенности использования электронно-циклотронных волн.....	130
14.2. Эффективность генерации ЭЦ-тока.....	134
14.3. Методы определения величины генерируемого тока.....	135
14.4. Сравнение достигнутых значений эффективности генерации тока с предсказаниями теории.....	138
14.5. Роль запертых частиц в снижении эффективности генерации тока.....	144
14.6. Достоинства и недостатки метода генерации тока с помощью ЭЦ-волн.....	147
14.7. Применение электронно-циклотронного нагрева/генерации тока.....	148
14.7.1. Управление профилем тока плазмы при помощи электронно-циклотронной генерации тока.....	149
14.7.2. Стабилизация МГД-неустойчивостей.....	150
14.7.3. СВЧ-пробой.....	151
§ 15. Нагрев и генерация тока с помощью нижнегибридных волн.....	153
15.1. Основные закономерности и особенности использования нижнегибридных волн.....	153
15.2. Использование нижнегибридных волн в современных экспериментах.....	155
§ 16. Ионный циклотронный нагрев.....	157
16.1. Механизм распространения волн в плазме.....	157

16.2. Области применения ИЦРН .....	158
16.2.1. Нагрев ионов .....	158
16.2.2. Нагрев электронов .....	160
16.2.3. Генерация тока быстрыми волнами .....	161
16.2.4. Нагрев плазмы на циклотронных гармониках .....	161
16.2.5. Конверсия мод .....	163
§ 17. Инжекция нейтральных атомов .....	163
17.1. Механизм взаимодействия пучка нейтральных атомов с плазмой .....	163
17.2. Механизм генерации тока .....	166
17.3. Применение инжекционного нагрева и генерации тока ..	166
Задания к разделу V .....	169
Раздел VI. Процессы в периферийной плазме .....	170
§ 18. Управление потоками энергии и частиц .....	170
18.1. Особенности переноса в SOL .....	170
18.2. Устройство и режимы работы дивертора .....	173
18.3. Выбор материала первой стенки и дивертора .....	176
18.4. Удаление гелиевой золы .....	178
Заключение. ИТЭР — следующий шаг .....	179
Приложение. ....	181
Список литературы .....	183

## **ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время термоядерные установки типа «Токамак» с магнитным удержанием плазмы рассматриваются как основа для создания наиболее перспективных источников энергии.

Эксперименты на токамаках ведутся уже более 50 лет в различных лабораториях мира. Поскольку установка типа «Токамак» представляет собой сложную инженерную конструкцию, то для успешной работы этой установки требуется комплексное решение физических, технологических, инженерных задач. Опыт в решении таких задач, накопленный в результате полувековых исследований, позволил сформулировать основные принципы и начать проектирование первого международного термоядерного экспериментального реактора-токамака ИТЭР.

В этом пособии будет рассмотрено современное состояние исследований на токамаках, работающих в России и за рубежом, будут сформулированы основные проблемы, которые еще предстоит решить в преддверии создания первого реактора-токамака.

## РАЗДЕЛ I. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

### § 1. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА УСТАНОВКИ «ТОКАМАК»

Принципиальная схема установки «Токамак» показана на рис. 1.

Плазма создается в результате пробоя газа в объеме вакуумной камеры 4, для осуществления которого в общем случае с помощью изменения магнитного потока индуктора 1 создается вихревое электрическое поле. Обмотки управления 7, 11 контролируют положение плазменного витка, а также позволяют создать заданную форму плазменного шнура.

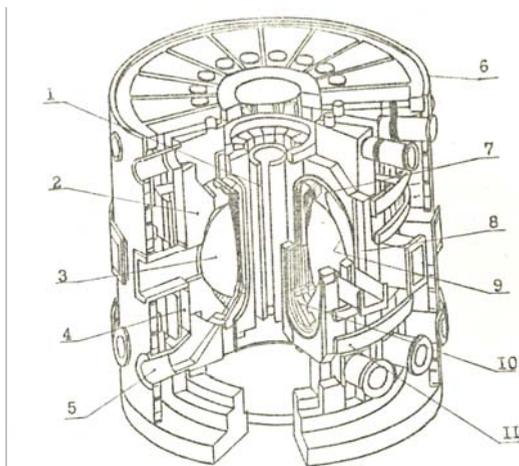


Рис. 1. Схематичное изображение токамака-реактора: 1 — индуктор, 2 — бланкет и защита; 3 — плазма; 4 — вакуумная камера; 5 — патрубок вакуумной откачки; 6 — криостат; 7, 11 — обмотки управления; 8 — соленоид тороидального поля; 9 — первая стенка; 10 — диверторные пластины. Схема из книги [1]

В общем случае поперечное сечение плазменного шнура не круглое, и для его характеристики вводят так называемые параметры вытянутости и треугольности (рис. 2).

При этом приняты следующие обозначения:

вытянутость плазмы  $k=b/a$ ,

треугольность плазмы: верхняя  $\delta^u=c^u/a$ , нижняя  $\delta^l=c^l/a$ , средняя  $\delta=(c^u+c^l)/2a$ ,  $a$  — малый радиус токамака,  $R$  — большой радиус токамака, величина  $A=R/a$  называется аспектным отношением.

Сепаратрисой называется последняя замкнутая магнитная поверхность. Все магнитные поверхности внутри сепаратрисы замкнуты, снаружи от сепаратрисы магнитные поверхности разомкнуты.

Особенность токамаков состоит в том, что удерживающая магнитная конфигурация создается (рис. 3) с помощью тороидального магнитного поля,  $\vec{B}_T$ , создаваемого катушками соленоида 8 (см. рис. 1), полоидального магнитного поля,  $\vec{B}_p$ , создаваемого током плазмы, и магнитным полем, создаваемым катушками управления 7, 11 (см. рис. 1),  $\vec{B}_{упр}$ :

$$\vec{B} = \vec{B}_T + \vec{B}_{упр} + \vec{B}_p .$$

В силу того, что для создания тороидального магнитного поля используется конечное количество магнитных катушек, тороидальное магнитное поле оказывается неоднородным по обходу тора:

$$\vec{B}_T = \vec{B}_T(r) \left( 1 + \frac{r}{R} \cos \theta + \delta \cos N\zeta \right) .$$

Здесь  $r$  — радиальная координата,  $R$  — большой радиус тора,  $\theta$  — полоидальный угол,  $N$  — число тороидальных катушек,  $\zeta$  — тороидальная координата,  $\delta$  — так называемая гофрировка, которая выражается следующим образом:

$$\delta = \frac{B_T^{\max} - B_T^{\min}}{(B_T^{\max} + B_T^{\min})} \cdot 100\% ,$$

где  $V_T^{\max}$  — максимальное значение тороидального магнитного поля по тороидальному обходу,  $V_T^{\min}$  — минимальное значение тороидального магнитного поля по тороидальному обходу. Обычно в современных установках гофрировка на границе плазмы составляет десятые доли процента.



Рис. 2. Схематическое изображение поперечного сечения плазменного шнура с обозначением геометрических характеристик [2]

Возвращаясь к рис. 1, поясним, что бланкет — устройство, которое отсутствует в современных токамаках, в установках следующего поколения оно будет предназначено для воспроизводства топлива (третия). Для съема энергии и частиц, выходящих из плазмы, используется диверторное устройство 10 (см.

рис. 1), что позволяет снизить нагрузки на первую стенку токамака.

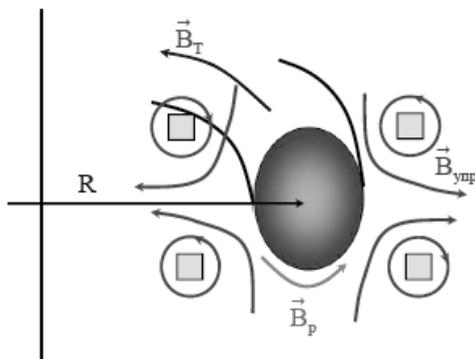


Рис. 3. Схематичное изображение силовых линий магнитных полей в токамаке

## § 2. СЦЕНАРИЙ ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА

В момент времени  $t=t_{исх}$  (рис. 4) подается напряжение на катушки соленоида тороидального поля. Ток в катушках начинает нарастать и достигает заданного изначально (извне с помощью программы управления) значения. При достижении заданного значения тока система питания соленоида перестраивается на поддержания плато тока в катушках соленоида, то есть постоянного значения тороидального магнитного поля.

В момент  $t=t_{инд}$  подается напряжение на индуктор (рис. 5). Рост тока в индукторе приводит к росту магнитного потока  $\Phi$ , пронизывающего сечение тороидальной камеры, создается ЭДС индукции  $\varepsilon_{инд} = d(\Phi)/dt$ , которая вызывает ионизацию газа в разрядной камере токамака.

Для поддержания напряжения на обходе тора необходимо постоянное наращивание магнитного потока индуктора. При использовании индуктора с железным сердечником предельная магнитная индукция составляет 1.8-2 Тл [3]. Это ограничивает

длительность импульса токамака. Для того чтобы получить более длинный импульс, используется так называемое подмагничивание другого знака.

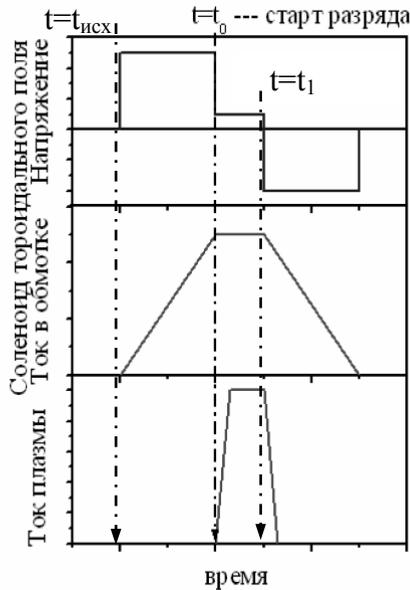


Рис. 4. Алгоритм создания торoidalной компоненты удерживающего магнитного поля;  $t=t_0$  и  $t=t_1$  – моменты старта и завершения плазменного разряда соответственно

Как показано на рис. 5, в момент времени  $t=t_{\text{инд}}$  включается система подмагничивания. Скорость нарастания магнитного потока невелика, так что создаваемой ЭДС индукции недостаточно, чтобы произошел пробой рабочего газа. (Начальный напуск газа обычно производится в интервал времени между  $t=t_{\text{исх}}$  и  $t_0$ ). В момент времени  $t=t_0$  включается система инвертирования и происходит изменение тока в индукторе, что приводит к изменению магнитного потока.

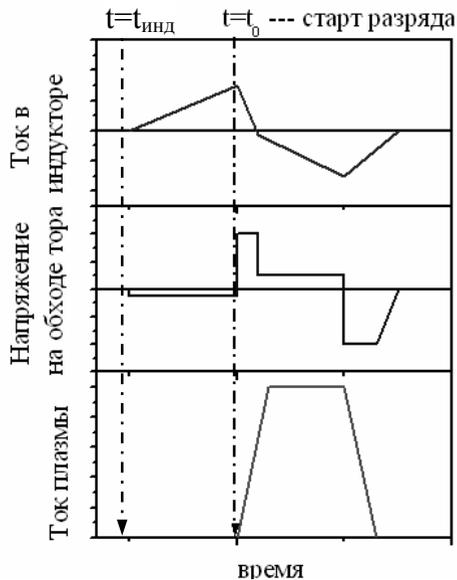


Рис. 5. Алгоритм создания тока плазмы в токамаке;  $t=t_0$  – момент старта плазменного разряда

Пробой газа происходит, если полученное тороидальное электрическое поле оказывается достаточным, то есть выполняется условие:

$$\alpha L \geq 1, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — число ионизаций, созданных одним электроном на единицу длины (первый коэффициент Таунсенда),  $L$  — длина связи, т.е. расстояние от области пробоя до стенки вдоль линии магнитного поля.

Коэффициент  $\alpha$  зависит от давления  $p_{\text{init}}$  и состава рабочего газа, а также от величины продольного электрического поля  $E_{\parallel}$ :

$$\alpha = A \cdot p_{\text{init}} \cdot \exp\left(\frac{-B p_{\text{init}}}{E_{\parallel}}\right).$$

Для водорода  $A=520 \text{ м}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ ,  $B=1.25 \cdot 10^{-4} \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{Торр})$ .

Длина связи определяется следующим образом:

$$L \cong \frac{0.25L_{\text{eff}}B_T}{B_{\perp}},$$

где  $L_{\text{eff}}$  — расстояние от области пробоя до стенки вакуумной камеры вдоль направления рассеянного (полоидального) магнитного поля  $B_{\perp}$ ;  $B_T$  — тороидальное магнитное поле.

Если характерное время пробега заряженных частиц вдоль тора оказывается меньшим, чем время ухода частиц на стенку вакуумной камеры, то происходит развитие разряда: формируется токнесущий плазменный шнур.

### § 3. ОМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ: ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И ХАРАКТЕРИСТИКИ

Омическим режимом называется режим удержания плазмы, в котором нагрев плазменного шнура осуществляется только за счет протекания по плазме электрического тока, создаваемого вихревой обмоткой. Мощность нагрева в этом случае рассчитывается как  $P_{\text{heat}}=I_p U_L$ , где  $I_p$  — ток плазмы,  $U_L$  — напряжение на обходе плазменного шнура.

Энергетическое время жизни плазмы определяется параметрами плазменного разряда. При невысокой плотности плазмы (характерные диапазоны изменения плотности будут определены позже) энергетическое время жизни  $\tau_E$ , как правило, растет с ростом средней плотности  $\bar{n}_e$  (рис. 6). Анализ баз данных по удержанию энергии в омическом режиме на различных установках позволил создать так называемый скейлинг (закон подобия, аппроксимационную зависимость) изменения времени жизни плазмы как функции параметров плазменного разряда. В настоящее время для прогнозирования ожидаемой величины энергетического времени жизни  $\tau_E$  в омическом режиме при невысокой плотности плазмы используется так называемый неолкаторный скейлинг [5]:

$$\tau_E(c) = 0.07\bar{n}_e q k^{0.5} R^2 a \Rightarrow \chi_e \sim 1/n_e,$$

где  $\chi_e$  — электронная теплопроводность.

При высоких плотностях зависимость  $\tau_E$  от плотности перестает наблюдаться (рис. 6,а). Это обычно связывают с изменением типа неустойчивости плазмы, определяющей перенос энергии и частиц [5]. Кроме того, дополнительный эффект в насыщении зависимости  $\tau_E(\bar{n}_e)$  может вносить рост радиационных потерь, как это наблюдалось на установке T-10 (см. рис. 6), а также развитие МГД-активности при приближении к пределу по плотности.

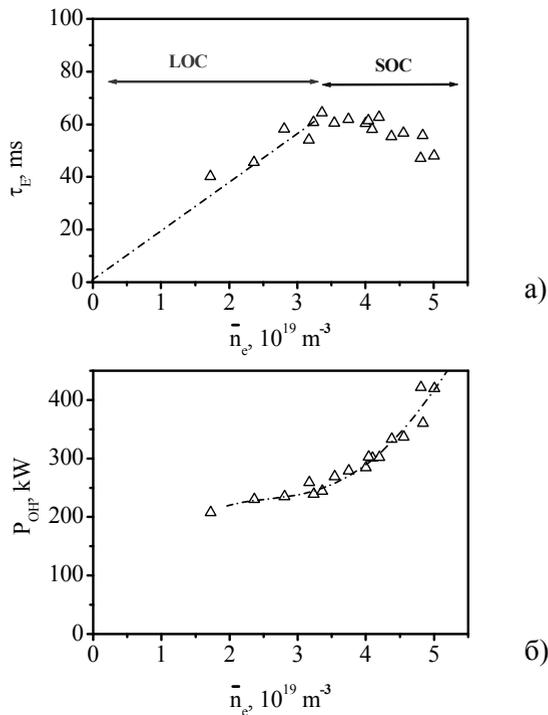


Рис. 6. Зависимость времени жизни (а) и омической мощности (б) от плотности плазмы в экспериментах T-10 с омическим нагревом плазмы[4]: LOC — Linear Ohmic Confinement — режим линейного омического удержания, SOC — Saturated Ohmic Confinement — режим насыщенного омического удержания

Изменение характеристик турбулентности плазмы при переходе из режима с линейной зависимостью  $\tau_E(\bar{n}_e)$  в режим насыщения удержания детально исследовалось на установке T-10 (рис. 7) [6]. Было показано, что при низкой плотности частотный спектр флуктуаций плотности плазмы в центральной области плазменного шнура выглядит так, как показано на рис. 7, с характерной особенностью в области  $f=100$  кГц. Увеличение плотности приводит к появлению второго пика в области частот  $f \sim 200$  кГц и исчезновению пика с  $f \sim 100$  кГц при дальнейшем увеличении плотности.

Режим линейного удержания принято называть Improved Ohmic Confinement (ИОС) в противоположность режиму с насыщенным удержанием, Saturated Ohmic Confinement (СОС).

Количественной характеристикой для величины плотности служит так называемая предельная плотность по Гринвальду (предел Гринвальда):

$$n_{Gw} = \frac{I_p}{4\pi a^2}, \quad (2)$$

где ток плазмы задается в мегаамперах, малый радиус плазмы в метрах, величина плотности в  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ .

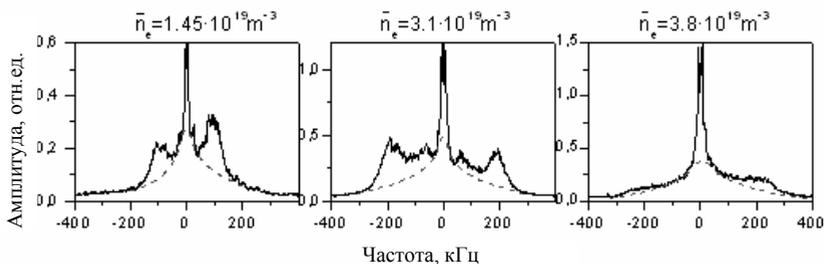


Рис. 7. Изменение спектра турбулентности с ростом плотности в омическом режиме в T-10 [6]

Эта эмпирическая формула была получена автором работы [7] на основании анализа баз данных омических режимов нескольких установок. Изначально предполагалось, что предел

Гринвальда задает максимальную достижимую плотность для данной установки. Однако последующие эксперименты, проведенные на различных токамаках, показали, что дополнительный неиндукционный нагрев плазмы, а также изменение профиля плотности за счет инжекции макрочастиц позволяет значительно превышать предел Гринвальда в рабочих режимах.

Характерное значение плотности перехода ИОС-SOC составляет  $\bar{n}_e \sim 0.4 - 0.6 n_{Gw}$ .

#### § 4. ОБЛАСТЬ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ СОВРЕМЕННЫХ ТОКАМАКОВ

Область рабочих параметров установок «Токамак» определяется, как известно, диаграммой Хьюгилла. Рабочая область ограничивается следующими пределами:

1) в области низких плотностей – пределом по появлению пучков ускоренных электронов (предел Разумовой)

$$n_{e,run} = 0.07 \frac{I_p}{\pi k_{95} a^2};$$

2) в области высоких плотностей – предел Хьюгилла

$$H = q \cdot \bar{n}_e \frac{R}{B_T} = const.$$

Этот предел определяется развитием винтовой неустойчивости из-за охлаждения периферии плазмы при высокой плотности. Поскольку предел Хьюгилла определяется соотношением излучения на периферии плазмы в результате атомарных процессов и нагревом периферии за счет распределения источников нагрева и потока тепла из центральной области плазмы, то значение  $H$  зависит от ряда параметров, в том числе и от распределения температуры плазмы. Нетрудно видеть, что при  $H=0.1$  предел Хьюгилла сводится к пределу Гринвальда;

3) в области высоких токов плазмы рабочая область токамаков ограничивается, как правило, значением  $q_{95}=2$ . ( $q_{95}$  — значение фактора запаса устойчивости на магнитной поверхности, где

величина полоидального потока достигает 95% от полного значения);

4) область низких токов, как правило, ограничивается  $q_{95}=10$ . Это связано с тем, что уменьшение тока плазмы (увеличение  $q_{95}$ ) приводит к сужению плазменного шнура, т.е. уменьшению полезного объема плазмы. Это, с одной стороны, оказывается экономически невыгодным, а, с другой стороны, осложняет управление плазменным шнуром.

Кроме пределов, обозначенных на диаграмме Хьюгилла, существует предел, связанный с развитием баллонной и винтовой неустойчивостей плазмы при превышении критического значения давления. Это так называемый предел Тройона:

$$\beta_T = \frac{\beta_N}{100} \frac{I_p}{aB_T}.$$

Здесь  $\beta_N = 100\beta \frac{aB_T}{I_p} = \frac{160\pi aW}{3V_T I_p V}$  (м, Т, МА, МДж);

$g_T = \frac{\beta_N}{100}$  – коэффициент Тройона;

$\beta_N = 3.5$  – предел Тройона;

$\beta_N = 4l_i$  — предел по развитию идеальных неустойчивостей.

Здесь  $l_i$  – внутренняя индуктивность плазмы,  $W$  – энергосодержание,  $V$  — объем плазмы.

Для удобства последующего изложения здесь же следует обсудить существование неустойчивости, называемой «пилообразные колебания». Существование пилообразных колебаний связано с наличием в плазме области с  $q < 1$ .

На рис.8 показана временная эволюция интенсивности электронно-циклотронного излучения из центра плазменного шнура (а) и из периферийной области, находящейся вне поверхности  $q=1$  (б).

Наиболее простая и широко используемая модель пилообразных колебаний – модель, предложенная Б.Б. Кадомцевым, трактующая пилообразные колебания как следствие переама-

кания магнитных силовых линий в окрестности поверхности  $q=1$  [8].

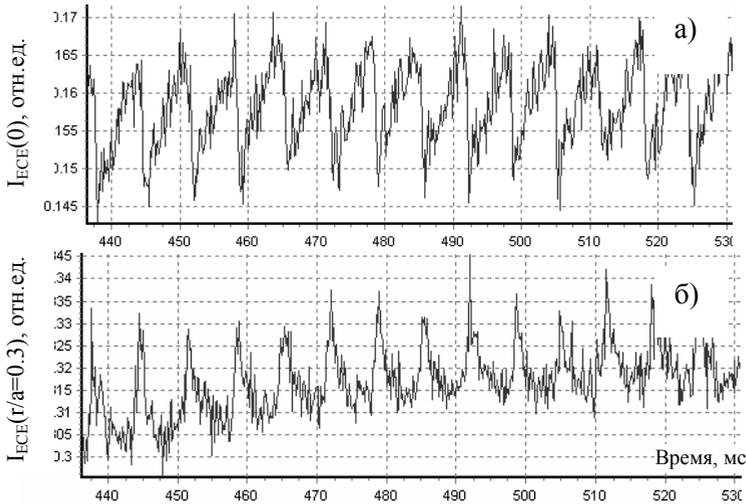


Рис.8. Относительные изменения интенсивности электронного циклотронного излучения из плазмы при пилообразных колебаниях: а) сигнал из центра плазменного шнура, б) сигнал из области плазмы с  $r/a \sim 0.3$

Для описания процесса рассматриваются уравнения магнитной гидродинамики для вспомогательного поля  $\vec{B}^*$ , которое представляет собой суперпозицию полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля токамака:

$$\vec{B}^* = \vec{B}_p - \frac{rB_T}{R} \vec{e}_\varphi.$$

Из определения вспомогательного поля видно, что оно имеет разные знаки внутри и вне поверхности  $q=1$  (рис. 9,а) и  $B^*=0$  на поверхности  $q=1$ . Развитие винтового возмущения с  $m=1$ ,  $n=1$  внутри поверхности  $q=1$  приводит к тому, что токовые слои с противоположными магнитными полями сближаются (рис. 9,б). Возникает тонкий слой  $ab$  со встречными полями. Это приводит к генерации продольного электрического поля в этом слое. Если

проводимость плазмы бесконечна, то такой слой может существовать сколь угодно долго. В условиях конечной проводимости плазмы в слое  $ab$  (рис. 9,в) происходит перезамыкание магнитных силовых линий (внутренний срыв). В результате этого образуется остров  $A$ , который “выдавливает” наружу центральные области шнура (рис. 9,в): увеличивается сила, прижимающая внутреннюю часть плазмы к области противоположно направленного поля. Вновь возникают условия для перезамыкания. Такой процесс идет до тех пор, пока не перезамкнется вся внутренняя область силовых линий с внешней, т.е. пока не восстановится цилиндрическая симметрия плазменного шнура (рис. 9,г): во всей области плазмы вспомогательное поле имеет один и тот же знак, а  $q > 1$  по всему сечению шнура.

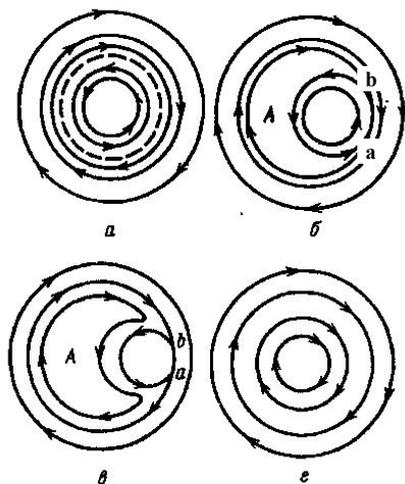


Рис. 9. Механизм перезамыкания магнитных силовых линий в процессе пилообразных колебаний [8]. Поверхность  $q=1$  показана пунктирной линией на рис. 9,а

Характерное время перезамыкания в соответствии с этой моделью зависит от проводимости плазмы и составляет

$$\tau = \frac{r_s}{a} \sqrt{\tau_A \tau_R},$$

где

$$\tau_A = a / v_A,$$

$$\tau_R = \frac{4\pi a^2 \sigma}{c^2}.$$

$v_A$  — альфвеновская скорость,  $\sigma$  — проводимость плазмы.

В результате перезамыкания происходит перемешивание горячей центральной плазмы с более прохладной периферийной: плазма в центральной зоне несколько остывает, а периферийная плазма прогревается.

Если выделение мощности остается центральным (например, в омическом режиме или в режиме с центральным вкладом мощности дополнительного нагрева), то после внутреннего срыва вновь начинается прогрев центральной плазмы, вновь появляется область с  $q < 1$  в центральной зоне и процесс повторяется. Период пилообразных колебаний в установках среднего размера (масштаба T-10) составляет в обычных режимах 5-10 мс.

В соответствии с этой моделью наличия области с  $q < 1$  в центральной зоне плазменного шнура достаточно для того, чтобы происходили пилообразные колебания. На самом деле, это условие является необходимым, но не достаточным. Эксперименты показали, что даже при наличии поверхности с  $q = 1$  в центральной области, можно создать такие условия в плазме, что пилообразные колебания не будут наблюдаться. Одно из объяснений этого эффекта было предложено в работе [9], где было показано, что для того чтобы происходили пилообразные колебания, необходимо одновременное выполнение двух условий:

$$1) \exists 0 < r_s < a : q(r < r_s) < 1, q(r = r_s) = 1;$$

$$2) \hat{s}(r_s) > \hat{s}_{crit},$$

где  $\hat{s} = \frac{r}{a} \frac{dq}{dr}$  — магнитный шир,  $\hat{s}_{crit}$  — так называемый критический шир.

Величина критического шира зависит от локальных параметров плазмы – распределения давления плазмы, электронной и ионной температуры, величины  $\beta$  и т.д.

Пилообразные колебания – эффект дwoякий. Как можно видеть по рис. 8, присутствие пилообразных колебаний приводит к уменьшению (в среднем) энергосодержания плазмы. Более того, изменение магнитной конфигурации в результате перезамыкания может инициировать развитие МГД-неустойчивостей. В то же время, наличие пилообразных колебаний позволяет предотвратить накопление примесей в центральной области плазмы.

## ЗАДАНИЯ К РАЗДЕЛУ I

*Задача 1.1.* Оценить время пробега электронов вдоль тора для токамаков T-10 и T-15 при давлениях газа  $10^{-3}$  Па,  $5 \cdot 10^{-3}$  Па,  $10^{-2}$  Па. Сравнить со временем ухода частиц на стенку разрядной камеры. Параметры установок приведены в приложении.

*Задача 1.2.* Используя неоалкаторный скейлинг построить зависимости энергетического времени жизни от плотности плазмы для токамаков T-10, T-15, DIII-D, JT-60U, JET, ITER. Отметить границу перехода IOC-SOC. Параметры установок приведены в приложении.

*Задача 1.3.* Построить диаграммы Хьюгилла для установок:  
а) T-10, T-15, Tore Supra, TFTR;  
б) DIII-D, JET, JT-60U, T-15M;  
в) ITER.  
Параметры установок приведены в приложении.

## РАЗДЕЛ II. ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ И ЧАСТИЦ

### § 5. ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

В упрощенном виде уравнения поперечного переноса энергии, частиц и диффузии тока в плазме токамака можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial n_k}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r(D \nabla n_k - V_{p,n} n_k) \right) + S_k; \\
 \frac{3}{2} \frac{\partial (n_k T_k)}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r [(\chi_k \nabla T_k - V_{p,T} T_k) - \frac{5}{2} \Gamma_k T_k] \right) + P_k; \\
 m_k n_k \frac{dV_{t,k}}{dt} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \left[ \chi_{t,k} \frac{\partial V_{t,k}}{\partial r} \right] \right) + M_{t,k}; \\
 \frac{\partial B_p}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\sigma}{\mu_0 r} \frac{\partial (r B_p)}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} (\sigma J_b).
 \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь  $k = i, e, n_k, m_k, T_k$  – плотность, масса соответствующих частиц и температура,  $D$  – коэффициент диффузии,  $\chi_k$  – коэффициенты теплопроводности,  $V_{p,n}, V_{p,T}$  – коэффициенты пинчевания частиц и тепла,  $S_k, P_k$  – источники (и стоки) частиц и тепла,  $V_{t,k}$  – скорость тороидального вращения,  $M_{t,k}$  – источник момента вращения,  $\mu_0$  – магнитная проницаемость,  $\sigma$  – проводимость плазмы,  $J_b$  – бутстреп-ток.

Известно, что в большинстве режимов (за исключением некоторых случаев режимов улучшенного удержания) перенос энергии и частиц в токамаках аномален. Поэтому коэффициенты переноса энергии, частиц и момента вращения в грубом приближении можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
 \chi_k &= \chi_k^{\text{neo}} + \chi_k^{\text{turb}} + \chi_k^{\text{MHD}}, \\
 D_k &= D_k^{\text{neo}} + D_k^{\text{turb}} + D_k^{\text{MHD}}.
 \end{aligned}$$

Первое слагаемое в этих выражениях – неоклассический перенос, обусловленный столкновениями частиц, движущихся в тороидальном магнитном поле, второе слагаемое – турбулент-

ный перенос и третье слагаемое – дополнительный перенос, который возникает в плазме при развитии МГД-неустойчивостей.

## 5.1. Неоклассический транспорт

### 5.1.1. Коэффициенты переноса

В соответствии с классической теорией диффузионные процессы определяются столкновениями частиц, поэтому коэффициенты переноса имеют простую связь с длинами пробега частиц  $\lambda$  и частотами столкновений  $\nu$ :

$$\chi_i \approx \lambda_i^2 \nu_{ei} = \rho_i^2 \nu_{ei},$$

$$\chi_e \approx \lambda_e^2 \nu_{ei} = \rho_e^2 \nu_{ei},$$

$$D \sim \chi_e,$$

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e} \tau_{ei}.$$

Здесь  $\rho_{e,i}$  — ларморовский радиус частиц соответствующего сорта,  $\tau_{e,i}$  — время между электрон-ионными соударениями,  $e$  — заряд электрона.

Однако в токамаках магнитное поле неоднородно по радиусу. Как известно, это приводит к тому, что появляются два вида частиц – пролетные и запертые. Запертые частицы движутся по банановым траекториям, пролетные частицы движутся по ларморовским окружностям, центр которых смещается. Тогда коэффициенты переноса переписутся следующим образом:

для пролетных частиц  $\lambda \approx qR$  и, следовательно,  $\chi^{\text{neo}} \approx q^2 \chi^{\text{classic}}$ ;

для запертых частиц ширина банана  $\Delta \cong qR/(r/R)^{1/2}$ ,  $\lambda \approx \Delta$ , доля запертых частиц составляет  $f_t \approx (r/R)^{1/2}$  и, следовательно,  $\chi^{\text{neo}} \approx (R/r)^{3/2} q^2 \chi^{\text{classic}}$ .

Если частоты столкновений велики, то перенос определяется пролетными частицами. В случае редких столкновений запертые

частицы играют определяющую роль. В обоих случаях – частых и редких столкновений – коэффициенты переноса растут с ростом частоты столкновений. В промежуточной области коэффициенты переноса не зависят от частоты столкновений. Качественная картина зависимости переносов от частоты столкновений показана на рис. 10.

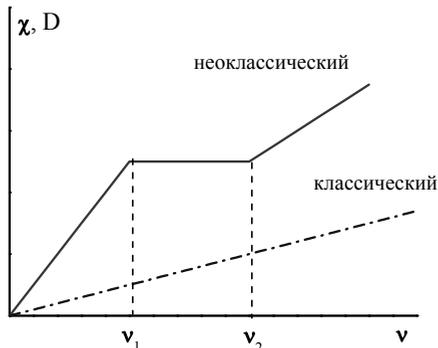


Рис. 10. Качественная зависимость коэффициентов переноса от частоты столкновений для классического подхода и в неоклассической теории

Частоты  $\nu_1$  и  $\nu_2$  выражаются следующим образом:

$$\nu_1 = \frac{v_T (r/R)^{3/2}}{qR},$$

$$\nu_2 = \frac{v_T}{qR},$$

где  $v_T$  – тепловая скорость частиц.

### 5.1.2. Бутстреп-ток

Второе слагаемое в уравнении диффузии тока в (3) – так называемый бутстреп-ток. Это ток, который создается самой плазмой и обусловлен существованием запертых частиц. Из-за

наличия градиента плотности в токамаке запертая частица, проходя по банановой траектории, движется в одной части траектории в области с меньшей плотностью, в другой части траектории — в области с более высокой плотностью. При этом на обеих частях траектории частица имеет разный знак продольной скорости. Таким образом, разное число частиц движется в направлении по и против тока плазмы.

Эффект существования бутстреп-тока был впервые объяснен в 1972 году в работе [10]. Было показано, что величина бутстреп-тока составляет

$$j_b = \Delta n_e \Delta v_{\parallel} = -\frac{c}{B_p} \varepsilon^{3/2} \frac{dp}{dr}, \quad (4)$$

где  $p$  — давление плазмы,  $v_{\parallel}$  — продольная скорость частиц.

Более современная и уточненная формула для величины бутстреп-тока приведена в [11]:

$$j_b = -\frac{\varepsilon^{1/2} n_e}{B_p} \left[ 2.44(T_e + T_i) \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} + 0.69 \frac{dT_e}{dr} - 0.42 \frac{dT_i}{dr} \right];$$

$$\frac{I_b}{I_p} = c \varepsilon^{1/2} \beta_p; \quad (5)$$

( $c \sim 0.33 - 0.7$ ).

### ***5.1.3. Нерешенные вопросы***

Несмотря на то, что неоклассическая теория была предложена и используется уже более тридцати лет, усовершенствование методов измерения параметров плазмы и открытие новых операционных режимов требуют пересмотра закономерностей, связывающих неоклассические переносы с параметрами плазмы. В табл. 1 приведен обзор современного состояния неоклассической теории (по материалам [12]).

Таблица 1. Результаты и нерешенные проблемы неоклассической теории

Канал потерь	Результаты теоретического анализа	Нерешенные вопросы
$\chi_i$	$\chi_i \sim \chi_i^{neo}$ в области внутреннего транспортного барьера (ВТБ) *) и в области внешнего ТБ в промежутке между ELMs	Переоценка переносов: 1) в случае, если ширина транспортного барьера сравнима с шириной банана Решение: сжатие банановых орбит в области сильного электрического поля 2) Широкий транспортный барьер, низкие аспектные отношения
$\chi_e$	$\chi_e^{exp} \gg \chi_e^{neo}$	
$j_b$	Вблизи границы хорошо согласуется с экспериментом (рис. 11)	Конечный бутстреп-ток вблизи магнитной оси в плазме с отрицательным широм
Гороидальное вращение	Примеси: предсказание хорошо согласуется с экспериментом	Гороидальное вращение основной плазмы
Полоидальное вращение	Считается неоклассическим. Надежных измерений пока нет.	В некоторых случаях (измерения в слабо столкновительной плазме) $v_p \gg v_p^{neo}$

\*) Транспортным барьером называется область со сниженным аномальным переносом, в которой за счет этого наблюдаются увеличенные градиенты температуры и/или плотности плазмы. Подробно особенности и характеристики режимов с внешним и внутренним транспортным барьером рассмотрены в §§ 7 и 9 соответственно.

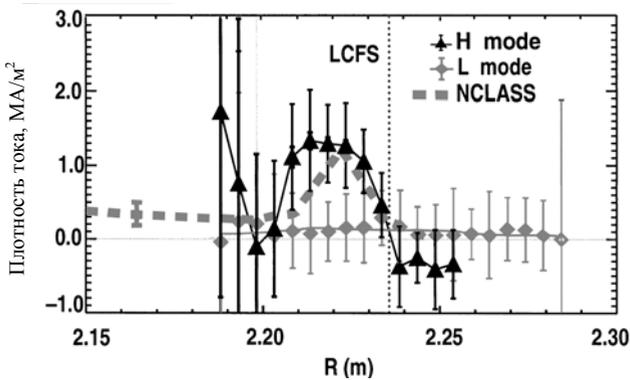


Рис. 11. Сопоставление неоклассических расчетов бутстреп-тока (код NCLASS) с измерениями тока в H-моде в токамаке DIII-D. Для сравнения приведен профиль тока в L-моде. LCFS — последняя замкнутая магнитная поверхность [12]

## 5.2. Турбулентный транспорт

В настоящее время наиболее распространенный подход связывает аномальный перенос в плазме токамака с развитием дрейфовых неустойчивостей, возникновение которых зависит от градиентов плотности и температуры плазмы. Из-за сложности теоретического описания турбулентных процессов в плазме аккратный расчет переноса энергии и частиц, обусловленного турбулентностью, до сих пор является до конца не решенной задачей. В центральной области плазмы в основном рассматриваются три типа неустойчивостей, оказывающих определяющее влияние на турбулентный перенос:

1) ионная температурная градиентная мода, ИТГ. Неустойчивость возникает тогда, когда нормализованный градиент ионной температуры,  $\frac{R}{L_{T_i}} = R \frac{1}{T_i} \frac{dT_i}{dr}$ , превосходит некоторое

критическое значение. При превышении критического значения градиента температуры резко возрастает перенос по ионному тепловому каналу. Это обуславливает так называемую

жесткость профиля ионной температуры, когда дальнейшее увеличение мощности нагрева не приводит к росту градиента температуры;

2) мода на запертых электронах, ТЕМ, возникает при превышении критического градиента электронной температуры. Инкремент этой моды зависит от доли запертых частиц;

3) электронная температурная градиентная мода, ETG, возникает при превышении критического градиента электронной температуры. Рост коэффициентов переноса, связанных с этой модой аналогичен случаю развития ITG моды.

Первые две моды длинноволновые и их характерный масштаб сравним с величиной ионного ларморовского радиуса. Электронная температурная градиентная мода – коротковолновая, ее характерный размер порядка ларморовского радиуса электрона. Хотя и нет до сих пор единых общепризнанных выражений для записи критических градиентов неустойчивостей, они, как правило, зависят от соотношения ионной и электронной температур, от величины магнитного шира, эффективного заряда плазмы, доли запертых частиц, геометрических параметров установки.

На рис. 12 дана таблица, приведенная в [13], которая наглядно иллюстрирует возможные типы неустойчивостей, действующие в том или ином транспортном канале и возможные методы их стабилизации.

Видно, что возбуждение длинноволновых неустойчивостей приводит к аномальным потерям во всех четырех транспортных каналах: ионном тепловом, электронном тепловом, в переносе частиц и момента вращения. Коротковолновая ETG мода влияет, главным образом, на электронный теплоперенос.

Следует отметить, что в реальных условиях эти неустойчивости сосуществуют, только в ограниченном количестве режимов можно ожидать явное преобладание одной моды при пренебрежимо малом вкладе остальных.

Рассмотрим коротко механизмы стабилизации неустойчивостей.

#### 1. Шир потока $E \times B$ .

В настоящее время в качестве одного из основных теоретических механизмов, объясняющих физику образования

транспортных барьеров как на границе, так и в центральных областях, рассматривается подавление турбулентности плазмы за счет шири скорости вращения [14, 15, 16, 17]  $\omega_{\text{ExB}}$ , где

$$\omega_{\text{ExB}} = \frac{RB_p}{B} \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{E_r}{RB_p} \right),$$

$$E_r = \frac{1}{Z_i n_i} \frac{dp_i}{dr} + v_{iT} B_p - v_{ip} B_T. \quad (6)$$

Здесь  $B_p$  — полоидальная компонента магнитного поля  $B$ ,  $B_T$  — тороидальное магнитное поле,  $E_r$  — радиальная компонента электрического поля,  $Z_i$ ,  $n_i$  — заряд и плотность ионов,  $p_i$  — ионное давление,  $v_{iT}$ ,  $v_{ip}$  — тороидальная и полоидальная компоненты скорости вращения ионов.

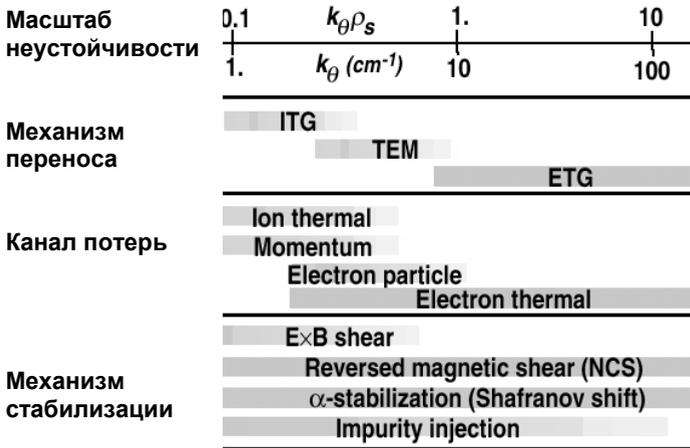


Рис. 12. Дрейфовые неустойчивости, влияющие на перенос энергии и частиц в плазме токамака и возможные механизмы их стабилизации [13]:

$\rho_s$  — ионный звуковой ларморовский радиус,  $k_\theta$  — полоидальное волновое число неустойчивости. Каналы потерь: Ion thermal — ионный тепловой, Momentum — перенос момента вращения, Electron particle — перенос частиц. Механизмы стабилизации: ExB shear — шир скорости ExB, Reversed magnetic shear — обратный магнитный шип,  $\alpha$ -stabilization (Shafranov shift) —  $\alpha$ -стабилизация (шафрановское смещение), Impurity injection — инжекция примесей

Как предсказывают теоретические работы [15,16], транспортный барьер образуется в той области плазмы, в которой выполнено условие

$$\omega_{\text{ExB}} > \gamma_{\text{max}} \text{ ,} \quad (7)$$

где  $\gamma_{\text{max}}$  – линейный инкремент наиболее неустойчивой моды в этой области.  $\gamma_{\text{max}}$  находится из рассмотрения турбулентности со всеми волновыми векторами  $k$ , которые дают вклад в моду, определяющую перенос. Следует заметить, что более ранние работы в критерии (7) вместо линейного инкремента нарастания турбулентности  $\gamma_{\text{max}}$  рассматривали частоту декорреляции турбулентности  $\Delta\omega_D$  [16], которая для правильного сопоставления должна быть измерена в отсутствие шира ExB. Первоначально критерий (7) получен из условия полной стабилизации ионной температурной градиентной моды турбулентности (ITG [14]), рассчитанной с помощью нелинейных кодов [15]. Дальнейший анализ экспериментальных данных позволил распространить этот критерий и на другие типы турбулентности [13].

2. Расчеты, проводимые по нелинейным гирокинетическим кодам, показывают, что слабый или отрицательный магнитный шир может уменьшать скорости роста неустойчивостей (рис. 13) [18]. Интересное исследование влияния  $\hat{s}$  на диффузионные коэффициенты приводится в [19] для ITG моды. В этой работе проводятся трехмерные гирокинетические расчеты для различных профилей  $q(r)$ . Формирование ВТБ вблизи  $q_{\text{min}}$ , в соответствии с этими расчетами является результатом разрыва структуры мод вблизи  $q_{\text{min}}$  ( $q_{\text{min}}$  – минимальное значение фактора запаса устойчивости). Этот эффект усиливается, если  $q_{\text{min}}$  близко к рациональной величине. Показывается, что существует оптимальное значение  $\hat{s}$ ,  $\hat{s} = -0.5$ , при котором диффузия, определяемая ITG модой, минимальна.

Детальный анализ экспериментов, проведенных на JET [20], показал, что транспортные потери существенно уменьшаются,

если  $\hat{s} < 1.5 \frac{\omega_{\text{ExB}}}{\gamma_{\text{ITG}}} + 0.14$ , где  $\gamma_{\text{ITG}}$  – инкремент ITG моды.

Гирокинетические расчеты подавления ETG моды [21] показали, что определенные значения магнитного шира облегчают реализацию  $\alpha$ -стабилизации этой неустойчивости.

3. Поскольку инкременты неустойчивостей зависят от заряда плазмы, то инжекция примесей оказывает стабилизирующее влияние на дрейфовые типы неустойчивостей, облегчая выполнение условия (7).

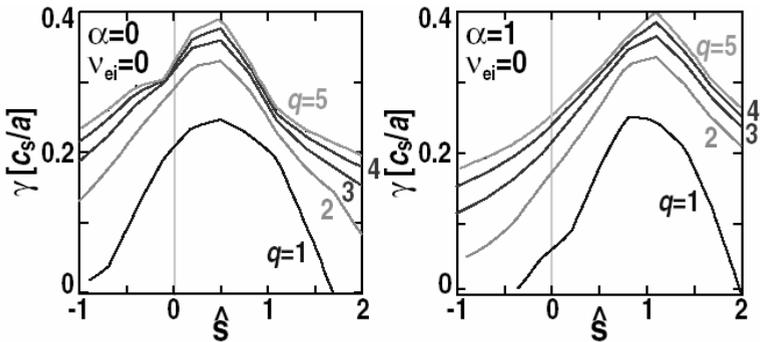


Рис. 13. Результаты расчета инкремента турбулентности  $\gamma$  в зависимости от магнитного шира на рациональной поверхности в бесстолкновительном пределе при различных значениях нормализованного градиента давления плазмы,  $\alpha$  [13]

4. Еще один механизм не вошел в таблицу, представленную на рис. 12, но заслуживает внимания — стабилизирующее влияние профиля тока плазмы. Эксперименты показали, что магнитная конфигурация с низким широм вблизи рациональной поверхности является благоприятной для формирования повышенных градиентов температуры плазмы, то есть для снижения коэффициентов переноса [22—24]. Хотя такой эффект пока считается недостаточно изученным и не до конца понятым, попытки объяснения основываются на идее о разреженности магнитных поверхностей вблизи резонансной поверхности при низком магнитном шире [23, 24].

### 5.3. Транспорт частиц

В последнее время закономерности изменения профиля плотности плазмы и, соответственно, механизмы переноса частиц широко обсуждаются в различных экспериментальных и теоретических работах.

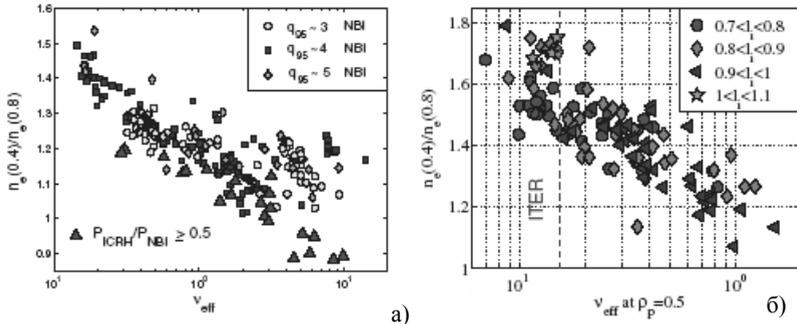


Рис.14. Зависимость фактора пикированности на установке ASDEX-Upgrade (а) и JET (б), от столкновительности в разрядах с Н-модой [24]

С одной стороны, существующий интерес связан с анализом возможного распределения плотности плазмы в ИТЭР. Дело в том, что ранее предсказывалось (см., например, [5]), что в ИТЭР в режимах с Н-модой с граничными локализованными модами III типа распределение электронной плотности будет плоским с  $n_e(0)/\langle n_e \rangle \sim 1$  (здесь и далее  $n_e(0)$  – центральное значение электронной плотности,  $\langle n_e \rangle$  – среднее по объему значение). В то же время, эксперименты, проводимые на современных установках, демонстрируют более острые распределения плотности с  $n_e(0)/\langle n_e \rangle \sim 1.4 \div 1.6$  (рис. 14) [24—27]. Такое «обострение» профиля плотности, как показывают оценки, может привести к увеличению термоядерного выхода на 30%. В работах [24—26] показано, что фактор пикированности профиля плотности,  $n_e(0)/\langle n_e \rangle$ , в Н-моды зависит от величины эффективной столкновительности  $v_{eff}$ , где

$$v_{\text{eff}} = \frac{0.1 \cdot R \cdot n_e \cdot Z_{\text{eff}}}{T_e^2} .$$

Увеличение пикированности профиля плотности при уменьшении столкновительности связывается с изменением турбулентного переноса [24—26], неоклассический вееровский пинч [28] остается обычно пренебрежимо малым. В то же время, в L-моде зависимость формы профиля плотности от столкновительности, как правило, не наблюдается [24]. Следует, однако, заметить, что эксперименты на FTU [29] и T-10 [30] демонстрируют увеличение градиента плотности в L-моде в центральной области плазмы (рис. 15).

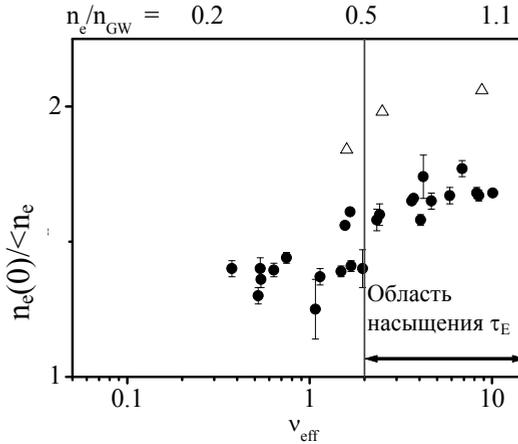


Рис. 15. График зависимости фактора пикированности профиля плотности от эффективной столкновительности в омическом режиме (треугольники) и в режиме с электронно-циклотронным нагревом мощностью 0.9 МВт в T-10 [30]

Другая сторона проблемы – поведение плотности основной компоненты плазмы и примесей в различных режимах удержания, например, в режимах с внутренними транспортными барьерами. Определение закономерностей изменения профиля плотности в различных рабочих режимах должно позволить иденти-

фицировать механизмы переноса плотности и разработать физически обоснованные алгоритмы управления профилем плотности плазмы.

Для экспериментального исследования переноса частиц используются следующие методы:

- 1) импульсный напуск газа;
- 2) инжекция тестовой пеллеты (основного иона, иона примеси);
- 3) инжекция материала в плазму с периферии за счет распыления импульсом лазера — Laser Blow-off;
- 4) ввод малой добавки вещества (например, тритий) с помощью инжекции пучка нейтральных атомов (NBI);
- 5) анализ баланса частиц.

### ***5.3.1. Влияние неоклассического и турбулентного переносов на формирование профиля плотности***

Перенос частиц, как и теплоперенос, в большинстве современных экспериментов существенно превышает предсказания неоклассической теории. Анализируя уравнения переноса частиц, вклад неоклассического переноса обычно выделяют в пинчевом слагаемом.

Неоклассический (вееровский [28]) пинч частиц – это суммарный эффект, связанный с дрейфом частиц в скрещенных  $E_t \times V_p$  полях и дрейфом банановых орбит к магнитной оси под действием продольного электрического поля (где  $E_t$  – тороидальное (продольное) электрическое поле,  $V_p$  – полоидальное магнитное поле). Вклад неоклассического пинча в формирование профиля плотности обычно мал. Однако в некоторых экспериментах его величина оказывается достаточной для описания высоких значений фактора пикированности профиля плотности. Примером могут служить эксперименты, выполненные на токамаке ASDEX Upgrade [31]. В них было показано, что в разряде с высокой плотностью ( $\bar{n}_e \sim n_{Gw}$ ) в H-моде наблюдаемый рост пикированности профиля плотности хорошо описывается в пред-

положении  $D \sim \chi$  и неоклассического пинча частиц. В то же время на установке Tore Supra (Франция) было показано [32], что в разрядах с полностью неиндукционным поддержанием тока плазмы ( $U_L=0$ ) для описания экспериментально наблюдаемых радиальных распределений плотности требуется предположить существование аномального пинча, существенно превышающего неоклассический. Уменьшение пикированности профиля плотности с ростом эффективной столкновительности в JET и Asdex Upgrade не описывается изменением неоклассического переноса, а также изменением распределения источника частиц [33] и требует предположения о турбулентном переносе.

Турбулентный перенос частиц в большинстве работ связывается с развитием ITG и TEM неустойчивостей.

В современных работах, посвященных анализу переноса частиц, принято записывать уравнение баланса частиц в виде

$$\Gamma = -Dn_e \left( \frac{\nabla n_e}{n_e} + C_q \frac{\nabla q}{q} - C_T \frac{\nabla T_e}{T_e} \right) + v_{neo} n_e,$$

где первое слагаемое – аномальная диффузия, второе – вклад так называемого турбулентного равномерного распределения, третье слагаемое – термодиффузия, четвертое слагаемое – неоклассический пинч частиц.

На токамаке Tore Supra была отобрана серия разрядов, в которых при фиксированном (с достаточной точностью) соотношении  $\nabla q/q$  менялся градиент температуры  $\nabla T_e/T_e$ , затем фиксированный градиент температуры наблюдался в разрядах с различной магнитной конфигурацией. Были получены следующие результаты [32]:

1) пикированность профиля плотности возрастает с ростом градиента температуры в центральной области плазмы,  $\rho < 0.3$ ;

2) обратная ситуация наблюдается в градиентной области,  $0.3 \leq \rho \leq 0.6$ : пикированность профиля плотности уменьшается с ростом градиента температуры;

3) пикированность профиля плотности возрастает с увеличением  $\nabla q/q$  в градиентной зоне.

Эти результаты могут быть интерпретированы с позиций развития дрейфовых неустойчивостей [32]. Направленная внутрь термодиффузия в области  $\rho < 0.3$  связывается с развитием ITG

моды турбулентности. Пинч частиц, связанный с термодиффузией и направленный наружу в области  $0.3 \leq \rho \leq 0.6$ , коррелирует с ожидаемым на основании теоретических расчетов развитием ТЕМ. Мода на запертых электронах становится все более и более выраженной при смещении по радиусу плазменного шнура от центра к периферии.

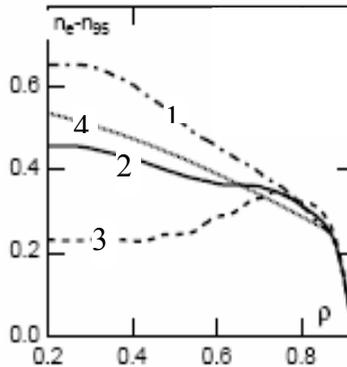


Рис. 16. Расчетные профили плотности при различных соотношениях электронного и ионного нагрева: линия 1 —  $P_e/P_i=0.5$ , 2 —  $P_e/P_i=1.0$ , 3 —  $P_e/P_i=2.0$ , 4 — предсказания теории равномерного распределения турбулентности для  $P_e/P_i=1$  [24]

Эти эксперименты были проведены в разрядах с полностью неиндукционным поддержанием тока и с источником частиц, локализованным на периферии плазмы,  $\rho \geq 0.8$ . Дополнительный нагрев плазмы осуществлялся с помощью нижнегибридных волн. В то же время, как показывает теория [24], метод нагрева влияет на результирующий профиль плотности, поскольку приводит к преобладанию той или иной неустойчивости. Теория предсказывает уплощение профиля плотности, т.е. снижение фактора пикированности с ростом отношения мощности электронного нагрева к мощности ионного нагрева (рис. 16).

Эксперименты показывают, что при преобладающем электронном дополнительном нагреве частицы теряются из области нагрева. При вкладе мощности в центре плазменного шнура это соответствует уплощению профиля плотности. Эффект носит

название «density pump-out». Из рис.16 видно, что такое поведение плотности может быть объяснено теоретически на основании существующих представлений. Уплотнение профиля плотности интерпретируется как результат развития ТЕМ и, следовательно, результат возрастания термодиффузии, направленной наружу.

### *5.3.2. Перенос трития*

Оценки транспорта трития – вопрос особенно важный при проектировании и оценках экономической эффективности будущего реактора. Эксперименты, позволяющие провести подобный анализ, были выполнены на токамаках TFTR и JET [12]. Было показано, что перенос трития аномальный, сильно превышает неоклассический уровень. Исключение составляют только режимы с H-модой при высокой плотности плазмы и режимы с внутренним транспортным барьером. В последнем случае перенос трития близок к неоклассическому уровню в области транспортного барьера.

### *5.3.3. Перенос примесей*

Перенос примесей и гелия являются одним из ключевых вопросов. Технически это накладывает определенные требования на систему напуска и откачки. Физически, появление примесей в разряде, с одной стороны, может облегчить переизлучение выходящей из плазмы мощности и тем самым уменьшить удельную нагрузку на первую стенку и дивертор. С другой стороны, возможная аккумуляция примесей в центральной области плазменного шнура приведет к снижению выхода термоядерной реакции.

Для характеристики удержания частиц вводится время жизни частиц,  $\tau_p$ , и эффективное время жизни частиц,  $\tau_p^*$ :

$$\tau_p = \frac{N}{\Gamma - \frac{dN}{dt}},$$

$$\tau_p^* = \frac{\tau_p}{(1 - R_{\text{eff}})},$$

где  $N$  – полное число частиц,  $\Gamma$  – поток частиц,  $R_{\text{eff}}$  – эффективный коэффициент рециклинга.

Для характеристики времени жизни гелия в качестве  $\tau_p$  берется время жизни гелиевых ядер.

На основании изучения поведения примесей были получены скейлинги для времени удержания примесей [5]:

$$1) \tau_{\text{imp}} = 0.75aR^{3/4} \frac{Z_{\text{eff}} M_{\text{bg}}}{q Z_{\text{bg}}};$$

$$2) \tau_{\text{imp}} = 7.4 V_p^{0.7} I_p^{0.31} \left( \frac{P_{\text{in}}}{n_e} \right)^{-0.57}.$$

Здесь  $M_{\text{bg}}$  и  $Z_{\text{bg}}$  – масса и заряд основной примеси,  $V_p$  – объем плазмы,  $P_{\text{in}}$  (МВт) – мощность нагрева плазмы,  $n_e$  – объемная средняя плотность в  $\text{м}^{-3}$ .

Первый скейлинг хорошо описывает базу данных омических режимов, полученных на различных установках. Неожиданным оказалось отсутствие зависимости от плотности в полученном скейлинге. Применение его к данным JET и Tore Supra привело к значительной переоценке времени жизни частиц по сравнению с результатом, полученным на этих установках. Поэтому был предложен второй скейлинг, удовлетворительно описывающий время жизни примесей в омических режимах и в L-моде этих установок.

Коэффициенты переноса примесей и гелия в общем случае аномальны. Однако в некоторых режимах коэффициенты переноса могут приближаться к неоклассическим значениям. Это сопровождается накоплением примесей в центральной части шнура.

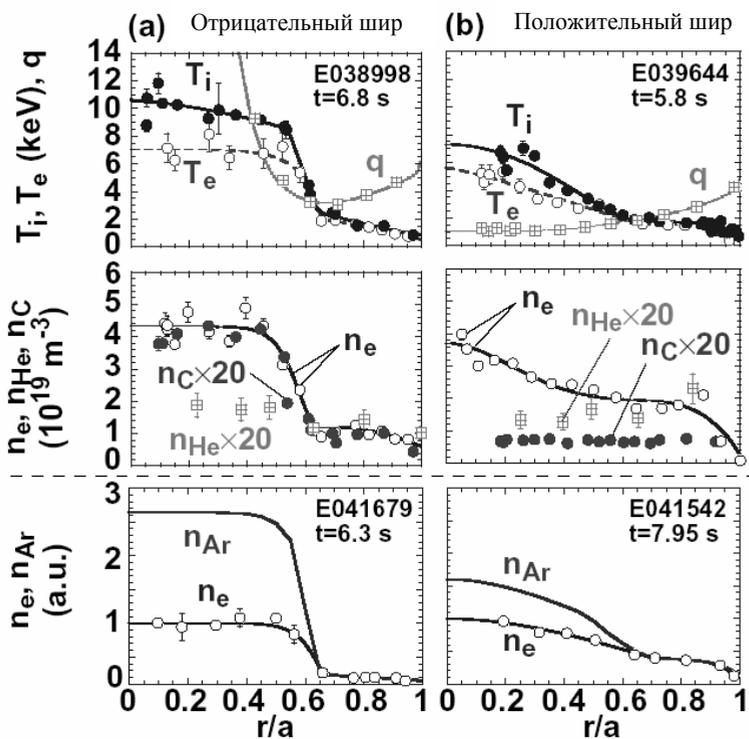


Рис. 17. Профили параметров плазмы, включая концентрации примесей в режиме с отрицательным широм (а) и с положительным широм (б). На нижних рисунках электронная плотность нормализована на центральное значение и плотность аргона привязана к плотности электронов во второй половине плазменного радиуса [34]

На установке JT-60U было исследовано поведение легких и тяжелых примесей и гелия в разрядах с отрицательным магнитным широм и с монотонным профилем тока. Результаты этих экспериментов, приведенные в [34], показаны на рис. 17. Показано, что в режиме с отрицательным магнитным широм качественно поведение профилей плотности примесей соответствует поведению электронной плотности. Снижение коэффициентов переноса электронной плотности сопровождается снижением

коэффициентов переноса примесных ионов, причем это справедливо как для легких, так и для тяжелых примесей. Однако как видно из рис. 17, для гелия эффект обострения профиля плотности выражен значительно меньше. В режиме с положительным магнитным широм профили примесей с низким  $Z$  остаются плоскими или даже провальными, несмотря на то, что профиль электронной плотности пикирован. Профиль плотности ионов аргона качественно соответствует профилю плотности электронов.

Поведение плотности электронов и примесей (кроме гелия) соответствует предсказаниям неоклассической теории. Забегая вперед, отметим, что представленные на рис. 17 режимы относятся к режимам с внутренним транспортным барьером (см. § 9).

#### ***5.3.4. Управление профилем плотности основной плазмы и примесей***

Проблема управления переносом частиц основной плазмы и примесей наиболее остро возникает в режимах улучшенного удержания, когда появляются области с подавленным турбулентным переносом.

Наиболее эффективный метод, который применяется для снижения пикированности профиля плотности примесей — инжекция ВЧ- и СВЧ-мощности в плазму.

На установке DIII-D в режиме с пикированными профилями плотности (в режиме улучшенного удержания с внутренним транспортным барьером) включался дополнительный электронно-циклотронный нагрев (рис. 18). Это приводило к уплотнению градиентов плотности. Следует отметить, что при включении электронного циклотронного нагрева в режимах с ионным внутренним транспортным барьером (т.е. со снижением ионного теплопереноса) могут ухудшаться характеристики транспортного барьера и, как следствие, уменьшаться время жизни плазмы.

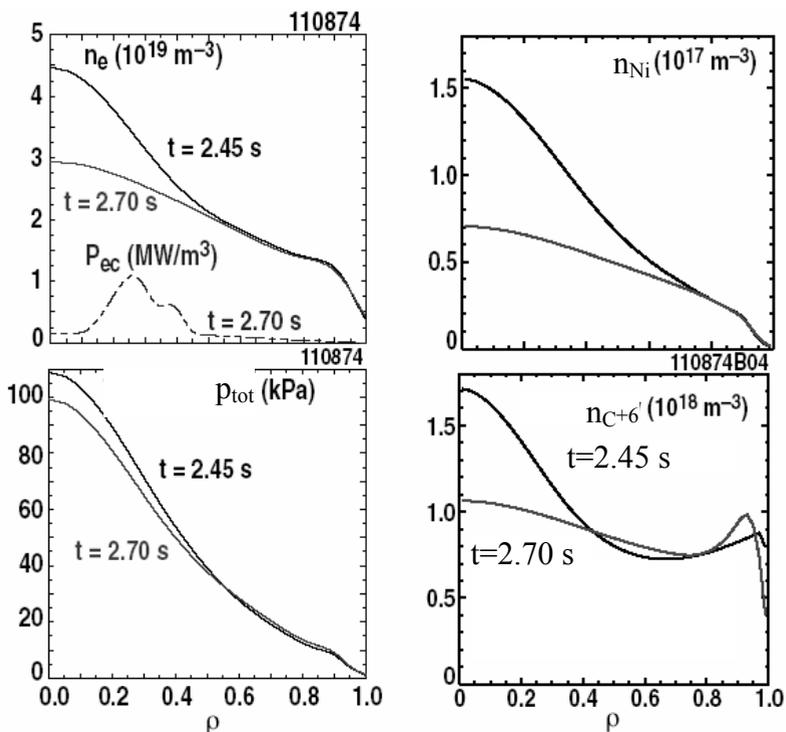


Рис.18. Профили электронной плотности, плотности никеля, давления плазмы и плотности углерода в режиме с ВТБ в токамаке DIII-D перед ( $t=2.45 \text{ c}$ ) и во время электронно-циклотронного нагрева ( $t=2.70 \text{ c}$ ) [35]

#### 5.4. Электронный тепловой транспорт

В общем случае во всех режимах работы на любом из существующих токамаков электронный тепловой транспорт аномален. В некоторых случаях в режимах с внутренним транспортным барьером коэффициент теплопроводности может быть снижен до уровня ионного неоклассического теплопереноса.

### 5.4.1. Методы исследования

Для изучения физики электронного теплопереноса используются следующие методы.

1. Анализ баланса энергии. В этом случае решается уравнение теплопроводности. Если известны распределения источников тепла и профили температуры, то можно определить коэффициенты переноса.

2. Распространение волны тепла/холода (малое возмущение  $T_e$ ). Коэффициенты переноса определяются из линеаризованного уравнения теплопроводности:

$$T_e = T_e^0 + \tilde{T}_e, \quad \tilde{T}_e \ll T_e^0, \quad n_e(t) \approx \text{const}, \quad \chi_e, V_{p,T} \approx \text{const}(t);$$

$$\frac{3}{2} n_e \frac{\partial \tilde{T}_e}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r [(\chi_e \nabla \tilde{T}_e - V_{p,T} \tilde{T}_e) + \frac{5}{2} \Gamma_e^0 \tilde{T}_e + \frac{5}{2} \tilde{\Gamma}_e T_e^0] \right) + \tilde{P}_e.$$

Малое возмущение температуры осуществляется с помощью инжекции электронно-циклотронной волны малой мощности (значительно меньшей мощности нагрева), ионно-циклотронной волны в режиме нагрева электронов, инжекции небольшой пеллеты, мало возмущающей плазму.

3. Модуляция нагрева. В этом случае коэффициенты переноса определяются из анализа динамики амплитуды и фазы  $\Delta$ -лого возмущения. Возмущенные коэффициенты переноса определяются следующим образом [36]:

$$\chi^{\text{Amp}} = \frac{3\omega}{4(A'/A)^2},$$

$$\chi^{\text{Amp}} = \frac{3\omega}{4(\phi')^2},$$

где  $A$  – амплитуда возмущения,  $\phi$  — фаза. Тогда коэффициент теплопроводности определяется как

$$\chi^{\text{HP}} = \sqrt{\chi^{\text{Amp}} \chi^{\text{HP}}}.$$

4. Определение коэффициентов переноса из решения задачи минимизации функционала невязки [37]:

$$J = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^N \gamma_i [\tilde{T}(r_i, t_k) - f_i^k]^2 / \sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^N \gamma_i [f_i^k]^2,$$

где  $\tilde{T}$  — расчетное значение температуры в данный момент времени в данной точке пространства,  $f$  — экспериментальные значения температуры,  $\gamma$  — весовые коэффициенты.

#### **5.4.2. Результаты исследований**

Эксперименты по исследованию электронного теплового транспорта проводятся в режимах, когда можно разделить электронный и ионный тепловой каналы. Это реализуется в случае преобладающего электронного нагрева, когда величина температуры и градиента температуры электронов существенно больше, чем те же параметры для ионов, а нагрев ионной компоненты идет только за счет кулоновской передачи мощности.

Локализованный электронный нагрев с использованием электронно-циклотронных волн оказался очень удобным инструментом для анализа электронного теплопереноса. В работе [38] было показано, что вне области транспортного барьера профили электронной температуры оказываются подобными на разных установках (рис. 19). Причем, при центральном вкладе мощности нагрева нормализованный градиент электронной температуры,  $(L_{Te})^{-1} = R \nabla T_e / T_e$ , составляет величину  $\sim 10$ . При нецентральном нагреве эта величина ниже. Только сильное увеличение мощности нагрева может привести к заметному изменению формы профиля температуры, как это продемонстрировано на токаке Tore Supra (см. рис. 19).

Эффект сохранения формы профиля получил название «устойчивость профиля» («profile consistency», «profile resilience») или «жесткость профиля» («profile stiffness»).

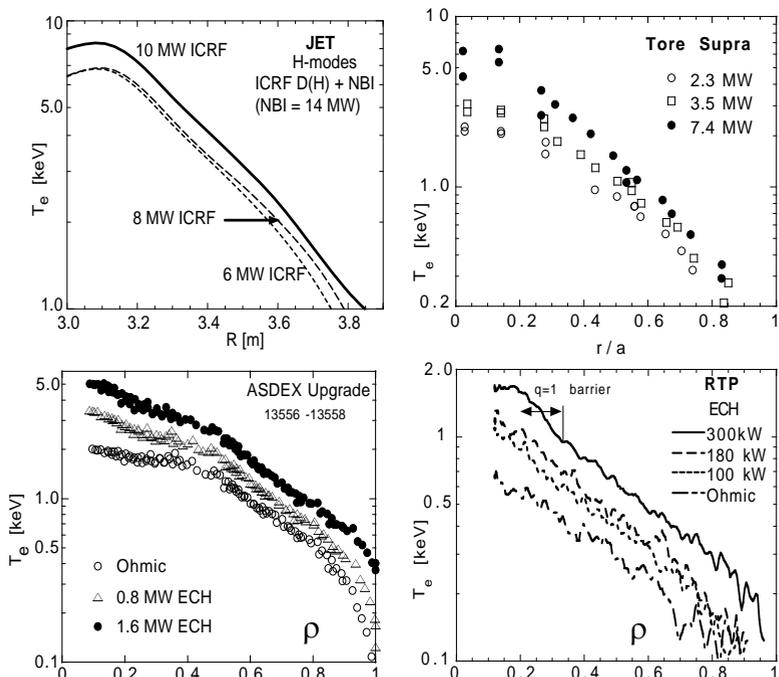


Рис. 19. Сохранение нормализованного градиента электронной температуры [38]. Данные различных токамаков при различной величине вложенной мощности

Вводится коэффициент жесткости профиля температуры таким образом:

$$\chi_T = \chi_s q^v \frac{T_e}{eB_T} \frac{\rho_s}{R} \left( \frac{-R \partial_r T_e}{T_e} - \kappa_c \right) + \chi_0 q^v \frac{T_e}{eB_T} \frac{\rho_s}{R},$$

$$v \sim 3/2, \tag{8}$$

$$\kappa_c = \left( \frac{-R \partial_r T_e}{T_e} \right)_{\text{crit}}$$

Здесь  $\chi_s$  – жесткость.

Сохранение профиля температуры означает, что существует максимальный градиент температуры, допустимый с точки зрения возбуждения неустойчивости, управляющей аномальным

переносом. Попытка превышения этого градиента приводит к дестабилизации турбулентности, возрастанию аномального потока и, как следствие, сохранению градиента температуры (рис. 20).

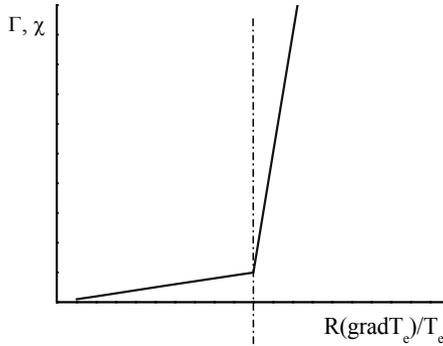


Рис.20. Схематическая зависимость потока и коэффициентов переноса от нормализованного градиента температуры

Теория предсказывает, что если дрейфовая турбулентность определяет аномальный перенос, то электронный тепловой транспорт, главным образом, определяется ITG и TEM. В существующих экспериментах порог дестабилизации электронной градиентной моды оказывается выше, чем достигнутые величины градиентов температуры. Поэтому ETG мода пока не рассматривается как возможный кандидат для объяснения наблюдаемых эффектов.

Экспериментальная проверка роли TEM была сделана на ASDEX Upgrade (рис.21).

Мощность электронно-циклотронного нагрева варьировалась с сохранением граничной температуры. Было показано, что экспериментальное изменение потока носит пороговый характер в зависимости от градиента температуры и хорошо согласуется с теоретическими расчетами, основанными на дестабилизации TEM. Аналогичные исследования были выполнены и на других

установках — DIII-D, FTU, Tore Supra, TCV, и показали сопоставимый результат [24].

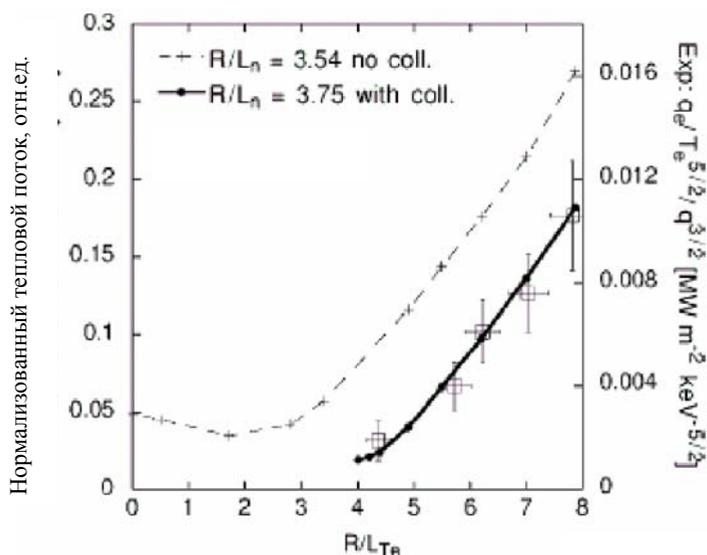


Рис. 21. Зависимость нормализованного теплового потока от нормализованного градиента температуры [24]: сплошная линия — расчет по коду с учетом влияния столкновений; пунктир — без учета столкновений, точки — эксперимент

Этот результат дает основание для создания модели критических градиентов типа (8). Суть модели заключается в том, что перенос тепла зависит от разницы достигнутого и критического градиентов и резко возрастает при приближении к критическому градиенту температуры.

С этой моделью спорят, однако, результаты, представленные в [37] на основании анализа поведения электронного теплопереноса методом минимизации функционала невязки. На рис. 22 показан результат изменения теплового потока после лазерной абляции для одного из импульсов токамака JET. Авторы [39] утверждают, что для описания процесса эволюции температуры при распространении импульса охлаждения и процесса релаксации температуры после прохождения импульса охлажде-

ния необходимо предположить наличие двух критических градиентов, чтобы описать процесс. Это необходимо при условии, что объяснение эффекта будет идти в терминах критических градиентов.

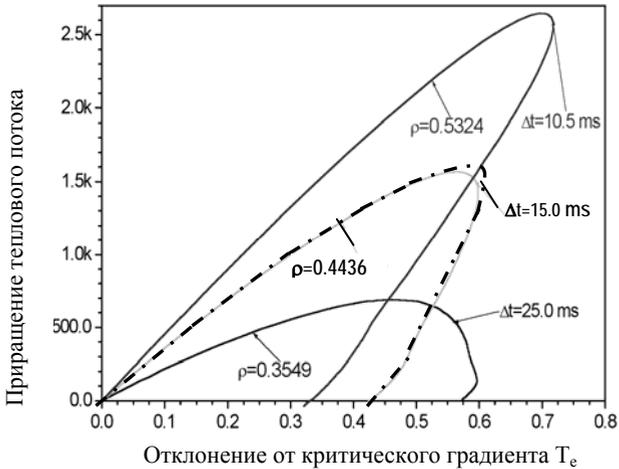


Рис.22. Зависимость приращения теплового потока от отклонения нормализованного градиента температуры от критического значения для установки JET. Три кривые соответствуют трем значениям радиуса. Возмущение произошло в момент времени  $t=46.2$  с [39]

### 5.5. Ионный тепловой транспорт

Доминирующим механизмом аномального ионного теплового транспорта считается ионная температурная градиентная мода. Так же, как и электронный теплоперенос ионная теплопроводность носит пороговый характер с величиной критического градиента  $R/L_{T_i} = 5-7$ . Однако разброс данных в оценке этой величины довольно велик (от 4 до 8). Возможно, это связано с отсутствием столь локального метода возмущения для ионного теплового потока, как электронно-циклотронный нагрев для электронного потока.

Эксперименты показывают, что в случае формирования сильного транспортного барьера ионный теплоперенос снижается до неоклассического уровня внутри области транспортного барьера, а иногда и оказывается ниже (см. раздел 5.1.1). Снижение ионного теплопереноса ниже неоклассического уровня требует корректировки неоклассической теории.

Кроме того, в экспериментах с возмущением электронной температуры с помощью электронно-циклотронных волн наблюдается отклик и в ионной температуре. Оказалось, что ни одна из существующих моделей не может одновременно описать изменение амплитуды и фазы возмущений в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Возможно, это является наиболее четким указанием на ограниченность используемого подхода, базирующегося на рассмотрении влияния только выбранных типов дрейфовых неустойчивостей на процессы переноса в токамаке.

## **5.6. Перенос момента вращения**

Интерес к изменению вращения плазмы и механизмам, которые инициируют или подавляют плазменное вращение, в значительной мере обусловлен ролью шира скорости вращения плазмы в формировании режимов улучшенного удержания, а также влиянием вращения на стабилизацию МГД-неустойчивостей.

### ***5.6.1. Тороидальное вращение***

Тороидальное вращение плазмы может быть привнесенным извне, в результате инжекции нейтральных атомов под углом к направлению большого радиуса (характерные скорости вращения 100-400 км/с), а может генерироваться плазмой.

Эксперименты на многих установках продемонстрировали генерацию спонтанного тороидального вращения. Его скорость особенно велика в H-режиме [12].

Направление вращения зависит от ряда условий, таких как метод нагрева плазмы, расположение системы напуска газа, геометрия плазменного шнура.

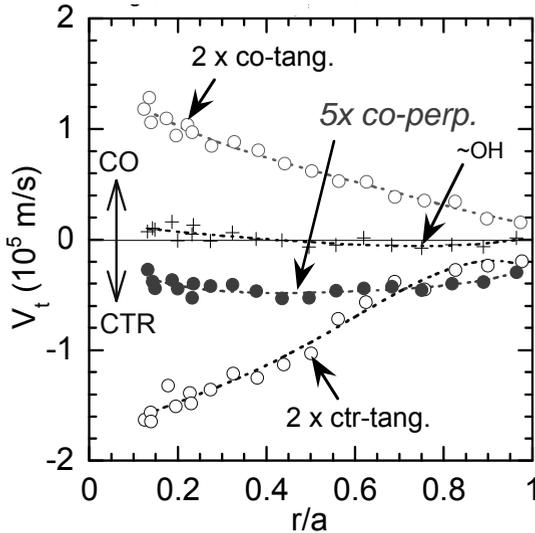


Рис.23. Распределение скорости тороидального вращения по малому радиусу для омического режима (OH), тангенциальной инжекции с помощью двух инжекторов в направлении тока плазмы (co-tang.) и против тока плазмы (ctr-tang.), перпендикулярной инжекции с помощью пяти инжекторов. Положительные значения скорости соответствуют направлению по току плазмы (CO), отрицательные значения – направлению против тока плазмы (CTR). Результаты установки JT-60U [40]

На установке JT-60U (рис. 23) было проведено сравнение характеристик спонтанного тороидального вращения при квази-перпендикулярной (~15 градусов по отношению к тороидальному магнитному полю) инжекции пучков нейтральных атомов, при нижнегибридном нагреве и при электронно-циклотронном нагреве [40]. Представленные результаты позволили авторам

работы [40] сделать вывод о том, что направление тороидального вращения плазмы зависит от метода нагрева и генерации тока.

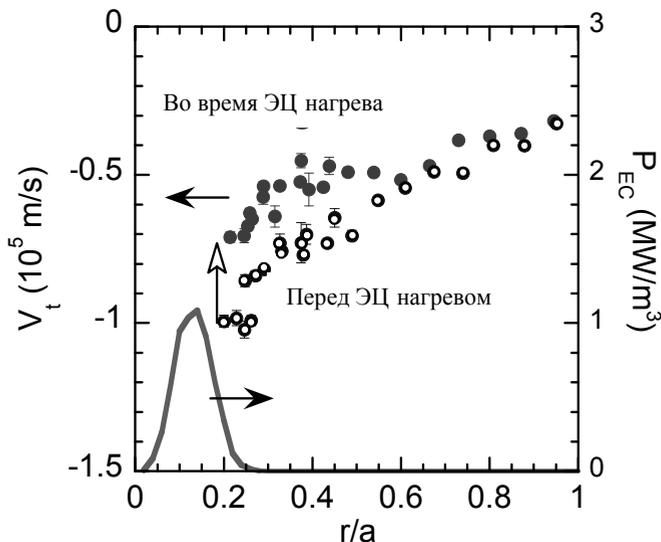


Рис.24. Результаты установки JT-60U [40]. Распределение скорости тороидального вращения по малому радиусу перед и во время электронно-циклотронного нагрева. Положительные значения скорости соответствуют направлению по току плазмы (CO), отрицательные значения – направлению против тока плазмы (CTR). Профиль вложенной ЭЦ мощности показан сплошной линией

В первом случае мощность нагрева вкладывалась, в основном, в ионную компоненту, в двух других случаях происходил преимущественный электронный нагрев. При инжекции нейтральных атомов возникавшее тороидальное вращение было направлено всегда в направлении тока плазмы вне зависимости от поворота угла инжекции +15 градусов или -15 градусов. Профиль скорости вращения был более плоским, чем в случае с инжекцией в тангенциальном направлении (см. рис. 23).

При нижнегибридном нагреве направление скорости тороидального вращения менялось на положительное, то есть, направленное в сторону тока плазмы.

Электронно-циклоронный нагрев также приводил к генерации вращения в сторону тока плазмы. Причем область изменения скорости вращения была шире, чем область вклада СВЧ-мощности (рис. 24). В то же время эксперименты DIII-D показали, что при электронном циклотронном нагреве скорость спонтанного вращения направлена против тока плазмы в центре и по току на периферии плазменного шнура [41]. Кроме того, наблюдается зависимость от области вклада СВЧ-мощности.

До сих пор не существует теоретического объяснения генерации спонтанного тороидального вращения. В качестве возможных механизмов предлагаются:

1) создание радиального электрического поля вследствие потери быстрых частиц (электронов или ионов), и, как следствие, вращение плазмы в скрещенных радиальном электрическом и полоидальном магнитном поле;

2) на периферии плазмы — генерация течений в результате напуска газа.

На сферическом токамаке MAST было показано [12], что направление тороидального вращения меняется с направленного по току на противоположное при переходе от напуска газа с внутреннего обвода на внешний обвод тора.

На Alcator C-mod [12] было показано, что направление периферийного вращения меняется при переходе с однонулевой на двухнулевую конфигурацию.

### ***5.6.2. Перенос тороидального момента***

Современные теоретические работы предлагают рассматривать для переноса тороидального вращения тот же механизм, что и для переноса тепла и частиц: неоклассический перенос и турбулентный перенос, обусловленный развитием дрейфовых неустойчивостей (см. рис. 12).

Скорости тороидального вращения обычно измеряются по доплеровскому сдвигу линий излучения водородоподобных ионов примесей в результате перезарядки полностью ионизованных атомов примесей на ионах инжектированного пучка.

Время жизни момента вращения определяется из уравнения сохранения [5]:

$$\frac{1}{\tau_t} \int dV n_i m_i V_t = P_b \left( \frac{2m_b}{E_b} \right)^{1/2} \left( \frac{R_{\text{tan}}}{R} \right),$$

где  $n_i$ ,  $m_i$  — плотность и масса ионов плазмы;  $V_t$  — скорость вращения;  $m_b$ ,  $E_b$  — масса и энергия атомов инжектируемого пучка;  $R_{\text{tan}}$  — большой радиус входа пучка в плазму.

Многие эксперименты показывают, что характерное время удержания тороидального момента и энергетическое время жизни близки по величине, хотя существуют несколько экспериментальных результатов, демонстрирующих расхождение этих величин до ~40 % [5].

Сильное влияние на  $\tau_t$  оказывает МГД-активность плазмы. Например, эксперименты DIII-D показали [42], что в разрядах без пилообразных колебаний  $\tau_t$  падает до нуля, в то время как  $\tau_E$  возрастает вдвое.

### ***5.6.3. Полоидальное вращение плазмы***

Раньше предполагалось, что полоидальное вращение плазмы удовлетворительно согласуется с предсказаниями неоклассической теории. Эти представления основывались на результатах измерений, выполненных в области транспортного барьера в режимах с H-модой и внутренним транспортным барьером. Однако, как показали измерения в области вне транспортного барьера, проведенные на DIII-D [43], полоидальное вращение плазмы существенно превышает предсказания неоклассической теории по амплитуде и может отличаться по направлению вращения (рис. 25).

Этот результат показывает, что полоидальное вращение плазмы аномально. Источник аномальности – турбулентный перенос, физическая природа которого пока окончательно не ясна.

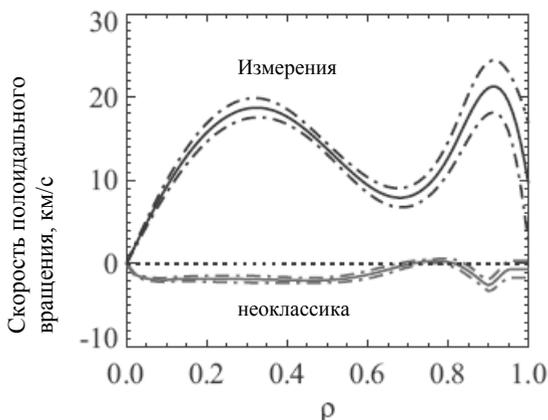


Рис.25. Сравнение результатов измерений полоидального вращения в токамаке DIII-D с предсказаниями неоклассической теории [43]

### 5.7. Результаты анализа безразмерных параметров: нерешенные вопросы

Для сопоставления результатов экспериментов, проводимых на установках с различной геометрией, мощностями нагрева, абсолютным значением плотности удобно перейти в область безразмерных параметров, таких как  $q$ ,  $\beta$ ,  $\rho^* = \rho/a$  и т.д. Кроме того, различные теоретические модели, предсказывающие поведение плазмы и турбулентности в различных режимах также оперируют безразмерными параметрами. Поэтому измерение функциональных зависимостей параметров плазмы от безразмерных параметров — удобный инструмент для сравнения эксперимента с теорией.

Несмотря на то, что вопрос создания скейлингов – вопрос, скорее, относящийся к области статистики, чем физики, тем не

менее закономерности, выявляемые при построении скейлингов, могут привести к необходимости уточнения теоретических моделей. Рассмотрим один из таких примеров.

В течение нескольких лет ведется полемика между различными экспериментальными лабораториями и теоретическими группами о зависимости времени жизни плазмы от  $\beta$ . Ранее было показано, что энергетическое время жизни плазмы практически не зависит от  $\beta$  ни в L-моде ни в H-моде [44]. В то же время анализ базы данных ИТЭР, в которой собраны результаты многих установок, позволяет вывести скейлинг, в котором наблюдается сильная деградация удержания с ростом  $\beta$ :

L-мода:  $\tau_{E,th}^L \sim \beta^{-1.41}$  ;

H-мода:  $\tau_{ITER98,y2} \sim \beta^{-0.5}$  .

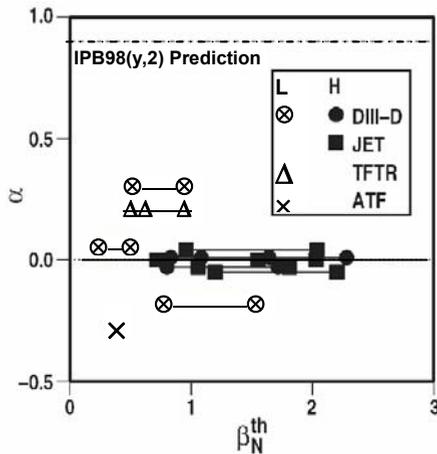


Рис.26. Скейлинг теплового времени жизни плазмы в H-моде, определенного как  $\tau_{th} \sim \beta^{-\alpha}$ , в зависимости от теплового нормализованного  $\beta$ , т.е. вычисленного только для тепловых частиц (без учета вклада нетепловой компоненты). Предсказания скейлинга ИТЭР ITER98,y2 показаны пунктирной линией

Такое расхождение между теорией и экспериментом может сильно повлиять на выбор рабочей области будущего токамак-реактора.

Анализ базы данных ИТЭР был проведен в большем диапазоне значений  $\beta$ . Результаты показаны на рис. 26.

Отсутствие зависимости времени жизни от нормализованного давления плазмы является неожиданным с точки зрения теории, поскольку увеличение  $\beta$  должно приводить к стабилизации дрейфовых неустойчивостей (например, из-за увеличения шафрановского смещения). В то же время при приближении к идеальному пределу перенос должен возрастать из-за влияния МГД неустойчивостей. Поэтому можно было бы ожидать роста времени жизни с  $\beta$  вплоть до  $\beta \sim \beta_{\text{lim}}$ . Отсутствие зависимости  $\tau_E(\beta)$  — вопрос, требующий дополнительного теоретического анализа.

## ЗАДАНИЯ К РАЗДЕЛУ II

**Задача 2.1.** Найдите распределение электронной теплопроводности  $\chi_e(r)$  для установок T-10, T-15, JET, ITER в классическом и неоклассическом приближении.

Считается, что  $T_e(r/a) = T_e(0)(1 - (r/a)^2)^2$ ;  $n_e(r/a) = n_e(0)(1 - (r/a)^2)$ ;  $q(r/a) = 0.9(1 + 4(r/a)^2)$  и

	T-10	T-15	JET	ITER
$T_e(0)$ , кэВ	4	4	10	35
$T_e/T_i$	10	2	1	1
$n_e(0)$ , $10^{19} \text{ м}^{-3}$	2	3	4	10
$V_T$ , T	2.5	2.5	3.4	5.3

**Задача 2.2.** Для параболических профилей  $q(r)$  с параметрами, приведенными в табл. 2, постройте в виде линейной диаграммы расположение магнитных поверхностей. В расчетах ограничьтесь значениями полоидального и тороидального волновых чисел, равными 30. Постройте график зависимости ширины за-

зора между магнитными поверхностями от магнитного шира для  $q \sim 2.1$ .

Таблица 2

	$q(0)$	$q_{min}$	$\rho(q_{min})$	$q_L$
1	4	2.1	0.5	4
2	1.8	1.8	0	4
3	1.0	1.0	0	4

**Задача 2.3.** По формулам (4) и (5) постройте распределение плотности бутстреп-тока для установки T-10 для параметров, приведенных в задаче 2.1.

**Задача 2.4.** Получите «скейлинг» для соотношения времени жизни примесей и энергетического времени жизни плазмы для омического режима и L-моды ИТЭР. В омическом режиме время жизни описывается нео-алкаторным скейлингом, в L-моде скейлингом (9) (см. раздел III). Оцените времена удержания энергии и частиц и их отношения в обоих режимах для ИТЭР.

## РАЗДЕЛ III. РЕЖИМЫ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ НАГРЕВОМ

### § 6. L-МОДА

Режим работы токамака с дополнительным нагревом плазмы, характеризующийся низкими градиентами параметров плазмы на границе шнура называется L-модой (Low Confinement mode). Для L-моды характерна негативная зависимость времени жизни плазмы от мощности нагрева, а также деградация удержания плазмы (снижение времени жизни) при переходе из омического режима в режим с дополнительным нагревом (рис. 27). Снижению времени жизни соответствует изменение уровня турбулентности [6]: амплитуда турбулентности возрастает в L-моде по сравнению с омическим режимом.

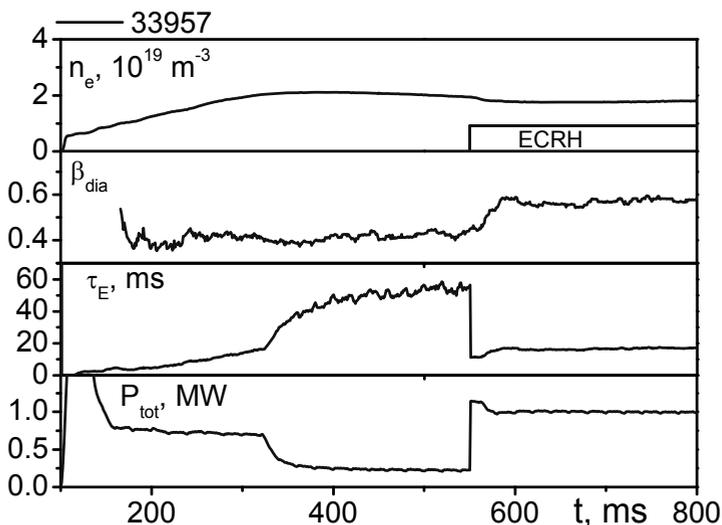


Рис.27. Эволюция параметров плазмы при переходе из омического режима в режим с электронно-циклотронным нагревом (L-моду) в токамаке T-10

В соответствии со скейлингом ИТЭР время жизни плазмы в L-моде зависит от параметров разряда следующим образом:

$$\tau_{E,th}^L = 0.023 I_p^{0.96} B_T^{0.03} P_{tot}^{-0.73} \bar{n}_e^{-0.40} M^{0.20} R^{1.83} \varepsilon^{-0.06} k^{0.64}, \quad (9)$$

где магнитное поле в Т, ток плазмы в МА, мощность нагрева в МВт, средняя линейная плотность в  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , R в м.

Как показывает скейлинг, время жизни плазмы в L-моде зависит от плотности, как  $\tau_{E,th}^L \propto \bar{n}_e^{-0.40}$ . Это результат получен на основании анализа базы данных, объединяющей результаты многих установок. Тем не менее на каждой установке зависимости могут несколько отличаться от предсказаний скейлинга. Так, например, на установке Т-10 было показано, что в режимах с подпиткой плазмы с помощью напуска газа и электронно-циклотронным нагревом плазмы время жизни растет линейно с ростом плотности (рис. 28) вплоть до  $\bar{n}_e \sim (0.5 - 0.6)n_{Gw}$ , затем, несмотря на дальнейшее увеличение плотности, перестает меняться [4].

Этот результат может быть объяснен изменением характера турбулентности, приводящей к аномальному переносу.

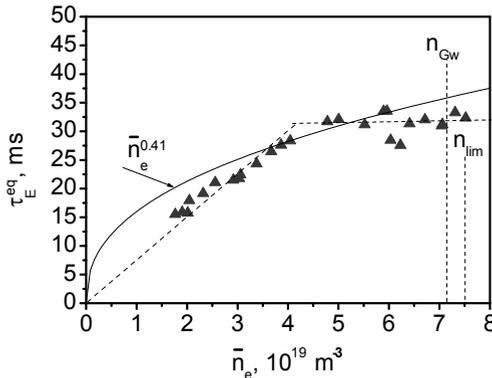


Рис.28. Изменение времени жизни плазмы в токамаке Т-10 при напуске газа и электронно-циклотронном нагреве. Режим с  $q_L=3.5$ , мощность дополнительного нагрева 0.9 МВт, центральный вклад мощности

## § 7. H-МОДА

Режимы улучшенного удержания с внешним транспортным барьером, H-мода, впервые были получены в 1982 году на токамаке ASDEX ( $R_0=1.65$  м,  $a=0.40$  м, диверторный токамак) [45]. Впоследствии переходы в H-моду наблюдались практически на всех токамаках в плазме различных конфигураций с различным дополнительным нагревом.

### 7.1. Основные особенности режимов с H-модой

Переход в режим улучшенного удержания качественно проявляется следующим образом [46] — [49]:

1) время удержания  $\tau_E$  плазмы возрастает по сравнению с обычным режимом удержания (L-мода); типичное значение фактора улучшения удержания  $H_L = \frac{\tau_E^H}{\tau_E^L} \cong 2$  ( $\tau_E^H, \tau_E^L$  — времена

удержания для H- и L- моды соответственно);

2) резко увеличиваются градиенты температуры и плотности плазмы на периферии плазменного шнура (формируется транспортный барьер), формируется пьедестал;

3) поток частиц в плазму уменьшается, о чем свидетельствует спад интенсивности излучения линии  $D_\alpha, I_{D\alpha}$ ;

4) резко падает турбулентность плазмы на периферии шнура в области образования транспортного барьера (рис. 29);

5) в области формирования барьера создается радиальное электрическое поле  $E_r$  (рис. 30);

6) увеличиваются градиенты параметров плазмы в пристеночной области плазмы (в так называемом Scrape-Off Layer, SOL — области, находящейся за пределами крайней замкнутой магнитной поверхности);

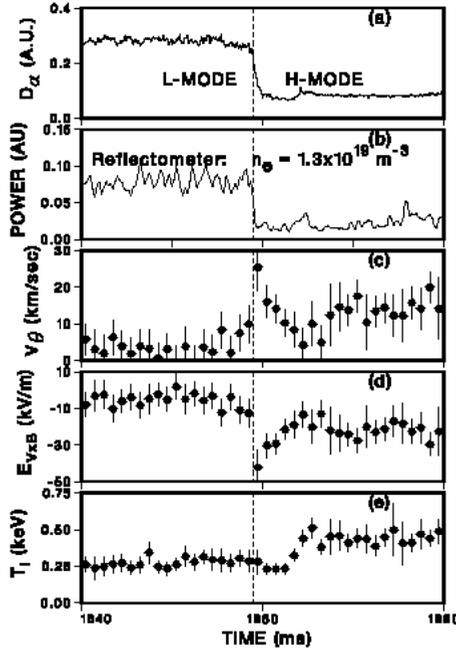


Рис.29. Временное изменение параметров плазмы при L-H переходе в токамаке DIII-D [47]: интенсивность излучения линии  $D_{\alpha}$ , изменение сигнала рефлектометра (флуктуации плотности плазмы), изменение тороидальной скорости вращения плазмы на периферии плазменного шнура, изменение радиального электрического поля и ионной температуры плазмы в области транспортного барьера

7) для стационарно существующей H-моды характерно появление граничных локализованных мод, ELM [51]. ELM наиболее четко наблюдаются как резкие вспышки  $I_{D\alpha}$  (рис. 31) и являются проявлением МГД-активности плазмы, связанной с разрушением (полным или частичным) внешнего транспортного барьера и выбросом энергии и частиц плазмы из области барьера наружу. При отсутствии граничных локализованных мод в H-моды может наблюдаться рост средней плотности плазмы [52], [53];

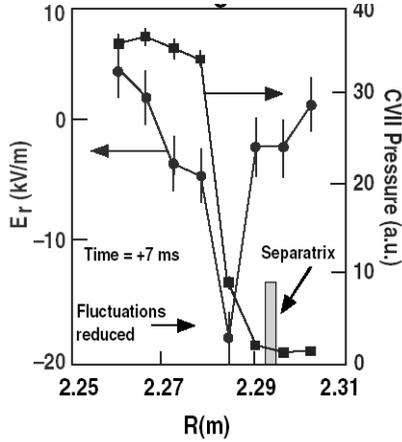


Рис.30. Экспериментально измеренное распределение электрического поля в области внешнего транспортного барьера в токамаке DIII-D [50]. Обозначена сепаратриса (separatrix) и область подавления флуктуаций (fluctuations reduced)

8) эффект L-H перехода носит пороговый характер по величине полной мощности,  $P_{tot}$ , нагрева плазмы. L-H переход может наблюдаться как в режимах с дополнительным нагревом плазмы, так и в омических разрядах [52], [54] при  $P_{tot} > P_{th}$ , где  $P_{th}$  – пороговая мощность L-H перехода. В [12] опубликован скейлинг для  $P_{th}$  полученный в результате анализа баз данных различных установок как с лимитерной, так и с диверторной конфигурацией плазмы:

$$P_{th}^{ITER} = 0.042 \bar{n}_{e,20}^{0.73} B_T^{0.74} S^{0.98} \text{ (MW)}, \quad (10)$$

где  $B_T$  [Т];  $S$  [ $m^2$ ],  $\bar{n}_e$  [ $10^{20} m^{-3}$ ].

Изучение влияния эффективного заряда плазмы и аспектного отношения позволило уточнить скейлинг [12]:

$$P_{th}^{ITER} = 0.072 \bar{n}_{e,20}^{0.0.7} B_T^{0.7} S^{0.9} (z_{eff}/2)^{0.7} F(A)^{0.5} \text{ (MW)}, \quad (11)$$

где  $F(A) = 0.1A / [1 - (2/(1+A))^{0.5}]$ .

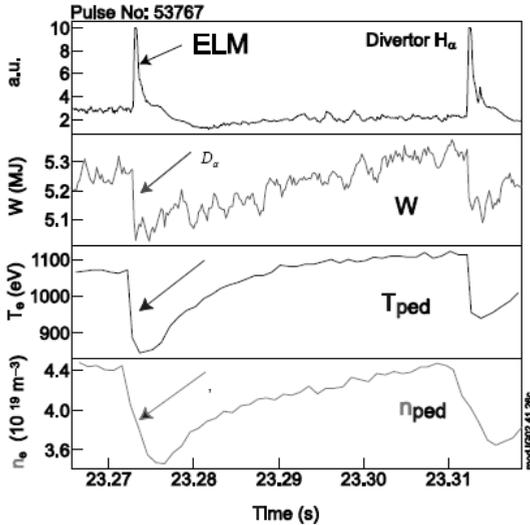


Рис.31. Проявление ELM в разряде на установке JET [12]. Интенсивность излучения линии  $D_\alpha$ , энергосодержание плазмы, температура и плотность пьедестала

Важно отметить, что изменения турбулентности плазмы, возникновение электрического поля, спад  $I_{D\alpha}$  при L-H переходе, как правило, происходят за малые времена (масштаба нескольких микросекунд), как это показано на рис. 29. Однако если мощность нагрева близка к пороговой мощности L-H перехода, изменения параметров плазмы, связанные с переходом в режим улучшенного удержания, могут происходить медленнее, с характерными временами до  $\sim 100$  мс.

## 7.2. Механизм L-H перехода

С момента открытия H-моды не ослабевает интерес к созданию законченной теоретической модели процесса L-H перехода. Наиболее полный обзор существующих теоретических подходов, объясняющих формирование H-моды и ее особен-

ности, дан в [55]. L-H переход рассматривается как результат бифуркационного процесса. Уравнение этого процесса имеет вид

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\perp}}{e} \frac{\partial E_r}{\partial t} = \Gamma_{e-i}^{\text{anom}} - \Gamma_i^{\text{lc}} - \Gamma_i^{\text{bv}} - \Gamma_i^{\text{vVv}} - \Gamma_i^{\text{neo}} + \Gamma_e^{\text{neo}} - \Gamma_i^{\text{cx}}, \quad (12)$$

где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная;  $\varepsilon_{\perp} \sim n_i m_i / \varepsilon_0 B^2$  — поперечная диэлектрическая постоянная;  $\Gamma_{e-i}^{\text{anom}}$  — вклад неамбиполярной части аномального поперечного потока;  $\Gamma_i^{\text{lc}}$  — вклад неамбиполярного потока, связанного с ионным конусом потерь;  $\Gamma_i^{\text{bv}}$  — поток, связанный с неоднородностью магнитного поля;  $\Gamma_i^{\text{vVv}}$  — слагаемое, связанное с существованием плазменных потоков;  $\Gamma_i^{\text{neo}}, \Gamma_e^{\text{neo}}$  — слагаемые, связанные с другими столкновительными процессами;  $\Gamma_i^{\text{cx}}$  — вклад процессов перезарядки. Уравнение (12) показывает, что полный радиальный ток, соответствующий правой стороне уравнения, создает силу, которая генерирует полоидальный поток  $E \times B$ . Согласно [55] в зависимости от того, какие слагаемые в правой части уравнения учитываются в том или ином теоретическом подходе, бифуркация решения может носить различный характер.

Связь потоков на границе плазмы с градиентами температуры и плотности выражается диаграммой Максвелла (рис. 32).

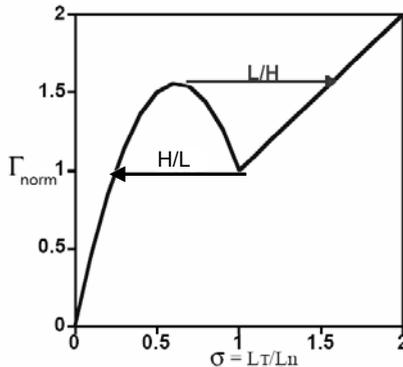


Рис.32. Зависимость потока от соотношения градиентов температуры и плотности в области формирования внешнего транспортного барьера

Рост потока тепла и/или частиц в L-моде сопровождается увеличением градиентов на границе плазмы. При достижении определенного значения потока, при котором возможны два решения уравнения (12), происходит переход с одной ветви (L-мода) на другую (H-мода).

Как видно из рис. 32, для H-моды характерно существование гистерезиса по мощности – мощность прямого перехода обычно заметно превышает мощность обратного перехода. Экспериментальное подтверждение этого эффекта показано на рис. 33 на примере результатов установки Alcator C-mod.

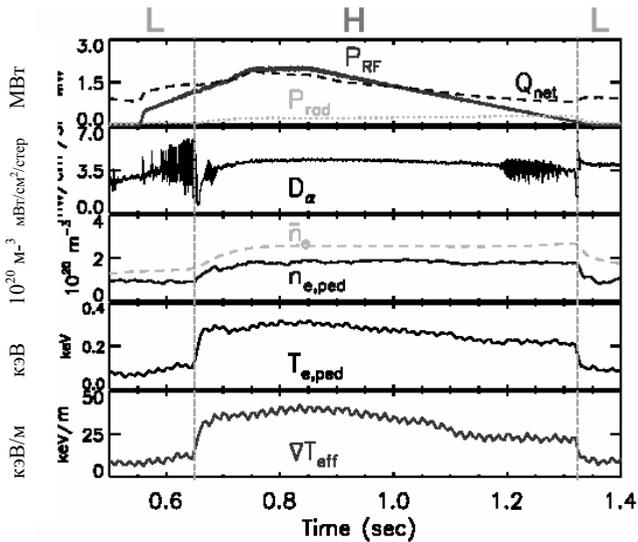


Рис.33. Гистерезис L-H и H-L переходов, наблюдаемый на установке Alcator C-mod [56]

Здесь стоит также отметить, что некоторые авторы (см., например, [57]) показывают, что все рассматриваемые особенности L-H перехода на различных установках могут быть описаны за счет изменения источника частиц на границе плазмы.

## 7.3. ELM — граничные локализованные моды

### 7.3.1. Классификация ELM

Как было указано выше, появление граничных локализованных мод (ELMs) является одним из признаков L-H перехода.

По частоте, величине сбрасываемой мощности граничные локализованные моды делятся на следующие типы.

1. Первый тип, называемый ELMs I, проявляется как изолированные резкие вспышки на сигнале интенсивности излучения линии  $D_{\alpha}$ ,  $I_{D_{\alpha}}$ , частота повторения вспышек,  $\nu_{ELM}$ , возрастает с увеличением мощности нагрева плазмы. Перед появлением вспышки граничной локализованной моды наблюдается увеличение уровня широкополосных (broadband) турбулентных флуктуаций плотности плазмы. Анализ устойчивости плазмы показывает, что в этих разрядах граница плазмы близка к границе устойчивости по идеальным баллонным модам. На некоторых установках наблюдаются МГД-возмущения — предвестники ELM.

2. На установке DIII-D было показано, что при увеличении вытянутости и треугольности плазменного шнура граничные локализованные моды первого типа переходят в моды типа II (ELMs II или grassy), которые характеризуются более высоким значением  $\nu_{ELM}$  и меньшей амплитудой вспышек на  $I_{D_{\alpha}}$ . Для этого типа неустойчивости характерно уменьшение тепловых нагрузок при высокой плотности плазмы ( $\sim 85-90\% n_{GW}$ ) и небольшое (не более, чем на 10%) снижение времени удержания по сравнению со скейлингом ИТЭР для H-моды с ELM. Амплитуда магнитных флуктуаций в области 30-50 кГц увеличивается. Параметры пьедестала (величины градиентов, значения температуры и плотности) не изменяются. Следует отметить, что эта неустойчивость может сосуществовать с ELM I. Для получения режима с ELM II в разрядах с умеренными значениями  $\beta$  ( $\beta_p \sim 1.1-1.3$ ) необходимо создать магнитную

конфигурацию с высокими значениями треугольности и  $q_{05}$  или, как было показано на установке ASDEX Upgrade [12], создать двухнулевую конфигурацию с расстоянием между сепаратрисами  $<1$  см при высокой плотности плазмы ( $\bar{n}_e \sim 0.85 \text{ nGw}$  или  $n_{ped} \sim 0.65 \text{ nGw}$ ).

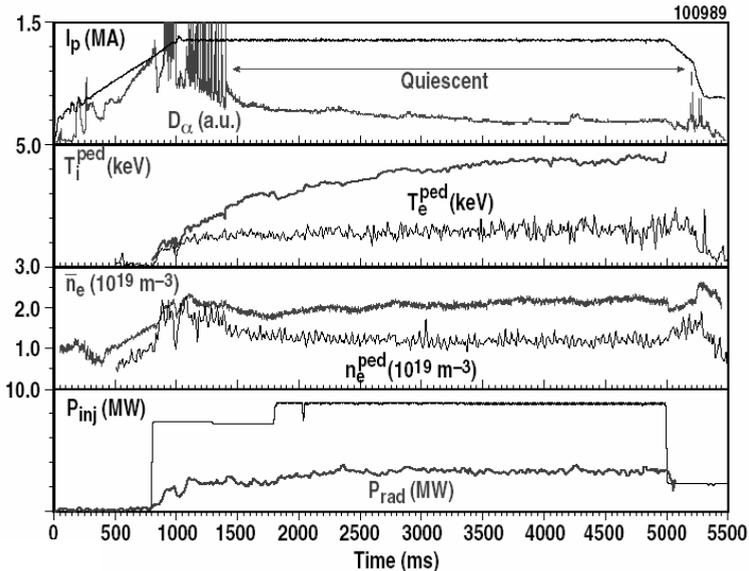


Рис. 34. Спокойная H-мода в разряде токамака DIII-D [58]

3. Граничные локализованные моды типа III (ELMs III) обычно идентифицируются по наличию предшествующих магнитных осцилляций с частотой  $\nu_{prec} \approx 50 \div 70$  кГц и с высоким тороидальным волновым числом ( $n \approx 5 \div 10$ ). Частота повторения вспышек граничных локализованных мод типа III падает с возрастанием мощности нагрева плазмы. В случаях, когда L-H переход сопровождается развитием ELM III, давление плазмы на границе, как показывают расчеты, в 2-3 раза ниже предела развития идеальных баллонных мод. Эта неустойчивость наблюдается обычно при мощности, близкой к пороговой

мощности L-H перехода и приводит к снижению энергосодержания плазмы на 10-30 % по сравнению с режимом с ELM I.

4. На установке DIII-D в режимах с нагревом плазмы с помощью инъекции нейтральных атомов в направлении тока плазмы и при криооткачке диветора были получены режимы спокойной H-моды (quiescent H-mode, QH-mode). Важная особенность этого режима — отсутствие ELM, но наличие специфической МГД активности с тороидальным волновым числом  $n=1-10$ , локализованной вблизи или слегка снаружи сепаратрисы (рис. 34).

5. На установке Alcator C-mod при  $q_{95}>3.5$  и высокой треугольности  $\delta>0.35$  наблюдался режим с L-H переходом, в котором H-мода обладала всеми характерными признаками (приростом времени жизни вдвое, снижением турбулентности, снижением уровня излучения  $D_\alpha$ , формированием пьедестала), но без развития ELM. В области вблизи нижней границы пьедестала наблюдалось развитие коротковолновой МГД-моды. Этот режим получил название режима улучшенного излучения  $D_\alpha$  (Enhanced  $D_\alpha$ , EDA).

6. При мощности дополнительного нагрева  $P_{tot}>P_{th}$  на многих установках наблюдаются так называемые шумящие циклы (dithering cycles). Шумящими циклами названы повторяющиеся L-H-L переходы, которые имеют место при мощности нагрева, близкой к  $P_{th}$  (рис. 35). С увеличением мощности частота повторения таких циклов падает. Также отмечается, что перед появлением шумящих циклов не наблюдается развития предшествующих магнитных осцилляций. Следует отметить, что такое явление, как "шумящие циклы" наблюдается на установках ALCATOR C-Mod, COMPASS-D, ASDEX Upgrade [51].

### 7.3.2. Роль ELMs

Граничные локализованные моды оказывают двоякий эффект на разряд и на состояние установки в целом.

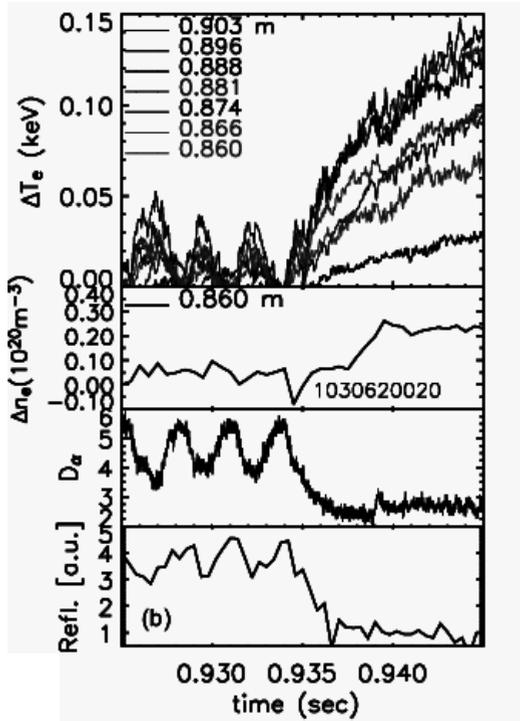


Рис.35. Шумящие циклы на установке Alcator C-mod [53]: приращение температуры плазмы на различных радиусах, приращение плотности плазмы вдоль хорды  $h=0.86$  м, изменение интенсивности  $D_{\alpha}$ , изменение сигнала рефлектометра. В момент времени  $t=0.935$  с последовательность шумящих циклов заканчивается, так как происходит окончательный переход в H-моду

Во-первых, каждый всплеск ELMs приводит к выбросу энергии и частиц из плазмы на стенку. Это приводит к снижению энергосодержания плазмы вплоть до 50% в случае ELMs большой амплитуды, а также к возможному разрушению режима улучшенного удержания в центральной зоне. Нагрузка на стенку при этом резко возрастает (рис. 36). Это ведет к необходимости выбора материала первой стенки и дивертора и/или разработке методов стабилизации ELMs.

Кроме этого, негативное влияние ELMs проявляется в том, что эти неустойчивости могут приводить к развитию других

неустойчивостей, затрагивающих центральную плазму (например, неклассические тиринг-моды) и приводящих к значительному снижению энергосодержания плазмы.

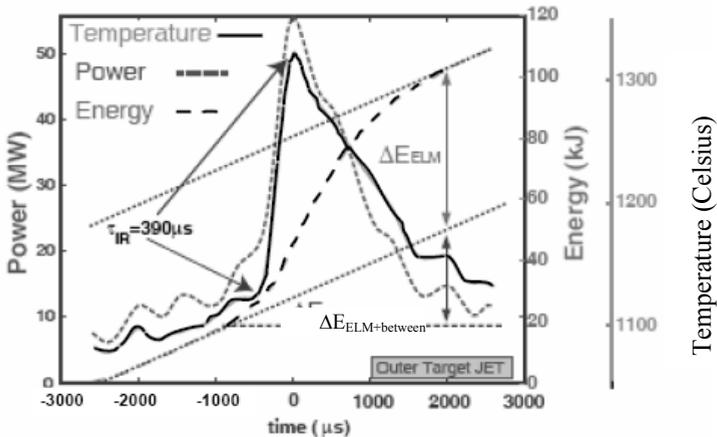


Рис.36. Временная эволюция температуры поверхности дивертора, мощности и энергии, выходящей в одном ELM на внутреннюю поверхность дивертора для типичного разряда с ELM I в токамаке JET [12]

С другой стороны, развитие ELMs имеет положительное влияние — выбросы частиц предотвращают накопление примесей и неконтролируемый рост плотности в разряде. Следует отметить, что в EDA и QN режимах периферийные неустойчивости выполняют эту задачу.

### 7.3.3. Теория ELMs

Развитие граничных локализованных мод является следствием неустойчивости области пьедестала. В настоящее время принято связывать развитие ELMs с возникновением МГД-неустойчивостей. Рассматриваются два типа неустойчивостей:

— баллонные моды с высоким тороидальным волновым числом;

— так называемые пилинг-моды – кинк-моды, локализованные на границе.

В первом случае неустойчивость возникает, если градиент давления превышает некоторое критическое значение. Стабилизирующую роль в случае развития баллонных мод играет создание формы плазмы с высокой треугольностью и увеличение плотности тока на границе плазмы.

Пилинг-моды дестабилизируются высокой плотностью тока или градиентом плотности тока на границе, а стабилизирующий эффект на них оказывает высокий градиент давления, особенно при значительной кривизне плазмы на границе.

При высокой плотности тока и высоком градиенте давления может развиваться идеальная МГД-мода с умеренными значениями тороидального волнового числа,  $n \sim 6-12$ . В этом случае неустойчивость рассматривается как сцепленная пилинг-баллонная мода [12].

Анализ устойчивости пьедестала в разрядах с различными типами ELMs позволяет связать граничные локализованные моды с развитием той или иной неустойчивости. Так ELMs I и II обычно объясняют развитием идеальных МГД-мод, поскольку параметры пьедестала лежат вблизи границы устойчивости этих мод. ELMs I большой амплитуды, как показывает анализ экспериментальных данных [12], могут быть следствием пилинг-баллонных мод с  $n \sim 10$ .

Радиальная ширина моды также влияет на характер граничных локализованных мод. Так, увеличение  $q_{95}$  и треугольности ведет к сужению области неустойчивости и, как следствие, переходу в режим с ELMs II.

В режиме EDA, в котором не наблюдаются граничные локализованные моды, плазма оказывается устойчивой к идеальным МГД-модам [12]. Однако в этом режиме существует мелкомасштабная неустойчивость, которая интерпретируется как резистивная баллонная мода.

МГД-активность, присущая QH-моде, до сих пор является загадкой.

### 7.3.4. Управление ELMs

Управление ELMs подразумевает влияние на частоту и амплитуду мод. Это может быть осуществлено через уменьшение радиальной области, неустойчивой по отношению к определенным МГД-модам, а также через перераспределение потоков энергии между другими каналами потерь.

1. В токамаке Asdex Upgrade были проведены эксперименты [12], в которых управление частотой ELMs осуществлялось с помощью многократной пеллет-инжекции (рис. 37). В разряд инжестировались дейтериевые кубические пеллеты (со стороной 1.4 мм), содержащие  $10^{19}$  атомов. Скорость влета пеллеты составляла 1 км/с. При инжекции пеллет частота ELMs соответствовала частоте инжекции.

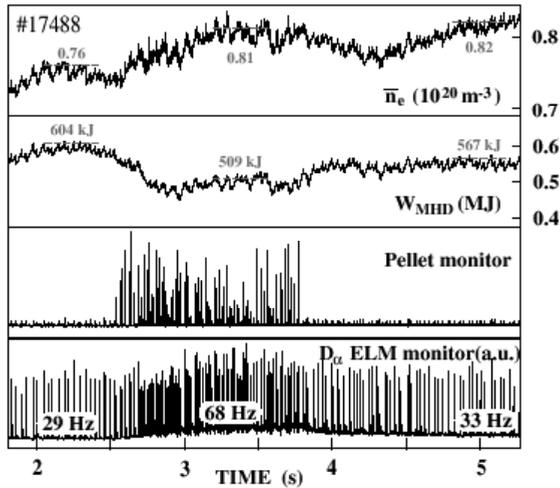


Рис.37. Управление ELM при помощи инжекции пеллет в Asdex Upgrade: плотность, энергосодержание, монитор влета пеллет и интенсивность излучения  $D_{\alpha}$  в отсутствие газонапуска без пеллет ( $f_{\text{ELM}}=29$  Гц), при инжекции маленьких пеллет в отсутствие газонапуска (68 Гц), при газонапуске без пеллет (33 Гц) [59]

2. На установке JT-60U управление ELMs осуществлялось с помощью изменения скорости тороидального вращения (рис. 38) [60].

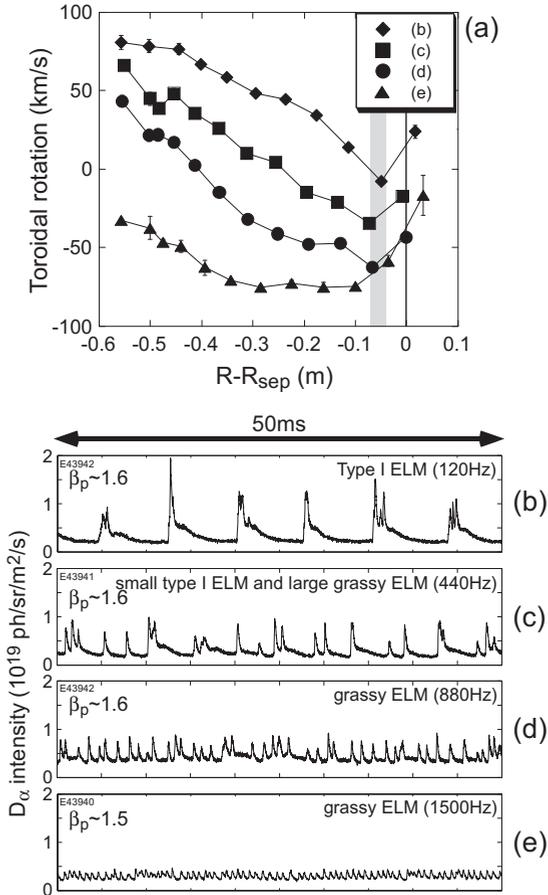


Рис.38. Управление ELMs, продемонстрированное в токамаке JT-60U: а — профили тороидального вращения; закрашенная область — верхушка пьедестала по ионной температуре; временная эволюция сигнала  $D_\alpha$  ( $q_{95}=4.9$  и  $\delta=0.59$ ): б —  $2CO+2perp+2N-NB$ ; в —  $2CO+3perp+1N-NB$ ; д —  $2CO+5perp$ ; е —  $1CO+1CTR+5perp$  [60]

Для этого были задействованы пучки нейтральных атомов, вводы которых расположены таким образом, чтобы осуществлять инжекцию по току плазмы (CO), против тока (CTR) или строго вдоль большого радиуса тора (perp). Также были использованы инжекторы нейтральных атомов, основанные на источниках отрицательных ионов (N-NB).

Из рис. 38 видно, что частота ELMs растет и меняется тип неустойчивости с увеличением скорости тороидального вращения, направленного против тока плазмы.

3. Создание резонансного магнитного возмущения на периферии плазмы позволило стабилизировать ELMs I в экспериментах на токамаке DIII-D [61]. Осциллограммы эксперимента продемонстрированы на рис. 39.

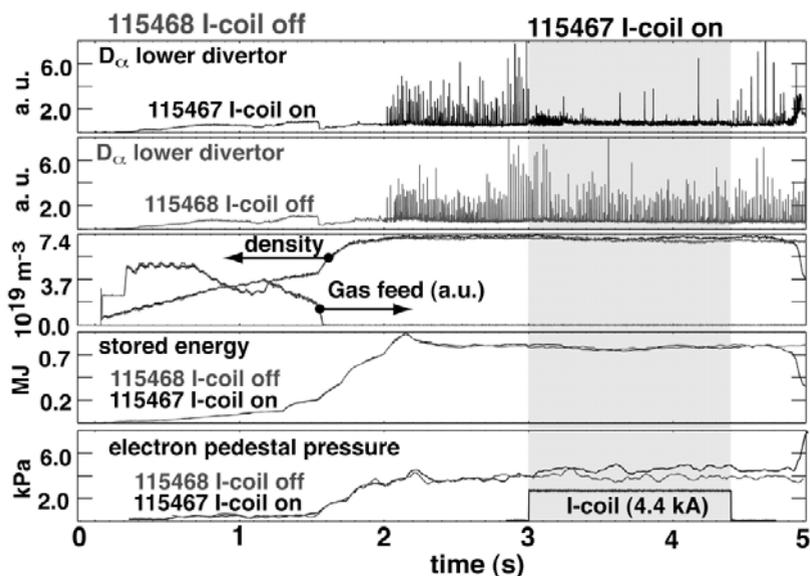


Рис.39. Стабилизация ELMs внешним возмущением магнитной конфигурации на периферии плазмы. Результат токамака DIII-D [61]

Внешнее возмущение с  $n=3$  создавалось при помощи шести витков с током, проложенных внутри камеры токамака. В результате воздействия происходила стохастизация магнитного поля на периферии плазмы.

4. В соответствии с теорией устойчивости пилинг-баллонных мод ожидается, что изменение тока, протекающего на периферии плазмы, может инициировать или стабилизировать ELMs. Такие эксперименты были проведены на установке TCV [12].

#### 7.4. Время удержания плазмы

Анализ экспериментальных результатов различных установок позволил построить скейлинг для времени жизни плазмы в H-моде [5].

Для H-моды без ELMs принят следующий скейлинг:

$$\tau_{E,th}^{ELM\ free} = 0.0314 I_p^{0.94} B_T^{0.27} P_{tot}^{-0.68} \bar{n}_e^{-0.34} M^{0.43} R^{1.98} \epsilon^{0.1} k^{0.68}.$$

Скейлинг для H-моды с ELMs:

$$\tau_{E,th}^{ELMy} = \tau_{ITER98,y2} = 0.0562 I_p^{0.93} B_T^{0.15} P_{tot}^{-0.69} \bar{n}_e^{-0.41} M^{0.19} R^{1.97} \epsilon^{0.58} k^{0.78}.$$

Здесь плотность измеряется в  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

#### 7.5. H-мода в токамаке-реакторе: нерешенные задачи

В токамаке-реакторе ИТЭР режим улучшенного удержания H-моды с ELMs III рассматривается как основной рабочий режим. Как было показано выше, с момента первого наблюдения H-моды экспериментальные и теоретические работы продвинулись достаточно далеко в анализе этого явления. Однако существует еще много проблем, которые требуют пристального внимания экспериментаторов, теоретиков и инженеров. Основные и них следующие:

1) снижение тепловой нагрузки на первую стенку путем управления частотой и амплитудой ELMs – выбор метода, адекватного для реактора;

2) выбор материала первой стенки, выдерживающего тепловые нагрузки в ELMs;

3) совместимость режима с ELMs и режима улучшенного удержания с внутренним транспортным барьером, т.е. уменьшение радиальной ширины зоны, подверженной воздействию ELMs.

## § 8. RI-МОДА

На токамаке TEXTOR-94 при инжекции примесей на периферию плазмы был получен режим [62], в котором наблюдались характеристики удержания такие же, как в H-моды (рис. 40), однако отсутствовали граничные локализованные моды и градиенты температуры и плотности плазмы соответствовали L-моды. Этот режим был назван RI-мода (Radiative Improved mode).

Основные особенности RI-моды [5]:

1) фактор улучшения удержания по сравнению со скейлингом H-моды  $H_H \geq 1$ ;

2) режим может быть получен при высокой плотности плазмы ( $\bar{n}_e \sim (0.7 - 1.2)n_{Gw}$ );

3) благоприятная зависимость  $\tau_E$  от плотности ( $n^{1.17}$ ); на TEXTOR получена следующая зависимость времени жизни плазмы от плотности [5]:

$$\tau_E^{RI} = \frac{\bar{n}_e}{n_{Gw}} \tau_E^{ITERH-93P} \propto I^{0.06} \bar{n}_e^{1.17} P_{tot}^{-0.67};$$

4) переизлучение мощности ( $P_{rad}/P_{tot} \sim 0.5-0.95$ ) и отсутствие ELMs, а, следовательно, и уменьшение плотности потока мощности на первую стенку и на пластины дивертора;

5) нет пороговой мощности создания режима;

6) концентрация примеси достаточно низкая, следовательно, не наблюдается заметного уменьшения нейтронного выхода;

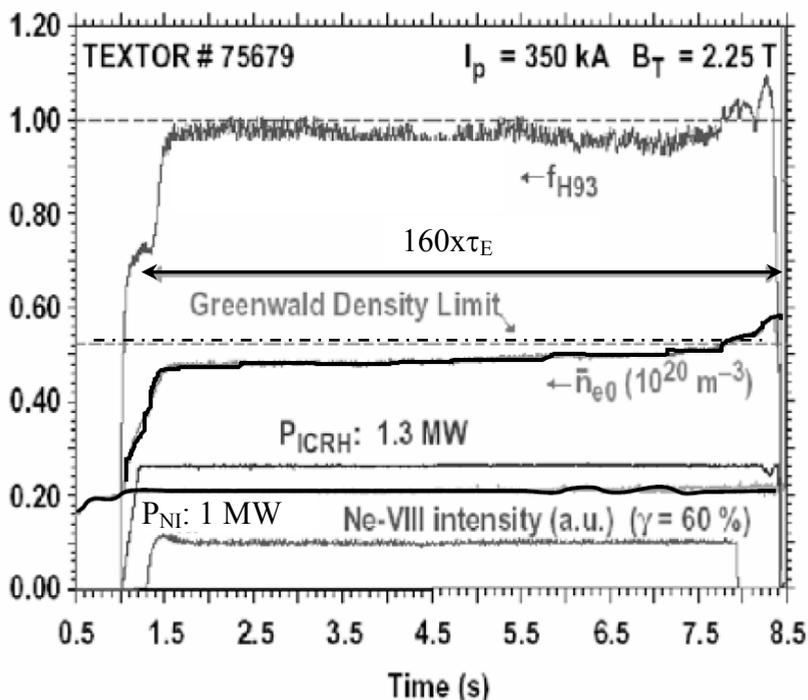


Рис.40. Осциллограммы режима с RI-модой, полученного на TEXTOR [62]

7) энергетическое время жизни растет линейно с ростом плотности плазмы.

Для получения RI-моды может инжектироваться неон, аргон, кремний или смесь кремния с неоном.

Благодаря выгодной зависимости времени жизни от плотности и большой доле переизлученной мощности RI-мода – режим благоприятный для реактора. Однако режим с RI-модой пока удалось получить только в установках с преобладающим ионным нагревом. Более того, не меньше 25% мощности дополнительного нагрева плазмы должно было вкладываться при помощи инжекции нейтральных атомов в направлении тока плазмы, иначе шло накопление примесей в центре шнура.

## § 9. РЕЖИМЫ С ВНУТРЕННИМ ТРАНСПОРТНЫМ БАРЬЕРОМ

Внутренним транспортным барьером (ВТБ) называется область в центральной части плазменного шнура ( $\rho/a < 0.8$ ), где происходит снижение коэффициентов переноса тепла и/или частиц по сравнению с коэффициентами, характерными для исходного (до формирования ВТБ) режима. В этом случае при неизменном потоке тепла/частиц через область ВТБ возрастают градиенты температуры/плотности в области барьера (рис. 41).

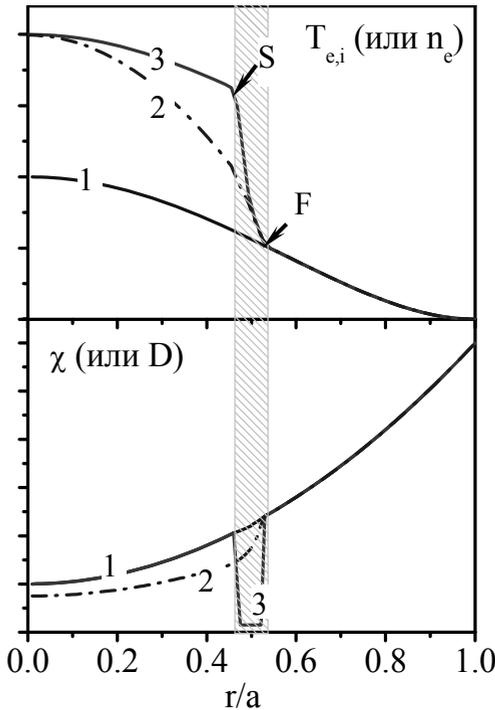


Рис. 41. Схематичное изображение изменения профиля температуры/плотности и коэффициентов переноса в области транспортного барьера (заштрихована на рисунке). Профили, характерные для режима без ВТБ, отмечены цифрой 1; линии 2 и 3 показывают профили параметров плазмы в режиме с ВТБ: F — основание барьера, S — плечо барьера

Здесь и далее наряду с английской аббревиатурой ITB (Internal Transport Barrier), которая будет использоваться, в основном на рисунках, будет использована и русская аббревиатура ВТБ.

Впервые термин «внутренний транспортный барьер» был введен в экспериментах на JT-60U [63], когда в режимах с инжекцией нейтральных атомов были получены области увеличенных градиентов ионной температуры.

С момента обнаружения эффекта внутренние транспортные барьеры активно исследуются. Интерес к этим режимам связан с тем, что формирование ВТБ, во-первых, приводит к улучшению удержания плазмы, росту времени жизни энергии и/или частиц. Во-вторых, рост градиента давления в области транспортного барьера приводит к увеличению доли бутстреп-тока, а, следовательно, к снижению доли омического тока и уменьшению затрат энергии от внешних источников для создания неиндукционного тока. Таким образом, создание ВТБ оказывается экономически выгодным с точки зрения будущего реактора-токамака.

### **9.1. Используемая терминология и классификация внутренних транспортных барьеров**

В современной литературе принята следующая терминология.

— Режимом с электронным ВТБ называют режим, в котором в результате формирования ВТБ наблюдается, главным образом, снижение электронной теплопроводности. Коэффициенты ионной теплопроводности и диффузии частиц в этом случае не меняются или меняются пренебрежимо мало.

— Режимом с ионным ВТБ называют режим, в котором формирование ВТБ наблюдается по ионной температуре. Изменение градиентов электронной температуры и плотности (и соответствующих коэффициентов переноса) оказывается пренебрежимо малым (в пределах экспериментальной точности).

В наиболее интересных с точки зрения улучшения удержания режимах формирование ВТБ наблюдается во всех четырех каналах переноса – электронной и ионной теплопроводности, диффузии частиц и диффузии момента вращения плазмы.

На установке JT-60U была введена классификация ВТБ, основанная на характеристиках изменения профиля температуры/плотности в области ВТБ. Типичные виды профилей параметров плазмы показаны на рис. 41. Кривая 3 демонстрирует профиль температуры при формировании так называемого box-type барьера. Штрихпунктирной кривой 2 показан профиль температуры, характерный для ВТБ параболического типа (parabolic type).

Для характеристики различных областей ВТБ вводятся понятия плеча и основания барьера (см. рис. 41).

Так же как в случае L-N перехода формирование режима с ВТБ может быть как медленным (время перехода  $\geq \tau_E$ ), так и быстрым, когда время перехода составляет несколько десятков микросекунд и оказывается пренебрежимо малым по сравнению с энергетическим временем жизни плазмы. Если параметры плазмы близки к критическим (пороговым) для формирования ВТБ, то могут наблюдаться так называемые ВТБ-события (ITV events). В этом случае образуется короткоживущий транспортный барьер, время существования которого сравнимо с энергетическим временем жизни плазмы.

## 9.2. Механизм формирования ВТБ

В первоначальных экспериментах образование ВТБ наблюдалось, главным образом, в режимах с высокой ионной температурой. В дальнейшем формирование ВТБ наблюдалось в электронном тепловом канале, в диффузии частиц и в профиле скорости вращения плазмы.

Формирование транспортного барьера приводит к снижению ионного теплопереноса (уменьшению коэффициента ионной теплопроводности) до неклассического уровня. Электронный

теплоперенос хотя и уменьшается, но, все же, остается аномальным.

Наиболее распространенное представление о механизме формирования ВТБ основывается на стабилизации преобладающей неустойчивости (главным образом, ИТГ, ТЕМ) широм скорости вращения  $E_{\theta}$ .

Однако экспериментальные результаты показывают, что одного этого механизма недостаточно для описания всего разнообразия условий, в которых удается наблюдать внутренний транспортный барьер.

На рис. 12 (глава 5.2) проиллюстрировано современное представление (наиболее распространенное, но отнюдь не единственное) о доминирующих неустойчивостях, приводящих к аномальным потерям энергии и частиц, и методах их стабилизации. В соответствии с этими представлениями ВТБ формируется в результате стабилизации дрейфовых неустойчивостей широм скорости  $E_{\theta}$ , магнитным широм, высоким градиентом давления (шафрановским смещением).

Подавление турбулентности в области транспортного барьера было продемонстрировано экспериментально (рис. 42).

Однако до сих пор, несмотря на двадцатилетнюю историю исследований, вопрос о природе формирования транспортного барьера вызывает споры. Что это — бифуркационный процесс, аналогичный L-N переходу или изменение жесткости профиля температуры в других условиях с точки зрения преобладающей турбулентности?

На рис. 43 схематично показаны два возможных случая формирования транспортного барьера. В первом случае создание ВТБ происходит как резкое изменение коэффициентов переноса вследствие стабилизации турбулентности при превышении некоторого критического значения теплового потока. Это фазовый переход первого рода. Ясно, что для такого процесса характерны существование гистерезиса и пороговой мощности перехода.

Во втором случае формирование ВТБ происходит как более медленный процесс и может быть интерпретирован как следствие увеличения жесткости профиля в результате стабилизации турбулентности (ИТВ-1) или потерей жесткости профиля

за счет увеличения критического градиента для появления аномального транспорта (ИТВ-2). В случае ИТВ-2 реальный градиент не достигает предела, выше которого происходит резкое увеличение транспортных потерь.

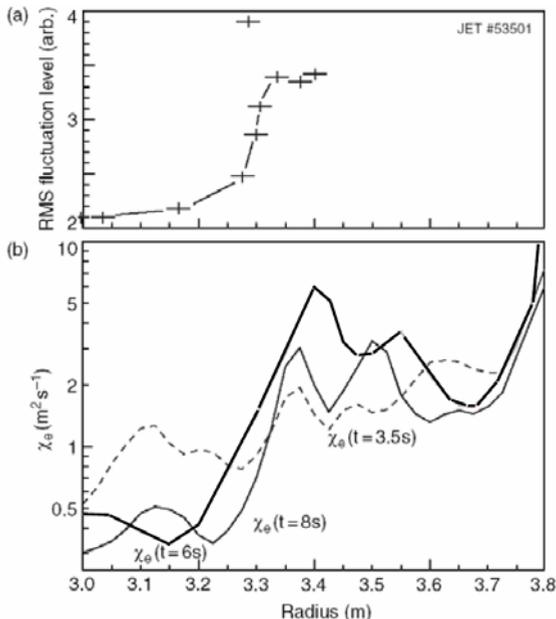


Рис. 42. Результаты измерения турбулентности в токамаке JET в режиме с электронным транспортным барьером: а — радиальное распределение амплитуды флуктуаций плотности плазмы (в относительных единицах); б — радиальное распределение коэффициента электронной теплопроводности [64]

Для разрешения вопроса о характере перехода в режим с ВТБ проводятся эксперименты по анализу распространения тепловой волны. Эксперименты на JET (см. [65,66]) показывают, что ВТБ представляет собой узкий слой ( $\delta r < 0.2$ ) пониженного теплопереноса, проявляющий свойства перехода второго рода с формированием барьера за счет потери жесткости профиля (ИТВ-2).

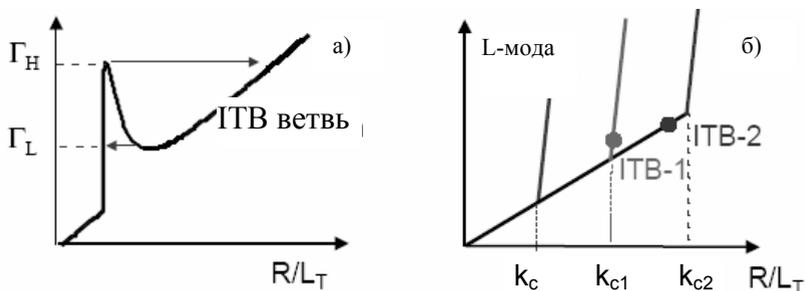


Рис. 43. Схематичная диаграмма зависимости теплового потока от нормализованного градиента температуры для двух типов формирования ВТБ: а — фазовый переход первого рода, б — фазовый переход второго рода из L-моды в режим с транспортным барьером, который характеризуется значением критического градиента  $k_{c1}$  или  $k_{c2}$  [65]

### 9.2.1. Роль шири скорости $E \times B$ в формировании ВТБ

Первоначально считалось, что шир скорости вращения — основной механизм стабилизации турбулентности, приводящий к формированию ВТБ. В соответствии с уравнением (5) стабилизация широм скорости вращения проявляется, если в плазме создается (спонтанно или принудительно) шир радиального электрического поля, который подразумевает создание высокого градиента давления, шир скорости тороидального или полоидального вращения плазмы. Влияние шири скорости вращения заключается в сжатии турбулентных ячеек в радиальном направлении (рис. 44).

Отметим сразу, что влияние шири скорости полоидального вращения плазмы в формировании ВТБ до сих пор не удалось установить экспериментально, поскольку требуется высокое разрешение соответствующих диагностик, которого не удалось пока достичь на существующих токамаках.

Тестовые эксперименты, позволяющие выявить причинно-следственную связь между скоростью тороидального вращения и формированием ВТБ были выполнены на TFTR [50]. В одном импульсе ввод пучка нейтральной инжекции менялся от направленного вдоль большого радиуса (балансирующая инжекция)

до направленной под различными углами к большому радиусу в направлении тока плазмы. Качество транспортного барьера менялось в зависимости от величины момента вращения. Причем наблюдался переход от ВТБ, который инициирован влиянием градиентного члена в электрическом поле, к ВТБ, связанным с влиянием тороидального вращения.

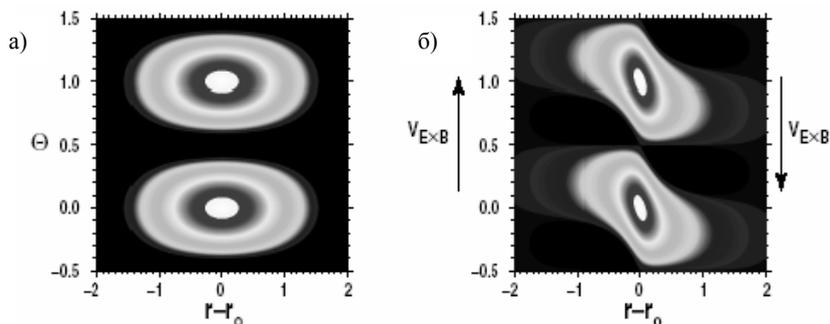


Рис.44. Расчет влияния шири скорости вращения  $E \times B$  на турбулентные ячейки: а – турбулентность в отсутствие шири скорости вращения, б – радиальное сжатие турбулентных ячеек в результате влияния шири скорости [67]

Управление характеристиками ВТБ с помощью изменения направления тороидального вращения было продемонстрировано и на сферическом токамаке MAST. Эксперименты были выполнены при разных направлениях инжекции нейтральных атомов – по и против тока плазмы (рис.45). При этом в случае инжекции по току вклад в электрическое поле слагаемого с градиентом давления и тороидальным вращением имеют одинаковый знак. При инжекции против тока плазмы градиент давления и тороидальное вращение входят в выражение для радиального электрического поля с разными знаками.

Изменения радиального электрического поля носят такой же характер в режиме с ВТБ, как и в H-моде (рис. 46). Видно, что положение точки поворота градиента температуры совпадает с экстремумом в распределении электрического поля.

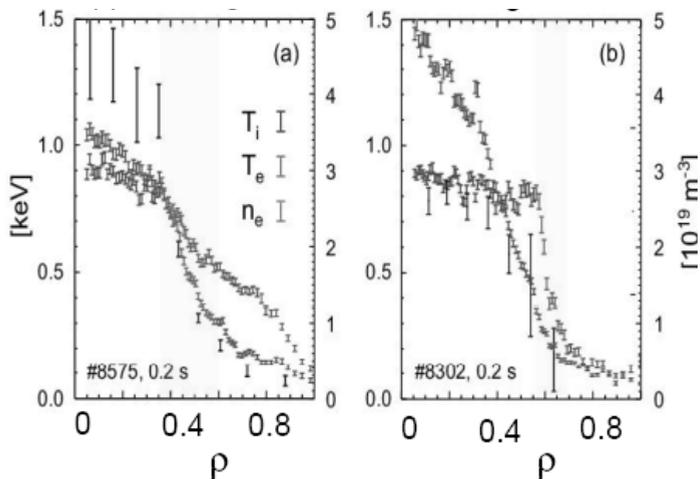


Рис.45. Радиальные распределения ионной и электронной температур и плотности в токамаке MAST в режиме с ВТБ: а— при инжекции нейтральных атомов по току плазмы; б— при инжекции нейтральных атомов против тока плазмы [68]

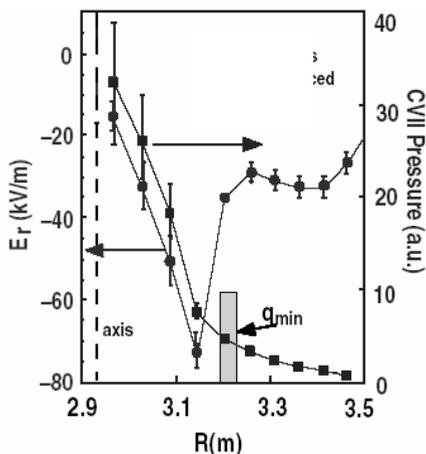


Рис.46. Профиль радиального электрического поля в области ВТБ. Сигнал излучения водородоподобного углерода, пропорциональный ионной температуре. Пунктиром показано положение магнитной оси. Показано положение минимального значения фактора запаса устойчивости [50]

## *9.2.2. Роль профиля тока в формировании ВТБ*

Эксперименты, проводимые на различных установках, показывают, что в отличие от Н-моды формирование ВТБ связано не с превышением критического значения мощности нагрева, а с формированием критической магнитной конфигурации. Какой именно? Эксперименты показывают, что создание профиля  $q$  с обратным широм оказывается благоприятным для создания ВТБ. Кроме того, низкий магнитный шир вблизи резонансной поверхности также является важным фактором для инициирования ВТБ в этой области.

### *9.2.2.1. Роль магнитного шира в формировании ВТБ*

Шир скорости вращения действует как стабилизирующий фактор на длинноволновую турбулентность. Коротковолновые неустойчивости не подвержены этому влиянию. Этим объясняется в частности то, что ионные транспортные барьеры рутинно получаются уже давно, а электронные транспортные барьеры научились получать значительно позже.

Как было рассмотрено в разделе 5.2 магнитный шир наряду с широм скорости вращения оказывает стабилизирующее влияние на дрейфовые неустойчивости во всем диапазоне длин волн.

Сравнение влияния магнитного шира на характеристики электронного ВТБ было проведено на установке JT-60U (рис. 47).

Из рис. 47 видно, что создание магнитной конфигурации с отрицательным магнитным широм более благоприятно для электронного внутреннего транспортного барьера: барьер получается более выраженный с точки зрения градиентов температуры.

В экспериментах на токамаке TCV было показано, что разрушение конфигурации с обратным широм приводит к разрушению ВТБ [70]. Необходимо заметить, что эксперимен-

тально определить величину шира, при которой начинается формирование ВТБ, невозможно, поскольку точности современных методик измерения профиля тока недостаточно.

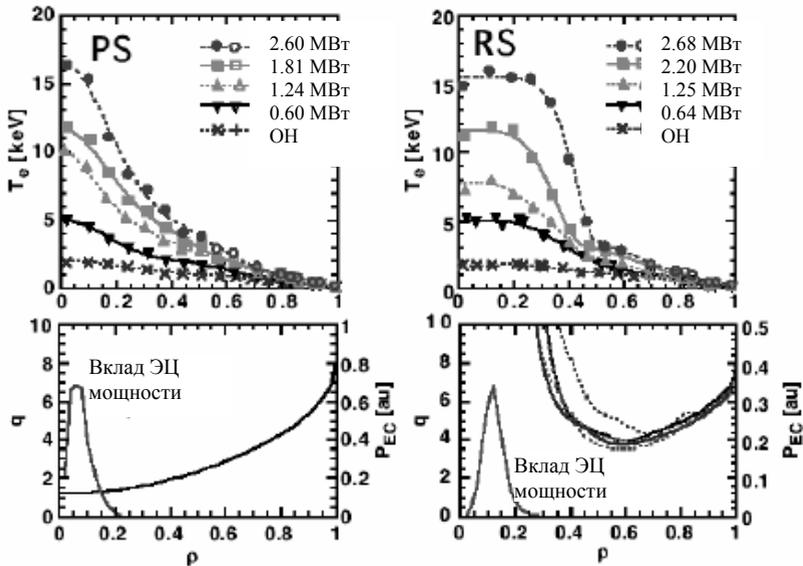


Рис.47. Сравнение характеристик электронного ВТБ в режиме с положительным (PS) и отрицательным (RS) магнитным широм при различных величинах мощности дополнительного нагрева. На нижних рисунках приведены профили фактора запаса устойчивости и показано положение вклада мощности электронно-циклотронного нагрева [69]

Формирование ионного транспортного барьера также облегчается в режимах с обратным широм. На установке JT-60U было показано, что в режимах с положительным магнитным широм для формирования ВТБ необходимо превысить некоторый уровень мощности. В режимах с отрицательным магнитным широм формирование ВТБ происходит при любом уровне мощности, достаточном для поддержания конфигурации с отрицательным широм (рис. 48).

Положение транспортного барьера определяется положением минимума  $q$ . Как показывают эксперименты, в режиме с

немонотонным профилем тока, транспортный барьер располагается вблизи  $q_{\min}$  и скорее несколько смещен в область отрицательного шира. В режимах с монотонным профилем тока положение транспортного барьера во многих случаях можно связать с положением резонансной поверхности.

Трудность в режимах с отрицательным широм представляют МГД-неустойчивости, которые могут развиваться вблизи  $q_{\min}$  (идальные моды), когда  $q_{\min}$  имеет рациональное значение или из-за близкого расположения рациональных поверхностей с одинаковым значением  $q$  (двойные тиринг-моды). Такие эффекты наблюдались и подробно анализировались на установках T-10 [71], Tore Supra [65], DIII-D [18].

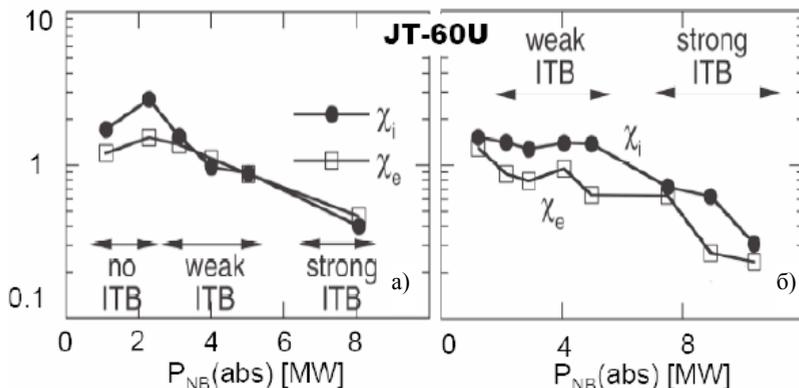


Рис. 48. Зависимость коэффициентов электронного и ионного теплопереноса от мощности инжекционного нагрева для режимов с положительным (а) и отрицательным (б) магнитным широм в установке JT-60U. Значения коэффициентов теплопроводности даны в  $\text{m}^2/\text{s}$  в области ВТБ. Обозначения: no ITB – ВТБ отсутствует, weak ITB – слабый ВТБ, strong ITB – сильный ВТБ [65]

### 9.2.2.2. Роль рациональных значений $q$

Гипотеза о роли рациональных поверхностей в формировании транспортного барьера высказывалась, начиная с конца

90-х годов (см., например, [72], [73]). Развитие новых методов диагностики позволило экспериментально проверить эту гипотезу.

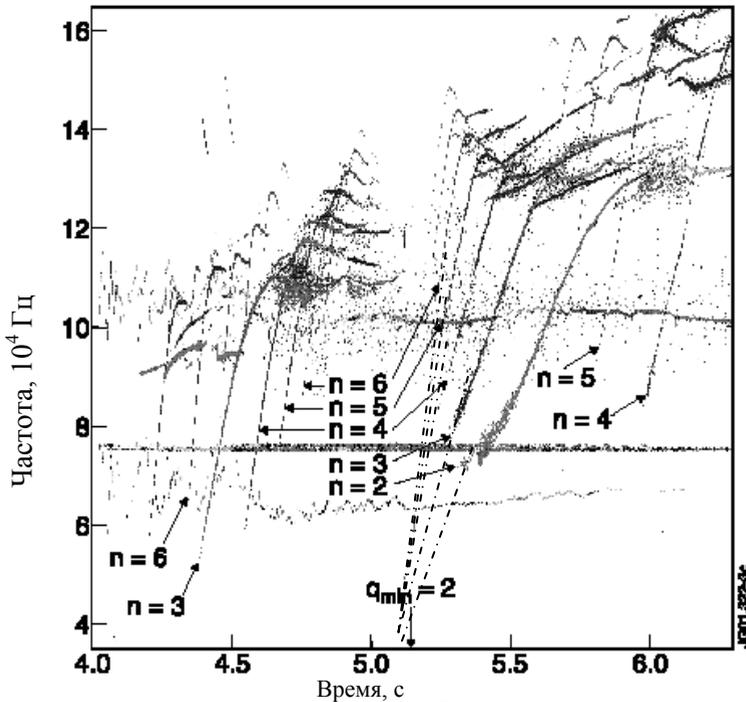


Рис.49. Спектрограмма магнитных возмущений в плазме токамака JET. Показаны тороидальные волновые числа возмущений. Альфвеновский гранд-каскад (одновременное возникновение целого спектра альфвеновских мод) наблюдается в момент времени  $t=5.15$  с, когда немонотонный профиль тока проходит через значение  $q_{\min}=2$  [74]

В экспериментах на JET была использована МГД-диагностика, основанная на регистрации каскадов одновременно появляющихся альфвеновских мод (рис. 49) [74]. Неустойчивость возбуждается быстрыми ионами, которые создаются при ионном циклотронном нагреве плазмы на частоте малой добавки (~5% гелия в дейтериевой плазме).

Частотный спектр мод начинается в области частот 20-40 кГц. Каждый каскад состоит из нескольких ветвей возмущения, характеризующихся различными значениями  $n$  (от 1 до 6) и различными частотами. Каскады с различными значениями  $n$  появляются с разной периодичностью по времени.

Альфвеновские каскады возникают в конфигурации с отрицательным магнитным широм в области плазмы, близкой к положению  $q_{min}$ , когда  $q_{min}$  проходит через рациональное значение:

$$m - nq_{min}(t) = 0.$$

Альфвеновские каскады с  $n=1$  наблюдаются при целочисленных значениях  $q_{min}$ , каскады с  $n=2$  наблюдаются при целых и полуцелых значениях  $q_{min}$ . В случае, если в спектре наблюдаются моды со всеми  $n$ , то каскад называют большим каскадом (grand-Cascade) (см. рис. 49).

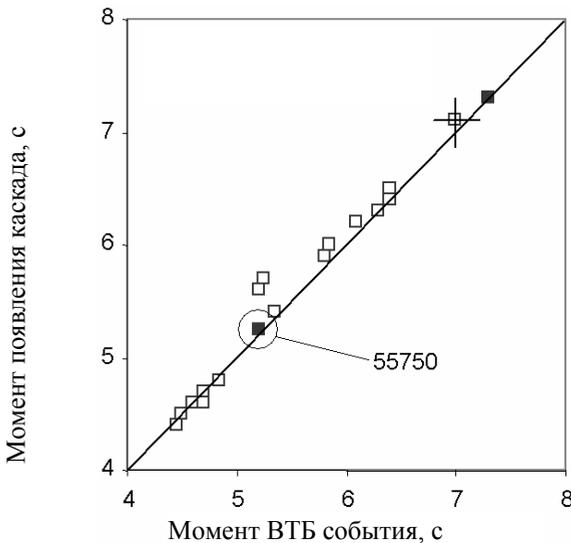
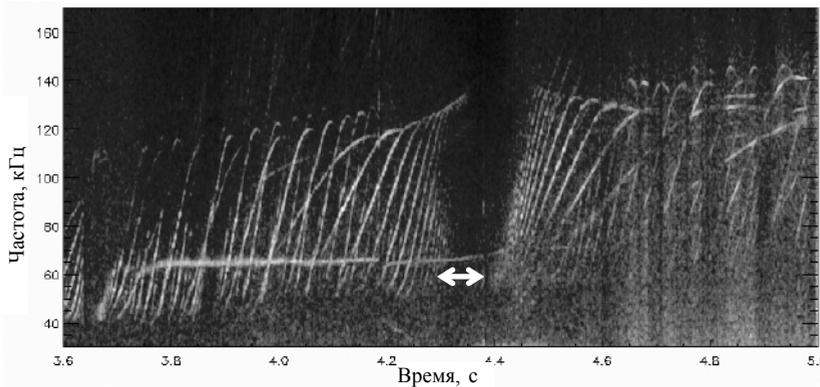


Рис.50. Корреляция между появлением альфвеновских каскадов и возникновением ВТБ-событий в JET [75]

Таким образом, эта новая диагностика позволяет с хорошей точностью по времени отслеживать появление рациональных поверхностей в плазме.

Обычный сценарий экспериментов на JET по исследованию ВТБ состоит в раннем включении мощности дополнительного нагрева. Это делается для того, чтобы замедлить эволюцию профиля тока. С помощью диагностики альфвеновских каскадов на JET в таких режимах было показано, что возникновение ВТБ-событий коррелирует с появлением рациональных поверхностей (рис. 50 [75]).

Как отмечалось выше, снижение аномального переноса в режимах с низким широм вблизи рациональной поверхности связано с разрежением резонансных поверхностей в этой области пространства. Альфвеновские каскады позволяют увидеть это разрежение (рис.51).



*Рис.51. Результаты JET. Разрежение рациональных поверхностей, видимое из диагностики альфвеновских каскадов [74]. Стрелками показано время прохождения  $q_{\min}$  через область с разреженными магнитными поверхностями*

Благоприятное влияние резонансных значений  $q(r)$ , как предполагается в [83], может быть связано с существованием МГД-мод, локализованных на этих поверхностях. Эти МГД-

моды создают крутой градиент вблизи соответствующей магнитной поверхности, что приводит к генерации  $\omega_{\text{ЕХВ}}$ .

Анализ экспериментов JET, приведенный в [84], показал, что благоприятным для формирования ВТБ является одновременное выполнение двух условий: рациональное значение  $q$  (оптимально 4 или 5) на границе плазмы и зацепление МГД мод на граничной и на одной из резонансных поверхностей ( $q=3$  или 2) в центральной части плазменного шнура. В этом случае зацепленные моды вращаются с одной скоростью, в результате чего во внутренней части плазменного шнура создается шир скорости вращения. Далее начинает действовать описанный выше механизм подавления турбулентности широм потока  $E \times B$ .

### ***9.2.3. Роль шафрановского смещения***

Возможность создания ВТБ в результате стабилизации неустойчивостей высоким давлением впервые была предложена в работах DIII-D, когда был получен внутренний транспортный барьер при электронно-циклотронном нагреве плазмы на стадии роста тока разряда. Было показано, что условие (7) не выполняется во всем диапазоне значений малого радиуса, шир скорости вращения оказывается ниже инкремента нарастания турбулентности. Однако ВТБ тем не менее формируется. Учет снижения инкрементов турбулентности в приближении ненулевого давления плазмы позволил описать наблюдаемый эффект [76]. Подробнее влияние шафрановского смещения на турбулентный перенос рассмотрено в разделе 5.2.

## **9.3. Управление ВТБ в реальном времени**

Управление внутренним транспортным барьером в реальном времени подразумевает контроль за положением транспортного барьера, величиной градиента температуры в барьере, шириной

транспортного барьера, управление распределением неиндукционного тока, а также управление распределением примесей, чтобы не допустить их накопления и снижения выхода термоядерной реакции.

На рис. 52 представлены два профиля давления, которые имеют одинаковую величину среднего по профилю значения давления. Однако более широкий профиль, имеющий больший радиус ВТБ, меньшее пиковое значение и умеренную величину градиента давления, оказывается предпочтительнее, так как [65]:

- 1) имеет более высокий предел по МГД-устойчивости, следовательно, позволяет работать при больших  $\beta_N$  (рис. 53);
- 2) позволяет получить более широкий профиль плотности бутстреп-тока без образования области с нулевым полным током в центре, что можно ожидать в случае с узким ВТБ;
- 3) позволяет уменьшить аккумуляцию примесей в центре шнура.

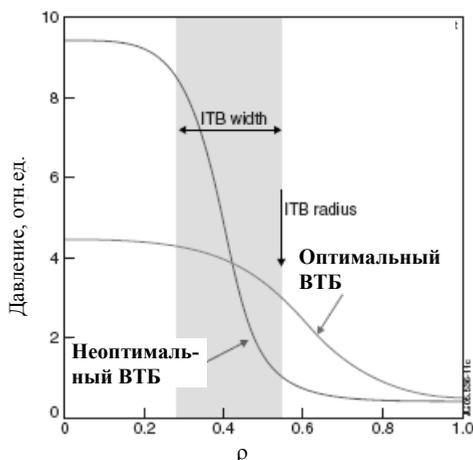


Рис. 52. Схематичное изображение двух профилей давления, представляющих оптимальный и неоптимальный ВТБ при одинаковой величине среднего давления. Обозначения: ITB width – ширина ВТБ, ITB radius – радиус ВТБ [65]

Поскольку положение транспортного барьера определяется профилем тока плазмы, то система контроля должна включать:

- 1) диагностику профиля тока;
- 2) диагностику профиля температуры;
- 3) системы активного влияния на профиль тока и профиль температуры.

Кроме того, должен быть известен безразмерный контрольный параметр, отражающий характеристики ВТБ.

Впервые система контроля ВТБ в реальном времени была разработана на JET [77]. Для оценки силы транспортного барьера на основании анализа базы данных этой установки был разработан критерий, который основан на подавлении длинноволновых мод турбулентности широм скорости ExB [78]:

$$\rho_{Te}^* = \rho_s / L_{Te} > 0.014.$$

Здесь  $\rho_s$  – ионный ларморовский радиус, посчитанный по элект-

тронной температуре,  $T_e$ ,  $L_{Te} = \left( \frac{1}{T_e} \frac{dT_e}{dr} \right)^{-1}$ .

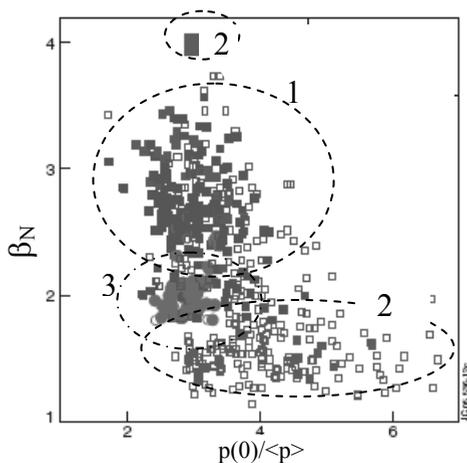


Рис.53. Зависимость  $\beta_N$  от фактора пикированности давления для различных режимов: в области 1 лежат преимущественно точки, характеризующие гибридный режим ( $q_{95}=4$ ,  $q(0) \sim 1$ , монотонный профиль  $q$  с нулевым или слабым магнитным широм в центральной области); в области 2 — точки, характеризующие режим с отрицательным магнитным широм; в области 3 — точки, полученные в спокойной H-мод с ВТБ. График построен на основании данных, помещенных в международную базу данных [65]

Конечно же, критерий  $\rho_{Te}^* > 0.014$  не отражает всей физики формирования ВТБ, но является удобным инструментом. Можно спорить о пороговом значении критерия, но поскольку для практического применения (а не решения фундаментальных задач) важны транспортные барьеры с наибольшими градиентами температур, то критерий хорошо применим и адекватен для реализации алгоритма управления. Как было показано в [79], численное значение этого критерия не универсально и может сильно отличаться для различных установок, меняясь в диапазоне от 0.005 до 0.06.

В основе алгоритма управления профилем тока лежит простая связь между изменением профиля  $q$  и профиля давления плазмы:  $\delta q = K \cdot \delta p$ . Здесь коэффициент  $K$  определяется из экспериментов со свободной (без принудительного изменения) эволюцией профиля давления и тока. Управление профилем тока подразумевает контроль величины и положения  $q_{min}$ , контроль магнитного шира в центральной области. На рис. 54 показан пример реализации одновременного управления профилем тока и величиной градиента в области ВТБ в токамаке JET, в котором использованы все имеющиеся на JET систем дополнительного нагрева плазмы – нижнегибридный, инжекционный и ионный циклотронный. Из рисунка видно, что хотя эволюция профиля тока достаточно медленная (соответствует резистивному времени), однако, профиль тока релаксирует к заданной программой управления форме.

В JET реализован контроль ионного транспортного барьера. В этом случае в обратную связь вместе с критерием  $\rho_{Te}^*$  вводится значение нормализованного градиента ионной температуры,  $R/L_{Ti}$ . Дополнительным контрольным параметром, включенным в обратную связь и используемым в JET в экспериментах по управлению ВТБ, является нейтронный выход.

Важная задача – применение такой схемы управления ВТБ в режимах с высокой долей бутстреп-тока, поскольку изменение бутстреп-тока может осуществляться только через градиенты плотности и температуры, то есть синхронно с изменением ВТБ.

Кроме того, в условиях реактора основной нагрев будет происходить с помощью  $\alpha$ -частиц, что так же сильно зависит от

параметров плазмы. Обработка алгоритмов контроля, применимых в таких условиях – перспективная задача для исследований, а также необходимая физическая задача для отработки на ИТЭР для будущего промышленного реактора.

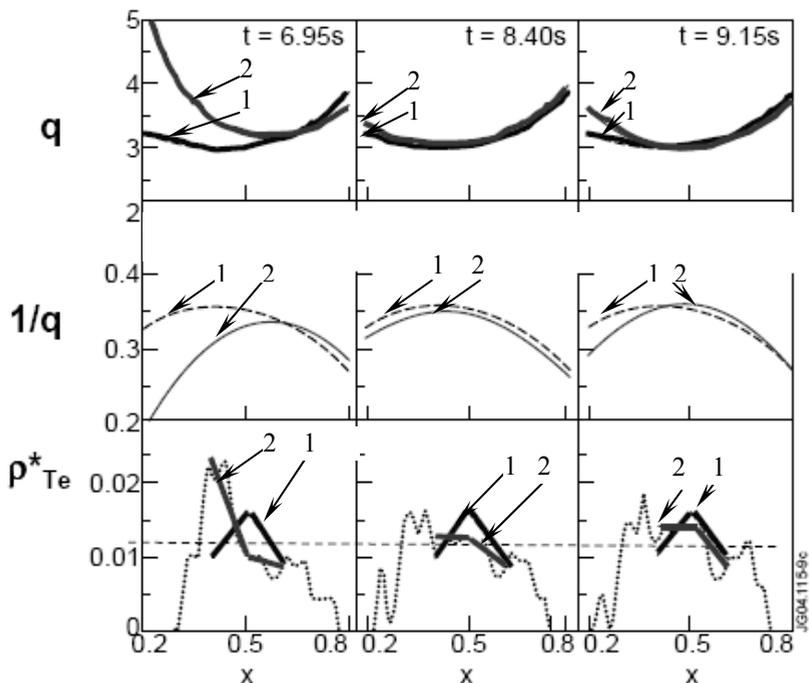


Рис.54. Одновременный контроль профиля тока и ВТБ в JET [65]

Поскольку в области транспортного барьера коэффициенты переноса частиц могут снижаться до неоклассического уровня, то в режимах с транспортным барьером существует проблема накопления примесей и проблема накопления гелиевой золы. Два эффекта, предсказываемых неоклассической теорией могут конкурировать: аккумуляция примесей, пропорциональная градиенту плотности и температурный дрейф примесей наружу,

пропорциональный градиенту температуры. Аккумуляция примесей может приводить к радиационному коллапсу [65].

Управление профилем плотности примесей обычно осуществляется опосредованно через управление профилем плотности электронов. На установках ASDEX-Upgrade, DIII-D, JT-60U успешно используется электронно-циклотронный нагрев (см. раздел 5.3). Эффективное уплощение профиля плотности углерода и никеля при электронно-циклотронном нагреве было продемонстрировано в DIII-D [35]. Показано (см. рис. 18), что электронно-циклотронный нагрев препятствует накоплению примесей и ведет к уплощению плотности плазмы, однако мало меняет профиль полного давления плазмы. После включения электронно-циклотронного нагрева эффективный заряд плазмы снижается на 30%.

Важный вопрос – перенос гелия в режимах с ВТБ, поскольку гелий образуется в результате термоядерной реакции, а накопление гелия в центральной области плазменного шнура снижает выход термоядерной реакции. Как было показано в разделе 5.3.4, эксперименты, проведенные на токамаке JT-60U, продемонстрировали, что легкие примеси (гелий, углерод) не накапливаются внутри ВТБ, даже если ионный тепловой транспорт снижается до неоклассического уровня [34].

#### **9.4. ВТБ в условиях, удовлетворяющих требованиям реактора**

Для достижения необходимого термоядерного выхода при работе в стационарных разрядах со значительной долей неиндукционного тока токамак-реактор должен работать в условиях с  $T_e \sim T_i$ , низком внешнем моменте тороидального вращения и при плотности  $\bar{n}_e \approx 0.85n_{Gw}$ .

До настоящего времени таких данных довольно мало. Эксперименты проводились на токамаках ASDEX Upgrade, JET, JT-60U [65] при комбинации различных методов нагрева для достижения равных температур ионной и электронной компо-

нент плазмы и инъекции пеллет для достижения необходимой плотности плазмы.

Было показано, что в экспериментах с отрицательным магнитным широм на JT-60U не наблюдается никакого ухудшения удержания с мощностью при  $T_e \sim T_i$  (рис. 55).

С другой стороны, деградация ВТБ в профиле ионной температуры и тороидального вращения наблюдается в режимах с монотонным профилем тока в DIII-D и JT-60U, когда к инжекционному нагреву добавляется электронно-циклотронный нагрев. Этот эффект объясняется зависимостью порога дестабилизации ITG моды от отношения  $T_e/T_i$ .

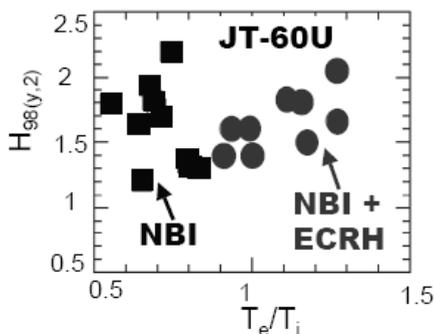


Рис.55. Зависимость фактора улучшения удержания в JT-60U от соотношения  $T_e/T_i$  в экспериментах с ВТБ при различных методах нагрева плазмы: NBI — нагрев с помощью инъекции пучков нейтральных атомов; NBI+ECRH — комбинация инжекционного и электронно-циклотронного нагрева [80]

Оценки, выполненные для ИТЭР показывают, что в будущем реакторе можно ожидать тороидальной скорости вращения плазмы  $V_\phi \sim 100\text{--}150$  км/с, что соответствует числу Маха  $M_\phi \sim 0.2$ . Это существенно ниже, чем значения, наблюдаемые на современных установках.

Однако упоминавшиеся выше результаты экспериментов на TFTR, эксперименты на JT-60U, DIII-D, JET и других установках (см. [65] и ссылки) показывают, что создание режима улучшенного удержания возможно при низких значениях скорости

тороидального вращения, но при благоприятной магнитной конфигурации (профиль тока с отрицательным широм).

Важный вопрос — создание режима с внутренним транспортным барьером, с заметным улучшением удержания по сравнению с базовым режимом (L- или H-мода) с близкими температурами ионов и электронов, но при плотности плазмы, близкой к плотности Гринвальда. Для современных установок сложность работы при высоких плотностях связана с трудностью в поддержании значительной доли неиндукционного тока, а, следовательно, и в создании и поддержании необходимой магнитной конфигурации. Кроме того, увеличение плотности может приводить к снижению скорости спонтанного вращения плазмы, которое оказывает стабилизирующий эффект на неустойчивости и облегчает создание ВТБ.

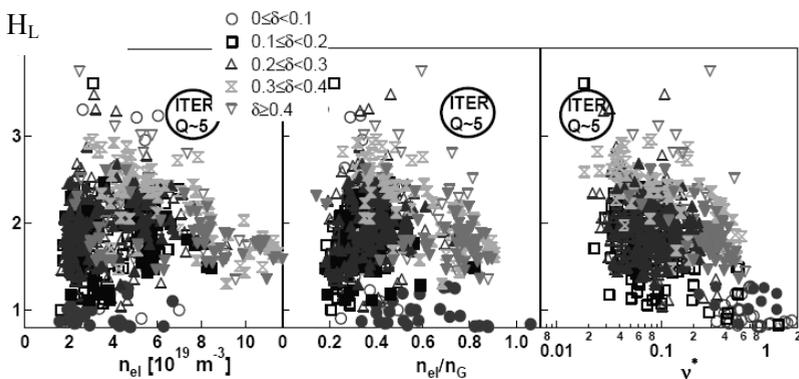


Рис.56. Зависимость фактора улучшения удержания по сравнению с L-модой от линейной средней плотности, доли плотности Гринвальда и эффективной столкновительности для результатов, помещенных в международную базу данных и полученных на различных установках. Для сравнения показано требование ИТЭР [81]

Для ИТЭР режим с плотностью, близкой к плотности Гринвальда — всё еще низкостолкновительный режим. Для современных установок невозможно одновременно выполнить требования ИТЭР по плотности и столкновительности (рис. 56).

Поэтому особенности режимов удержания при высокой плотности и при низкой столкновительности изучаются отдельно. Здесь будет рассмотрен вопрос, связанный с реализацией транспортного барьера при высоких плотностях, поскольку влияние столкновительности на перенос частиц уже обсуждалось подробно в разделе 5.3.

Внутренний транспортный барьер в режимах с высокой плотностью плазмы был сформирован на JET при помощи инъекции дейтериевых пеллет (макрочастиц). При многократной инъекции пеллет в течение одного импульса в режиме с отрицательным магнитным широм был создан режим с ВТБ при  $T_e \sim T_i$ ,  $\bar{n}_e = 0.85n_{Gw}$ . При этом инъекция пеллет не сопровождалась разрушением ВТБ, а только лишь его временным сужением. Аналогичные эксперименты были проведены на JT-60U, FTU. Удалось создать улучшенное удержание при высоких плотностях, однако проблема заключается в стационарном поддержании полученного режима.

## **9.5. Взаимодействие внешнего и внутреннего транспортного барьеров**

В ИТЭР основным рабочим режимом, как предполагается, будет H-мода с ELMs III типа. Однако получение ВТБ в этом режиме было бы желательным с точки зрения увеличения энергетического выхода и увеличения доли неиндукционного тока плазмы. Поскольку, как обсуждалось выше, широкий ВТБ предпочтителен, то возникает необходимость оптимизировать режим таким образом, чтобы возмущения от граничных локализованных мод не разрушали ВТБ.

Влияние ELMs может проявляться в снижении эффекта улучшения удержания из-за сужения ВТБ и его разрушения. На рис. 57 приведен пример разряда JET, в котором происходит разрушение ВТБ при переходе от ELMs I к ELMs III.

Для снижения влияния граничных неустойчивостей на характеристики ВТБ необходимо снизить глубину проникно-

вения ELMs. Это может быть реализовано в режимах спокойной H-моды (Quiescent H-mode), а также благодаря различным методам активного управления ELMs (см. § 7).

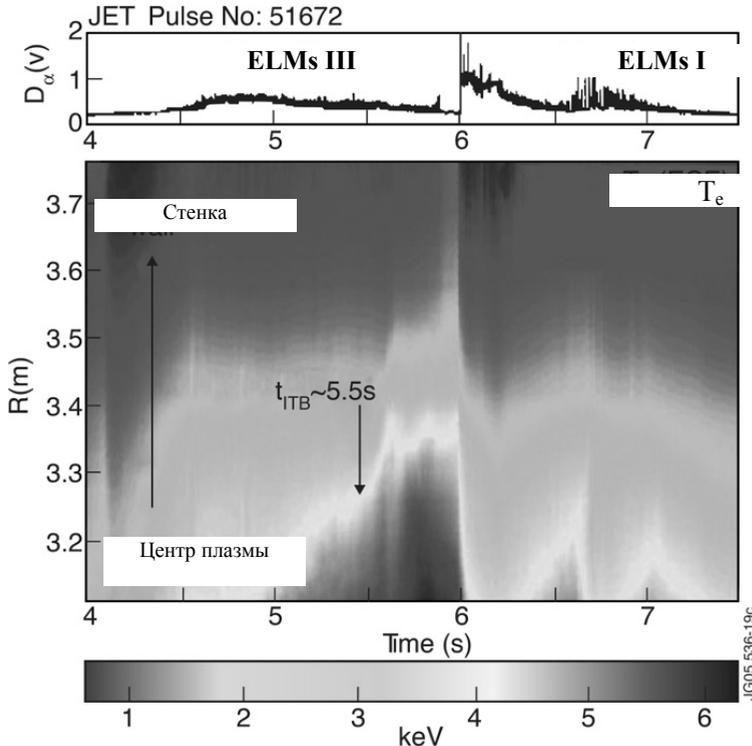


Рис. 57. Двумерное изображение (радиус — время) изменения температуры плазмы при ELMs. Данные установки JET, импульс 51672 [65]

## 9.6. Внутренние транспортные барьеры: нерешенные вопросы

Итак, исследования режимов с внутренними транспортными барьерами, проводимые уже более двадцати лет, позволили значительно продвинуться в понимании физических механизмов

формирования ВТБ, приступить к разработке алгоритмов активного управления такими режимами, оптимизировать режимы с ВТБ с точки зрения улучшения их устойчивости и увеличения времени удержания энергии и частиц. В то же время, некоторые задачи в этой области еще требуют решения:

— режимы с ВТБ и высокой долей бутстреп-тока — развитие алгоритмов контроля профиля давления и тока ;

— развитие алгоритмов контроля плотности плазмы с одновременной оптимизацией параметров удержания, профиля бутстреп-тока и взаимодействия плазма/стенка;

— оптимизация профиля тока для обеспечения МГД устойчивости;

— дальнейшее развитие теории турбулентного транспорта, анализ механизмов стабилизации турбулентности;

— развитие алгоритмов управления периферийной плазмой для создания стационарных и устойчивых режимов, с одновременным существованием внутреннего и внешнего транспортного барьеров;

— развитие теоретически обоснованных моделей для описания режимов с ВТБ, увеличение их предсказательной способности.

Последняя из перечисленных задач связана с тем, что до сих пор не существует единой транспортной модели, которая позволила бы описать режимы с формированием ВТБ, наблюдаемые на различных установках. Каждая из существующих моделей дает удовлетворительное согласие с экспериментом на одной из установок, но требует существенного изменения при попытке описания результатов другого токамака [82]. Это означает, что в настоящее время не существует надежной модели, позволяющей предсказать параметры режима с ВТБ, ожидаемого в реакторе.

## § 10. ГИБРИДНЫЕ РЕЖИМЫ

Как отмечается в [12], стандартный сценарий ИТЭР с внешним транспортным барьером и граничными локализованными модами третьего типа имеет монотонный профиль тока

с  $q(0) < 1$  и  $q_{95} \approx 3$ . Однако, как отмечается в [12], этот режим не дает ожидаемого термоядерного выхода ( $Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{heat}} = 10$  или 5) и не создает условий для полностью неиндукционного поддержания тока. Для выполнения условий, накладываемых на величину термоядерного выхода и величину неиндукционного тока необходимо создавать режимы с улучшенным удержанием по сравнению со стандартной H-модой. В современных экспериментах такие режимы получаются благодаря изменению профиля тока плазмы, поэтому принята классификация сценариев разряда с улучшенными параметрами (удержание, доля неиндукционного тока, устойчивость), основанная на особенностях профиля тока, который реализуется в этом режиме (рис. 58):

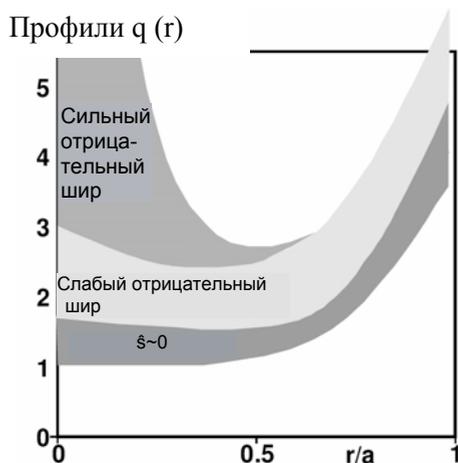


Рис.58. Классификация профилей  $q(r)$  в зависимости от величины магнитного шира [12]

1) профили тока со слабым отрицательным широм включают конфигурации с  $q(0)/q_{\text{min}} < 2$ , а также разряды с почти нулевым широм с  $1.5 < q_{\text{min}} < 2.5$ . Если в экспериментах реализуется такой профиль тока, то, как правило, формируется ВТБ. Предполагается, что такие разряды будут создаваться в ИТЭР для достижения стационарного режима с полностью неиндукционным поддержанием тока и долей бутстреп-тока  $\sim 50\%$  ;

2) режимы с сильным отрицательным магнитным широм с высокой долей бутстреп-тока;

3) гибридные режимы: режимы с  $q(0) \sim 1$  и с низким или нулевым магнитным широм. В этих режимах обычно не формируется ВТБ,  $q_{95} \sim 4$ . Эти режимы рассматриваются как кандидатные для получения длинного импульса в ИТЭР с высоким термоядерным выходом, с частично неиндукционным поддержанием тока. Особенность гибридного режима заключается в том, что профиль тока с  $q(0) \sim 1$  и широкой областью нулевого шира поддерживается за счет развития мод типа fishbone<sup>\*</sup>) (“рыбья кость”) или за счет НТМ 3/2.

Первые эксперименты, проведенные на ASDEX Upgrade, показали, что удержание в гибридном режиме выше, чем предсказывается скейлингом Н-моды, и  $\beta_N = 2-3$ .

Первоначально предполагалось, что улучшение удержания в гибридных режимах — следствие формирования ВТБ. Однако, последующий анализ показал, что профили температуры в этом режиме остаются «жесткими» без увеличения критического градиента, что было бы свойственно режиму с транспортным барьером.

Преимущество гибридных режимов заключается в возможности достичь наиболее высокого значения нормализованного давления плазмы, выше идеального предела,  $4I_i$ , и поддерживать его в квазистационарных условиях.

Профиль бутстреп-тока в гибридном режиме плоский. Это облегчает задачу управления профилем тока плазмы.

Несмотря на активное изучение экспериментальное и теоретическое исследование гибридного режима, физика улучшения характеристик в этих разрядах по сравнению с Н-модой пока до конца не выяснена.

---

<sup>\*</sup>) Fishbone неустойчивость – внутренняя винтовая мода, развитие которой вызвано наличием в плазме быстрых ионов. Осциллограмма колебаний магнитного поля по форме напоминает скелет рыбы, благодаря чему неустойчивость и получила свое название. Механизм возникновения этой неустойчивости рассмотрен в [8].

### ЗАДАНИЯ К РАЗДЕЛУ III

**Задача 3.1.** На плоскости  $(I_p, n_e)$  определите рабочую область токамаков T-10, T-15, JET, ITER в H-моду для водородной и дейтериевой плазмы.

**Задача 3.2.** Пользуясь скейлингами времени жизни плазмы для L-моды и H-моды (ITER98,y2), постройте зависимость  $\tau_E^H / \tau_E^L$  от аспектного отношения. В чем заключается курьезная особенность этой зависимости? Можно ли ее объяснить физически?

## РАЗДЕЛ IV. РАБОТА ВБЛИЗИ ПРЕДЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Для достижения максимального термоядерного выхода в условиях стационарной работы термоядерного реактора необходимо увеличивать плотность плазмы, давление плазмы, долю бутстреп-тока. Плотность плазмы ограничивается достижением предела по плотности. Максимально возможное давление плазмы ограничено развитием резистивных мод, вызванных близостью проводящей стенки (RWM), и развитием неоклассических тириг-мод.

### § 11. ПРЕДЕЛ ПО ПЛОТНОСТИ

В [7] на основании анализа баз данных различных установок был предложен эмпирический скейлинг для предельно достижимого значения плотности, который выражается приведенной выше формулой (2). Эта формула дает значение плотности, при попытке превышения которого должен наступать срыв разряда. В то же время, понятие предела несколько более широкое: при увеличении плотности могут наблюдаться другие эффекты, которые также интерпретируются как достижение предельной плотности. В табл. 3 перечислены такие физические явления, и указаны значения плотности (в долях плотности Гринвальда), характерные для появления эффекта.

Таблица 3. Проявления предела по плотности [85]

Явление	Диапазон $\bar{n}_e / n_{GW}$
Появление MARFE *)	0.4 — 1
Дивертор в режиме отрыва плазмы	0.3 — 1
Спад $\tau_E$ в H-моде	0.3 — 1
Изменение характера ELM	

Явление	Диапазон $\bar{n}_e / n_{Gw}$
H-I переход	0.8 — 1
Полоидальный отрыв	0.7 — 1 (для чистой плазмы)
Возникновение МГД мод и срыв	$\sim 1$

\*) MARFE — multifaceted asymmetric radiation from the edge — полоидально локализованное, тороидально симметричное сильно излучающее образование с высокой плотностью и низкой температурой.

### 11.1. Появление MARFE

MARFE — тороидально симметричное, полоидально локализованное сильно излучающее образование, имеющее высокую плотность и низкую температуру. Обычно MARFE наблюдается на внутреннем обводе токамака (рис. 59), но иногда и в области X-точки.

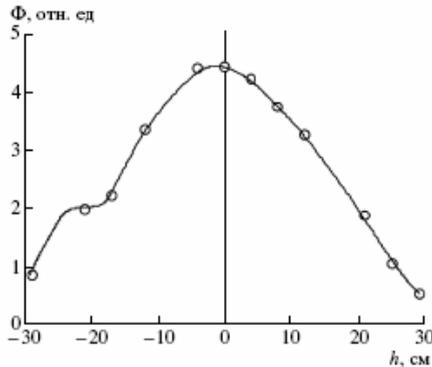


Рис. 59. Профиль набега фаз интерферометра перед срывом по предельной плотности в установке T-10 [86]

При увеличении плотности плазмы, плотность в периферийных областях увеличивается, температура плазмы

понижается. В некотором диапазоне температур излучение частично ионизированных примесей начинает преобладать над нагревом. Температура рассматриваемой области падает, в силу сохранения давления на магнитной поверхности, плотность растет. С ростом плотности MARFE распространяется в радиальном направлении внутрь к центру шнура. Также наблюдается полоидальное расплывание MARFE.

Асимметрия положения излучающего образования связана с влиянием тороидальности. За счет баллонного эффекта температурный профиль температуры на внутреннем обводе тора более пологий, охлаждение идет легче за счет полоидальной несимметрии теплового потока.

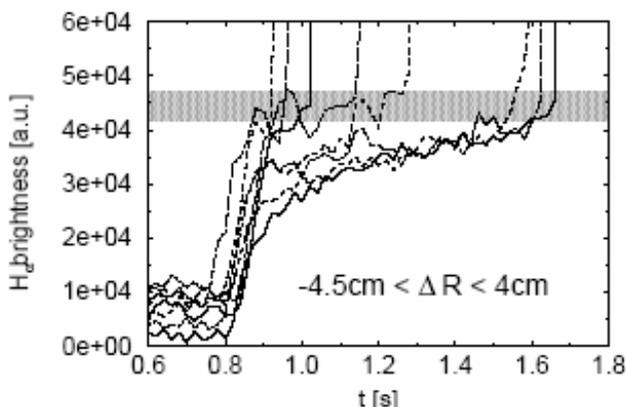


Рис. 60. Временная эволюция интенсивности излучения линии  $H_{\alpha}$ , отражающей поток водорода при различных горизонтальных положениях плазмы в токамаке TEXTOR [87]

На установке TEXTOR было показано [87], что формированием MARFE можно управлять, изменяя условия взаимодействия плазменного шнура с элементами камеры. При смещении плазменного шнура наружу вдоль большого радиуса момент появления излучающего образования сдвигался по времени (рис. 60). С помощью этой методики удалось увеличить предельную плотность на  $\sim 30\%$  (рис. 61).

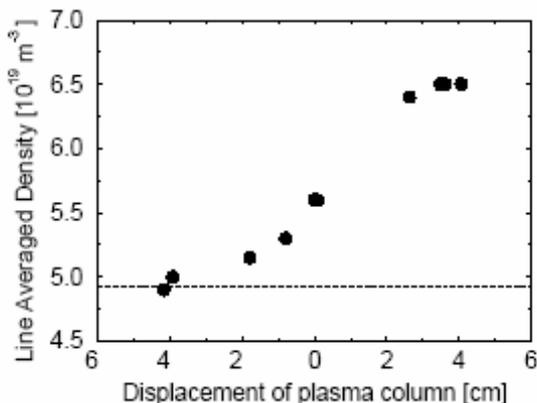


Рис. 61. Зависимость предела по плотности, приводящего к срыву от горизонтального положения плазмы. Предел Гринвальда показан пунктирной линией. По оси абсцисс – смещение плазменного шнура относительно центра разрядной камеры, по оси ординат – средняя линейная плотность. Результаты установки TEXTOR [87]

## 11.2. Отрыв дивертора

При высокой плотности условия с низкой температурой и высокой долей излучения формируются не только в периферийной плазме, но и в области дивертора. Особенности режима с отрывом дивертора подробно рассмотрены в разделе 18.2. Отметим, что для режима отрыва дивертора характерна такая же асимметрия: процесс начинается из области вблизи внутренней (на стороне сильного магнитного поля) пластины, затем распространяется к внешней пластине. Отрыв начинается вблизи сепаратрсы и по мере роста плотности распространяется в SOL. На начальной стадии процесса область повышенного излучения находится в области входа силовой линии в пластину дивертора (strike point), затем скачком перемещается в область X-точки (рис. 62).

Так же, как и в случае с MARFE, порог по плотности для перехода в режим отрыва различен на разных установках [85]. Например, в токамаках ASDEX и JET полный отрыв наблюдался

в непосредственной близости к предельной плотности, в токамаке DIII-D — при плотности  $\sim 0.6\text{--}0.7n_{Gw}$ .

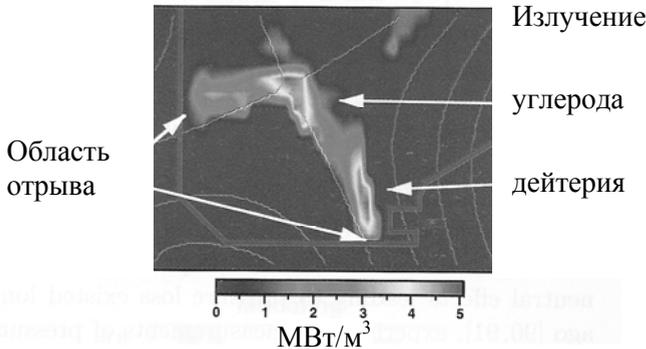


Рис. 62. Распределение излучения в режиме DIII-D с отрывом дивертора, полученном при напуске дейтерия [5]

### 11.3. H-L переход, изменение характеристик H-моды

Можно было бы предположить, что обратный переход в L-моду происходит, когда из-за роста плотности пороговая мощность L-H перехода становится равной вложенной мощности. Однако, как показано на рис. 63, экспериментально наблюдаемый переход в L-моду наблюдается при значительном превышении вложенной мощности или мощности, проходящей через сепаратрису,  $P_{sep}$ , над пороговым значением. Это объясняется тем, что существование H-моды связано с высокой температурой плазмы и ее градиентом на границе. При приближении к пределу по плотности наблюдается охлаждение периферии плазмы, что и ведет к обратному переходу раньше, чем будет достигнуто пороговое значение мощности перехода.

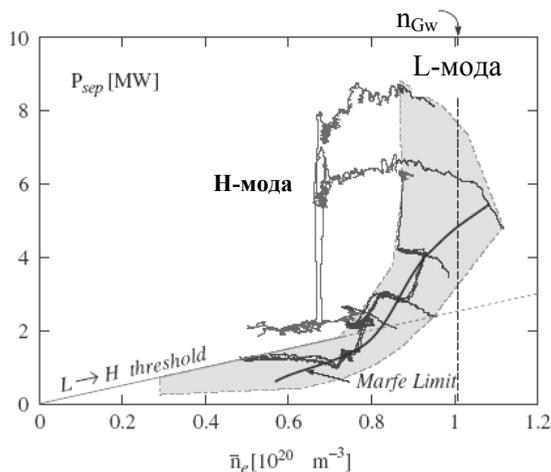


Рис. 63. Траектории типичных разрядов с высокой плотностью установки ASDEX Upgrade на плоскости «мощность, проходящая через сепаратрису — линейная средняя плотность». Показана мощность L-H перехода. Закрашенная область — L-мода. Показан предел формирования MARFE [85]

Ухудшение характеристик удержания при приближении к предельной плотности происходит в связи со следующей закономерностью. До плотности плазмы  $\bar{n}_e \cong 0.75n_{Gw}$  температура падает обратно пропорционально плотности. Это означает, что энергосодержание плазмы,  $W \sim \int nT dV$ , сохраняется. При плотности плазмы  $\bar{n}_e > 0.75n_{Gw}$ , спад температуры становится более сильным, чем  $1/n_e$  (рис. 64). Это приводит к снижению энергосодержания плазмы. Значение плотности, при котором начинается спад характеристик удержания, зависит от формы плазмы, в частности от треугольности [85]. Это объясняется зависимостью параметров пьедестала (устойчивости) от треугольности плазменного шнура. На установке JT-60U была получена зависимость фактора улучшения удержания от плотности плазмы для различных значений треугольности. Было показано, что при низкой треугольности деградация удержания

с плотностью начинается при  $\bar{n}_e/n_{Gw} \sim 0.2$ , при высокой треугольности на основании имеющихся данных можно говорить о тенденции к ухудшению удержания при плотностях, больших, чем  $\bar{n}_e/n_{Gw} \sim 0.5$ .

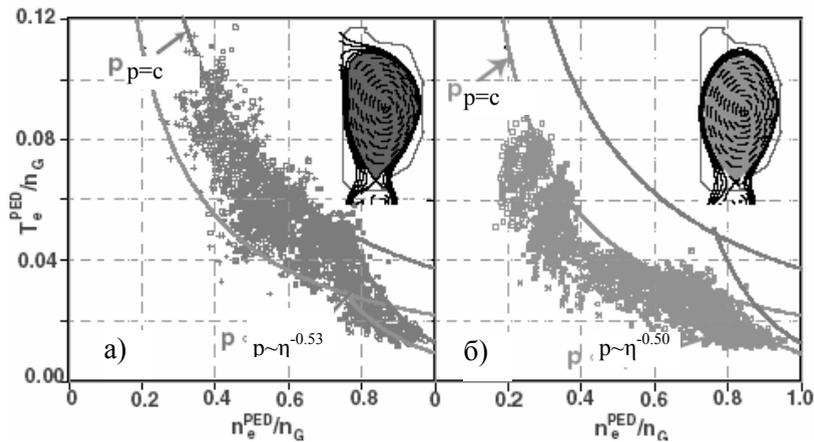


Рис.64. Нормализованная температура на вершине пьедестала в зависимости от плотности на вершине пьедестала, нормализованной на плотность Гринвальда в серии экспериментов в токамаке DIII-D. Сплошными линиями с маркировкой  $p=c$  показаны линии постоянного давления. Графики а) и б) соответствуют разрядам с разной формой плазменного шнура, которая показана в поле каждого графика [85]

Влияние формы плазмы на свойства Н-моды наблюдались и на токамаке JET [85]. Деградация удержания при  $\delta=0.14$  началась при  $\bar{n}_e/n_{Gw} \sim 0.5$ , а при  $\delta=0.38$  при плотности  $\bar{n}_e/n_{Gw} \sim 0.8$ . Не удалось объяснить уменьшение температуры, и как следствие, деградацию удержания, возникновением MARFE или переходом в режим отрыва дивертора. В то же время наблюдалась корреляция между спадом температуры и изменением характера ELMs. При увеличении плотности плазмы происходило изменение характера граничных локализованных мод. Их амплитуда падала, а частота росла. Этот эффект не зависел от изотопа водорода, вводимой мощности нагрева,

геометрии дивертора свойств системы откачки, но коррелировал со скоростью напуска газа и эффективностью напуска.

#### **11.4. Срыв разряда при достижении предельной плотности**

При увеличении плотности область, охлаждаемая за счет излучения, расширяется во внутреннюю область плазменного шнура и симметризуется. В некоторых случаях это может приводить к образованию полоидально оторванной плазмы, которая может существовать достаточно долго. Но обычно расширение излучающего слоя приводит через изменение распределения температуры к изменению профиля тока таким образом, что он становится неустойчивым по отношению к развитию МГД-мод. Нарастание МГД-неустойчивостей с неконтролируемым ростом островов приводит к разрушению магнитной структуры с разрывом магнитных поверхностей и выносом плазмы на стенку. Рентгеновская томография показывает, что перед срывом происходит прорыв холодного плазменного «пузыря» с периферии в центральную зону плазмы [5].

Срыв происходит в два этапа.

1. Тепловые потоки вдоль линий поля выходят на стенку камеры и быстро охлаждаются плазму. Это так называемое тепловое гашение («thermal quench»).

2. Ток начинает течь по вакуумной камере или переносится убегающими электронами. Это стадия токового гашения («current quench»).

Тепловые нагрузки и механические силы от наведенных токов ведут к реальной опасности разрушения установки, поэтому должны всегда учитываться при проектировании.

В то же время, в интересах увеличения термоядерного выхода попытаться пройти в область более высоких плотностей без срыва по предельной плотности.

Экспериментально рассматриваются разные способы предотвращения срыва по предельной плотности и продвижения в область более высоких плотностей. Они будут обсуждаться ни-

же. Однако стоит упомянуть о методе управления срывом, который при создании соответствующего алгоритма может быть использован для управления срывом в реальном времени. Речь идет о подогреве периферийной плазмы для предотвращения охлаждения и развития МГД-неустойчивости, сопровождающейся ростом острова.

#### *11.4.1. Зависимость предельной плотности от мощности нагрева и эффективного заряда плазмы*

На установке TEXTOR были проведены эксперименты, в которых исследовалась зависимость возникновения радиационного коллапса от вложенной в плазму мощности и концентрации примесей [87]. В статье [87] рассмотрены три разряда с мощностью нагрева 600, 900 и 1400 кВт. Режим с мощностью нагрева 600 кВт — омический режим. Во всех трех режимах одновременно с наращиванием плотности вплоть до срыва осуществлялся напуск примесей, затем полученная предельная плотность сравнивалась с теоретически предсказанным значением. Получено хорошее согласие между теорией и экспериментом. При высоких значениях  $z_{\text{eff}}$  предельная плотность оказывается значительно ниже предела Гринвальда. Экспериментально показано, что снижение  $z_{\text{eff}}$  приводит к увеличению предельной плотности при той же мощности нагрева вплоть до плотности Гринвальда (рис. 65).

В [87] показано, что предельная плотность зависит от мощности нагрева и эффективного заряда плазмы как

$$\bar{n}_e^{\text{lim}} \sim \sqrt{\frac{P_{\text{heat}}}{z_{\text{eff}} - 1}},$$

где  $P_{\text{heat}}$  — полная мощность нагрева. Аналогичная зависимость предельной плотности от мощности нагрева наблюдалась и на других установках [5]. Однако заметим, что в представленных на рис. 65 экспериментах предельная плотность остается не более, чем на 10% выше плотности Гринвальда.

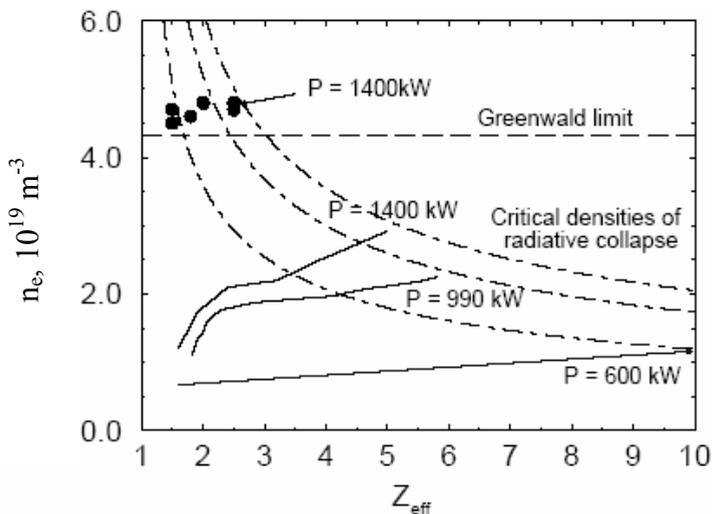


Рис.65. График зависимости предельной плотности от эффективного заряда плазмы. Три пунктирные кривые показывают расчетный предел по плотности в результате развития радиационного коллапса при разных мощностях нагрева. Сплошными линиями показаны три разряда, в которых в результате увеличения концентрации примесей и увеличения плотности был достигнут предел. Точками показаны разряды, в которых предельная плотность была близка к плотности Гринвальда [87]

#### 11.4.2. Зависимость предельной плотности от радиуса токового канала

На токамаке T-10 [88] при газонапуске и электронно-циклотронном нагреве были проведены эксперименты по изучению предела по плотности при трех значениях тока плазмы:

- а)  $I_p = 230$  кА,  $q_L = 3.2$ ,  $\bar{n}_{Gw} = 8.1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ;
- б)  $I_p = 150$  кА,  $q_L = 4.8$ ,  $\bar{n}_{Gw} = 5.3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ;
- в)  $I_p = 90$  кА,  $q_L = 8.2$ ,  $\bar{n}_{Gw} = 3.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

Во всех случаях вклад СВЧ-мощности осуществлялся вблизи центра плазменного шнура.

Была обнаружена зависимость фактора превышения предельной плотности  $\bar{n}_e^{-\text{lim}}$  над величиной, предсказываемой формулой Гринвальда,  $\bar{n}_e^{-\text{lim}}/\bar{n}_{\text{Gw}}$  от  $q_L$  (рис. 66).

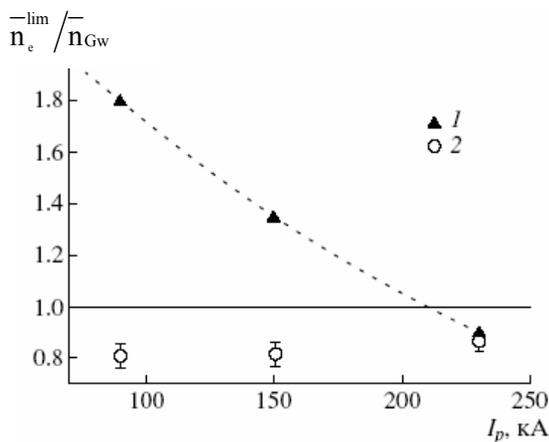


Рис.66. Зависимость фактора превышения предельной плотности над плотностью Гринвальда в разрядах T-10 с электронно-циклотронным нагревом от тока плазмы: 1 —  $\bar{n}_e^{-\text{lim}}/\bar{n}_{\text{Gw}}$ ; 2 —  $\bar{n}_e^{-\text{lim}}/\bar{n}_{\text{Gw}}^{\text{mod}}$  [88]

В то же время на T-10 профиль температуры  $T_e$ , а, следовательно, и плотность тока плазмы  $j$  пикируется при увеличении  $q_L$ . В экспериментах по исследованию предельной плотности на T-10 [86] было показано, что достижение предела по плотности связано с развитием МГД-активности с  $m=2$ ,  $n=1$  из-за преимущественного охлаждения периферии шнура, приводящего к сужению токового канала. При этом уменьшалась величина тока, текущего снаружи от магнитной поверхности  $q=2$ , что в конечном итоге и приводило к срыву. При таком механизме срыва радиус лимитера, входящий в формулу Гринвальда, не должен являться адекватным параметром, определяющим предельную плотность.

Результаты, приведенные в [88] (см. рис. 66) позволили высказать предположение, что адекватным параметром для определения предельной плотности является "токовый" радиус  $a_T$ , т.е. радиус магнитной поверхности, внутри которой протекает основная часть тока плазмы.

В этом случае предел Гринвальда может быть приведен к виду

$$\bar{n}_{Gw}^{-mod} = \frac{I_p}{\pi \cdot a_T^2}, \quad (12)$$

где  $a_T$  — токовый радиус.

В качестве токового радиуса был взят радиус магнитной поверхности, внутри которой сосредоточено 95% полного тока  $a_T = r(I = 0.95I_p)$ .

На рис. 66 приведена зависимость отношения предельной плотности к модифицированному в соответствии с (12) пределу Гринвальда от величины  $I_p$ .

Видно, что после преобразований отношение  $\bar{n}_e^{-lim} / \bar{n}_{Gw}$  остается постоянным во всем исследованном диапазоне токов плазмы и составляет  $\bar{n}_e^{-lim} / \bar{n}_{Gw} = 0.9$ .

### ***11.4.3. Зависимость предельной плотности от профиля плотности плазмы***

Эксперименты показывают, что при большей пикированности профиля плотности удается достичь более высоких значений предельной плотности [85]. Благоприятный профиль плотности удастся создать за счет многократной инжекции пеллет. На токамаке ASDEX Upgrade таким способом была достигнута плотность, в полтора раза превышающая плотность Гринвальда. На установке TFTR превышение над пределом Гринвальда составило  $\sim 100\%$ . На рис. 67 показаны осциллограммы параметров плазмы в экспериментах DIII-D по изучению предела по плотности. Для поддержания температуры на

границе плазмы, чтобы избежать формирования MARFE в X-точке, была использована криооткачка дивертора.

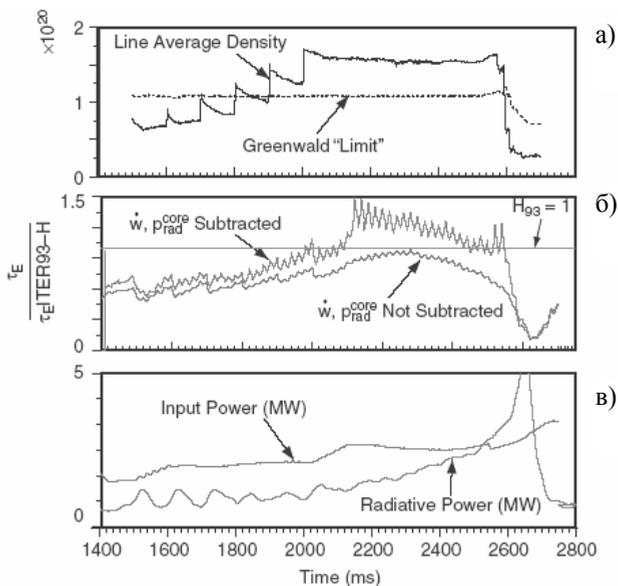


Рис. 67. Результаты токамака DIII-D [85]: а— осциллограмма средней плотности плазмы в сравнении с пределом Гринвальда; б— изменение фактора улучшения удержания по сравнению со скейлингом  $H$ -моды ITER93- $H$ ; в— сопоставление вложенной и излученной мощности. Используются два определения времени жизни — с учетом динамики энергосодержания плазмы и радиационных потерь ( $\dot{w}, p_{\text{rad}}^{\text{core}}$  Subtracted) и без учета ( $\dot{w}, p_{\text{rad}}^{\text{core}}$  Not Subtracted)

#### 11.4.4. Зависимость предельной плотности от положения плазменного шнура

Выше были рассмотрены эксперименты, проведенные на токамаке TEXTOR, в которых при смещении шнура наружу удавалось отсрочить появление MARFE при высокой плотности.

Эти же эксперименты показали, что смещение шнура, благодаря более позднему появлению MARFE позволяет

получить более высокие предельные значения плотности. Фактор превышения над плотностью Гринвальда составлял  $\sim 1.5$  (см. рис. 61).

### 11.5. Удержание плазмы при плотности, близкой к предельной

Так как для ИТЭР рабочая точка по плотности плазмы соответствует  $\bar{n}_e/n_{GW} = 0.85$ , то важно было бы определить закономерности изменения удержания плазмы при приближении к предельной плотности и, в частности, к плотности Гринвальда.

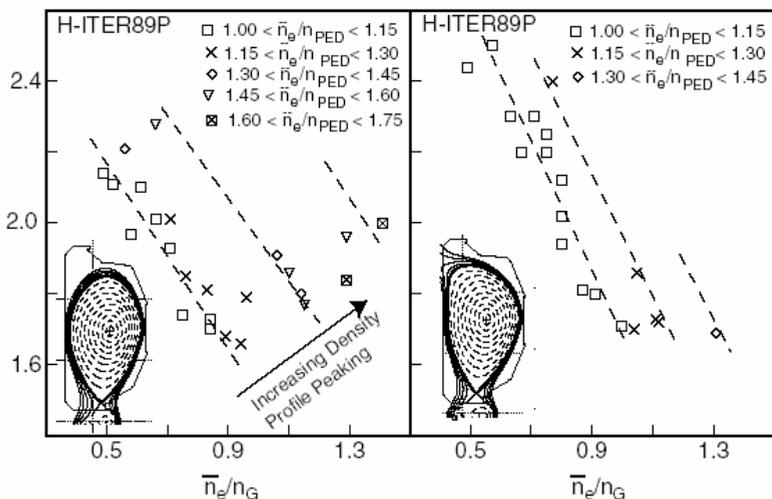


Рис. 68. Фактор улучшения удержания по сравнению с L-модой в зависимости от фактора превышения над плотностью Гринвальда в разрядах DIII-D. Рассматривались режимы с различной пикованностью профиля плотности и разной формой плазменного шнура [85]

На рис. 68 показана зависимость фактора улучшения удержания по сравнению с L-модой в зависимости от фактора превышения над плотностью Гринвальда в разрядах DIII-D [85]. Рассматривались режимы с различной пикированностью профиля плотности и разной формой плазменного шнура. Показано, что при увеличении плотности плазмы наблюдается заметное ухудшение удержания. Однако эффект может быть ослаблен при увеличении треугольности плазмы и пикированности профиля плотности.

Этот результат согласуется с данными, полученными в разрядах на JET и ASDEX Upgrade [85].

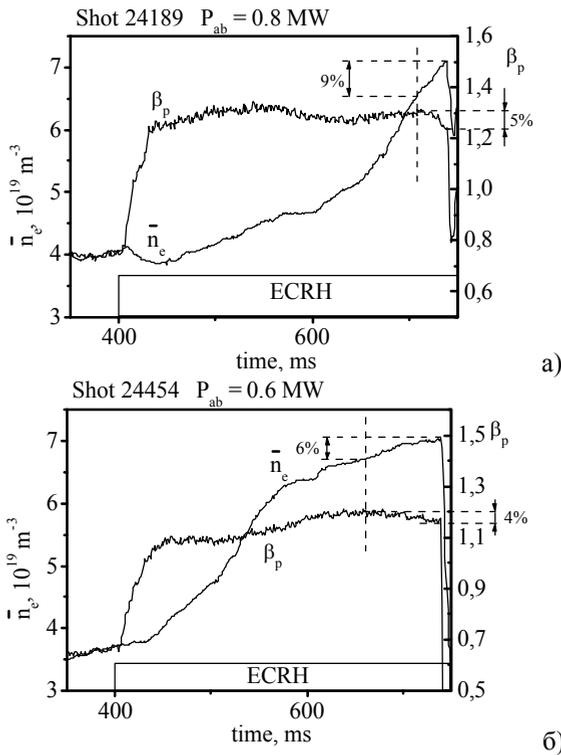


Рис. 69. Изменение  $\beta_p$  вблизи предельной плотности  $\bar{n}_e^{-lim}$  в T-10 в режиме с  $I_p = 150$  кА. Данные приведены для двух различных сценариев роста плотности [86]

В то же время в уже упоминавшихся экспериментах на установке T-10 [86] было показано, что вне зависимости от характера роста плотности не наблюдается спада  $\beta_p$ , т.е. ухудшения удержания вплоть до  $\bar{n}_e \approx 0.9 \bar{n}_e^{\text{lim}}$ . И только в непосредственной близости к предельной плотности отмечается небольшая деградация удержания, выражающаяся в небольшом спаде  $\beta_p$ , не превышающем 5%, что соответствует уменьшению времени удержания не более чем на 10 %. Эти результаты получены для двух различных сценариев плотности — с быстрым ростом  $\bar{n}_e$  (рис. 69,а) и со слабо изменяющейся плотностью (рис. 69,б).

Отличие результата T-10 от данных, полученных в JET, Asdex Upgrade, DIII-D может быть связано с тем, что эксперименты на T-10 были проведены в L-моду. В то время как на результаты других установок может оказывать влияние изменение устойчивости пьедестала с ростом плотности.

## § 12. ПРЕДЕЛ ПО ДАВЛЕНИЮ ПЛАЗМЫ. РЕЗИСТИВНАЯ МОДА, СТАБИЛИЗИРУЕМАЯ СТЕНКОЙ (RWM)

Для достижения высокой доли бутстреп-тока необходимо увеличивать давление плазмы. В то же время, максимально допустимое давление ограничено пределом Тройона.

Одна из основных неустойчивостей, ограничивающих работу токамака в режиме с немонотонным профилем тока и высоким давлением плазмы, близким к тройоновскому пределу — так называемая резистивная стеночная мода (resistive wall mode, RWM). Эта мода зарождается как идеальная внешняя кинк-мода с  $n=1$ , которая в присутствии проводящей стенки превращается в медленно растущую неустойчивость.

Предел Тройона предполагает граничное условие – наличие проводящей стенки на бесконечности. Однако численный анализ МГД-устойчивости показывает [5], что стабилизация стенкой необходима для достижения стационарных условий работы и необходимого энергетического выхода токамака-реактора.

Однако как показывает теоретический анализ, стенка способна лишь замедлить развитие неустойчивости, увеличив характерное время нарастания моды до резистивного времени стенки,  $\tau_{\text{wall}}=L/R$  ( $L$  – индуктивность стенки,  $R$  – сопротивление). Резистивная мода, которая медленно проникает в стенку, называется резистивной стеночной модой (RWM). Проводящая стенка – необходимое, но не достаточное условие стабилизации неустойчивостей. Для стабилизации неустойчивости необходимо вращение плазмы.

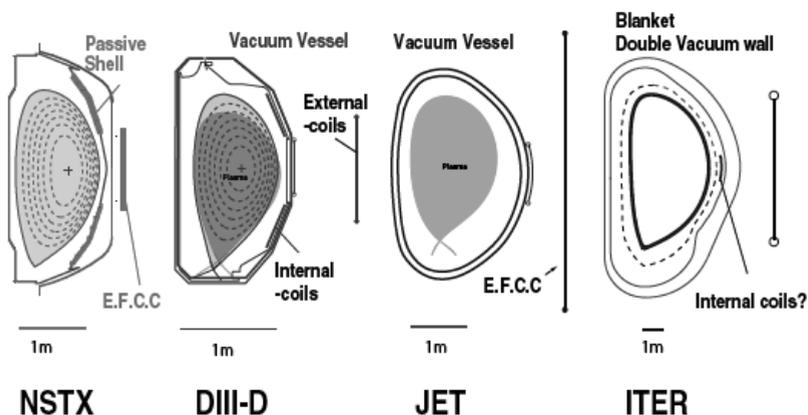


Рис. 70. Расположения измерительных, управляющих и корректирующих обмоток для контроля RWM на различных установках [89]. Для определения масштаба указан размер 1м. Обозначения: Passive shell – пассивный кожух; EFCC – катушки коррекции рассеянных полей, Vacuum Vessel – вакуумная камера, External coils – внешние катушки; Internal Coils – внутренние катушки; Blanket – blanket; Double Vacuum wall – двойная вакуумная стенка

По скорости вращения RWM делятся на два типа – быстрые и медленные по сравнению с характерным временем стенки. Быстрая мода вращается с частотой такой, что  $\omega_{\text{rot}}\tau_{\text{wall}} \gg 1$ . В этом случае магнитное возмущение не проникает в стенку. Стенка воспринимается как идеальный проводник, который является стабилизирующим для моды. Медленная мода ( $\omega_{\text{rot}}\tau_{\text{wall}} \sim 1$ )

частично проникает в стенку, поэтому для расчета устойчивости моды необходимо учесть ее динамику в плазме и на стенке.

Эксперименты, проведенные на DIII-D [5], показали, что плазма может оставаться устойчивой в течение  $\sim 100$  мс ( $\sim 20$  характерных времен стенки) при давлении, на 30-50% превышающем предел Тройона. Для объяснения этого эффекта необходимо было учесть вращение плазмы и влияние стенки. Дестабилизация моды  $m/n=3/1$  наступила, когда частота вращения поверхности с  $q=3$  упала ниже инкремента нарастания RWM. Дестабилизация RWM привела к спаду  $\beta$  почти в 3 раза.

Расчеты показывают, что для эффективной стабилизации моды скорость вращения должна составлять  $\sim 20\%$  скорости звука,  $c_s = \sqrt{T_e / m_i}$  (или несколько процентов от альфвеновской скорости,  $V_A = B / (\mu_0 n_i m_i)^{1/2}$ ). Экспериментальные значения ниже и составляют примерно 1% от альфвеновской скорости.

Скорость вращения, необходимая для стабилизации RWM может изменяться через изменение амплитуды гармоники рассеянного поля с  $n=1$ . Для этого используются витки с током, проложенные внутри и/или вне вакуумной камеры (рис. 70). Система управления использует данные магнитных зондов, которые дают информацию об амплитуде и фазе возмущения. Система контроля создает асимметричные токи в управляющих витках, приводящие к стабилизации RWM.

Эксперименты, проведенные на JET и DIII-D, показали, что критическая скорость вращения, необходимая для стабилизации RWM, зависит от профиля  $q$ . Увеличение  $q_{95}$  ведет к снижению критической скорости вращения плазмы, необходимой для стабилизации RWM (рис. 71). Увеличение  $q_{\min}$  выше  $q_{\min}=2$  приводит к усилению необходимого для стабилизации RWM вращения плазмы.

Было показано, что рассеянные поля могут замедлять вращение плазмы, а благодаря коррекции рассеянных полей удается поддерживать необходимую для стабилизации скорость вращения плазмы и поддерживать давление плазмы на уровне, превышающем идеальный предел [12].

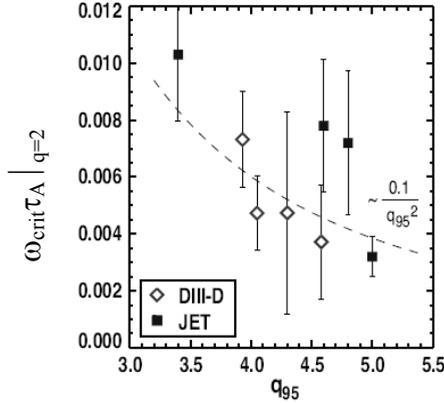


Рис.71. Зависимость нормализованной критической частоты вращения плазмы на поверхности  $q=2$  в DIII-D и JET [90]

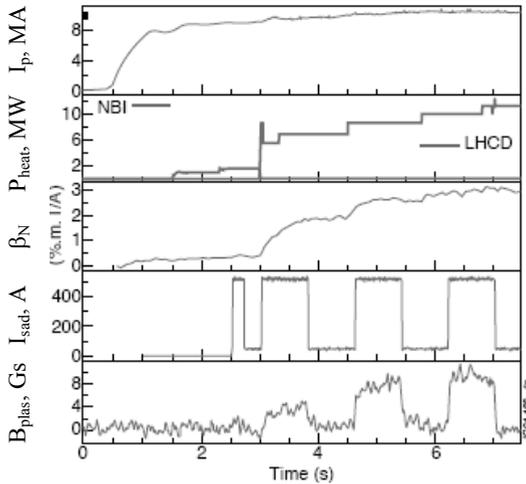


Рис.72. Результаты JET. Эффект резонансного усиления магнитного поля, созданного внешними катушками[89]. Сверху вниз: ток плазмы, мощность дополнительного нагрева, нормализованное давление плазмы, ток в седловых обмотках, отклик плазмы

Важный эффект, связанный с возможностью управления RWM — усиление RWM (RFA — resonant field amplification)

приложенным извне резонансным полем в случае, когда  $\beta$  близко или выше предела Тройона. Как показано в [12], в стационарных условиях RWM, инкремент которой слабо отрицателен, имеет отклик конечной амплитуды на внешнее магнитное возмущение. Этот отклик пропорционален величине возмущения и обратно пропорционален инкременту моды и резистивному времени стенки  $\tau_{\text{wall}}$ . RFA определяется как отношение отклика плазмы,  $B^{\text{plas}}$ , к величине поля, приложенного извне,  $B^{\text{ext}}$ :  $\text{RFA} = B^{\text{plas}} / B^{\text{ext}}$ .

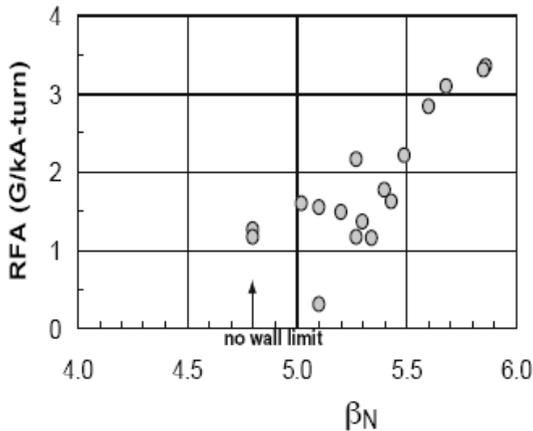


Рис. 73. Усиление внешнего воздействия при приближении к пределу Тройона в токамаке NSTX [89]

На рис. 72 продемонстрирован эффект резонансного усиления внешнего воздействия на токамаке JET. С помощью седловидных обмоток создавалась серия импульсов возмущения рассеянных полей. При этом вследствие ступенчатого увеличения мощности нагрева увеличивалось нормализованное давление плазмы. Показано, что при увеличении  $\beta_N$  возмущение магнитного поля плазмы возрастает (рис. 72, 73).

Эффект резонансного усиления может быть использован для управления устойчивостью RWM: резонансный отклик плазмы позволяет усиливать регистрируемый сигнал рассеянного поля.

Далее система обратных связей подбирает ток в корректирующих обмотках таким образом, чтобы минимизировать этот сигнал. Поскольку возмущение магнитного поля плазмы из-за рассеянных полей приводит к замедлению вращения плазмы, что в свою очередь ведет к потере устойчивости плазмы, то коррекция рассеянных полей восстанавливает вращение и тем самым приводит к стабилизации RWM.

### § 13. ПРЕДЕЛ ПО ДАВЛЕНИЮ ПЛАЗМЫ. НЕОКЛАССИЧЕСКИЕ ТИРИНГ МОДЫ

Существование магнитного острова в плазме может привести к развитию неустойчивости и, как следствие, потере значительной доли энергосодержания плазмы (до ~50%) при увеличении давления плазмы (рис. 74). Развитие тиринг-неустойчивости может наблюдаться даже при отрицательном значении стандартного тиринг-параметра:  $\Delta' < 0$ . Так называемые неоклассические тиринг-моды (НТМ) развиваются вследствие уменьшения бутстреп-тока внутри магнитного острова. НТМ  $m/n=3/2$  обычно приводит к снижению энергосодержания на 10—25%, мода с  $m/n=2/1$  ведет к потере 50% запасенной энергии и может приводить к срыву [91].

Эволюция НТМ описывается модифицированным уравнением Резерфорда:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\rho_s}{\tau_R} \left[ \rho_s \Delta'(w) + \rho_s \beta_p (F_{bs} - F_{GGJ} - F_{pol}) + a_{CD} f(d/w) \frac{I_{ECCD}}{w^2} \right], \quad (13)$$

где  $w$ —ширина магнитного острова,  $\rho_s$  — безразмерный радиус магнитной поверхности,  $\tau_R$  — локальное резистивное время.

Первое слагаемое в правой части — классический параметр дестабилизации тиринг-моды. Классическая тиринг-мода может создавать зародышевый остров для НТМ. Отметим, что зародышевый остров может создаваться в результате пилообразных колебаний, ELMs, фишбон неустойчивостей, в результате влияния рассеянных полей;

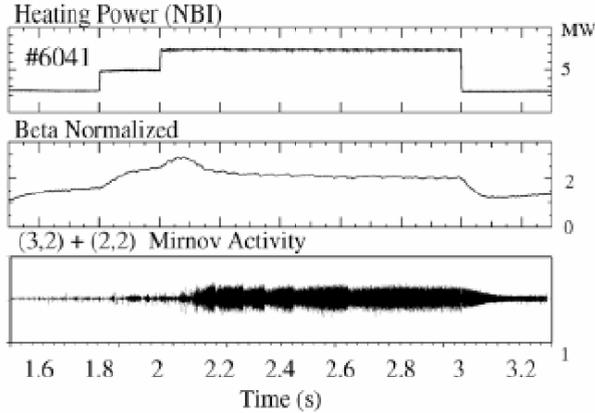


Рис.74. Эволюция параметров плазменного разряда в токамаке ASDEX Upgrade с развитием неоклассической тиринг-моды  $m/n=3/2$ . Сверху вниз: мощность нагрева (инжекция пучков нейтральных атомов), нормализованное давление плазмы, сигнал магнитных зондов [91]

$$F_{bs} = \sum_{A=ne,Te,Ti} a_{bs,A} \frac{w}{w^2 + w_{d,A}^2} \quad \text{— слагаемое, учитывающее де-}$$

стабилизирующее влияние бутстреп-тока,  $a_{bs,A}$  — численные коэффициенты,  $w_{d,A}$  — стабилизирующее влияние при малой ширине острова;

$$F_{GGJ} = \frac{a_{GGJ}}{\sqrt{w^2 + 0.2w_{d,Te}^2}} \quad \text{— слагаемое, отражающее стабили-}$$

зирующий эффект кривизны,  $a_{GGJ}$  — коэффициент, зависящий от градиентов тока и давления, магнитного шира, аспектного отношения. В экспериментах на современных токамаках влияние этого слагаемого обычно меньше, чем влияние бутстреп-тока;

$$F_{pol} = \frac{a_{pol} \cdot w}{w^4 + w_{d,pol}^4} \quad \text{— поляризационный эффект, связанный с}$$

появлением флуктуирующего электрического поля, возникающего из-за неодинакового отклика электронов и ионов на вращение острова,  $a_{pol}$ ,  $w_{d,pol}$  — константы.

Стабилизация неклассической тинг-моды заключается в восполнении недостатка бутстреп-тока в острове с помощью локальной генерации тока. Наиболее эффективно для этой цели используется генерация электронно-циклотронного тока (рис. 75).

На различных установках уже проведены эксперименты по стабилизации НТМ 3/2 и 2/1. Показано, что СВЧ-мощность, необходимая для полной стабилизации НТМ, должна составлять 10-20% от полной мощности нагрева, а пиковое значение плотности генерируемого тока должно превосходить значение плотности бутстреп-тока в острове в 1.5-2.5 раза.

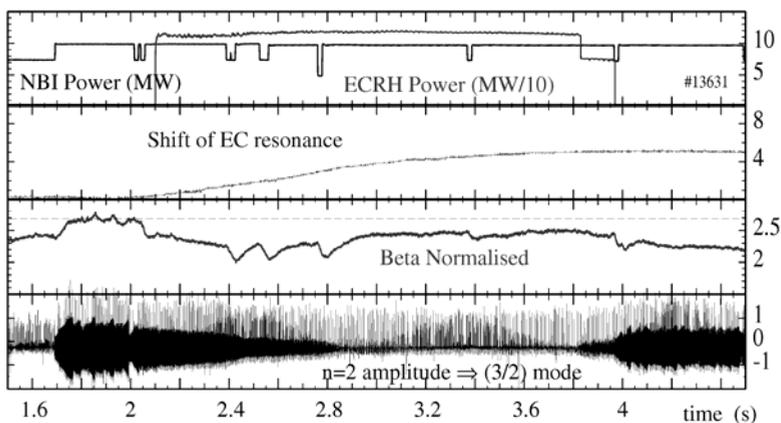


Рис. 75. Стабилизация НТМ  $m/n=3/2$  в токамаке ASDEX Upgrade при помощи электронно-циклотронной генерации тока [92]

Эксперименты по стабилизации НТМ оказываются непростыми, поскольку необходимо обеспечить очень точную локализацию генерируемого тока так, чтобы профиль генерируемого тока был существенно уже, чем ширина магнитного острова. Поскольку в процессе подавления моды ширина острова уменьшается, а также может меняться положение резонансной поверхности, то для обеспечения стабилизации в реальном времени необходима подстройка области вклада СВЧ-мощности.

ти. Для этого используются разные технические возможности. Например, в токамаке DIII-D используется алгоритм «поиска и подавления» [76]. Подстройка положения вклада мощности осуществляется за счет изменения тороидального магнитного поля, исследуется отклик моды, затем, если необходимо, производится дополнительное изменение поля. На токамаке JT-60U [93] изменение локализации вклада мощности в реальном времени производится при изменении угла ввода СВЧ-мощности, то есть изменении положения поворотного зеркала.

Наряду с алгоритмами стабилизации НТМ в современных экспериментах применяются сценарии, позволяющие избежать развития НТМ [12]:

- 1) увеличение пикированности профиля давления;
- 2) изменение профиля тока таким образом, чтобы резонансная поверхность была сдвинута в область меньших градиентов тока и давления;
- 3) увеличение треугольности плазмы для увеличения градиентов параметров плазмы в области пьедестала и, как следствие, снижения градиента давления на рациональной поверхности;
- 4) снижение градиента плотности, и таким образом, снижение бутстреп-тока.

#### ЗАДАНИЯ К РАЗДЕЛУ IV

*Задача 4.1.* Для установки токамак T-15 рассчитайте значения предельной плотности Гринвальда для режимов с  $q_L=3.5$  и  $5.0$  при значениях магнитного поля  $2.5$  Т и  $3$  Т. Сравните с плотностью Гринвальда в T-10 для режимов с теми же значениями  $q_L$  при  $B_T=2.5$  Т.

*Задача 4.2.* Определите величину предела Тройона для установок T-10 и T-15 для условий, приведенных в задании 4.1.

*Задача 4.3.* Определите альфвеновскую скорость и скорость звука для токамака ИТЭР в области  $r=0.5a$  для профилей температуры и плотности плазмы, приведенных на рис. 2 в [5].

## РАЗДЕЛ V. МЕТОДЫ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

### § 14. НАГРЕВ И ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН

#### 14.1. Основные закономерности и особенности использования электронно-циклотронных волн

В общем случае условие резонансного взаимодействия электронно-циклотронной волны с электроном плазмы имеет вид

$$\omega - \frac{s\omega_{ce}}{\gamma} = k_{\parallel} v_{\parallel} , \quad (14)$$

где  $\omega$  — частота волны,  $s$  — номер гармоники,  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$  — релятивистский форм-фактор,  $v$  и  $v_{\parallel}$  — скорость электронов, на которых происходит поглощение волны (резонансные электроны), и ее компонента, параллельная тороидальному магнитному полю,  $c$  — скорость света,  $\omega_{ce}$  — электронная циклотронная частота,  $k_{\parallel}$  — параллельная направлению  $V_T$  компонента волнового вектора  $\vec{k}$  СВЧ-волны.

В случае, когда показатель преломления волны,  $N_{\parallel} = \frac{k_{\parallel}c}{\omega}$ , удовлетворяет условию  $|N_{\parallel}| < 1$ , уравнение (14) представляет собой уравнение полуэллипса в пространстве скоростей  $u = \gamma v/c$  [93] (рис. 76, а):

$$\frac{(u_{\parallel} - u_{\parallel 0})^2}{a^2} + \frac{u_{\perp}^2}{b^2} = 1 ,$$

где

$$u_{\parallel 0} = \frac{N_{\parallel} \left( \frac{s\omega_{ce}}{\omega} \right)}{1 - N_{\parallel}^2},$$

$$a = \frac{\sqrt{N_{\parallel}^2 + \left( \frac{s\omega_{ce}}{\omega} \right)^2} - 1}{1 - N_{\parallel}^2},$$

$$b = \frac{\sqrt{N_{\parallel}^2 + \left( \frac{s\omega_{ce}}{\omega} \right)^2} - 1}{\sqrt{1 - N_{\parallel}^2}}.$$

В частном случае, если  $N_{\parallel}=0$ , уравнение (14) модифицируется к виду:

$$\omega - s\omega_{ce}/\gamma = 0.$$

Резонансные эллипсы в этом случае превращаются в окружности. Этот случай соответствует электронно-циклотронному нагреву, тогда как уравнение (14) описывает электронно-циклотронный нагрев и генерацию неиндукционного электронно-циклотронного тока.

Электронно-циклотронная волна взаимодействует с теми электронами плазмы, скорость которых удовлетворяет условию (14), увеличивая поперечную энергию частиц. Функция распределения  $f_e$  электронов плазмы искажается: появляется группа быстрых (надтепловых) электронов (рис. 76,б). Частота кулоновских столкновений этой группы частиц уменьшается. Таким образом, электроны в среднем приобретают импульс в направлении распространения волны, сбалансированный равным по величине, но противоположным по направлению импульсом ионов (механизм Фиша—Бузера [95]). Результат этого процесса – создание тороидального тока плазмы.

Взаимодействие волны с плазмой описывается уравнением Фоккера-Планка для функции распределения электронов  $f_e$  [96]:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = C(f_e, f_e) + C(f_e, f_i) - \frac{\partial}{\partial v} \bar{S}_w, \quad (15)$$

где  $t$  – время,  $C(f_e, f_e)$  — изменение функции распределения электронов за счет электрон-электронных столкновений,  $C(f_e, f_i)$

– вклад ион-электронных столкновений,  $\bar{S}_W$  – индуцированный волной поток в фазовом пространстве (величина  $S_W$  отражает величину поглощенной мощности).

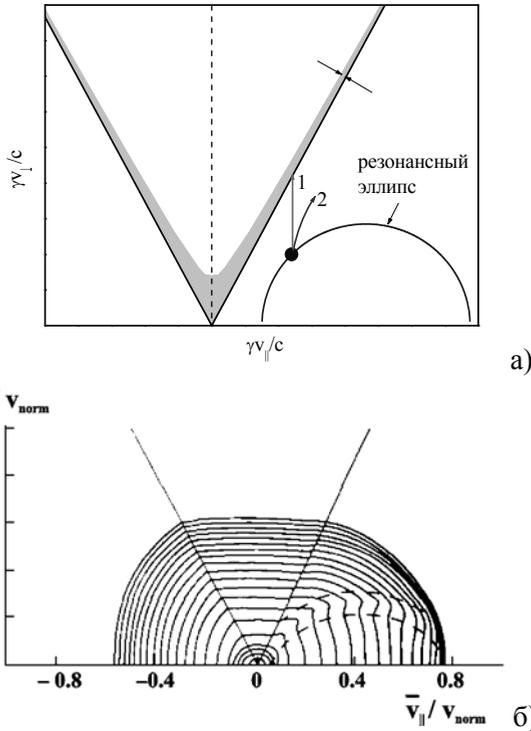


Рис. 76. Механизм взаимодействия электронно-циклотронной волны с плазмой: а — заштрихованная область — граница, разделяющая области пролетных и запертых частиц в фазовом пространстве, 1 — траектория движения электрона в фазовом пространстве, в пренебрежении релятивистским эффектом, 2 — то же, но с учетом доли энергии, передающей в продольную компоненту в результате взаимодействия волна-частица; б — функция распределения электронов в фазовом пространстве:  $\bar{v} = p/m_e$ , где  $p$  — импульс;  $v_{\text{norm}}=2.6c$ . Пунктиром обозначена область искажений функции распределения

Это уравнение учитывает вклад двух конкурирующих процессов в изменение функции распределения электронов плазмы:

- 1) максвеллизации за счет столкновений между частицами;
- 2) эффектов, вызванных инжекцией волны и приводящих к асимметрии функции распределения.

Другие процессы, вносящие искажения в функцию распределения электронов (например, остаточное электрическое поле [97], другие методы нагрева плазмы, радиальные потери над-тепловых электронов), также могут быть включены в уравнение (15).

В общем случае уравнение (15) нелинейное. Однако если плотность поглощенной СВЧ-мощности невелика [98]

$$\frac{dP_{ab}}{dV} < 0.5n_{e,19}^2 \text{ [МВт/м}^3\text{]} \quad (16)$$

( $n_{e,19}^2$  — плотность плазмы в  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ ), то искажения функции распределения электронов незначительны, и уравнение (15) может быть решено в линейном приближении. В этом случае функция распределения электронов  $f_e$  может быть представлена в виде  $f_e = f_{e0} + \tilde{f}_e$ , где  $f_{e0}$  — максвелловская функция распределения и  $\tilde{f}_e \ll f_{e0}$ . Таким образом, уравнение (15) может быть линеаризовано и сведено к уравнению для  $f_{e0}$ .

В линейном приближении доля поглощенной мощности определяется из соотношения

$$P_{ab}/P_{inj} = 1 - e^{-\tau},$$

где  $P_{ab}$  — поглощенная мощность,  $P_{inj}$  — введенная СВЧ-мощность,  $\tau$  - оптическая толщина слоя поглощения, зависящая от температуры и плотности плазмы.

Отношение величины генерируемого тока к поглощенной мощности задается соотношением

$$\frac{I_{CD}}{P_{ab}} = F \left( \frac{1 - \frac{\omega_{ce}}{\omega}}{N_{\parallel}} \right),$$

где  $F$  означает функциональную зависимость.

Однако если плотность поглощенной СВЧ-мощности велика (превышает значение, заданное критерием (16)), то искажения функции распределения становятся существенными, что должно учитываться при решении уравнения (15).

В этом случае уравнение Фоккера—Планка решается с помощью нелинейных кодов. Взаимодействие волна-частица рассматривается как диффузия вдоль линии  $v_{\parallel} = \text{const}$ . Источник  $\bar{S}_w$  в уравнении (15) записывается как

$$\bar{S}_w = -D_{QL} \frac{\partial f}{\partial v},$$

где  $D_{QL}$  – коэффициент квазилинейной диффузии. Вычисление коэффициента квазилинейной диффузии осуществляется с помощью численных кодов.

## 14.2. Эффективность генерации ЭЦ-тока

Величина эффективности создания неиндукционного тока и ее зависимость от различных факторов (параметров плазмы, геометрии ввода мощности) – основной вопрос, ответ на который определяет ограничения и возможность применения того или иного метода в различных физических задачах. Экспериментально определяемую величину эффективности генерации электронно-циклотронного тока принято представлять в виде

$$\eta_{CD} = \frac{j_{CD}}{dP_{ab}/dV} = \zeta \times \frac{T_e}{n_e R(z_{eff} + C)}, \quad (17)$$

где  $j_{CD}$  – плотность генерируемого тока,  $T_e$ ,  $n_e$  — температура и плотность плазмы,  $z_{eff}$  – эффективный заряд плазмы, значение константы  $C$  находится в диапазоне от 3 до 5 в зависимости от используемых теоретических представлений,  $\zeta$  — нормализованная эффективность генерации тока. Величина  $\zeta$  определяется геометрией ввода и параметрами СВЧ-волны, слабо зависит от параметров плазмы и параметров установки. Следует отметить, что подобная температурная зависимость справедлива

до  $T_e \cong 20$  кэВ. При более высоких температурах плазмы происходит насыщение зависимости (17) [5]. Для сравнения величин эффективности генерации тока, достигнутых на различных установках при помощи различных методов генерации тока, также используется величина приведенной эффективности  $\hat{\eta}_{CD}$ , определяемая как

$$\hat{\eta}_{CD} = \frac{I_{CD}}{P_{ab}} \bar{n}_e R. \quad (18)$$

Здесь  $I_{CD}$  – полный генерируемый ток,  $\bar{n}_e$  — средняя плотность плазмы.

### 14.3. Методы определения величины генерируемого тока

1. Вплоть до недавнего времени для определения величины эффективности генерации ЭЦ-тока на различных установках использовался так называемый Co/Counter метод [99], согласно которому генерируемый ток выражается как

$$I_{CD} = I_p \frac{U_L^{Counter} - U_L^{Co}}{U_L^{Counter} + U_L^{Co}},$$

где  $U_L^{Co}$ ,  $U_L^{Counter}$  – напряжения обхода в режимах с одинаковыми параметрами плазмы, различающихся направлением генерируемого тока.  $U_L^{Co}$  — напряжение обхода в режиме с генерацией ЭЦ-тока в направлении омического тока плазмы (ко-генерация тока),  $U_L^{Counter}$  — при генерации ЭЦ-тока в направлении, обратном направлению омического тока плазмы (контр-генерация тока). Этот метод имеет несколько недостатков:

а) сопоставляемые разряды должны быть с хорошей точностью одинаковыми. Оценки показывают, что относительно небольшие (~10%) расхождения в температуре плазмы и в  $Z_{eff}$  приводят к значительным ( $\geq 30\%$ ) погрешностям в определяемой величине  $I_{CD}$ ;

б) квазистационарные электрические поля, существующие в плазме при  $U_L \neq 0$ , а также при пилообразных колебаниях, вносят

дополнительную погрешность в определяемую величину тока. Существование такого квазистационарного электрического поля приводит к дополнительным искажениям функции распределения электронов, соответствующим появлению тока  $I_E$ . В этом случае данный метод будет давать значения эффективного неиндукционного тока, складывающегося из ЭЦ-тока и тока  $I_E$ ;

в) измерения  $U_L^{Co}$  и  $U_L^{Counter}$  должны проводиться после установления стационарного распределения тока. Для этого длительность СВЧ-импульса должна превышать скиновое время. В условиях T-10 в режимах с центральной температурой плазмы 4 кэВ, током  $I_p=150$  кА и  $z_{eff}=2$  скиновое время составляет  $t_{sk} \cong 150$  мс. Длительность СВЧ-импульса составляет 400 мс.

2. Более точное определение величины генерируемого ЭЦ-тока может быть достигнуто в режимах с полностью неиндукционным током плазмы ( $U_L=0$ ).

Значительный прогресс в полностью неиндукционном поддержании тока плазмы был достигнут в последнее время благодаря созданию новых гиротронов, позволяющих работать при большей СВЧ-мощности в импульсах увеличенной длительности (значительно превышающей скиновое время). Это позволило получить режимы с  $U_L=0$  в разрядах с относительно малой долей бутстреп тока ( $\sim 0.1 I_p$ ), как это было сделано на TCV [100]. На TCV при поглощенной СВЧ-мощности  $P_{ab}=2.7$  МВт (2-я гармоника ЭЦР, необыкновенная волна) ток плазмы  $I_p=210$  кА поддерживался в течение  $\sim 2$  с (рис. 77), что значительно превышало характерное время перестройки профиля тока (0.5 с). Аналогичные результаты были получены на ASDEX Upgrade [101]:  $I_p=320$  кА поддерживался при помощи ЭЦ- и бутстреп-тока (82% и 12% от полного тока плазмы), омический ток, составлявший 6% от  $I_p$ , в этих экспериментах находился в пределах экспериментальной погрешности.

3. Оба метода, Co/Counter метод и определение тока в полностью неиндукционных режимах, имеют общий недостаток. Они не дают представления о месте вклада мощности и о профиле  $j_{cd}(r)$ . Применение MSE диагностики плазмы позволило произвести измерения профиля генерируемого ЭЦ-тока. Такие результаты были получены на DIII-D [76], JT-60U [102]. (MSE

диагностика позволяет определять профиль тока плазмы по изменению положения плоскости поляризации спектральных линий атомов водорода в электрическом поле, вызванном движением атомов в магнитном поле).

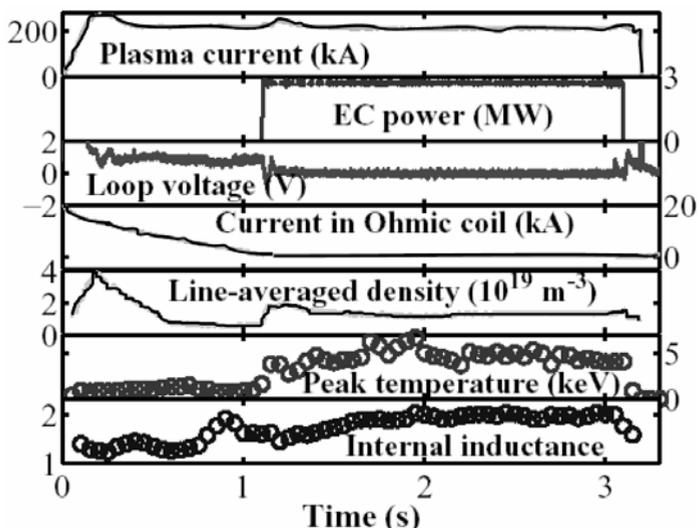


Рис. 77. Эволюция параметров плазмы в режимах с полностью неиндукционным поддержанием тока плазмы при электронно-циклотронной генерации тока на TCV [100]

На DIII-D измерения были проведены в режиме, в котором для создания ЭЦ-тока были использованы два гиротрона с суммарной мощностью  $\sim 1$  МВт. Использовалась необыкновенная волна на 2-й гармонике ЭЦР (110 ГГц). Эксперименты проводились как при вкладе мощности в центре плазменного шнура, так и при нецентральной вкладе мощности вплоть до  $\rho \sim 0.5$ . Схема ввода СВЧ-мощности и результаты измерений показаны на рис. 78 вместе с результатами расчетов по линейному коду. Полученные результаты позволяют утверждать, что при помощи MSE диагностики впервые удалось продемонстрировать хорошую локализацию генерируемого ЭЦ-тока экспериментально. Важно отметить, что измеренное местопо-

ложение генерируемого тока хорошо согласуется с предсказаниями теории.

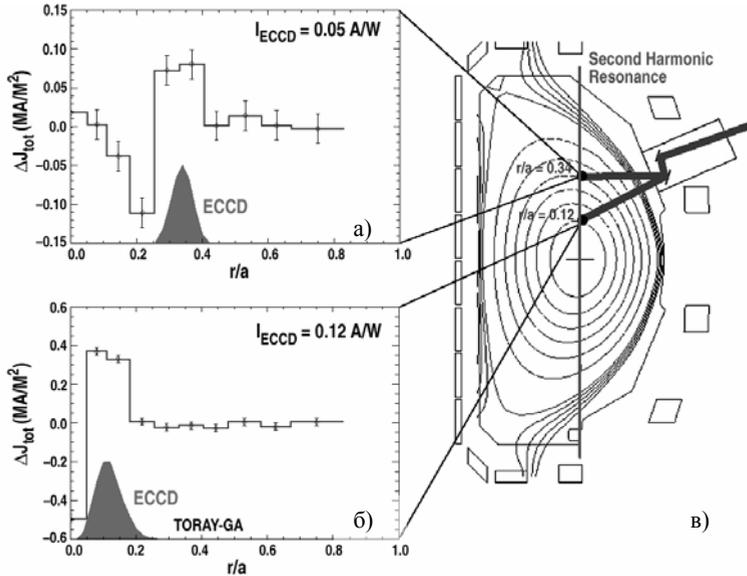


Рис. 78. Результаты измерения изменений плотности полного тока  $\Delta J_{tot}$  при генерации электронно-циклотронного тока, полученные с использованием MSE диагностики на DIII-D [76] для двух положений области резонанса:  $\rho=r/a=0.34$  (а) и  $\rho=r/a=0.12$  (б), геометрия ввода ЭЦ-мощности в этих экспериментах (в). Заштрихованная область показывает форму и локализацию (но не величины) профиля плотности ЭЦ-тока, рассчитанного по коду TORAY-GA

#### 14.4. Сравнение достигнутых значений эффективности генерации тока с предсказаниями теории

Генерация тока в результате ввода СВЧ-волны на первой и второй гармонике электронно-циклотронной частоты (ЭЦЧ) используется на различных установках.

В разное время на токамаке T-10 были выполнены эксперименты по генерации тока на первой и второй гармонике ЭЦЧ (рис. 79) [103]. Было показано, что эффективность генерации ЭЦ-тока на первой гармонике  $\hat{\eta}_{CD}$  (см. формулу (18)) оказывается вдвое выше, чем на второй. Максимальные достигнутые величины эффективности генерации тока для T-10 приведены в табл. 4 вместе с некоторыми данными для других установок.

Таблица 4. Достигнутые величины эффективности генерации ЭЦ-тока на некоторых установках [112]

Название установки	Номер гармоника, s	$\hat{\eta}_{CD}, 10^{20} \text{ A/ВТ/м}^2$
T-10	1	0.03
	2	0.013
TCV	2	0.016
JT-60U	1	0.05

Необходимо отметить, что на рис. 79 результаты, полученные при генерации тока на первой гармонике ЭЦР, находятся в хорошем согласии с предсказаниями линейной теории. Однако величина генерируемого тока, полученная в экспериментах на второй гармонике при линейной поляризации СВЧ-волны, оказалась вдвое ниже результатов линейных расчетов. Более поздние эксперименты, проведенные на T-10 с генерацией тока на второй гармонике, продемонстрировали согласие с линейной теорией с точностью  $\sim 10\%$ .

Так же как и на T-10, хорошее согласие с линейными расчетами демонстрируется на TCV [100], несмотря на то, что на обеих установках плотности поглощенной мощности превышают значения, определяемые критерием (16). Однако данные DIII-D [104] (рис. 80,а) показали, что для лучшего согласования экспериментальных и расчетных результатов необходимо учитывать вклад нелинейных эффектов в эффективность генерации ЭЦ-тока. Эксперименты DIII-D [105] демонстрируют хорошее согласие с расчетами по квазилинейному коду CQL3D (рис. 80,б). Учет нелинейных

эффектов увеличивает расчетную величину эффективности генерации тока на 25÷30 %.

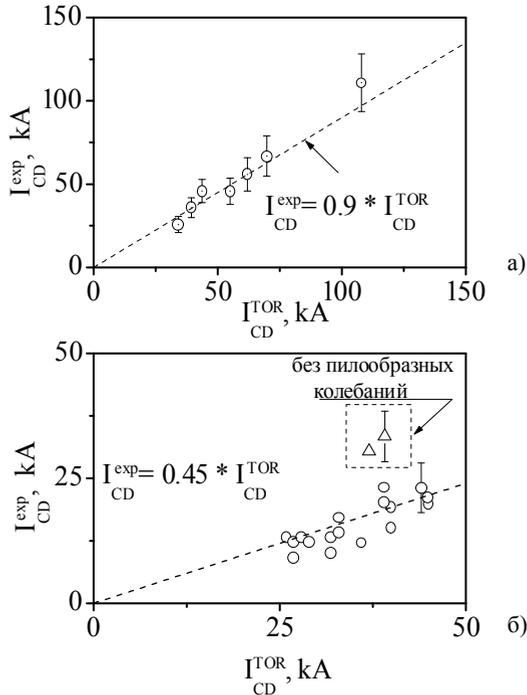
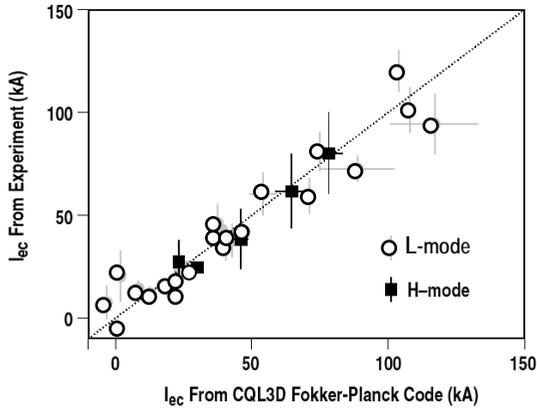


Рис. 79. Сравнение экспериментально определенных на T-10 значений генерируемого тока с предсказаниями линейной теории для случаев ввода СВЧ-мощности на первой (а) и второй (б) гармониках ЭЦ-резонанса [103]

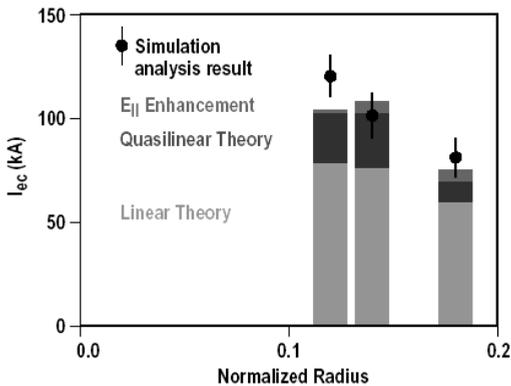
Здесь нельзя не отметить результаты JT-60U [93]. Данные, полученные на этой установке, сравнивались с результатами нелинейных расчетов. Показано, что в рамках экспериментальных погрешностей измеренный ЭЦ ток  $243 \pm 115$  кА соответствует результатам расчета: 205 кА.

Важный результат получен в экспериментах по исследованию генерации электронно-циклотронного тока на стеллараторе W7-AS. В ранних экспериментах при умеренных

плотностях СВЧ-мощности на этой установке было продемонстрировано хорошее согласие наблюдаемых экспериментально значений  $I_{CD}$  с результатами линейных расчетов как на первой, так и на второй гармонике ЭЦР [94].



а)



б)

Рис. 80. Результаты экспериментов DIII-D с электронно-циклотронной генерацией тока: а — сопоставление величины генерируемого тока с предсказаниями Фоккер-Планковских расчетов [105]; б — сравнение экспериментальных и теоретических величин ЭЦ-тока для случаев максимальной эффективности с указанием вклада различных компонент теоретической модели [104]

Однако в последующих экспериментах с высокой плотностью мощности  $dP_{ab}/dV=50$  МВт/м<sup>3</sup> были обнаружены расхождения с результатами линейных и нелинейных расчетов [106]. СВЧ-волна на второй гармонике ЭЦР (140 ГГц, X-мода, 1.3 МВт) вводилась со стороны слабого поля. Величина генерируемого тока определялась из условия баланса токов  $I_{CD}+I_{bs}+I_{oh}=0$ , где  $I_{oh}$  – ток в омическом трансформаторе.

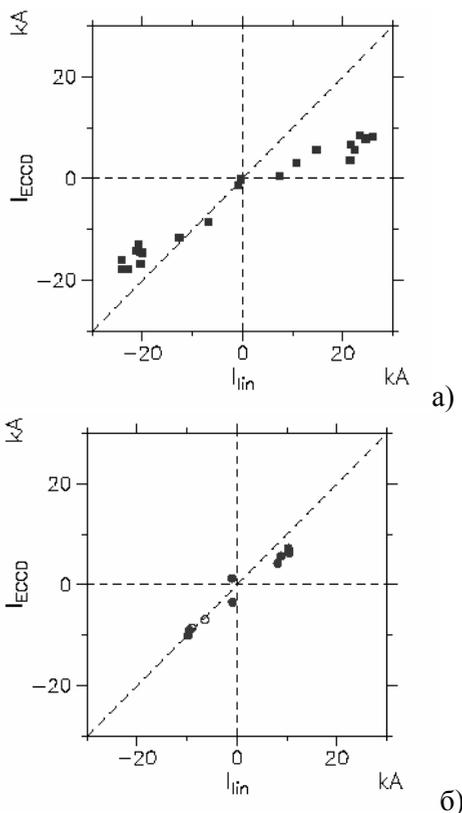


Рис. 81. Сравнение экспериментальных значений ЭЦ тока с предсказаниями линейной теории для режимов с высокой плотностью СВЧ-мощности ( $dP_{ab}/dV=50$  Вт/см<sup>3</sup>) на W7-AS [106]:

$a - n_e(0)=2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ;  $б - n_e(0)=6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$

При низкой плотности плазмы,  $n_e(0) \cong 2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (рис. 81, а), генерируемый ток оказывается ниже величины, ожидаемой на основании линейных расчетов. Увеличение плотности плазмы до  $n_e(0) \cong 6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (рис. 81, б) уменьшает это расхождение. Этот результат согласуется с оценками критической плотности мощности по критерию (17).

Действительно, в первом случае ( $n_e(0) \cong 2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) превышение экспериментальной величины  $dP_{ab}/dV$  над критической составляет  $50/3.1=16$  раз, тогда как во втором случае всего лишь  $50/36=1.4$  раза. Расчеты по нелинейному коду с учетом сильного возмущения функции распределения электронов и дополнительных конвективных потерь мощности за счет градиентного дрейфа частиц были проведены для этих экспериментов [106]. Однако они не разрешили наблюдаемого противоречия. Развитие кинетической неустойчивости, приводящей к дополнительным потерям резонансных частиц при столь высокой плотности вводимой мощности, рассматривается как возможный кандидат для объяснения наблюдаемого расхождения.

Эти результаты важны для понимания возможностей ЭЦ-генерации тока, особенно в совокупности с данными TCV [107]. На TCV в экспериментах с полностью неиндукционным поддержанием тока было показано, что для каждой величины генерируемого тока, а, следовательно, и введенной мощности (при одной и той же плотности плазмы) существует минимально возможная ширина профиля  $P_{ab}(r)$ . При создании более узкого профиля энерговклада развивается неустойчивость, которая в конечном итоге приводит к срыву.

В ИТЭР, как это показано в [5], величина  $dP_{ab}/dV$  будет оставаться ниже указанного предела (17). Имеющиеся данные позволяют ожидать в ИТЭР эффективности генерации тока  $\hat{\eta}_{CD} = 0.2 \div 0.3 \times 10^{20} \text{ А/Вт/м}^2$  при центральном вкладе СВЧ-мощности (1-я гармоника ЭЦР, обыкновенная волна, 170 ГГц). Эта величина сравнима с ожидаемыми эффективностями генерации тока в ИТЭР для других методов: инжекция нейтральных атомов —  $\hat{\eta}_{CD} = 0.4 \times 10^{20} \text{ А/Вт/м}^2$ ; генерация тока при помощи

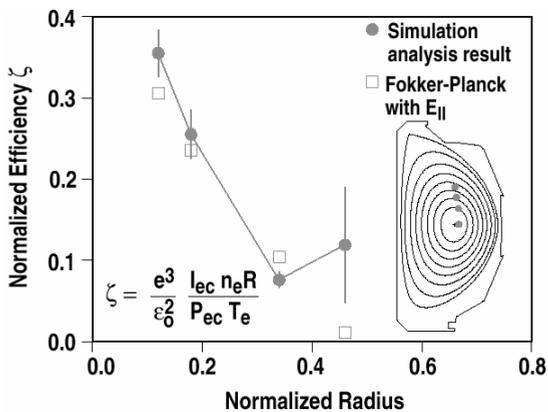
быстрых волн —  $\hat{\eta}_{\text{CD}}=0.15\div 0.25\times 10^{20}$  А/Вт/м<sup>2</sup>. Возможность генерации тока с помощью нижнегибридных (НГ) волн также рассматривается для ИТЭР. В настоящее время достигнутое значение эффективности генерации тока с помощью НГ-волн составляет  $\hat{\eta}_{\text{CD}}=0.3\div 0.45\times 10^{20}$  А/Вт/м<sup>2</sup> [5].

#### **14.5. Роль запертых частиц в снижении эффективности генерации тока**

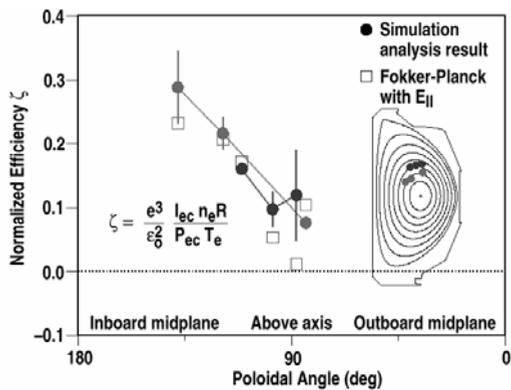
Для эффективного решения задачи управления профилем тока плазмы, особенно в той ее части, которая связана с подавлением различных неустойчивостей плазмы, важно знать, что эффективность генерации ЭЦ-тока изменяется при смещении области резонанса от центра плазменного шнура.

В соответствии с предсказаниями теории [108] эффективность генерации ЭЦ-тока уменьшается при смещении области резонанса в сторону слабого поля из-за влияния запертых частиц. На рис. 76,а показано, что фазовое пространство разделяется на две области – пролетных и запертых частиц. В силу того, что область запертых частиц симметрична по  $v_{\parallel}$ , частицы, попавшие в эту зону фазового пространства в результате взаимодействия с СВЧ-волной, в грубом приближении перестают участвовать в процессе создания тока, что приводит к снижению величины  $\zeta$ .

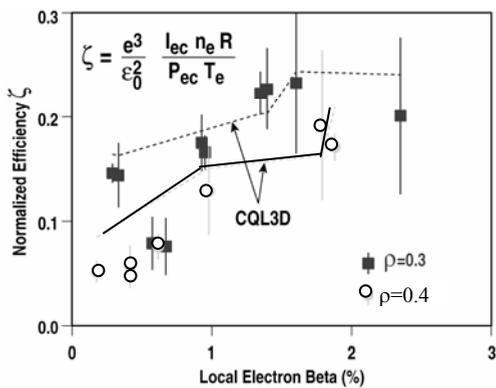
Детальные эксперименты по определению роли запертых частиц были предприняты на DIII-D [105]. Необыкновенная волна на второй гармонике ЭЦР вводилась со стороны слабого поля так, как показано на рис. 78,в. Эксперименты проводились в широком диапазоне смещений области резонанса  $\rho=0.1\div 0.5$ . Величина ЭЦ тока определялась при помощи MSE диагностики. Эксперименты показали, что нормализованная эффективность генерации тока  $\zeta$  падает при увеличении радиуса резонансной магнитной поверхности  $\rho$  (рис.82,а). Спад  $\zeta$  усиливается при смещении области резонанса к стороне слабого магнитного поля вдоль магнитной поверхности (рис.82,б).



a)



б)



в)

Рис. 82. Зависимость эффективности генерации тока от радиуса (а), полоидального угла, характеризующего область поглощения СВЧ-волны (б) и электронного давления (в) в экспериментах DIII-D [105]

Такое поведение  $\zeta$  вплоть до  $\rho=0.5$  соответствует предсказаниям кода квазилинейных расчетов, полученным с учетом влияния запертых частиц. Однако при  $\rho=0.5$  (рис. 82,а) измеренный ЭЦ-ток оказывается существенно выше, чем предсказывается расчетами. Анализ, представленный в [109], показал, что эффективное уменьшение области запертых частиц в пространстве скоростей из-за влияния конечной столкновительности,  $v^*$ , может объяснить это различие. Здесь под столкновительностью понимается отношение времени пролета вдоль тора ко времени между столкновениями тепловых частиц. Традиционный теоретический подход предполагает, что  $v^* \sim 0$ . Если принять во внимание, что  $v^* \neq 0$ , то граничный слой с толщиной  $w_b \sim \sqrt{v^*}$  появляется между областями запертых и пролетных частиц [110]. Это эффективно уменьшает область запертых частиц из-за возможности того, что некоторые частицы будут отражаться в пролетную область до их запираения в магнитной яме.

Эффективное ослабление влияния запертых частиц было продемонстрировано на DIII-D при увеличении электронного давления плазмы,  $\beta_e$ , (рис. 82, в) [105]. При более высоких  $T_e$  и  $n_e$  необыкновенная волна на второй гармонике ЭЦР будет поглощаться дальше от холодного резонанса ( $\omega = s\omega_{ce}$ ) и, следовательно, на электронах с более высокими значениями  $v_{||}$ . Рост температуры плазмы (при неизменной плотности) также приводит к аналогичному эффекту в силу увеличения релятивистского фактора  $\gamma$ . Важно также отметить следующее. При увеличении  $v_{||}$  начинает сказываться релятивистский эффект увеличения не только поперечной, но и продольной энергии частицы в результате взаимодействия с волной. Конечно, этот эффект мал ( $\sim v_{||}/c$ ), но он как бы "отжимает" траекторию электрона от области запертых частиц.

## 14.6. Достоинства и недостатки метода генерации тока с помощью ЭЦ-волн

Основными преимуществами электронно-циклотронной генерации тока по сравнению с другими методами являются:

- 1) локальность вклада мощности (удаётся достичь полуширины профиля вклада мощности  $\sim 0.1\rho$ , где  $\rho=r/a$  [61]);
- 2) отсутствие материальных элементов, устанавливаемых внутри токамака.

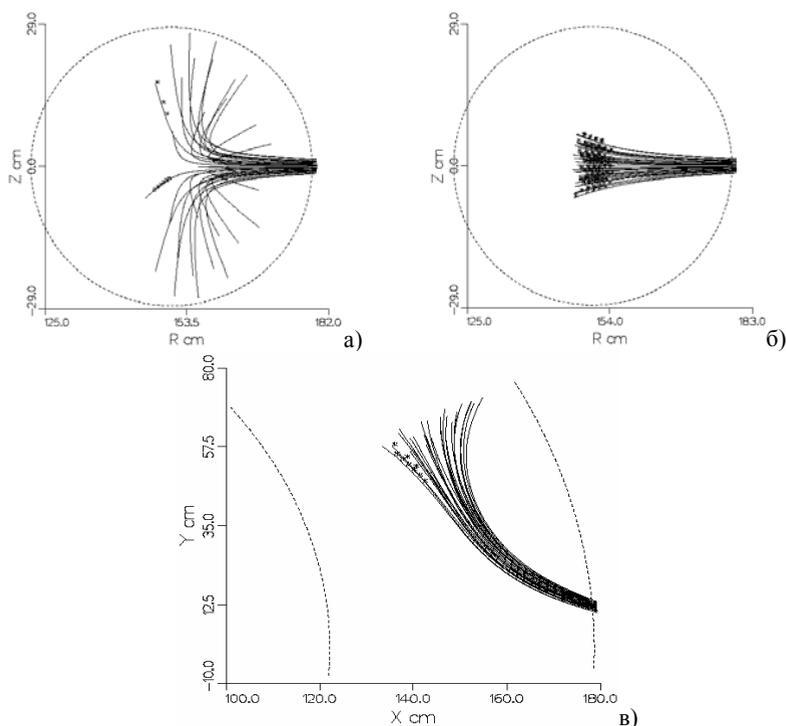


Рис. 83. Результаты расчета распространения пучка СВЧ-волн в плазме токамака T-10 с высокой плотностью [88]: а—  $\bar{n}_e = 4.9 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ; б, в—  $\bar{n}_e = 6.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Даны проекции лучевых траекторий на меридиональную (а,б) и экваториальную (в) плоскости. Символ \* характеризует область поглощения СВЧ-волн. Расчеты выполнены по коду TORAY-GA

Однако существенным недостатком метода является невозможность распространения волны в плазме с высокой плотностью.

Плотность отсечки определяется из условия:

$$\omega_{pe}^2 < s^2 \omega_{ce}^2 \quad \text{— для обыкновенной волны и}$$

$$\omega_{pe}^2 < s(s-1)\omega_{ce}^2 \quad \text{— для необыкновенной волны.}$$

На рис. 83 приведены результаты расчетов рефракции СВЧ-волны в режимах с предельной плотностью плазмы [88] на T-10, выполненные с помощью кода TORAY-GA [111] для геометрии ввода мощности с тороидальным углом 21 градус по направлению к большому радиусу. Видно, что при  $n_e(0) \cong 10^{20} \text{ м}^{-3}$  доля рассеянной СВЧ-мощности составляет  $\sim 95\%$ . (Тороидальное магнитное поле в этих режимах соответствует центральному поглощению мощности). Как видно из того же рисунка уменьшение тороидального угла ввода до  $5^\circ$  приведет к практически полному однопроходному поглощению СВЧ-мощности при высоких плотностях плазмы вплоть до предельной.

### 14.7. Применение электронно-циклотронного нагрева/генерации тока

Электронно-циклотронный нагрев и генерация тока на различных токамаках используются для решения следующих задач.

#### 1. Изменение профиля тока:

- немонотонный профиль тока в токамаке;
- изменение профиля вращательного преобразования в стеллараторах;
- полное замещение тока.

#### 2. Управление МГД-активностью плазмы:

- тиринг-моды + NTM;
- пилообразные колебания;
- ELMs;
- срывы.

3. Увеличение поглощения на более высоких гармониках за счет преднагрева.
4. Управление профилем плотности электронов и примесей.
5. СВЧ-пробой.
6. Изучение электронного транспорта.
7. Специфическая проблема для стеллараторов — компенсация бутстреп-тока.

Электронно-циклотронный нагрев и генерация тока на больших машинах используются для создания режимов с немонотонным профилем тока, а также для создания режимов с полностью неиндукционным поддержанием тока.

Однако основное направление использования метода – стабилизация неустойчивостей, то есть та область, где основное преимущество – локальность воздействия – используется наиболее полно.

Некоторые из задач рассмотрим подробнее.

#### ***14.7.1. Управление профилем тока плазмы при помощи электронно-циклотронной генерации тока***

Современные экспериментальные и теоретические исследования показали, что изменение профиля тока плазмы является одним из необходимых условий для улучшения удержания плазмы как за счет формирования внутренних транспортных барьеров, так и в результате подавления МГД-активности плазмы. Два различных пути традиционно используются для создания немонотонных профилей  $q(r)$ : дополнительный нагрев (и генерация тока) на стадии роста тока и генерация тока на стационарной стадии разряда. Экспериментально были продемонстрированы широкие возможности генерации электронно-циклотронного тока (ECCD) в изменении  $q(r)$ . Профили  $q(r)$  с обратным широм и различными значениями  $q_{\min}$  ( $1 < q_{\min} \leq 2.3$ ) создавались на T-10 при ECCD (рис.84) [112]. Формирование профилей  $q(r)$  с обратным широм с  $q_{\min} \cong 1.5$  за счет генерации электронно-циклотронного тока на плато тока позволили

наблюдать формирование электронного ВТБ в ASDEX Upgrade [113]. Электронные внутренние барьеры при использовании электронно-циклотронного нагрева/генерации тока также наблюдались в DIII-D [76] и FTU [114], T-10 [71] на начальной стадии разряда.

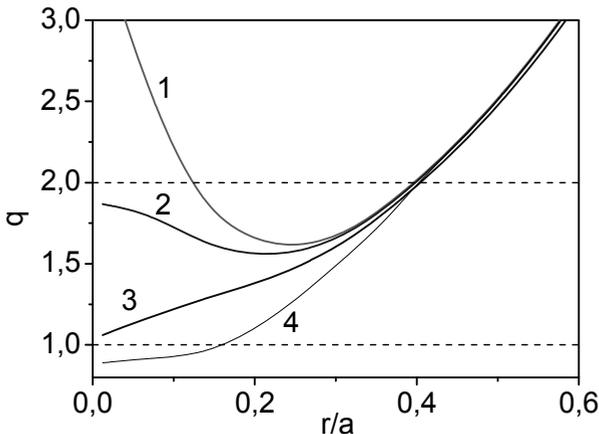


Рис.84. Профили  $q(r)$ , полученные в T-10 в режимах с электронно-циклотронной генерацией тока при изменении магнитного поля.  $I_p=100$  кА,  $P_{ab}=0.4$  MW: 1 -  $B_T=2.47$  Т, 2 -  $B_T=2.42$  Т, 3 -  $B_T=2.38$  Т, 4 - омический режим [112]

### 14.7.2. Стабилизация МГД-неустойчивостей

Около двадцати лет назад было показано, что с помощью генерации электронно-циклотронного тока можно эффективно воздействовать на устойчивость МГД-мод. Стабилизация мод может быть обеспечена либо за счет изменения формы профиля тока в окрестности резонансной поверхности, либо за счет нагрева плазмы внутри магнитного острова и перераспределения профиля тока внутри магнитного острова.

Полная стабилизация NTM мод  $m/n=3/2$  и  $2/1$  была успешно продемонстрирована в современных экспериментах с ECCD на

ASDEX Upgrade, DIII-D и JT-60U (см. § 13). ЭЦ-мощность, требуемая для подавления неустойчивостей в этих экспериментах, составила  $10 \div 17$  % от полной мощности плазмы. Плотность ЭЦ-тока превышала плотность бутстреп-тока в  $j_{CD}(r_s)/j_{bs}(r_s) = 1.5 \div 2.5$  раза. Наблюдаемый эффект стабилизации оказался очень чувствителен к локализации ЭЦ-мощности. Смещение области резонанса на  $\pm 2$  см в ASDEX Upgrade приводило к исчезновению сколь-нибудь заметного эффекта стабилизации [91]. Для подстройки положения вклада СВЧ-мощности на различных установках использовалось либо изменение магнитного поля в реальном времени во время разряда, либо изменение угла ввода СВЧ-мощности. Это делалось для того, чтобы совместить положение резонанса с положением магнитного острова и в дальнейшем отслеживать смещение рациональной поверхности.

Изменение проводимости плазмы внутри магнитного острова из-за нагрева плазмы также может играть стабилизирующую роль. Однако, как было показано в токамаке ASDEX Upgrade, основной вклад в эффект стабилизации вносит генерация тока [91].

Локализованный нагрев плазмы и генерация тока в окрестности поверхности  $q=1$  позволяют влиять на амплитуду и частоту пилообразных колебаний вплоть до полного подавления. Для достижения эффекта необходима пространственная точность  $\pm 0.03\rho$ .

Включение электронно-циклотронного нагрева в систему обратной связи по управлению МГД-активностью может позволить предотвращать срыв разряда благодаря предотвращению охлаждения периферии плазмы и развития МГД-мод, например, перед срывом по предельной плотности.

### *14.7.3. СВЧ-пробой*

Использование СВЧ-волн для оптимизации условий старта разряда связано с необходимостью снизить напряжение пробоя,

что приведет к экономии вольт-секунд (наиболее заметной в условиях реактора), а также к снижению доли убегающих электронов.

Роль электронно-циклотронной волны заключается в ионизации рабочего газа и облегчении создания электронной лавины.

Большое количество экспериментов было проведено с использованием СВЧ-волн на первой гармонике электронно-циклотронной частоты. Была продемонстрирована возможность пробоя только в поле СВЧ-волны без приложения вихревого электрического поля. Однако для ИТЭР на первой фазе работы установки предполагается использовать СВЧ-волну на второй гармонике ЭЦР, поскольку ожидается, что на первом этапе ИТЭР будет работать при значении магнитного поля вдвое меньшем проектного. В связи с этим в последние годы были проведены эксперименты на установках JT-60U [115], DIII-D [116], T-10 [117], задачей которых было изучить возможность и основные закономерности пробоя газа и вывода тока при использовании СВЧ-волны на второй гармонике ЭЦР.

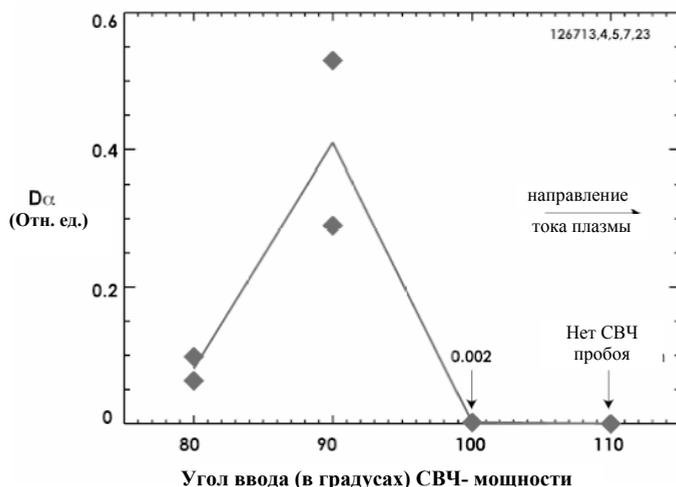


Рис.85. Относительные изменения интенсивности излучения линии  $D_{\alpha}$  при изменении геометрии ввода СВЧ-мощности в токамаке DIII-D [116].  
 $P_{EC}=1.3$  МВт

Эксперименты, проведенные на токамаке DIII-D [116], показали, что пороговое значение мощности, необходимое для СВЧ-пробоя составляет 250 кВт. Это позволяет ожидать, что для инициирования разряда в ИТЭР необходимая мощность составит 1 МВт. Было показано, что область пробоя соответствует области циклотронного резонанса, а условия пробоя зависят от угла ввода СВЧ-мощности (рис. 85). Наиболее оптимальным является ввод волны воль большого радиуса установки. Изменение тороидального угла ввода мощности на  $\pm 10^\circ$  приводит к невозможности пробоя при тех же давлениях рабочего газа и величине вкладываемой мощности.

## § 15. НАГРЕВ И ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА С ПОМОЩЬЮ НИЖНЕГИБРИДНЫХ ВОЛН

### 15.1. Основные закономерности и особенности использования нижнегибридных волн

Для нагрева электронной компоненты плазмы и, главным образом, для эффективного создания неиндукционного тока в плазме используются ВЧ-волны на частоте нижнегибридного резонанса:

$$\omega_{\text{LH}} = \frac{\omega_{\text{pi}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_{\text{pe}}}{\omega_{\text{ce}}}\right)^2}},$$

где  $\omega_{\text{pe}} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$  — электронная плазменная частота,

$\omega_{\text{pi}} = \sqrt{\frac{4\pi n_i (ze)^2}{M_i}}$  — ионная плазменная частота,  $\omega_{\text{ce}} = \frac{eB}{m_e c}$  —

электронная циклотронная частота. Характерный диапазон час-

тот, используемых на современных установках, составляет 1-10 ГГц.

Для проникновения волн в плазму и достижения резонансного слоя должно быть выполнено условие

$$N_{\parallel} > \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} + \sqrt{\left[ 1 + \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \right)^2 - \left( \frac{\omega_{pi}}{\omega} \right)^2 \right]},$$

где  $\omega$  — частота волны,  $N_{\parallel} = k_{\parallel} c / \omega$  — индекс рефракции вдоль магнитного поля. Видно, что выполнение этого условия зависит от величины магнитного поля и плотности плазмы.

Эффект нагрева и создания тока обусловлен искажением функции распределения электронов в результате взаимодействия волны с плазмой: образованием квазилинейного плато в области скоростей

$$\frac{c}{N_{\parallel \max}} < v_e < \frac{c}{N_{\parallel \min}},$$

где  $N_{\parallel \max}$  и  $N_{\parallel \min}$  — максимальное и минимальное значения индекса рефракции по спектру волны.

Основной проблемой использования нижегибридного нагрева является трудность распространения волны между антенной и плазмой, так называемое сцепление волны с плазмой. Волна может проникать в плазму только, если плотность плазмы в непосредственной близости от антенны превышает критическое значение:

$$n_e > n_{\text{crit}} (\text{M}^{-3}) = 3.1 \cdot 10^{17} \left( \frac{f_{\text{ГГц}}}{5} \right)^2. \quad (19)$$

Оптимальным считается значение плотности  $n_{\text{opt}} \approx n_{\text{crit}} N_{\parallel}^2$  [5].

Для улучшения связи антенны с плазмой используются различные методы:

- оптимизация антенны, что позволяет расширить рабочий диапазон плотностей;
- поддув газа в область между антенной и плазмой позволяет удовлетворить условию (19);
- уменьшение расстояния между антенной и плазмой также позволяет выполнить условие (19).

## 15.2. Использование нижегибридных волн в современных экспериментах

Генерация тока с помощью нижегибридных волн (LHCD) позволяет получить наиболее высокое (по сравнению с другими методами) значение эффективности генерации. Достигнутые значения эффективности генерации тока по данным трех установок приведены на рис. 86. Особенно важно, что высокие значения были достигнуты на периферии плазменного шнура при  $r \geq 0.5a$ . Это позволяет рассматривать LHCD как наиболее выгодный метод для изменения профиля тока плазмы с созданием магнитных конфигураций с отрицательным широм, а также для создания режимов с полностью неиндукционным поддержанием тока. На токамаках, оснащенных комплексом нижегибридного нагрева (например, JET), этот метод рутинно используется для создания немонотонных профилей тока.

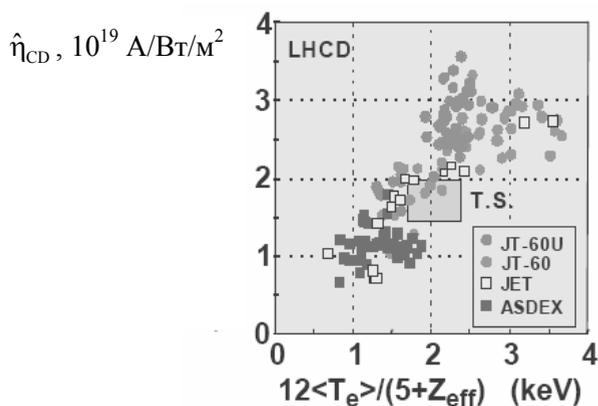


Рис.86. Эффективность генерации тока с помощью нижегибридных волн [5]

Создание плато на функции распределения электронов с помощью LHCD позволяет использовать синергетический эффект для улучшения поглощения электронно-циклотронных

волн, и, как следствие, увеличения ЭЦ-тока, например, в режимах с высокой плотностью. Такие эксперименты были проведены на токамаке FTU (рис. 87).

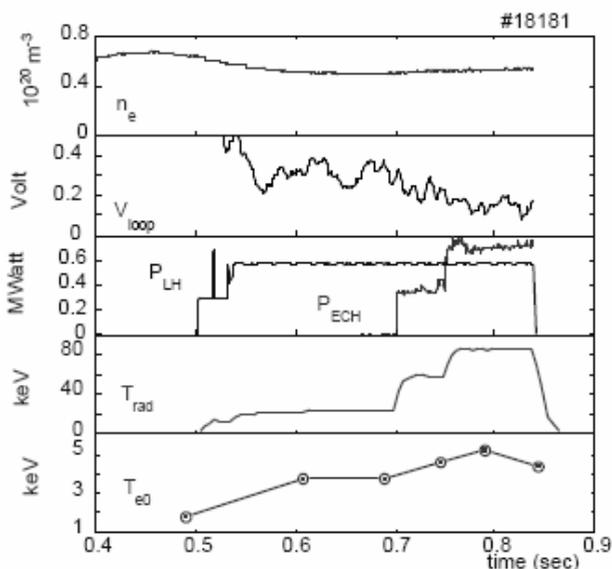


Рис.87. Временная эволюция параметров плазмы при совместной работе нижнегибридного и электронно-циклотронного нагревов плазмы в токамаке FTU [118]

В более ранних экспериментах нижнегибридный нагрев использовался для оптимизации стадии развития разряда. На рис. 88 показано сравнение экспериментов, проведенных на установке JT-60U, с использованием LHCD и без LHCD на начальной стадии разряда. Видно, что при использовании нижнегибридных волн удалось получить пробой при более низких напряжениях на обходе тора, а также при тех же пробойных напряжениях добиться более высоких скоростей роста тока. Этот эффект ожидаем, поскольку LHCD меняет функцию распределения электронов, увеличивая долю электронов с высокой продольной скоростью.

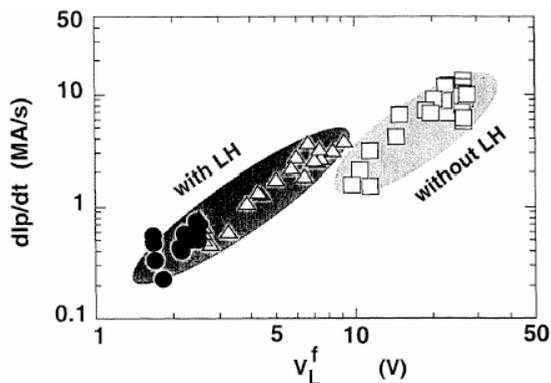


Рис. 88. Скорость нарастания тока плазмы сразу после пробоя рабочего газа в зависимости от напряжения в момент пробоя в режимах с использованием (with LH) и без использования (without LH) нижнегибридных волн в установке JT-60U [119]: квадраты — водородная плазма без нижнегибридного нагрева, треугольники — водородная плазма с нижнегибридным нагревом, круглые символы — гелиевая плазма с нижнегибридным нагревом

## § 16. ИОННЫЙ ЦИКЛОТРОННЫЙ НАГРЕВ

### 16.1. Механизм распространения волн в плазме

Условие резонансного взаимодействия ионной циклотронной волны с плазмой имеет следующий вид:

$$\omega = p\omega_{cs} + k_{\parallel}v_{\parallel s}, \quad (20)$$

где  $p$  — номер циклотронной гармоники,  $s=i,e$ ,  $\omega_{cs}$  — циклотронная частота соответствующей специ. Основные виды взаимодействия циклотронной волны с плазмой:

- $p>0$ ,  $s=i$  — ионный циклотронный нагрев;
- $p=0$ ,  $s=e$  электронное затухание Ландау;
- конверсия быстрой магнитозвуковой волны в коротковолновую ионную бернштейновскую волну.

В приближении холодной плазмы в плазме сосуществуют две волны [5]:

быстрая волна с  $N_{\perp F}^2 = S - N_{\parallel}^2 - D^2 / (S - N_{\parallel}^2)$ ,

медленная волна с  $N_{\perp S}^2 = P(1 - N_{\parallel}^2 / S)$ .

Параллельная компонента индекса рефракции определяется размером антенны:

$$N_{\parallel} \approx \pi c / (\omega L_z) \approx 1 - 10,$$

где  $L_z$  – расстояние в тороидальном направлении между соседними элементами антенны. Параметры  $P$ ,  $S$ ,  $D$  – элементы тензора диэлектрической проницаемости. Для параметров ИТЭР  $S \sim -700$ ,  $D \sim 1400$ ,  $P \sim -2.5 \cdot 10^{-6}$  [5]. Подстановка этих значений в выражения для индексов рефракции медленной и быстрой волны дает следующее [5]:

1) медленная волна быстро исчезает на характерной длине масштаба десятых долей миллиметра;

2) быстрая волна распространяется внутрь плазмы с характерной поперечной длиной волны порядка десяти сантиметров.

Поскольку характерная длина исчезновения волны пропорциональна плотности плазмы [5], то из-за низкой плотности плазмы в области за сепаратрисой возникает проблема связи волны с плазмой. Один из предлагаемых методов решения этой проблемы – напуск газа на периферии плазменного шнура.

Другим недостатком ионного циклотронного нагрева (так же, как и нижнегибридного) является необходимость внесения материальных элементов (антенн) внутрь камеры токамака.

## 16.2. Области применения ИЦРН

### 16.2.1. Нагрев ионов

Для нагрева ионной компоненты плазмы, как правило, используется волна на основной гармонике ионной циклотронной частоты ( $p=1$  в уравнении (20)). Поскольку в циклотронном слое в однокомпонентной плазме происходит экранирование волны,

то в плазму вводят малую добавку ионов примеси (ионы водорода или гелия в дейтериевой плазме). В этом случае выполняется условие резонанса в так называемом двухионном гибридном слое («two-ion hybrid»), расположенном между циклотронными зонами основного и примесного ионов. Для случая водородно-дейтериевой плазмы это условие запишется в виде [120]:

$$\omega_{\text{H}}^2 \approx \omega_{\text{CH}} \omega_{\text{CD}} \frac{n_{\text{H}} \omega_{\text{CD}} + n_{\text{D}} \omega_{\text{CH}}}{n_{\text{H}} \omega_{\text{CH}} + n_{\text{D}} \omega_{\text{CD}}},$$

где  $n_{\text{H}}$ ,  $n_{\text{D}}$  – концентрации соответствующих ионов. Меняя соотношение концентраций водорода и дейтерия, можно приближать область поглощения волны к слою циклотронного резонанса примеси. Это так называемый метод нагрева на малой добавке.

Критерием эффективности данного метода нагрева может служить возможность получения L-H перехода. Такая иллюстрация для установки JET приведена на рис. 89 [120].

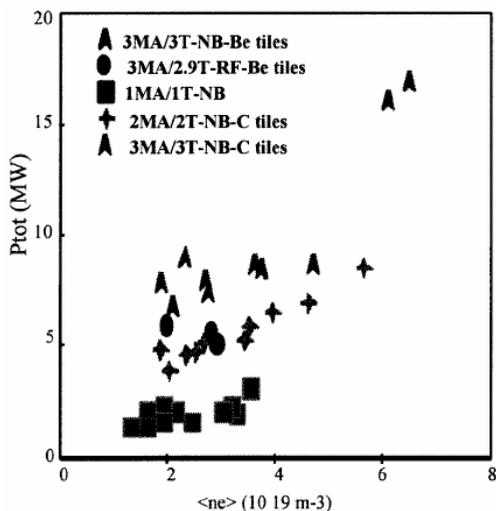


Рис. 89. Пороговая мощность L-H перехода в JET при различных типах дополнительного нагрева, разных условиях разряда и условиях на первой стенке [120]

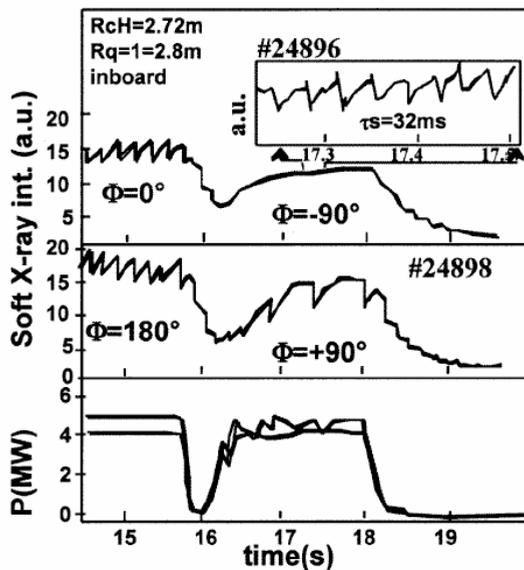


Рис. 90. Эксперименты JET по стабилизации пилообразных колебаний при генерации тока с помощью MCD в районе поверхности  $q=1$  [120]

Уравнение (20) показывает, что нагрев на малой добавке характеризуется формированием группы надтепловых ионов высокой энергии (от сотен кэВ до МэВ). Это означает, что используя метод малой добавки, можно осуществлять генерацию неиндукционного тока. На установке JET этот метод был использован для управления пилообразными колебаниями (рис. 90). Изменение фазировки антенны приводило к генерации тока по или против тока плазмы в районе поверхности  $q=1$ .

### 16.2.2. Нагрев электронов

Нагрев электронов быстрыми волнами соответствует случаю, когда в уравнении (20)  $r=0$ . В этом случае сила, действующая на электрон в продольном направлении,

$$F_{\parallel} = eE_{\parallel} - \mu_e \nabla_{\parallel} (B_{\parallel}),$$

где  $E_{\parallel}$  — электрическое поле волны,  $B_{\parallel}$  — магнитное поле волны,  $\mu_e$  — магнитный момент электрона.

Вклады электрической и магнитной силы противоположны. Это снижает эффект нагрева. В то же время затухание волны за один проход  $\sim 1/B^3$ , поэтому работа при низком магнитном поле оказывается предпочтительной.

Нагрев электронов с помощью быстрых волн оказывается привлекательным, поскольку вклад мощности сильно пикирован вблизи магнитной оси (внутри зоны  $r/a \sim 0.4$ ), и, кроме того, метод не приводит к генерации надтепловых электронов.

### ***16.2.3. Генерация тока быстрыми волнами***

Асимметричное фазирование элементов антенны позволяет генерировать ток в плазме с помощью быстрых волн в направлении или против тока плазмы. Сопоставление достигнутых значений с расчетами эффективности генерации тока с помощью быстрых волн показывают хорошее согласие теории и эксперимента (рис. 91).

### ***16.2.4. Нагрев плазмы на циклотронных гармониках***

Нагрев плазмы на более высоких циклотронных гармониках возможен только, когда температура ионов уже достаточно высокая. С другой стороны, в этом случае не существует эффекта экранирования в циклотронном слое. Это позволяет нагревать плазму, содержащую только один тип ионов.

Эксперименты по нагреву плазмы на второй гармонике трития были проведены на TFTR (рис. 92). Нагрев омической плазмы на второй гармонике ионной циклотронной частоты трития продемонстрировал эффективность нагрева плазмы ту

же, что и для нагрева плазмы с помощью дейтериевого пучка нейтральных атомов.

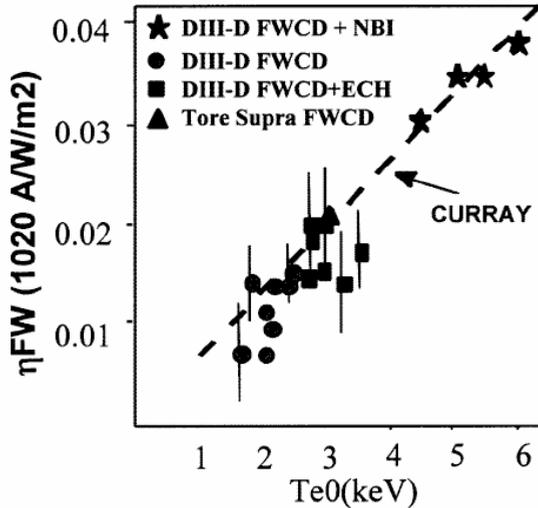


Рис. 91. Эффективность генерации тока с помощью быстрых волн. Пунктирная линия – результат расчета [120]

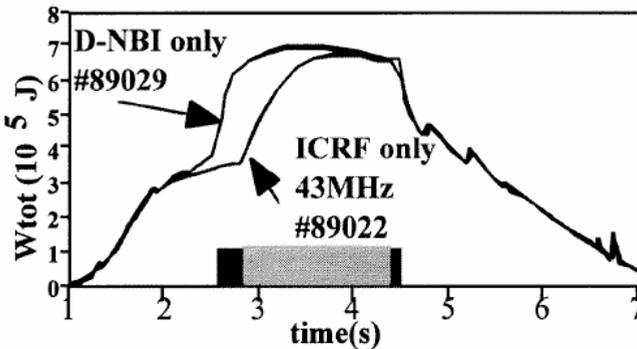


Рис. 92. TFTR, сравнение нагрева на второй гармонике трития и нагрева с помощью дейтериевого пучка [120]

### 16.2.5. Конверсия мод

Если концентрация добавки достаточно велика ( $\sim 20\%$ ), наблюдается конверсия ионной циклотронной волны в бернштейновскую моду на  $\omega_{ii}$ . Ионная бернштейновская волна (IBW) сильно затухает на электронах. Аналогично электронно-циклотронным волнам этот метод дает локальный вклад мощности и позволяет осуществлять локальную генерацию тока. Благодаря локальности вклада мощности этот метод оказывается удобным для исследования электронного транспорта на тех установках, где отсутствуют источники электронно-циклотронных волн.

Наряду со всем вышеперечисленным ионно-циклотронные волны могут быть использованы для улучшения состояния стенок вакуумной камеры и для снижения напряжения пробоя [120].

## § 17. ИНЖЕКЦИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ

### 17.1. Механизм взаимодействия пучка нейтральных атомов с плазмой

Нагрев плазмы с помощью инжекции пучков нейтральных атомов используется на всех крупных токамаках. Применяются пучки водорода, дейтерия, трития и гелия. Инжектированные в плазму атомы взаимодействуют с плазмой через ионизацию электронным и ионным ударом, перезарядку, а также в ступенчатом процессе ионизации возбужденных атомов, что приводит к увеличению сечения взаимодействия  $\sim$  вдвое.

Ионы пучка замедляются плазмой по закону

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2E}{\tau_s} \left[ 1 + \frac{E_{\text{crit}}}{E} \right]^{3/2},$$

где

$$\tau_s = \frac{3\sqrt{2\pi}\Gamma_e^{3/2}}{\sqrt{m_e m_b} A_D},$$

$$A_D = \frac{ne^4 \ln \Lambda}{2\pi\epsilon_0^2 m_b^2},$$

$$E_{\text{crit}} = \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4}\right)^{2/3} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/3} \frac{m_b}{m_i} \Gamma_e,$$

$m_b, m_i$  – масса ионов пучка и плазмы соответственно.

Передача энергии от ионов пучка может идти как в электронную, так и в ионную компоненту в зависимости от энергии пучка. При  $E > 2.41 E_{\text{crit}}$  энергия пучка передается электронам, при  $E < 2.41 E_{\text{crit}}$  идет передача энергии ионам плазмы.

Применение инжекционного нагрева ограничено по плотности. При низкой плотности плазмы высокоэнергетичный пучок проходит сквозь плазму, не поглощаясь. На рис. 93 приведена зависимость доли энергии, прошедшей сквозь плазму, от величины средней хордовой плотности плазмы в токамаке JT-60U.

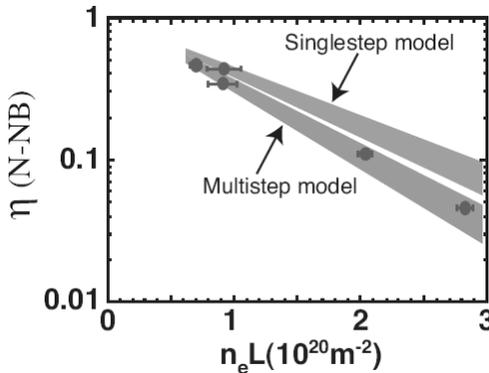


Рис. 93. Зависимость доли энергии, не поглощенной в плазме, от средней хордовой плотности в токамаке JT-60U в сравнении с предсказаниями различных теоретических моделей. Инжектор на основе отрицательных ионов. Закрашенная область соответствует 20 % ошибке в  $Z_{\text{eff}}$ . Водородный пучок, водородная плазма.  $E_B = 350$  кэВ,  $n_e = (1-4.1) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e(0) = 1.8-3.7$  кэВ,  $Z_{\text{eff}} = 1.3-2.2$  [12]

Видно, что изменение плотности в 3 раза приводит к изменению доли поглощенной мощности в  $\sim 10$  раз. Кроме того, изменение плотности плазмы приводит к изменению локализации вклада мощности. При увеличении плотности область вклада мощности смещается к периферии плазменного шнура.

В отличие от ВЧ- и СВЧ-методов нагрева инжекция нейтральных атомов приводит к перераспределению источника частиц в плазме, а также при вводе пучков под углом к большому радиусу токамака к передаче вращения плазме. Это необходимо учитывать при анализе эффектов, наблюдаемых в результате инжекционного нагрева.

В современных установках используются пучки нейтральных атомов с энергиями в несколько сотен кэВ. Для токамаков следующего поколения, таких как ИТЭР, необходимы пучки с энергией масштаба МэВ. Эффективность нейтрализации атомов в инжекторах, основанных на положительных ионах, существенно падает в этом диапазоне энергий, в то время как при использовании отрицательных ионов она остается практически неизменной (рис. 94). В связи с этим в настоящее время ведутся разработки инжекторов, основанных на источниках отрицательных ионов.

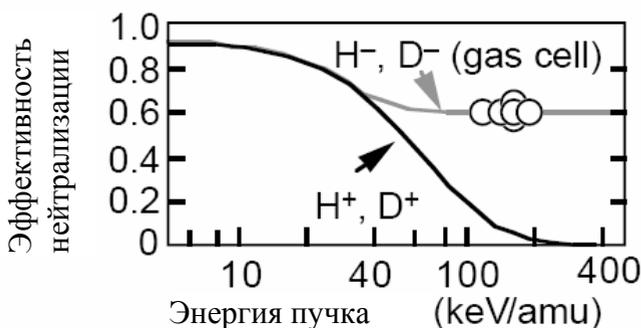


Рис. 94. Эффективность нейтрализации атомов как функция энергии пучка: сплошные линии – предсказания теории, круглые символы – результат измерений, выполненных для инжектора установки JT-60U [5]

## 17.2. Механизм генерации тока

Генерация тока с помощью пучков нейтральных атомов основана на передаче импульса быстрыми частицами электронная плазма в результате кулоновских соударений. Плотность тока, создаваемого при инжекции, в приближении большого аспектного отношения и низкостолкновительной плазмы при  $v_b \ll v_e$  дается выражением [5]:

$$I_{NI} = I_f \left[ 1 - \frac{z_f}{z_{eff}} + 1.46\sqrt{\varepsilon} \frac{z_f}{z_{eff}} A(z_{eff}) + \frac{nu_i}{z_f n_b v_b} A(z_{eff}) \right], \quad (21)$$

где  $I_f$  – плотность тока пучка,  $z_f$  – заряд быстрых ионов,  $u_i$  – тепловая скорость ионов,  $n_b, v_b$  – плотность и скорость ионов пучка,  $v_e$  – скорость электронов,  $A(z_{eff})$  – функция, значения которой варьируются от 1.67 при  $z_{eff}=1$  до 1.18 при  $z_{eff}=4$ .

Второе слагаемое в выражении (21) – электронный ток в отсутствие запертых электронов, третье слагаемое – уменьшение величины электронного тока из-за присутствия запертых частиц, четвертое слагаемое учитывает дополнительный вклад вращения плазмы из-за несбалансированного вклада момента вращения при инжекции пучка под углом к большому радиусу.

## 17.3. Применение инжекционного нагрева и генерации тока

Инжекция пучков нейтральных атомов используется на современных установках в следующих целях:

- 1) нагрев плазмы – главным образом, ионной компоненты;
- 2) генерация неиндукционного тока;
- 3) вращение плазмы для создания транспортных барьеров и стабилизации МГД-неустойчивостей.

На установке JT-60U была продемонстрирована возможность полного поддержания тока с помощью инжекции нейтральных атомов [12]. Ток плазмы 1.7 МА создавался в результате ввода мощности от инжектора на положительных ионах (0.3 МА/ 85

кэВ/ 10-18 МВт) и на отрицательных ионах (0.6 МА/ 360 кэВ/ 4 МВт), бутстреп-ток составлял 0.8 МА.

Сравнение результатов различных установок с предсказаниями теории (рис. 95) позволяет говорить о хорошем соответствии теоретических представлений результатам экспериментов и ожидать эффективности генерации тока в ИТЭР  $\hat{\eta}_{CD} \sim (2-3)10^{19} \text{ А/Вт/м}^2$ .

Ожидаемые значения эффективности генерации тока могут снижаться из-за влияния МГД-активности и турбулентности плазмы на удержание частиц пучка. Такой эффект наблюдался, например, на DIII-D в разрядах с тиринг-модой [12].

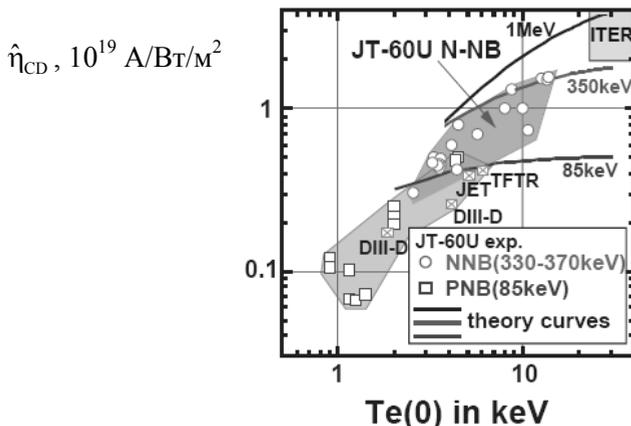


Рис. 95 Эффективность генерации тока с помощью нейтральной инжекции в зависимости от центральной электронной температуры [12]

Следует отметить, что расхождение между предсказанными значениями эффективности генерации тока и достигнутыми экспериментально наблюдались в некоторых режимах даже в спокойной плазме без сильно развитой МГД активности [12]. Интерпретация этих результатов требует детального анализа.

Кроме того, взаимодействие пучка с плазмой может приводить к развитию неустойчивостей, например, альфвеновских волн (рис. 96) [12]. Снижение величины генерируемого тока

может быть незначительным (~7%), но при сильной деформации профиля тока и снижении пикового значения плотности тока (рис. 97).

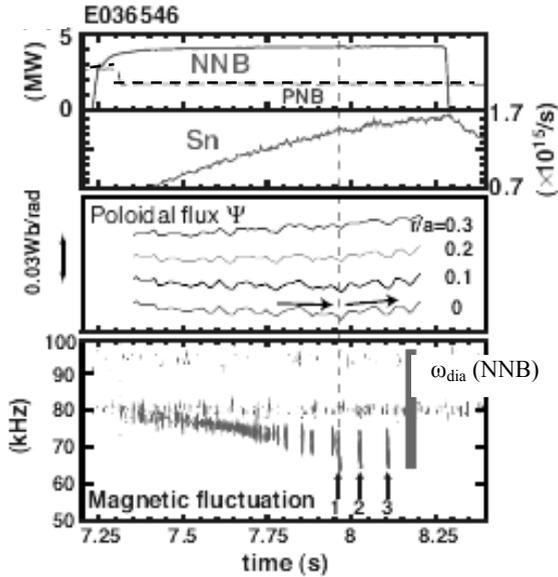


Рис. 96. Развитие неустойчивости, индуцированной инжекцией пучка быстрых атомов [12]

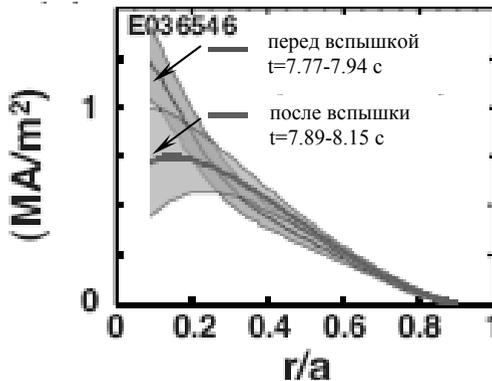


Рис. 97. Сравнение профилей неиндукционного тока до и после вспышки неустойчивости [12]

## ЗАДАНИЯ К РАЗДЕЛУ V

**Задача 5.1.** Для токамака T-10 посчитайте плотность отсечки и величину генерируемого тока для СВЧ-волны на I и II гармониках ЭЦР (обыкновенная и необыкновенная волна соответственно). Условия:  $B_T=2.5$  Т, плотность  $2 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>, температура 3.5 кэВ,  $z_{\text{eff}}=2$ , мощность 1 МВт.

**Задача 5.2.** Для всех токамаков, приведенных в приложении и оснащенных электронно-циклотронным нагревом плазмы, посчитайте величины плотностей отсечки.

**Задача 5.3.** Определите, при какой энергии инжекционного пучка идет нагрев электронной компоненты плазмы для следующих значений температуры плазмы  $T_e=2$  кэВ; 5 кэВ; 10 кэВ; 15 кэВ. Какой должна быть температура плазмы, чтобы энергия пучка нейтральных атомов, основанного на нейтрализации отрицательных ионов, передавалась электронам плазмы: а) для существующего инжектора JT-60U и б) для инжектора ИТЭР?

**Задача 5.4.** Определите частоту нижнегибридного резонанса для установки ИТЭР при распределении плотности и температуры так, как показано в [5] на рис. 2,а, 2,в при условии, что условие резонанса выполняется на половине радиуса. Определите значение критической плотности для волны на этой частоте.

## РАЗДЕЛ VI. ПРОЦЕССЫ В ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЕ

### § 18. УПРАВЛЕНИЕ ПОТОКАМИ ЭНЕРГИИ И ЧАСТИЦ

Одна из основных задач, без которой невозможно создание установки реакторных масштабов – задача оптимизации взаимодействия плазмы со стенкой. Это подразумевает, с одной стороны, выбор такого материала стенки, который бы выдерживал тепловые нагрузки, характерные для реактора в штатных режимах и в случае срывов разряда. С другой стороны, необходимо обеспечить перераспределение потоков, идущих из плазмы, с помощью управления параметрами разряда таким образом, чтобы максимально снизить нагрузку на первую стенку и тем самым облегчить требования к выбору конструкционных материалов.

#### 18.1. Особенности переноса в SOL

Как известно, область за последней замкнутой магнитной поверхностью отличается высоким продольным (вдоль магнитной силовой линии) переносом энергии и частиц. Режим параллельного транспорта определяется числом Кнудсена – отношением кулоновской длины свободного пробега к длине связи между экваториальной плоскостью и диверторной пластиной,  $K^p = \lambda/L$  ( $\sim T_e^2/n_e$ ). Если  $K^p \ll 1$ , то перенос считается диффузионным,  $\chi_{||e} \sim T_e^{5/2}/n_e$ .

Поперечный перенос в SOL превышает классический. Обычно для описания экспериментальных результатов хорошо подходит  $\chi_{\perp e} \sim 0.1-1 \text{ м}^2/\text{с}$ .

На рис. 98 показано характерное распределение параметров в SOL вместе с распределением флуктуаций на примере результатов Alcator C-Mod. Видно, что градиенты плотности и харак-

тер флуктуаций меняются по мере продвижения от сепаратрисы к стенке, что позволяет разделить SOL на две области – дальний и ближний слои. Ближний SOL характеризуется более высокими градиентами параметров плазмы, для дальнего SOL характерны плоские распределения и флуктуации, проявляющиеся как вспышки активности и несущие большие потоки энергии и частиц на первую стенку.

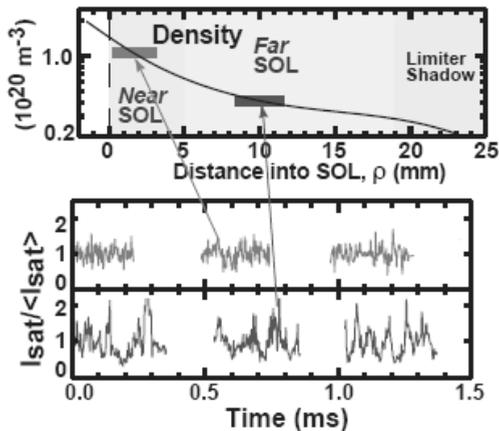


Рис. 98. Профили плотности и флуктуации в SOL в омическом разряде в Alcator C-mod [12]. Сверху – плотность в зависимости от расстояния в глубь SOL. Показаны три области: ближний SOL (Near SOL), дальний SOL (Far SOL) и тень лимитера (Limiter Shadow). Внизу – изменение характера флуктуаций в ближнем и дальнем SOL

Наряду с этой картиной, типичной для многих установок в большинстве рабочих режимов, в режимах с высокой плотностью плазмы было обнаружено появление вспышек излучения  $D_{\alpha}$ , которые соответствовали выбросу из плазмы объектов повышенной плотности (рис. 99). Эти вспышки получили название «блобы». Дальнейшие исследования показали:

- 1) блобы рождаются в области внутри сепаратрисы, движутся наружу;
- 2) плотность плазмы внутри блоба в несколько раз превосходит плотность плазмы в окружающих областях;

3) блобы приводят к резкому увеличению поперечного транспорта в SOL, движение блоба происходит со скоростью, превышающей 100 м/с;

4) сопоставление данных на внутреннем и внешнем обводах тора дают основание полагать, что зарождение этих объектов происходит на внешнем обводе, затем они дрейфуют на внутренний обвод;

5) появление блобов приводит к перераспределению нагрузки между дивертором (лимитером) и первой стенкой и значительному увеличению тепловых нагрузок на первую стенку.

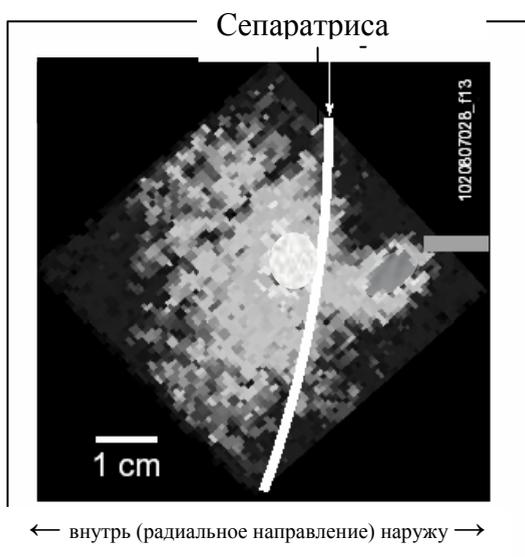


Рис.99. Двумерное изображение распределения излучения  $D_\alpha$  из плазмы токамака Alcator-C mod. Режим с  $n_e/n_{GW}=0.7$ . Светлый цвет соответствует областям с большей плотностью [12]

Наблюдение блобов в какой-то степени меняет концепцию выбора материалов – проблема выбора материала стенки камеры вновь становится столь же актуальной, как и проблема подбора материала диверторных пластин.

До сих пор не создана теоретическая модель, которая позволяет описать формирование и распространение блобов. Поэтому анализ их возможного влияния на плазму в условиях реактора остается нерешенной задачей.

## 18.2. Устройство и режимы работы дивертора

Дивертор – устройство, предназначенное для съема тепловых нагрузок и удаления потоков частиц, уходящих из плазмы через последнюю замкнутую поверхность. Схема дивертора, предлагаемого для ИТЭР, показана на рис. 100.

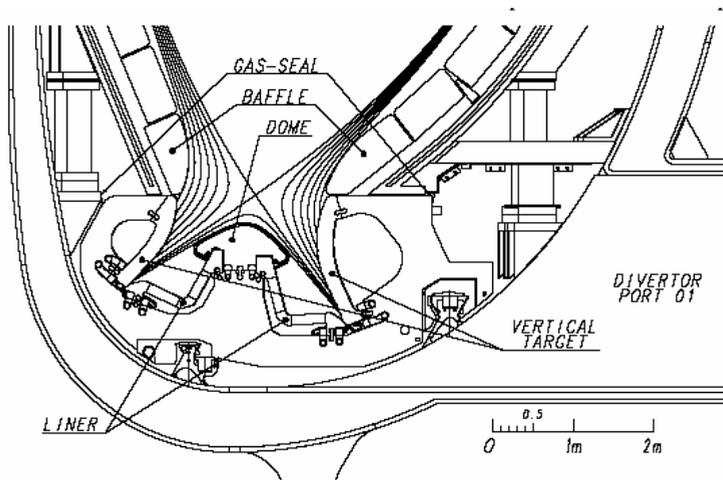


Рис. 100 Схема дивертора ИТЭР [5]: vertical target — вертикальная пластина, liner — облицовка, gas seal — газовый клапан, baffle — экран, dome — купол

В зависимости от числа Кнудсена различают следующие режимы работы дивертора:

1. Sheath limited regime:  $0.1 < K^P < 0.5$  – низкая плотность или высокая температура на сепаратрисе, температура вблизи дивер-

торных пластин и поток на пластину – высокие. Режим, неприемлемый для реактора.

2. Conduction limited regime (режим ограниченной проводимости, режим с высоким рециклингом):  $K^p \ll 0.1$  – достигается с ростом плотности на сепаратрисе – продольная температура падает, градиент температуры вдоль силовой линии (а, следовательно, плотность вблизи пластины) растет. Это приводит к снижению теплового потока на пластину. Однако снижения теплового потока в этом режиме недостаточно для ИТЭР.

3. Detached plasma regime (режим с «отрывом» плазмы) наблюдается при дальнейшем увеличении плотности и/или снижении теплового потока на пластины. При достижении температуры  $T_e \sim 1$  эВ за счет изменения баланса между ионизацией и объемной рекомбинацией плотность нейтралов возрастает. Это режим предпочтительный для реактора. Основные особенности режима с отрывом плазмы таковы:

- снижение ионного тока на пластину из-за рекомбинации или недостаточной энергии для ионизации (рис. 101);
- снижение давления плазмы на пластину;
- снижение мощности, падающей на пластину, за счет излучения из объема.

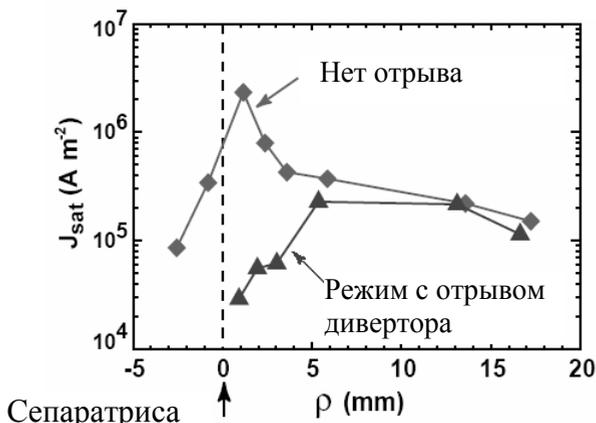


Рис. 101. Снижение ионного тока на внешнюю пластину дивертора при переходе в режим отрыва плазмы на установке Alcator C-mod [5]

Переход из режима «Sheath limited» в режим с высоким рециклингом и затем в режим отрыва был исследован на токамаке Alcator C-mod (см. рис. 101), а также и в других токамаках. Видно, что в режиме «Sheath limited» давление плазмы не меняется вдоль силовой линии, а температура плазмы в экваториальной плоскости вдвое превышает температуру вблизи диверторной пластины. С ростом плотности происходит переход в режим высокого рециклинга и при сохранении давления вдоль силовой линии происходит спад температуры плазмы в области дивертора. Дальнейшее увеличение плотности приводит к переходу в режим отрыва плазмы. Давление перестает сохраняться вдоль магнитной силовой линии вблизи сепаратрисы, температура в области дивертора достигает 1-2 эВ.

По конструкции различают открытый и закрытый дивертор. Дивертор, показанный на рис. 100 — закрытого типа. Пример дивертора открытого типа показан на рис. 102.



Рис 102. Одна из ранних модификаций дивертора установки DIII-D [5]

Использование конструкции закрытого дивертора в ИТЭР продиктовано необходимостью иметь режим отрыва плазмы. Закрытый дивертор позволяет увеличить давление нейтрального

газа и поддув газа в объеме дивертора. Однако проблема такой конструкции заключается в необходимости уменьшения обратного ухода газа из диверторного объема в основную камеру.

Как показали эксперименты, проведенные на различных установках (см. [5] и ссылки в этой работе), конструкция дивертора влияет на режим работы дивертора и параметры плазмы в засепаратрисной области и практически не влияет на удержание основной плазмы. В то же время, на некоторых установках продемонстрировано снижение предельной плотности плазмы с увеличением степени закрытости дивертора. Например, на установке JET эксперименты были проведены в разное время с использованием разных конструкций дивертора. Закрытый дивертор может приводить к снижению предельной плотности плазмы. На установке JET предельная плотность снижалась в результате раннего формирования MARFE [5]. Раннее появление MARFE было следствием изменения конфигурации дивертора (от менее закрытой к более закрытой конфигурации), и в большей степени следствием увеличения химического распыления углерода из-за близости боковых стенок. На JT-60, напротив, несмотря на раннее формирование MARFE величина предельной плотности для срыва разряда практически не менялась.

При неизменной конструкции дивертора хороших результатов по снижению потоков тепла на диверторные пластины удастся достичь благодаря увеличению доли излученной мощности. Для этого применяется напуск примеси – Ne, N, Ar в диверторный объем. В установке ASDEX Upgrade было получено снижение нагрузки на диверторные пластины до уровня, сопоставимого с уровнем шумов измерительной аппаратуры.

### **18.3. Выбор материала первой стенки и дивертора**

Требования к материалу первой стенки и компонентов дивертора определяются стойкостью материала к статическим тепловым нагрузкам во время разряда, к динамическим нагрузкам при

возникновении разного рода МГД неустойчивостей и при срывах, а также минимизацией накопления трития. Изменение температуры диверторной пластины при гранично-локализованных модах показано на рис. 36.

В связи с этим рассматриваются следующие кандидатные материалы: углеродсодержащие материалы, бериллий, вольфрам.

Основными процессами, приводящими к разрушению поверхности из углеродсодержащего материала, являются физическое и химическое распыление, сублимация при высоких температурах  $\sim 2000^\circ \text{C}$ . Основные проблемы для использования углеродсодержащих материалов заключаются:

— в химической эрозии материала с образованием соединений с изотопами водорода;

— в перенапылении углеродных пленок, нежелательных с точки зрения накопления трития, на конструктивные элементы.

Химическое распыление графита сильно зависит от температуры поверхности, а, соответственно, и потока энергии и частиц на поверхность.

Оптимизация режима работы дивертора позволяет снизить химическую эрозию. Например, на установке DIII-D было показано, что в условиях отрыва плазмы при температуре плазмы меньше 2 эВ произошло снижение выхода химической эрозии ниже 0.01% [12].

Основные преимущества бериллия заключаются в его низком заряде при низкой эрозии (сравнимой с углеродом при низкой температуре) и возможности откачивать остаточный кислород. Недостатком бериллия является низкая температура плавления (1550 К), которая может быть превышена при развитии граничных локализованных мод, срывов, других МГД-неустойчивостей.

Использование материалов с высоким  $Z$ , таких как вольфрам, может неблагоприятно сказаться на параметрах основной плазмы из-за транспорта распыленного материала в центральную область. Основные процессы, ведущие к разрушению материала и поступлению примеси в центральную плазму – физическое распыление и испарение.

По всей видимости, для условий реактора наиболее благоприятным выбором является комбинация материалов. На установке JET начаты эксперименты с использованием бериллия в качестве материала первой стенки и углеродсодержащих материалов с вольфрамовым покрытием (200 мкм) для дивертора.

#### 18.4. Удаление гелиевой золы

Важный вопрос, связанный с работой дивертора – удаление гелия, наработанного в результате термоядерной реакции. Транспорт гелия характеризуется отношением  $\tau_{\text{He}}^*/\tau_E$  и фактором обогащения гелием, то есть отношением количества гелия в откачиваемом газе к количеству гелия в основной плазме.

При мощности термоядерной реакции  $P_{\text{fus}}=1.5$  ГВт скорость образования гелия составляет  $5 \cdot 10^{20}$  ч/с. Что требует скорости откачки  $170 \text{ м}^3/\text{с}$ .

Эксперименты показали, что оптимизации конфигурации дивертора и переход к более закрытому устройству приводят к лучшему удалению гелия из установки. Достигнутые скорости откачки на современных крупных установках показали возможность реализации требований ИТЭР.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ИТЭР — СЛЕДУЮЩИЙ ШАГ

Более полувека прошло с тех пор, когда идея магнитного удержания плазмы в замкнутой системе была впервые предложена И.Е. Таммом и А.Д. Сахаровым. Начало исследованиям на токамаках было положено в 1955 году в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова (тогда ЛИПАН), где была построена первая установка. За прошедшие десятилетия исследования на токамаках показали возможность удержания плазмы, контроля ее параметров в течение длительного времени, сравнимого и превышающего характеристические времена (энергетическое время жизни плазмы, скин-новое время и т.д.). Получены новые режимы, позволившие улучшить параметры плазменных режимов. Однако не все задачи могут быть решены на установках современных масштабов. Необходимо сооружение более крупной установки, оснащенной мощным комплексом нагрева, съема мощности, воспроизводства топлива и т.д. Такая задача, наверное, под силу и одной стране, но масштабность задачи является хорошим поводом для объединения усилий всего мирового сообщества.

Проект ИТЭР, пожалуй, является крупнейшим международным научным проектом. Идея о его создании была выдвинута Советским Союзом в 1988 году. Сейчас в реализации проекта ИТЭР участвуют семь сторон — Россия, США, Япония, Европейский Союз, Китай, Индия, Корея. Уже выбрана площадка для строительства, начаты работы по сооружению комплекса установки.

Физические и технологические задачи ИТЭР кратко можно сформулировать следующим образом [12]:

- 1) достижение горения с  $Q=10$  в индуктивном режиме с длительностью импульса, превышающей характеристические времена плазменных процессов;
- 2) достижение режима с  $Q=5$  в неиндукционном режиме;
- 3) демонстрация пригодности и возможности интеграции инженерных и технологических решений;

4) тестирование компонентов будущего промышленного реактора, включая модули воспроизводства трития.

Параметры международного термоядерного реактора приведены в [12]:

— термоядерная мощность 500-700 МВт (в зависимости от длительности горения);

— термоядерный выход 5 в неиндукционном режиме, 10 в индукционном режиме;

—  $R=6.2$  м;

—  $a=2$  м;

— вытянутость плазмы на сепаратрисе 1.85;

— треугольность плазмы на сепаратрисе 0.48;

—  $I_p=15-17$  МВт (в зависимости от длительности горения);

—  $V_T=5.3T$ ;

— мощность дополнительного нагрева 73-110 МВт;

— объем плазмы  $830$  м<sup>3</sup>;

— площадь поверхности плазмы  $680$  м<sup>2</sup>;

— площадь поперечного сечения плазмы  $22$  м<sup>2</sup>.

Работа над проектом ИТЭР уже дала вклад в развитие науки и технологии. Например, развитие новых источников СВЧ-излучения (гиротронов с частотой 170 ГГц), новых инжекторов нейтральных частиц (с энергией пучка 1 МэВ) было в значительной мере стимулировано потребностями ИТЭР. Развитие диагностических методик, развитие материаловедения, систем управления разрядом, создание объединенных баз данных — так же в значительной мере результат существования проекта.

Успешная демонстрация термоядерного горения и энергетический выход, дающий  $Q=5$  или 10 в зависимости от режима, позволит поставить точку в многолетней полемике между представителями термоядерного научного сообщества и представителями атомной энергетики о возможностях создания термоядерной электростанции.

Кроме того, успешная работа ИТЭР — это рабочие места для ученых и инженеров на центральной площадке и в домашних командах.

## Приложение

Основные проектные параметры действующих и проектируемых токамаков

Токамак	R/a, [м/м]	κ	δ	I <sub>p</sub> , МА	В <sub>T</sub> , Т	Системы дополнительного нагрева			
						ЭЦР	ИЦР	НГ	НИ *)
T-10	1.5/0.3	1	0	0.3	2.5	140 ГГц/ 1.4 МВт 130 ГГц/ 1.2 МВт			
T-11	0.7/0.2	1	0	0.1	1				
T-15	2.43/0.7	1	0	3	3.5	140 ГГц/6 МВт			9 МВт
Туман-3М	0.53/0.22	1	0	0.18	1.2		8-12 МГц/ 300 кВт		
FTU	0.935/0.3	1	0	1.6	8	140 ГГц/ 1.6 МВт		8 ГГц/2.4 МВт	
TEXTOR	1.75/0.5	1	0	0.8	2.8	140 ГГц/ 0.5 МВт	4 МВт		4 МВт
TFTR **)	2.1-3.1/ 0.4-0.96	1	0	3	6		11.4 МВт		39.5 МВт
Tore Supra	2.4/0.7	1	0	1.7	4.5	118 ГГц/ 0.7 МВт	9 МВт	5 МВт	
Alcator C-mod	0.67/0.21	1.8	0.4	3.0	9		42-78 МГц/ 4 МВт 80 МГц/4 МВт	4.6 ГГц/3 МВт	
Asdex Upgrade	1.65/0.5	1.8	0.4	1.6	3.1	140 ГГц/4 МВт	30-40 МГц/ 6 МВт		20 МВт

Токамак	R/a, [м/м]	κ	δ	I <sub>p</sub> , МА	В <sub>т</sub> , Т	Системы дополнительного нагрева				
						ЭЦР	ИЦР	НГ	НИ	
DIII-D	1.67/0.67	≤2	≤0.6	3.5/5	2.2	110 ГГц/3 МВт	60 МГц+83 МГц/4.4 МВт			20 МВт
EAST	1.7/0.4	1.5-2	0.3-0.5	1.5	4	0.5-1.5 МВт	3-6 МВт	3.5-8 МВт		4-8 МВт
JET	2.96/1.25	1.8	≤0.45	7	4		22 МВт	7.3 МВт		22 МВт
JT-60U	3.4/1.15	<1.8	0.54	3.0	4	110 ГГц/3 МВт		2 ГГц/1.8 МВт		25 (P-NBI)+ 6(N-NBI) МВт
KSTAR	1.8/0.5	2	0.8	2	3.5	7.5	6	5		20
TCV	0.875/ 0.243	≤3	0	1.2	1.43	82.4 ГГц/ 2.8 МВт/ 118 ГГц/ 0.45 МВт				
Глобус-М	0.36/0.21	1.2	0.4	0.5	0.6		12-50 МГц/ 1 МВт			0.6-1 МВт
ITER- FEAT***)	6.2/2	1.85	0.48	15	5.3	170 ГГц/ 20-40 МВт	40-50 МГц/ 20-40 МВт	5 ГГц/ 0-20-40 МВт		33-50 МВт

\*) НИ — инжекция нейтральных атомов.

\*\*) Установка TFTR была закрыта в середине 90-х годов.

\*\*\*) Величины мощности дополнительного нагрева варьируются в указанном диапазоне в различных рабочих режимах.

### Список литературы

1. Глухих В.А., Беляков В.А., Минеев А.Б. Физико-технические основы управляемого термоядерного синтеза. Учебное пособие для вузов. 2006.
2. ITER Physics Guidelines — N 19 FDR 1 01-07-13 R 0.1.
3. Мирнов С.В. Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1985.
4. Esipchuk Yu.V. et al Plasma Phys. Control. Fusion 45 (2003) 793.
5. ITER Phys. Bas., Nucl.Fus. 39 (1999) 2137.
6. Vershkov.V. Nucl.Fus. 45 (2005) S203.
7. Greenwald M. et al Nuclear Fusion 28 (1988) 2199.
8. Кадомцев Б.Б. Основы физики плазмы токамака. Изд-во ВИНТИ, серия «Физика плазмы», т.10, ч.1, М., 1991.
9. Porcelli F., Boucher D., Rosenbluth M. Plasma Phys. Control. Fusion 38 (1996) 793.
10. Галлеев А.А., Сагдеев Р.З. Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1973, вып. 7.
11. J. Wesson, Tokamaks, 2004.
12. Progress in the ITER Phys. Bas., Nucl.Fus. 47 (2007) S1.
13. Doyle E.J. et al., in Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conf., Sorrento, 2000, IAEA-CN-77/EX6/2.
14. Newman D.E. et al., Preprint ORNL/P-97/91373, 1997.
15. Staebler G.M., Plasma Phys. Control. Fusion, 40(1998) 569.
16. Synakowski E.J., ibid, p. 581.
17. Burrell K.H., Physics of Plasmas, 6 (1999) 4418.
18. Greenfield C.M. et al., General Atomics Rep. GA-A23428 (2000).
19. Garbet X. et al, Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) A251.
20. Tala T.J.J. et al, in Proc. of 27th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., 2000, Budapest, Hungary, ECA, vol. 24B (2000) 1493-1496.
21. Dorland W. et al, Phys. Rev. Letters, 85 (2000) 5579.
22. Razumova K A et al in Proc. 19th Int.Conf. on Fusion Energy (Lyon, France, 2002) (Vienna: IAEA) CD-ROM file IAEA-CN-94/ EX/ P3-03.
23. Connor J.W. et al, Nucl. Fusion 44 (2004) R1.
24. Garbet X. et al, Plasma Phys. Control. Fusion 46 (2004) B557.
25. Weisen H. et al Nuclear Fusion 45 (2005) L1.

26. Angioni C. et al Phys. Plas. 10 (2003) 3225.
27. Greenwald M. et al Nuclear Fusion 47 (2007) L26.
28. Ware A.A. Phys. Rev. Let. 25 (1970) 15.
29. Romanelly M. et al in Proc. Of 33rd EPS Conf. on Plasma Phys. Rome, 19 - 23 June 2006 ECA Vol.30 I, P-5.074 (2006).
30. Kirneva N.A. et al Plas. Phys. Control. Fusion 50 (2008) 065004.
31. Stober J. et al, Nucl.Fus. 41 (2001) 1535.
32. Hoang G T et al Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 55002.
33. Valovic M et al Plasma Phys. Control. Fusion 46 (2004) B557.
34. Takenaga H. et al., Nucl. Fusion **43** (2003) 1235.
35. Doyle E.J. et al in Proc. 19th Int.Conf. on Fusion Energy (Lyon, France, 2002) (Vienna: IAEA) CD-ROM file IAEA-CN-94/ EX/ C3-2.
36. Lopez Cardozo N.J. et al, Plasma Phys. Control. Fusion 37 (1995) 799.
37. Андреев В.Ф., Днестровский Ю.Н., Лысенко С.Е., Разумова К.А., Сушков А.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2000. Вып. I. С.116.
38. Ryter F. et al Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) A323.
39. Андреев В.Ф., выступление по результатам обработки данных токамака JET с помощью кода COBRA, январь 2007.
40. Y. Koide "Response of toroidal rotation to near-perpendicular NB injection on JT-60U" Presented at the 8th Meeting of the ITPA, Kyoto 2005.
41. DeGrassie J. et al Phys.Plasmas 11 (2004) 4323.
42. Zastrow K.-D. et al, in Proc. 22nd EPS Conf. on Plasma Phys. Bornemouth, 1995, Vol.19 C, Part II, 453.
43. Solomon W.M. et al, in Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conference Vilamoura, Portugal, 1 to 6 November 2004, IAEA-CN-116/EX/P4-10.
44. Petty C.C. et al Nucl. Fusion 38 (1998) 1183.
45. Wagner F. et al., Phys. Rev. Letter, 49(1982) 1408.
46. Groebner R.J. et al., Plas. Phys. Control. Fusion 38(1996) 1249.
47. Burrell K.H., Physics of Plasmas, 6 (1999) 4418.
48. Tsuchiya K. et al., Plasma Phys. Control. Fusion 40(1998) 713.
49. Bush C.E., Salbagh S.A., Bell R.E. et al., 1994, in Proc. of 21<sup>st</sup> EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., v. 18B, part 1, 354.

50. Synakowski E J, Plasma Phys. Control. Fusion 40 (1998) 581.
51. Zohm H., Plasma Phys. Control. Fusion 38(1996) 105.
52. Andrejko M.V., Askinazi L.G., Golant V.E. et al., Plasma Phys. Control. Fusion 36 (1994) A165.
53. Hubbard A.E. et al., Plasma Phys. Control. Fusion 46(2004) A95.
54. Martin Y.R., Duval B.P., Moret J.M., Rommers J., in Proc. of 27<sup>th</sup> EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., Budapest, Hungary, 2000.
55. Connor J.W., Wilson H.R., Plasma Phys. Control. Fusion, 42(2000) R1.
56. Hubbard A. E. presented at Transport Task Force meeting, Annapolis, April 2001.
57. В.М. Леонов, Физика плазмы, 20 (1994) 381.
58. Burrell K.H. in Proc. of 19th IAEA Fusion Energy Conf., IAEA-CN-94/OV/1-5.
59. Lang P.T. et al in Proc. 30th EPS Conf. on Plasma Phys. St.-Petersburg, 2003, ECA, Vol.27 A, P-1.129.
60. Oyama N. et al Fusion Energy 2004: Proc. 20th Int. Conf. (Vilamoura, 2004) (Vienna: IAEA) CD-ROM file EX/2-1.
61. Evans T.E. et al 2004 Phys. Rev. Lett. 92 235003.
62. Ongena J. et al Proc. 20th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. Lisbon, 1993, Vol. 17 C, Part I, 127.
63. Koide Y. et al., Phys. Rev. Letter, 72 (1994) 3662.
64. Conway G D et al, Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) 1167.
65. Litaudon X. Plasma Phys. Control. Fusion 48 (2006) A1.
66. Mantica P et al 2006 Phys. Rev. Lett. 96 095002-1.
67. R.D. Stambaugh, in Proc. 28th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics Madeira, Portugal, 2001.
68. Field A et al Proc. 20th Int. Conf. on Fusion Energy (Vilamoura, Portugal, 2004) (Vienna: IAEA) EX/P2-11.
69. T. Fujita et al in Proc. 9th IAEA Technical Meeting on H-mode Physics and Transport Barriers, San Diego, California, USA, September 2003.
70. Henderson M.A. et al, Phys. Rev. Letters 93 (2004) 215001.
71. Kirneva N A et al Plasma Phys. Control. Fusion 47 (2005) 1787.

72. Razumova K A et al Proc. 19th Int.Conf. on Fusion Energy (Lyon, France, 2002) (Vienna: IAEA) CD-ROM file IAEA-CN-94/ EX/ P3-03.
73. Buratti P. et al in Proc. 25th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Praha, 1998.
74. Sharapov S. et al., in Proc. of 28th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Funchal, 18-22 June, 2001, ECA Vol. 25A (2001) 1885-1888.
75. Joffrin E et al 2003 Nucl. Fusion 43 1167.
76. Prater R. et al, in Proc. of 18<sup>th</sup> IAEA Fusion Energy Conf., Sorrento, Italy, 4-10 Oct. 2000, IAEA-CN-77/EX8/1.
77. Mazon D et al 2002 Plasma Phys. Control. Fusion 44 1087.
78. Tresset G. et al, Nucl. Fusion 42 (2002) 520.
79. Fujita T. et al 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg, 7-11 July 2003 ECA Vol. 27A, P-2.131.
80. Ide S et al 2004 Nucl. Fusion 44 87.
81. Litaudon X et al 2004 Plasma Phys. Control. Fusion 46 A19.
82. Gohil P. et al in Proc. of 19th IAEA Fusion Energy Conf., Lyon, 2002, IAEA-CN-94/CT/P-05.
83. Connor J. et al Nucl. Fusion 44 (2004) R1.
84. Joffrin E., Allfrey S., Challis C.D. et al., in Proc. of 27th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., 2000, Budapest, Hungary, ECA, vol. 24B (2000) 237-240.
85. Greenwald Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) R27.
86. Аликаев В.В. и др. Физика плазмы 26 (2000) 991.
87. Rapp J. et al Nuclear Fusion 39 (1999) 765.
88. Esipchuk Yu.V. et al Plas. Phys. Control. Fusion 45 (2003) 793.
89. M. Okabayashi Workshop (W60) on "Burning Plasma Physics and Simulation" 4-5 July 2005, University Campus, Tarragona, Spain.
90. Scoville J.T. GA Report GA-A23256.
91. Zohm H. Plas. Phys. Control. Fusion 49 (2007) B341.
92. Zohm H et al Phys. Plasmas 8 (2001) 2009.
93. Isayama A et al Plasma Phys. Control. Fusion 42 (2000) L37.
94. Erckmann V., Gasparino U., Plasma Phys. Control. Fusion 36 (1994) 1869.
95. Fisch N.J., Boozer A.H., Phys. Rev. Letter, 45(1980) 720.
96. Fisch N.J., Reviews of Modern Physics, 59(1987) 175.

97. Dnestrovskij Yu.N. et al, Nuclear Fusion 28(1988) 267.
98. Harvey R.W., et al, Phys. Rev. Letter 62 (1989) 462.
99. Luce T.C., et al, Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Research (Proc. XIII Conf., Washington), 1990, v. I, 631.
100. Coda S., Goodman T.P., Henderson M. et al., Plasma Phys. Control. Fusion, 42(2000) B311.
101. Gruber O. et al, in Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conf., Sorrento, 2000, IAEA-CN-77/OV2/1.
102. Ikeda Y., et al, Fusion Engineering and Design 53 (2001) 351.
103. Esipchuk Yu.V., Plas. Physics Control. Fusion 37(1995) A267.
104. Petty C.C., et al, Nuclear Fusion 41 (2001) 551.
105. Petty C.C., et al, proc. of 14th Top. Conf. on RF Power in Plasmas, Oxnard, California, May 7-9, 2001 (AIP, Melville, New York).
106. Geiger J., et al, in Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conf., Sorrento, 2000, IAEA-CN-77/EXP4/04.
107. Weizen H. et al, CRPP preprint LRP 684/00.
108. Ohkawa T., General Atomics Report GA-A13847 (1976).
109. Luce T.C., et al, Phys. Rev. Letters, 83 (1999) 4550.
110. Chan V.S., et al, Nuclear Fusion 22 (1982) 787.
111. Matsuda K., IEEE Transactions on Plasma Science 17 (1989) 6.
112. Kirneva N.A. Plasma Phys. Control. Fusion **43** (2001) A195.
113. Wolf R C et al 2000 Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conf. (Sorrento: IAEA-CN-77/EX4/04).
114. Alberti S et al 2000 Proc. 18th IAEA Conf. on Fusion Energy (Sorrento: IAEA-CN-77/EXP4/04).
115. Kajiwara K. et al, Nucl. Fusion 45 (2005) 694.
116. Jackson G.L. et al in Proc. of 34th EPS Conference on Plasma Phys. Warsaw, 2 - 6 July 2007 ECA Vol.31F, P-1.141 (2007).
117. Kirneva N.A. et al 34th EPS Conference on Plasma Phys. Warsaw, 2 - 6 July 2007 ECA Vol.31F, P-1.164 (2007).
118. G.Granucci et al in Proc. of 28th EPS Conf. on Control Fus. and Plasma Phys, 18-22 June, Funchal, ECA Vol.25A, (2001) 1757.
119. R Yoshino and M Seki, Plasma Phys. Control. Fusion 39 (1997) 205.
120. Becoulet A. Plasma Phys. Control. Fusion 38 (1996) A1.
121. Terry J.L. et al in Proc. of 19th IAEA Conf. on Fusion Energy (Lyon, France, 2002 EX/P5-10).

Кирнева Наталья Александровна

Современные исследования на установках «Токамак»  
Учебное пособие

Редактор Шумакова Н.В.  
Оригинал-макет изготовлен Кирневой Н.А.

Подписано в печать 1.12.08

Печ.л. 11,75

Изд. № 4/16

Уч-изд.л. 12,0

Заказ

Формат 60 × 84  $\frac{1}{16}$

Тираж 150 экз.

---

Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет)  
115409, Москва, Каширское ш., 31  
Типография «Тровант», г. Троицк Московской обл.