

Курс лекций: Физико-технические основы токамака-реактора ИТЭР

Владимир Юрьевич Сергеев

проф., д.ф.м.н., кафедра физики плазмы
физико-технический факультет СПбГПУ

Содержание лекции № 3-7 «Фундаментальные транспортные процессы»

- 3.1. Физические механизмы удержания.
- 3.2. Столкновительный перенос.
- 4.1. Неоклассический перенос.
- 5.1. Различные режимы удержания и скейлинги.
- 6.1. Микронеустойчивости. Электронная дрейфовая волна.
- 6.2. Флуктуации и их связь с турбулентным переносом.
- 6.5. Основные масштабы и механизмы турбулентного переноса.
Эффект «жестких» профилей.
- 7.1. Подавление турбулентного переноса широм вращения.
- 7.2. Экспериментальные наблюдения подавления турбулентного переноса тепла.
- 7.3. Описание переноса частиц.

Физические механизмы удержания

- Чтобы зажечь плазму – ее надо удерживать достаточно долго. Глобальное время удержания энергии вводится следующим образом:

$$\tau_E = \frac{\int 3/2(T_i + T_e)d^3x}{P}$$

где P – вкладываемая мощность. Аналогично определяется и время удержания частиц. Удержание ограничено процессами диффузионного и конвективного переноса.

- В плазме можно выделить три вида потерь энергии, частиц и момента
 - 1) Потери за счет орбит, которые не удерживаются магнитной ловушкой (не зависят от столкновений)
 - 2) Перенос за счет классических кулоновских столкновений частиц разного сорта
 - 3) Турбулентный перенос (электромагнитные или электростатические флуктуации)

Орбитальные потери

- Магнитное удержание неидеально. В плазме установок всегда существуют магнитные зеркала, в которых частицы, захваченные в эти зеркала, могут их покинуть при достаточно больших отношениях v_{\parallel}/v_{\perp} .
- В стеллараторах и токамаках количество катушек тороидального магнитного поля конечно – между ними существуют магнитные пробки, в которых захваченные частицы дрейфуют в вертикальном направлении благодаря неоднородному магнитному полю, и в конечном счете могут выйти из ловушки (*orbit losses*).
- Особенно эти потери важны для быстрых частиц – термоядерных альфа-частиц, а также частиц, нагреваемых пучками нейтральных атомов, ВЧ-волнами.

Столкновительный перенос в цилиндре (подход случайных блужданий)

- В плазме, парные столкновения являются основным механизмом поперечного переноса тепла и частиц в классической модели случайных блужданий, что описывается коэффициентом диффузии D

$$D \propto \lambda^2 / \tau_c,$$

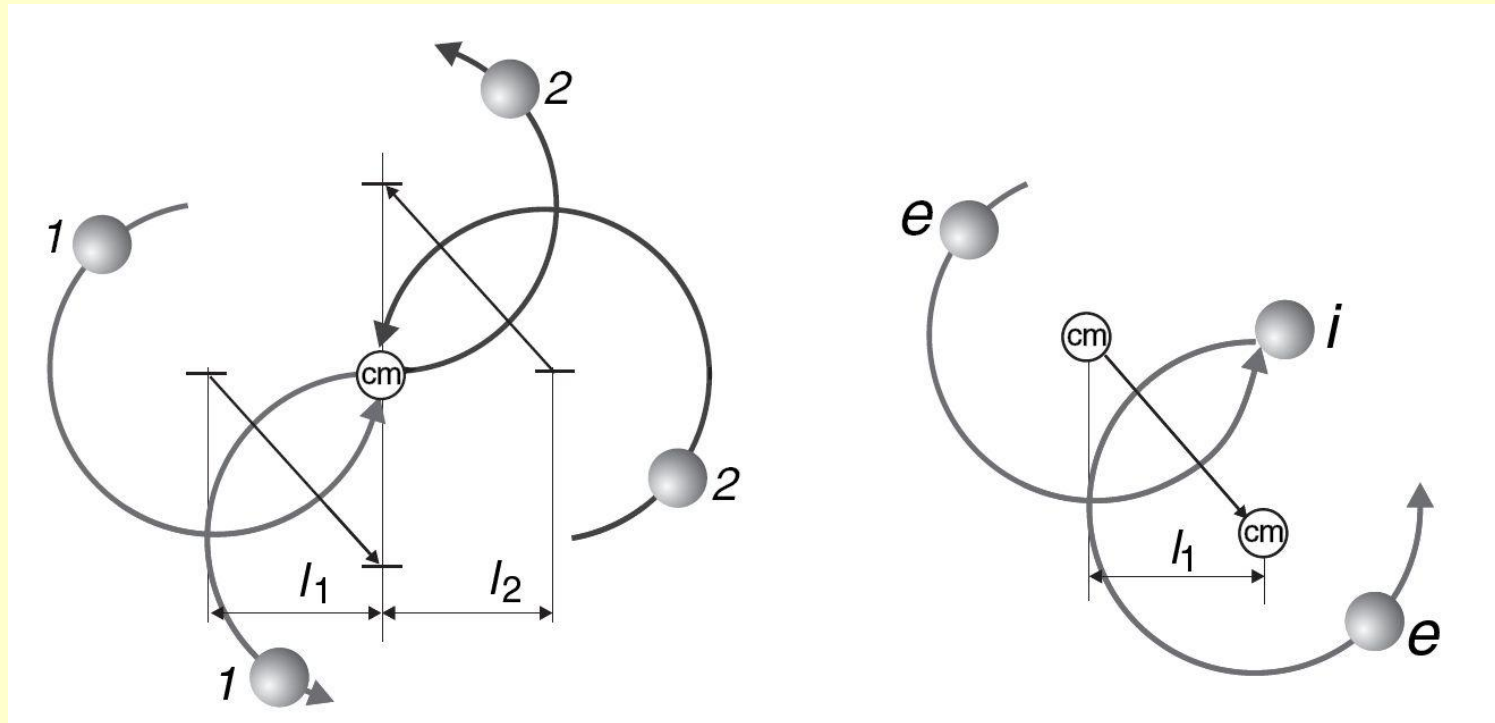
где λ - шаг блуждания, τ_c - характерное время шага блуждания.

- В цилиндрической геометрии, они соответственно задаются временем столкновений и ларморовским радиусом электронов или ионов
- Время удержание для цилиндра радиусом a определяется

$$\tau \propto a^2 / D, \quad \tau = \tau_c (a / r_L)^2$$

- Поскольку и время столкновений и ларморовский радиус пропорционален корню из массы частицы, классическое время удержание электронов в корень из масс больше, чем ионное.
- Однако, поскольку диффузия возможна в полностью ионизованной плазме только при столкновениях разных частиц (см. след. слайд) характерное время определяется обратной частотой электрон-ионных столкновений.

Столкновительные потери (классический цилиндр)



- Particle gyro motion in like (*left*) and unlike (*right*) particle collisions. Only in collisions of unlike particles, the centre of mass (cm) of the electron population is displaced.

Столкновительный перенос в цилиндре (подход диффузии резистивной плазмы)

- Описывается законом Ома и уравнением баланса давлений

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \cdot \mathbf{j}, \quad \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p, \quad \eta = m_e v_{ei} / (ne^2)$$

- Тогда скорость поперечного движения плазмы определяется

$$\mathbf{v}_\perp = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2 - \eta \cdot \nabla p / B^2$$

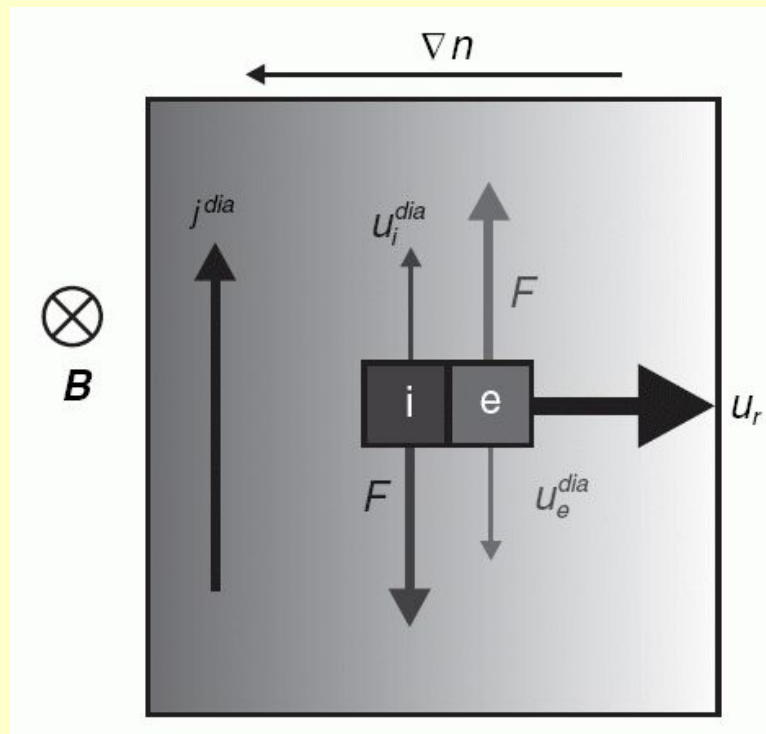
- Первый член отражает дрейф в скрещенных полях в полностью ионизованной плазме с идеальной проводимостью (сохранение магнитного потока в элементе жидкости), а второй как раз и отражает диффузию плазмы за счет конечной проводимости.
- Воспользовавшись уравнение непрерывности легко показать, что D определяется

$$D = \eta^2 p / B^2 = r_L^2 / \tau_e$$

что эквивалентно модели случайных блужданий.

Столкновительный перенос в цилиндре (подход - сила трения при диамагнитном дрейфе)

- Диамагнитный ток пропорционален концентрации и направлен по разному для электронов и ионов, отсюда сила трения, которая универсально приводит к потоку перпендикулярному силе трения и магнитному полю.
- Легко показать, что коэффициент диффузии в таком случае будет такой же.



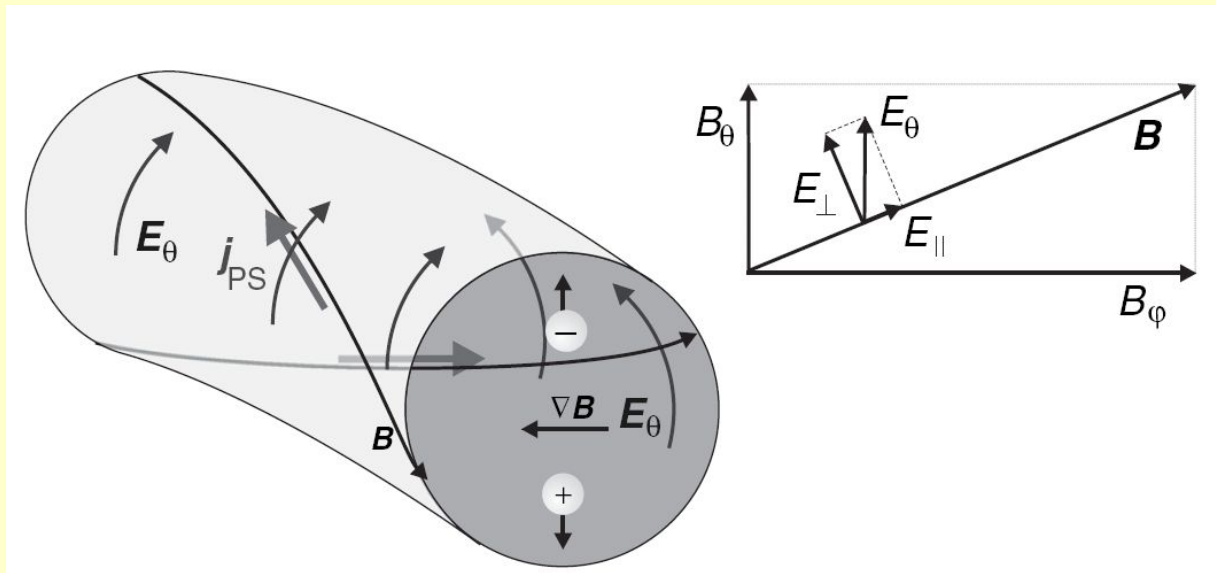
Столкновительный перенос в торе (режим Пфирша-Шлютера)

- Есть две коррекции по сравнению с классическим переносом:

$$\mathbf{v}_{\perp} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2 - \eta \cdot \nabla p / B^2$$

1) радиальный поток связанный с диффузией становится полоидально несимметричный

2) Возникает вертикальное электрическое поле из-за того, что вращательное преобразование не может полностью компенсировать разделение зарядов, вызванное кривым магнитным полем. В результате возникают токи Пфирша-Шлютера, показанные на рисунке.



$$D^{PS} = D^c \left(1 + 2q^2 \frac{\eta_{\parallel}}{\eta_{\perp}} \right)$$

Столкновительный перенос в торе (режим бананов)

- В отсутствии столкновений частицы с $v_{\parallel} < \varepsilon^{1/2} v_{\perp}$ захвачены в областях слабого магнитного поля. Несмотря на то, что доля $\varepsilon^{1/2}$ таких захваченных частиц невелика, при малой столкновительности они могут доминировать в переносе. Когда частица совершает по крайней мере одно возвратное (*bounce*) движение до следующего столкновения – начинается *банановый* режим.

- Столкновения приводят к тому, что в пространстве скоростей частиц уходят из области захваченных в область пролетных (при угле $v_{\parallel}/v_{\perp} = \Delta\vartheta \sim \varepsilon^{1/2}$), та что эффективная частота столкновений $\nu/(\Delta\vartheta)^2 \sim \nu/\varepsilon$. Эта эффективная частота столкновений должна быть меньше баунс-частоты $\varepsilon^{1/2} v_T/qR$, то есть

$$\nu < \varepsilon^{3/2} v_T/qR$$

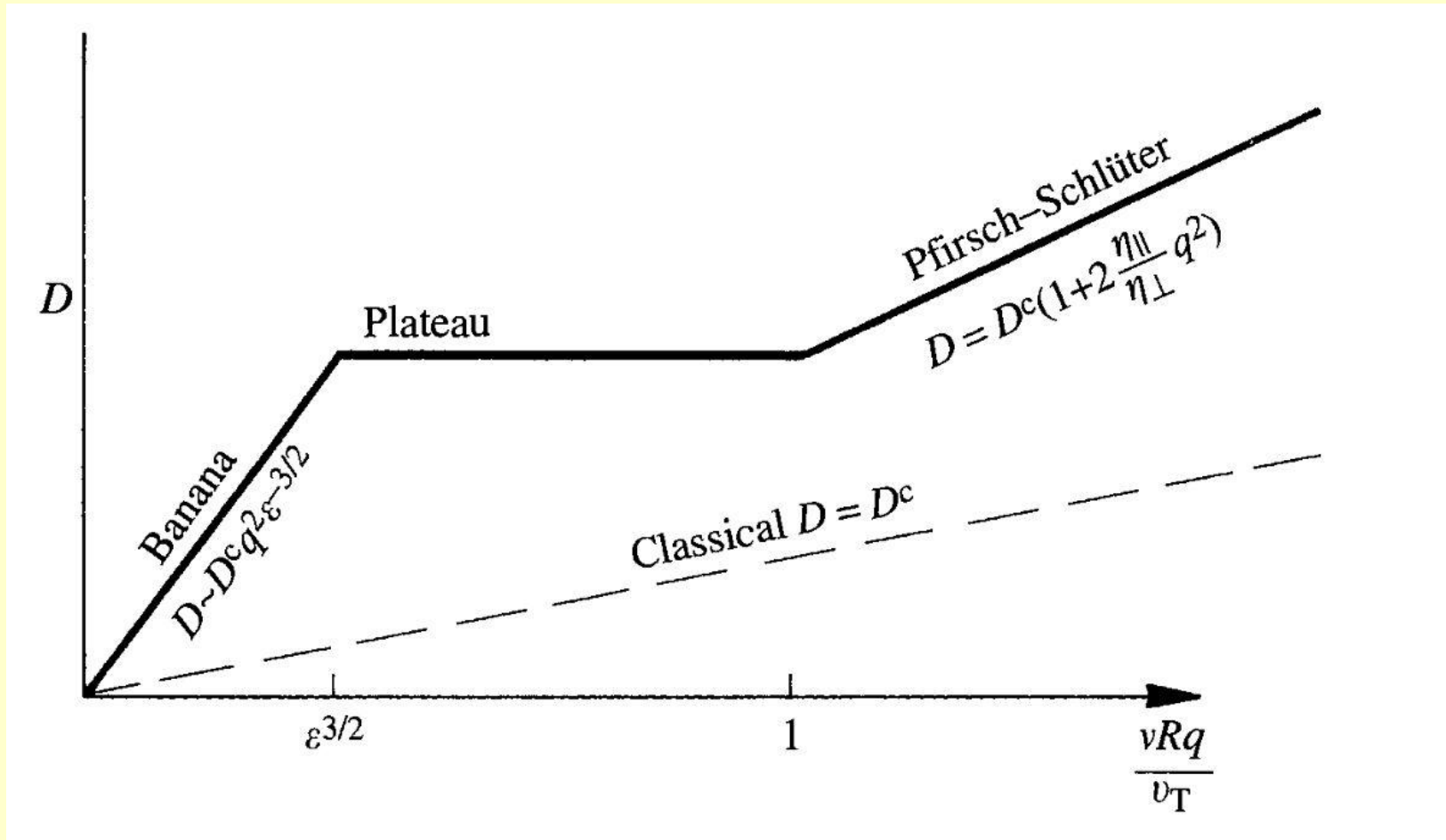
- При этом вместо ларморовского радиуса в модели случайных блужданий надо подставлять ширину банана $w_b \sim (q/\varepsilon^{1/2})\rho_L$, а вместо частоты – эффективную частоту столкновений. Надо учесть что доля захваченных частиц $\varepsilon^{1/2}$

$$D^{ban} \sim \frac{\varepsilon^{1/2} (\rho_L q / \varepsilon^{1/2})^2}{\varepsilon / \nu} \sim r_L^2 \nu \frac{q^2}{\varepsilon^{3/2}} = D^c \frac{q^2}{\varepsilon^{3/2}}$$

- Таким образом, по сравнению с классической диффузией банановая диффузия увеличивается в $q/\varepsilon^{3/2}$ раз, а по сравнению с диффузией Пфирша-Шлютера в $\varepsilon^{3/2}$ раз.

Столкновительный перенос в торе (summary)

- Классический коэффициент диффузии $D \equiv D^c$ зависит от отношения частоты столкновений ν к баунс-частоте Rq/ν_T



Неоклассические эффекты (*Ware pinch*)

- Это поток частиц внутрь благодаря продольному электрическому полю. Для захваченных частиц это следует прямо из тороидальных уравнений движения

$$\frac{d}{dt} m_j v_\phi = e_j (E_\phi + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})_\phi)$$

- Для захваченных частиц интеграл между столкновениями левой части уравнения равен нулю, так что

$$(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_\phi = v_\perp B_\theta = -E_\phi \Rightarrow \langle v_\perp \rangle = -E_\phi / B_\theta$$

- Так как часть захваченных частиц порядка $\varepsilon^{1/2}$, то поток внутрь будет

$$\Gamma \sim \varepsilon^{1/2} n E_\phi / B_\theta$$

- Надо отметить, что величины этого потока небольшие для того, чтобы значительно влиять на наблюдаемые радиальные профили частиц. Обычно делаются предположения об аномальном пинче.

Неоклассические эффекты (Bootstrap current)

- Пинч Ware – это радиальный поток благодаря продольному полю. Существует также продольный ток при наличии радиального градиента плотности – бутстреп-ток. Ниже приведены простейшие соображения на этот счет.

- Запертые части имеют долю $\varepsilon^{1/2}$ от общего числа частиц, их типичная параллельная скорость $\varepsilon^{1/2} v_T$, а ширина банана $w_b \sim (q/\varepsilon^{1/2}) \rho_L$.

- Можно по аналогии с диамагнитным (поперек магнитного поля) током пролетных частиц можно оценить поток вдоль магнитного поля, которые переносят запертые частицы

$$j_t \sim -e\varepsilon^{1/2} (\varepsilon^{1/2} v_T) w_b \frac{dn}{dr} \sim -q \frac{\varepsilon^{1/2}}{B} T \frac{dn}{dr}$$

- Такой поток переносят как запертые электроны так и запертые ионы, передавая часть момента пролетным частицам. В результате, возникающая разность скоростей пролетных частиц и есть бутстреп-ток j_b . Передача момента между пролетными ионами и электронами можно оценить с помощью такого тока

- $v_{ei} m_e j_b / e$. Для пролетных электронов это сбалансируется передачей их момента к запертым электронам. Последние имеют область $\varepsilon^{1/2}$ в пространстве скоростей из которой диффузионно уходят с эффективным временем $\tau_{eff} \sim (\varepsilon^{1/2})^2 \tau_{ee}$. Поэтому передача момента между пролетными и запертыми электронами $v_{ee} / \varepsilon m_e j_t / e$

- Приравнивая два выражения для передачи момента и полагая $\tau_{ee} \sim \tau_{ei}$ получаем

$$j_b \sim -q \frac{T}{\varepsilon^{1/2} B} \frac{dn}{dr}, \text{ поскольку } q = \varepsilon B / B_\theta \Rightarrow j_b \sim -\frac{\varepsilon^{1/2}}{B_\theta} T \frac{dn}{dr}$$

Неоклассические эффекты (Перенос примесей)

- Характерной чертой радиального неоклассического переноса примесей является то обстоятельство, что частота столкновений ионов с ионами примеси может значительно превышать частоту электрон-ионных столкновений. Поскольку ионы разные, их трение может вызывать соответствующую радиальную диффузию. При этом профиль примеси должен модифицироваться, чтобы скомпенсировать эту дополнительную силу трения. Условия для этого выглядят следующим образом.

$$\frac{1}{n_Z} \frac{dn_Z}{dr} = \frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dr} + \frac{\alpha}{T} \frac{dT}{dr} \qquad \frac{n_Z(r)}{n_Z(0)} = \left(\frac{n_i(r)}{n_i(0)} \right)^Z$$

где n_Z - плотность ионов с зарядом Z , n_i - плотность ионов плазмы и коэффициент α зависит от деталей термосилы. Как видно, в отсутствие термосилы, это условие приводит к аккумуляции примеси к магнитной оси в соответствии со следующим выражением

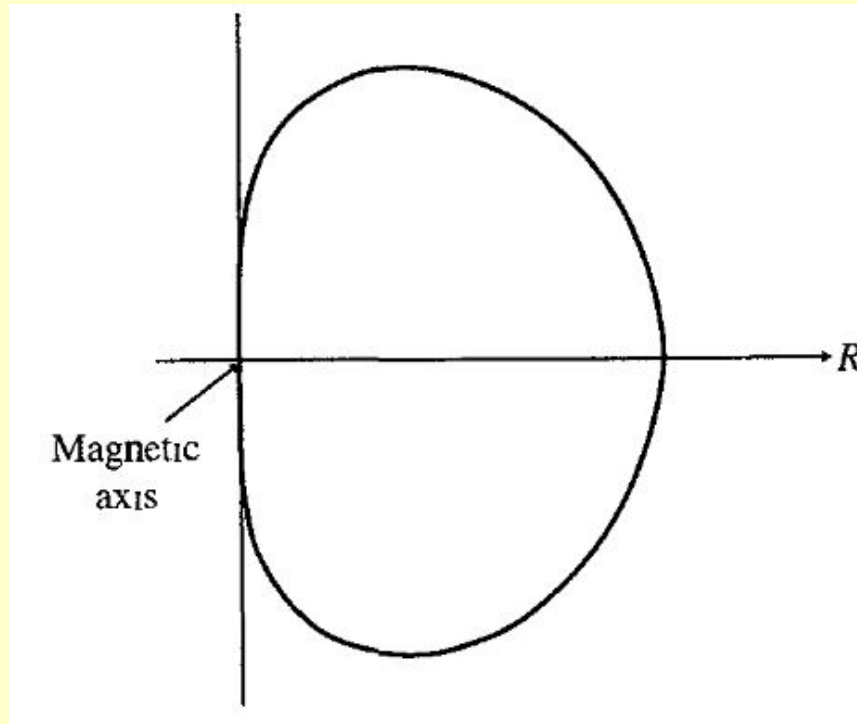
- Это плохо для плазмы (радиационные потери тяжелы примесей, образование гелиевой золы). Если однако коэффициент α имеет отрицательный знак, это может помочь (такой эффект имеет название «температурного экранирования» («temperature screening»). К счастью, поскольку примеси тяжелые, их частоты столкновений с ионами плазмы большие, и обычно они лежат в области Пфирша-Шлютера, где знак «правильный» - отрицательный???!)
- Кроме того, чаще примеси демонстрируют не «неоклассику», а аномальность подобно аномальности основной компоненты плазмы.

Столкновительный перенос в торе (режим картофеля)

- Когда ширина банана сравнивается с расстоянием до магнитной оси оценки ширины банана должны модифицироваться. Для этого вместо $\varepsilon=r/R$ можно ввести $\varepsilon=w/R$, где w - ширина новой орбиты. Тогда

$$w \sim w_{pot} \sim (r_L^2 q^2 R)^{1/3}$$

- Поскольку $w_{pot} > w_b$ можно ожидать повышенный перенос вблизи магнитной оси.



- Для аксиально-симметричных систем неоклассическая теория была создана в 1970-х годах (Сагдеев, Галеев, Коврижных, Фюрт, Розенблют). Она описывает потоки частиц, момента и энергии внутри и поперек магнитных поверхностей за счет кулоновских столкновений между сортами частиц плазмы и их дрейфов. Ранние обзоры [Hinton F.L. and Hazeltine R.D. 1976 *Rev. Mod. Phys.* **48** 239; Hirshman S.P. and Sigmar D.J. 1981 *Nucl. Fusion* **21** 1079] работ на эту тему остаются актуальным базисом оригинальных ссылок.
- Несмотря на то, что теоретический базис был установлен давно, многие особенности неоклассической теории и ее границы применения все еще требуют проверки. Этому способствуют - развитие диагностик, достижение низкой столкновительности (больших температур плазмы), снижение различными способами турбулентного переноса вместе с более точными моделями для анализа экспериментальных данных.
- С момента 1999 IPB публикации, (1) неоклассический теплоперенос явился основным базисом для переноса при подавлении турбулентного переноса, (2) первые измерения бутстреп-тока в пьедестале H-mode удивительно совпадали с неоклассическими выражениями, (3) первые измерения тороидального вращения плазмы различных сортов ионов также согласуются с неоклассической теорией (4) обнаружено также неоклассическое экранирование примеси под действием ионного градиента температуры (neoclassical ion temperature gradient screening of impurities)
- Проблема – является ли полоидальное вращение плазмы неоклассическим – открыта.
- Подтверждение факта, что неоклассическая ионная теплопроводность достижима в условиях улучшенного удержания (подавления турбулентности) хорошо влияет на общую уверенность в успешной реализации проекта ИТЭР.

- Перенос частиц, энергии, момента и токов рассматривается самосогласованно в стандартной неоклассической теории с некоторыми предположениями.
- Одно из ключевых предположений – ранжирование масштабов: ширина дрейфовых орбит (бананов) предполагается много меньше величин характерных градиентов плотности, температуры, радиального электрического поля, а также малой по сравнению с расстояниями до магнитной оси и до границы плазмы.
- Эти и другие предположения (например, стандартная неоклассическая теория не включает быстрое вращение плазмы и неаксиально-симметричные эффекты из-за наличия колебаний магнитного поля катушек (ripple) или магнитных островов) могут нарушаться в реальных условиях. Они, в свете вышесказанного, важны для ИТЭР и активно исследуются в настоящее время.

2.4.1. Ионный теплоперенос

- Как было продемонстрировано выше, за ионный аномальный теплоперенос в большинстве плазменных условий токамака ответственна длинноволновая ветвь турбулентности. Однако, в некоторых условиях подавления турбулентности можно тестировать неоклассический ионный теплоперенос.
- Наиболее заметное снижение длинноволновой турбулентности достигнуто в областях транспортных барьеров—на границе (ETVs) или внутри (ITVs) плазмы. Экспериментально наблюдается снижение экспериментальных значений ионной температуропроводности до значений часто сравнимых с предсказаниями стандартной неоклассической теории [Connor J.W. *et al* 2004 *Nucl. Fusion* **44** R1].
- Однако, как в ETVs так и в узких ITVs, ширина бананов сравнима с величиной барьера, что, в общем случае не позволяет применять стандартную неоклассическую теорию.

- Для прояснения этой ситуации развивается много уточнений стандартной неоклассики. Например в в работе [Shaing K.C., Hsu C.T. and Hazeltine R.D. 1994 *Phys. Plasmas* **1** 3365], учтено сжатие орбит ионов из-за градиента радиального электрического поля, что может заметно снизить ширину банана и объяснить умеренное снижение ионной теплопроводности в узких ИТВ. Однако, более точный самосогласованный учет этого эффекта требует также рассмотрения нелокальных эффектов для всех других предположений о соотношении масштабов в стандартной неоклассической теории. Сделанные попытки решить эту проблему далеки от завершения, когда можно было бы уверенно их проверить с экспериментальными наблюдениями ионного теплопереноса в узких ИТВ.
- Надо отметить, что несмотря на академических интерес к изучению узких ИТВ, они в целом не рассматриваются как перспективные для получения высококачественных плазменных режимов как в существующих токамаках так и для ИТЭР в силу своих ограничениях с точки зрения МГД устойчивости.
- Анализ ионного теплопереноса в пьедестале на границе плазмы (H-мода) усложняется дополнительными эффектами, такими как взаимодействие с нейтралами и активностью ELM. В недавней работе с JT-60U [Urano H. *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 035003] показано, что температуропроводность между ELMs снижается до неоклассического уровня в области пьедестала, затрагиваемого ELM – мами при низких значениях ν_* . И это снижает потери за счет теплопроводности. Потери частиц и энергии за счет самих ELM при низких значениях ν_* , нивелируют значительно (почти на нет) преимущества достижения низкого неоклассического переноса во время ELM.

- Наибольший интерес привлекают широкие ITBs и другие условия, когда турбулентность снижается в большом объеме плазмы. Такие условия, например наблюдались на установке NSTX [Gates D. and NSTX National Research Team 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1659], где низкое тороидальное магнитное поле и большая часть запертых частиц, характерные для сферических токамаков, ожидалось как факторы способствующие достижению неоклассического ионного теплопереноса. В этом случае, как показано на Рис. 14, эффективная ионная температуропроводность может быть даже ниже неоклассической в центральной половине плазменного шнура.

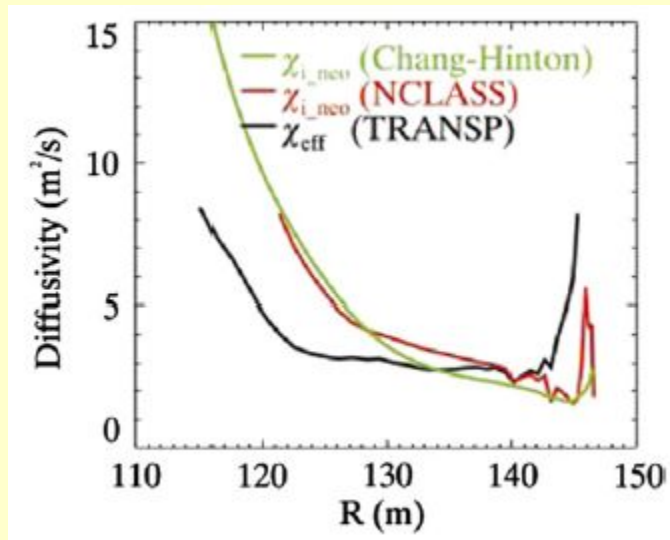


Рис. 14. Эффективный коэффициент температуропроводности (в одножидкостном приближении) для плазмы NSTX демонстрирует наличие широкой области в центре, где ионная температуропроводность может быть меньше чем значения, предсказываемые стандартной неоклассической теорией. Магнитная ось расположена на 103 см, внешняя поверхность сепаратрисы на 148 см

- Такое различие наблюдалось и в ограниченных областях токамаков с обычным аспектным отношением. В настоящее время активно ищутся возможные источники расхождений: неточности измерений источников нагрева и измерений температуры, модификация стандартной неоклассической теории для достаточно широких бананов, низкое аспектное отношение, несбалансированная инжекция NBI и др.

2.4.2. Бутстреп токи в граничном пьедестале плазмы

- Бутстреп ток на границе плазмы играет важную роль в пограничной физике благодаря его важной роли в динамике ELM-ов, пределе по давлению и переходе во вторую зону МГД стабильности.
- Как динамический [Wade M.R., Murakami M. and Politzer P.A. 2004 *Phys. Rev.Lett.* **92** 235005] так и статический [Thomas D.M. *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 065003] анализы бутстреп тока в пьедестале, формируемом после L–H перехода плазмы DIII-D в течении времени между ELM-мами показали согласие со стандартной неоклассической теорией. Результаты статического анализа Thomas *et al* показаны на Рис. 15. Видно, что бутстреп ток генерирует локальный пик на профиле плотности тока в районе ETB в H-моде, и этот пик отсутствует в L-моде.

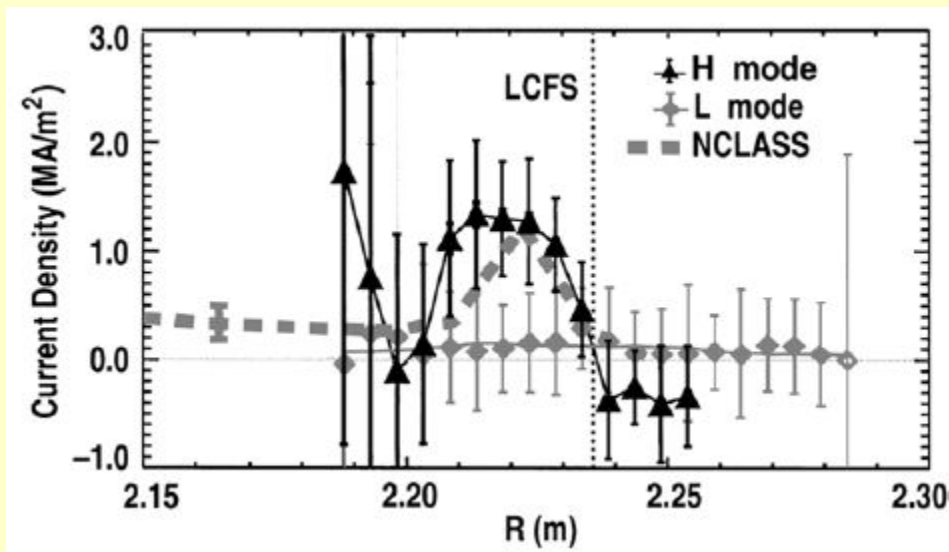


Рис. 15. Вычисленные профили периферийной плотности тока по измерениям питч-угла Li пучком в разряде 115114 DIII-D в L-моды (серые) и в фазе без ELM-а в H-моды (черные) сразу перед коллапсом давления пьедестала демонстрируют большой пик тока в области пьедестала. Также показаны для сравнения тороидальная плотность тока, с учетом бутстреп-тока. EFIT последняя замкнутая магнитная поверхность показана точками.

2.4.3. Относительное тороидальное вращение ионных компонент плазмы

- Уже долгое время предполагается, что относительное тороидальное вращение ионных компонент плазмы возникает из-за сильного параллельного трения в неоклассической теории. Недавние одновременные измерения тороидального вращения двух сортов ионов на DIII-D [Baylor L.R. *et al* 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3100] подтвердили этот вывод неоклассической модели, см. Рис. 16.

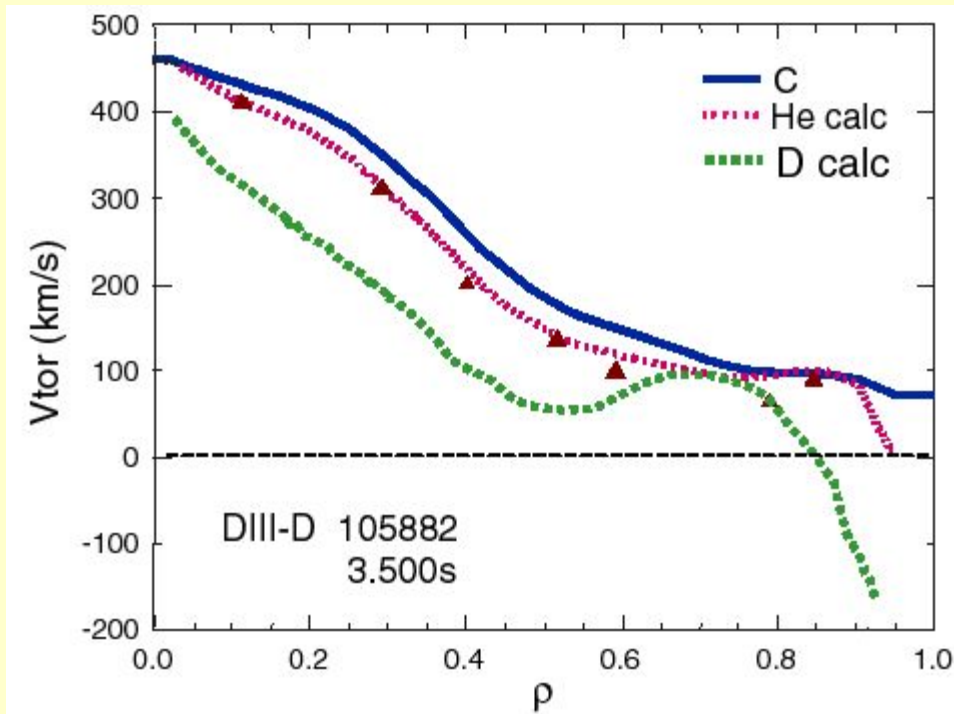


Рис. 16. Профили расчетных скоростей тороидального вращения гелия (красные точки) и дейтерия (зеленые точки) сравниваются с измеренными для гелия (красные треугольники) и углерода (синяя линия) профилями скорости тороидального вращения. Ошибки в измеренных C и He скоростях меньше, чем разница между ними.

- Несмотря на то, что эти наблюдения были сделаны в условиях, когда полоидальная скорость неоклассического вращения примеси пренебрежимо мала, они обеспечивают хороший базис для реконструкции радиального электрического поля и затухания шира из измерений вращения примесей.
- Тороидальное вращение основной плазмы, не может быть объяснено стандартной неоклассической теорией и может быть значительным даже в режимах Омического и ВЧ нагревов плазмы!

2.4.4. Полоидальное вращение

- Полоидальное вращение основной плазмы токамака в квазистатических условиях предполагают соответствующим неоклассике. Это было подтверждено в столкновительной плазме с Омическим нагревом [Severo J.H.F. *et al* 2004 *Phys. Plasmas* **11** 846].
- Моделирование столкновительной пограничной плазмы ASDEX Upgrade (в режиме Пфирша-Шлютера) [Rozhansky V. 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** A1; Rozhansky V. *et al* 2002 *Nucl. Fusion* **42** 1110] также показывает, что радиальное электрическое поле порядка неоклассического поля и, что любое аномальное полоидальное вращение мало. Более того, в этих работах показано, что зависимости радиального электрического поля от ионной температуры, плотности, полоидального и тороидального магнитного поля подобны тем, которые присутствуют в выражении для неоклассического электрического поле. Неоклассическая модель также объясняет снижение вращательного шира перевернутого магнитного поля, которое ведет к увеличению порогового значения мощности для L–H перехода.
- Однако, некоторые, находящиеся в стадии проверки, измерения в центре плазмы при низкой столкновительности обнаружили более сильное полоидальное вращение примеси, чем ожидалось по стандартной неоклассической теории [Solomon W.M. *et al* 2004 *Fusion Energy 2004: Proc. 20th Int. Conf. (Vilamoura, 2004)* (Vienna: IAEA) CD-ROM file EX/P4-10 and <http://www.naweb.iaea.org/naweb/physics/fec/fec2004/datasets/index.html>].

- Для измерения полоидального вращения плазмы в центре шнура основным методом является CXRS (Charge-exchange recombination spectroscopy), который принципиально возможен только для ионов с $Z > 1$. Это означает, что вращение ионов водорода или его изотопов, которое ожидается много большим благодаря их большому градиенту давления, не может быть измерено прямым способом. Возможно, эксперименты с гелиевой основной плазмой помогут разрешить проблему вращения основных ионов, однако на токамаках они только начинаются. Кроме того, модели сильного дополнительного нагрева развиваются для оценок их эффекта на полоидальное вращение.

2.4.5. Выводы к разделу «Неоклассический перенос»

- Значительный прогресс был сделан в проверке нескольких аспектов стандартной неоклассической теории переноса:
 - (1) неоклассический ионный теплоперенос является разумным нижним пределом теплопереноса когда подавляется турбулентность, в т.ч. в транспортных барьерах,
 - (2) неоклассический бутстреп-ток разумно описывает первые его измерения в пьедестале и их анализ
 - (3) относительная тороидальное вращение разных сортов ионов описывается неоклассической теорией и может быть использовано для создания радиального электрического поля и шира
 - (4) полоидальное вращение в столкновительном режиме - неоклассическое.
- Все эти наблюдения расширяют наши возможности в моделировании функционирования токамака-реактора ИТЭР
- Нерешенные проблемы, которые, как кажется, не должны сильно отразиться на проектировании и функционировании ИТЭР:
 - (1) существует перенос тепла ионов вблизи оси плазмы с обратным широм, в котором существуют ионные орбиты большой ширины?
 - (2) существует бутстреп-ток вблизи оси плазмы с обратным широм?
 - (3) полоидальное вращение при низкой столкновительности может присутствовать при сильном дополнительном нагреве плазмы? Если полоидальное вращение может быть генерировано в отсутствии сильных крутящих моментов (например из-за турбулентности), оно может воздействовать на радиальное электрическое поле, на изменения шира вращения $E \times B$ и на все удержание энергии в целом!

Фундаментальные особенности плазмы токамака – скорость измеренного переноса энергии существенно (аномально) может превышать тот, который вычислен для парных столкновений – «классического» (для цилиндрической геометрии) или «неоклассического» (для тороидальной геометрии, включая эффекты дрейфа орбит), а время удержания энергии τ_E на много меньше ожидаемых неоклассических значений. Причины такого поведения плазмы до конца не известны и существует необходимость использования эмпирических соотношений для времени удержания. Обычно они имеют форму простого произведения степеней различных имеющих значение параметров (скейлингов). К сожалению, даже таким способом не удаётся полностью описать поведение времени удержания. Обнаружено существование нескольких режимов работы установок, которые описываются абсолютно различными скейлингами.

Удобно выделить четыре категории режимов удержания. Первая включает в себя плазму нагреваемую омическим способом, остальные три относятся к плазме с наличием дополнительного нагрева. Два основных режима плазмы с доп. нагревом это так называемый L-режим (L-mode) и H-режим (H-mode) характеризующиеся низким и высоким удержанием, соответственно. Последняя категория включает режимы, в которых с помощью различных процедур добиваются улучшенного удержания: в частности, важными примерами являются режимы с проваленным профилем тока (hollow current profile) либо с преимущественно плоским в центральной области, называемые так же режим с обратным широм, отрицательным центральным широм или оптимизированным широм.

Сравнение параметрических зависимостей для неоклассических и экспериментальных времен удержания в токамаке

- В режимах Пфирша-Шлютера и в банановом время удержание энергии для плазмы с размером l от плотности температуры и полоидального магнитного поля

$$\tau_E \propto l^2 \frac{T^{1/2} B_p^2}{n}$$

- Для типичных параметров плазмы токамаков, неоклассическая ионная температуропроводность $\chi_i \cong 0.1 \text{ м}^2/\text{с}$, а электронная температуропроводность χ_e в $(m_e/m_i)^{1/2}$ раз меньше.
- Экспериментальные времена много короче (для элетронов до 2 порядка, для ионов в разы)), но также отличаются и по зависимости от параметров. Скейлингов, как мы увидим ниже, несколько. Возьмем для примера, наиболее известный для условий допнагрева (L-mode), скейлинг Голдстона

$$\tau_E^G \propto l^{1.8} \frac{B_p^2}{nT}$$

- Видна крайне неблагоприятная для достижения высоких температур – зависимость от температуры. То есть, с приложением высокой мощности нагрева, удержание ухудшается, удерживаемая энергия увеличивается только как корень из прикладываемой мощности!

Омически нагреваемые плазмы

- При низких плотностях был обнаружен скейлинг

$$\tau_E = 0.07 (n/10^{20}) a R^2 q \text{ сек},$$

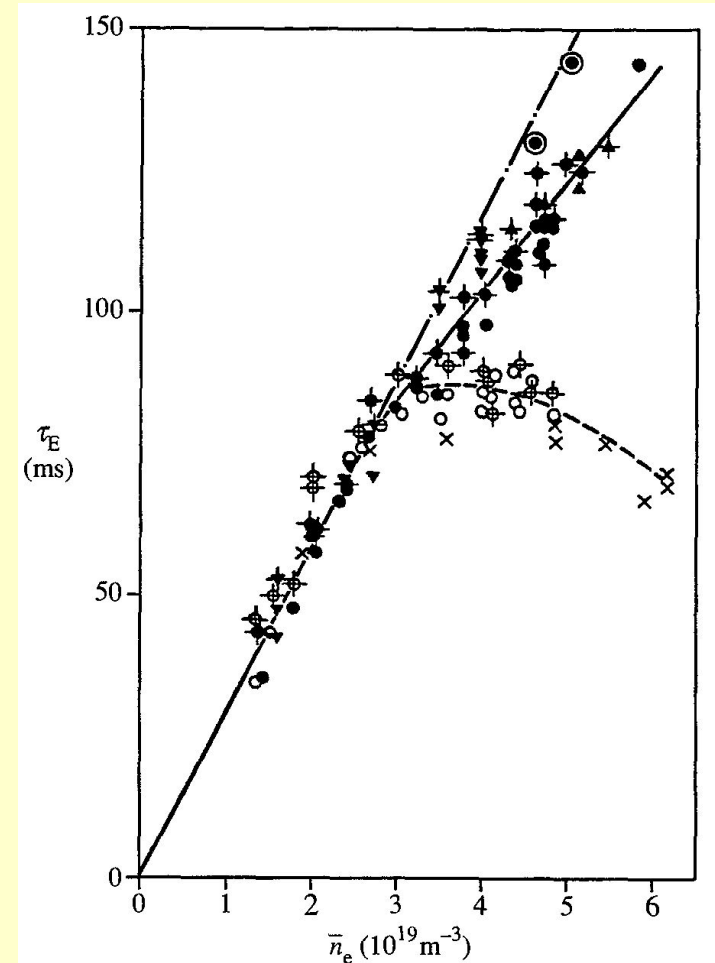
где n – средняя плотность плазмы, a и R – малый и большой радиус плазмы, q – запас устойчивости на границе плазмы.

- Начиная с плотности n_{sat} линейный пост с плотностью нарушается и время жизни насыщается

$$n_{sat} = 0.06 \times 10^{20} I R A^{0.5} k^{-1} a^{-2.5} \text{ м}^{-3} \text{ (} I \text{ в МА)},$$

где I – ток плазмы, A - атомная масса ионов, k - вытянутость плазмы (b/a).

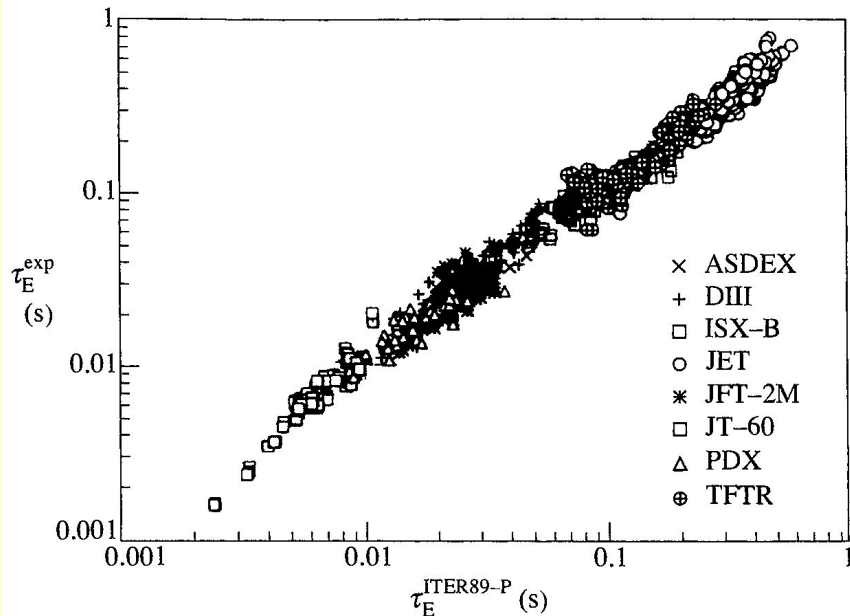
- Управляя профилем плотности так, чтобы она была пикирована (например пеллет инжекцией), удается продлить линейный скейлинг в так называемый Improved Ohmic Confinement (ИОС) режим улучшенного омического удержания. Это показано на рисунке для установки Asdex. Здесь штриховая кривая с открытыми кружками и крестами соответствуют моде насыщения, а верхние линии и точки два различных сканирования по плотности в ИОС модах.



L-мода

- Улучшая скейлинг Голдстона, упоминаемый выше, было получено для L-моды $\tau_E^{ITER89-P} = 0.048 I^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} k^{0.5} (n/10^{20})^{0.1} B^{0.2} A^{0.5} / P^{0.5}$ сек, (I в МА, P в МВт), где B – тороидальное магнитное поле в Т. Сравнение показано на рисунке из работы (Yushmanov, P.N. *et al.* Nuclear Fusion 30, 1999 p990).

$$\tau_E = C I^{\alpha_I} B^{\alpha_B} P^{\alpha_P} \left(\frac{n}{10^{20}} \right)^{\alpha_n} A^{\alpha_A} R^{\alpha_R} \epsilon^{\alpha_\epsilon} K^{\alpha_K} S$$



- Результаты последнего анализа, основанного на более тщательно отобранной и большей по размеру базе данных дают еще один вид скейлинга.
- Видно, что время удержание еще быстрее, чем корневая зависимость ухудшается с ростом мощности нагрева!

τ_E	C	α_I	α_B	α_P	α_n	α_A	α_R	α_ϵ	α_K
$\tau_E^{ITER89-P}$	0.048	0.85	0.2	-0.5	0.1	0.5	1.5	0.3	0.5
$\tau_{E,L}^{th}$	0.058	0.96	0.03	-0.73	0.40	0.20	1.83	-0.06	0.64

H-мода

- Скейлинги для H-мод разные при наличии

τ_E	C	α_I	α_B	α_P	α_n	α_A	α_R	α_ϵ	α_K
$\tau_E^{\text{ITERH92-}P(y)}$	0.068	0.90	0.05	-0.65	0.30	0.40	2.1	0.20	0.80
$\tau_E^{\text{IPB98}(y)}$	0.094	0.97	0.08	-0.63	0.41	0.20	1.93	0.23	0.67
$\tau_E^{\text{IPB98}(y,2)}$	0.145	0.93	0.15	-0.69	0.41	0.19	1.97	0.58	0.78

и отсутствии ELM

τ_E	C	α_I	α_B	α_P	α_n	α_A	α_R	α_ϵ	α_K
$\tau_E^{\text{ITERH93-}P}$	0.053	1.06	0.32	-0.67	0.17	0.41	1.79	-0.11	0.66
$\tau_{E,\text{th}}^{\text{ELM free}}$	0.068	0.94	0.27	-0.68	0.34	0.43	1.98	0.10	0.68

Для сравнения удержания в плазме с заданными параметрами с удержанием аналогичной плазмы в L-режиме вводится фактор улучшенного удержания H определяемый, следующим образом:

$$H = \frac{\tau_E}{\tau_E^L}$$

Где τ_E время удержания, определяемое по одному из скейлингов для L-моды. Хотя, типичное значение H около 2 в H-режиме, это значение может быть меньше при наличии так называемых ELM-ов, о которых будет рассказано позднее в лекции про МГД. Удержание может быть сильно ослаблено, если не предпринимать никаких шагов для уменьшения эффекта ELM, особенно в случае плазмы с высокой плотностью близкое к предельной. Однако, существует ряд режимов, для которых этот фактор превышает 2

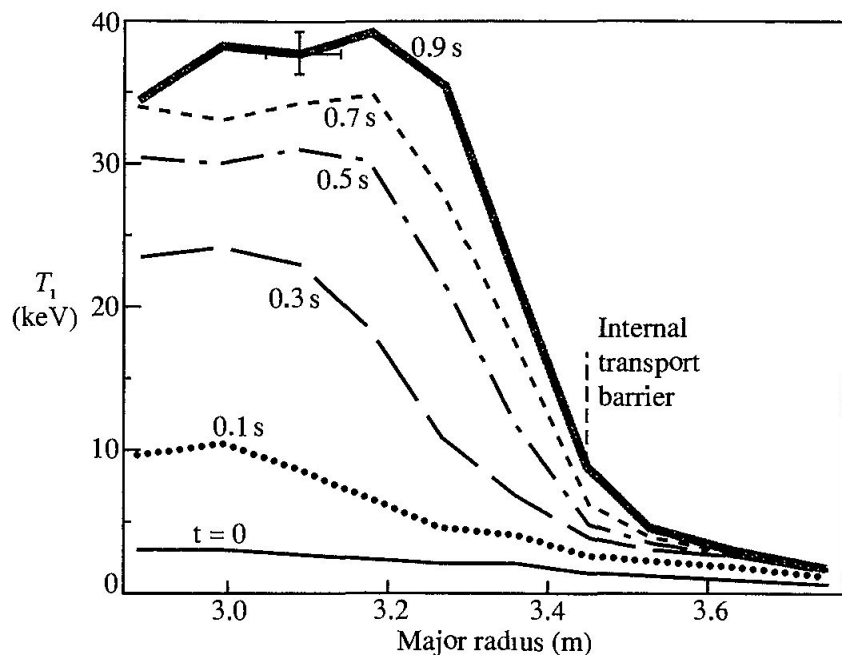
Другие режимы улучшенного удержания

1. На TFTR режим улучшенного удержания был достигнут в форме так называемого Supershot. В таких разрядах производился нагрев плазмы низкой плотности с помощью инъекции двух противонаправленных и сбалансированных нейтральных пучков. В полученном разряде наблюдался низкий рециклинг на границе плазмы и пикированный профиль плотности. Фактор улучшенного удержания был около 3. Удержание энергии плазмы токамака было так же улучшено за счёт сужения профиля тока, что привело к использованию дополнительного параметра l_1 (внутренняя индуктивность) в скейлингах для τ_E . $\tau_E \propto l_1^\alpha$ $0.67 < \alpha < 0.8$

2. В JET был получен так называемый Pellet Enhanced Performance (PEP) H-режим с пикированным профилем давления. Он был вызван инжекцией водородных пеллет в плазму. Параметр H достигал 3.8.

3. Так называемый V-H режим с H до 3.6 был получен в установке DIII-D с помощью нанесения бора на стенки камеры. Похожие результаты так же были достигнуты и на JET с бериллиевыми стенками. В таких разрядах на распределении температуры наблюдался пьедестал на границе, а так же большой бут-стрэп ток по границе.

4. В различных конфигурациях с немонотонными профилями запаса устойчивости q ? либо со слабым положительным магнитным широм, , была получена плазма с $H > 2$. Такие разряды характеризуются областью с хорошим удержанием т.н. внутренним транспортным барьером, как показано на графике ниже.



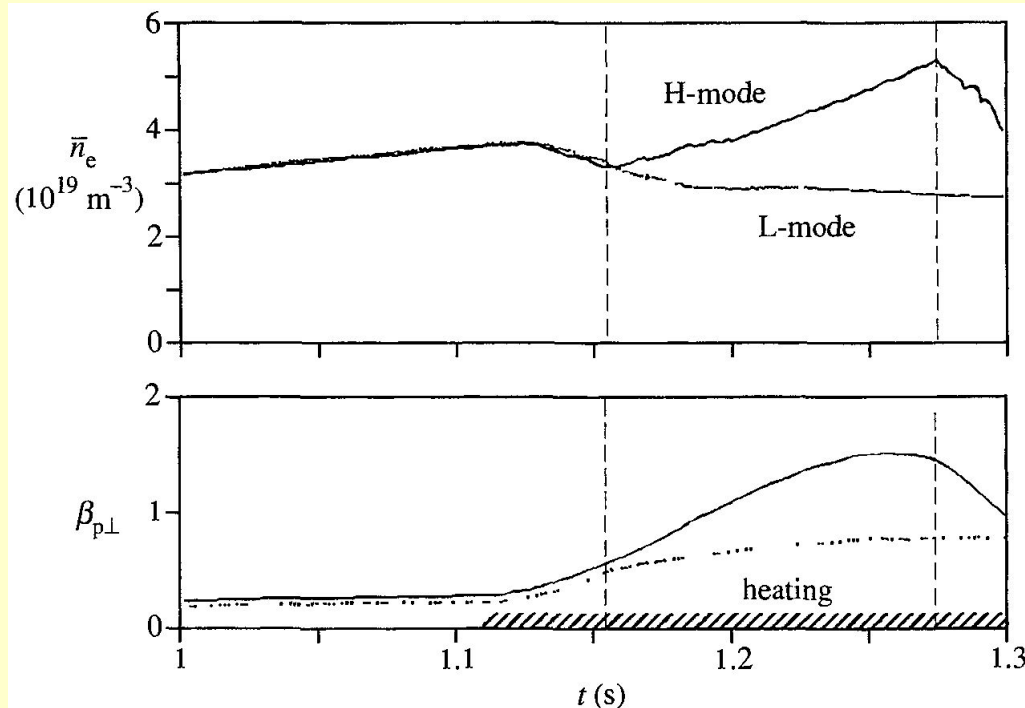
Радиальные профили ионной температуры полученные с помощью charge exchange spectroscopy в D-T разряде на JET. Внутренний транспортный барьер инициирован на 0.35 с после начала фазы мощного нагрева (Gomezano, C. Physical Review Letters 30, 5544 A998.).

5. На токамаке TEXTOR с помощью добавления в плазму с доп. нагревом небольшого количества примесей, таких, как аргон либо неон, был достигнут т.н. Radiatively Improved Mode В этих разрядах поддерживалось хорошее удержание с $\tau_E \sim n$ при высокой плотности.

Такое большое количество режимов с различными определяющими параметрами наглядно демонстрирует недостаточное понимание процессов, отвечающих за удержание плазмы. В идеале, причина аномального переноса будет установлена и его значение можно будет рассчитать. Это позволит достичь такого уровня понимания, при котором каждый режим разряда будет вписываться в одну общую схему. Это труднопрррешимая задача. В отсутствии такого понимания необходимо обратиться к другим теоретическим изысканиям. Например, существует ряд ограничений для законов подобия следующих из анализа размерности. Они будут обсуждаться чуть позднее.

H – режим

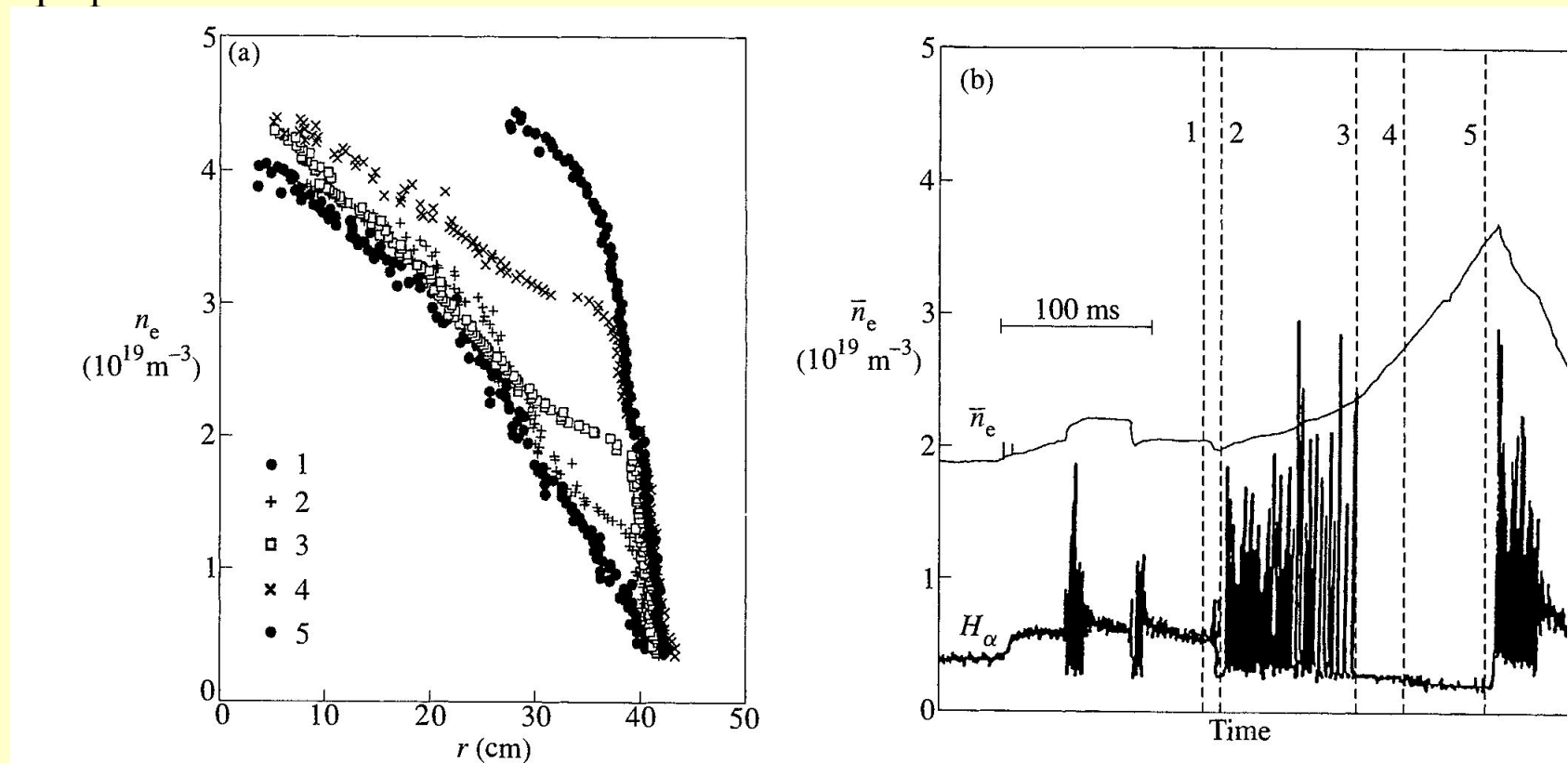
В экспериментах по нагреву плазмы пучком нейтральных атомов в ASDEX было обнаружено, что при определённых условиях происходит резкий переход к более хорошему удержанию (high(er) confinement). В таком режиме время удержания как правило в два раза превышало время удержания в обычном режиме (low confinement). На графике ниже показан переход из L-режима в H-режим и сравнение поведения плазмы в этих двух режимах.



Сравнение H- и L-режимов разряда с одинаковой мощностью нагрева. L-H переход происходит вслед за включением нагрева тангенциальным нейтральным пучком. После перехода плотность и перпендикулярная компонента β возрастают до двух раз по сравнению с достигнутыми в L-режиме. (ASDEX team, Nuclear Fusion 29, 1959 A989).

В дальнейшем такой тип поведения был обнаружен на множестве токамаков. Изменение в удержании сначала проявляется на границе плазмы, где резко возрастает градиент давления, в основном за счёт роста плотности на границе.

Связанное с этим улучшение удержания может пониматься как транспортный барьер. Когда этот барьер создан, он вызывает рост плотности во всей плазме на масштабе времени близком ко времени удержания с некоторым дальнейшим улучшением удержания большей части плазмы. На графике ниже показана последовательность профилей плотности.

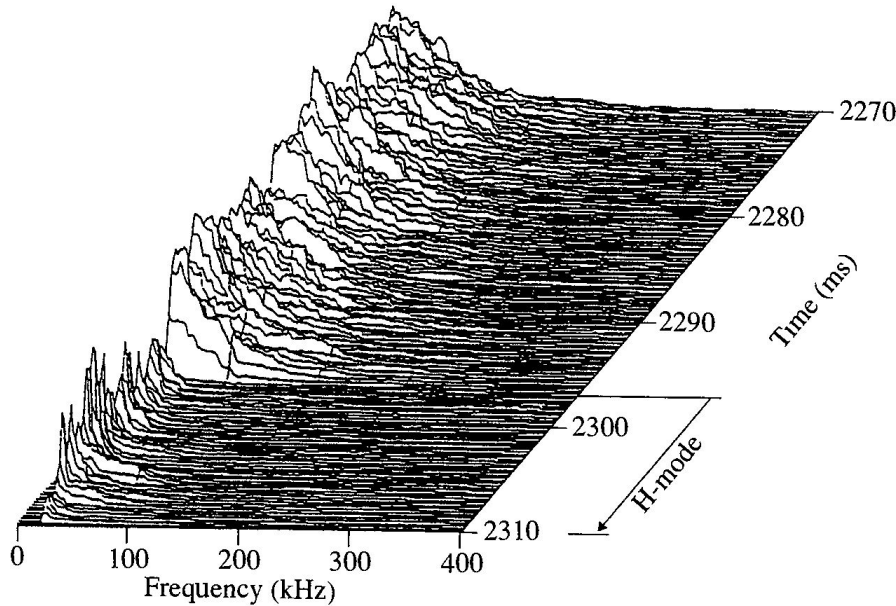


Последовательность профилей плотности, измеренных в ASDEX во время и после L-H перехода. Профили, показанные на графике (a), получены в моменты времени, указанные на графике (b), на котором показана временная зависимость \bar{n}_e и сигнал H_α . (Wagner, F. et al. Plasma physics and controlled nuclear fusion research. (Proc 13th Int Conf, Washington, 1990), Vol 1, 2771A. E.A Vienna A991.)

Такое поведение было неожиданным и его причина непонятна. Одно из возможных объяснений такое, что переход скрыт в основных уравнениях переноса, решение которых имеет бифуркацию в критическом условии. При более широком подходе возможное объяснение заключается во внезапном изменении стабильности граничной плазмы связанном с изменением профиля потока (flow profile) (плазмы) Например, увеличение шири потока поперёк нестабильной области подавляет неустойчивость. Поскольку перпендикулярная скорость потока частиц v_{\perp} для каждого компонента связана с электрическим полем через выражение

$$n_j e_j (E_r + v_{\perp j} B) = - \frac{dp_j}{dr}$$

то поведение так же обсуждается в терминах изменений градиента электрического поля. Такое рассмотрение поддерживается наблюдениями, что флуктуации плотности на границе внезапно снижаются на нескольких см (вдоль малого радиуса плазмы) во время перехода в режим улучшенного удержания, как это показано на данных DIII-D на рисунке слева.



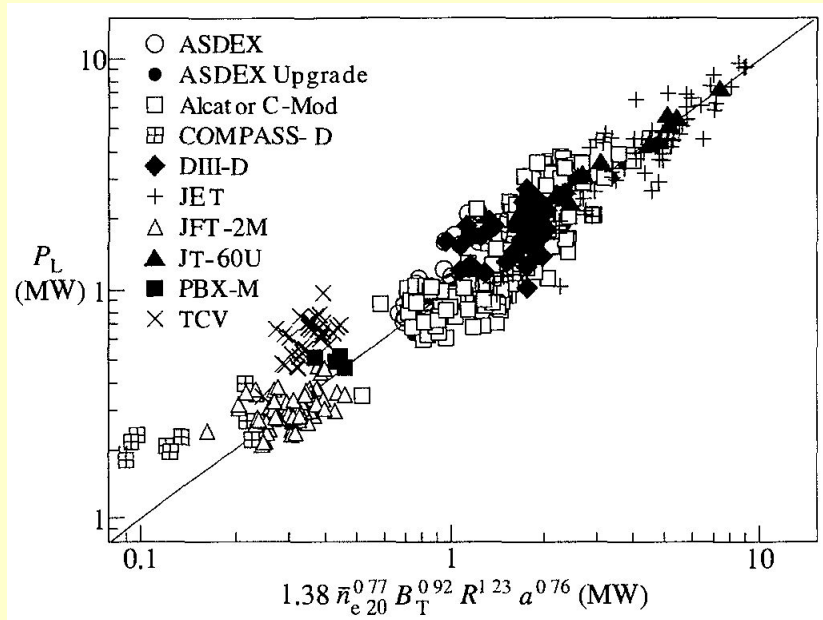
Падение флуктуаций плотности, по измерениям рефлектометра в момент перехода в H-режим в DIII-D. (DIII-D team. Plasma physics and controlled nuclear fusion research. (Proc. 13th Int. Conf., Washington, 1990), Vol 1, 69 I.A.E.A Vienna A991)) 36

Однако, эксперименты на JET показывают, что внезапные изменения в удержании могут происходить на масштабе значительной части радиуса плазмы.

Для перехода в H-режим требуется, чтобы мощность нагрева превышала определённый порог. Для оценки этой пороговой мощности на основании данных с различных токамаков был создан эмпирический скейлинг

$$P_{Th} = 1.38(n/10^{20})^{0.77} B^{0.92} R^{1.23} a^{0.76} \text{ МВт}$$

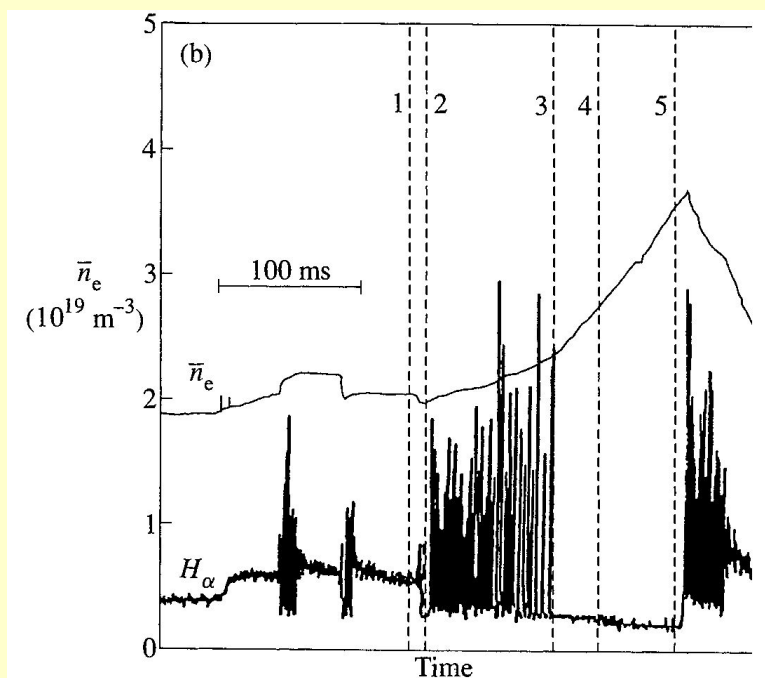
Сравнение скейлинга с экспериментом продемонстрировано на рисунке ниже..



Сравнение экспериментальных порогов мощности для L-H перехода с предсказаниями скейлинга (ITER Physics Basis, Nuclear Fusion 39, 2175 A999.)

Существуют дополнительные условия, влияющие на осуществление перехода. К примеру, он происходит с меньшими затратами в диверторной конфигурации, хотя и может реализовываться в случае расположения X-точки сепаратрисы вблизи стенки и в некоторых случаях в конфигурациях с лимитером. В конфигурациях с одной X-точкой переход происходит при меньшей мощности нагрева в случае, когда тороидальное магнитное поле направлено так, чтобы $\mathbf{R} \times \mathbf{B}$ было направлено в сторону дивертора, \mathbf{R} – вектор большого радиуса тора. Обычно это называют дрейфом ионов в сторону дивертора.

Улучшенное удержание в H-режиме имеет определённые недостатки. Прежде всего, рост плотности является неконтролируемым и это может привести к переходу обратно в L-режим. Так же увеличивается удержание примеси. Негативное влияние этих эффектов снижается в присутствии Edge Localized Modes or ELMs, которые будут описаны позднее. С другой стороны, ELM-ы влияют на ухудшение удержания и приводят к импульсным тепловым нагрузкам на диверторные пластины, что плохо. Характерной особенностью H-режимов является падение сигнала H_α с границы плазмы, как это видно из уже приводившегося рисунка.



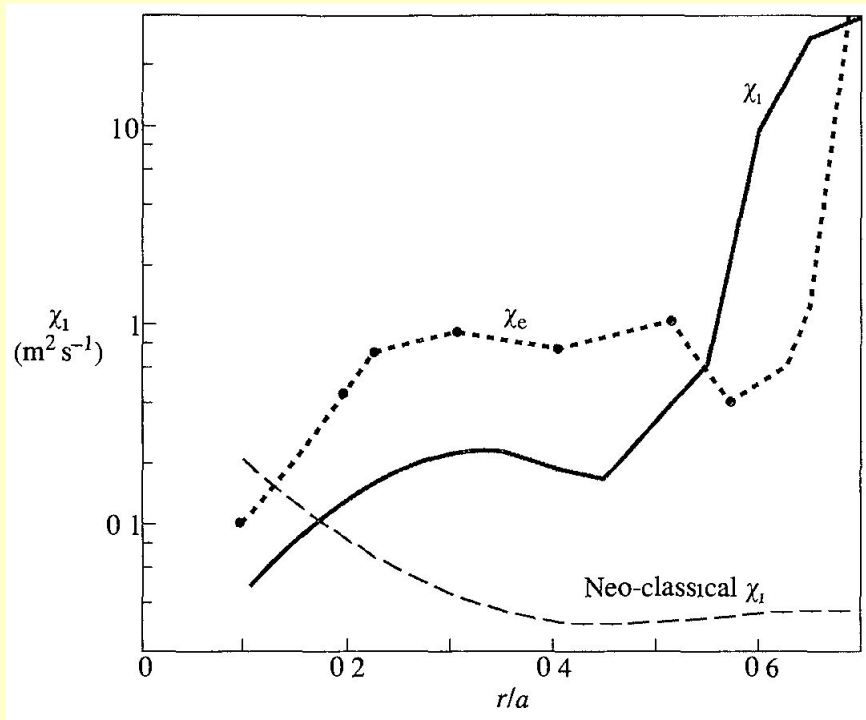
Эмиссия H_α происходит из-за проникновения нейтрального водорода в плазму в процессе рециклинга, таким образом, сигнал H_α является мерой рециклинга водорода между плазмой окружающими поверхностями. Резкое уменьшение этого сигнала свидетельствует о резком уменьшении рециклинга. Как видно из картинки, последующее ухудшение H-режима сопровождается появлением всплесков сигнала H_α . Это связано с ELM-ами и свидетельствует об усилении рециклинга, вызванного потерей частиц из плазмы. Похоже, что неустойчивость ELM вызывается повышенным градиентом давления на границе либо градиентом тока, связанными с H-режимом.

Итоговая полезность H-режима будет зависеть от того, удастся ли достигнуть улучшенного удержания контролируемым образом, в отсутствие негативных эффектов увеличения уровня примеси, накопления α -частиц и повышенных временных тепловых нагрузок на пластины дивертора из-за сопутствующих ELM-ов.

Внутренние транспортные барьеры (Internal Transport Barriers)

Эксперименты с немонотонным профилем q (именуемыми «профили с обратным широм») на TFTR иногда демонстрировали переход в состояния со значительно улучшенным удержанием (по сравнению с L-режимом) в результате формирования внутреннего транспортного барьера, в отличие от граничного транспортного барьера в H-режиме. Тем не менее, самого по себе обратного магнитного шира недостаточно, поскольку было обнаружено, что казалось бы одинаковые профили q демонстрируют различное поведение. Такие разряды с улучшенным удержанием называют «улучшенные разряды с обратным широм» (enhanced reverse shear (ERS) discharges). Такое различие показывает, что обратный шир просто усиливает влияние другого процесса ответственного за формирование транспортного барьера, возможно, генерацию шира потока, который подавляет турбулентность в плазме как в H-режиме. Позднее на множестве токамаков как с нагревом электронов, так и с нагревом ионов было достигнуто улучшенное удержание в случаях с обратным магнитным широм либо со слабым положительным широм. Для их обозначения используется целый ряд терминов, например, отрицательный центральный шир в DIII-D, оптимизированный шир в JET. Эти магнитные конфигурации могут быть получены множеством способов: с помощью неиндуктивного тока увлечения (current-drive) либо в переходной фазе проникновения омического тока.

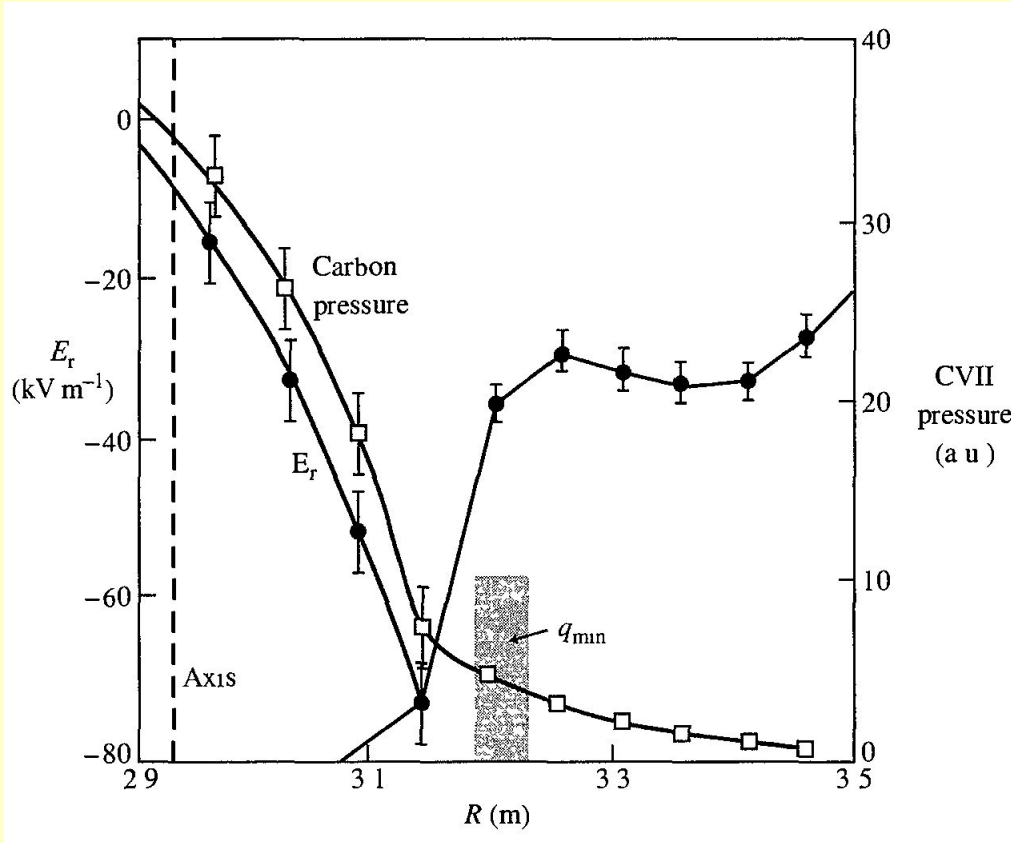
Требуемый шир потока может быть создан с помощью вноса момента нейтральным пучком либо возникнуть из-за радиального электрического поля, которое уравнивает градиент давления ионов. Из-за влияния деталей профиля q и распределения мощности нагрева не существует простого порогового условия для таких переходов. Есть некоторые свидетельства возрастания требуемой мощности с ростом магнитного поля (но это может быть изменено соответствующим током увлечения) для создания конфигурации с сильным обратным магнитным широм. Образование внутренних транспортных барьеров обычно наблюдается вблизи рациональных поверхностей q низкого порядка, например $q=2,3$



Внутренние транспортные барьеры это узкие радиальные области со значительно сниженным переносом и резкими радиальными градиентами. Снижение переноса может происходить по разным каналам, наиболее распространёнными являются ионный теплоперенос, в котором достигается неоклассический уровень, как это видно на рисунке слева, а так же каналы плотности и тороидального момента. Тем не менее, иногда перенос снижается и в электронном канале.

Радиальные профили ионной, электронной и неоклассической диффузий для D-T разряда с оптимизированным широм в JET (JET Team, Nuclear Fusion 39(4) A999)

Обычно перенос также снижается и в центральной области лежащей, внутри радиуса внутреннего транспортного барьера. Измерения показывают, что внутренние транспортные барьеры соответствуют областям с быстро изменяющимся (по радиусу) радиальным электрическим полем, как это показано на графике



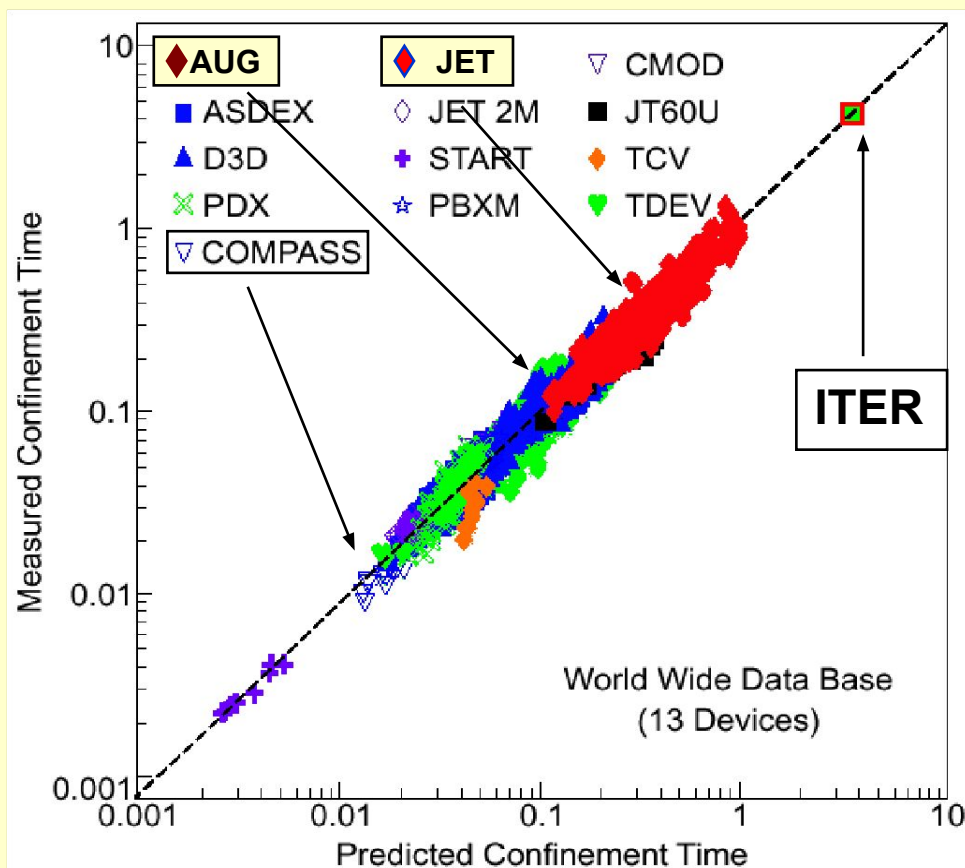
При дальнейшем развитии разряда с внутренним транспортным барьером а так же при увеличении мощности нагрева положение барьера смещается наружу. Иногда может так же сформироваться граничный транспортный барьер, как в H-режиме, обеспечивая дальнейшее улучшение удержания. Однако, дальнейшее развитие может привести к МГД неустойчивым профилям и прекращению разряда.

Профили радиального электрического поля и давления углерода ERS разряде на TFTR. Флуктуации и турбулентные потоки подавлены вблизи транспортного барьера около минимума q . Соответствующее давление углерода имеет резкий градиент в этой области. Транспортный барьер связан изменением радиального электрического поля E_r .

На сегодняшний день основным скейлингом для оценки времени удержания, на который ориентируются при предсказании удержания ITER является:

$$\tau_{E,th}^{IPB98(y,2)} = 0.05621 I_p^{0.93} B_T^{0.15} P^{-0.69} n_e^{0.41} M^{0.19} R^{1.97} \varepsilon^{0.58} k_x^{0.78}$$

где I_p - ток по плазме, B_T - тороидальное магнитное поле, n_e - усреднённая по объёму концентрация электронов, M - усреднённая масса ионов, R - большой радиус и ε - аспектное отношение (a/R , a - малый радиус). Размерности: [с, МА, Т, МВт, 10^{19} м^{-3} , а. е.м., м] вытянутость k_x определена как $k_x = S_o/(\pi a^2)$ где S_o – площадь сечения плазмы.



Сравнение времён удержания различных установок

Предсказанное время удержания для ITER 3.7 с.

Общие замечания о теоретических представлениях

- Аномальный перенос вызывается сильно нелинейными турбулентными процессами, со множеством движущих сил турбулентности, механизмов ее подавления, происходящих на сильно различающихся масштабах
- Благодаря такой неотъемлемой сложности, понимание переноса в термоядерной плазме является долгое время как основная научная проблема – вызов (*challenge*) научному сообществу.
- Представляется, что аномальный перенос возникает из-за микронеустойчивостей
- Под микронеустойчивостями понимаются неустойчивости, длина волны которых сравнима с Ларморовским радиусом ионов, и которые не описываются в рамках одножидкостной МГД модели.
- Микронеустойчивости рождают возмущения (флуктуации) параметров плазмы, которые увеличивают перенос поперек структуры вложенных магнитных поверхностей. Перенос может также ухудшаться при нарушении самой структуры магнитных поверхностей, когда частицы и их энергия может уходить вдоль силовых линий магнитного поля, которые сами следуют стохастическим траекториям.

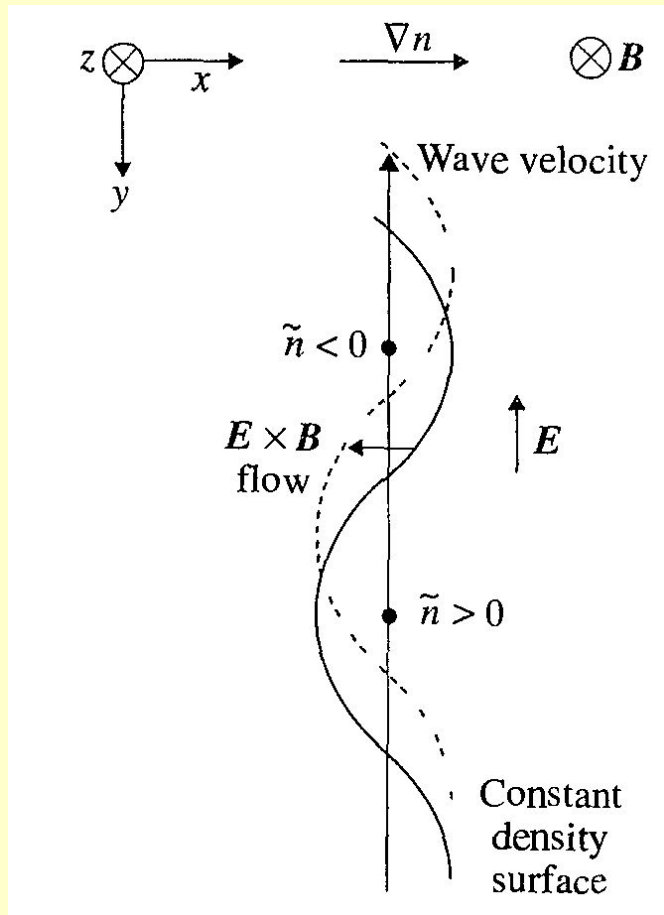
Микронеустойчивости

- Существует множество микронеустойчивостей, рождающие флуктуации.
- Флуктуации могут быть электростатическими или электромагнитными (когда создаваемые частицами изменения магнитного поля не приводят к заметным индукционным электрическим полям).
- Так же они могут быть классифицированы в соответствии с плазменной волной из которой они развились.

Волны в плазме и связанные с ними неустойчивости.

Electron drift wave	Alfvén wave	Sound wave
'Universal', Trapped electron	Microtearing	Ion temperature gradient

Электронная дрейфовая волна



Рассмотрим дрейфовую волну в упрощённой геометрии. Направление оси z соответствует направлению магнитного поля, x ортогонально этому направлению, вдоль x направлен градиент плотности плазмы. Направление y перпендикулярно двум предыдущим. Пусть имеется возмущение плотности

$$n_1 \propto e^{i(-\omega t + k_y y + k_z z)}$$

Поверхность постоянной плотности будет иметь вид как показано на рисунке. Из-за низкой инерции электронов они распределятся вдоль магнитного поля B создав электрическое поле E .

$$\nabla_{\parallel} p_{1e} + e n_e E_{\parallel} = 0 \Rightarrow n_{1e} T_e = n_0 e \phi_1$$

Которое, в свою очередь, создаст поле и в направлении y , как это показано на рисунке. Из-за наличия этого поля все частицы будут испытывать $E \times B$ дрейф в направлении x таким образом, что это будет эквивалентно движению всего возмущения в направлении y .

Скорость такой волны

$$v_{ey} \equiv v_{DE} = -\frac{T_e c}{eB} \frac{d \ln n_0}{dx}$$

и получается, что возмущение распространяется вдоль y со скоростью диамагнитного дрейфа электронов.

В этой простейшей модели не предсказывается возрастания либо затухание. Однако, если включить диссипацию (столкновительную либо затухание Ландау), возмущение станет неустойчивым в случае плоской бесшировой геометрии, такую микронеустойчивость называют *электронная дрейфовая мода* (*electron drift mode*).

В действительности, магнитная конфигурация играет существенную роль при анализе стабильности этой моды: учёт шира магнитного поля в плоской геометрии приводит к ограничению развития моды (*shear damping*). В тороидальной же конфигурации влияние этого эффекта ослаблено, но присутствуют дополнительные механизмы возбуждения неустойчивости.

Для оценки коэффициента турбулентной диффузии можно использовать выражение типа $D \sim \omega / (k_{\perp})^2$. Характерная частота дрейфовых неустойчивостей – дрейфовая частота ($\sim k_{\perp} v_{DE}$)

$$\omega = -k_{\perp} \frac{d \ln n_0}{dx} \frac{T_e}{m_i \omega_{ci}} = -k_{\perp} \frac{d \ln n_0}{dx} \frac{c T_e}{e B} \Rightarrow D \approx \frac{1}{k_{\perp} a} \frac{c T_e}{e B} \approx \frac{1}{k_{\perp} L_n} D_B$$

В самом неблагоприятном случае, когда характерный поперечный размер флуктуаций сравним с размером плазмы $k_{\perp} \sim 1/L_n$ получается Бомовский коэффициент диффузии

$$D_B = c T_e / e B.$$

В случае, когда микронеустойчивость мелкомасштабная – характерный поперечный размер флуктуаций сравним с ларморовским радиусом $k_{\perp} \sim 1/\rho_s$. В этом случае получается giro-Бомовский коэффициент диффузии

$$D_{gB} = \frac{\rho_s}{L_n} D_B$$

Потоки частиц и тепла при флуктуациях

- Турбулентные флуктуации вызывают турбулентный $E \times B$ дрейф частиц со скоростью

$$\delta v_{\perp} = \delta E_{\perp} / B,$$

который в комбинации с флуктуацией плотности δn дает конвективный поток частиц

$$\Gamma = \langle \delta v_{\perp} \delta n \rangle$$

с усреднением по магнитной поверхности. Если только флуктуации не в противофазе, такое усреднение даст конечный поток.

- Аналогично температурные флуктуации частиц сорта j приводят к турбулентному потоку тепла

$$q_j = 3n_j/2 \langle \delta v_{\perp} \delta T_j \rangle$$

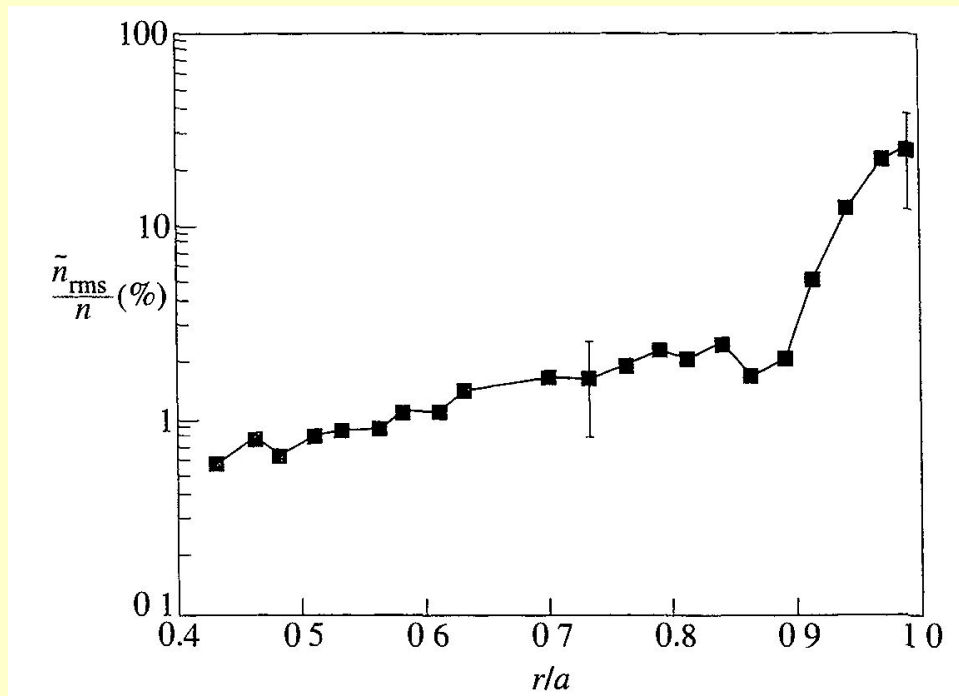
- Если также существуют магнитные флуктуации δB и флуктуации $\delta v_{\parallel j}$ скорости продольного движения частиц сорта j , то это также может приводить к потоку

$$\Gamma = n_j/B \langle \delta v_{\parallel j} \delta B_r \rangle$$

- Отметим, что макроскопические МГД явления (пилообразные колебания, перекрытие островов неокласических тиринг-мод) также влияют на свойства удержания плазмы.

Наблюдения флуктуаций

- На границе плазмы, флуктуации δn , δT_e и электрического потенциала $\delta\phi$ могут быть измерены зондами Ленгмюра, а магнитные возмущения δB зондами Мирнова. В том время как величины относительных флуктуаций $\delta n/n$, $\delta T_e/T_e$ быстро растут от центра к периферии плазмы, достигая там уровня $\sim 50\%$, в спокойных условиях (без сильно развитых МГД явлений) граничные значения $\delta B/B$ малы, типично $\sim 10^{-4}$.
- Измерения δn внутри плазмы можно сделать несколькими способами: микроволновое рассеяние (microwave scattering), инфракрасного рассеяния (Far Infra Red scattering - FIR), зондированием тяжелым пучком (Heavy Ion



Beam Probes - НІВР), излучательной спектроскопией на пучке (Beam Emission Spectroscopy - BES) и микроволновым рефлектометром. На рисунке показаны результаты измерений флуктуаций плотности на установке TFTR методом BES.

- Картина хорошо иллюстрирует вышесказанное, в центре величина порядка 1%, на периферии десятки процентов

Наблюдения флуктуаций (продолжение)

- Измерения электрического потенциала $\delta\phi$ в центре плазмы тяжелым пучком демонстрируют, что $e\delta\phi/T_e \sim \delta n/n$
- Измерения с помощью кросс-поляризационного рассеяния на TORE SUPRA подтверждают, что $\delta B_r/B$ малы, типично $\sim 10^{-4}$.
- Пространственные свойства флуктуаций обычно характеризуют волновыми числами k_\perp и k_\parallel перпендикулярными и параллельными магнитному полю соответственно. В продольном направлении типичные значения волновых векторов $k_\parallel L \sim 1$, где L длина соединения (connection length), qR , вокруг тора.
- Теоретические модели флуктуаций обычно характеризуются предсказываемым k спектром флуктуаций. В наблюдаемых спектрах $S(k_\perp)$ обычно доминируют длины волн, большие ионного ларморовского радиуса. В радиально направлении длины корреляции порядка 2-3 см с наблюдением пикирования их спектра в сторону длинных волн. В полоидальном направлении спектры пикированы в области $k_\perp \rho_s < 0.3$, где ρ_s - ларморовский радиус ионов, взятый с электронной температурой. При больших k_\perp спектр обрывается.
- Амплитуда флуктуаций плотности $\delta n/n$ неплохо соответствует простой теоретической оценки «перемешивания масштабов» (mixing-length) $\delta n/n \sim 1/(k_\perp L_n)$, где L_n - характерная длина градиента плотности. Эта амплитуда при которой возмущенный градиент $k_\perp \delta n$ балансируется градиентом равновесной плотности.
- Характерные частоты флуктуаций порядка 100 кГц, что сравнимо с диамагнитной частотой при полоидальной моде $m \sim 100$.

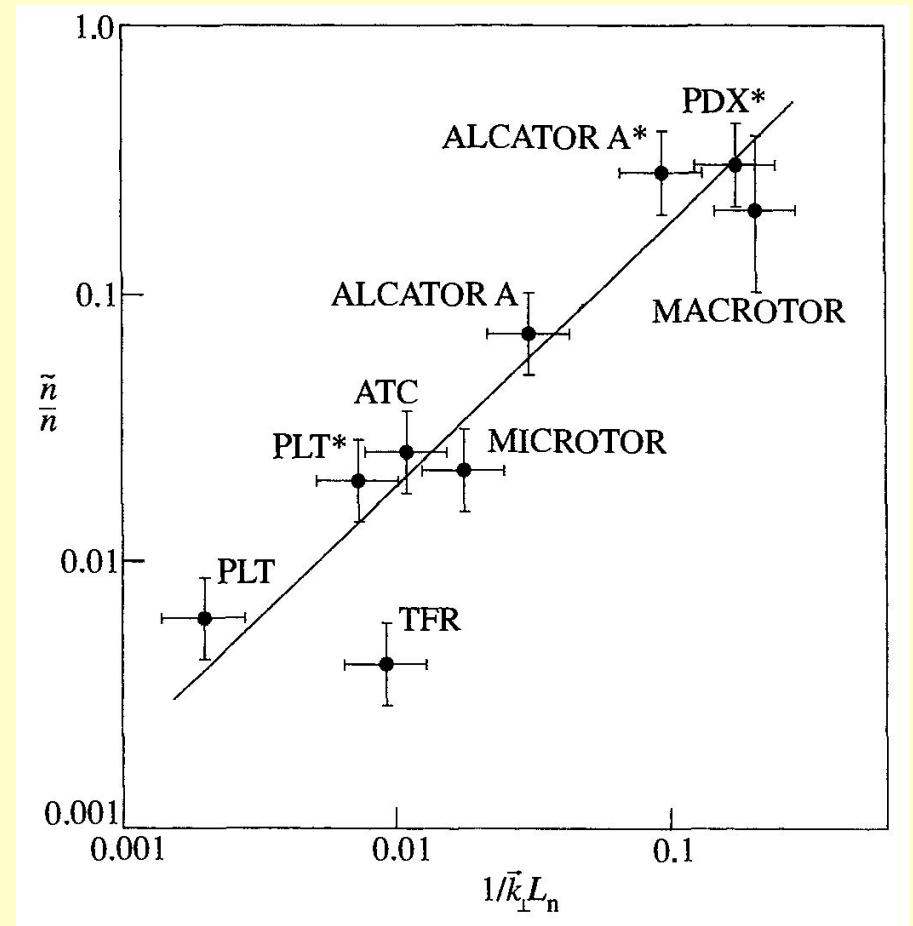
В случае оценки «перемешивания масштабов» полагается, что источник подпитки турбулентности исчезает тогда, когда возмущения плазмы достигают такого размера, что возмущённые градиенты сравнимы с невозмущёнными градиентами в плазме.

$$k_{\perp} \delta n_k \sim \frac{n_0}{L_n}$$

а поскольку возмущения удовлетворяют распределению Больцмана

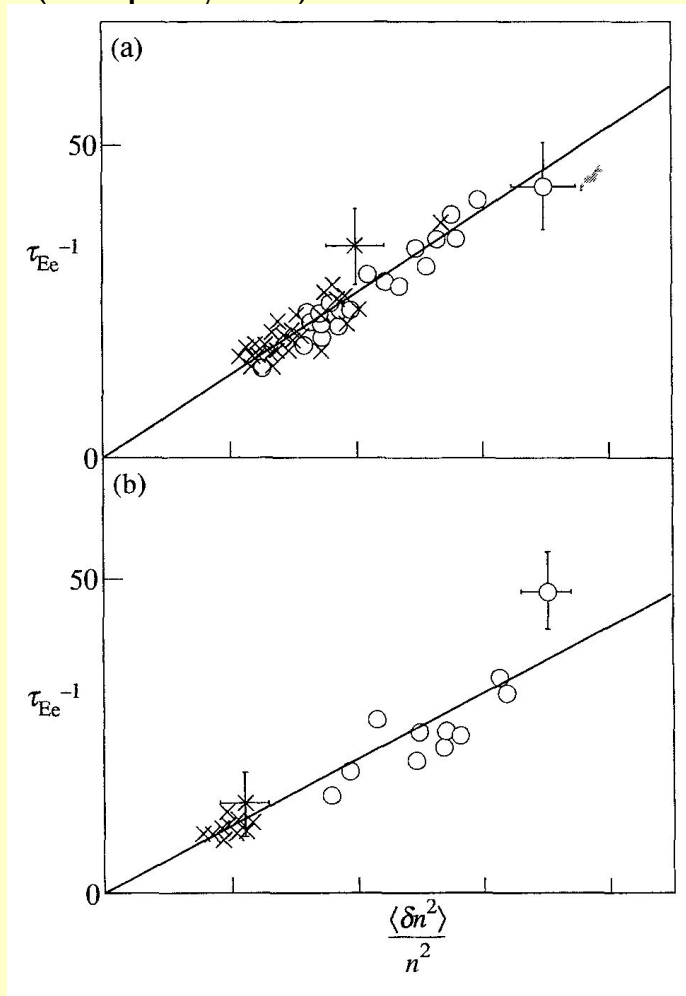
$$\frac{e\delta\varphi_k}{T} \sim \frac{\delta n_k}{n_0} \sim \frac{1}{k_{\perp} L_n}$$

Сравнение этих оценок с экспериментом приведено на рисунке справа



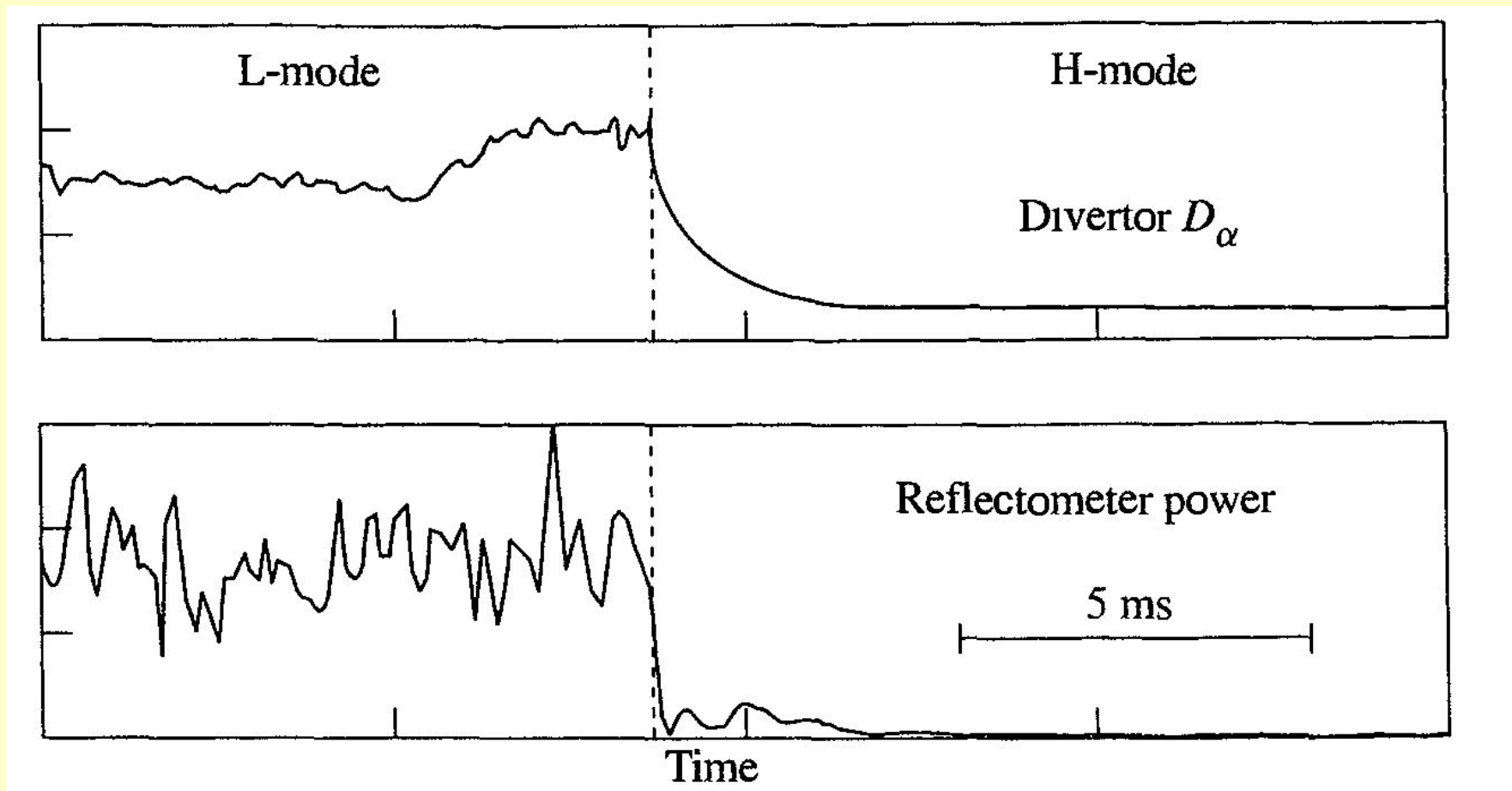
Связь флуктуаций с переносом

- Ясная корреляция между $1/\tau_{Ee}$ и $(\delta n/n)^2$ измеренных на границе плазмы была найдена в режимах нагреваемых омическим током, ионным-циклотронным нагревом и пучком нейтральных атомов на установке TFR (см. рисунок)



- На TFTR длина флуктуаций уменьшалась с ~ 4 см в омических разрядах до ~ 2 см в Supershots, что согласуется с улучшением удержания в последних
- На установках DIII-D и ASDEX наблюдалось соответствие между снижением уровня флуктуаций и переходом плазмы из L в H моду. Флуктуации падали в течении 100 микросекунд при образовании внешнего транспортного барьера, что иллюстрируется рисунком на следующем слайде.

Связь флуктуаций с переносом (продолжение)

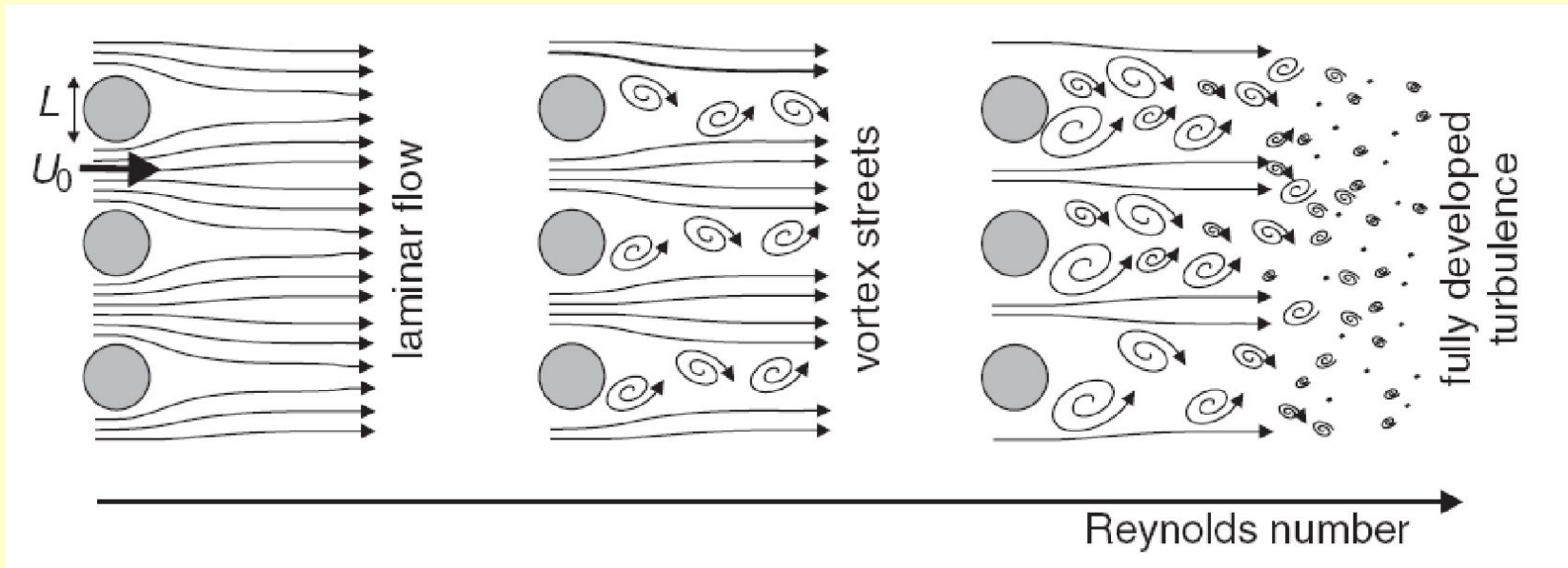


Падение плотности флуктуаций, измеренное рефлектометром, при переходе L-H на установке DIII-D (Doyle, E J. et al Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (Proc 14th Int Conf Wurzburg, 1992) Vol 1, p. 235 I.AE A Vienna A993))

Подавление турбулентного переноса широм

- Во многих экспериментах было продемонстрировано, что наличие быстро меняющегося по радиусу радиального электрического поля сопутствует снижению переноса в плазме. Это видно в разрядах с транспортными барьерами H-режим, но так же это продемонстрировано и в V-H режиме на DIII-D, где подобное наблюдается на значительной части малого радиуса плазмы.
- Была установлена связь между снижением переноса и широм скорости $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ связанной с меняющимся полем \mathbf{E}_r . Это связано с уменьшением порога насыщения мод (*mixing-length estimate*), которое происходит из-за увеличения эффективного значения k_{\perp} в оценке коэффициента переноса.
$$\frac{e\delta\phi_k}{T} \sim \frac{1}{k_{\perp}L_n}$$
- При развитие турбулентного движения в плазме развивается много мелкомасштабных вихрей, подобно тому как это происходит в нейтральном газе с увеличением числа Рейнольдса, что показано на следующем слайде

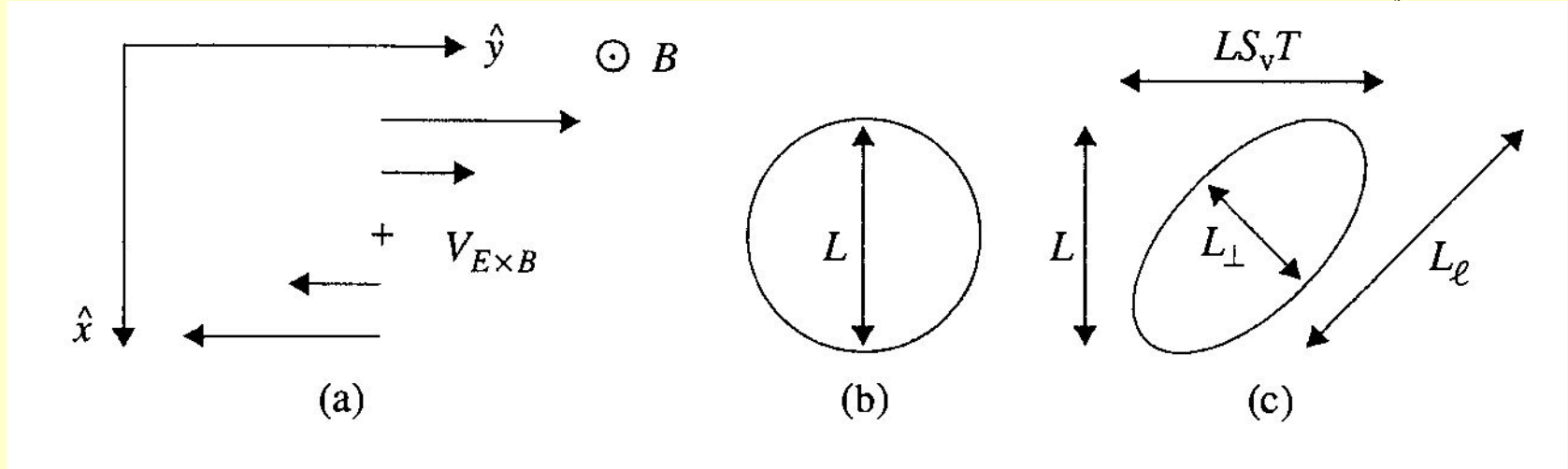
Подавление турбулентного переноса широм (продолжение)



При движении вязкой (коэффициентом диффузии вязкости η) нейтральной жидкости со скоростью U_0 через канал с размером L качественно картина движения зависит от числа Рейнольдса $Re = U_0 L / \eta$. При увеличении Re ламинарное течение превращается в систему мелкомасштабных вихрей (vortex или eddy).

Подавление турбулентного переноса широм (продолжение)

На рисунке показано сжатие турбулентного вихря плазмы перпендикулярного магнитному полю из-за наличия меняющейся по координате скорости $V_y(x) = S_v x$.



Через некоторое время t вихрь становится растянут в эллипс с большей диагональю $L_l = L(1 + S_v^2 \cdot t^2)^{1/2}$ площадь вихря при этом сохраняется, поэтому меньшая ось уменьшается $L_{\perp} = L(1 + S_v^2 \cdot t^2)^{-1/2}$. Таким образом, $k_{\perp eff} = k_{\perp 0} (1 + S_v^2 \cdot t^2)^{1/2}$, и эффективный поперечный волновой вектор растет.

При оценки «длин перемешивания»- флуктуации, коэффициент переноса и сам перенос должны снижаться. Этот процесс длится время корреляции $t = \tau_c = (D_0 k_{\perp eff}^2)^{-1}$, где D_0 коэффициент турбулентной диффузии без шира.

$$\frac{e\delta\varphi_k}{T} \sim \frac{1}{k_{\perp} L_n} \quad \frac{\langle \tilde{n}^2 \rangle}{\langle \tilde{n}^2 \rangle_0} \sim \frac{1}{1 + S_v^2 \tau_c^2}$$

Описание турбулентного переноса и его свойства

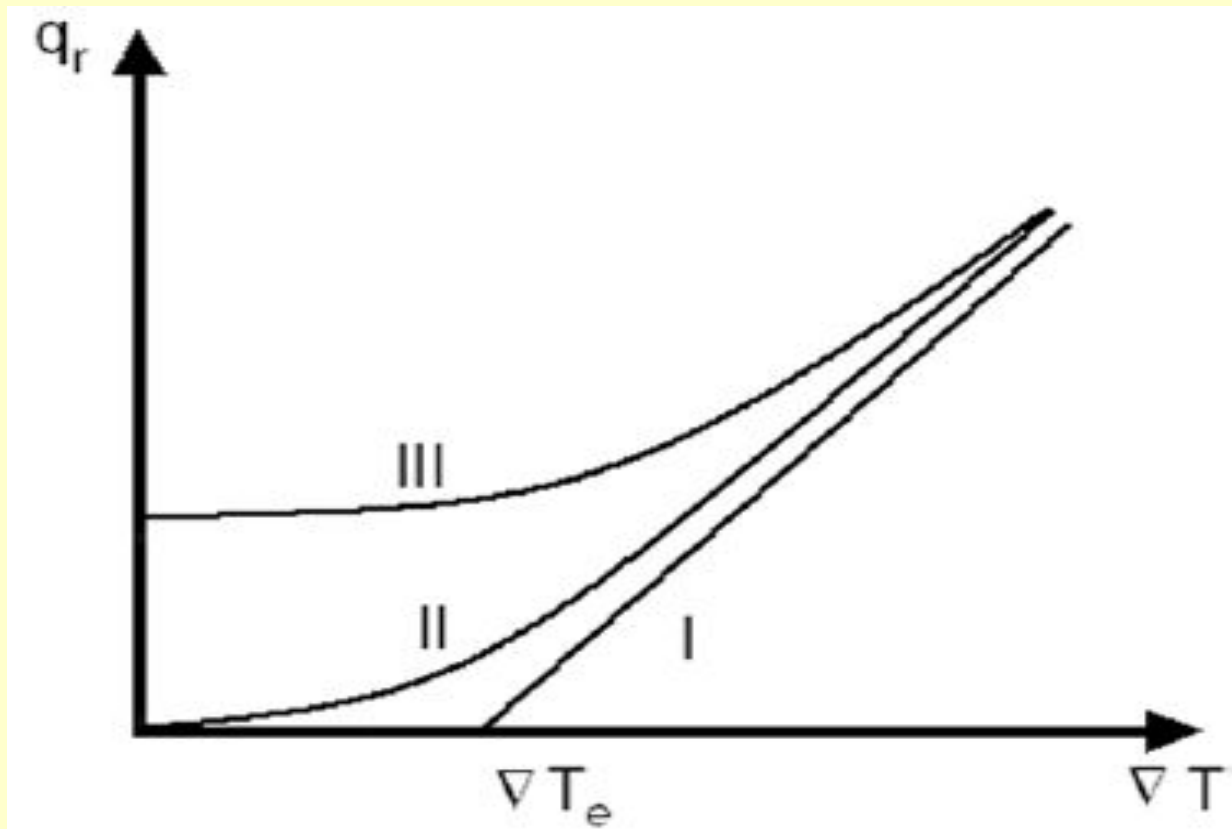
- Аналитическое описание суммарных конвективных потоков частиц и тепла ионов и электронов поперек поверхности S описывается следующими выражениями,

$$\Gamma_{i,e} = \frac{1}{S} \int_S n_{i,e} \mathbf{v}_E \cdot d\mathbf{a} = -D_{11} \frac{dn_{i,e}}{dx} - D_{12} \frac{dT_{i,e}}{dx},$$

$$q_{i,e} = \frac{1}{S} \int_S n_{i,e} T_{i,e} \mathbf{v}_E \cdot d\mathbf{a} = -D_{21} \frac{dn_{i,e}}{dx} - D_{22} \frac{dT_{i,e}}{dx},$$

где, $\mathbf{v}_E = \mathbf{E} \times \mathbf{B}$ конвективная скорость, $d\mathbf{a}$ единичный вектор площади поперек поверхности и $n_{i,e}$ и $T_{i,e}$ равновесные плотность и температура ионов и электронов.

- Диагональные элементы D_{12} and D_{21} могут вызывать различные типы соотношений между потоком и градиентами в плазме.



Три типа электронного потока тепла в зависимости от градиента температуры. Тип I пороговый, Тип II диффузионный (кривизна связана с нелинейной зависимостью от градиента температуры, и Тип III имеет вклад в поток других градиентов.

- Для аналогии со столкновительным переносом, часто оперируют эффективными коэффициентами переноса тепла и частиц электронов и ионов, определяемые следующими выражениями

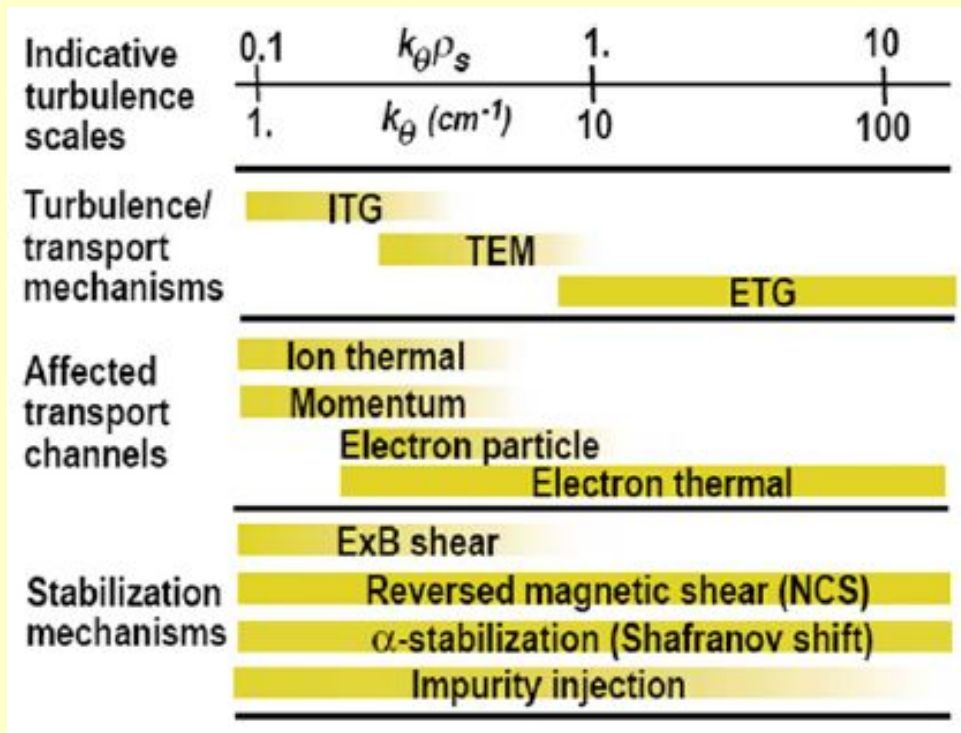
$$\Gamma_{i,e} = \frac{1}{S} \int_S n_{i,e} v da = -D_{i,e}^{eff} \frac{dn_{i,e}}{dx},$$

$$q_{i,e} = \frac{1}{S} \int_S n_{i,e} T_{i,e} v \cdot da = -\chi_{i,e}^{eff} \frac{dn_{i,e}}{dx}.$$

- При этом, линейный анализ устойчивости предсказывает существование порогов температурных градиентов для электронов и ионов, называемые соответственно ITG (η_i) или ETG (η_e) моды, где $\eta_i = |\ln(n)/\ln(T_i)|$ и $\eta_e = |\ln(n)/\ln(T_e)|$ - отношения характерных значений градиентов плотности и ионной и электронной температуры, соответственно. Обычно эти моды ответственны за Тип I.
- Микро-тиринг и баллонные токово-диффузионные моды, где диссипативные процессы такие как столкновительное сопротивление или аномальная диффузия тока играют существенную роль, могут характеризоваться Типом III.
- Так называемые ТЕМ и ТИМ моды, вызываемые градиентами плотности имеют промежуточное поведение между типами I и III, ближе к тиру II. Поток зависит от столкновительности.

Турбулентный перенос (современные представления)

- Турбулентности дрейфовых волн в плазме токамака является чрезвычайно сложным нелинейной системой включающей многие моды различного масштаба, нелинейные саморегулирующиеся структуры или зональные потоки, а также различные стабилизирующие механизмы вызванные магнитной геометрией и композицией плазмы разных сортов ионов. Все это иллюстрируется на Рис. [Doyle E.J. *et al* 2000 *Fusion Energy 2000: Proc. 18th Int. Conf. (Sorrento, 2000)* (Vienna: IAEA) CD-ROM file EX6/2 and <http://www.iaea.org/programmes/ripc/physics/fec2000/html/fec2000.htm>]

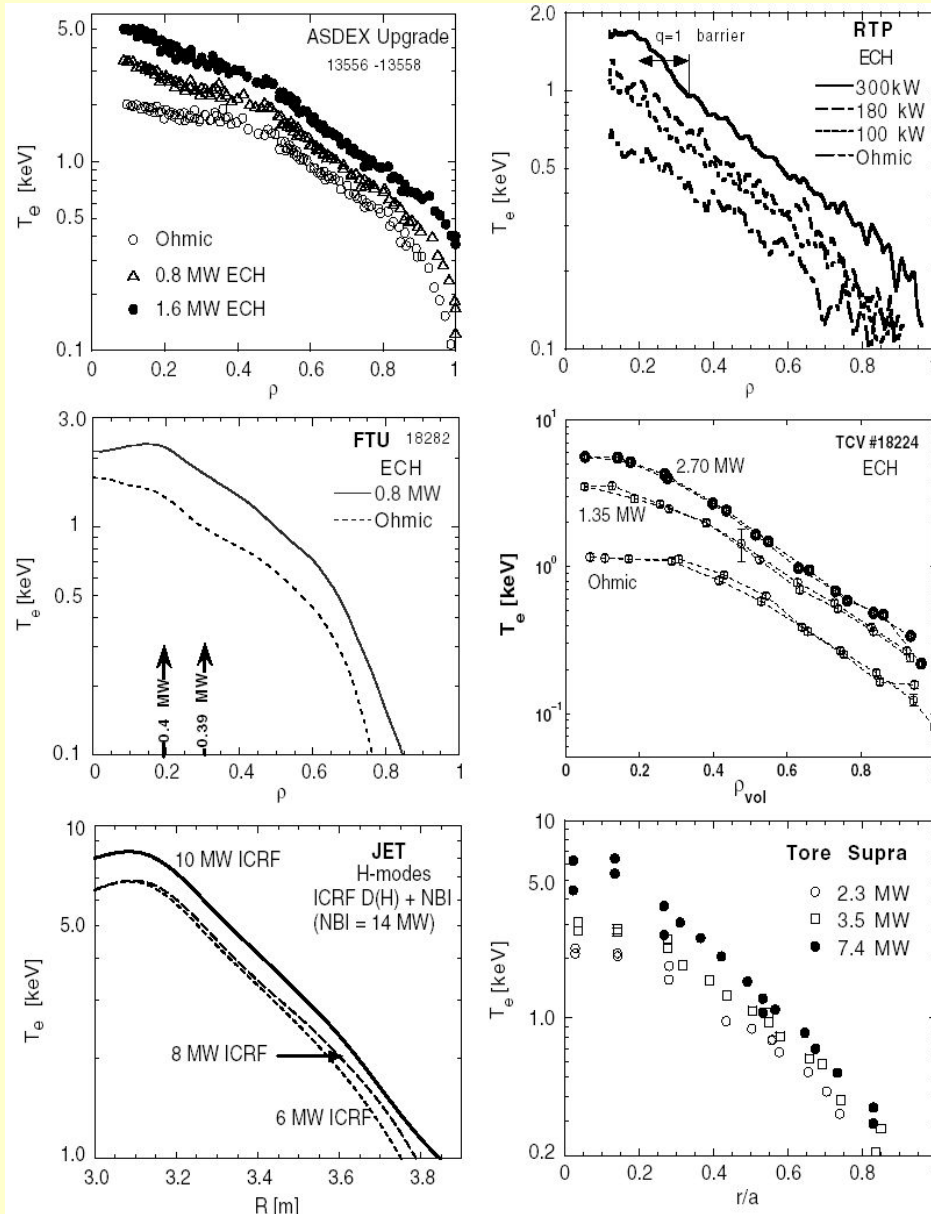


Сравнение масштабов дрейфовой турбулентности, механизмы турбулентности, каналы затрагиваемого переноса и стабилизационные механизмы.

Турбулентный перенос (современные представления)

- Типичные турбулентные флуктуации ионов называемые ITG модой соответствуют переносу тепла ионов. Соответственно, коротковолновые электронные флуктуации, ETG мода, может привести к большому потоку тепла электронов. ITG и ETG неустойчивости имеют пороги критических градиентов температуры, которые характеризуют как модель Типа I.
- Мода захваченных электронов (TEM) с промежуточным пространственным масштабом или мезомасштабом (mesoscale) может вызывать как перенос самих электронов так и их тепла и характеризуется как транспортная модель Типа II.
- Микро-тиринговые неустойчивости и баллонные моды диффузии тока, в котором диссипативные процессы (столкновительное сопротивление и аномальная диффузия тока) играют существенную роль, соответствуют Типу III.
- Типичные когерентные структуры большого масштаба в плазме токамака – это тороидально и полоидально симметричные зональные потоки (могут подавить турбулентные флуктуации и перенос через декореляцию ширины потока в турбулентности) и радиально вытянутые стримеры (могут увеличить перенос за счет увеличения радиальной длины корреляции).

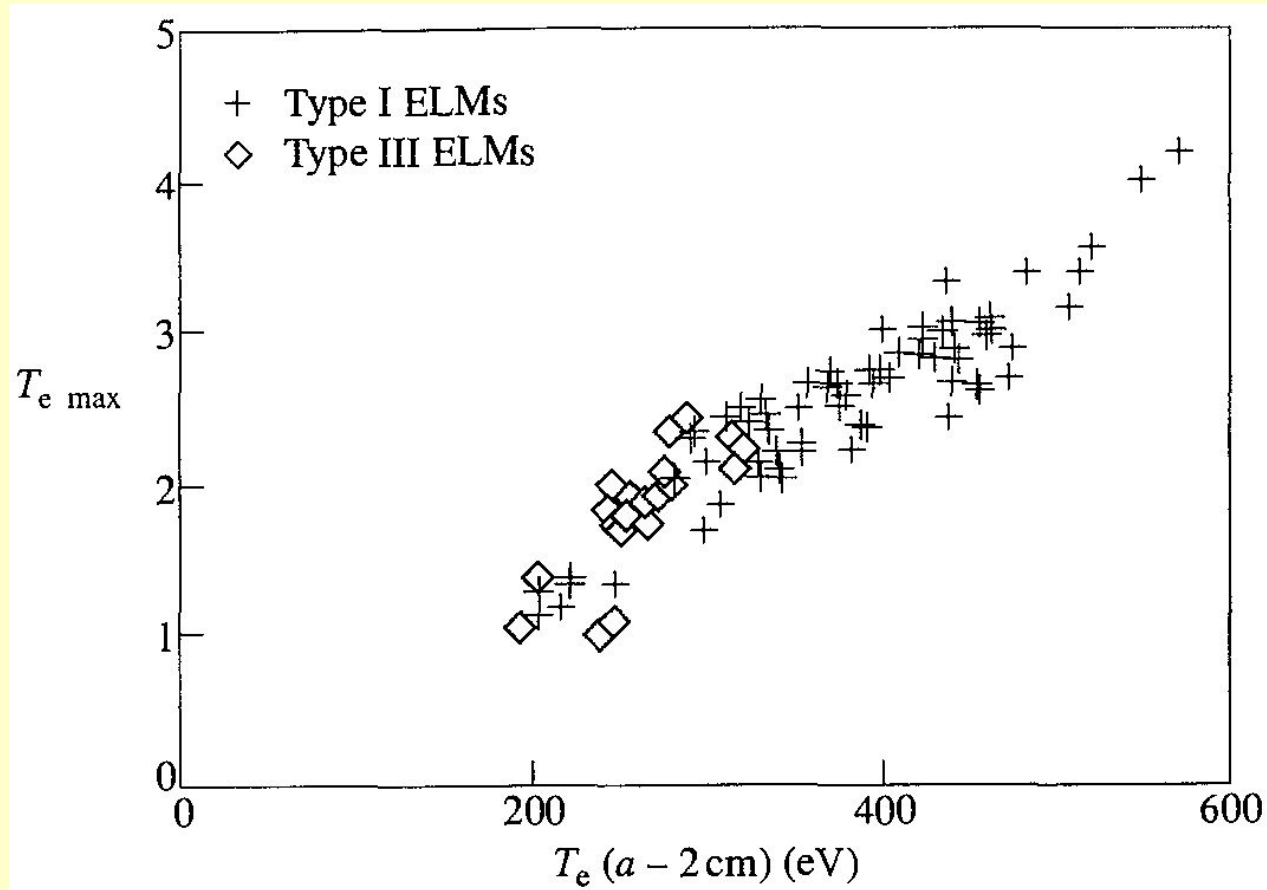
Турбулентный перенос (жесткость – *stiffness, resilience* профилей)



- При центральном нагреве профили электронной температуры, построенные в логарифмическом масштабе, имеют схожую форму. Пример приведён на Рисунке. Профили имеют одинаковый наклон и различаются температурой на границе. Одинаковый наклон означает, что R/L_{Te} одинаковы или близки, температура в центре пропорциональна температуре на границе.

Профили электронной температуры с различных токамаков в логарифмическом масштабе демонстрируют область постоянным нормированным градиентом температуры. [Ryter F. *et al* 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** A323].

Турбулентный перенос (жесткость – *stiffness*, *resilience* профилей)

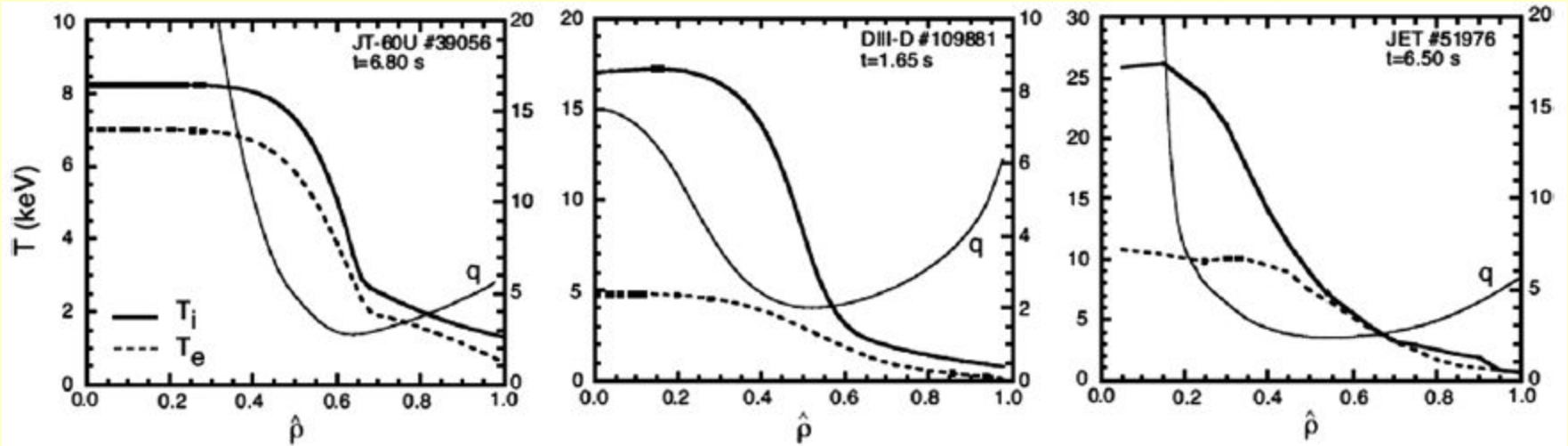


Тип I переноса (пороговый) довольно распространен при омическом нагреве, в L- H- модах как видно из рисунка.

!!! Надежда на широкие ITВ!!!

Эффект магнитного шира на формирование ИТВ

- Внутренние транспортные барьеры (ITBs), области с пониженным или вообще подавленным ионным теплопереносом, широко наблюдаются на многих токамаках. ITBs обеспечивают улучшенное удержание и сценарии с нарушением «жесткости» профилей.
- Недавние эксперименты на JET, ASDEX Upgrade и JT-60U показали, что магнитный шир напрямую влияет на ионный перенос когда он меняется от слабых положительных к отрицательным значениям [Sakamoto Y. *et al* 2004 *Nucl. Fusion* **44** 876; Wolf R.C. *et al* 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 1757]. В экспериментах на JET продемонстрировано, что профиль q влияет на значения мощности нагрева, которая запускает формирование ИТВ [Gomezano C. 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** B367; Challis C.D. *et al* 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 1031].
- ИТВ разряды с сильно перевернутым профилем q (с небольшим нецентральной полоидальным полем) и с большим градиентом ионной температуры легко сейчас получаются, как показано на следующем рисунке для JT-60U, DIII-D и JET [ITER 1D Modelling Working Group: *et al* 2000 *Nucl. Fusion* **40** 1955].



Температурные профили для ионов (сплошные линии) и электронов (пунктирные линии) и профили запаса устойчивости в ИТВ разрядах JT-60U, DIII-D и JET сильно перевернутым магнитным широм.

Подчеркнем, что так называемые advanced операционные режимы имеют целью получения стационарного, длинного импульса H-моды с использованием слабого или немного перевернутого центрального магнитного шира с высоким бетта и $q < 1$ в центре [Burrell К.Н. and DIII-D Team 2003 Nucl. Fusion 43 1555].

Электронные ИТВ

- Если при NBI создают сильный ионный ИТВs, они слабо влияют или вообще не создают электронный ИТВ
- Сильный электронный ИТВs создаются при доминирующем электронном нагреве обычно в сопровождении с неиндукционным поддержанием тока (current drive) посредством ВЧ сценариев - LH, ECRH и меньше ICRF. Обзор на эту тему есть в [Connor J.W. *et al* 2004 *Nucl. Fusion* **44** R1].
- Электронный ИТВs, обычно достигается при очень малых плотностях и приводят к электронным температурам, достигающим в центре значений 20 кэВ, и к резким градиентам с R/L_{Te} до 20. Последнее значение в 2–3 раза превышает обычно измеряемые в простой плазме и означают наличие транспортного барьера. Радиальное положение основания барьера близко к положению минимального значения q ; однако, из-за незнания точной величины q невозможно понять точно он совпадает с этим расположением или находится слегка внутри. Изменение в градиенте, которое определяет основание барьера хорошо заметно на профиле температуры, на примере электронного ИТВ созданного с помощью центрального counter- ECCD на Рис. 28.
- Во всех исследованиях создание и устойчивость электронного ИТВ оказывалась связанной с магнитным широм (см. Рис. 8) . На T-10 плоский или слегка положительный шир оказывался достаточным условием для создания электронного ИТВ [Razumova K.A. *et al* 2000 *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** 973].

В других токамаках электронный ИТВ с преобладающим нагревом электронов требовал отрицательного магнитного шира [Wolf R.C. *et al* 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1259]. Эксперименты, в которых могла варьироваться глубина профиля q , показали, что величина барьера растёт с обратным знаком профиля q [Sauter O. *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 105002]. В JET, расчёт турбулентности показал, что формирование электронного ИТВ связано со стабилизацией ТЕМ при обратном шире $\hat{s} \leq -0.5$. Дополнительный вклад в стабилизацию может вносить градиент β [Bourdelle C. *et al* 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2881]. Эти механизмы дают положительную обратную связь: чем выше давление и резче градиент тем больше стабилизируется турбулентность. В реакторе она так же будет поддержана увеличением давления и термоядерной мощностью.

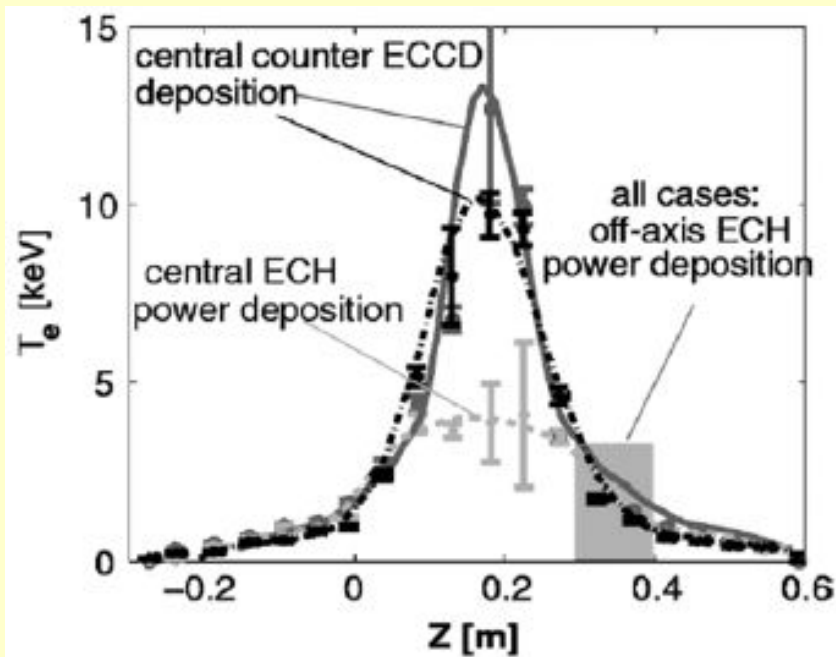


Рис. 28. Профили электронной температуры в TCV демонстрируют, что центральный против-ECCD (непр. линия $P_{tot} = 2.25$ МВт; штрихпунктирная линия $P_{tot} = 1.8$ МВт) создаёт сильный электронный ИТВ, тогда как ECRH (штриховая линия $P_{tot} = 2.25$ МВт) - нет. [Sauter O. *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2199].

- Величина градиента в развитом электронном ИТВ может ограничиваться за счёт развития ETG mode при большом R/L_{Te} . Это было проанализировано для электронного ИТВ в Tore Supra. Это предположение подтвердилось моделированием, в котором для воссоздания экспериментальных измерений величины градиента требовалось наличие ETG турбулентности. Изучение переноса показало, что электронная теплопроводность χ_e падает на порядок на электронном ИТВ. Типичные значения $\chi_e = 1\text{--}4 \text{ м}^2 \times \text{сек}^{-1}$ вне барьера и $0.5\text{--}0.1 \text{ м}^2 \times \text{сек}^{-1}$ внутри барьера [Pericoli Ridolfini V. *et al* 2003 *Nucl. Fusion* **43** 469]. Это значение мало, но всё ещё на порядок больше неоклассической величины для электронов. По этой причине турбулентный электронный перенос не полностью подавлен по сравнению с тем, что наблюдается в ионном ИТВ.

- В электронном ИТВ с преобладающим нагревом электронов ионная температура остаётся достаточно низкой и значение T_e/T_i может достигать 30. Профили T_i не проявляют признаков ИТВ. Попытки увеличить T_i вводя NBI нагрев в плазму с образованным электронным ИТВ приводили к уменьшению электронного ИТВ, что показано на Рис. 29. При достаточном нагреве ионов образовывался ионный ИТВ, в то время как электронный ИТВ исчезал. Только в одном единственном случае, удалось одновременно получить электронный и ионный ИТВ [Gunter S. *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3097]. Почему все это происходит пока не ясно.

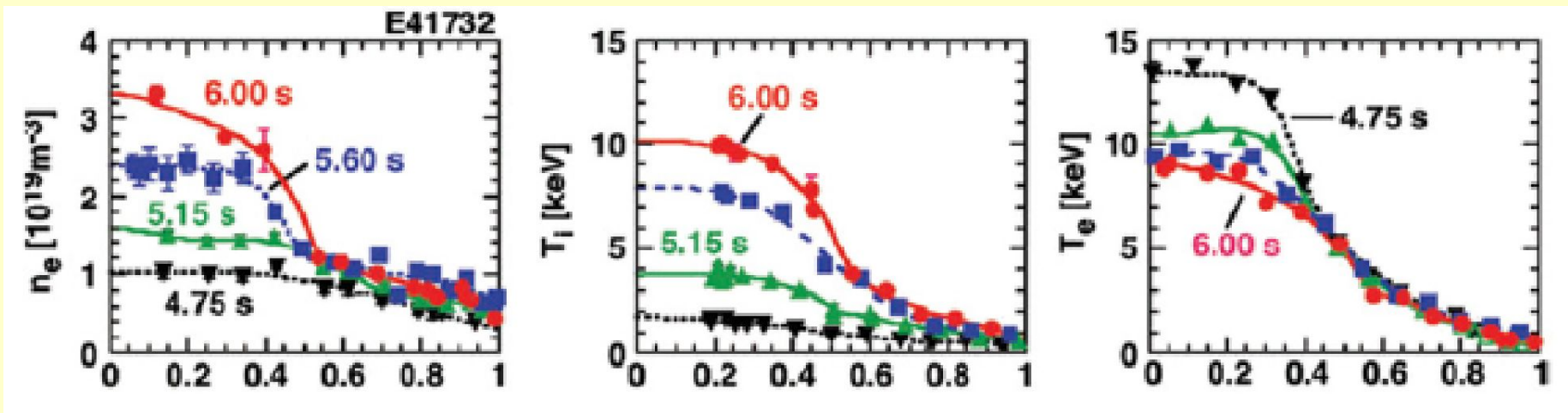


Рис. 29. Результаты с JT-60U демонстрируют, что электронный ИТВ уменьшается со временем, которое соответствует возрастанию мощности NBI и ионной температуры. [Fujita T. *et al* 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** A35].

Неоклассические эффекты (*Ware pinch*)

Уравнение баланса частиц:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} \Gamma_n = S - L$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_n) = S - L$$

В плазме, наряду с диффузионным потоком частиц, направленным наружу, должен существовать дрейфовый поток, направленный внутрь плазменного шнура. Полный поток равен:

$$\Gamma_n = \Gamma_D + \Gamma_{dr} = -D \frac{\partial n}{\partial r} + v_{dr} n$$

рассмотрим стационарный случай, тогда:

$$\int_0^r 2\pi r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(-D \frac{\partial n}{\partial r} + v_{dr} n \right) \right] dr = \int_0^r 2\pi r (S - L) dr = \Gamma(r)$$

где $\Gamma(r)$ - интеграл от источников.

Для центральной области шнура, в предположении отсутствия источников и дрейфового Потока, получим:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r < a - \delta} = 0 \quad n(r) \Big|_{r < a - \delta} = \text{const}$$

Несоответствие экспериментальному профилю привело к учету дрейфового потока:

$$-D \frac{\partial n}{\partial r} + v_{dr} n = 0$$

$$v_{dr} = v_{dr}^{ware} - \frac{r}{a} v(a)$$

$$v_{dr}^{ware} \propto \frac{E_\varphi}{B_\theta} \quad 2\pi R E_\varphi = U \quad B_\theta \propto \frac{I}{r}$$

$$v_{dr}^{ware} \propto \frac{U}{2\pi R I} r \propto r$$

в плотной плазме, когда $n > 5 \cdot 10^{13} \tilde{n}_i^{-3}$, $\frac{v_{dr}}{v_{dr}^{ware}} = 10 \div 100$

Рассмотрим простую модель, отбросив член v_{dr}^{ware} и полагая $D = \text{const}$:

$$-D \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{r}{a} v(a) n = 0$$

$$\frac{\partial n}{n} = -\frac{v(a)}{aD} r \hat{r}$$

Пусть $\alpha = \frac{av(a)}{D}$, тогда $\frac{\partial n}{n} = -\frac{\alpha}{a^2} r \hat{r}$

$$n(r) = n_0 e^{-\frac{\alpha}{2a^2} r^2}$$

Итак, при этом рассмотрении полученный профиль имеет форму Гаусса, причем параметр α определяет «остроту» профиля в центральной зоне шнура.