

## Эффективная модель турбулентной конвекции плазмы центральной области токамака

В. П. Пастухов<sup>1)</sup>, Н. В. Чудин

РНИЦ “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 октября 2009 г.

Показано, что низкочастотная турбулентная конвекция плазмы, самосогласованно развивающаяся в центральной области токамака, может быть эффективно описана в рамках относительно простой модели, основанной на замкнутой системе слабодиссипативных редуцированных уравнений магнитогидродинамического типа. Представлены результаты численного моделирования переходных режимов, включая режимы с пилообразными колебаниями и с быстрым пространственным перераспределением мощности дополнительного нагрева. Полученные результаты указывают на недиффузионность и нелокальность отклика результирующих транспортных процессов на быстрые изменения внешних условий и демонстрируют разумное согласие с экспериментами на различных токамаках.

PACS: 52.30.-q, 52.35.Ra

**1. Введение.** Исследование природы аномального переноса частиц и энергии занимает одно из центральных мест в проблеме магнитного удержания плазмы. Как правило, аномальный транспорт ассоциируют с флуктуациями плазмы, вызываемыми различными типами дрейфовых неустойчивостей (см., например, обзоры [1, 2]). Ввиду малых поперечных масштабов дрейфовых волн в большинстве транспортных моделей аномальные процессы переноса традиционно обсуждаются в терминах диффузионного приближения с локальными транспортными коэффициентами. В то же время, эксперименты показывают, что низкочастотная (НЧ) турбулентность и связанный с ней аномальный поперечный транспорт, наблюдаемые в системах магнитного удержания плазмы с различной топологией магнитного поля (токамаках [3–5], стеллараторах [6, 7], тандемных ловушках [8, 9]), демонстрируют ряд общих свойств, которые не могут быть адекватно описаны в терминах диффузионного приближения с локальными транспортными коэффициентами. Многие эксперименты указывают на присутствие в замагниченной плазме доминирующих крупномасштабных квази-2D нелинейных вихревых структур. Так весьма показательны результаты по генерации и модификации стохастических вихревых структур в присутствии широкого вращения плазмы, полученные в экспериментах на тандемной ловушке GAMMA 10 [8, 9].

Прямое компьютерное моделирование нелинейной динамики плазмы представляется достаточно перспективным подходом в исследованиях структур-

ной турбулентности замагниченной плазмы. При этом большинство исследователей полагает, что моделирование турбулентной динамики и результирующих недиффузионных транспортных процессов в слабостолкновительной горячей плазме центральных областей различных систем магнитного удержания плазмы следует проводить на основе гирокинетических моделей (см., например, обзоры [10, 11]). Существующие гирокинетические коды позволяют получить весьма детальную информацию как о флуктуациях плазмы, включая флуктуации плотности, температур ионов и электронов, электрических и магнитных полей, так и о средних потоках частиц и энергии. Однако выполнение каждого варианта расчета занимает время масштаба месяца или более даже при использовании самых мощных современных компьютеров, что делает такой расчет уникальной и весьма дорогой операцией. В то же время, наши предшествующие исследования [12–15] показали, что моделирование, основанное на значительно более простой адиабатически-редуцированной одножидкостной магнитогидродинамической (МГД) модели плазмы, демонстрирует довольно хорошее качественное и количественное согласие со многими экспериментами.

Полученные результаты выявили ряд нетривиальных свойств турбулентной эволюции плазмы. В частности, в [15] показано, что обратный каскад играет важную роль в нелинейной НЧ динамике турбулентной плазмы и приводит к формированию крупномасштабных доминантных квази-2D вихревых структур, которые оказываются довольно независимыми от пространственных масштабов первичной линейной неустойчивости. Поэтому даже

<sup>1)</sup> e-mail: past@nfi.kiae.ru

мелкомасштабные неустойчивости могут поддерживать крупномасштабные вихревые структуры в замагниченной плазме. Более того, при моделировании турбулентности и транспорта в аксиально-симметричной системе с чисто полоидальным магнитным полем (см. [12–14]) был выявлен ряд процессов самоорганизации плазмы, таких как самосогласованность профилей давления, L-H переходы и т.д., которые ранее наблюдались в системах токамак, занимающих лидирующие позиции в исследованиях по проблеме УТС. Энергетическое время жизни и характерные времена переходов между различными режимами удержания также оказались близкими к наблюдаемым в токамаках. С учетом этого обстоятельства было бы весьма привлекательно попытаться применить нашу простую турбулентную модель для расчета недиффузионного транспорта в токамаках. Для этой цели мы модифицировали наш код CONTRA-C, ранее разработанный для моделирования 2D турбулентности и результирующего транспорта в цилиндрическом плазменном шнуре с чисто полоидальным магнитным полем.

В данной работе представлены результаты численного моделирования НЧ турбулентности и результирующего транспорта плазмы в центральной области токамака с использованием такой модифицированной адиабатически-редуцированной МГД-модели. Продемонстрирована эффективность данного подхода для самосогласованного моделирования переходных режимов, в частности, режимов с быстрым перераспределением мощности электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева, в которых существенно изменяются характеристики турбулентной конвекции и результирующие транспортные потоки. Показана возможность влиять на уровень турбулентности и величину аномального транспорта плазмы путем пространственного перераспределения вводимой ЭЦР мощности. Моделирование режимов с так называемыми пилообразными колебаниями демонстрирует разумное согласие с экспериментами на токамаках.

В разд. 2 кратко обсуждается используемая динамическая модель. В разд. 3 представлены результаты компьютерного моделирования НЧ турбулентности и транспорта в переходных режимах применительно к условиям токамака T-10. Разд. 4 кратко суммирует основные результаты.

**2. Упрощенная динамическая модель нелинейной турбулентной конвекции и транспорта слабодиссипативной плазмы токамака.** Основные принципы нашей транспортной модели детально обсуждались в предшествующих работах [12–15].

Мы предполагаем, что плазма самосогласованно поддерживается в аксиально-симметричной или цилиндрической системе с существенно неоднородным магнитным полем вблизи турбулентно-релаксированного состояния, которое гранично-устойчиво (ГУ) относительно конвективной моды, инициированной градиентом давления. Это ГУ состояние определяется условием  $S = pU^\gamma = \text{const}$ , где  $p$  – полное давление плазмы,  $U(\psi) = dV(\psi)/2\pi d\psi = \oint dl/B_p$  – удельный объем силовой трубки, сжимаемость плазмы характеризуется показателем адиабаты  $\gamma$ , а функция полоидального магнитного потока  $\psi$ , нормированная так, что полоидальное магнитное поле имеет вид  $\mathbf{V}_p = [\nabla\psi \times \nabla\varphi]$ , и тороидальный угол  $\varphi$  выполняют роль потоковых координат,  $S$  является однозначной функцией энтропии плазмы, заключенной в удельном объеме  $U$ . Механизм аномального переноса основан на конкуренции, когда нагрев плазмы и фоновая теплопроводность искажают начальный профиль давления, делая его слабонеустойчивым, а неустойчивость возбуждает и поддерживает квази-2D нелинейную конвекцию, которая стремится восстановить профиль ГУ давления и приводит к аномальному недиффузионному переносу тепла.

Редуцированные уравнения НЧ конвекции для произвольных аксиально-симметричных систем с чисто полоидальным магнитным полем получены в [16] с использованием метода адиабатического разделения быстрых и медленных движений (ASM-метод) в предположении, что  $\beta = 8\pi r/B^2$  остается ниже критического значения для устойчивости альфвеновских баллонных мод и что отклонение профиля давления плазмы от ГУ состояния в присутствии турбулентности мало как  $\varepsilon^2 \ll 1$ , где  $\varepsilon^3 \sim \chi/acs$  соответствует обратному числу Пекле,  $\chi$  – фоновая локальная температуропроводность,  $a$  – малый радиус плазменного шнура. В этом случае характерные частоты нелинейной желобковой конвекции должны иметь порядок величины  $\omega \sim \varepsilon k_\perp c_s$ . Предполагается, что эти частоты значительно ниже характерных частот устойчивых магнитозвуковых ( $\omega \sim k_\perp c_A$ ), несжимаемых альфвеновских ( $\omega \sim k_\parallel c_A$ ) и продольных звуковых ( $\omega \sim k_\parallel c_s$ ) волн, где  $c_A$  – альфвеновская скорость.

Для токамаков с большим аспектным отношением ( $A = R/a \gg 1$ ) и почти круглым полоидальным сечением шнура (в частности, для T-10) можно ограничиться рассмотрением упрощенной цилиндрической модели. При этом будем предполагать периодичность системы по продольной оси  $z$  с периодом  $2\pi R$  и введем “тороидальный” угол  $\varphi = z/R$ . Традиционная одножидкостная МГД модель с изотроп-

ным давлением подразумевает, что  $\gamma = 5/3$ , однако эффективное значение  $\gamma \approx 2$  обеспечивает более хорошее согласие с экспериментами на токамаках с большим аспектным отношением, а также с концепцией “канонических профилей” [17, 18], применяемой для интерпретации транспортных процессов в токамаках. Поэтому в нашем моделировании мы полагаем  $\gamma = 2$ .

В отличие от предшествующих работ, условие баланса главных радиальных сил в токамаке (квазиравновесие) следует писать с учетом тороидального магнитного поля. Для цилиндрической плазмы уравнение Грэда-Шафранова можно записать как

$$\frac{\pi}{U} \partial_r \left( \frac{r^2}{U} \right) + \partial_r \bar{p} + \pi \frac{qR}{U} \partial_r \left( \frac{qR}{U} \right) = 0, \quad (1)$$

где  $q(r)$  – традиционный запас устойчивости токамака, а черта означает усреднение по магнитной поверхности. Чтобы не усложнять моделирование турбулентности и транспорта дополнительным расчетом профиля продольного тока в плазме, предположим, что профиль  $q(r)$  фиксирован и задан условием  $q(r) = q_0(1 + \alpha_q r^2)$ , где параметры  $q_0$  и  $\alpha_q$  подбираются под соответствующий режим эксперимента. Функции  $\bar{p}$  и  $U$  могут медленно меняться во времени в результате эволюции равновесия плазмы под влиянием транспортных процессов.

Флуктуации плазмы и турбулентное поле скоростей рассчитываются в рамках простой, но самосогласованной одножидкостной МГД модели с адиабатически редуцированным полем скоростей  $\mathbf{v}_a(t, \psi, \varphi)$ , которое соответствует  $E \times B$  конвекции плазмы в чисто полоидальном магнитном поле и имеет вид

$$\mathbf{v}_a = c[\mathbf{B} \times \nabla \Phi] / B^2 \sim \varepsilon c_s, \quad (2)$$

где функция  $\Phi(t, \psi, \varphi)$  имеет смысл 2D электрического потенциала. Такая конвекция не возмущает полоидальное магнитное поле и, формально, не замечает присутствия тороидального магнитного поля. Мы понимаем, что независимость конвекции от тороидального поля выглядит несколько странно, когда речь идет о токамаке. Тем не менее, любая квазиэлектростатическая конвекция замагниченной плазмы в системе с тороидально-вложенными магнитными поверхностями должна идти с условием вмерзности полоидального магнитного потока в плазму, которое и выступает в качестве главного условия, ограничивающего конвективное перемешивание плазмы. Поэтому рассматриваемая упрощенная динамическая модель плазмы, удовлетворяющая этому условию, позволяет рассчитывать на получение довольно разумных значений для средних по поверхности конвективных потоков тепла и частиц. Ранее

сходные качественные соображения высказывались в работе [19]. По ходу дальнейшего изложения будут приведены и другие свидетельства в пользу предлагаемой модели.

Как и в работах [12–16], редуцированные уравнения записываются в терминах более адекватных переменных: удельного объема силовой трубки  $U = 2\pi r/B$ , энтропийной функции  $S = pU^2$  и числа частиц в объеме силовой трубки  $\hat{\rho} = \rho U$ , введенных вместо магнитного поля  $B$ , давления  $p$  и плотности  $\rho$ , соответственно. Эти переменные позволяют явно учесть инвариантные свойства исходных МГД уравнений. Энтропийная функция состоит из средней по поверхности медленно меняющейся функции  $\bar{S}(t, \psi)$  и малой флуктуирующей компоненты  $\tilde{S}(t, \psi, \varphi)$ :

$$S(t, \psi, \varphi) = \bar{S}(t, \psi) + \tilde{S}(t, \psi, \varphi), \quad \tilde{S} \sim \varepsilon^2 \bar{S}. \quad (3)$$

При этом предполагается, что функция  $\bar{S}(t, r)$  близка к ГУ состоянию:  $|\nabla \bar{S}| \sim \varepsilon^2 \bar{S}/a$ . Двухкомпонентность плазмы частично учитывалась соотношением  $p = n(T_e + T_i)$  при заданном и фиксированном отношении  $T_i/T_e$ . Уравнение переноса тепла, как и в работах [14, 16], определяет функцию  $\tilde{S}(t, \psi)$  и имеет вид

$$\begin{aligned} \partial_t|_{\psi} \bar{S} - c \partial_{\psi} \overline{(\tilde{S} \partial_{\varphi} \Phi)} = \\ = \frac{2}{3} (2\pi R)^2 U \partial_{\psi} \left( r \frac{\bar{\rho} \bar{\chi}}{U} \partial_{\psi} \left( \frac{\bar{S}}{\bar{\rho} U^2} \right) \right) + \frac{2}{3} U^2 Q_E, \end{aligned} \quad (4)$$

где производная по времени берется при фиксированном  $\psi$ , а  $Q_E(t, \psi)$  представляет источник энергии. Все члены в (4) имеют порядок  $\varepsilon^3$ , а второй член в левой части описывает недиффузионный перенос тепла, вызываемый 2D конвекцией.

В представленных здесь расчетах мы предполагаем, что профиль массовой плотности является полностью турбулентно-релаксированным (то есть  $\bar{\rho} U = \text{const}$ ), и пренебрегаем флуктуациями плотности. Тогда конвективные флуктуации описываются уравнением

$$\begin{aligned} \partial_t|_{\psi} \tilde{S} + c[\Phi, \tilde{S}] + c \partial_{\psi} \overline{(\tilde{S} \partial_{\varphi} \Phi)} - c \partial_{\varphi} \Phi \partial_{\psi} \tilde{S} = \\ = \frac{U^2}{3} \nabla \cdot \left( \bar{\rho} \chi c_s \nabla \left( c_s \frac{\tilde{S}}{\bar{S}} \right) \right), \end{aligned} \quad (5)$$

$$[\Phi, f] \equiv \partial_{\psi} \Phi \partial_{\varphi} f - \partial_{\varphi} \Phi \partial_{\psi} f$$

для  $\tilde{S}(t, \psi, \varphi)$  и уравнением

$$\begin{aligned} \partial_t|_{\psi} \hat{w} + c[\Phi, \hat{w}] + \frac{1}{U^2} \partial_{\psi} U \partial_{\varphi} \tilde{S} = \\ = U \nabla \cdot \left( C_A^{-2} \nabla \left( \frac{\eta C_A^2}{U} \hat{w} \right) \right) \end{aligned} \quad (6)$$

для динамической завихренности силовой трубки  $\hat{w} = cU \nabla \cdot (\nabla \Phi / C_A^2)$ , которая имеет смысл обобщенного импульса, канонически сопряженного обобщенной адиабатической координате желобкового конвективного движения со скоростью  $v_a$ ;  $\eta$  – локальная кинематическая вязкость. Предполагалось, что турбулентные флуктуации существуют в области  $r_c \leq r \leq r_d$  между поверхностью  $q(r_c) = 1$  и диафрагмой, расположенной при  $r = r_d$ , и обращаются в нуль на обеих границах.

Один из рассматриваемых режимов предполагает присутствие так называемых пилообразных колебаний. В этом режиме вся ЭЦР мощность вводится вблизи магнитной оси, в результате чего происходит пикирование профиля давления, что, в свою очередь, вызывает развитие внутренней кинк-моды, приводящей к быстрому выполаживанию профиля давления во всей центральной области, ограниченной поверхностью  $q = 1$ , и к появлению скачков давления вблизи этой поверхности. Поскольку внутренняя кинк-мода связана с развитием возмущений альфвеновского типа, она не описывается нашей простой турбулентной моделью. Однако нас интересуют не сами пилообразные колебания, а отклик на них турбулентной конвекции и транспорта в области  $q > 1$ . Для этой цели можно использовать еще более простое модельное уравнение, описывающее формирование профиля давления  $\bar{p}(t, r)$  в области  $q < 1$  в присутствии пилообразных колебаний. В терминах безразмерного времени, масштаб которого обсуждается в разд. 3, это уравнение имеет вид

$$\partial_t \bar{p}(t, r) = \epsilon^2 \frac{1}{r} \partial_r (rK \partial_r \bar{p}(t, r)) + \frac{2}{3} (\epsilon^2 Q_{st} + Q_{IK}(t, r)), \quad (7)$$

где  $K$  – некоторая эффективная теплопроводность (для простоты берем  $K = \text{const} \sim r_c^2$ ), а источник энергии состоит как из стандартной части  $\epsilon^2 Q_{st}$ , учитывающей ЭЦР и омический нагрев, так и из дополнительной  $Q_{IK}$ , которая с периодичностью 40-50 безразмерных времен включается на короткое время и обеспечивает быстрое уплощение профиля давления, моделируя развития внутреннего кинка. Граничные условия на поверхности  $q = 1$  обеспечивают непрерывность давления и потока тепла.

**3. Результаты моделирования.** Самосогласованная конвекция плазмы и результирующие транспортные процессы в цилиндрическом плазменном шнуре моделировались как эволюционная задача с заданными начальными и граничными условиями. Начальные условия выбирались соответствующими параметрам токамака T-10 [17, 18], а именно, пара-

метрам разряда 33965, в котором тороидальное магнитное поле  $B_T = 2.5$  Тл, большой радиус плазмы  $R = 150$  см, малый радиус (ограниченный диафрагмой)  $r_d = 30$  см, поверхность  $q = 1$  имеет радиус  $r_c \approx 10$  см. Плотность плазмы, электронная и ионная температуры на оси имеют следующие значения:  $n_0 = 6.23 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{e0} = 2.075 \text{ кэВ}$ ,  $T_{i0} = 0.767 \text{ кэВ}$ . Центр плазмы заряжен отрицательно, и типичная радиальная разность потенциалов составляет  $\Delta \Phi \approx 100 \text{ В}$ .

В соответствии с уравнением (4) и граничными условиями, полный поток тепла через поверхность  $r = r_c$  должен определяться только фоновой теплопроводностью  $\chi$ . Анализ экспериментальных данных показывает, что и электроны, и ионы имеют почти одинаковую эффективную величину  $\chi$  при  $r = r_c$ , и эта величина примерно соответствует ионному неоклассическому значению. Поэтому предполагаем, что фоновая  $\chi$  имеет неоклассический радиальный скэйлинг со значением  $\chi(r_c) = 0.9 \text{ м}^2/\text{с}$  на поверхности  $r = r_c$ . В разряде 33965 малый параметр  $\epsilon$ , рассчитанный для  $r = r_c$ , имеет значение  $\epsilon = 2.7 \cdot 10^{-2}$ . Однако при решении системы уравнений для турбулентных флуктуаций и переноса тепла в безразмерной форме мы использовали для ускорения счета  $\epsilon = 0.1$ , а затем пересчитывали безразмерную единицу времени в реальный экспериментальный временной масштаб. При этом безразмерная единица времени для условий  $T = 10$  соответствует примерно 111 мкс. Для контроля временного масштаба было проведено несколько расчетов с  $\epsilon = 0.05$ . Источник энергии  $Q_E(t, \psi)$  в уравнении (4) включает ЭЦР нагрев, омический нагрев (ОН), вязкий нагрев вследствие диссипации турбулентности и потери на излучение  $Q_E = Q_{ECR} + Q_{OH} + Q_{\text{visc}} - Q_{\text{rad}}$ . В базовом режиме ЭЦР нагрев составляет доминирующую часть (90%) от полной вводимой мощности и локализован вблизи поверхности  $r_{h1} = 12.5$  см с полушириной 2.5 см. ОН-мощность составляет 10% от полной мощности и распределена преимущественно в области  $r < r_c$ . Потери на излучение также составляют 10% полной мощности и параболически растут в направлении периферии. Вязкий нагрев определяется диссипацией турбулентной конвекции.

В нашей упрощенной цилиндрической модели рассчитываются флуктуации  $\Phi(t, r, \varphi)$  и  $\tilde{S}(t, r, \varphi)$ , что можно рассматривать как проекцию флуктуаций на экваториальное сечение эквивалентного тора (плоскость  $\{r, \varphi\}$ ) на стороне слабого поля ( $\theta = 0$ ). Чтобы представить эти флуктуации в более привычном для токамаков виде, следует учесть наличие тороидального магнитного поля и спроектировать эти флук-

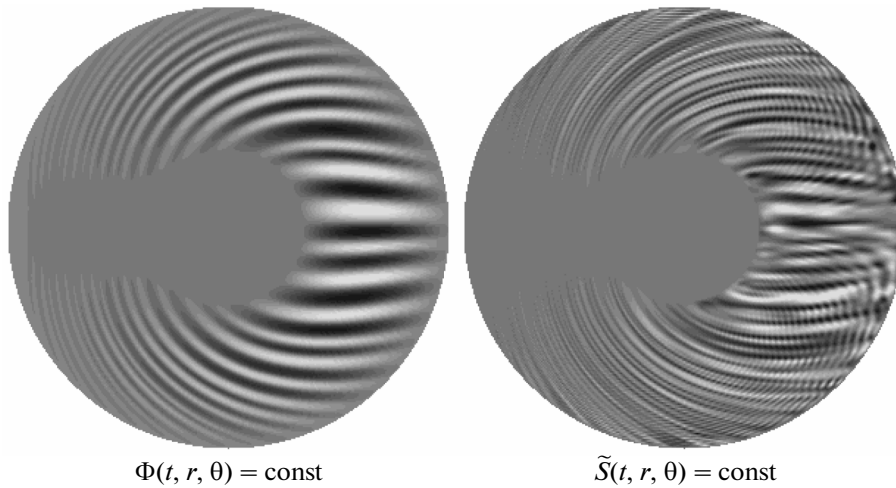


Рис.1. Уровни флуктуаций потенциала плазмы  $\Phi(t, r, \theta) = \text{const}$  и флуктуаций энтропии  $\tilde{S}(t, r, \theta) = \text{const}$  в полоидальном сечении на стадии развитой турбулентности

туации вдоль силовых линий (заданных условием  $\varphi - q(r) \theta = \text{const}$ ) на полоидальное сечение, соответствующее  $\varphi = 0$  (то есть на плоскость  $\{r, \theta\}$ ). Дополнительно предполагается наличие некоторого “баллонного эффекта”, который приводит к плавному исчезновению флуктуаций на стороне сильного магнитного поля ( $\theta = \pm\pi$ ). Проекции флуктуаций на плоскость  $\{r, \theta\}$  показывают, насколько наши расчеты соответствуют ожидаемым полоидальным структурам флуктуаций в геометрии токамака. Типичный вид этих флуктуаций на стадии развитой турбулентности в базовом режиме иллюстрирует рис.1, на котором представлены уровни потенциала  $\Phi(t, r, \theta) = \text{const}$ , являющиеся линиями турбулентных течений, включая зональные течения, и уровни флуктуаций энтропии  $\tilde{S}(t, r, \theta) = \text{const}$ . Светлые тона соответствуют положительным значениям функций. Рис.1 показывает, что вид флуктуаций весьма близок к тому, что получается при giroкинетическом моделировании [10, 11]. При этом пространственные структуры  $\Phi(t, r, \theta)$  и  $\tilde{S}(t, r, \theta)$  заметно отличаются друг от друга вследствие того, что они возникают в результате развития сильной турбулентности. Турбулентные течения образуют крупномасштабные вихревые структуры, а флуктуации энтропии демонстрируют более сложную мультимасштабную структуру. Номера доминирующих полоидальных гармоник флуктуаций энтропии в районе магнитной поверхности  $q = 2$  лежат в диапазоне  $m = 20 \div 30$  и растут с приближением к периферии шнура, что также неплохо согласуется с экспериментами на Т-10 и других токамаках.

Ниже представлены результаты моделирования трех различных режимов. Режим (а), или базо-

вый режим, соответствует исходным условиям разряда 33965. Режим (b) имеет те же начальные условия и полный интегральный вклад мощности  $\int (Q_{\text{ESR}} + Q_{\text{OH}}) r dr$ , однако в некоторый момент времени  $t = 100$  значительная часть начальной ЭЦР мощности (40–90%) переключается на другой гиротрон, который обеспечивает ввод мощности с полушириной 1.25 см вблизи поверхности  $r_{h2} = 25$  см. Установка Т-10 имеет гиротроны, необходимые для реализации режима (b). Режим (c) моделирует процессы переноса в присутствии пилообразных колебаний. В этом режиме вся ЭЦР мощность вводится вблизи магнитной оси при  $r < 4$  см, а профиль давления в области  $q < 1$  формируется уравнением (7).

Рис.2 показывает эволюцию поверхностно-усредненных флуктуаций потенциала  $\Phi$  и энтропии  $S$  (точнее, квадратных корней из поверхностно-усредненных квадратов флуктуаций:  $(\overline{\Phi^2})^{1/2}$  и  $(\overline{S^2})^{1/2}$ ), и фактора аномальности  $F_a$ , который определен как отношение полного (аномального) поверхностно-усредненного потока тепла к фоновому (неоклассическому) потоку тепла:  $F_a = f_h^{an} / f_h^{ncl}$ . Рис.2а представляет стандартный режим (а). Видно, что после  $t \approx 20$  ( $\sim 2$  мс) первый относительно быстрый переходный процесс, который включает рост флуктуаций вследствие линейной неустойчивости и первоначальное формирование нелинейных турбулентных структур, переходит в стадию развитой турбулентности, которая медленно эволюционирует с характерным временем, сравнимым с энергетическим временем жизни  $\tau_E \approx 27$  мс. Здесь и далее энергетическое время жизни определено как

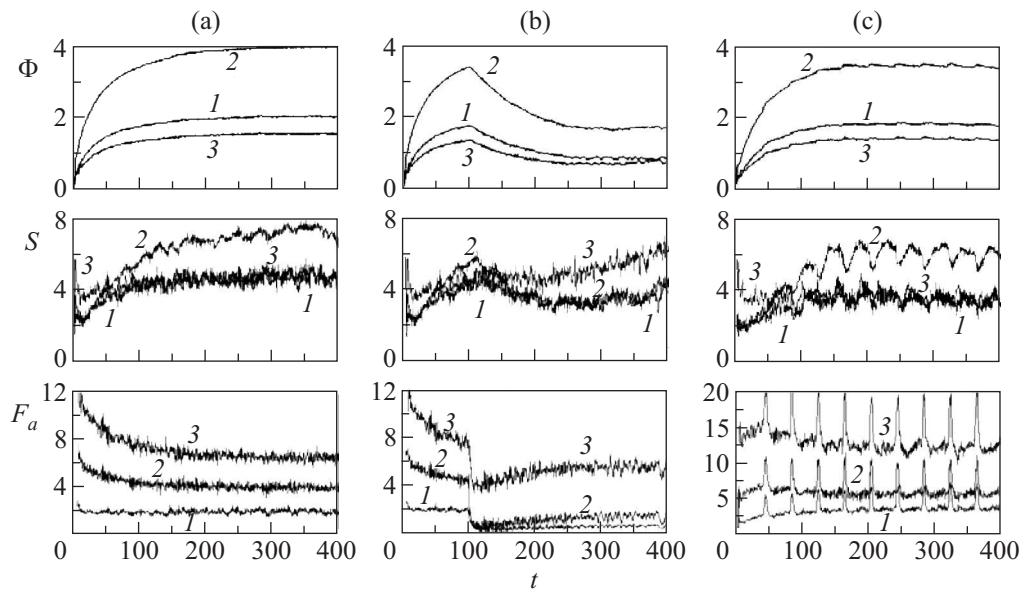


Рис.2. Эволюция уровня флуктуаций потенциала  $\Phi$ , энтропии  $S$  и фактора аномальности  $F_a$  в режимах (a), (b) и (c) на трех магнитных поверхностях: 1 – поверхность  $r_1 = 13$  см; 2 – поверхность  $r_2 = 20$  см; 3 – поверхность  $r_3 = 27$  см

отношение интегральной тепловой энергии плазмы к полной интегральной вводимой мощности.

Рис.2b представляет режим (b) с переключением 60%  $Q_{\text{ECH}}$  на второй гиротрон при  $t = 100$ . После перераспределения ЭЦР мощности фактор аномальности  $F_a$  резко падает на всех радиусах с очень коротким переходным временем  $\Delta t \sim 3 \div 4$  ( $\sim 0.4$  мс), в то время как уровни флуктуаций убывают постепенно (с характерным временем  $\sim \tau_E$ ). Это означает, что конвективный поток тепла меняется главным образом за счет быстрого изменения фазовых соотношений между флуктуациями  $\tilde{\Phi}$  и  $\tilde{S}$ , а не в результате снижения уровня флуктуаций. В центральной области плазмы (кривые 1 и 2 на рис.2b) величина фактора аномальности  $F_a$  падает даже ниже 1 непосредственно после перераспределения ЭЦР мощности и остается существенно пониженной позднее, в то время как на периферии (при  $r_3 > r_{h2}$ )  $F_a$  сохраняет свое значение на уровне, сравнимом с уровнем в режиме (a) (сравните кривые 3 на рис.2a, b). Другими словами, конвективный поток тепла в режиме (b) заметно снижен в центральной области и даже может временно принимать отрицательное значение. Этот результат согласуется со снижением потока тепла в экспериментах с перераспределением ЭЦР мощности на установке ASDEX (см. рис.3 работы [21]).

Рис.2c соответствует режиму (c) и иллюстрирует нелокальный отклик флуктуаций и транспортных процессов в области  $q > 1$  на присутствие пилообразных колебаний. Эволюция усредненных флуктуа-

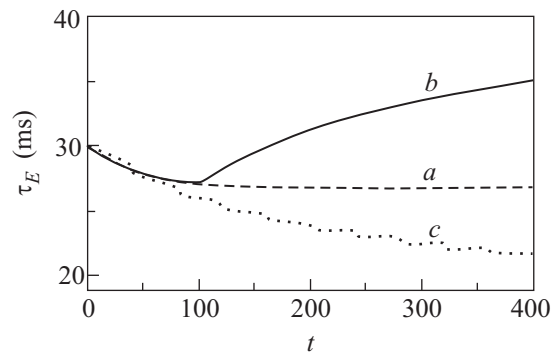


Рис.3. Эволюция энергетического времени жизни плазмы  $\tau_E$  в режимах (a), (b) и (c)

ций потенциала  $\Phi$  и энтропии  $S$  в режимах (c) и (a) весьма сходна, за исключением осцилляций средних флуктуаций  $S$  на частоте пилообразных колебаний в режиме (c). В то же время, фактор аномальности  $F_a$  в режиме (c) демонстрирует резкие всплески (почти удвоение величины  $F_a$  на время порядка 1 мс). Всплески следуют непосредственно за выполаживанием давления в области  $q < 1$  и показывают, что конвекция автоматически перестраивается и обеспечивает быстрый перенос на периферию тепла, сброшенного из области  $q < 1$ . Этот результат согласуется с многочисленными наблюдениями на токамаках в присутствии пилообразных колебаний.

Рис.3 показывает эволюцию  $\tau_E$  в трех обсуждаемых режимах. Кривая (b) показывает, что энергетическое время жизни заметно растет после переключе-

чения 60% вводимой ЭЦР мощности на поверхность  $r_{h2} = 25$  см и превышает время жизни в режиме (а) на 30% при  $t = 400$ . Этот результат несколько удивителен с точки зрения традиционной диффузионной транспортной теории, но он достаточно естественен для обсуждаемой турбулентной модели, поскольку фактор аномальности существенно понижен в режиме (b) в широкой области по радиусу, в то время как уровень турбулентности сохраняется достаточно высоким, чтобы поддерживать профиль давления вблизи турбулентно-релаксированного состояния (см. рис.4). Переключение 60% ЭЦР мощности

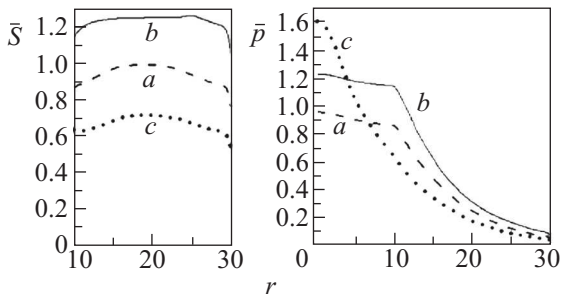


Рис.4. Радиальные профили энтропийной функции  $\bar{S}(r)$  и давления плазмы  $\bar{p}(r)$  в момент  $t = 400$  в режимах (а), (b) и (с)

представляется достаточно оптимальным, поскольку дальнейшее увеличение этой мощности до 70% и более приводит к уплощению профиля давления в центральной области и препятствует дальнейшему росту  $\tau_E$ , несмотря на почти полное подавление центральной турбулентности. Режим (b) можно классифицировать как нестандартный L-N переход без формирования внешнего транспортного барьера. Кривая (с) показывает, что при центральном ЭЦР нагреве  $\tau_E$  заметно снижается по сравнению с базовым режимом (а). При этом непосредственное влияние пилообразных колебаний на  $\tau_E$  ограничивается лишь небольшими кратковременными понижениями  $\tau_E$ , если объем области  $q < 1$  невелик.

Рис.4 представляет профили энтропийной функции  $\bar{S}(r)$  и давления плазмы  $\bar{p}(r)$  в момент  $t = 400$ . Во всех режимах профили давления при  $r < 10$  см рассчитаны с помощью уравнения (7). При этом в режимах (а) и (b) имеется только стандартный нагрев  $Q_{st}$ , а в режиме (с) есть еще и  $Q_{IK}$ , имитирующий внутренний кинк. Профили энтропии в конвективной области  $10 \text{ см} < r < 30 \text{ см}$  во всех режимах близки к турбулентно-релаксированному состоянию  $\bar{S}(r) = \text{const}$ , которое можно рассматривать как условие самосогласованности (“каноничности”) профиля давления в нашей модели. Наибольшие значения эн-

тропийной функции и наибольшая близость к “каноническому” профилю достигаются в режиме (b). Профиль давления в режиме (с) представлен непосредственно перед развитием внутреннего кинка. В результате центрального ЭЦР нагрева этот профиль наиболее пикирован и имеет наибольшую величину при  $r = 0$ , однако полное энергосодержание в этом режиме ниже, чем в (а) и (b). Аналогично эксперименту, турбулентность поддерживает и быстро восстанавливает самосогласованность профилей давления после быстрых переходов во всех режимах.

**4. Заключение.** Моделирование НЧ турбулентности и связанного с ней поперечного переноса тепла в центральной области токамака проведено с использованием модифицированной версии кода CONTRA-C, основанного на относительно простой системе адиабатически-редуцированных одножидкостных МГД уравнений. Моделирование проводилось в рамках цилиндрической геометрии с учетом условий экспериментов на токамаке T-10. Несмотря на простоту предложенной модели, полученные результаты демонстрируют довольно хорошее качественное и количественное согласие с рядом экспериментов.

Представлены результаты моделирования эволюции турбулентности и аномального переноса тепла в токамаке на временах, превышающих энергетическое время жизни плазмы, для трех различных режимов ЭЦР нагрева. Продемонстрировано значительное снижение турбулентности и поперечного переноса тепла после перераспределения 40–90% вводимой ЭЦР мощности ближе к периферии плазмы. Этот результат во многом согласуется с проведенными ранее экспериментами на токамаке ASDEX и может быть проверен в экспериментах на T-10 и других токамаках.

Проведено моделирование транспортных процессов в присутствии пилообразных колебаний. Результаты моделирования довольно хорошо воспроизводят быстрые изменения транспортных потоков, наблюдаемые во многих экспериментах.

Представленные результаты свидетельствуют об эффективности и результативности подхода, основанного на самосогласованном моделировании НЧ турбулентности и результирующих транспортных процессов в токамаке с использованием предлагаемой относительно простой динамической модели. Развиваемый подход наиболее эффективен при моделировании режимов с быстрым изменением условий нагрева и удержания плазмы, в частности, с изменением и пространственным перераспределением мощности нагрева, поскольку такие режимы не могут

быть адекватно смоделированы в рамках традиционных диффузионных транспортных моделей. С учетом этого обстоятельства наша модель может оказаться весьма полезной для планирования и оптимизации будущих экспериментов на токамаках.

В данной работе обсуждается лишь простейший вариант самосогласованной динамической модели НЧ турбулентности и транспорта в центральной области токамака. Однако эта модель допускает дальнейшее развитие и совершенствование в направлении учета флуктуаций плотности, эффектов двужидкостности и анизотропии, более адекватного учета тороидального поля и др.

Нам приятно выразить благодарность Н.А. Кирневой, Ю.Н. Днестровскому и К.А. Разумовой за плодотворные дискуссии. Работа проведена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #07-02-00583) и Федерального агентства по науке и инновациям РФ в рамках ФЦП “Научные и педагогические кадры России” на 2009–2012 г.

1. P. W. Terry, *Reviews of Modern Physics* **72**, 109 (2000).
2. P. H. Diamond, S. I. Itoh, K. Itoh et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, R35 (2005).
3. M. R. Wade and DIII-D Team, *Nucl. Fusion* **47**, S543 (2007).
4. H. Takenaga and JT-60 Team, *ibid.* **47**, S563 (2007).
5. O. Gruber for the ASDEX Upgrade team, *ibid.* **47**, S622 (2007).
6. H. Yamada et al., *ibid.* **45**, 1684 (2005).
7. O. Motojima et al., *ibid.* **47**, S668 (2007).
8. T. Cho, J. Kohagura, T. Numakura et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 055001 (2006).
9. T. Cho, V. P. Pastukhov, W. Horton et al., *Phys. Plasmas* **15**, 056120 (2008).
10. B. D. Scott, *Plasma Phys. Control. Fusion B* **48**, 277 (2006).
11. Y. Idomura, H. Urano, N. Aiba, and S. Tokuda, *Nucl. Fusion* **49**, 065029 (2009).
12. В. П. Пастухов, Н. В. Чудин, *Физика плазмы* **27**, 963 (2001).
13. V. P. Pastukhov and N. V. Chudin, *Fusion Energy 2002 (Proc. 19th Int. Conf. Lyon, 2002)*, C-S Papers Series No. 19/C, IAEA, Vienna (2003), CD-ROM file TH2-5.
14. В. П. Пастухов, Н. В. Чудин, *Письма в ЖЭТФ* **82**, 395 (2005).
15. V. P. Pastukhov and N. V. Chudin, *Transactions of Fusion Science and Technologies* **51**, 34 (2007).
16. В. П. Пастухов, *Физика плазмы* **31**, 628 (2005).
17. K. A. Razumova, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, 1373 (2006).
18. K. A. Razumova, *ibid.* **50**, 105004 (2008).
19. В. В. Яньков, *Письма в ЖЭТФ*, **60**, 169 (1994).
20. V. P. Pastukhov and N. V. Chudin, 22-nd IAEA Fusion Energy Conf., Geneva, 2008, TH/P8-26.
21. F. Ryter, G. Tardini, F. De Luca et al., *Nucl. Fusion* **43**, 1396 (2003).