

УДК 621.039.616

МОДЕЛЬ «ПЕСОЧНОЙ КУЧИ» ДЛЯ АНАЛИЗА БЫСТРОГО ПЕРЕНОСА ТЕПЛА ПОСЛЕ ВКЛЮЧЕНИЯ ЭЦР-НАГРЕВА В ТОКАМАКЕ T-10

*Н.В. Касьянова (МИФИ, Россия, 141700 МО, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9),
В.Ф. Андреев (РНИЦ «Курчатовский институт», Россия, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1)*

В работе модель «песочной кучи» используется для объяснения формирования критического профиля электронной температуры в омическом режиме и для анализа быстрого распространения тепла (быстрее диффузионного времени, вычисленного по балансу энергии) после включения центрального и нецентрального ЭЦР-нагрева. Использование модели «песочной кучи» для описания пилообразных колебаний электронной температуры даёт следующие результаты: радиус переворота фазы, период пилообразных колебаний и амплитуда близки к экспериментальным значениям. Модель «песочной кучи» позволяет получить стационарный профиль электронной температуры, близкий к экспериментальному профилю при минимальном числе свободных параметров: в данном случае это значения длины области осыпания песка L_f и критического градиента z_c в центре ($L_{f1} = 167$ и $z_{c1} = 8$) и на периферии ($L_{f2} = 10$ и $z_{c2} = 8$). Модель «песочной кучи» описывает характерные особенности эволюции температуры после включения центрального ЭЦР-нагрева: задержку роста электронной температуры на периферии в течение первых 2,5 мс после включения центрального гиротрона и быстрый вынос тепла из центра на периферию плазмы спустя 2,5 мс. Модель «песочной кучи» позволяет описать переходный процесс после включения нецентрального ЭЦР-нагрева: быстрое изменение электронной температуры на периферии плазмы за время $\sim 0,5$ мс после включения нагрева и совпадение эволюции расчетной и экспериментальной температуры.

Ключевые слова: токамак, электронно-циклотронный нагрев плазмы, нелокальный перенос тепла, критический градиент температуры, модель «песочной кучи».

SIMULATION OF BALLISTIC HEAT TRANSPORT AFTER SWITCHING ON OF ECRH IN T-10 TOKAMAK BY SAND-PILE MODEL. N.V. KAS'ANOVA, V.F. ANDREEV. In this paper the sand-pile model is used for the description of the self-organization temperature profile formation in Ohmic tokamak plasma and for the analysis of the ballistic heat transport after on/off-axis ECRH-switching on in T-10 tokamak. It was shown that the sand-pile model simulates the amplitude, period and inverse radius of the temperature sawtooth oscillations in Ohmic regime with enough accuracy. The sand-pile model allows us to simulate the steady-state electron temperature profile with minimum of fitting parameters: scale length L_f and critical gradient z_c at plasma centre ($L_{f1} = 167$, $z_{c1} = 8$) and plasma periphery ($L_{f2} = 10$, $z_{c2} = 8$). It was shown the sand-pile model simulates the specific features of transient process after on-axis ECRH-switching on in regimes with suppressed sawtooth oscillations: the time delay during ~ 2.5 ms after on-axis gyrotron switching on and the ballistic heat transport from the center plasma to the periphery after 2.5 ms. The sand-pile model allows us to describe the transient process after off-axis ECRH-switching on: fast change of the electron temperature at the plasma periphery after ~ 0.5 ms off-axis gyrotron switching on and good agreement between calculated and experimental temperature.

Key words: tokamak, self-organized pressure profile, critical temperature gradient, ECE heating, sand-pile model, ballistic heat transport.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование переноса тепла в токамаке является важной задачей, решение которой необходимо для понимания физических процессов, протекающих в плазме.

В настоящее время имеются многочисленные экспериментальные данные, подтверждающие быстрый отклик электронного транспорта (быстрее диффузионного времени, вычисленного по балансу энергии) на различные типы возмущений: распространение пилообразных колебаний [1]; импульсный центральный ЭЦР-нагрев на стеллараторе W7-AS [2]; эксперименты с охлаждением периферии с помощью пеллеты или лазерной абляции на токамаке JET [3]; инжекция примеси, охлаждающей периферию плазмы на токамаке TFTR [4—5]; периферийная инжекция пеллеты на RTP [6] и Tore Supra [7].

Нелокальный электронный транспорт впервые наблюдался при лазерной абляции примеси на токамаке TEXT [8—9], когда происходил быстрый рост центральной температуры, как отклик на охлаждение периферии плазмы. Симметричный эффект наблюдался при нагреве периферии плазмы на токамаке TEXT [10] и при импульсном ЭЦР-нагреве на RTP [11]. В экспериментах с ЭЦР-нагревом на токамаке T-10 был обнаружен быстрый вынос тепла из зоны нагрева на периферию (Ballistic effect) [12—14].

Поэтому разработка моделей переноса тепла, позволяющих описать наблюдаемое в экспериментах быстрое распространение тепла в переходных процессах, является актуальной задачей. Для создания таких моделей необходимо использовать фундаментальные механизмы, которые могут определять перенос тепла в плазме токамака.

Так, в середине 1980-х годов было экспериментально продемонстрировано, что плазма имеет тенденцию к самоорганизации. Было показано, что нормированный профиль давления, полученный для различных режимов и даже для разных установок, может быть представлен единой кривой, названной самосогласованным профилем давления [15]. В работах [16—17] было продемонстрировано теоретически, что самосогласованный профиль давления может быть найден из минимума свободной энергии плазмы, который в данных работах был назван каноническим профилем. Поэтому этот экспериментальный факт используют для создания моделей электронного переноса в плазме токамака.

Обычно построение модели переноса тепла разбивается на два этапа: сначала каким-либо образом определяется или вводится критический градиент электронной температуры, потом эта величина используется для построения модели коэффициентов переноса. Например, такой подход осуществлен в эмпирической модели переноса тепла на основе критического градиента электронной температуры [18—20].

В работах [21—23] описание нелокального переноса проводилось на основе модели канонического профиля для температуры и давления, которые находились из минимума свободной энергии [16].

Подробный обзор моделей, используемых для объяснения нелокального отклика плазмы на внешнее воздействие, можно найти в [24]. В работах [12—14] нелокальный отклик электронного транспорта в экспериментах на T-10 объяснялся скачком коэффициентов переноса после включения и отключения ЭЦР-нагрева.

Однако существует настоятельная необходимость попытаться с единых позиций описать как формирование критического профиля электронной температуры, так и быстрое распространение тепла в переходных процессах, например, после включения и отключения ЭЦР-нагрева.

В настоящей статье для описания формирования критического профиля электронной температуры в омическом режиме и быстрого нелокального отклика электронного транспорта после включения центрального или нецентрального ЭЦР-нагрева используется концепция самоорганизованной критичности (СОК) [25]. В приближении СОК предполагается существование критического параметра, при превышении которого система перестает быть устойчивой. Таким образом, задаётся направление процессу самоорганизации — достичь минимально устойчивого состояния из всех возможных устойчивых состояний. Концепция СОК пытается описать динамику переноса тепла безотносительно к механизмам локальных флуктуаций. Поэтому динамику таких систем можно исследовать численно при помощи модели клеточного автомата, разработанного для описания динамики песочной кучи [25—28]. Применимость модели «песочной кучи» (МПК) для описания переноса тепла в плазме токамака была рассмотрена в работах [26—29].

При исследовании возможности применения концепции СОК для описания процессов переноса в плазме токамака в [25] отмечалось, что в силу своей предельной простоты в модели «песочной кучи» нет направленного внутрь потока. Следовательно, такое явление, как перенос тепла по направлению градиента температуры в рамках данной модели не может быть описано.

В дополнение авторы могут только сослаться на работу [28], в которой на основе модели «песочной кучи» удалось описать эволюцию температуры после включения нецентрального ЭЦР-нагрева в токамаке. В [28] моделировались эксперименты на токамаке DIII-D, в которых при нецентральном ЭЦР-нагреве происходило распространение тепла из зоны нагрева в центр плазмы (против градиента температуры) [30], а также эксперименты на токамаке RTP, в которых при нецентральном ЭЦР-нагреве получались провальные профили электронной температуры [31].

Целью данной работы является использование МПК для описания формирования критического профиля температуры в омическом режиме и быстрого распространения тепла из зоны нагрева на периферию после включения центрального или нецентрального ЭЦР-нагрева.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ЭЦР-НАГРЕВОМ НА ТОКАМАКЕ T-10

Экспериментальные данные, которые анализируются в статье, были получены для импульсов с центральным и нецентральным ЭЦР-нагревом на токамаке T-10 (большой радиус $R_0 = 1,5$ м, малый радиус $a = 0,3$ м). Электронная температура измерялась по второй гармонике электронно-циклотронного излучения (20-канальная диагностика с временным разрешением 15 мкс).

Эксперименты по изучению переноса тепла проводились по следующей схеме. Предварительно осуществлялось подавление пилообразных колебаний с помощью нецентрального ЭЦР-нагрева (два гиротрона 140 ГГц общей мощностью ~550 кВт, ввод мощности со стороны сильного магнитного поля на расстоянии $r = R - R_0 \sim -(12—14)$ см от центра плазменного шнура). После подавления пилообразных колебаний включался или центральный ЭЦР-нагрев (один гиротрон 130 ГГц мощностью ~600 кВт), или нецентральный ЭЦР-нагрев (один гиротрон 140 ГГц мощностью ~250 кВт). Далее анализировалось распространение тепла в переходном процессе после включения этого дополнительного нагрева.

ПАРАДИГМА «ПЕСОЧНОЙ КУЧИ»

Прототипом для реализации модели СОК является растущая песочная куча [26—33]. В песочной куче лавиной является событие переноса, возникающее, если в каком-то месте угол наклона превышает угол покоя. При шумовом возбуждении, связанном с хаотическим высыпанием песка на песочную кучу, равновесие устанавливается за счет лавинного сброса песка. Таким образом поддерживается квазистационарное состояние с профилем, близким к критическому профилю, который определяется углом покоя. В этом случае лавину следует рассматривать, как аналог событий переноса, а не линейной неустойчивости. Энергетический спектр лавины отвечает закону $1/f$, так что большие лавины случаются реже, а меньшие чаще [25]. Это согласуется с нашими ожиданиями для поведения возбуждаемой системы, которая бурлит вблизи предела устойчивости. Кроме того, крупномасштабные глобальные сбросы в песочной куче — крупные события случаются редко (т.е. за время, превышающее время удержания). В нашей работе мы будем использовать модель «песочной кучи», как парадигму для описания процессов переноса тепла в плазме токамака.

Модель «песочной кучи». Для реализации МПК используется следующий численный алгоритм. Область вычислений (в нашем случае — это малый радиус токамака a) делится на N ячеек, каждая из которых содержит $h(j)$ песчинок. Расчеты, приведённые в работе, выполнялись для $N = 501$. Ячейка $j = 1$ соответствует центру плазменного шнура, ячейка $j = N$ — границе плазмы. Таким образом, можно ввести безразмерный параметр j/N , который соответствует безразмерному радиусу плазмы в токамаке $\rho = r/a$ ($0 < \rho < 1$). Локальный градиент в каждой ячейке определяется выражением $h(j) - h(j \pm 1)$.

В ячейки добавляется песок со скоростью $g(j)$. Кроме того, задаётся градиент покоя $z_r(j)$, ниже которого песочная куча всегда стабильна, и критический градиент $z_{кр}^0(j)$ который на каждом этапе вычислений возмущается случайным образом: $z_{кр}(j) = z_{кр}^0(j) \pm \alpha R$, где $R \in [0—1]$ — случайное возмущение критического градиента; α — глубина возмущения. В расчетах использовалось $\alpha = 0,01$.

Случайное возмущение критического градиента вводится для более реалистического описания экспериментальных данных в МПК. Как было показано в [27], параметры удержания песочной кучи не зависят от величины и спектра возмущения.

Перераспределение песка осуществляется по следующему алгоритму. Как только ячейка с номером j становится критической, т.е. локальный градиент превышает критический градиент $h(j) - h(j + 1) > z_{кр}$, песок из области $h(j)$, $h(j - 1)$, ..., $h(j - L + 1)$ пересыпается в следующую за ней ячейку $j + 1$ таким образом, чтобы локальные градиенты во всей этой области равнялись градиенту покоя $z_r(j)$. Длина L определяется меньшей из двух величин: либо длиной области осыпания песка L_f (т.е. области, с которой осыпается песок на каждом шаге лавины), либо расстоянием до границы плазмы ($L \leq L_a$). Ячейка $j + 1$, в свою очередь, тоже может стать критической, порождая дальнейшее перераспределение песка — лавину. Так продолжается до тех пор, пока локальные градиенты во всех ячейках не достигнут подкритических значений. Процесс прохождения лавины мгновенный, добавление песка происходит после полного завершения лавины.

Количество песка в каждой ячейке с номером j после перераспределения определяется следующими соотношениями:

$$h'(j-L+1) = \frac{S+Z}{L+1}; \quad (1)$$

$$h'(j-L+k) - h'(j-L+k+1) = z_r(j-L+k) \quad k = 1, \dots, L, \quad L \leq L_f,$$

где $S = \sum_{k=1}^{L+1} h(j-L+k)$; $Z = \sum_{k=1}^L (L-k)z_r(j-L+k)$; $h(j)$ и $h'(j)$ — количество песка до и после перераспределения соответственно.

Аналогичные формулы справедливы и для распространения песка в обратном направлении (от ячейки j к ячейке $j-1$), которое имеет место, если $h(j) - h(j-1) > z_{кр}$. В этом случае песок из ячеек $h(j)$, $h(j+1)$, ..., $h(j+L-1)$ при $L \leq L_f$ добавляется в ячейку $h(j-1)$. Такое распространение лавины эквивалентно распространению тепла к центру плазменного шнура.

Тестовые расчёты по модели «песочной кучи». В качестве первого теста были сделаны расчеты изменения во времени потенциальной энергии песочной кучи и усреднённых профилей песочной кучи при центральном добавлении песка, описанные в [27], как наиболее близкие к экспериментам, рассматриваемым в нашей работе.

Расчеты потенциальной энергии песочной кучи проводились для $N = 4096$, $z_{кр} = 100$, $z_r = 0$ и двух значений длины осыпания $L_f = N$ и $L_f = 1000$. Песок добавлялся в ячейку $j = 1$ со скоростью $g = 1$.

Суммарная энергия, диссипируемая во время схода глобальной лавины (т.е. затрагивающей всю расчетную область) или локальной (внутренней) лавины, определяется разностью потенциальной энергии песочной кучи до и после схода лавины:

$$d\varepsilon = \left. \sum_{j=1}^N h^2(j) \right|_{\text{до}} - \left. \sum_{j=1}^N h^2(j) \right|_{\text{после}}, \quad (2)$$

так как потенциальная энергия j -й ячейки $E_j \sim m(j)h(j)$, где $m(j)$ — масса j -й ячейки, а масса j -й ячейки $m(j) \sim h(j)$, то $E_j \sim h(j)^2$.

Отметим, что временная эволюция энергии песочной кучи зависит от параметра L_f/N . Параметр L_f/N определяет основные характеристики песочной кучи: форму профиля, запасённую потенциальную энергию, структуру границы, а также временную эволюцию песочной кучи — амплитуду и частоту лавины. При изменении L_f/N динамические характеристики песочной кучи изменяются монотонно, при этом не наблюдается резких фазовых переходов и скачков [27].

На рис. 1 приведено изменение потенциальной энергии «песочной кучи» для случаев $L_f = N$ (рис. 1, а,

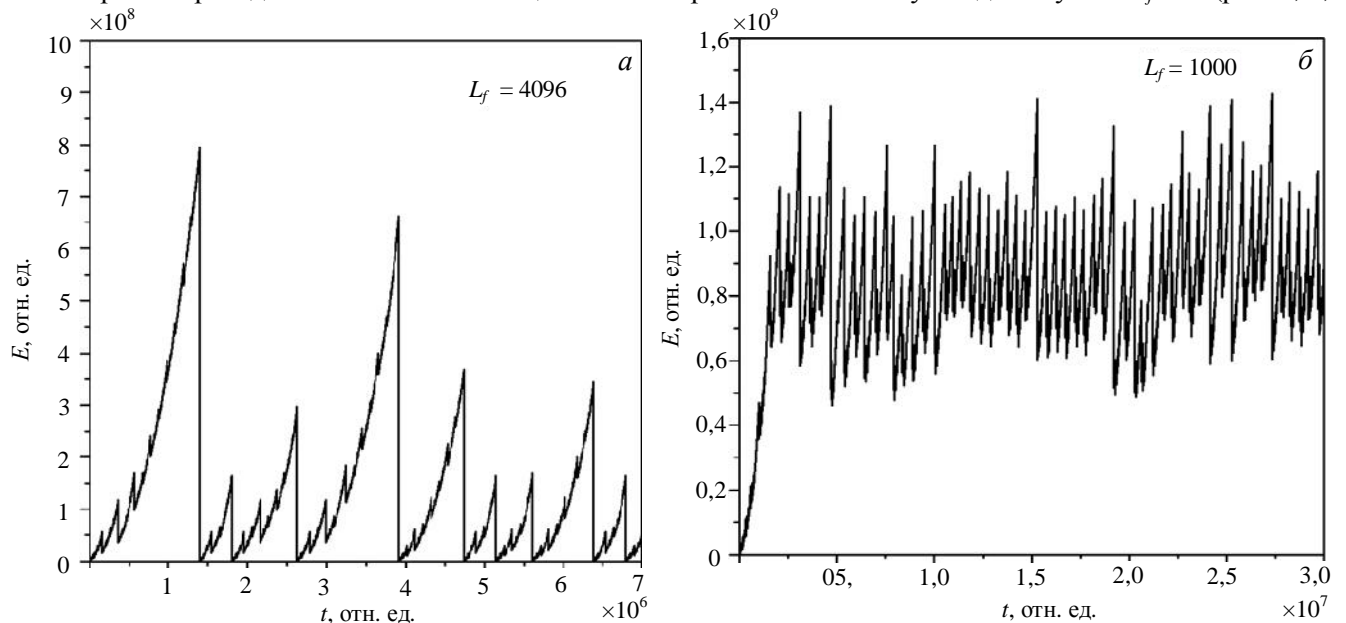


Рис. 1. Временная эволюция изменения потенциальной энергии песочной кучи для длины осыпания песка $L_f = 4096$ (а), $L_f = 1000$ (б) ($N = 4096$)

$N = 4096$ и $L_f = 1000$; рис. 1, б, $N = 4096$). На рис. 1, а виден периодический рост энергии по мере добавления песка, прерываемый глобальными лавинами, когда значение энергии падает до нуля, и локальными лавинами

ми, когда значение энергии падает до некоторого ненулевого значения (ср. с рис. 1 в [27]). На рис. 1, б динамика изменения потенциальной энергии схожа с предыдущим случаем, однако значение энергии уже не падает до нулевого уровня (ср. с рис. 2 в [27]).

На рис. 2 показаны усреднённые профили песочной кучи с количеством ячеек $N = 512$. Расчёты проводились для трех значений длины осыпания $L_f = 50, 150, 250$ с усреднением по нескольким тысячам профилей. Песок добавлялся в ячейку $j = 1$. Усреднённый профиль представляет собой среднее арифметическое, вычисленное по n последовательных профилей, которые образуются на каждой итерации центрального добавления песка (в расчетах $n = 100\,000$ итераций). Отметим, что с уменьшением L_f на периферии появляются ступеньки. Они хорошо видны для $L_f = 50$, сглажены в случае $L_f = 150$ и совсем не различимы для $L_f = 250$ (ср. с рис. 6 в [27]). Таким образом, тестовые расчёты показывают, что, варьируя один параметр L_f , можно изменять форму песочной кучи, запасённую потенциальную энергию и структуру её профиля.

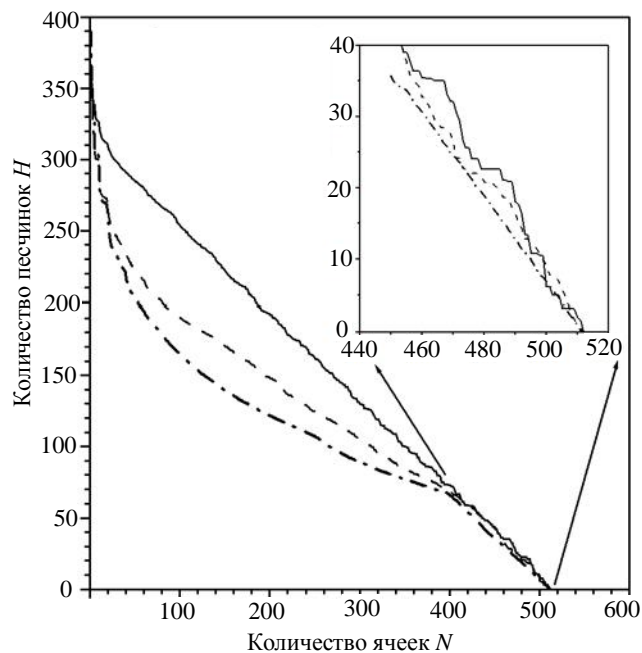


Рис. 2. Усреднённые профили песочной кучи с $N = 512$ ячеек при разных значениях длины осыпания L_f : — $L_f = 50$; ---- $L_f = 150$; -·- $L_f = 250$. В отдельном окне выделен кусок профиля песочной кучи для границы

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ОСНОВЕ МПК

В данной работе МПК используется для анализа следующих экспериментов: формирование критического профиля температуры в омическом режиме; переходный процесс после включения центрального или нецентрального ЭЦР-нагрева в режимах с предварительно подавленными пилообразными колебаниями. В данной работе высота и профиль «песочной кучи» в применении к рассматриваемым экспериментам фактически пропорциональны электронной температуре плазмы.

Формирование критического профиля температуры. Концепция самосогласованного профиля предполагает существование критического градиента, играющего важную роль в удержании. В силу чего было сделано предположение о применимости модели СОК для описания формирования критического профиля температуры в омическом режиме.

При моделировании критического профиля температуры в омическом режиме использовалась МПК с переменной по радиусу скоростью добавления песка $g(j) \sim (h(j)/h(0))^{3/2}$. Указанная зависимость выбрана из условия, что на стационаре профиль мощности омического нагрева пропорционален профилю температуры в степени $3/2$. Расчёты проводились в два этапа.

На первом этапе предполагается, что градиент покоя для всей расчётной области постоянен и $z_r = 0$. Вычисления проводились для разных значений критического градиента $z_{кр}$ и длины осыпания L_f (здесь также предполагалось, что $z_{кр}$ и L_f одинаковы для всей расчётной области). Для каждой пары параметров полученные профили усреднялись по нескольким тысячам профилей. Целью расчётов было найти значения критического градиента $z_{кр}$ и длины лавины L_f , которые будут в дальнейшем использовать для анализа экспериментов.

На рис. 3 приведены экспериментальные профили электронной температуры до и после срыва пилообразных колебаний. Сплошной линией показан профиль температуры до срыва, пунктирной — профиль температуры сразу после срыва. Радиус переворота фазы пилообразных колебаний в относительных единицах $\rho_s \sim 0,2$.

На рис. 4 представлена временная эволюция экспериментальной электронной температуры для нескольких радиусов. Нормировка температуры произведена на среднее значение температуры в данном месте.

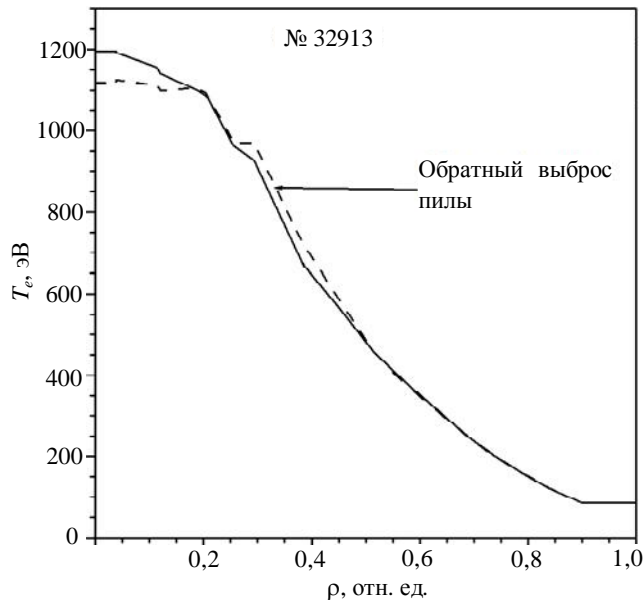


Рис. 3. Экспериментальные профили электронной температуры до (—) ($t = 501,7$ мс) и после (---) ($t = 505,5$ мс) срыва пилообразных колебаний. Радиус переворота фазы $\rho_S \sim 0,2$

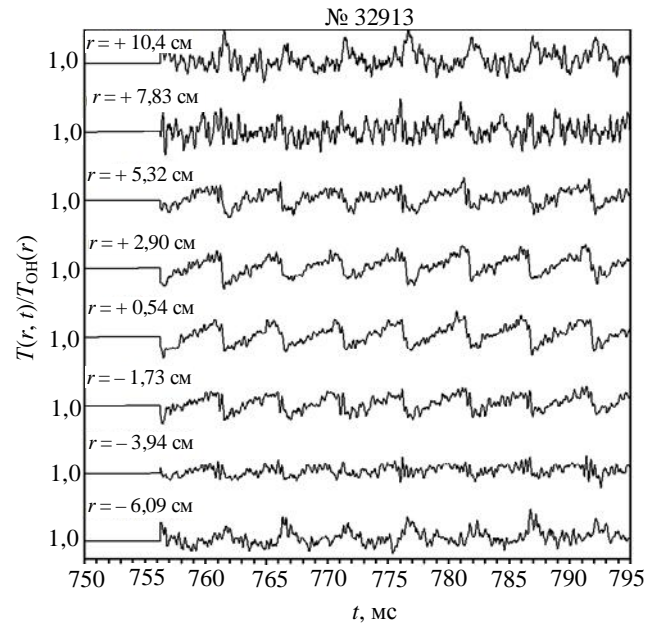


Рис. 4. Временная эволюция экспериментальной электронной температуры для нескольких радиусов. Нормировка температуры произведена на среднее значение температуры в данном месте. Период пилообразных колебаний составляет $\Delta t \sim 5$ мс

На рис. 5 показаны усреднённые профили температуры, полученные для разных значений параметров L_f и z_c . Сплошная кривая соответствует экспериментальному профилю температуры, пунктирные кривые — расчетному профилю температуры. Видно, что за радиусом $\rho > 0,35$ расчётные профили температуры совпадают с экспериментальным профилем температуры. В центре расчётные профили температуры не совпадают с экспериментальным профилем, так как в модели пока не учитывалось влияние пилообразных колебаний. Найденные значения L_f и z_c будем использовать на втором этапе вычислений.

Для учета влияния пилообразных колебаний в центральной части плазменного шнура при $\rho < 0,2$ выполнялся второй этап вычислений. Для этого использовались различные значения длины области осыпания и критического градиента в центре L_{f1} и z_{c1} и на периферии L_{f2} и z_{c2} . За радиусом переворота фазы $\rho > 0,2$ критический градиент z_c и длина осыпания L_f имели значения, найденные на первом этапе вычислений. Отметим, что эти параметры впоследствии немного варьировались. Внутри радиуса переворота фазы $\rho < 0,2$ длина осыпания $L_f = 167$ (что примерно соответствует радиусу перемешивания профиля температуры $\rho \sim 0,28$ после срыва пилы), а критический градиент z_c находился подбором. Градиент покоя, как и на первом этапе моделирования, равнялся нулю во всей области вычислений.

На рис. 6 приведены неусреднённые расчётные профили температуры до и сразу после срыва пило-

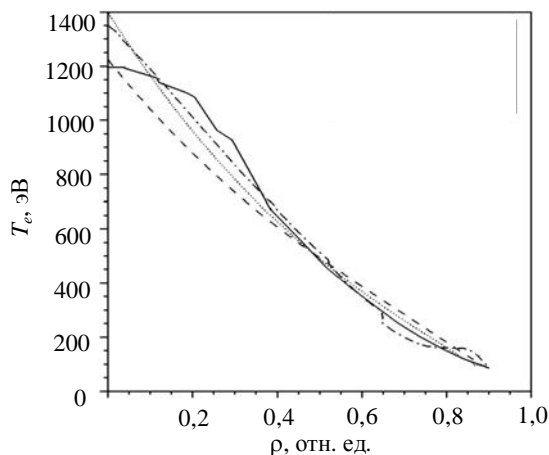


Рис. 5. Профили электронной температуры: — — экспериментальный профиль температуры; --- — усреднённый профиль расчётной температуры для $L_f = 10$, $z_{кр} = 9,5$; — усреднённый профиль расчётной температуры для $L_f = 20$, $z_{кр} = 17$; — — усреднённый профиль расчётной температуры для $L_f = 50$, $z_{кр} = 45$

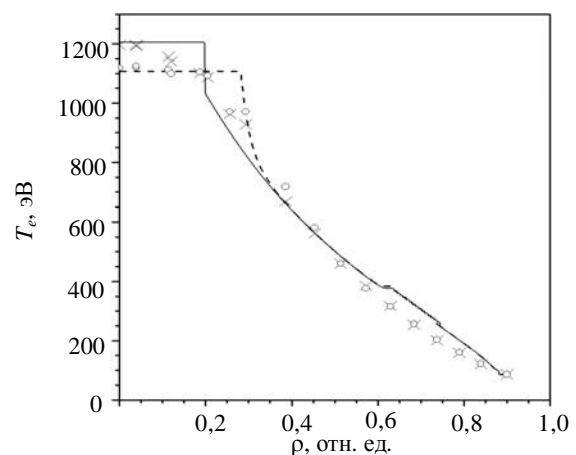


Рис. 6. Неусреднённые профили расчётной температуры до (—, $\Delta t = 4$ мс) и сразу после (---, $\Delta t = 0$) срыва пилообразных колебаний для параметров $L_f = 167$, $z_{кр} = 200$ в центре ($\rho < 0,2$) и $L_f = 10$, $z_{кр} = 8$ ($\rho > 0,2$) на периферии. Радиус переворота фазы в этих расчётах $\rho \sim 0,2$

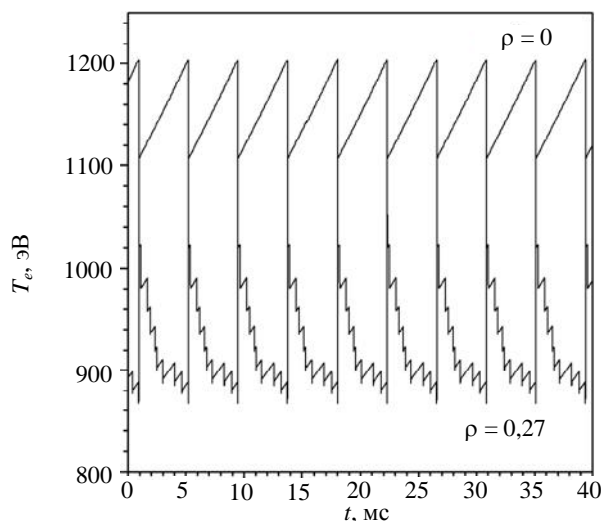


Рис. 7. Результаты моделирования пилообразных колебаний на основе МПК. Приведена временная эволюция температуры для центра плазмы $\rho = 0$ и для $\rho = 0,27$

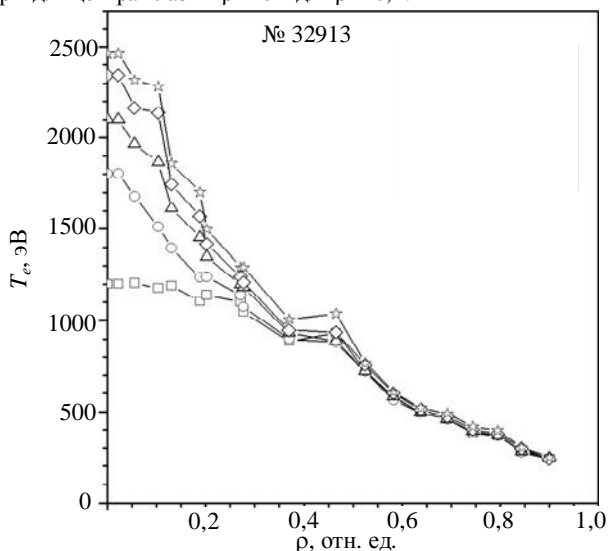


Рис. 8. Экспериментальные профили электронной температуры $T_e(r, t)$ для моментов времени $\Delta t = 0$ (\square); 1,2 (\circ); 2,5 (Δ); 3,8 (\diamond); 5 мс (\star) после включения центрального ЭЦР-нагрева в режиме с подавленными пилообразными колебаниями

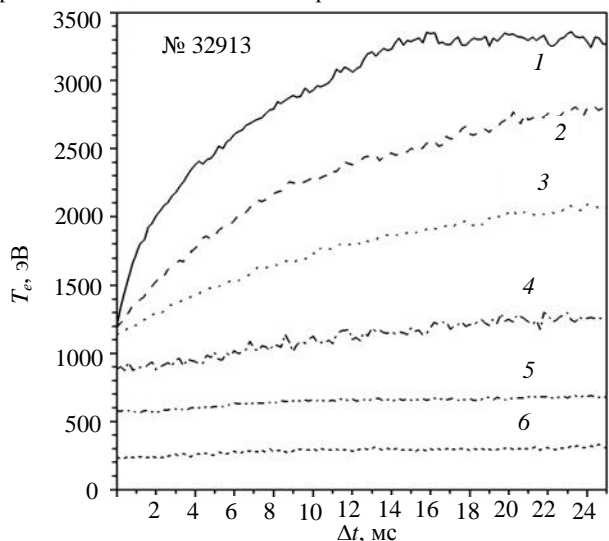


Рис. 9. Временные зависимости электронной температуры $T_e(r, t)$ для радиусов $\rho = 0$ (1); 0,1 (2); 0,2 (3); 0,4 (4); 0,6 (5); 0,9 (6) после включения центрального ЭЦР-нагрева в режиме с подавленными пилообразными колебаниями

образных колебаний для параметров $L_{f1} = 167$ и $z_{кр1} = 200$ в центре ($\rho < 0,2$) и $L_{f2} = 10$ и $z_{кр2} = 8$ на периферии ($\rho > 0,2$). Радиус переворота фазы $\rho \sim 0,2$. Прямые углы в области $\rho \sim 0,2$ возникают из-за большой разницы критических градиентов в соседних областях и того, что в МПК не учитывается теплопроводность. Отметим, что за период пилообразных колебаний (~ 5 мс) обычная теплопроводность привела бы к сглаживанию ступенек.

На рис. 7 приведён временной ход расчётной электронной температуры для $\rho = 0$ (центр плазменного шнура) и для $\rho \sim 0,27$ (за радиусом переворота фазы пилообразных колебаний). Видно, что хорошо описывается как прямая пила, так и обратный выброс за радиусом переворота фазы пилообразных колебаний. При этом период пилообразных колебаний составляет $\Delta t \sim 5$ мс, что хорошо согласуется с экспериментальными величинами.

Использование МПК для описания пилообразных колебаний электронной температуры даёт следующие результаты: радиус переворота фазы, период пилообразных колебаний и амплитуда близки к экспериментальным значениям.

Таким образом, использование МПК позволяет получить стационарный профиль электронной температуры, близкий к экспериментальному профилю при минимальном числе свободных параметров, т.е. описать формирование критического профиля электронной температуры в омическом режиме на основе модели СОК.

Моделирование эволюции электронной температуры после включения центрального ЭЦР-нагрева. Будем использовать МПК для описания быстрого распространения тепла из зоны нагрева на периферию после включения центрального ЭЦР-нагрева в режимах с предварительно подавленными пилообразными колебаниями (см. описание схемы эксперимента).

На рис. 8 приведены экспериментальные профили электронной температуры для нескольких моментов времени после включения центрального ЭЦР-нагрева в режиме с подавленными пилообразными колебаниями. На рис. 9 дана временная эволюция электронной температуры для нескольких радиусов после включения центрального ЭЦР-нагрева в режиме с подавленными пилообразными колебаниями. Видно, что до момента времени $\Delta t < 2,5$ мс температура изменяется только в центральной части плазменного шнура ($0 < \rho < 0,4$). Начиная с момента времени $\Delta t > 2,5$ мс, температура начинает расти практически одновременно по всему сечению плазмы ($0,4 < \rho < 0,9$). Такая динамика роста электронной температуры может быть обусловлена тем, что за время $\Delta t = 2,5$ мс гради-

ент температуры в области нагрева достигает критического значения и далее происходит быстрое лавинообразное распространение тепла. Таким образом, для описания этого процесса можно использовать МПК.

Численные расчеты проводились при следующих условиях. Песок добавляется в ячейку $j = 1$ с постоянной скоростью g , что моделирует центральный ЭЦР-нагрев. Скорость добавления песка g должна удовлетворять условию $g/z_{кр} \ll 1$ [27]. Это означает, что сход лавины происходит только после многократного добавления песка в песочную кучу. При выборе градиента покоя $z_r(j)$ и критического градиента $z_{кр}(j)$ использовались следующие соображения.

В МПК градиент покоя $z_r(r)$ образуется, когда при сходе глобальной лавины из песочной кучи удаляется весь дополнительно добавленный песок. В этом случае градиент профиля песочной кучи будет равен градиенту покоя. Таким образом, при описании ЭЦР-нагрева градиенту покоя $z_r(r)$ будет соответствовать градиент профиля электронной температуры перед включением ЭЦР-нагрева, т.е. $z_r(r) = \nabla T(r, t = 0)$.

В случае ЭЦР-нагрева критический градиент будет пропорционален градиенту стационарного профиля, образующегося после включения дополнительного нагрева: $z_{кр}(r) = z_{кр}^0 \nabla T(r, t = 2,5 \text{ мс})$, где коэффициент $z_{кр}^0$ зависит от длины осыпания.

Для упрощения расчетов длина осыпания принималась постоянной для всей расчётной области $L_f = 90 \sim (L_{f1} + L_{f2})/2$, где L_{f1} и L_{f2} — длины осыпания, найденные на предыдущем этапе вычислений при моделировании омического нагрева.

В дальнейших численных расчётах значение длины осыпания L_f немного корректировалось и использовались следующие виды граничных условий: условие с накоплением песка, условие с открытой границей. Первое условие соответствует равенству нулю теплового потока на границе плазмы. Во втором условии предполагалось, что когда лавина достигает ячейки $j = N$, часть песка удаляется из системы таким образом, чтобы выполнялось граничное условие $h'(N) = h(N)$. Физически это условие соответствует равенству нулю приращения температуры на границе плазмы ($\Delta T_e = 0$). Полученные профили усреднялись по нескольким тысячам лавин.

На рис. 10 приведены экспериментальные профили электронной температуры (символы) и соответствующие им расчётные профили, полученные по МПК (кривые линии) с первым граничным условием (нет стока на границе). Длина осыпания $L_f = 110$, критический градиент $z_{кр}^0 = 18$. Усреднение проводилось по каждому 45 000 температурным профилям, что соответствует примерно 1,25 мс — временному интервалу, с которым наблюдалось изменение температуры после включения ЭЦР-нагрева (отметим, что новый профиль получается после добавления каждой песчинки).

На рис. 11 показаны экспериментальные профили электронной температуры (символы) и соответ-

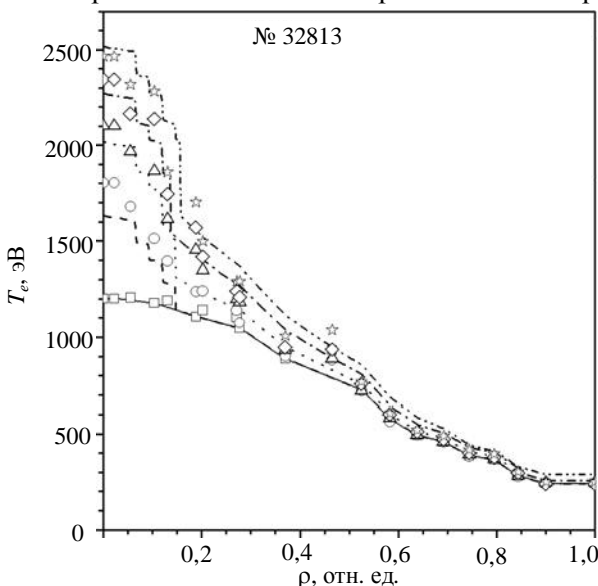


Рис. 10. Профили электронной температуры для моментов времени $\Delta t = 0$ (—); 1,2 (---); 2,5 (---); 3,7 (---); 5 мс (---) после включения ЭЦР-нагрева (граничное условие — нет стока на границе): символы — эксперимент; --- — расчёт с параметрами $L_f = 110$, $z_{кр}^0 = 18$. Усреднение проводилось по каждому 45 000 добавлений песчинок

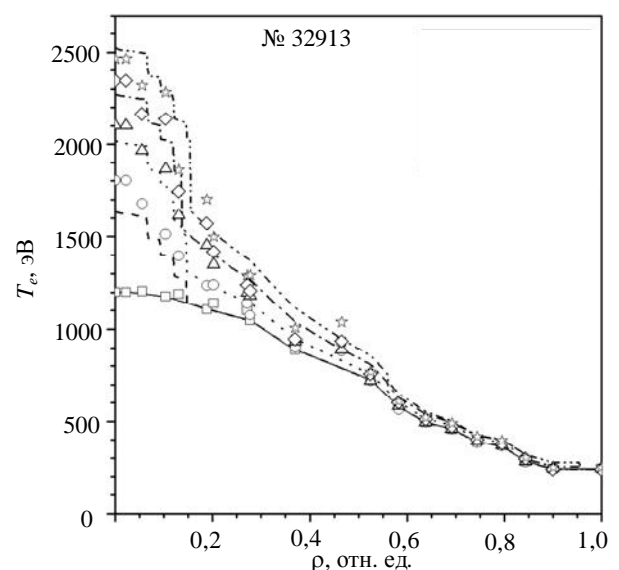


Рис. 11. Профили электронной температуры для моментов времени $\Delta t = 0$ (—); 1,2 (---); 2,5 (---); 3,7 (---); 5 мс (---) после включения ЭЦР-нагрева (граничное условие — есть сток на границе): символы — эксперимент; --- — расчёт с параметрами $L_f = 110$, $z_{кр}^0 = 18$. Усреднение проводилось по каждому 45 000 добавлений песчинок

вующие им расчетные профили (кривые линии), полученные для модели с открытой границей. Длина осыпания $L_f = 110$, критический градиент $z_{кр}^0 = 18$. Усреднение проводилось по каждому 45 000 температурным профилям, что соответствует примерно 1,25 мс — временному интервалу, с которым наблюдалось изменение температуры после включения ЭЦР-нагрева (новый профиль температуры получается после добавления каждой песчинки).

В обеих моделях граничных условий при данных параметрах для первых двух профилей ($\Delta t \leq 2,5$) нет стока тепла на границе, так как лавины не достигают границы плазмы.

Видно, что в обоих случаях центральная часть профиля $\rho < 0,6$ описывается одинаково хорошо. Однако в первом случае расчётный рост температуры на периферии больше, чем экспериментальный, а во втором, наоборот, занижен. Это означает, что в реальности происходит частичный сток тепла на границе плазмы, что необходимо учитывать в модели граничных условий.

Этот эффект проявляется в том, что в реальности происходит частичный сток тепла на границе плазмы, что необходимо учитывать в модели граничных условий.

Моделирование эволюции электронной температуры после включения нецентрального ЭЦР-нагрева. Здесь будем использовать МПК для описания эволюции электронной температуры после включения нецентрального ЭЦР-нагрева в режимах с подавленными пилообразными колебаниями. На рис. 12 приведены временные зависимости электронной температуры (нормированные на стационар перед включением) после включения нецентрального ЭЦР-нагрева. Вертикальная прямая соответствует моменту включения гиротронов. Хорошо видно, что изменение электронной температуры на периферии плазменного шнура происходит практически одновременно с изменением температуры в зоне нагрева. Максимальная задержка составляет $\sim 0,5$ мс, при этом энергетическое время в этих режимах составляет $\sim 10-15$ мс.

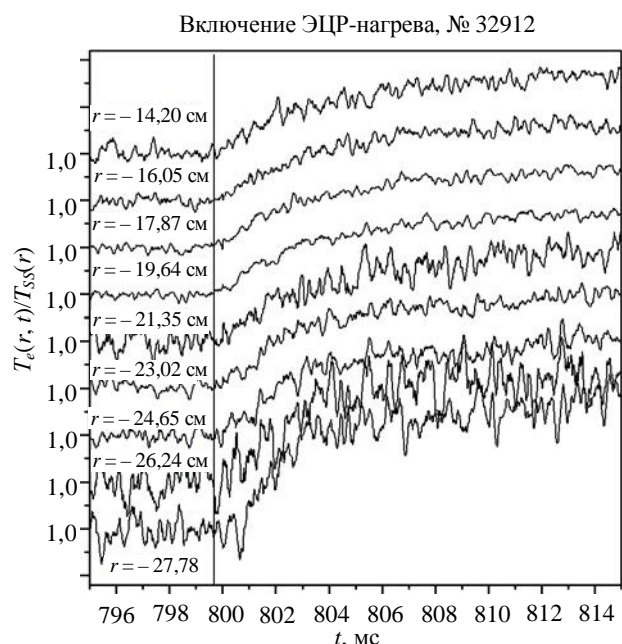


Рис. 12. Временные зависимости электронной температуры (нормированные на стационар перед включением) после включения нецентрального ЭЦР-нагрева. Вертикальная прямая соответствует моменту включения гиротронов

и временные зависимости изменения электронной температуры, полученные на основе МПК (кривые линии). Значки соответствуют экспериментальным значениям.

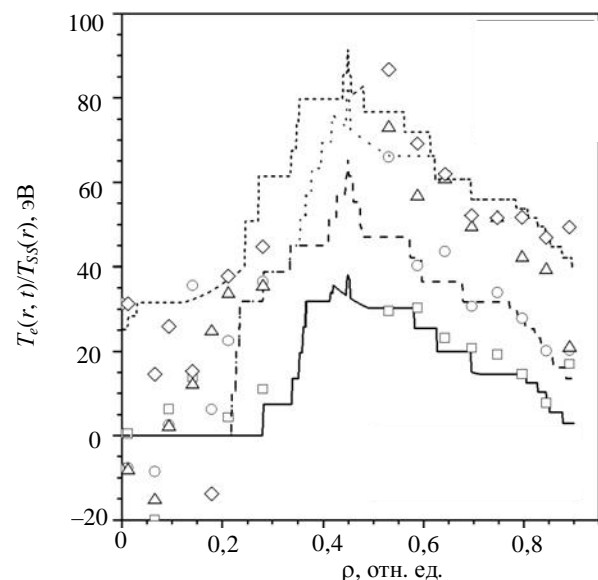


Рис. 13. Профили изменения электронной температуры для моментов времени 1 (—); 2 (---); 3 (···); 4 мс (— · —) после включения ЭЦР-нагрева: кривые — расчёт на основе МПК; значки — экспериментальные значения

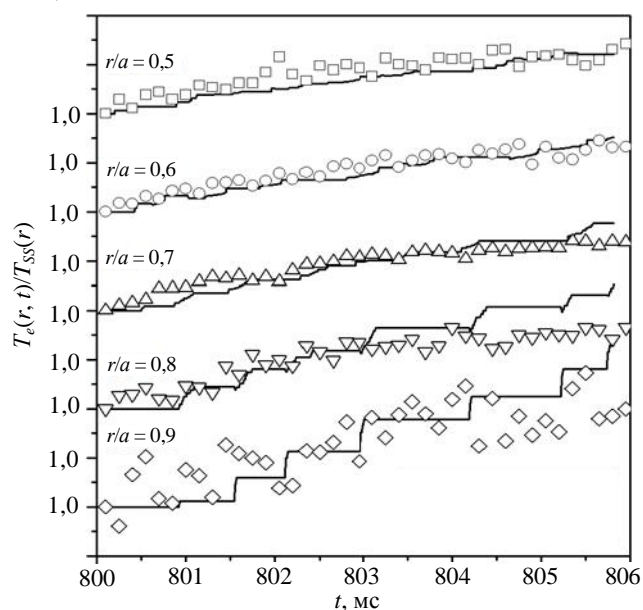


Рис. 14. Временные зависимости электронной температуры (нормированные на стационар перед включением ЭЦР-нагрева) для нескольких радиусов: кривые — расчёт на основе МПК; значки — экспериментальные значения



Надежда Владимировна Касьянова, аспирант



Валерий Филиппович Андреев, начальник лаборатории, к.ф.-м.н.
e-mail: roma@nfi.kiae.ru

Расчёты проводились для следующих параметров: $z_r = 0$, $z_c = 10\nabla\delta T(\rho, t = 20,5 \text{ мс})$, $L_f = 50$. Условие на границе — накопление тепла [$q_T(\rho = 0,9) = 0$]. Отметим, что это условия для приращения электронной температуры $\delta T(\rho, t) = T_e(\rho, t) - T_{ss}(\rho)$. Видно, что результаты совпадают в течение первых 5—8 мс после включения ЭЦР-нагрева. Отметим, что для моделирования эволюции температуры на более длительное время ($t > 5—20 \text{ мс}$) необходимо учитывать изменение профиля температуры за счёт обычной теплопроводности.

Таким образом, использование МПК позволяет правильно моделировать быстрое изменение температуры на периферии плазмен-

ного шнура за время $\sim 0,5 \text{ мс}$ и получить полное соответствие временной эволюции — относительное изменение температуры совпадает с экспериментальными данными.

ВЫВОДЫ

В результате проведённых в данной работе исследований можно сделать следующие выводы.

Использование МПК для описания пилообразных колебаний электронной температуры даёт следующие результаты: радиус переворота фазы, период пилообразных колебаний и амплитуда близки к экспериментальным значениям.

МПК позволяет получить стационарный профиль электронной температуры, близкий к экспериментальному профилю при минимальном числе свободных параметров: в данном случае это значения длины области осыпания песка L_f и критического градиента z_c в центре ($L_{f1} = 167$ и $z_{c1} = 8$) и на периферии ($L_{f2} = 10$ и $z_{c2} = 8$), т. е. описать формирование критического профиля электронной температуры в омическом режиме на основе модели СОК.

МПК описывает характерные особенности эволюции экспериментальной температуры после включения центрального ЭЦР-нагрева: задержку роста электронной температуры на периферии при $\Delta t < 2,5 \text{ мс}$ и быстрый вынос тепла на периферию после $\Delta t \geq 2,5 \text{ мс}$.

Использование МПК позволяет описать переходный процесс после включения нецентрального ЭЦР-нагрева: быстрое изменение электронной температуры на периферии плазменного шнура за время $\sim 0,5 \text{ мс}$ после включения гиротрона и совпадение эволюции расчётной и экспериментальной температуры.

Авторы выражают благодарность М.В. Осипенко за плодотворное обсуждение постановки задачи и полученных результатов. Работа выполнена при поддержке Департамента атомной науки и техники Росатома, грантов NWO-RFBR № 047.016.015 и INTAS № 1000008-8046.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Frederickson E.D., McGuire K., Cavallo A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1990, vol. 65, p. 2869.
2. **Stroth U., Giannone L., Hartfuss H.J. et al.** — In: Proc. Workshop Varenna (Italy), 1993, p. 161.
3. **Mantica P., Gorini G., Imbeaux F. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2002, vol. 44, p. 2185.
4. **Kissick M.W., Frederickson E.D., Callen J.D. et al.** — Nucl. Fusion, 1994, vol. 34, p. 349.
5. **Kissick M.W., Callen J.D., Frederickson E.D.** — Nucl. Fusion, 1996, vol. 36, p. 1691.
6. **Mantica P., Gorini G., Hogeweyj G.M.D. et al.** — In: Proc. 24th Europ. Conf. Control Fusion and Plasma Phys. Berchtesgaden, Germany, 1997, vol. 21A, part IV, p. 1853.

7. **Zou X.L., Erba M., Geraud A. et al.** — In: Proc. 25th Europ. Conf. Control Fusion and Plasma Phys. Prague, Czech Republic, 1998, vol. 22C, p. 655.
8. **Gentle K.W., Rowan W.L., Bravenec R.V. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1995, vol. 74, p. 3620.
9. **Gentle K.W., Bravenec R.V., Cima G. et al.** — Phys. Plasmas, 1995, vol. 2, p. 2292.
10. **Gentle K.W., Rowan W.L., Bravenec R.V. et al.** — Phys. Plasmas, 1997, vol. 4, p. 3599.
11. **Galli P., Gorini G., Mantica P. et al.** — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 1355.
12. **Андреев В.Ф., Днестровский Ю.Н., Разумова К.А., Сушков А.В.** — Физика плазмы, 2002, т. 28, № 5, с. 1.
13. **Andreev V.F., Dnestrovskij Yu.N., Ossipenko M.V. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2004, vol. 46, p. 319.
14. **Andreev V.F., Danilov A.V., Dnestrovskij Yu.N. et al.** — In: Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conf. Vilamoura, Portugal, 2004, IAEA-CSP-25/CD, TH/P3-1.
15. **Esipchuk Yu.V., Razumova K.A.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 1986, vol. 28, p. 1253.
16. **Kadomtsev B.B.** — Sov. J. Plasma Phys., 1987, vol. 13, p. 443.
17. **Coppi B.** — Comments Plasma Phys. Control. Fusion, 1980, vol. 5, p. 261.
18. **Weiland J. et al.** — Nucl. Fusion, 1989, vol. 29, p. 1810.
19. **Ryter F. et al.** — Phys. Rev. Lett., 2001, vol. 86, p. 2325, 5498.
20. **Jacchia A. et al.** — Nucl. Fusion, 2002, vol. 42, p. 1116.
21. **Rebut P.H., Lallia P.P., Watkins M.L.** — Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Res. Nice, France, 1988. — Vienna: IAEA, 1989, vol. 2, p. 191.
22. **Dnestrovskij Yu.N., Berezovskij E.L., Lysenko S.E. et al.** — Nucl. Fusion, 1991, vol. 31, p. 1877.
23. **Dnestrovskij Yu.N., Lysenko S.E., Tarasyan K.N.** — Nucl. Fusion, 1995, vol. 35, p. 1047.
24. **Callen J.D., Kissick M.W.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 1997, vol. 39, p. B173.
25. **Каррерас Б.А., Ньюман Д., Линч В.Е., Даймонд П.Х.** — Физика плазмы, 1996, т. 22, № 9, с. 819.
26. **Chapman S.C., Dendy R.O., Hnat B.** — Phys. Review Lett., 2001, vol. 86, № 13, p. 2814.
27. **Chapman S.C., Dendy R.O., Hnat B.** — Phys. Plasmas, 2001, vol. 8, № 5, p. 1969.
28. **March T.K., Chapman S.C., Dendy R.O., Merrifield J.A.** — Phys. Plasmas, 2004, vol. 11, p. 659.
29. **Chapman S.C., Dendy R.O., Hnat B.** — Plasma Phys. Controlled Fusion, 2003, vol. 45, p. 301.
30. **Petty C.C., Luce T.C.** — Nucl. Fusion, 1994, vol. 34, p. 121.
31. **De Baar M.R., Beurskens M.N.A., Hogeweij G.M.D., Lopes Cardozo N.J.** — Phys. Plasmas, 1999, vol. 6, p. 4645.
32. **March T.K., Chapman S.C., Dendy R.O., Merrifield J.A.** — In: Proc. 31th Europ. Conf. Control Fusion and Plasma Phys. London, England, 2004, vol. 28B, P-1. 106.
33. **Hwa T., Kadar M.** — Ibid, 1992, vol. 45, p. 7002.

Статья поступила в редакцию 24 ноября 2008 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 1, с. 53—63.