

МОДИФИКАЦИЯ ТРАНСПОРТНОЙ МОДЕЛИ КАНОНИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ

© 2019 г. Ю. Н. Днестровский^{a,*}, В. А. Вершков^a, А. В. Данилов^a, А. Ю. Днестровский^a,
С. Е. Лысенко^a, А. В. Мельников^a, Г. Ф. Субботин^a, Д. Ю. Сычугов^b,
С. В. Черкасов^a, Д. А. Шелухин^a

^a Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^b Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

* e-mail: Dnistrovskiy_YN@nrcki.ru

Поступила в редакцию 06.06.2018 г.

После доработки 20.09.2018 г.

Принята в печать 20.09.2018 г.

При центральном электронно-циклотронном нагреве плотность мощности, вводимой в плазму, сильно пикирована, что приводит к пилообразным колебаниям большой амплитуды. Для анализа глобальных свойств плазмы мгновенные экспериментальные профили электронной температуры приходится усреднять по времени и по пространству. В настоящей работе предлагается модифицированная транспортная модель канонических профилей для предиктивного расчета таких усредненных профилей. В качестве примера модель используется для определения параметров плазмы при ЭЦН в строящейся установке Т-15МД.

DOI: 10.1134/S0367292119020057

1. ВВЕДЕНИЕ

Транспортная модель канонических профилей развивалась в работах [1, 2]. Сначала как стационарная [1], а затем как динамическая [2], на примере цилиндрической плазмы с круглым сечением. Относительно недавно она была распространена на тороидальную плазму с произвольным сечением [3]. Трудная задача о постановке разумного четвертого граничного условия была рассмотрена в работах [4, 5]. Примеры по моделированию плазмы с нагревом пучками горячих ионов можно найти в [5–7]. В этом случае точность моделирования по профилям электронной и ионной температуры была в пределах 10–15%. Однако при центральном нагреве плазмы электронно-циклотронными (ЭЦ) волнами (с помощью гиротронов) точность моделирования температуры электронов резко снижалась. На это имеется две причины. Во-первых, в этом случае плотность вложенной мощности очень пикирована, и расчетный профиль температуры электронов оказывается заметно более узким, чем экспериментальный профиль температуры. Другая трудность заключается в наличии пилообразных колебаний, периодически рассеивающих энергию плазмы по заметной части сечения, и в отсут-

ствии, вследствие этого, стационарного состояния. При обработке эксперимента обычно проводится усреднение по пилообразным колебаниям, но такая процедура не единственна. Поэтому задача моделирования квазистационарного профиля температуры электронов является очень деликатной. Для ее постановки приходится отбирать импульсы с одинаковой процедурой усреднения, и для этой группы импульсов ставить обратную задачу определения потока энергии. Как модифицировать транспортную модель, чтобы определить некоторый усредненный профиль температуры электронов в случае нагрева плазмы с помощью ЭЦ-волн, – этому посвящена настоящая работа.

2. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ КАНОНИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ

Стандартная транспортная модель канонических профилей (СТМКП) состоит из двух частей. В первой находятся нужные канонические профили, во второй решаются нестационарные уравнения баланса, в которых потоки содержат кано-

нические профили. Задача об определении канонических профилей в современном виде была рассмотрена в [4] и [5], поэтому мы ее здесь не повторяем. Для описания СТМКП достаточно рассмотреть уравнения теплопроводности и потоки. Нестационарные уравнения относительно температуры электронов и ионов $T_\alpha(\rho)$ ($\alpha = e, i$) имеют вид

$$\frac{3}{2} \frac{\partial(n T_\alpha)}{\partial t} + \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (V' G_1 q_\alpha) = P_\alpha(\rho), \quad (1)$$

где $V' = \partial V / \partial \rho$, $G_1 = \langle (\nabla \rho)^2 \rangle$ – метрические коэффициенты, $\langle f \rangle$ – операция усреднения по магнитной поверхности, V – объем плазмы внутри магнитной поверхности, P_α – плотность вкладываемой мощности, ρ – радиальная координата, рассчитываемая по тороидальному магнитному полю. Выражение для потока тепла:

$$q_\alpha = -k_\alpha^{PC} T_\alpha \left(\frac{T_\alpha}{T_c} - \frac{T_c}{T_c} \right) H \left(-\left[\frac{T_\alpha}{T_c} - \frac{T_c}{T_c} \right] \right) - k_\alpha^0 T_c. \quad (2)$$

Здесь $H(z)$ – функция Хевисайда, $H(z) = 1$ при $z \geq 0$, $H(z) = 0$ при $z < 0$. В стандартной модели принято, что коэффициент жесткости для электронной и ионной температуры k_α^{PC} равен

$$k_\alpha^{PC} = n \chi_\alpha^{PC} = C_\alpha \frac{1}{M} \left(\frac{a}{R} \right)^{0.75} q \left(\rho = \frac{\rho_{\max}}{2} \right) \times \times q_{cyl} \left(T_\alpha \left(\rho = \frac{\rho_{\max}}{4} \right) \right)^{1/2} \left(\frac{3}{R} \right)^{1/4} \left(\frac{\bar{n}}{B} \right) = \text{const}(\rho). \quad (3)$$

Здесь $T_c(\rho)$ – канонический профиль температуры, обычно $k_\alpha^{PC} \gg k_\alpha^0$,

$$C_e = 3.5, \quad C_i = 5. \quad (4)$$

В настоящей работе мы будем рассматривать только поведение температуры электронов, полагая, что $T_i = T_e$, и не учитывая энергообмен между электронами и ионами.

В первом примере рассмотрим применение стандартной модели к импульсам установки DIII-D, где нагрев производился с помощью пучков горячих нейтралов (NBI). На рис. 1 показаны экспериментальные [6] и расчетные профили температуры электронов T_e , а также профили плотности мощности, вложенной в электроны, P_{NBe} . Рис. 1а относится к импульсу № 71384 с большой плотностью $\bar{n} = 9.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и большой мощностью NBI нагрева $Q_{NB} = 14 \text{ МВт}$, а рис. 1б – к импульсу № 78283 с малой плотностью $\bar{n} = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и малой мощностью NBI нагрева $Q_{NB} = 0.46 \text{ МВт}$. Видно, что в обоих случаях стандартная модель разумно описывает профили температуры электронов, а точность аппроксимации составляет около 10%.

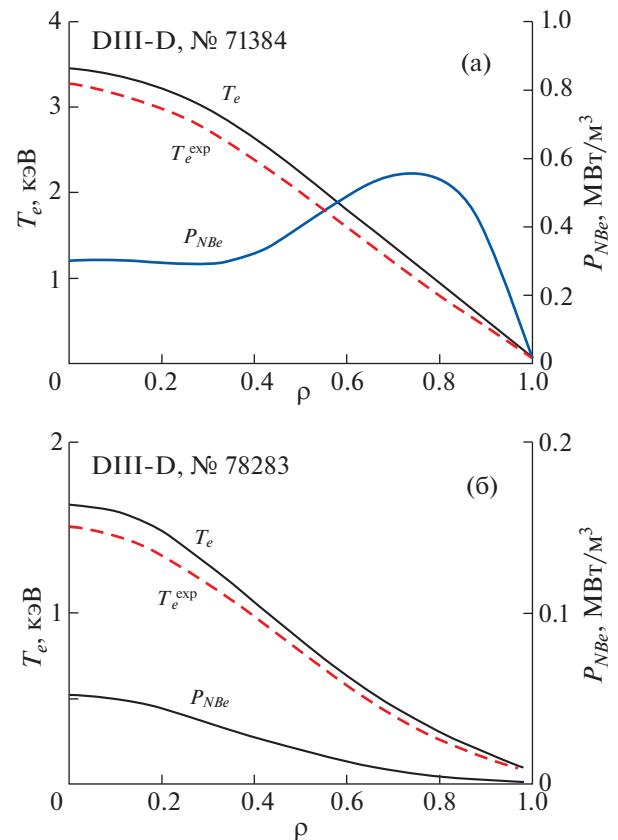


Рис. 1. Экспериментальные (штриховые линии) и расчетные (сплошные линии) профили электронной температуры T_e , а также профили плотности мощности, вложенной в электроны, P_{NBe} , для импульса № 71384 установки DIII-D с большой плотностью $\bar{n} = 9.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и большой мощностью NBI нагрева $Q_{NB} = 14 \text{ МВт}$ (а), и для импульса № 78283 той же установки с малой плотностью $\bar{n} = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и малой мощностью NBI нагрева $Q_{NB} = 0.46 \text{ МВт}$ (б).

Во втором примере рассмотрим результаты моделирования температуры электронов в импульсе № 66022 установки T-10 ($I = 0.22 \text{ МА}$, $B = 0.23 \text{ Тл}$, $\bar{n} \sim 4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) при нагреве с помощью гиротронов. На рис. 2а показаны профили температуры электронов на омической стадии разряда (ОН) и на стадии электронно-циклотронного нагрева (ЭЦН). На рис. 2б показано поведение во времени экспериментальной и рассчитанной по стандартной модели центральной температуры электронов, $T_e^{\text{exp}}(0, t)$ и $T_e(0, t)$, а также поведение квадратичного отклонения $d2T_e$ (см. далее (24)) расчетного профиля температуры электронов от экспериментального профиля. Из рисунков 2а и 2б видно, что на омической стадии $T_e^{\text{exp}}(0, t)$ и $T_e(0, t)$ разумно совпадают ($d2T_e \sim 16\%$), а на ста-

дии ЭЦН величина $T_e(0)$ превышает $T_e^{\exp}(0)$ почти в 2 раза ($d2T_e$ растет до 60%).

Поток тепла в электронном канале (2) пропорционален произведению жесткости $k_e^{PC} = m\chi_e^{PC}$ на разность отношений

$$d = T_e'/T_e - T_c'/T_c. \quad (5)$$

Канонический профиль T_c практически не меняется в течение разряда, поэтому разность d зависит только от первого члена T_e'/T_e . На стационарной части ЭЦН-стадии поток q_e фиксирован и равен $k_e^{PC}d$. Поскольку расчетная температура электронов T_e завышена относительно экспериментальной T_e^{\exp} , то величина d тоже завышена, а это означает, что величина жесткости k_e^{PC} занижена на стадии ЭЦН. Для снижения ошибки на стадии ЭЦН жесткость должна быть увеличена.

Таким образом, мы видим, что на омической стадии разряда, когда профиль вложенной мощности достаточно широк, стандартная модель дает разумное приближение к эксперименту. При сильно пикированном профиле вложенной мощности стандартная модель дает большую ошибку в моделировании эксперимента из-за заниженной величины жесткости.

3. ОЦЕНКА ШИРИНЫ ЗОНЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ ЭЦН. ПИКИРОВАННОСТЬ ПРОФИЛЯ ВЛОЖЕННОЙ МОЩНОСТИ

Для адекватного увеличения величины жесткости, оценим сначала размеры области поглощения волн. Ширина зоны поглощения электромагнитных волн в плазме при строго перпендикулярном распространении поперек магнитного поля впервые изучалась в работе [8]. Было показано, что поглощение волн определяется мнимой частью некоторой функции $F_q(\epsilon\delta_n)$, которая может быть представлена в виде

$$\text{Im } F_q(\epsilon\delta_n) = -\frac{\pi^{1/2} |\epsilon\delta_n|^{q-1}}{(q-1)(q-2)\cdots 1/2} \exp(-|\epsilon\delta_n|). \quad (6)$$

Здесь $\epsilon = mc^2/T_e$ – большой параметр (для электрона $mc^2 = 511$ кэВ),

$$\delta_n = 1 - n \omega_B/\omega, \quad \omega_B = eB/mc, \quad (7)$$

ω – частота волны, B – магнитное поле, для обыкновенной волны (ОВ) $n = 1$, для необыкновенной волны (НОВ) $n = 2$, параметр $q = n + 5/2$.

Из рисунков работы [8] видно, что для обыкновенной волны функция $\text{Im}F_q(\epsilon\delta_n)$ заметно отличается от нуля в области

$$-8 < \epsilon\delta_n < 0, \quad (8)$$

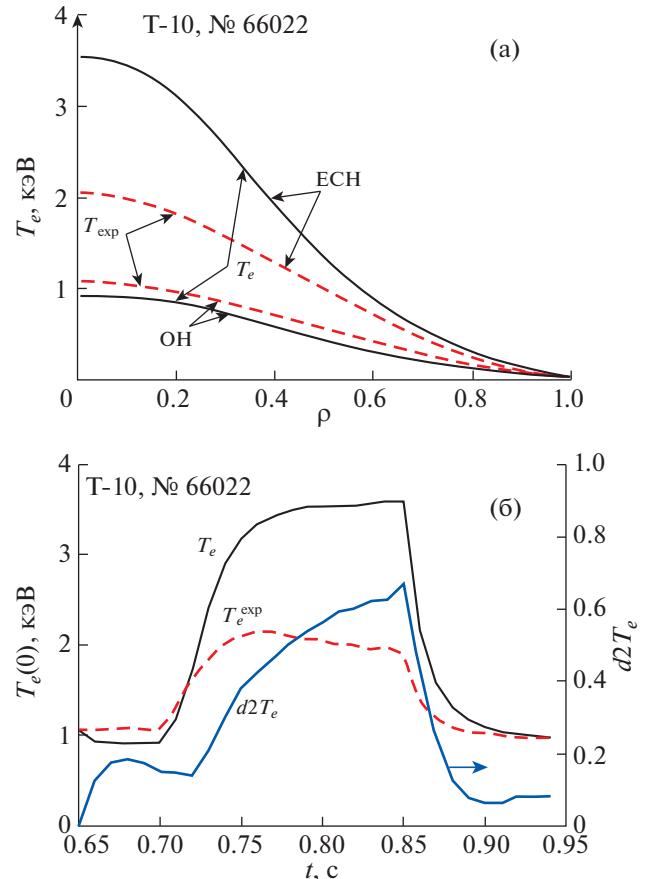


Рис. 2. а) – Экспериментальные (штриховые линии) и рассчитанные по стандартной модели (сплошные линии) профили температуры электронов на омической стадии ($t = 0.68$ с, ОН) и на стадии электронно-циклотронного нагрева ($t = 0.8$ с, ЭЦН) для импульса № 66022 установки T-10 с током $I = 0.2$ МА; б) – поведение во времени экспериментальной и рассчитанной по стандартной модели центральной температуры электронов, $T_e^{\exp}(0,t)$ и $T_e(0,t)$ для того же импульса, а также поведение квадратичного отклонения расчетного профиля температуры электронов от экспериментального профиля, $d2T_e$.

а для необыкновенной волны – в области

$$-9 < \epsilon\delta_n < 0. \quad (9)$$

Из этих же рисунков видно, что максимум $\text{Im}F_q(\epsilon\delta_n)$ для ОВ близок к 0.7, а для НОВ – к 0.6.

Из неравенств (8) и (9) нетрудно получить пространственную ширину областей заметного поглощения. В токамаке тороидальное магнитное поле B_t имеет вид

$$B_t = B_0 R_0 / R, \quad (10)$$

где R – расстояние от оси симметрии тора до текущей точки, B_0 и R_0 – магнитное поле и боль-

шой радиус в резонансной точке. Представим R в виде

$$R = R_0 + \Delta r = R_0(1 + \Delta r/R_0). \quad (11)$$

Тогда получим

$$B_t = B_0(1 - \Delta r/R_0). \quad (12)$$

Наконец, подставим (11) в (6), разложим по параметру $\Delta r/R_0$ и введем обозначение $\omega_{B0} = eB_0/mc$. Полагая $\omega = n\omega_{B0}$, будем иметь

$$\delta_n = \Delta r/R_0. \quad (13)$$

Теперь воспользуемся неравенствами (8) и (9). Тогда для зон поглощения обычной и необыкновенной волн при $R_0 \approx 1.5$ м получим:

1) при температуре электронов 1 кэВ (омический режим)

$$\Delta r \approx 2.4 \text{ см (OB)}, \quad \Delta r \approx 2.7 \text{ см (НОВ)}; \quad (14)$$

2) при температуре электронов 2 кэВ (развитый режим с ЭЦН)

$$\Delta r \approx 4.8 \text{ см (OB)}, \quad \Delta r \approx 5.4 \text{ см (НОВ)}. \quad (15)$$

Процесс поглощения энергии пучка волн состоит из трех процессов: очень быстрого поглощения в малом объеме, ограниченном поперечными размерами пучка и длиной поглощения Δr ; быстрого продольного перераспределения поглощенной энергии вдоль магнитных поверхностей, пересекающих этот малый объем; и, наконец, относительно медленного процесса диффузии энергии поперек магнитного поля. Для упрощения задачи мы объединяем первые два процесса в один, считая, что процессы поглощения и продольного перераспределения энергии происходят мгновенно. Основанием для такой модели служит то, что продольный (вдоль магнитного поля) перенос энергии на 5–6 порядков больше поперечного (радиального) переноса. В результате оказывается достаточным лишь подсчитать объем области V_σ , в которой происходит быстрое перераспределение поглощенной энергии за счет продольного распространения тепла. При слегка нецентральном нагреве, когда резонансная поверхность сдвинута внутрь на величину δr см относительно магнитной оси, величина объема V_σ определяется выражением

$$V_\sigma = S\Delta r = 2\pi\delta r \cdot 2\pi R\Delta r, \quad (16)$$

где S – площадь магнитной поверхности. Подставляя в (16) $\Delta r = 5$ см, $\delta r = 5$ см, $R = 150$ см, для установки Т-10 будем иметь

$$V_\sigma \approx 2 \times 10^5 \text{ см}^3. \quad (17)$$

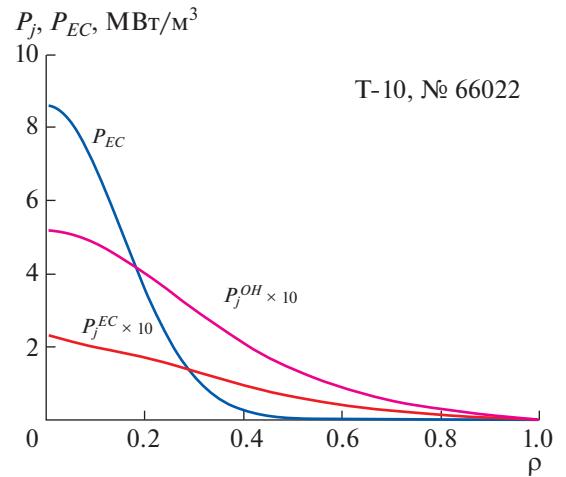


Рис. 3. Профили вложенной омической мощности на омической и ЭЦН-стадиях, P_j^{OH} и P_j^{EC} , а также СВЧ-мощности P_{EC} , при центральном ЭЦН мощностью 1.1 МВт в импульсе № 66022 установки Т-10.

При мощности гиротрона $Q_{EC} = 1$ МВт средняя плотность поглощенной и перераспределенной мощности окажется равной

$$Q_{EC}/V_\sigma = 5 \text{ МВт/м}^3, \quad (18)$$

что по порядку величины совпадает с оценкой, даваемой экспериментаторами с установки Т-10, работающими с кодом OGRAY.

Сравним плотность мощности (18) при нагреве с ЭЦН с максимальной величиной плотности мощности при нагреве пучком горячих нейтралов (рис. 1). Даже в случае большой мощности NBI (рис. 1а) плотность (18) на порядок превышает максимальную плотность мощности NBI нагрева, а в случае малой мощности NBI (рис. 1б) плотность (18) на два порядка превышает максимальную плотность мощности NBI нагрева. Таким образом, главное отличие экспериментов с ЭЦН от экспериментов с NBI нагревом – это чрезвычайное пикование профиля вложенной мощности. Для примера, на рис. 3 показаны профили вложенной омической мощности на омической и ЭЦН стадиях P_j^{OH} и P_j^{EC} , а также мощности ЭЦН, P_{EC} , в импульсе № 66022 установки Т-10.

Пикированность профиля вложенной мощности определим следующим образом. Пусть $P(\rho)$ – плотность поглощенной мощности ($0 < \rho < 1$), а Q – полная мощность

$$Q = \int_V P dV. \quad (19)$$

Через $Q_{1/3}$ обозначим мощность, поглощенную в области $\rho < 1/3$

$$Q_{1/3} = \int_0^{1/3} P dV. \quad (20)$$

Пикированностью вложенной мощности g назовем отношение

$$g = Q_{1/3}/Q. \quad (21)$$

Видно, что пикированность мощности P_{EC} несравненно больше пикированности омической мощности. В установке Т-10 для омической мощности $g \sim 0.4$, а для мощности ЭЦН $g \sim 0.8-0.9$. Для NBI нагрева плазмы в установке DIII-D в режиме с большой плотностью (рис. 1а) $g \sim 0.1$, а в режиме с малой плотностью (рис. 1б) $g \sim 0.3$.

4. ПОДГОТОВКА МОДИФИЦИРОВАННОЙ МОДЕЛИ

В омическом режиме центральная температура электронов на установке Т-10 близка к 1 кэВ. Величина жесткости в стандартной модели описывается формулой (3), куда температура входит множителем $(T_e(0.25a))^{1/2}$. Простейший способ увеличения жесткости при дополнительном нагреве, не затрагивая при этом описания омического режима, заключается в увеличении показателя при температуре электронов в формуле (3). Для удобства обозначим этот показатель через h , так что выражение для жесткости (3) примет вид

$$k_\alpha^{PC} = n\chi_\alpha^{PC} = C_\alpha \frac{1}{M} \left(\frac{a}{R} \right)^{0.75} q \left(\rho = \frac{\rho_{\max}}{2} \right) \times \times q_{cyl} \left(T_\alpha \left(\rho = \frac{\rho_{\max}}{4} \right) \right)^h \left(\frac{3}{R} \right)^{1/4} \left(\frac{\bar{n}}{B_0} \right) = \text{const}(\rho). \quad (22)$$

Другой случай, когда температура электронов в установке в омическом режиме далека от 1 кэВ, рассматривается ниже. В настоящей работе мы будем считать, что для ионов выражение (3) остается справедливым, т.е. параметр h для ионов остается равным $1/2$. Это связано с тем, что СВЧ-волны в ионы энергию прямо не вкладывают, обмен энергией электронов с ионами происходит по всему сечению плазмы, а пилообразные колебания в ионном канале невелики.

Плотность вложенной мощности при центральном нагреве, осуществляемом с помощью ЭЦН, для наглядности будем описывать гауссовой формулой

$$P_{EC} = P_0 \exp(-\rho^2/(2\Delta^2)), \quad (23)$$

где Δ – полуширина вложенной мощности ($0 < \Delta < 1$), P_0 – плотность вложенной мощности в центре шнуря. Если исходить из представления (23), то для гиротрона с мощностью 1 МВт при

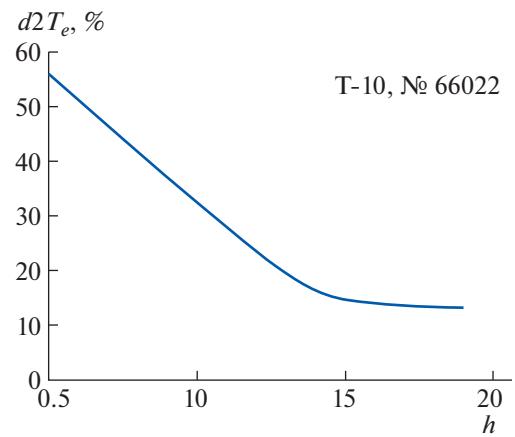


Рис. 4. Зависимость среднеквадратичной (RMS) ошибки $d2T_e$ (23) от величины показателя h для импульса № 66022 в момент $t = 0.8$ с (стадия ЭЦН).

центральном нагреве плотность мощности нагрева в центре имеет порядок $P_0 \approx 10$ МВт/м³ при $\Delta = 0.15$ (рис. 3). Полуширина профиля поглощенной СВЧ-мощности $P_{EC}(\rho)$ на рис. 3 почти в 2 раза больше оценки длины зоны поглощения (15), но и в этом случае пикированность профиля $P_{EC}(\rho)$ заметно больше пикированности профиля омической мощности. В дальнейшем в расчетах мы будем использовать значение $\Delta = 0.1$. В построенной ниже модифицированной модели результаты расчетов слабо зависят от параметра Δ в диапазоне $0.05 < \Delta < 0.15$. Заметим, что введенная выше величина g удобнее величины Δ для оценки пикированности вложенной мощности, когда вместе с ЭЦН присутствуют и другие методы нагрева.

Для оценки точности модели введем среднеквадратичную (RMS) величину отклонения рассчитанного профиля электронной температуры от экспериментальной температуры

$$d2T_e = \left(\int_0^{0.7} d\rho \frac{(T_e - T_e^{\exp})^2}{(T_e^{\exp})^2} / \int_0^{0.7} d\rho \right)^{1/2}. \quad (24)$$

Для краткости величину $d2T_e$ будем называть ошибкой моделирования. Верхний предел в интеграле (24), равный 0.7, определяется малыми значениями температуры в области $\rho > 0.7$. Если поставить верхний предел равным единице, то интегральная ошибка будет определяться в основном ошибками в области $0.7 < \rho < 1$, так как T_e^{\exp} здесь мала, а она стоит в знаменателе подынтегрального выражения.

На рис. 4 показана зависимость среднеквадратичной ошибки $d2T_e$ от величины показателя h для импульса № 66022 в момент $t = 0.8$ с (ЭЦН-стадия). Из рисунка видно, что ошибка спадает почти в 4 раза при увеличении показателя до зна-

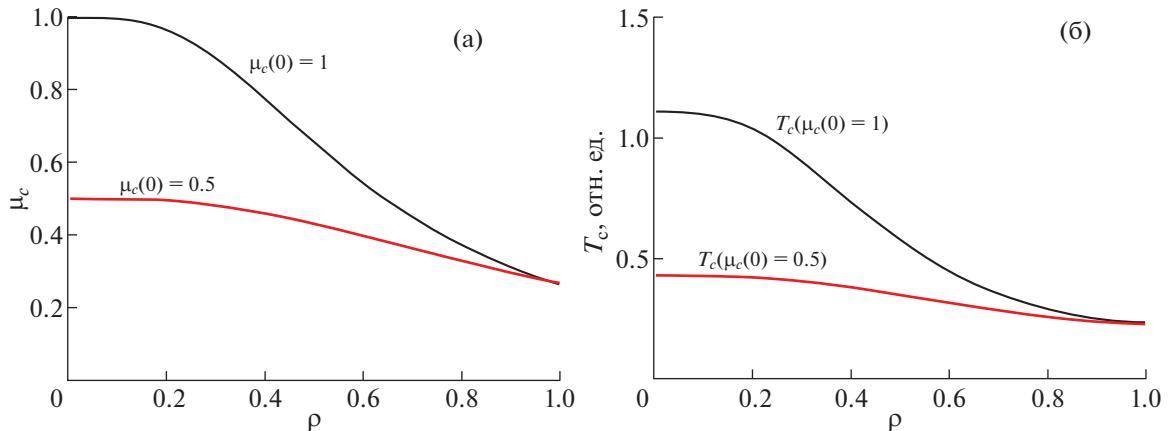


Рис. 5. Канонические (верхние кривые) и квазиканонические (нижние кривые) профили: а) – для полоидального магнитного поля μ_c ; б) – для температуры T_c при граничных условиях (25) и (26) соответственно.

чений порядка $h \sim 1.5-2$. Однако и при этом, достаточно большом, значении параметра h расчетный профиль электронной температуры остается заметно более пикированым по сравнению с экспериментальным профилем, а величина ошибки $d2T_e$ оказывается на уровне 20%. Такое большое отклонение расчетного профиля от экспериментального профиля температуры при большой жесткости вызвано пилообразными колебаниями, не описываемыми стандартной транспортной моделью канонических профилей. Период пилообразных колебаний мал, и за это время близость профиля экспериментальной температуры к каноническому профилю не успевает полностью восстановиться после перемещения. В результате квазиэкспериментальные профили, полученные с помощью процедуры усреднения по пилообразным колебаниям, будут более плоскими, чем канонические профили температуры.

Зная это, можно попытаться улучшить точность моделирования квазиэкспериментальных профилей, используя нестандартные, так называемые квазиканонические профили температуры, более плоские, чем канонические профили температуры. В стандартной модели математическая задача о канонических профилях [4, 5] формулируется для функции $\mu(\rho)$, связанной с функцией $q(\rho)$ соотношением $\mu(\rho) = 1/q(\rho)$. Для канонического профиля $\mu_c(\rho)$ пишутся уравнения и ставятся граничные условия. Канонический профиль температуры $T_c(\rho)$ получается из $\mu_c(\rho)$ с помощью дифференциальных и алгебраических преобразований [4, 5]. Для нас существенным является то, что при уплощении профиля $\mu_c(\rho)$ происходит и уплощение профиля $T_c(\rho)$.

Более плоские профили функции $\mu_c(\rho)$ можно получить с помощью снижения для нее гранич-

ного условия в точке $\rho = 0$. Обычное граничное условие для канонического профиля

$$\mu_c(0) = 1 \quad (25)$$

мы заменяем условием

$$\mu_c(0) = \mu_0, \quad (26)$$

где μ_0 – параметр, удовлетворяющий условию $\mu_0 \sim 0.5-0.7 < 1$. Решения задачи с граничным условием (26) мы для краткости будем называть квазиканоническими профилями.

На рис. 5а, б изображены канонические ($\mu_0 = 1$) и квазиканонические ($\mu_0 = 0.5$) профили для функций $\mu_c(\rho)$ и $T_c(\rho)$. Видно, что уплощение функции $\mu_c(\rho)$ ведет к уплощению функции $T_c(\rho)$.

На рис. 6 показаны экспериментальный и два расчетных профили температуры электронов для импульса № 66022 на стадии ЭЦН. Расчетные профили соответствуют граничному условию (25) и граничному условию (26) при $\mu_0 = 0.6$. При этом ошибка моделирования уменьшается от $d2T_e = 20\%$ до 13%. Величина h в данном примере выбрана равной 1.57. На рис. 7 для того же импульса приведена зависимость ошибки моделирования $d2T_e$ от параметра h при граничном условии (26) в виде

$$\mu_0 = -g + C_0, \quad (27)$$

где g – пикированность профиля вложенной мощности (21), $C_0 = 1.2-1.4$. Эта формула позволяет непрерывно переходить от омического режима, при котором $g \sim 0.4$ и $\mu_0 \sim 1$, к ЭЦН-режиму, при котором $g \sim 0.8-0.9$ и $\mu_0 \sim 0.6-0.7$. Более определенное значение C_0 находится при моделировании набора экспериментальных импульсов. В примере на рис. 6 оно равно 1.2. Из рис. 7 видно, что оптимальное значение параметра h , минимизирующее ошибку, находится в области $h \sim 1.8-2$.

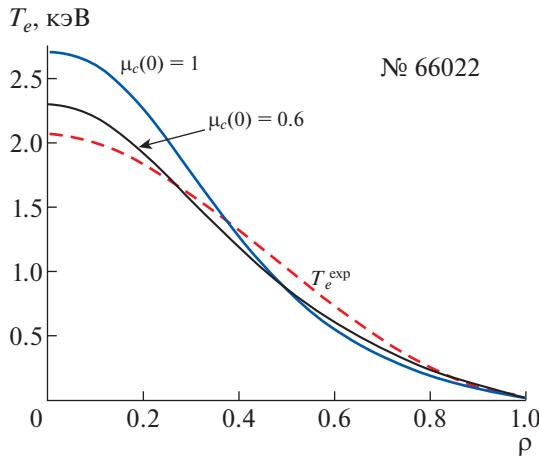


Рис. 6. Квазиэкспериментальный и расчетные профили температуры электронов для импульса № 66022 на стадии ЭЦН. Штриховая кривая – эксперимент с усреднением по пилообразным колебаниям. Сплошные кривые – расчет при $h = 1.57$: при условии $\mu_c(0) = 1$ ($d2T_e = 20\%$) и при условии $\mu_c(0) = 0.6$ ($d2T_e = 13\%$).

Сравнивая рис. 4 и рис. 7, заключаем, что использование граничного условия (26) позволяет снизить ошибку в 2–3 раза, до значений порядка 5–6%.

5. УЧЕТ ВЕЛИЧИНЫ ТОКА ПЛАЗМЫ И МОЩНОСТИ ЭЦН

До сих пор наши оценочные расчеты относились только к импульсу № 66022 с током $I = 0.2$ МА и мощностью $Q_{EC} = 1.1$ МВт. Для того чтобы построить модифицированную модель, следует, во-первых, отобрать группу импульсов с разными токами и ЭЦН-мощностями, для которых проведены однотипные процедуры усреднения по пилообразным колебаниям, во-вторых, провести моделирование каждого из отобранных импульсов методом, приложенным выше к импульсу № 66022, и в третьих, усреднить найденные оптимальные для каждого импульса параметры h и μ_0 . С этими усредненными параметрами можно найти приближение для импульса с произвольным током, плотностью и мощностью.

В табл. 1 приведены параметры тринадцати импульсов, удовлетворяющих требуемым условиям, для которых проведено соответствующее моделирование. Здесь T_{xOH} и T_{xEC} – центральные экспериментальные температуры электронов на стадиях ОН и ЭЦН, \bar{n} – характерная плотность плазмы на стадии ЭЦН, h^{opt} обозначено то значение параметра h , при котором ошибка моделирования $d2T_e$ минимальна. Для определения μ_0 использовалась формула (27) с параметром C_0 ,

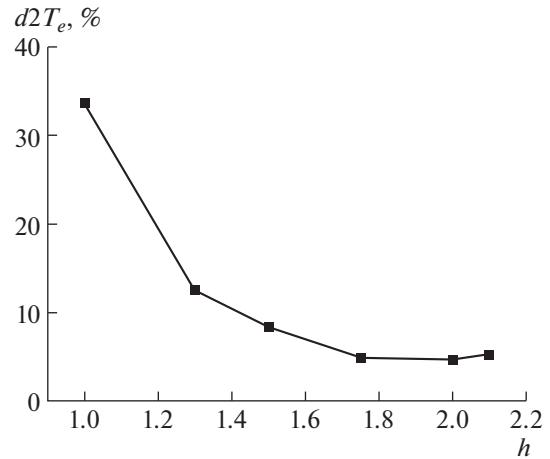


Рис. 7. Зависимость ошибки моделирования $d2T_e$ от параметра h для импульса № 66022 при условиях (26), (27), наложенных на канонический профиль $\mu_c(\rho)$ при $\mu_0 = -g + 1.2$.

подбираемым из условия минимума ошибки $d2T_e$ на стадии ЭЦН.

Из табл. 1 видно, что отобранныя группа импульсов достаточно представительна: импульсы имеют три разных тока, шесть разных мощностей и достаточно широкий набор плотностей в диапазоне от $\bar{n} = 2.75 \times 10^{19}$ до $\bar{n} = 4.2 \times 10^{19}$. Отметим также, что в импульсах №№ 66021–66014 ЭЦН включается на стадии интенсивного напуска газа и плоского профиля плотности.

Отметим некоторые неожиданности, следующие из табл. 1.

1) Для трех импульсов с большим током $I = 0.28$ МА параметр C_e приходится увеличивать в два раза по сравнению со стандартным значением $C_e = 3.5$, определенным в выражениях (4).

2) Импульсы с током $I = 0.28$ МА и импульс № 66022 с током $I = 0.2$ МА имеют одинаковые мощности ЭЦН и примерно одинаковые плотности. Казалось бы, с ростом тока удержание энергии должно улучшиться, а температура повыситься. Однако из табл. 1 видно, что этого не происходит. Центральная температура в этих импульсах примерно одинакова. Причиной такого поведения температуры является присутствие пилообразных колебаний. На рис. 8 показано детальное поведение центральной электронной температуры во времени для импульсов №№ 66022 и 66267 и поведение усредненной по времени калиброванной температуры в импульсе № 66267. Кривые для температур с пилообразными колебаниями на рис. 8 не калиброваны и не усреднены. Они приведены для качественной характеристики амплитуд пилообразных колебаний и не могут прямо сравниваться с усредненными калиброванными

Таблица 1. Параметры импульсов и результаты моделирования

п/п	№ имп.	I , МА	Q_{EC} , МВт	T_{xOH} , кэВ	T_{xEC} , кэВ	\bar{n} , 10^{19} м^{-3}	h^{opt}	$d2T_e$, %	g	μ_0	C_0	C_e
1	66267	0.28	1.1	1.04	1.76	4.1	2	6.2	0.69	0.51	1.2	7
2	66269	0.28	1.1	1.03	1.8	4.1	1.7	10	0.7	0.5	1.2	7
3	66271	0.28	1.1	1.04	1.8	4.1	2.5	8.1	0.7	0.7	1.4	7
4	66021	0.2	1.1	1.12	2.14	3.6	1.5	4	0.73	0.48	1.2	3.5
5	66008	0.2	0.86	1.11	1.9	4	2	4.6	0.86	0.49	1.35	3.5
6	66009	0.2	0.57	1.13	1.8	3.6	2	6	0.7	0.6	1.3	3.5
7	66013	0.2	0.43	1.11	1.5	4	2	6.7	0.68	0.62	1.3	3.5
8	66014	0.2	0.26	1.12	1.3	4	2	10	0.64	0.66	1.3	3.5
9	66022	0.2	1.1	1.06	1.9	4	2	6.5	0.72	0.58	1.3	3.5
10	66020	0.2	0.67	1.07	1.7	4	1.8	7	0.7	0.6	1.3	3.5
11	66015	0.2	0.26	1.07	1.4	4.2	1.5	8.2	0.64	0.76	1.4	3.5
12	66282	0.14	1.1	1.04	2.28	2.75	3	13	0.74	0.66	1.4	3.5
13	66288	0.14	1.1	1.00	2.08	2.73	2	4.1	0.73	0.57	1.3	3.5

ми кривыми. При увеличении тока с 0.2 МА до 0.28 МА (т.е. в 1.4 раза) амплитуда пилообразных колебаний увеличивается в 3–4 раза, что связано, в частности, с возрастанием радиуса поверхности, на которой $q = 1$.

3) На рис. 9 представлены усредненные по времени (квазиэкспериментальные) профили температуры электронов в импульсах №№ 66022 и 66267 на омической и ЭЦН стадиях. Значения параметра q на границе $\rho = 1$ для этих импульсов равны соответственно $q_a = 3.5$ и 2.5 . Значения центральной температуры, как мы уже обсуждали, почти одинаковы. Однако профили температуры подтверждают ожидаемую тенденцию: при

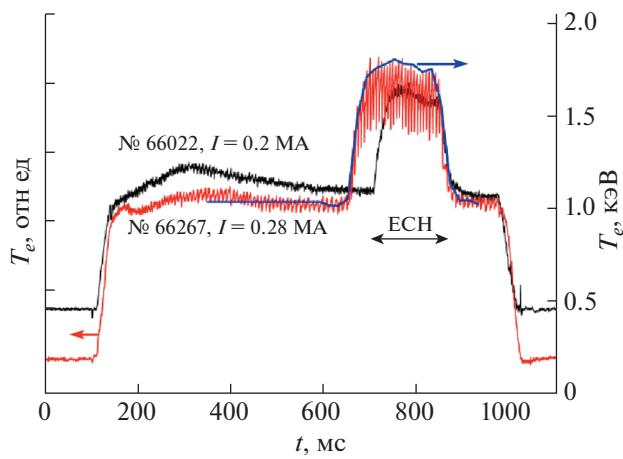


Рис. 8. Зависимость от времени центральной температуры электронов T_{e0} в импульсах №№ 66022 и 66267 (левая шкала, кривые не калиброваны, начальные точки отсчета разные) и температуры электронов, усредненной по времени в импульсе № 66267 (правая шкала, кривая калибрована).

более высоком $q_a \sim 3.5$ (импульс № 66022) они более пикированы, чем при более низком q_a (импульс № 66267). И это – несмотря на случайный процесс перемешивания при каждом пилообразном колебании.

6. ФОРМУЛИРОВКА МОДИФИЦИРОВАННОЙ МОДЕЛИ

Из табл. 1 видно также, что параметр h^{opt} в основном изменяется в достаточно узкой области $1.7 < h^{opt} < 2.5$. Параметр C_0 также изменяется ма-

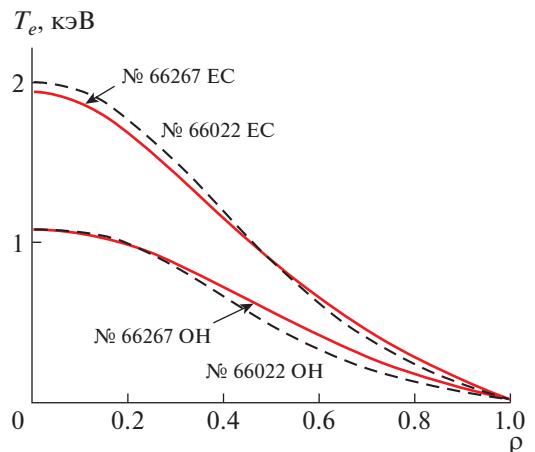


Рис. 9. Расчетные профили температуры электронов в импульсах №№ 66022 ($I = 0.2 \text{ МА}$, штриховые линии) и 66267 ($I = 0.28 \text{ МА}$, сплошные линии) на омической и ЭЦН-стадиях. Значения запаса устойчивости q на границе $\rho = 1$ для этих импульсов равны соответственно $q_a = 3.5$ и $q_a = 2.5$. Видно, что центральные температуры в обоих импульсах совпадают в обеих стадиях.

Таблица 2. Оптимальные параметры модельных расчетов

п/п	№ имп.	h^{opt}	$(d2T_e)^{opt}$ EC, %	h	C_0	$d2T_e$ OH	$d2T_e$ EC	μ_0
1	66267	2	6.2	2	1.35	7.5	10.5	0.65
2	66269	1.7	10	2	1.35	11	12	0.65
3	66271	2.5	8.1	2	1.35	11.4	6.5	0.65
4	66021	1.5	4	2	1.35	7.7	7.2	0.62
5	66008	2	4.6	2	1.35	6.9	6.4	0.63
6	66009	2	6	2	1.35	7	6.9	0.65
7	66013	2	6.7	2	1.35	7.6	7.9	0.67
8	66014	2	10	2	1.35	8.4	9.4	0.71
9	66022	2	6.5	2	1.35	12	7	0.63
10	66020	1.8	7	2	1.35	13.1	8.7	0.65
11	66015	1.5	8.2	2	1.35	9	7.5	0.71
12	66282	3	13	2	1.35	8.6	16.2	0.62
13	66288	2	4.1	2	1.35	11.5	2.5	0.62

ло. Поскольку ошибка моделирования имеет минимум при h , равном h^{opt} , то она мало изменяется в окрестности h^{opt} (рис. 7). Поэтому при формулировке модифицированной модели мы можем положить параметры h и C_0 одинаковыми для всех импульсов и равными

$$h = 2 \quad \text{и} \quad C_0 = g + \mu_0 = 1.35, \quad (28)$$

сохраняя, примерно, величину ошибки, указанную в табл. 1. В табл. 2 для сравнения показаны оптимальные (из табл. 1) и рассчитанные с параметрами (28) значения ошибок $d2T_e$ на стадии ЭЦН для всех отобранных импульсов. Включены также значения ошибок $d2T_e$ на омической стадии. Для справок показаны значения параметра μ_0 на стадии ЭЦН. Видно, что все μ_0 лежат в узком интервале $0.62 < \mu_0 < 0.71$. На омической стадии величина $\mu_0 \approx 1$ в силу (25) и выбора C_0 .

Из табл. 2 видно, что выбор параметров h и C_0 одинаковыми и равными средним значениям h^{av} и C_0^{av} для всех тринадцати импульсов мало увеличивает ошибки моделирования, поэтому условия (28) могут быть использованы как основа при модификации модели.

Поскольку процедура усреднения по пилообразным колебаниям не единственна (у каждого экспериментатора она своя), то для каждой процедуры усреднения приходится искать параметры модифицированной транспортной модели h^{av} и C_0^{av} . Этот поиск реализуется следующим образом.

1. В эксперименте отбираем достаточно представительную по параметрам плазмы базисную группу импульсов с одинаковой процедурой

усреднения профилей электронной температуры по пилообразным колебаниям.

2. Проводим моделирование отобранных импульсов с жесткостью k_e^{PC} , определяемой формулой (22), и параметром μ_0 , определяемым формулой (27). Для этого для каждого импульса находим оптимальные значения параметров h и C_0 , обозначаем их через h^{opt} и C_0^{opt} .

3. Проводим усреднение найденных величин h^{opt} и C_0^{opt} и обозначаем средние значения через h^{av} и C_0^{av} .

4. Наконец, проделываем предиктивный расчет импульсов с интересующими нас параметрами плазмы (I , Q_{tot} , \bar{n} , B) с жесткостью, определяемой формулой (22), при $h = h^{av}$ и $C_0 = C_0^{av}$. Поскольку жесткость (3) в СТМКП пригодна к расчету токамаков разных размеров, то и жесткость (22) также пригодна для таких расчетов.

Замечание

Результаты, приведенные в табл. 1 и 2, соответствуют импульсам с одинаковой процедурой усреднения по пилообразным колебаниям с параметрами, определенными в (28). Если усреднение проведено по другой процедуре, то моделирование с параметрами (28) может приводить к увеличенным ошибкам. Так, для импульса №70740 ($I = 0.17$ МА, $B = 2.4$ Тл, $\bar{n} = 3.2 \times 10^{19}$ м⁻³) использование параметров (28) приводит к ошибке моделирования $d2T_e \sim 22\%$. Оптимальными для этого случая будут параметры

$$\langle h \rangle = 1.2 \quad \text{и} \quad \langle C_0 \rangle = 1.2, \quad (29)$$

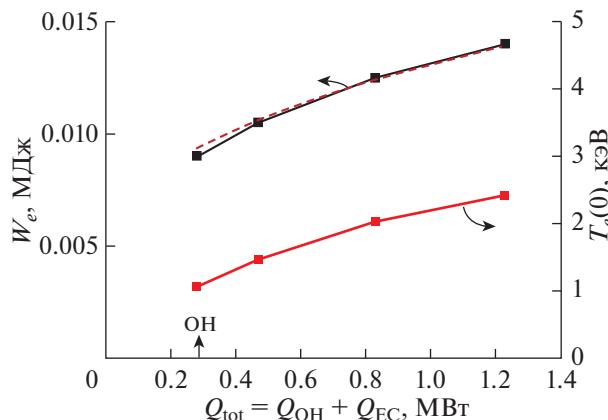


Рис. 10. Зависимость энергозапаса электронов плазмы W_e и центральной электронной температуры T_{e0} от вложенной мощности Q_{tot} для трех импульсов Т-10 с ЭЦН: №№ 66022, 66020 и 66015. Штриховой линией показан нормированный скейлинг ITER для W_e в L -моде (35), $W_e = 2.78 (Q_{tot})^{0.27}$. Квадраты соответствуют указанным импульсам. Левый квадрат соответствует омическому режиму (ОН).

при которых ошибка моделирования составляет $d2T_e \sim 9\%$. Относительная квадратичная ошибка по параметрам равна

$$\delta = \left[\left((\delta h)^2 + (\delta C_0)^2 \right) / \left(\langle h \rangle^2 + \langle C_0 \rangle^2 \right) \right]^{1/2}. \quad (30)$$

Подставляя в (30) значения (28) и (29), будем иметь $\delta = 0.45$, т.е. ошибка по параметрам достаточно велика, и правильные параметры (29) для импульса № 70740 “на глаз” угадать трудно.

На других установках центральная температура в омическом режиме может отличаться от 1 кэВ. Тогда температурный множитель в жесткости (3) следует представить как

$$F(T_e) = T_e^{OH} \left(\frac{\rho_{\max}}{4} \right)^{1/2} \left(T_e \left(\frac{\rho_{\max}}{4} \right) / T_e^{OH} \left(\frac{\rho_{\max}}{4} \right) \right)^h. \quad (31)$$

Учитывая (22), запишем жесткость (3) для электронов в виде

$$k_e^{PC} = n \chi_e^{PC} = \frac{C_e}{M} \left(\frac{a}{R} \right)^{0.75} q \left(\rho = \frac{\rho_{\max}}{2} \right) \times \times q_{cyl} F(T_e) \left(\frac{3}{R} \right)^{1/4} \left(\frac{\bar{n}}{B_0} \right) = \text{const}(\rho), \quad (32)$$

где T_e – температура электронов в омическом режиме $T_e = T_e^{OH}$, h – варьируемый в модифицированной модели показатель.

7. СРАВНЕНИЕ СО СКЕЙЛИНГОМ ITER ДЛЯ L -МОДЫ

Еще одним фактором, позволяющим верифицировать модифицированную модель, является ITER скейлинг для полного энергосодержания W_{tot} в L -моде [9]

$$W_{tot} = 0.023 I^{0.96} B^{0.03} Q_{tot}^{0.27} \bar{n}^{-0.4} M^{0.2} R^{1.83} \epsilon^{-0.06} k^{0.64}. \quad (33)$$

Здесь I – полный ток в МА, B – тороидальное магнитное поле в Тесла, Q_{tot} – полная вложенная мощность в МВт, \bar{n} – средняя плотность в 10^{19} м^{-3} , M – безразмерный средний атомный вес ионов, R и a – большой и малый радиусы токамака, $\epsilon = a/R$, k – вертикальное удлинение сечения плазмы. Для нас важен сокращенный вид скейлинга (33),

$$W_{tot} \sim Q_{tot}^{0.27}. \quad (34)$$

Сначала посмотрим на данные установки Т-10, полученные при плотности плазмы $\bar{n} \sim 4$. Зависимость электронного энергозапаса W_e и центральной температуры электронов T_{e0} от полной вложенной мощности $Q_{tot} = Q_{EC} + Q_{OH}$ для импульсов 66022, 66020 и 66015 показана на рис. 10. Если поведение энергозапаса W_e представить в виде

$$W_e = \beta Q_{tot}^{\gamma} \quad (35)$$

и подсчитать показатель γ по рассчитанным данным, то он окажется близким к величине $\gamma = 0.27$, определенной в скейлинге (33). На рис. 10 штриховой кривой показана нормированная зависимость (35) при $\beta = 2.78$.

8. ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МТМКП

8.1. Установка Т-10

Рассмотрим некоторые примеры использования МТМКП с параметрами (28) для расчета электронной температуры при ЭЦН. На рис. 11а,б,в показаны результаты расчетов профилей электронной температуры в сравнении с квази-экспериментальными профилями для импульсов 66022, 66020 и 66015 с разными мощностями ЭЦН на квазистационарной стадии. Плотность плазмы для этих импульсов изменяется в диапазоне $\bar{n} \sim (4.2-4.4) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Квадратичные ошибки для этих импульсов приведены в табл. 2. Видно, что в основном они не превышают 10%.

На рис. 12 показаны результаты подобных расчетов для импульсов № 66288 с током $I = 0.14$ МА (а) и № 66271 с током $I = 0.28$ МА (б) при ЭЦН-мощности $Q_{EC} = 1.1$ МВт. В модели здесь также использовались параметры (28). Ошибки $d2T_e$ составляют 2.5 и 6.5% соответственно.

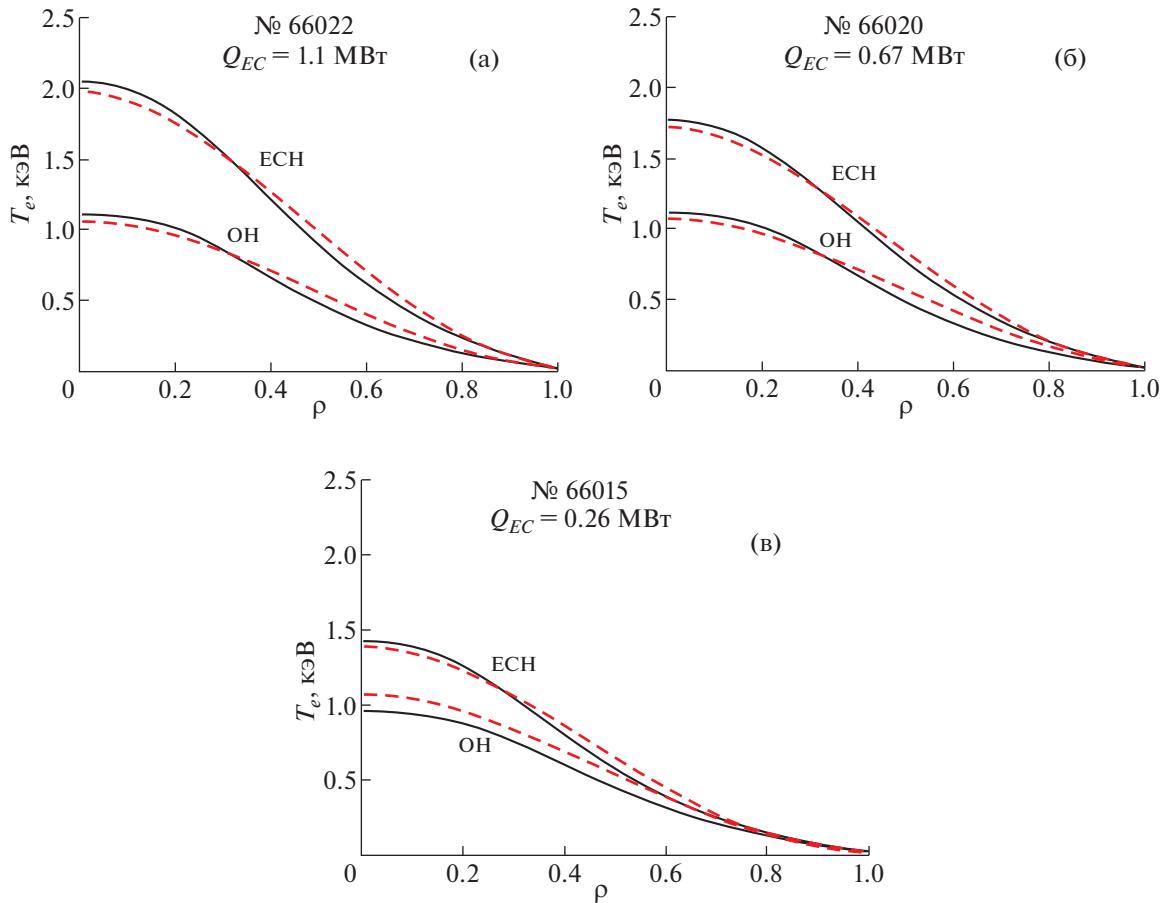


Рис. 11. Квазиэкспериментальные (штриховые линии) и расчетные (МТМКП с параметрами (28), сплошные линии) профили электронной температуры на квазистационарной стадии в ОН-режиме (нижние кривые) и в режиме ЭЦН (верхние кривые) для импульсов № 66022 (а), № 66020 (б) и № 66015 (в) с током $I = 0.2$ МА и ЭЦН-мощностями 1.1 МВт, 0.67 МВт и 0.26 МВт соответственно.

8.2. Установка T-15МД

Основные параметры строящейся установки следующие [10]: ток $I = 1$ и 2 МА, магнитное поле $B = 2$ Тл, плотность плазмы $\bar{n} = (2 - 5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, мощность СВЧ-нагрева до 8 МВт. Для расчетов использовались параметры модифицированной модели (28), найденные для установки T-10.

На рис. 13–15 представлены результаты предиктивных расчетов с помощью модифицированной модели для импульсов установки T-15 МД с токами 1 и 2 МА и средней плотностью $\bar{n} = 2.57$ и $4.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

На рис. 13а,б показаны зависимости центральной температуры электронов от полной введенной мощности для малой (а) и большой (б) плотности. Видно, что при малой плотности и ожидаемой мощности 8 МВт температура электронов оказывается на уровне 5–6 кэВ. Напомним, что в нашей работе [10] в подобных условиях рассчитанная по Стандартной модели температура электронов составляла 15 кэВ. Таким образом, для

рассматриваемых параметров температура, рассчитанная по Модифицированной модели, в три раза меньше рассчитанной по Стандартной модели. Как мы уже обсуждали, такая разница определяется узким профилем вкладываемой мощности и большой амплитудой пилообразных колебаний. При нагреве плазмы пучком горячих нейтралов с мощностью 6 МВт рассчитанная по стандартной модели температура электронов близка к 5.5–6 кэВ. Таким образом, рассчитанная эффективность нагрева электронов с помощью ЭЦ-волн или с помощью пучка горячих нейтралов оказывается практически одинаковой.

На рис. 14 приведена зависимость энергозапаса плазмы W_{tot} от полной вложенной мощности при тех же токах и плотностях, что и на рис. 13. Штриховыми линиями для всех случаев показан нормированный при $Q_{tot} = 6$ МВт скейлинг ITER для W_{tot} в L -моде (3). Видно, что поведение энергозапаса хорошо согласуется со скейлингом ITER.

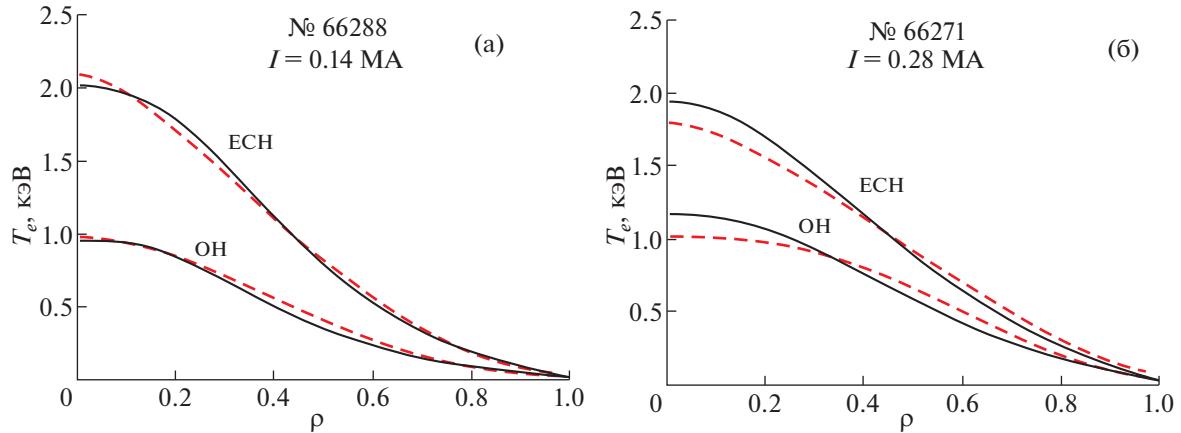


Рис. 12. Квазиэкспериментальные (штриховые линии) и расчетные (МТМКП с параметрами (28), сплошные линии) профили электронной температуры в OH и в ЭЦН-режимах для импульсов № 66288 с током $I = 0.14$ МА (а) и № 66271 с током $I = 0.28$ МА (б) при ЭЦН-мощности $Q_{EC} = 1.1$ МВт.

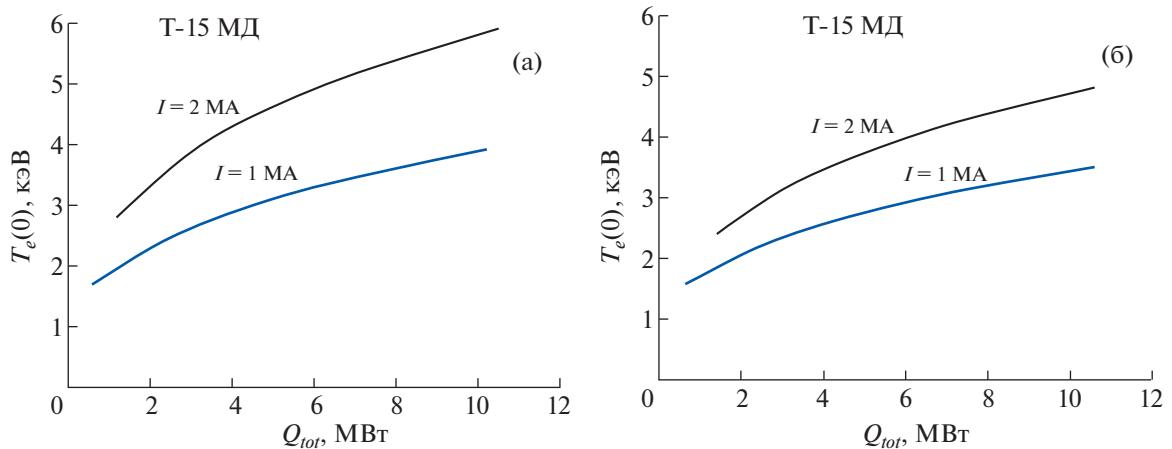


Рис. 13. Зависимость центральной электронной температуры $T_e(0)$ от полной вложенной мощности Q_{tot} для разрядов Т-15МД с током 1 и 2 МА при малой $\bar{n} = 2.57 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (а) и большой $\bar{n} = 4.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (б) плотности.

Наконец, на рис. 15 показано энергетическое время жизни τ_E в установке Т-15МД в зависимости от полной вложенной мощности Q_{tot} при токах $I = 1$ и 2 МА и плотностях $\bar{n} = 2.57 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (а) и $4.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (б).

Сравним рассчитанные результаты со скейлингом ITER для L -моды (33).

I. Рисунок 14 показывает, что зависимость W_{tot} от Q_{tot} близка скейлингу (33). Отсюда следует, что зависимость энергетического времени жизни от Q_{tot} также близка скейлингу ITER (33).

II. Для зависимости τ_E от плотности скейлинг дает $\tau_E \sim n^{0.4}$. Соотношение плотностей на рис. 15 равно $4.5/2.57 = 1.75$. Отсюда по скейлингу отношение $\tau_{E2}/\tau_{E1} = (1.75)^{0.4} = 1.25$. В модели рассмотрим случай, когда $Q_{tot} = 6$ МВт, $I = 2$ МА. Тогда

при $n = 4.5$ время $\tau_{E2} \approx 0.1$ с, а при $n = 2.57$ величина $\tau_{E1} \approx 0.07$ с; отношение $\tau_{E2}/\tau_{E1} = 1.42$. Таким образом, зависимость $\tau_E(n)$ в модели более сильная, чем в скейлинге (33).

III. Зависимость τ_E от тока в скейлинге (33) имеет вид $\tau_E \sim I^{0.93}$. Отсюда $\tau_{E2}/\tau_{E1} = 2^{0.93} = 1.9$. В модели при $\bar{n} = 2.57$, $Q_{tot} = 6$ МВт, $I = 2$ МА, величина $\tau_{E2} = 0.07$ с, при $I = 1$ МА время $\tau_{E1} = 0.043$ с. Отсюда $\tau_{E2}/\tau_{E1} = 1.63$. Таким образом, модель дает более слабую зависимость от тока, чем скейлинг (33). Это следствие больших амплитуд пилообразных колебаний при больших токах и ЭЦР-нагреве. Такая разница между результатами скейлинга и модели происходит оттого, что скейлинг строился по базе данных [6], в которой импульсы в основном имеют пучковый нагрев, а в этом случае и профили вложенной мощности более плос-

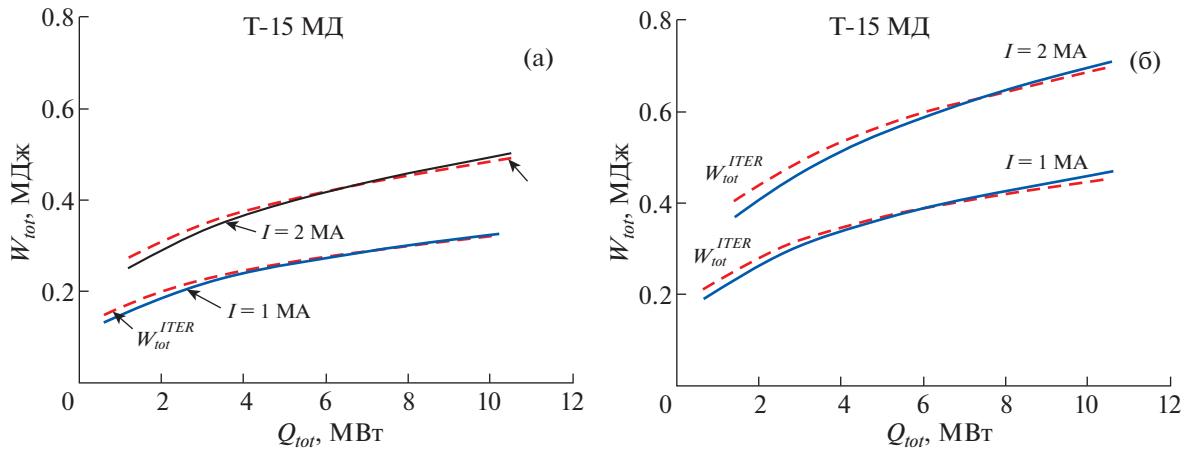


Рис. 14. Зависимость энергозапаса плазмы W_{tot} в приближении $T_i = T_e$ от полной вложенной мощности Q_{tot} для разрядов Т-15МД с током $I = 1$ и 2 МА при плотности $\bar{n} = 2.57 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (а) и $4.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (б). Штриховой линией для обоих токов показан нормированный скейлинг W_{tot}^{ITER} в L -моде (33).

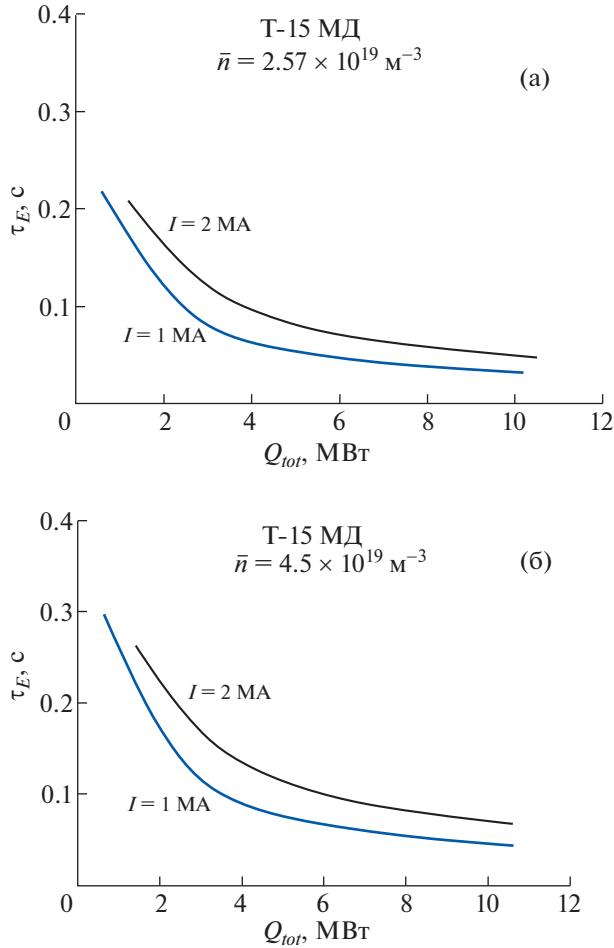


Рис. 15. Энергетическое время жизни τ_E в установке Т-15МД в зависимости от полной вложенной мощности Q_{tot} при токах $I = 1$ и 2 МА и плотности $\bar{n} = 2.57 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (а) и $4.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (б).

кие, и пилообразные колебания имеют меньшие амплитуды. Модифицированная модель же построена для случая пикированного ввода мощности и наличия больших пилообразных колебаний

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование центрального нагрева электронно-циклотронными волнами приводит к сильно пикированным профилям вкладываемой мощности и пилообразным колебаниям большой амплитуды. Для построения гладких профилей электронной температуры приходится использовать процедуры усреднения и по пространству и по времени. Для краткости, профили, построенные таким образом, мы называем квазиэкспериментальными. В настоящей работе построена Модифицированная транспортная модель канонических профилей для предиктивного построения квазиэкспериментальных профилей. Поскольку единой процедуры усреднения нет, то модифицированную модель приходится обучать каждой используемой процедуре на основе некоторой базисной системы квазиэкспериментальных профилей. Построенная модель прилагается к расчету квазиэкспериментальных профилей электронной температуры для сооружаемой установки Т-15МД. Найденные температуры электронов заметно ниже температур, полученных с помощью Стандартной транспортной модели канонических профилей [10]. Они находятся на уровне температур, рассчитанных для экспериментов с нагревом с помощью пучка горячих нейтралов.

Авторы благодарят Л.Г. Елисеева за дополнительные программы, сделавшие более удобным работу с кодом ASTRA, и Д.А. Кислова за предо-

ставление данных Т-10. Эксперименты на Т-10 поддержаны Росатомом, договор № 1/1470-Д/230/1040-18. Работа также частично поддержана грантами РФФИ 17-07-00544, 17-07-00883 и РНФ 14-22-00193.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кадомцев Б.Б. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 771.
2. Dnestrovskij Yu.N., Pereverzev G.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1988. V. 30. P. 1417.
3. Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Черкасов С.В. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 887.
4. Dnestrovskij Yu.N., Connor J.W., Cherkasov S.V., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Roach C.M., Walsh M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. P. 1477.
5. Dnestrovskij Yu.N. Self-Organization of Hot Plasmas. Springer International Publishing, Switzerland, 2015.
6. Roach C.M., Walters M., Budny R.V., Imbeaux F., Fredian T.W., Greenwald M., Stillerman J.A., Alexander D.A., Carlsson J., Cary J.R., Ryter F., Stober J., Gohil P., Greenfield C., Murakami M., Bracco G., Esposito B., Romanelli M., Parail V., Stubberfield P., Voitsekhovitch I., Brickley C., Field A.R., Sakamoto Y., Fujita T., Fukuda T., Hayashi N., Hogeweij G.M.D., Chudnovskiy A., Kinerva N.A., Kessel C.E., Aniel T., Hoang G.T., Onenga J., Doyle E.J., Houlberg W.A., Polevoi A.R. // Nucl. Fusion. 2008. V. 48. 125001; <http://tokamak-protect.ccfe.ac.uk>
7. Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Данилов А.В., Лысенко С.Е., Черкасов С.В., Войцехович И.А., Герасимов С.Н., Хендер Т.Ч., Роу С.М., Волш М.Дж., коллективы JET EFDA и MAST // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 691.
8. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П., Скрыдлов Н.В. // ЖТФ. 1963. Т. 33. С. 922.
9. ITER Physics Basis, Chapter 2. Plasma confinement and transport // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 2201.
10. Днестровский Ю.Н., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Сушкин А.В., Черкасов С.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. Вып. 4. С. 45.

Modified Canonical Profile Transport Model for Description of On-Axis Electron-Cyclotron Heating of Tokamak Plasma

Yu. N. Dnestrovskij^{a*}, V. A. Vershkov^a, A. V. Danilov^a, A. Yu. Dnestrovskij^a, S. E. Lysenko^a, A. V. Melnikov^a, G. F. Subbotin^a, D. Yu. Sychugov^b, S. V. Cherkasov^a, and D. A. Shelukhin^a

^a National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

^b Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: Dnestrovskiy_YN@nrcki.ru

Abstract—The specific power deposited in plasma under on-axis electron-cyclotron resonance heating (ECRH) is characterized by strong peaking, resulting in large-amplitude sawtooth oscillations. To analyze the global properties of plasma, instantaneous experimental profiles of the electron temperature should be averaged over time and space. In the present work, a modified canonical profile transport model for predictive calculation of such averaged profiles is proposed. As an example, the model is used to determine the parameters of plasma with ECRH in the T-15MD tokamak currently under construction.