

УДК 621.039.623, 533.9.07

ТРАНСПОРТНЫЕ МОДЕЛИ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ

Ю.Н. Днестровский¹, А.В. Данилов¹, А.Ю. Днестровский¹, С.Е. Лысенко¹, А.В. Мельников^{1, 2, 3},
А.Р. Немец¹, М.Р. Нургалиев^{1, 2}, Г.Ф. Субботин¹, Н.А. Соловьев¹, Д.Ю. Сычугов⁴, С.В. Черкасов¹

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

³Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская обл., Россия

⁴МГУ им. М.В. Ломоносова, факультет ВМК, Москва, Россия

Оптическая толщина плазмы часто недостаточна для полного поглощения электромагнитных волн при нагреве на второй гармонике циклотронной частоты. Анализ экспериментов на установке Т-10 позволил найти критерий полного поглощения и построить транспортную модель для полного и неполного поглощения волн. Сформулированы условия эквивалентности разрядов в разных токамаках, а также в паре токамак—стелларатор W7-X. Для эквивалентных разрядов расчёты с помощью построенной модели для токамака Т-15МД совпадают с экспериментальными результатами измерений температур электронов и ионов в установке W7-X в широком диапазоне плотности плазмы. Подтверждённая модель используется для анализа будущих импульсов в установке Т-15МД.

Ключевые слова: токамак, стелларатор, электронно-циклотронный нагрев, численное моделирование.

TRANSPORT MODELS FOR PLASMA HEATING WITH SECOND HARMONIC OF ELECTRON-CYCLOTRON FREQUENCY

Yu.N. Dnestrovskij¹, A.V. Danilov¹, A.Yu. Dnestrovskij¹, S.E. Lysenko¹, A.V. Melnikov^{1, 2, 3},
A.R. Nemets¹, M.R. Nurgaliev^{1, 2}, G.F. Subbotin¹, N.A. Soloviev¹, D.Yu. Sychugov⁴, S.V. Cherkasov¹

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²NRNU MEPhI, Moscow, Russia

³Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow region, Russia

⁴Lomonosov MSU, Faculty of Computational Mathematics and Cybernetics, Moscow, Russia

The optical thickness of plasma is often insufficient to absorb completely electromagnetic waves when heated at the second harmonic of the electron-cyclotron frequency. The analysis of experiments in T-10 allowed us to find the criterion of complete absorption and to provide a transport model for complete and incomplete absorption of waves. The conditions for the equivalence of discharges in different tokamaks, as well as in a pair of tokamak—stellarator W7-X, are formulated. For equivalent discharges, calculations using the model for the T-15MD tokamak meet the measurements of electron and ion temperatures in the W7-X in a wide range of plasma densities. The confirmed model is used to analyze future T-15MD pulses.

Key words: tokamak, stellarators, electron-cyclotron heating, simulation.

DOI:10.21517/0202-3822-2022-45-1-9-28

ВВЕДЕНИЕ

Транспортная модель для температуры электронов и ионов, основанная на канонических профилях, была построена в работах [1, 2]. В этой стандартной модели канонические профили с простейшими граничными условиями использовались для определения критических градиентов в структуре потоков тепла и частиц. Однако в последующих работах [3, 4] было показано, что нагрев электронов на второй гармонике электронно-циклотронной частоты обладает рядом особенностей. Это потребовало разработки модифицированной модели для описания такого нагрева. В частности, пришлось ввести более плоские канонические профили, чем это было в стандартной модели. Математический аппарат уравнений модели канонических профилей позволяет естественно включить такую возможность. Такие более плоские канонические профили для краткости мы будем называть «квазиканоническими».

В работах [3, 4] предполагалось, что канонические профили температуры для электронов и ионов одинаковы. Это частично было связано с тем, что измерение температуры ионов на установке Т-10 проходило нерегулярно, и усмотреть различие в профилях температур было затруднительно. Однако в последние годы удалось наладить систематическое измерение профилей температуры ионов и появилась

возможность сравнения профилей температур в разных режимах [5, 6]. Анализ экспериментальных данных в [7] показывает, что профили температуры ионов в омических режимах и в режимах с центральным и смешанным ЭЦР-нагревом на второй гармонике электронно-циклотронной частоты ещё более плоские, чем профили температуры электронов. Для транспортной модели канонических профилей это означает, что они для температуры ионов также должны быть более плоскими, чем канонические профили для температуры электронов. Введение квазиканонических профилей в транспортную модель позволяет разумно описать поведение температур электронов и ионов как в омическом режиме, так и в различных режимах ЭЦР-нагрева. Физически это означает, что перенос энергии через электроны и ионы определяется турбулентностями разных типов.

Заметим, что на установке Т-10 нагрев ионов идёт только через обмен энергией с электронами. На установке нет средств для независимого от электронов нагрева ионного компонента. Поэтому выводы настоящей работы следует считать доказанными только для случая нагрева ионов через электронный компонент.

В статье порядок изложения следующий: обсуждаются основные особенности нагрева на второй гармонике электронно-циклотронной частоты; предложены критерии полного поглощения ЭЦР-волны; сформулированы эмпирические формулы для полного и частичного поглощения ЭЦР-волн; далее излагается модифицированная транспортная модель канонических профилей, включая ионный компонент плазмы; выбирается ансамбль импульсов установки Т-10 (база данных), состоящий из десяти импульсов с разными режимами ЭЦР-нагрева на второй гармонике и включающий профили температур электронов, ионов и плотности плазмы. По этой базе данных численно, методом поиска, находятся коэффициенты переноса, определяющие минимум квадратичных (RMS) отклонений расчётного профиля температуры от экспериментального для каждого импульса в отдельности. Усреднение этих коэффициентов по ансамблю позволяет построить транспортную модель для предсказательных расчётов. Применение этой модели к импульсам ансамбля показывает разумную точность построенной модели. Далее обсуждается разработка методов сравнения результатов расчётов по транспортной модели с экспериментальными результатами, полученными на стеллараторе W7-X. Здесь вводится понятие эквивалентных импульсов, для которых перенос энергии в токамаке и стеллараторе одинаков. Эти методы распространяются на сравнение результатов расчётов для двух эквивалентных импульсов с разных токамаков, и обосновывается инвариантность этих решений. Построенная транспортная модель используется для расчёта некоторых импульсов в установке Т-15МД [8, 9]. В заключение обсуждается математический смысл транспортной модели канонических профилей.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О НАГРЕВЕ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ

Сначала несколько слов об истории ЭЦР-нагрева на Т-10. В течение 1970—1980-х годов для нагрева электронов использовалась первая ЭЦР-гармоника, мода О1. К 1987 г. было установлено семь гиротронов с частотой 81,4 ГГц и четыре гиротрона с частотой 75 ГГц. Мощность каждого гиротрона была в диапазоне 0,2—0,3 МВт, так что общая мощность гиротронного комплекса превышала 2 МВт. Основные эксперименты проводились со следующими параметрами разрядов: ток плазмы $I = 0,19—0,21$ МА; магнитное поле $B_t = 2,8—2,9$ Тл; радиус лимитера $a = 0,32$ м; запас устойчивости $q_a \sim 5$. Средняя плотность (нормализованная на радиус лимитера) изменялась в диапазоне $\bar{n} = (2—4,6)10^{19} \text{ м}^{-3}$. В рекордных импульсах температура электронов достигала 9,5 кэВ [10].

Тем не менее низкое значение отсечки по плотности на первой гармонике затрудняло развитие экспериментов, поэтому в конце 1980-х годов было решено переходить на нагрев плазмы на второй гармонике с модой Х2. В начале 1990-х годов были установлены новые гиротроны, и с тех пор эксперименты по нагреву плазмы и генерации тока на установке Т-10 проводились на второй гармонике. В последние 10 лет два гиротрона с частотой 140 ГГц и мощностью 0,9 МВт вместе с одним гиротроном с частотой 129 ГГц и мощностью 0,5 МВт использовались в экспериментах с магнитным полем в диапазоне $B_t = 2,3—2,5$ Тл. Величина отсечки по плотности для гиротронов с частотой 140 ГГц составляет $n_{\text{cut}} = 1,23 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

Сравним теперь некоторые результаты нагрева плазмы на модах O1 и X2. На рис. 1 для установки T-10 показана зависимость температуры электронов от средней плотности плазмы для набора импульсов с максимальной мощностью ЭЦР-нагрева, не превышающей величину $Q_{EC} = 2,3$ МВт. На этом рисунке видно, что температура импульсов с нагревом на второй гармонике ограничена сверху слегка наклонной прямой с максимальной температурой T_{thr} . Эту прямую естественно называть порогом для электронной температуры при ЭЦР-мощности, не превышающей определённой величины (в данном случае 2,3 МВт). Для краткости мы будем называть этот эффект «температурный порог».

Введём понятие эффективности нагрева как отношение

$$\eta = Q_{ab} / Q_{EC}, \quad (1)$$

где Q_{EC} и Q_{ab} — введённая и поглощённая ЭЦР-мощности. В эксперименте величина поглощённой мощности может быть измерена через скачок временной производной диамагнитного сигнала или/и через скачок временной производной полоидального β , получающегося при скачке радиального равновесия после включения ЭЦР-нагрева. К сожалению, эти измерения не очень надёжны и не всегда успешны.

Оценим зависимость эффективности поглощения волн на второй гармонике от средней плотности плазмы с помощью решения обратной для стандартной модели задачи определения профиля и абсолютного значения поглощённой мощности по экспериментально измеренным профилям температуры электронов и плотности плазмы. Обратная задача некорректна. Чтобы сделать её корректной, нужно задать класс допустимых функций, в котором следует искать её решение.

Будем считать поглощение СВЧ-волн на второй гармонике при небольшой плотности многопроходным. Поскольку стенка камеры гофрирована, то направление распространения пучка волн после отражения от стенки непредсказуемо. По-видимому, при каждом отражении от металлической стенки поглощается лишь малая доля мощности пучка волн. Это означает, что пучок может проходить через плазму десятки раз и при каждом проходе часть его мощности будет поглощаться в плазме на непредсказуемом радиусе. Поэтому для приближенного описания профиля поглощённой мощности естественно принять плоский по радиусу профиль. Будем считать, что эффективность нагрева η является искомым параметром, и будем его подбирать так, чтобы расчётный (оптимальный) профиль электронной температуры был по возможности близок к экспериментальному профилю. Решение обратной задачи не единственно, поскольку можно выбрать и другой класс допустимых функций. Чем меньше отклонение, тем больше вероятность того, что мы нашли хорошее приближение для профиля поглощённой мощности.

На практике мы иногда расширяем класс допустимых функций для профиля и величины поглощённой ЭЦР-мощности. В частности, мы можем использовать сумму плоской и пикированной функций с двумя произвольными параметрами для определения профиля оптимальной температуры. Пикированная функция описывает поглощение при первом прохождении пучка волн через плазму, а плоская функция описывает поглощение при последующих прохождениях пучка волн через плазму. В математике так найденное решение обратной задачи обычно называют квазирешением.

В качестве примера мы приведём здесь результаты диамагнитных измерений для импульса № 73 197. Эти измерения дали значение $\eta = 0,38$ при плотности $\bar{n} = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ($Q_{ab} = 0,85$ МВт, $Q_{tot} = Q_{OH} + Q_{EC} = 2,2$ МВт, где Q_{OH} и Q_{EC} — это омическая и вложенная ЭЦР-мощности). Наш анализ с помощью решения обратной задачи для стандартной транспортной модели в простейшем классе пло-

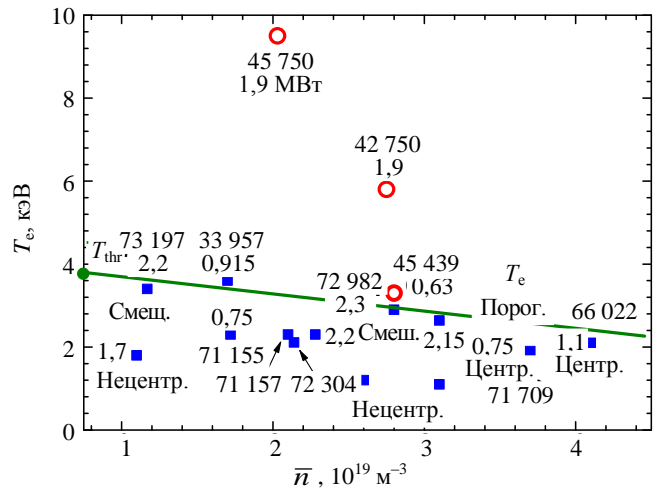


Рис. 1. Зависимость температуры электронов от средней плотности плазмы: \circ — импульсы с нагревом на первой гармонике, \square — с нагревом на второй гармонике. Цифры возле точек показывают номер импульса и введённую мощность ЭЦР в МВт. Указан также тип нагрева

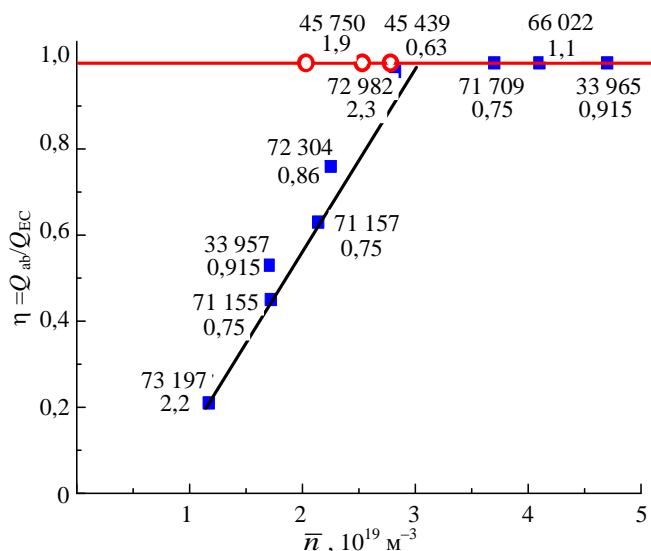


Рис. 2. Значения отношения η поглощённой ЭЦР-мощности Q_{ab} к введённой мощности Q_{tot} ($\eta = Q_{ab}/Q_{tot}$) в зависимости от средней плотности плазмы. Обозначения как на рис. 1

Отсюда мы получаем первый критерий полного поглощения ЭЦР-волн в установке Т-10:

$$\bar{n} > 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}. \tag{2}$$

Чтобы получить рис. 2, мы выбрали случайным образом несколько импульсов в полосе плотностей $1 \cdot 10^{19} < \bar{n} < 4,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ с различными ЭЦР-мощностями и различными типами нагрева (табл. 1, 2). Затем мы решали обратные задачи для каждого выбранного импульса и нашли величины Q_{ab} и $\eta = Q_{ab}/Q_{EC}$. Это удивительно, но найденные таким образом значения η оказались расположенными возле прямой линии, возрастающей с увеличением плотности. Эти экспериментальные результаты привели нас к заключению о регулярном частичном поглощении ЭЦР-мощности.

Проблема ошибок поглощённой мощности разделяется на две части. Первая часть — это ошибки для каждого импульса в отдельности, вторая часть — это вертикальное рассеяние величин η для различ-

Т а б л и ц а 1. Поглощённая ЭЦР-мощность и точность решения прямой и обратной задач

| № импульса | $\bar{n}, 10^{19} \text{ м}^{-3}$ | Q_{EC} , МВт | Q_{ab} , МВт | η | Допустимые функции | T_{ex} , кэВ | $d2T_{ex}$, % |
|------------|-----------------------------------|----------------|----------------|--------|--------------------|----------------|----------------|
| 73 197 | 1,13 | 2,2 | 0,49 | 0,21 | Flat | 3,6 | 11 |
| 33 957 | 1,7 | 0,91 | 0,48 | 0,53 | Flat + peaked | 3,7 | 7,3 |
| 71 155 | 1,72 | 0,75 | 0,34 | 0,45 | Flat | 2,3 | 13 |
| 71 157 | 2,14 | 0,75 | 0,47 | 0,63 | fFlat | 2,11 | 8 |
| 72 304 | 2,25 | 0,85 | 0,65 | 0,76 | Flat | 2,36 | 20 |
| 72 982 | 2,8 | 2,3 | 2,3 | 1 | Mixed | 2,9 | 9 |
| 71 709 | 3,7 | 0,75 | 0,75 | 1 | On-axis | 1,9 | 7 |
| 66 022 | 4,1 | 1,1 | 1,1 | 1 | On-axis | 2,08 | 5 |
| 33 965 | 4,7 | 0,91 | 0,91 | 1 | On-axis | 2,0 | 7 |

Т а б л и ц а 2. Значения основных параметров выбранных импульсов

| № импульса | T_{e0} , кэВ | Q_{EC} , МВт | T_{i0} , кэВ | Q_{ei} , МВт | $\bar{n}, \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ |
|---------------|----------------|----------------|----------------|----------------|--|
| On-axis ECRH | | | | | |
| 72 889 | 2,64 | 2,15 | 0,82 | 0,18 | 3,1 |
| 71 157 | 2,35 | 0,75 | 0,74 | 0,12 | 2,23 |
| 66 022 | 2,14 | 1,10 | — | — | 4,1 |
| 72 304 | 2,30 | 0,85 | 0,57 | 0,10 | 0,28 |
| 72 357 | 2,30 | 0,75 | 0,49 | 0,088 | 2,1 |
| Off-axis ECRH | | | | | |
| 72 769 | 1,06 | 0,76 | 0,72 | 0,20 | 3,1 |
| 72 983 | 1,20 | 0,76 | 0,1 | 0,4 | 2,6 |
| 73 204 | 1,80 | 1,70 | 0,43 | 0,038 | 1,08 |
| Mixed ECRH | | | | | |
| 72 982 | 3,4 | 1,8 | 0,58 | 0,10 | 2,1 |
| 73 197 | 3,63 | 2,20 | 0,43 | 0,038 | 1,13 |

ских допустимых функций дал значение $\eta = 0,22$. Разность значений η велика, но, во всяком случае, эксперимент подтвердил возможность частичного поглощения вложенной мощности.

На рис. 2 показаны значения эффективности η в зависимости от средней плотности плазмы для расширенного набора импульсов. Видно, что при нагреве на первой гармонике поглощается вся введённая мощность и $\eta = 1$. Для нагрева на второй гармонике с ростом плотности величина η постепенно возрастает и достигает значений порядка единицы при плотности порядка $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Рис. 2 объясняет причину появления температурного порога. В импульсах с плотностью $n < 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ поглощается не вся введённая мощность, поэтому температура в них невелика. Импульсы с нагревом на первой гармонике не имеют такого порога.

ных импульсов на рис. 2. Мы начнём с первой части. В табл. 1 первые пять строк содержат импульсы с частичным поглощением ЭЦР-мощности. Для них $\eta < 1$. Остальные четыре строки содержат импульсы с полным поглощением. Поэтому смысл величин отклонений $d2T_e$ (см. далее (26)) для импульсов из этих двух групп различен. Для первой группы мы должны решать обратные задачи для стандартной транспортной модели. Поэтому возможны лишь косвенные оценки ошибок, и величины $d2T_e$ здесь — это отклонение оптимальных профилей от экспериментальных профилей электронной температуры. Для второй группы мы решаем прямые задачи для стандартной модели. Поэтому величины $d2T_e$ — это отклонение рассчитанных профилей электронной температуры от экспериментальных профилей. Заметим, что значения $d2T_e$ порядка 10% вполне удовлетворительны, так как ошибки в экспериментальных профилях электронной температуры также на уровне 10%.

Вторая часть в общей проблеме ошибок — это вертикальное рассеяние величин η для различных импульсов на рис. 2. Хотя статистика здесь бедна, на рис. 2 показано, что рассеяние точек по вертикали от наклонной прямой находится на уровне 10—15%.

Очевидно, что температура порога T_{thr} зависит от имеющейся максимальной ЭЦР-мощности, так как поглощение растёт с температурой. Увеличивая вводимую мощность, можно преодолеть порог.

Приведём примеры. На установке ДПП-D [11, 12] гиротронный комплекс имеет мощность до 3 МВт, и это, по-видимому, очень близко к преодолению порога. Обычно в экспериментах на этой установке включают совместно ЭЦР-нагрев и нагрев пучком горячих нейтралов (NBI). Суммарной мощности (3 МВт ЭЦР + 1 МВт NBI = 4 МВт) оказывается достаточно для преодоления порога, и температура электронов возрастает до 12 кэВ при плотности порядка $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

На стеллараторе W7-X [13, 14] мощности комплекса гиротронов 5 МВт достаточно для преодоления порога и достижения электронной температуры порядка 6 кэВ при плотности $3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Анализ уравнений для поглощения и излучения электромагнитных волн [15] показывает, что поглощённая мощность зависит от оптической толщины плазмы, которая пропорциональна произведению плотности плазмы на температуру электронов (электронному давлению): $p_e \sim nT_e$. На рис. 3 для рассмотренных импульсов показаны экспериментальные значения этого произведения в центре плазменного шнура $p_{e0} = n_0T_{e0}$ в зависимости (как и на рис. 2) от средней плотности плазмы \bar{n} . Горизонтальная прямая

$$p_{e0} = n_0T_{e0} = 10 \quad (3)$$

разделяет импульсы с нагревом на второй гармонике на две группы. Здесь и далее плотность плазмы измеряется в 10^{19} м^{-3} , температура — в кэВ и магнитное поле в Тл. Сравнивая рис. 3 с рис. 2, мы видим, что в импульсах первой группы, соответствующих точкам, лежащим выше этой прямой, поглощается вся вводимая в плазму мощность, для них $\eta = 1$ и $p_{e0} > 10$. В импульсах второй группы, соответствующих точкам, лежащим ниже прямой, поглощается лишь часть мощности, для них $\eta < 1$. Поэтому величину, задаваемую формулой (3), мы будем называть критическим значением параметра p_{e0} .

Отметим пограничный характер импульса № 72 982 (см. табл. 1). Его плотность $\bar{n} = 2,8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, что слегка меньше предельного значения $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на рис. 2. Однако для этого импульса параметр η равен единице. Это случилось потому, что для этого импульса электронная температура велика, а электронное давление $p_{e0} = n_0T_{e0}$ находится в полосе $9,5 < p_{e0} < 10$. Поэтому мы можем сказать, что этот импульс расположен близко к угловой точке на рис. 2, между областями с частичным и полным поглощением ЭЦР-мощности.

Известно, что продольное магнитное поле зависит от большого радиуса плазмы следующим образом: $B_t = B_0(R_0/R)$. Поэтому $\Delta B_t/B_t = -\Delta r/R$. Величина $\Delta B_t/B_t$ определяется шириной зоны резонанса по магнитному полю и является заданной величиной. Отсюда следует, что ширина зоны резонанса по малому радиусу равна

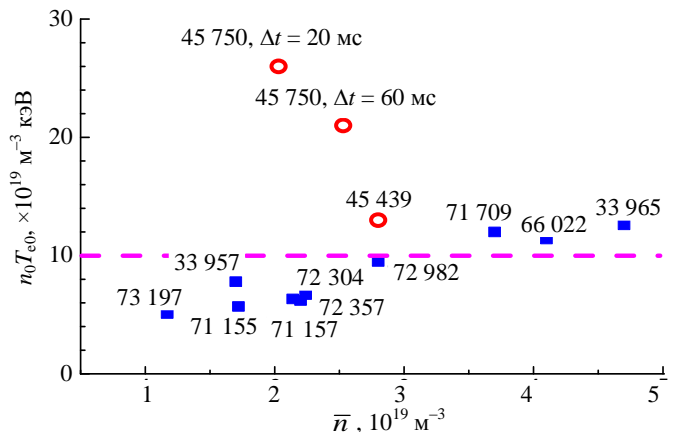


Рис. 3. Зависимость произведения $p_{e0} = n_0T_{e0}$ от средней плотности плазмы. Оптическая толщина плазмы пропорциональна этому произведению: — критическая; выше — высокая, ниже — низкая оптическая толщина

$$\Delta r = (\Delta B_i / B_i) R. \tag{4}$$

Оптическая толщина плазмы также пропорциональна ширине зоны резонанса по малому радиусу. Учитывая, что прямая (3) разделяет импульсы на группы с полным и неполным поглощением для установки Т-10, получаем второй критерий полного поглощения для произвольного токамака

$$p_{e0} = n_0 T_{e0} > 10(R_0/R), \tag{5}$$

где R_0 — большой радиус установки Т-10, для которой построены рис. 1—3. Он равен $R_0 = 1,5$ м. В частности, для стелларатора W7-X, который мы будем обсуждать, где $R_0 = 5,5$ м, критическое значение параметра p_{e0} почти в 3,5 раза меньше, чем для Т-10. По данным рис. 2 можно найти абсолютные значения поглощённой мощности при известной величине введённой мощности. Рис. 3 не даёт таких значений, они получены на основе совсем других соображений. Но разделение импульсов с нагревом на второй гармонике на рис. 2, 3 на две совпадающие по составу группы подтверждает разумность анализа поглощения волн с помощью транспортных моделей.

Так как температурный порог — это нелинейный эффект, то дополнительная мощность требуется только для его преодоления. После преодоления порога дополнительная мощность может быть отключена, но полное поглощение сохранится. Такие эксперименты проводились на установке ДПП-D.

Таким образом, мы получили два критерия для полного поглощения ЭЦР-волн на второй гармонике. Первое для плотности плазмы (2) и второе для произведения плотности на температуру электронов (5). На установке Т-10 оба критерия почти всегда совпадают. Это означает, что импульсы удовлетворяют или не удовлетворяют критериям вместе. Это есть следствие узкой полосы ЭЦР-мощности на Т-10: $0,5 < Q_{EC} < 2,3$ МВт. На других установках ситуация может быть другой. В частности, эта проблема будет детально рассмотрена дальше на примере токамака Т-15МД. В этом случае нам даже придётся сделать уточняющее предположение: если хотя бы один из критериев не выполняется, то поглощение ЭЦР-волн частичное.

Построим теперь зависимости эффективности поглощения ЭЦР-волн от средней плотности плазмы. В работе [7] для эффективности нагрева η по результатам только установки Т-10 (с магнитным полем $B = 2,5$ Тл) на основе размерностных соотношений была построена эмпирическая формула

$$\begin{aligned} \eta &= 2(\omega_p/\omega_B)^2 \text{ при } (\omega_p/\omega_B)^2 < 0,5; \\ \eta &= 1 \text{ при } 0,5 < (\omega_p/\omega_B)^2 < 2; \\ \eta &= 0 \text{ при } 2 < (\omega_p/\omega_B)^2. \end{aligned} \tag{6}$$

Отметим, что в первой строке (6) эффективность нагрева обратно пропорциональна квадрату магнитного поля. Однако дальнейшие исследования на других установках показали, что обратная квадратичная зависимость от магнитного поля не реализуется. Зависимость от магнитного поля более слабая. Естественно использовать линейную обратную зависимость, т.е. формулу

$$\eta = \alpha \bar{n} / B. \tag{7}$$

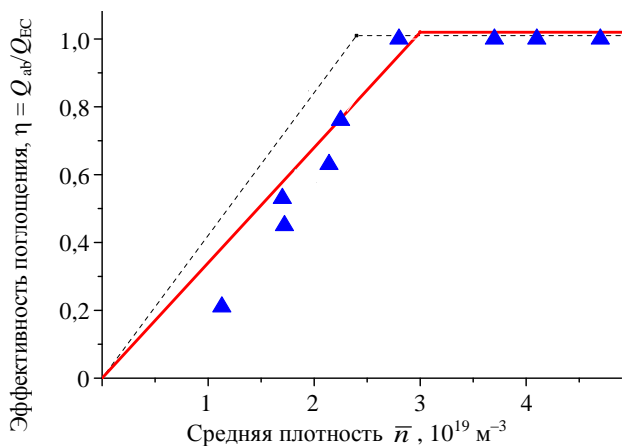


Рис. 4. Зависимость эффективности поглощения η от средней плотности плазмы \bar{n} в соответствии с формулами (8) для двух значений магнитного поля: $B_i = 2,5$ Тл (Т-10, —) и 2 Тл (Т-15МД, ----); ▲ — экспериментальные импульсы Т-10

Параметр α определяется по положению угловой точки на рис. 2 для импульсов Т-10. Он равен $\alpha = 2,5/3 = 0,83$. Таким образом, новая, более правильная эмпирическая формула имеет вид

$$\eta = 0,83 \bar{n} / B \text{ при } \bar{n} / B < 1; \tag{8}$$

$$\eta = 1 \text{ при } 1 < \bar{n} / B \text{ и } \bar{n} < n_{cut};$$

$$\eta = 0 \text{ при } 1 < \bar{n} / B \text{ и } \bar{n} > n_{cut},$$

где n_{cut} — плотность отсечки. К сожалению, формулу (8) записать в безразмерном виде пока не удаётся.

На рис. 4 показана зависимость эффективности поглощения η от средней плотности плазмы \bar{n} . Видно, что для Т-10 частичное поглощение появляется при плотностях $\bar{n} < 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, для Т-15МД — при немного меньших плотностях $\bar{n} < 2,4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Основной параметр для описания поглощения ЭЦР-волн в плазме — это оптическая толщина τ . Величина однопроходного поглощения энергии волн η_E может быть записана в следующем виде:

$$\eta_E = 1 - \exp(-2\tau). \quad (9)$$

Для оптической толщины обычно используют формулу Р. Пратера ([16], выражение (17)):

$$\tau_{X2} = \pi^2 n_X \frac{\omega_p^2 v_t^2 L_B}{\omega_B^2 c^2 \lambda} f(J) g\left(\frac{\omega_p^2}{\omega_e^2}\right), \quad (10)$$

где τ_{X2} — оптическая толщина плазмы для необыкновенной волны моды X2; $n_X = 2$ для этой моды; v_t — тепловая скорость электронов плазмы; L_B — большой радиус плазмы; λ — длина волны излучения гиротронов; f и g — корректирующие факторы порядка единицы.

Наши оценки оптической толщины по формуле (10) для условий установки Т-10 ($\bar{n} = 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $B_t = 2,5 \text{ Тл}$, $T_e = 2 \text{ кэВ}$) дают для неё достаточно большие значения — $\tau_{X2} \sim 20$. Конечно, такие значения соответствуют полному и однопроходному поглощению ЭЦР-волн. Однако выражение Р. Пратера (10) не принимает во внимание эффект температурного барьера, поэтому возможность частичного поглощения остаётся и, как мы видели, реализуется.

Возможность полного поглощения без помощи других источников нагрева определяется второй строкой в формуле (8). Поэтому формула Р. Пратера (10) для моды X2 справедлива в области

$$1 < \bar{n}/B \text{ и } \bar{n} < n_{\text{cut}}. \quad (11)$$

В области малой плотности

$$\bar{n}/B < 1, \quad (12)$$

где нет полного поглощения из-за эффекта температурного барьера, формула (10) несправедлива.

Мы видим, что при неполном первичном поглощении и вторичном, многократном прохождении волны через плазму профиль поглощённой мощности становится случайным. Поэтому возникает вопрос о том, как же строить транспортную модель, если профиль и абсолютное значение поглощённой мощности неизвестны? В работе [4] в качестве основы построения модифицированной модели было принято обратное предположение, что профиль и абсолютное значение поглощённой мощности известны (могут быть рассчитаны по известным формулам или кодам), а свойства самой плазмы изменились. Мы также будем следовать по этому пути для импульсов Т-10 с частичным поглощением.

Так поставленная задача является некорректной. Мы, по существу, должны найти оператор, описывающий процессы переноса, при известной правой части (вложенной мощности) и заданном множестве ответов (экспериментальная база данных).

Для регуляризации задачи нужные нам свойства переноса энергии в этой «фиктивной» плазме могут быть восстановлены при выполнении двух условий:

— наличие достаточно большой базы экспериментальных данных о температуре электронов и ионов и плотности плазмы;

— наличие в потоке тепла сведений о желаемом классе профилей температуры.

Первое условие выполняется сбором необходимых данных по импульсам установки Т-10. Второе условие выполняется использованием канонических профилей в выражениях для потока тепла. Соответствующая транспортная модель строится далее.

Параллельно с моделью переноса энергии в электронном компоненте строится модель переноса энергии в ионном компоненте. База данных работы [4] с установки Т-10 не содержала информации о температуре ионов. Поэтому база данных, принятая в настоящей работе и содержащая сведения о температуре и электронов и ионов, включает, в основном, импульсы, не входившие в базу данных работы [4].

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О ТРАНСПОРТНОЙ МОДЕЛИ КАНОНИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ

Обсуждаемая транспортная модель реализована в коде ASTRA [17]. В начальной стадии программы решается уравнение Грэда—Шафранова и находятся равновесие и натуральные координаты в рамках фиксированной границы плазмы. Радиальная координата ρ строится по тороидальному магнитному полю. Это общеизвестно, и в дальнейшем этой части модели мы не касаемся.

В настоящей работе мы принимаем предположение о том, что канонические профили температуры для электронов и ионов могут быть разными. Поэтому выражения для потоков тепла имеют вид [1, 2]

$$\Gamma_{\alpha} = -k_{\alpha}^{\text{PC}} T_{\alpha} \left(\frac{T'_{\alpha}}{T_{\alpha}} - \frac{T'_{c\alpha}}{T_{c\alpha}} \right) \text{H} \left(- \left[\frac{T'_{\alpha}}{T_{\alpha}} - \frac{T'_{c\alpha}}{T_{c\alpha}} \right] \right) (\alpha = e, i), \quad (13)$$

где $T_{c\alpha}$ — канонический профиль температуры частиц сорта α ; $\text{H}(z)$ — функция Хевисайда ($\text{H}(z) = 1$ при $z \geq 0$, $\text{H}(z) = 0$ при $z < 0$); $T'_{\alpha} = \frac{dT_{\alpha}}{d\rho}$. Принято, что коэффициент жёсткости для электронной и ионной

температуры имеет вид

$$k_{\alpha}^{\text{PC}} = n\chi_{\alpha}^{\text{PC}} = C_{\alpha} \frac{1}{M} \left(\frac{a}{R} \right)^{0.75} q_{\text{cyl}} q \left(\rho = \frac{\rho_{\text{max}}}{2} \right) T_{\alpha} \left(\rho = \frac{\rho_{\text{max}}}{4} \right)^{h_{\alpha}} \left(\frac{3}{R} \right)^{1/4} \left(\frac{\bar{n}}{B_0} \right) = \text{const}(\rho). \quad (14)$$

Здесь k_{α}^{PC} в $\text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $\chi_{\alpha}^{\text{PC}}$ в $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; C_{α} и h_{α} — численные коэффициенты; M — относительная масса ионов; T — температура, кэВ; a и R — малый и большой радиус плазмы, м; B_0 — тороидальное магнитное поле, Тл; $q_{\text{cyl}} = \frac{5a^2 B_0}{IR}$; ρ — натуральная радиальная координата магнитной поверхности; ρ_{max} — значение координаты ρ на границе тороидальной плазмы; I — ток плазмы, МА.

Согласно [1, 2] канонический профиль для функции $\mu(\rho) = 1/q(\rho)$ определяет следующие уравнения Эйлера:

$$\rho^2 G \frac{\partial \mu_{\alpha}^2}{\partial \rho} + \lambda_{\alpha} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (V' G \rho \mu_{\alpha}) \right] + \frac{D_{\alpha} \rho}{V'} \frac{\partial \mu_{\alpha}}{\partial \rho} = 0. \quad (15)$$

Это два непересекающихся уравнения второго порядка ($\alpha = e, i$) при двух неизвестных параметрах λ_{α} и D_{α} для каждого уравнения (параметры Лагранжа), поэтому для выделения единственного решения для каждого уравнения требуются четыре граничных условия. Они имеют вид

$$\mu_{\alpha}(0) = \mu_{0\alpha}; \quad \mu'_{\alpha}(0) = 0; \quad \mu_{\alpha}(\rho_{\text{max}}) = \mu_{\alpha}; \quad \frac{\mu_{0\alpha}}{2} \frac{i_{\alpha a}}{G_{\alpha} \mu_{\alpha}^2} = U_{\alpha}, \quad (16)$$

где $\mu_0 = \mu_{0e}$ для электронов и $\mu_0 = \mu_{0i}$ для ионов, $\mu_{\alpha} = 1/q(\rho_{\text{max}})$.

Решение задачи (15), (16) мы будем обозначать индексом «с» снизу. В (16) $\mu_{0\alpha}$ — свободный параметр, задаваемый при решении физической задачи. До сих пор в наших работах мы выбирали $\mu_0 = 1$, что соответствует границе появления пилообразных колебаний $q(0) = 1$. Величина i_{α} в (16) — безразмерный канонический профиль тока, определяемый выражением

$$i_{\alpha} = \text{rot}_{\varphi}(\rho \mu_{\alpha}) = \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (V' G \rho \mu_{\alpha}). \quad (17)$$

Канонический профиль тока может быть разным для электронов и ионов. В (17) G — безразмерный метрический коэффициент, определяемый формулой

$$G = G(\rho) = R^2 < \frac{(\nabla \rho)^2}{r^2} >, \quad (18)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по магнитной поверхности; r — расстояние до оси тора; $V' = \partial V / \partial \rho$; V — объём плазмы внутри магнитной поверхности; U_α — некоторая постоянная, равная единице для круглого плазменного цилиндра и определяемая в общем случае уравнением

$$\frac{\partial Z_\alpha(\rho)}{\partial \rho}(\rho = \rho_{\max}) = 0, \quad (19)$$

где

$$Z_\alpha(\rho) = \frac{\mu_{0\alpha}}{2} \frac{i_{c\alpha}(\rho)}{G(\rho)(\mu_{c\alpha}(\rho))^2}. \quad (20)$$

Условие (19) следует присоединить к граничным условиям (16). Уравнения (15) были впервые получены в [18], граничные условия (16), (19) — в [1].

Канонические профили для температуры определяются законом Ома, который имеет вид

$$T_{c\alpha}(\rho) = (i_{c\alpha}(\rho))^{2/3}. \quad (21)$$

Для плазмы с круглым сечением и большим аспектным отношением ($R/a \gg 1$) отношения между переменными упрощаются:

$$j_{c\alpha} = (\mu_{c\alpha})^2; T_{c\alpha} = (\mu_{c\alpha})^{4/3}. \quad (22)$$

Уравнения (15) с граничными условиями (16) и (19) следует решать отдельно для электронов и ионов, выбирая соответствующие значения μ_0 (мы принимаем для них обозначения μ_{0e} и μ_{0i}) и определяя параметры λ_α и C_α в ходе решения уравнений (15). Уравнения переноса тепла имеют вид

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (nT_\alpha) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho G_1 \Gamma_\alpha) = P_\alpha \quad (\alpha = e, i), \quad (23)$$

где P_α — источники тепла; $G_1 = \langle (\nabla \rho)^2 \rangle$.

Для оценки точности модели введём среднеквадратичную (RMS) величину отклонения $d2T_\alpha$ — рассчитанного профиля электронной или ионной температуры T_α от экспериментальной температуры:

$$d2T_\alpha = \left(\int_0^1 d\rho \frac{(T_\alpha - T_\alpha^{\text{exp}})^2}{(T_\alpha^{\text{exp}})^2} \Big/ \int_0^1 d\rho \right)^{1/2}. \quad (24)$$

Для краткости величину $d2T_\alpha$ будем называть ошибкой моделирования.

ВЫБОР КОЭФФИЦИЕНТОВ, ВХОДЯЩИХ В ФОРМУЛЫ (13), (14)

Потоки тепла (13), (14) содержат следующие шесть коэффициентов:

$$\mu_{0e}, \mu_{0i}, C_e, C_i, h_e, h_i. \quad (25)$$

Не все они независимы по воздействию на переносы, поэтому некоторые из них можно исключить. Параметры μ_{0e} и μ_{0i} определяют форму профилей температур электронов и ионов, поэтому мы оставим их свободными. Параметры C_α и h_α определяют величину коэффициентов k_α^{PC} , поэтому какие-то из них можно положить постоянными. Таким образом, мы полагаем [1, 2]

$$C_e = 3,5; h_i = 0,5; k_e^0 = 0; k_i^0 = 0 \quad (26)$$

и выделяем для варьирования два коэффициента для электронов

$$\mu_{0e} \text{ и } h_e \quad (27)$$

и два коэффициента для ионов

$$\mu_{0i} \text{ и } C_i. \quad (28)$$

Для определения этих коэффициентов мы будем использовать моделирование импульсов выбранной базы данных T-10, которая содержит 10 импульсов с ЭЦР-нагревом в стационарном состоянии, с температурами электронов и ионов и плотностями плазмы. Основные параметры импульсов этой базы

данных приведены в табл. 2, 3. Для каждого импульса при моделировании мы будем подбирать коэффициенты, минимизирующие отклонения $d2T_e$ и $d2T_i$. Найденные таким образом коэффициенты (см. табл. 3) мы будем называть «оптимальными», а профили температур электронов и ионов «оптимальными профилями». Слова On-axis, Off-axis и Mixed в дальнейшем означают центральный, нецентральный и смешанный ЭЦР-нагрев соответственно.

Теперь можно приступить к построению транспортной модели. Для этого поступим следующим образом. По табл. 3 найдём среднеарифметические по всем импульсам значения коэффициентов h_e , μ_{0e} , C_i и μ_{0i} . Результаты такого усреднения собраны в табл. 4. Транспортную модель с такими коэффициентами будем называть «глобальной». Из табл. 4 видно, что $\mu_{0i} < \mu_{0e}$. Это означает, что в глобальной модели профили температуры ионов более плоские, чем профили температуры электронов.

Т а б л и ц а 3. Оптимальные значения коэффициентов (27), (28) для импульсов с ЭЦР-нагревом на второй гармонике

| № импульса | h_e | μ_{0e} | $d2T_e$, % | C_i | μ_{0i} | $d2T_i$, % |
|---------------|-------|------------|-------------|-------|------------|-------------|
| On-axis ECRH | | | | | | |
| 72 889 | 2,0 | 0,4 | 16 | 15 | 0,45 | 3 |
| 71 157 | 2,0 | 0,5 | 17 | 15 | 0,5 | 7 |
| 66 022 | 2,0 | 0,6 | 12 | — | — | — |
| 72 304 | 2,0 | 0,7 | 9 | 20 | 0,5 | 6 |
| 72 357 | 1,8 | 0,6 | 11 | 20 | 0,4 | 9 |
| Off-axis ECRH | | | | | | |
| 72 769 | 2,1 | 0,55 | 6,0 | 17,5 | 0,6 | 5 |
| 72 983 | 2,1 | 0,60 | 5,5 | 20 | 0,6 | 5 |
| 73 204 | 2,5 | 0,55 | 3,0 | 20 | 0,5 | 8 |
| Mixed ECRH | | | | | | |
| 72 982 | 1,7 | 0,75 | 12 | 25 | 0,45 | 9 |
| 73 197 | 1,6 | 0,55 | 10 | 20 | 0,45 | 7 |

Т а б л и ц а 4. Усреднённые коэффициенты (29), (30) глобальной модели

| h_e | μ_{0e} | C_i | μ_{0i} |
|-------|------------|-------|------------|
| 2 | 0,6 | 19 | 0,5 |

Затем проведём моделирование всех импульсов с помощью глобальной модели. Усреднённые RMS-отклонения для электронной и ионной температур, полученные по оптимальной и глобальной моделям, представлены в табл. 5. Видно, что отклонения по глобальной модели всего в 1,5 раза превышают отклонения по оптимальной модели, которая является наилучшей в классе параметров (27), (28).

Т а б л и ц а 5. Усреднённые квадратичные отклонения для электронного и ионного компонентов $d2T_e$ и $d2T_i$ по оптимальной и глобальной моделям, %

| Optimal | | Global | |
|---------|---------|---------|---------|
| $d2T_e$ | $d2T_i$ | $d2T_e$ | $d2T_i$ |
| 10 | 6,6 | 14 | 9,7 |

В качестве примера рассмотрим импульс № 73 197 с малой плотностью $\bar{n} = 1,13 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и положительным электрическим полем. В этом импульсе только около 20% введённой мощности 2,2 МВт поглощается электронами, а остальная мощность остаётся непоглощённой из-за малой оптической толщины плазмы. Однако, несмотря на большие потери, температура электронов с помощью глобальной модели восстанавливается с разумной точностью: RMS-ошибка для электронов составляет всего $d2T_e = 18\%$. Для ионов, для которых обменная с электронами мощность описывается классическими формулами и потому хорошо известна, величина RMS-ошибки составляет $d2T_i = 5\%$. Из табл. 5 видно также, что и в целом температура ионов моделируется более точно, чем температура электронов. Напомним, однако, что для оптимального моделирования нужно знать поведение экспериментальных профилей температур электронов и ионов, а для использования глобальной модели такого знания не требу-

ется. Таким образом, цель достигнута: глобальная модель может быть использована для моделирования импульсов в токамаке T-10 со средней точностью, определяемой выражением (24).

Заметим, что глобальная модель пригодна для импульсов, в которых температурный барьер ещё не преодолен. Это означает, что критерий (2) ещё не выполняется. Если источник мощности достаточно большой и температурный барьер преодолевается, то нужно использовать стандартную модель вместо глобальной модели. Коэффициенты стандартной модели приведены в табл. 6.

Т а б л и ц а 6. Коэффициенты стандартной модели

| h_e | μ_{0e} | C_i | μ_{0i} |
|-------|------------|-------|------------|
| 0,5 | 0,6 | 19 | 0,5 |

Стандартная модель использовалась на T-10 для описания электронного компонента при нагреве на первой гармонике [10]. Сравнивая табл. 6 с табл. 4, мы видим, что стандартная модель отличается от глобальной модели всего одним параметром h_e . Однако это отличие очень сильное. Стандартная модель описывает плазму с хорошим удержанием и с полным поглощением ЭЦР-мощности, в то время как глобальная модель описывает фиктивную плазму с плохим удержанием, но с тем же полным поглощением мощности. Мы уже отмечали, что приходится так поступать, поскольку при нагреве на второй гармонике профиль и абсолютное значение поглощённой мощности неизвестны. Подчеркнём, что и стандартная, и глобальная модели не содержат свободных параметров, служащих для подгонки решений. Свободными остаются лишь граничные условия для температур электронов и ионов. Во всех последующих примерах они удовлетворяют условиям $T_e(a) < 0,05$ кэВ, $T_i(a) < 0,06$ кэВ.

СРАВНЕНИЕ РАСЧЁТОВ ДЛЯ ТОКАМАКА T-15МД С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ W7-X

Модель, построенную в предыдущем разделе для токамака, мы попытаемся сравнить с недавними экспериментами на стеллараторе W7-X [13]. Это были эксперименты только с ЭЦР-нагревом с мощностью 5 МВт. В докладе [14] дано достаточно подробное описание результатов экспериментов для трёх импульсов с разными плотностями.

Возьмём в качестве примера токамак T-15МД. Для нас главный вопрос — как найти для этого токамака разряд, в некотором смысле «эквивалентный» разряду, использованному на стеллараторе W7-X? В каком смысле эквивалентный? Можно ли вообще это сделать?

Методом проб и ошибок такую пару разрядов удалось найти. Оказалось, что она определяется следующими пятью требованиями:

- значение параметра q_a для токамака должно совпадать со значением $2\pi/\iota_a$ для стелларатора (для стелларатора W7-X параметр ι_a изменяется в пределах 0,8—1,2);
- значение средней плотности должно быть одинаковым — мощности и профили ЭЦР-нагрева должны быть одинаковыми;
- критерии полного поглощения ЭЦР-волн для токамака (2) и (5) должны выполняться;
- разница в величинах тороидального магнитного поля не должна превышать 25—30%.

Результаты наших расчётов по стандартной модели показывают, что профили температуры электронов и ионов в эквивалентных разрядах попарно одинаковы. В этом и только в этом смысле токамак не отличается от стелларатора.

Для краткости разряды токамака, удовлетворяющие указанным требованиям, мы будем называть «эквивалентными» разрядам стелларатора. Как видно, в формулировку понятия эквивалентности не входит ни сравнение формы или объёмов плазмы, ни профили тока, ни профили функции $q(\rho)$ или $\iota(\rho)$.

Нетрудно понять, почему в условия эквивалентности разрядов не входит требование равенства объёмов. При уменьшении объёма плазмы и сохранении поглощённой мощности увеличивается величина вклада мощности на одну частицу пропорционально отношению объёмов. Но одновременно в такой же пропорции отношения объёмов плазмы ухудшается удержание энергии. И это является естественным свойством стандартной транспортной модели. В результате оба процесса взаимно компенсируются и

температура остаётся неизменной. То, что это реализуется в природе, доказано в нашей статье [7], где при одинаковой мощности нагрева в W7-X и T-15MD (5 МВт) и очень разных объёмах плазмы температура электронов и ионов попарно одинакова. Эта компенсация является причиной того, что в условия эквивалентности не входят размеры плазмы. Однако поскольку объёмы плазмы в эквивалентных разрядах могут быть разными, то и интегральные характеристики типа энергозапаса плазмы или энергетического времени жизни плазмы могут различаться.

В соответствии с указанными требованиями был выбран разряд токамака T-15MD с параметрами $B = 1,9$ Тл, $I = 1,4$ МА, $q_a = 4,9$, эквивалентный упомянутому разряду установки W7-X. Значение $q_a = 4,9$ соответствует значению $\iota_a = 1,2$ для стелларатора.

Хотя обе переменные q и ι_a в установках являются функциями радиуса, по-видимому, требование (1) является достаточным условием для эквивалентности разрядов: совпадать должны лишь характерные значения этих параметров q_a и ι_a . В рассматриваемом примере они совпадают. Остальные требования в рассматриваемом примере также выполняются.

На рис. 5 показаны расчётные для токамака T-15MD и экспериментальные для стелларатора W7-X зависимости центральных температур электронов T_e и ионов T_i от средней плотности плазмы \bar{n} при ЭЦР-мощности $Q_{EC} = 5$ МВт.

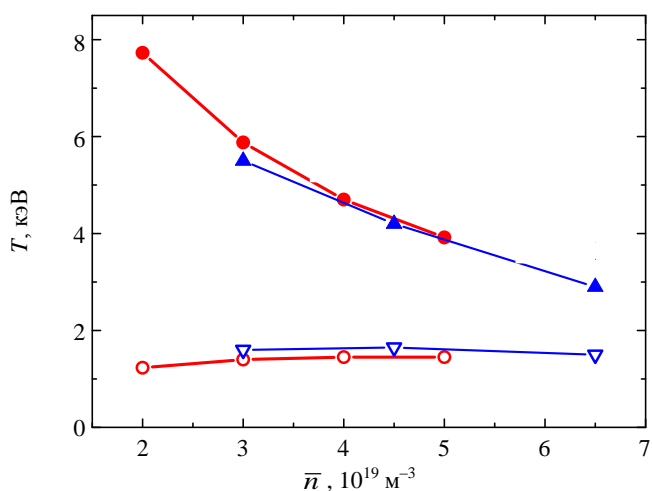


Рис. 5. Расчётные (—) для токамака T-15MD и экспериментальные (---) для стелларатора W7-X зависимости центральных температур электронов T_e (•, ▲) и ионов T_i (○, ▽) от средней плотности плазмы \bar{n} при ЭЦР-мощности $Q_{EC} = 5$ МВт для эквивалентных разрядов

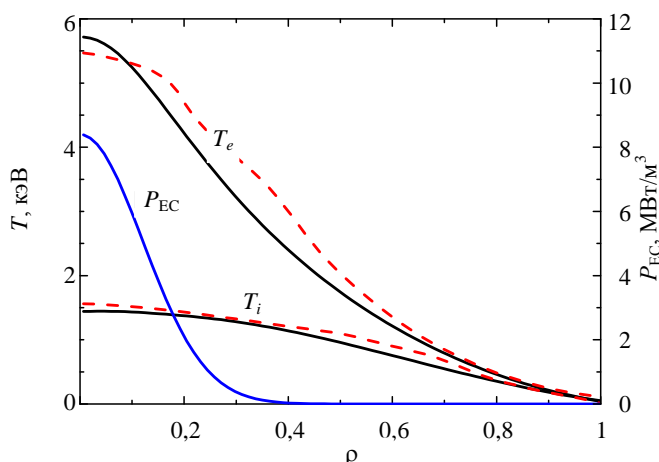


Рис. 6. Расчётные профили электронной T_e и ионной T_i температуры для токамака T-15MD (—) и экспериментальные профили тех же температур с установки W7-X (---) для импульса с $\bar{n} = 3$, P_{EC} — профиль вложенной ЭЦР-мощности (—)

Видно, что соответствующие красные кривые для T-15MD и синие кривые для W7-X совпадают в широком диапазоне плотностей. Совпадение синих и красных кривых позволяет утверждать, что:

- переносы энергии в эквивалентных разрядах в токамаке и стеллараторе одинаковые;
- стандартная модель достаточно хорошо описывает процессы переноса в эквивалентных разрядах и в токамаке, и в стеллараторе.

На рис. 5 также видно, что температура ионов почти не зависит от плотности и очень слабо зависит от нагрева электронов. Этот факт может сильно затруднить работу установки ИТЭР. На реакторной стадии α -частицы отдают свою энергию, в основном, электронам, а ионам напрямую достаётся лишь около 10% энергии α -частиц. Поэтому это очень деликатный вопрос, как сойдётся баланс энергии ионов на этой стадии.

На рис. 6 для эквивалентных разрядов показаны расчётные профили электронной T_e и ионной температуры T_i для токамака T-15MD и экспериментальные профили тех же температур, полученные на стеллараторе W7-X для импульса с плотностью $\bar{n} = 3$. Показан также использованный в расчёте профиль вложенной ЭЦР-мощности P_{EC} . Такой профиль использовался нами при анализе импульсов T-10, входящих в табл. 2. Квадратичные RMS-отклонения для профилей температур, приведённых на рис. 6, составляют $dT_e = 12\%$ и $dT_i = 10\%$ соответственно.

ИНВАРИАНТНОСТЬ РЕШЕНИЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ КАНОНИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ ДЛЯ РАЗНЫХ ТОКАМАКОВ

В предыдущем разделе мы ввели понятие эквивалентных разрядов для токамака и стелларатора. Естественно, что такое же понятие можно ввести и для токамаков. Для двух разных токамаков два разряда мы будем называть эквивалентными, если выполняются следующие требования:

- значения q_a для двух разрядов разных токамаков должны быть одинаковыми;
- значение средней плотности должно быть одинаковым;
- мощности и профили ЭЦР-нагрева должны быть одинаковыми;
- критерии полного поглощения ЭЦР-волн (2) и (5) должны выполняться;
- разница в величинах магнитного поля не должна превышать 25—30%.

Тогда значения и профили температур электронов и ионов в этих режимах совпадают. Ещё раз отметим, что объём плазмы, а также профили тока и параметра q не входят в определение эквивалентных режимов.

В качестве примера были выбраны режим с параметрами токамака Т-15МД $B = 1,9$ Тл, $I = 1,4$ МА, $q_a = 4,9$ и режим «синтетического» токамака с большим радиусом, равным $R = 2$ м. Для сохранения значения параметра q_a в синтетическом токамаке величина тока была уменьшена. Окончательная конфигурация параметров для этого токамака такова: $B = 1,9$ Тл; $I = 0,93$ МА; $q_a = 4,92$; $Q_{EC} = 5$ МВт; $R = 2$ м.

Результаты моделирования с помощью стандартной модели для Т-15МД для четырёх значений плотности и для синтетического токамака приведены в табл. 7.

Т а б л и ц а 7. Центральные электронные и ионные температуры в Т-15МД и в синтетическом токамаке при $Q_{EC} = 5$ МВт

| $\bar{n}, 10^{19} \cdot \text{м}^{-3}$ | $T_e, \text{кэВ}$ | $T_i, \text{кэВ}$ |
|--|-----------------------|-------------------|
| | Т-15МД | |
| 2 | 7,7 | 1,26 |
| 3 | 5,72 | 1,44 |
| 4 | 4,55 | 1,50 |
| 5 | 3,8 | 1,50 |
| | Синтетический токамак | |
| 2 | 7,79 | 1,52 |
| 3 | 5,66 | 1,66 |
| 4 | 4,46 | 1,69 |
| 5 | 3,67 | 1,64 |

Видно, что данные для синтетического токамака отличаются от данных для Т-15МД для электронной температуры на 1—2%, для ионной температуры на 10—15%. Причиной большего различия для температуры ионов, по-видимому, является то, что обменный член Q_{ei} не связан с параметром q_a . Он имеет много большую свободу по величине по сравнению с мощностью Q_{EC} , которая одинакова по определению эквивалентных разрядов. Поскольку размеры токамаков различаются, то различаются и времена жизни τ_E , и обменный член Q_{ei} : при плотности $\bar{n} = 4$ величина $\tau_E = 0,052$ с, $Q_{ei} = 2$ МВт для Т-15МД и $\tau_E = 0,072$ с, $Q_{ei} = 1,92$ МВт для синтетического токамака. Таким образом, для эквивалентных режимов имеет место неполная инвариантность: температуры ионов в разных токамаках могут слегка различаться.

ПРИЛОЖЕНИЕ ТРАНСПОРТНОЙ МОДЕЛИ К РАСЧЁТУ ИМПУЛЬСОВ УСТАНОВКИ Т-15МД

Технический пуск установки состоялся в мае 2021 г. Однако на первой стадии предстоит длительная работа со слабыми режимами: небольшим магнитным полем и током плазмы. Предполагается, что на начальном этапе работы для облегчения условий пробоя будет установлен один гиротрон с частотой $f = 82,6$ ГГц [19]. Этой частоте на второй гармонике электронно-циклотронной частоты соответствует резонансное магнитное поле $B = 1,47$ Тл. Предполагается также, что на этом этапе сечение плазмы будет не сильно отличаться от круглого сечения. Значения малого и большого радиуса в установке равны $a = 0,67$ м, $R = 1,5$ м, максимальные значения магнитного поля $B = 2$ Тл, тороидального тока $I = 2$ МА.

В настоящей работе для определённости мы принимаем, что вытянутость сечения составляет $k = 1,3$, треугольность $\delta = 0,2$. Для краткости изложения мы вводим понятие конфигурации плазмы, куда входят значения продольного магнитного поля B в Тл, тока плазмы I в МА, значение безразмерного параметра q_a и мощности электронно-циклотронного нагрева Q_{EC} в МВт:

$$\text{Конфигурация} = \{B, I, q_a, Q_{EC}\}. \tag{29}$$

Саму конфигурацию для краткости мы будем обозначать номерами с латинскими добавками, например, {1a}, {1b}, ..., {2a}, {2b} и т.д.

КОНФИГУРАЦИЯ {1a} ($B = 1,47$ Тл, $I = 0,5$ МА, $q_a = 10,2$, $Q_{OH} + Q_{EC}$)

В этой конфигурации для поддержки пробоя и начального нагрева плазмы будет использоваться гиротрон с частотой 82,6 ГГц. При поле $B = 1,47$ Тл нагрев будет происходить вблизи центра шнура. Локальная плотность отсечки равна $n = 4,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. В дальнейшем для краткости мы опускаем размерность плотности. При плоском профиле плотности плазмы этот гиротрон сможет греть плазму при средней плотности до $\bar{n} = 3,0$. Поэтому рисунки в этом разделе приводятся для диапазона плотности $1 < \bar{n} < 3$. Для моделирования плазмы используем глобальную модель.

Сначала обсудим омический режим. На рис. 7, а показаны зависимости T_e , T_i и Q_{ei} от средней плотности плазмы. Видно, что в этой конфигурации T_i почти не зависит от плотности плазмы. Температура электронов не превышает 1 кэВ, и в результате параметр $p_{e0} = n_0 T_{e0}$ оказывается небольшим. Он не превышает двойки, и условие (5) не выполняется. Это означает, что мы не ошиблись, используя глобальную модель.

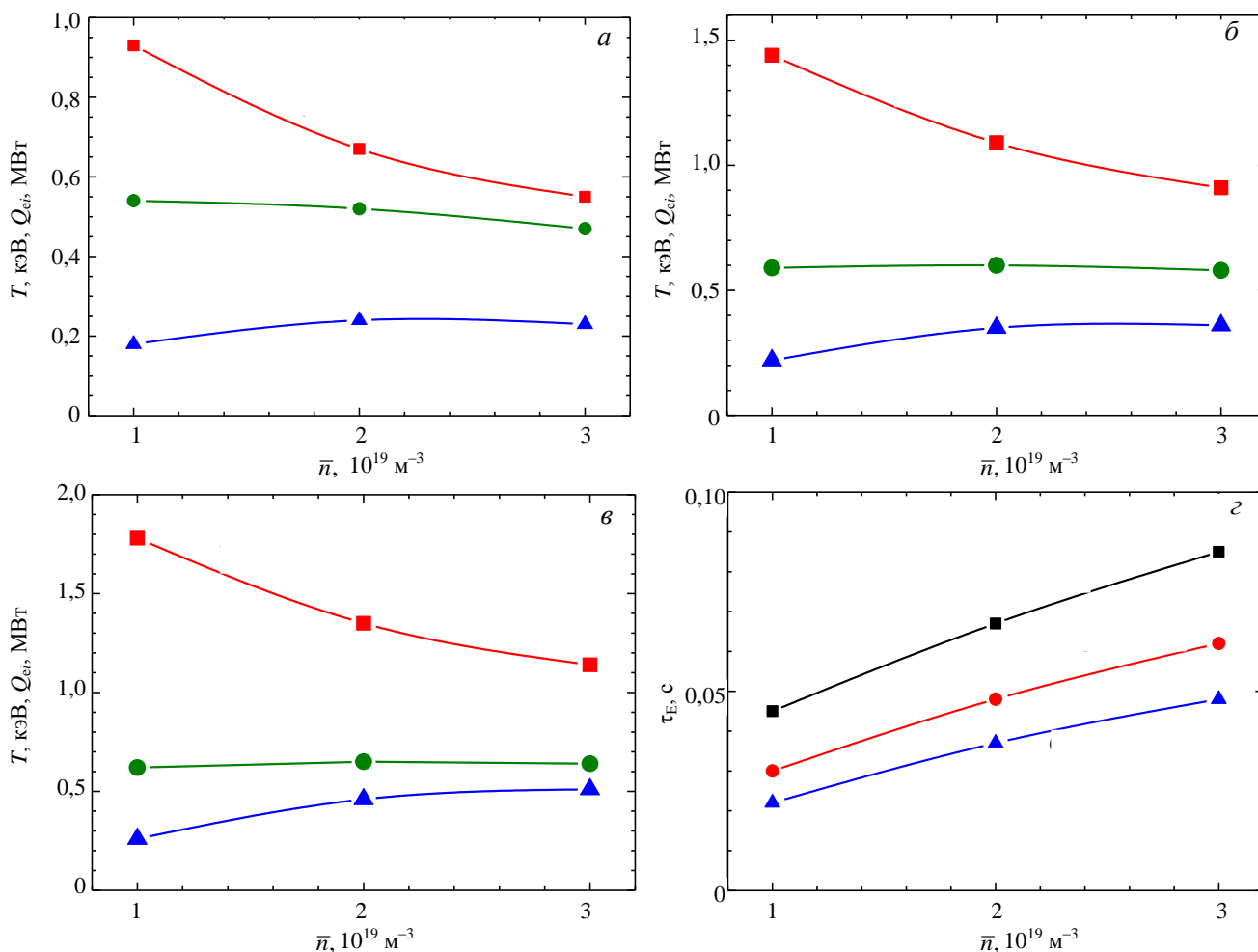


Рис. 7. Конфигурация {1a}: $B = 1,47$ Тл, $I = 0,5$ МА, $q_a = 10,2$. Зависимости центральных значений электронной T_e (■) и ионной температуры T_i (●) и мощности обмена энергией между электронами и ионами Q_{ei} (▲) от средней плотности плазмы при ОН (а), при $Q_{EC} = 0,5$ МВт (б), при $Q_{EC} = 1$ МВт (в); энергетическое время τ_E в ОН (■) и при $Q_{EC} = 0,5$ МВт (●), $Q_{EC} = 1$ МВт (▲) (з)

С появлением ЭЦР-нагрева температура электронов начинает расти (рис. 7, б). При указанной мощности $Q_{EC} = 0,5$ МВт максимальная температура электронов подошла к значению 1,5 кэВ. Температура ионов вообще перестала расти с ростом плотности. Причиной этого, по-видимому, является то, что с ростом плотности линейно возрастает доля обменного члена Q_{ei} , приходящаяся на одну частицу, и линейно возрастает жёсткость профиля ионной температуры, т.е. коэффициент k_a^{PC} в формуле (14) пропорционален средней плотности. Таким образом, устанавливается баланс прихода и ухода энергии в ионном компоненте.

Обсудим рис. 7, в. Здесь мощность ЭЦР-нагрева составляет 1 МВт. Видно, что с увеличением ЭЦР-мощности электронная температура начинает отрываться от ионной температуры. Температура ионов практически не зависит от плотности и лишь очень медленно растёт с ростом ЭЦР-мощности Q_{EC} . При увеличении Q_{EC} в 2 раза T_i возросла на 10%. Значения параметра p_{e0} не превышают четырёх.

На рис. 7, г показаны зависимости энергетического времени жизни τ_E от средней плотности плазмы при разных мощностях ЭЦР-нагрева. Как и следовало ожидать, с ростом плотности τ_E возрастает, а с ростом мощности падает. Абсолютные значения τ_E невелики из-за слабых параметров плазмы в конфигурации {1a}. При плотности, большей $\bar{n} = 3$, наступает отсечка, поэтому расчёты ограничивались этим значением плотности.

КОНФИГУРАЦИЯ {2a} ($B = 1,9$ Тл, $I = 1,4$ МА, $q_a = 4,9$, Q_{EC})

В настоящем разделе мы увеличиваем магнитное поле до почти предельного значения $B = 1,9$ Тл и увеличиваем ток до значения $I = 1,4$ МА. При этом величина q_a становится равной $q_a = 4,9$. Такие параметры уже обсуждались ранее. Увеличение магнитного поля позволяет повысить частоту гиротронов до 106 ГГц и величину отсечки по плотности до $n < 7,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Рассмотрим импульсы с небольшой мощностью ЭЦР-нагрева

$$Q_{EC} < 3 \text{ МВт.} \tag{30}$$

Соответственно для того чтобы сделать вывод о том, какую модель следует использовать, надо начать с глобальной модели (см. табл. 4). На рис. 8, а показаны зависимости температуры электронов и ионов от средней плотности плазмы при мощности ЭЦР-нагрева 2 и 3 МВт. Для решения вопроса о том, правильно ли мы поступили, выбрав глобальную модель, рассмотрим рис. 8, б с зависимостью давления p_e от средней плотности при условиях рис. 8, а. Видно, что почти все значения на кривой лежат ниже $p_e = 10$. Лишь одна точка при плотности $\bar{n} = 5$ и мощности нагрева $Q_{EC} = 3$ МВт имеет $p_e = 11$ и неравенство (5) удовлетворяется. Имея в виду не слишком большую строгость критерия (5), можно сказать, что при ЭЦР-мощности $Q_{EC} < 3$ МВт в диапазоне плотности $2 < \bar{n} < 5$ температурный порог не преодолевается и для расчётов следует пользоваться глобальной моделью.

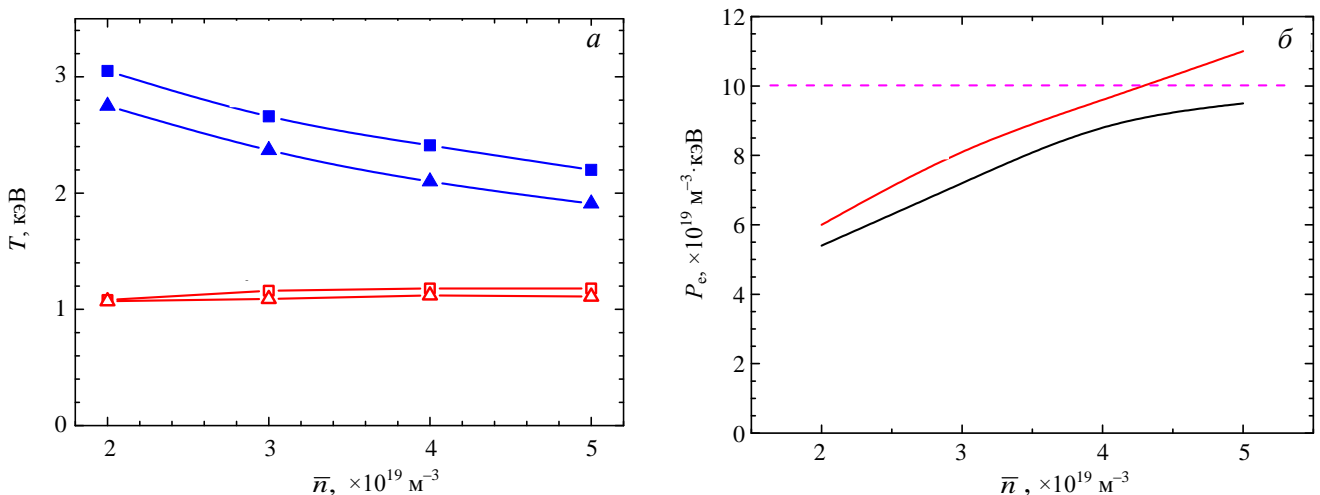


Рис. 8. Зависимость температуры электронов T_e (■, ▲) и ионов T_i (□, △) при $Q_{EC} = 3$ и 2 МВт соответственно (а) и давления (—, —) при $Q_{EC} = 3$ и 2 МВт соответственно (б) от средней плотности плазмы

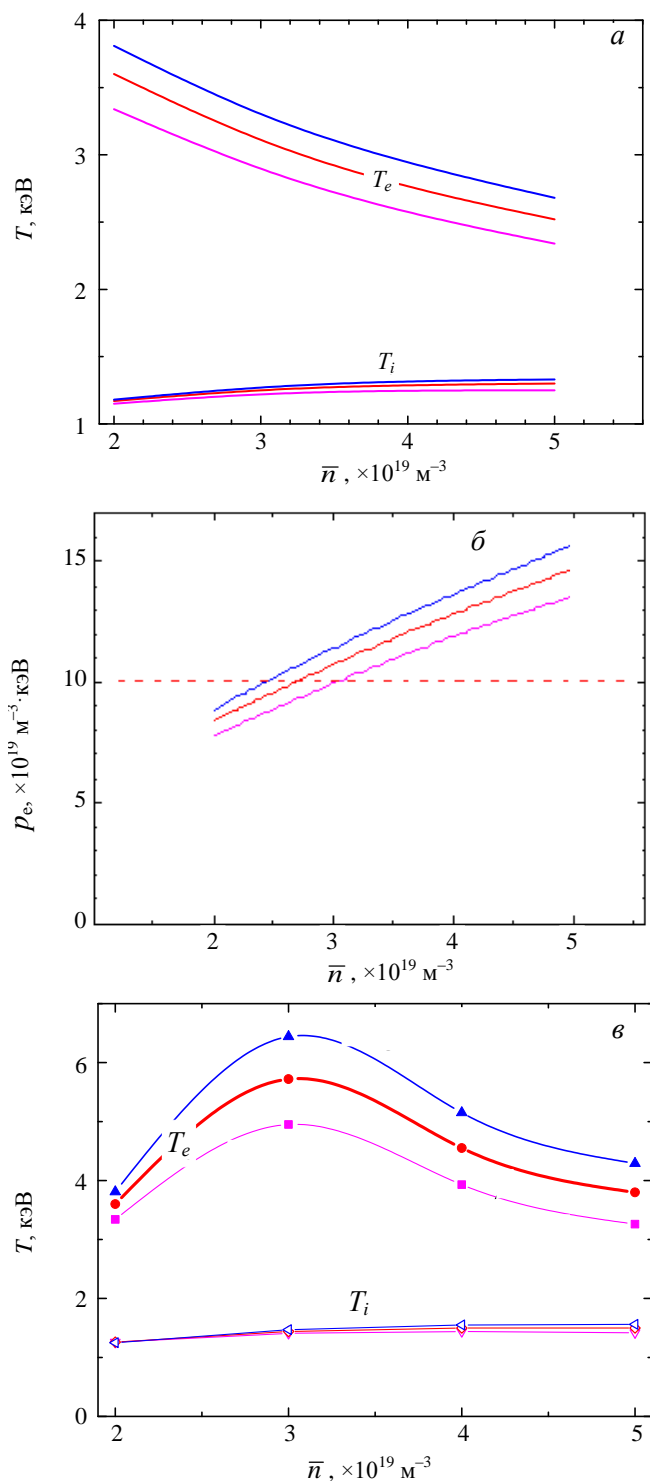


Рис. 9. Конфигурация {2а}: зависимость T_e и T_i (глобальная модель) (а) и давления (б) от средней плотности плазмы при ЭЦР-нагреве 4 (—), 5 (—) и 6 МВт (—). В области выше $p_e = 10$ требуется стандартная модель, при $p_e < 10$ требуется глобальная модель. Расчёты по смешанной модели (в)

пространстве решений, притягивающие к себе нестационарные решения в ходе их эволюции. Эти поверхности обычно называются «аттракторами». В системе уравнений (13)—(23), описывающих плазму с диссипацией, канонические профили подобны инвариантам для бездиссипативной динамической системы. Однако соотношение между каноническими профилями и решениями плазменных уравнений более сложно, чем соотношение между инвариантами и решениями динамических уравнений. В динамических

Теперь рассмотрим импульсы, удовлетворяющие условию

$$Q_{EC} > 3 \text{ МВт.} \quad (31)$$

Для выбора адекватной модели выберем сначала глобальную модель и проведём расчёты. На рис. 9, а показаны те же зависимости, что и на рис. 8, а, но для больших значений ЭЦР-мощности: $Q_{EC} = 4, 5$ и 6 МВт. Результаты расчётов p_e показаны на рис. 9, б. Видно, что для плотностей $\bar{n} = 3, 4$ и 5 и для всех рассматриваемых мощностей $Q_{EC} = 4, 5$ и 6 МВт $p_e \geq 10$ и неравенство (5) выполняется. Это означает, что для моделирования соответствующих импульсов требуется использовать не глобальную, а стандартную модель. Для импульсов с небольшой плотностью $\bar{n} = 2$ $p_e < 10$ и следует использовать глобальную модель. Таким образом, для моделирования импульсов Т-15МД с большими мощностями Q_{EC} приходится использовать смешанную модель: при малой плотности — глобальную, при большой — стандартную модель. На рис. 9, в показаны зависимости температуры электронов и ионов от средней плотности при ЭЦР-мощностях $Q_{EC} = 4, 5$ и 6 МВт.

Кривые для T_e немонотонны, потому что при малой плотности не вся мощность поглощается, а при большой плотности температура падает с ростом плотности.

ОБСУЖДЕНИЕ

Представленные результаты вызывают естественный вопрос: почему столь простая стандартная модель вместе с представлением об эквивалентных парах разрядов позволяет не только предсказывать параметры разрядов в различных установках, но и «перекинуть мост» между различными токамаками, а также токамаками и стеллараторами? Чтобы хотя бы частично ответить на этот вопрос, рассмотрим структуру этой модели более подробно и сравним её со структурой системы бездиссипативных динамических дифференциальных уравнений. Для этой системы важную роль играют инварианты, которые определяются как некоторые стационарные поверхности в

уравнениях в ходе эволюции решения могут приближаться как угодно близко к инвариантам. В плазменных уравнениях решения всегда отделены от канонических профилей. Это различие является следствием наличия источников и стоков в диссипативных системах, которые отсутствуют в идеальных динамических системах.

Рассмотрим стационарный вариант уравнения (23) и подставим в него выражение для потока тепла, опуская функцию Хевисайда. Интегрируя затем оператор дивергенции, получим

$$-k_a^{\text{PC}} T_a \left(\frac{T'_a}{T_a} - \frac{T'_{ca}}{T_{ca}} \right) = \frac{1}{V'G_1} \int_0^\rho V' P_a d\lambda \quad (0 < \rho < \rho_{\text{max}}). \quad (32)$$

Здесь слева стоит поток тепла, справа — положительная функция, содержащая интеграл от источников внутри рассматриваемой магнитной поверхности. Из равенства (32) видно, что разность логарифмических производных всегда положительна (кроме точки $\rho = 0$), поэтому решение стационарного уравнения (23) (температура T_a) нигде не совпадает с каноническим профилем T_{ca} . Смысл равенства (32) заключается в том, что решение уравнения переноса (23) в метрике логарифмических производных отделено от канонического профиля внешними источниками энергии. Используя терминологию теории динамических систем, можно сказать, что канонические профили являются условно притягивающими инвариантами, поскольку решения от них отделены. При небольших правых частях (например, при омическом нагреве) решения будут близкими к каноническим профилям, но не совпадающими с ними. Кроме того, канонические профили в силу третьего из граничных условий (16) имеют пьедесталы на внешней границе. Для L-моды это является ещё одной причиной отличия решения уравнения (23) от канонического профиля.

Рассмотрим простые примеры. Для начала заметим, что канонический профиль является решением нелинейного уравнения (15), поэтому кажется, что его нормировка недопустима. Однако в уравнение (23) канонический профиль входит только в виде логарифмической производной, поэтому какая-либо нормировка канонического профиля не меняет это уравнение. Сейчас мы воспользуемся этим свойством.

На рис. 10, а показан профиль температуры электронов T_e для импульса № 72 889 с центральным нагревом, рассчитанный с помощью глобальной модели. Там же для этого импульса приведены канонический профиль для этой температуры T_{ce} , нормированный на центральную расчётную температуру, экспериментальный профиль T_e^{exp} и используемый профиль ЭЦР-мощности P_{EC} . Такой профиль применялся нами при моделировании импульсов с центральным нагревом из табл. 2 и 3. Видно, что расчётный профиль, с одной стороны, близок к эксперименту и совпадает в центре с каноническим в силу нормировки, а с другой стороны, сильно отличен от канонического профиля почти по всему остальному сечению плазмы.

На рис. 10, б показана аналогичная картина для импульса № 72 769 с нецентральной нагревом. При таком нагреве поглощение заведомо многопроходное, поэтому при моделировании, чтобы расчётная

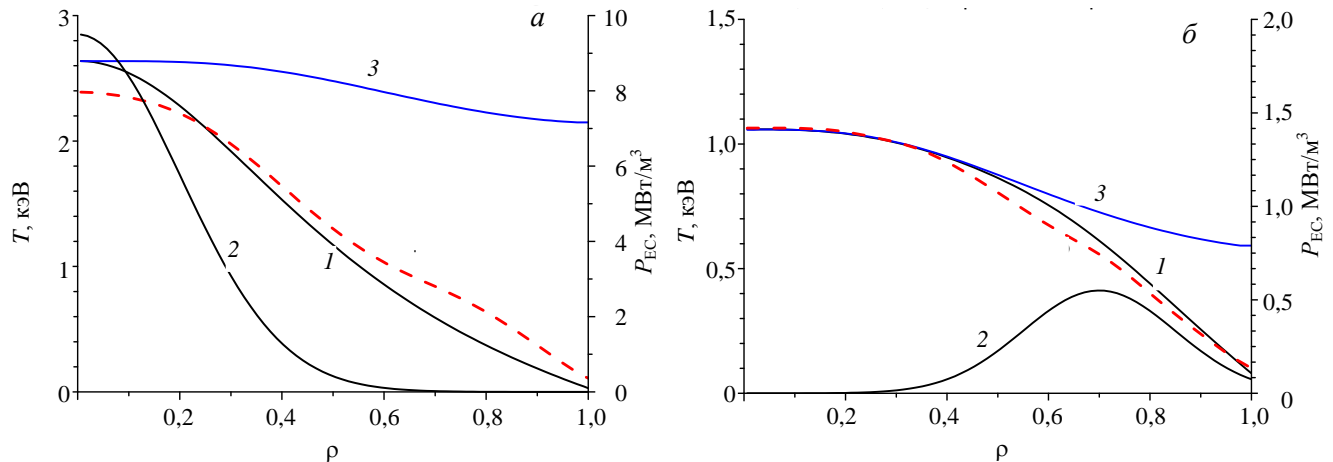


Рис. 10. Импульс № 72 889 с центральным (а) и нецентральным нагревом (б). Профили температуры электронов T_e (1), рассчитанные с помощью глобальной модели, канонический профиль температуры T_{ce} (3), нормированный на центральную расчётную температуру, и экспериментальный профиль температуры T_e^{exp} (— — —). Показан также используемый профиль ЭЦР-мощности P_{EC} (2)

температура была близка к экспериментальной, приходится сильно расширять профиль поглощённой мощности. На этом рисунке приведены те же кривые, что и на рис. 10, *a*. Видно, однако, что расчётный и экспериментальный профили температуры электронов близки к каноническому профилю в той внутренней области, где поток тепла мал. Здесь малые потоки тепла, омический поток и отток тепла от электронов к ионам почти компенсируют друг друга и все три кривые почти сливаются. Во внешней половине радиуса плазмы, там, где поток тепла нарастает за счёт ЭЦР-нагрева, расчётная и экспериментальная температуры отделяются от канонического профиля, как на рис. 10, *a*.

Для Н-моды ситуация на периферии другая. Нетрудно убедиться в том, что пьедестал канонического профиля является верхней границей для пьедестала решения уравнения (23) и, таким образом, для пьедестала в эксперименте. В противном случае, если в граничном условии для функции T_e пьедестал выше пьедестала канонического профиля, то это в силу стандартной модели приведёт к нарушению второго начала термодинамики, поскольку поток тепла будет направлен против градиента температуры. Анализ величины пьедесталов температуры на установке JET, проведённый нами в работах [2, 20], показал, что отношение пьедестала температуры на установке JET $T_{\text{ped}}^{\text{JET}}$ и пьедестала соответствующего канонического профиля температуры $T_{\text{ped}}^{\text{CP}}$

$$\xi_{\text{ped}} = T_{\text{ped}}^{\text{JET}} / T_{\text{ped}}^{\text{CP}} \quad (33)$$

растёт с ростом плотности. В полосе плотности $2 < \bar{n} < 10$ величина (в единицах 10^{19} м^{-3}) ξ_{ped} монотонно возрастает в полосе $0,4 < \xi_{\text{ped}} < 0,6$. Таким образом, она всегда меньше единицы. В работе [2] описана также нелинейная модель, позволяющая определить поведение плазмы в Н-моды. Таким образом, канонические профили в стандартной модели играют роль инвариантов в идеальных системах, определяя свойства плазмы с диссипацией.

Сформулируем в заключение основные черты стандартной транспортной модели:

- простые и близкие друг к другу выражения для потоков тепла электронов и ионов (13);
- близкие по постановке задачи для канонических профилей электронов и ионов (15) —(20);
- минимальное количество транспортных коэффициентов, определяемых из эксперимента (по два для переноса тепла в электронном и ионном канале в уравнениях (27), (28): μ_{0e} и μ_{0i} , определяющих форму канонических профилей h_e и C_i , определяющие абсолютную величину электронной и ионной температуры);
- возможность описания переноса энергии электронов и ионов как в токамаках, так и в стеллараторах;
- возможность решать как прямую, так и обратную задачу для уравнений переноса (23) (см. рис. 4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью базы данных установки Т-10 построена новая версия транспортной модели канонических профилей (ТМКП) для расчёта ЭЦР-нагрева плазмы, учитывающая особенности поглощения необыкновенной волны на второй ЭЦ-гармонике. Модель состоит из двух частей: стандартной и глобальной. Если сформулированный критерий полного поглощения ЭЦ-волн выполняется (поглощённая мощность достаточно велика), то следует пользоваться стандартной частью модели. Если критерий не выполняется, то следует пользоваться глобальной частью. В обоих случаях сами канонические профили для температур электронов и ионов различаются.

Сформулированы условия эквивалентности разрядов в паре токамак—токамак и в паре токамак—стелларатор W7-X. Для эквивалентных разрядов расчёты с помощью ТМКП для токамака Т-15МД совпадают с экспериментальными результатами измерений температур электронов и ионов в установке W7-X в широком диапазоне плотности плазмы. В частности, расчёты хорошо соответствуют экспериментальным результатам о слабой зависимости температуры ионов от плотности плазмы. Подтверждённая модель используется для анализа будущих импульсов в установке Т-15МД. Показано, что канонические профили играют роль аттракторов в системах с диссипацией, подобную роли инвариантов в идеальных системах.

Авторы благодарят Н.А. Кирневу за активную помощь и полезные дискуссии при подготовке работы к печати. Программа экспериментов на Т-10 поддержана ГК «Росатом». Обработка данных и моделирование поддержаны РФФ, проект № 19-12-00312. Работа Ю.Н. Днестровского и Д.Ю. Сычугова поддержана РФФИ, грант № 20-07-00391.

REFERENCES

1. **Dnestrovskij Yu.N. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2007, vol. 49, p. 1477.
2. **Dnestrovskij Yu.N.** Self-Organization of Hot Plasmas. — Springer International Publishing, Switzerland, 2015, pp. 1—134.
3. **Dnestrovskij Yu.N. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2019, vol. 45, p. 207 (in Russian).
4. **Dnestrovskij Yu.N. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2020, vol. 46, p. 387 (in Russian).
5. **Krupin V.A. et al.** — Physics of Atomic Nuclei, 2015, vol. 78, p. 1164.
6. **Klyuchnikov L.A. et al.** — Rev. Sci. Instrum., 2016, vol. 87, p. 053506.
7. **Dnestrovskij Yu.N. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2021, vol. 63, p. 0555012.
8. **Melnikov A.V. et al.** — Fusion Eng. Design, 2015, vol. 96—97, p. 306.
9. **Khvostenko P.P. et al.** — Fusion Eng. Design, 2019, vol. 146, Part A, p. 1108.
10. **Alikaev V.V. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1988, vol. 14, p. 1027 (in Russian).
11. **Ernst D.R. et al.** — In: Electronic Proc. of the 27th IAEA Fusion Energy Conf. Ahmedabad, India, 22—28 October 2018; <https://nucleus.iaea.org/sites/fusionportal/Shared%20Documents/FEC%202018/fec2018-preprints/preprint0580.pdf>.
12. **Petty C.C. et al.** — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 112002.
13. **Klinger T. et al.** — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 112004.
14. **Bozhenkov S.A. et al.** — In: Proc. 61st Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics. Fort Lauderdale, Florida, USA, October 21—25, 2019. Vol. 64, № 11, YP10.00058; <http://meetings.aps.org/Meeting/DPP19/Session/YP10.58>.
15. **Dnestrovskij Yu.N., Kostomarov D.P., Skrydlov N.V.** — ZhTF (JTP), 1963, vol. 33, p. 922 (in Russian).
16. **Prater R.** — Phys. Plasmas, 2004, vol. 11, p. 2349.
17. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA Automated System for TRansport Analysis. IPP Report 5/42. — Garching: Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1991, pp. 1—147.
18. **Dnestrovskij Yu.N., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Cherkasov S.V.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2002, vol. 28, p. 887 (in Russian).
19. **Roy I.N. et al.** — EPJ Web of Conferences, 2017, vol. 149, p. 03021.
20. **Dnestrovskiy Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Sushkov A.V., Cherkasov S.V.** Operational regimes of the modified T-15 tokamak. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2013, vol. 36, issue 4, pp. 45—63 (in Russian).

AUTHORS

Dnestrovskij Yu.N. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; dnestrovskiy_YN@nrcki.ru

Danilov A.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Danilov_AV@nrcki.ru

Dnestrovskij A.Yu. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; dnestrov0@gmail.com

Lysenko S.E. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Lysenko_SE@nrcki.ru

Melnikov A.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; NRNU «MEPhI», Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Institutskiy per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russia; Melnikov_AV@nrcki.ru

Nemets A.R. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Nemets_AR@nrcki.ru

Nurgaliev M.R. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; NRNU «MEPhI», Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; maxim.nurgaliev@gmail.com

Subbotin G.F. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; subbotingf@gmail.com

Soloviev N.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Solovev_NA@nrcki.ru

Sychugov D.Yu. M.V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Computational Mathematics and Cybernetics, Leninskie gory 1, 119991, GSP-1 Moscow, Russia; sychugov@cs.msu.su

Cherkasov S.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; cher2000@gmail.com

Received 14 July 2021

Revised 15 December 2021

Accepted 21 December 2021

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2022, vol. 45, issue 1, pp. 9—28