

О ФОРМИРОВАНИИ И СТАЦИОНАРНОМ ПОДДЕРЖАНИИ ПИКИРОВАННЫХ ПРОФИЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКОВ

© 2023 г. В. П. Пастухов^{a,*}, Д. В. Смирнов^a, Н. В. Чудин^a

^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: Pastukhov_VP@nrcki.ru

Поступила в редакцию 17.01.2023 г.

После доработки 28.04.2023 г.

Принята к публикации 29.04.2023 г.

Рассмотрена теоретическая модель усиления пикированности радиального распределения тепловой энергии плазмы и повышения времени ее удержания за счет формирования профилей тока, обеспечивающих повышенную величину коэффициента запаса устойчивости q_b на внешней границе плазмы. Развита модель формирования и стационарного поддержания пикированных профилей плотности тока, обеспечивающих поддержание равновесных состояний плазменного шнура с повышенной величиной q_b и сохранением $q_0 \approx 1$ на магнитной оси. Модель основана на значительном снижении тока I_{ind} , поддерживаемого индуктором, при одновременном включении центрального ЭЦР-нагрева и электрон-циклотронной генерации тока ECCD. Путем компьютерного моделирования самосогласованной эволюции турбулентной плазмы в условиях токамаков T-10 и T-15МД, показано, что в сценариях разрядов с трех-четырёх кратным снижением тока I_{ind} , на ЭЦР-стадии разряда достигается примерно двухкратное повышение температур электронов и ионов в центре шнура по сравнению со стандартными разрядами с той же мощностью нагрева.

Ключевые слова: токамак, турбулентная плазма, пикированные профили давления, формирование профилей тока, ЭЦР-нагрев, генерация неиндуктивного тока, компьютерное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292123600061, **EDN:** WEWWWI

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование аномальных процессов переноса частиц и энергии в системах магнитного удержания высокотемпературной плазмы и анализ возможных путей повышения эффективности удержания плазмы в таких системах остается одной из актуальных задач в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу (УТС). В качестве интегральной характеристики качества удержания плазмы в магнитных системах традиционно рассматривают энергетическое время удержания τ_E , которое для стационарной стадии разряда определяют как отношение полной тепловой энергии плазмы E_T к полной мощности нагрева P_E :

$$\tau_E^{st} \equiv 3V \langle \langle n(T_e + T_i) \rangle \rangle / 2P_E, \quad (1)$$

где V — объем основной горячей области плазмы, n — плотность плазмы, $T_{e,i}$ — температуры электронов и ионов, а двойные угловые скобки обозначают усреднение по объему плазмы. В токамаках полная вводимая мощность P_E включает

мощности омического нагрева P_{OH} , а также мощности возможного дополнительного электронного циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева P_{ECR} и нагрева пучком быстрых атомов P_{NBI} .

На основе большого объема экспериментальных данных, накопленных в исследованиях на установках токамак, были выяснены основные эмпирические закономерности удержания турбулентной плазмы в токамаках и получены различные скэйлинги для времени τ_E , соответствующие различным модам (или режимам) удержания плазмы. При этом в большинстве экспериментальных, а также теоретических исследований основное внимание уделялось изучению разрядов с умеренными значениями коэффициента запаса устойчивости q_b на внешней границе горячей плазмы (отделяющей основную область плазмы от “слоя обдирки” (SOL)), где традиционный коэффициент запаса устойчивости $q(\psi)$, в общем случае, определяется как производная тороидального магнитного потока Ψ , по полоидальному магнитному потоку ψ : $q(\psi) \equiv \mu^{-1}(\psi) = d\Psi/d\psi$.

Для токамаков с дивертором в качестве q_b рассматривают величину q на магнитной поверхности, соответствующей 0.95 величины тороидального магнитного потока на сепаратрисе. Согласно (1), при фиксированной мощности P_E величина τ_E зависит от величины и пространственного распределения полного давления плазмы. Принято полагать, что в разрядах с q_b в диапазоне $3 \leq q_b \leq 4$ в основном объеме удержания горячей плазмы формируются профили температур и плотности с умеренными градиентами (за исключением возможных узких областей транспортных барьеров), что обеспечивает довольно равномерное заполнение этого объема плазмой с достаточно высокой температурой. Согласно обзору ITER Physics Basis [1], базовые режимы работы строящегося реактора ИТЭР также ориентируются на этот традиционный диапазон параметра q_b .

В отличие от такого традиционного выбора базовых режимов работы токамаков, в работе [2] предложен иной подход к улучшению удержания плазмы в токамаке и повышению ее ключевых параметров. Предложение основано на использовании разрядов с большой величиной q_b при сохранении стандартной величины $q_0 \approx 1$ в центре плазменного шнура. В основе этого подхода лежит ряд известных свойств удержания плазмы в токамаках, используемых в несколько нетрадиционном сочетании. Первое важное свойство связано с явлением самоорганизации плазмы в токамаке, которое проявляется в тенденции к формированию самосогласованных или “канонических” профилей полного давления плазмы. Первым на эту тенденцию обратил внимание Б. Коппи в 80-х годах прошлого века [3]. Весьма убедительным свидетельством в пользу существования “канонических” профилей стали работы [4–7], в которых был представлен анализ профилей полного давления плазмы (суммы давлений электронов и ионов), наблюдавшихся во многих экспериментах на различных токамаках. В частности, в работе [6] на рис. 5 показано, что нормированные профили давления, представленные как функции нормированного малого радиуса $\hat{r} = r/\sqrt{I_{pl}R/B_0}$, имеют довольно универсальный вид и оказываются достаточно близкими для разрядов с различными величинами q_b/q_0 . Здесь I_{pl} — полный ток в плазме, R и B_0 — большой радиус и вакуумное магнитное поле в центре шнура.

Первыми шагами в теоретическом обосновании концепции “канонических” профилей стали работы Д. Бискамп [8] и Б.Б. Кадомцева [9], в которых, на основе предложенных ими вариационных принципов, были получены некоторые выделенные профили давления плазмы, близкие

к профилям, наблюдавшимся в экспериментах. В настоящее время феноменологическая 1D транспортная модель на основе концепции “канонических профилей”, изложенная в работах [10, 11], активно используется для анализа процессов переноса в экспериментах на различных токамаках. В работах [12, 13] было показано, что такие наблюдаемые в экспериментах особенности в поведении плазмы, как формирование “канонических профилей” давления и “пинчевание” плотности плазмы, могут быть связаны с инвариантами движения частиц в магнитном поле токамаков и тенденцией к формированию турбулентного равномерного распределения (turbulent equipartition (TER)).

Для изучения низкочастотной (НЧ) турбулентности и результирующих аномальных транспортных процессов в замагниченной плазме, включая возможные проявления самоорганизации плазмы, разумно использовать прямое компьютерное моделирование нелинейной динамики плазмы. При этом важно не просто развивать коды, адекватно описывающие турбулентность, но и включать рассчитываемые с их помощью турбулентные потоки частиц и тепла в самосогласованное описание глобальных транспортных процессов, как, например, обсуждалось в работах [14, 15]. В отличие от большого числа работ, в которых моделирование НЧ турбулентности основано на гирокинетическом подходе (см., например, обзоры [16, 17]), в наших работах [18–23] для описания нелинейной динамики плазмы использовалась значительно более простая, но достаточно эффективная адиабатически-редуцированная динамическая модель (ARD-модель), которая даже при весьма скромных компьютерных ресурсах позволяет моделировать аномальные транспортные процессы на временах, сравнимых или больших энергетического времени удержания плазмы τ_E .

Первоначально, основные принципы ARD-модели были реализованы в коде CONTRA-C, построенном в рамках цилиндрической модели токамака. Код позволял моделировать самосогласованную нелинейную турбулентную конвекцию плазмы и результирующие процессы переноса в токамаках с большим аспектным отношением и почти круглым сечением магнитных поверхностей. Моделирование, выполненное для условий ряда реальных экспериментальных разрядов на токамаке T-10, продемонстрировало целый ряд свойств, близких к наблюдаемым в этих экспериментах. Одним из наиболее важных свойств, присутствующих в ARD-модели и проявляющихся при моделировании с использованием кода CONTRA-C, является тенденция к самосогласованному формированию и поддержанию турбулентно-релаксированных (TR) состояний с профилями давле-

ния, близкими к “каноническим” профилям давления, наблюдаемым в экспериментах. Наиболее четко это продемонстрировано в работе [22], где на рис. 7 представлены профили давления, полученные при компьютерном моделировании удержания плазмы в трех разрядах, описанных в работе [6]. Разряды были выполнены на токамаке T-10 при разных величинах полного тока и, соответственно, существенно разных значениях q_b . Радиальные профили давления, сформировавшиеся при моделировании турбулентной плазмы в этих разрядах, существенно различаются. Однако представление этих профилей как функций нормированного малого радиуса $\hat{r}$ показывает, что они почти не отличаются друг от друга и демонстрируют достаточно универсальную зависимость от $\hat{r}$. Более того, эти расчетные нормированные профили демонстрируют достаточно хорошее согласие с нормированными профилями, полученными для этих же разрядов в экспериментах на T-10.

Второе важное свойство удержания плазмы в тороидальных магнитных системах, отмеченное в работе [23], связано с тем, что величины поперечных потоков тепла из основной горячей области плазмы в SOL, в силу их непрерывности на границе, должны быть равны потерям плазмы из SOL. Поскольку силовые линии магнитного поля в SOL выходят на проводящий лимитер или диверторные пластины, то, согласно оценкам работы [23], разумно ожидать, что главным каналом тепловых потерь из SOL должна быть продольная классическая электронная теплопроводность, при которой плотность продольного потока тепла пропорциональна $T_e^{7/2}$. С учетом такого механизма тепловых потерь из SOL и непрерывности T_e на границе основной плазмы и SOL, в работе [23] было предложено нелинейное граничное условие 3-го рода для уравнения переноса тепла в основной горячей области плазмы. С использованием кода CONTRA-C с таким граничным условием, было проведено моделирование переходных режимов для трех реальных разрядов с включением ЭЦР-нагрева различной мощности в токамаке T-10. Результаты моделирования, представленные в работе [23], показали, что в процессе эволюции турбулентной плазмы после включения дополнительного нагрева, величины τ_E в этих разрядах выходят на квазистационарные уровни, при которых различие между расчетными и экспериментальными величинами τ_E не превышает погрешности экспериментальных измерений при всех уровнях вводимой ЭЦР-мощности. При этом, отношения величин τ_E на омической стадии и в стадии ЭЦР-нагрева примерно соответствовало зависимости τ_E от полной вводимой мощности P_E в известном “многомашинном

скейлинге” H(ITER-98(y,2)) для стационарной H-моды в ИТЭР.

На основе указанных выше важных свойств удержания плазмы в токамаках в работе [2] были выполнены аналитические расчеты ожидаемого улучшения удержания плазмы и повышения ее ключевых параметров при использовании в токамаках разрядов с повышенным отношением q_b/q_0 . Эти оценки были подкреплены численным моделированием эволюции турбулентной плазмы с использованием модернизированного кода CONTRA-CM. Для трех разрядов в T-10 с близкими параметрами плазмы, но с различными значениями q_b/q_0 , был смоделирован переход, при котором после начальной стадии с омическим нагревом (ОН) включался достаточно мощный ЭЦР-нагрев, в результате которого в разрядах с увеличенными значениями q_b/q_0 формировались пикированные профили полного давления (и температур $T_{e,i}$) с увеличенными значениями полной тепловой энергией плазмы E_T и времени жизни τ_E .

В работе [2] также был дан краткий обзор экспериментальных свидетельств влияния больших q_b на удержание плазмы. Оказалось, что число таких экспериментов относительно невелико, и направлены они были, в основном, на исследование иных вопросов удержания плазмы в токамаках. Указанные свидетельства были получены как на относительно небольших установках, таких как Tokamak de Varennes [24], Туман-3 [25], Глобус-M2 [26], так и на крупных токамаках, таких как TFTR [27] и JET [28]. Режимы с повышенным q_b во многих экспериментах были реализованы при быстром снижении полного тока плазмы I_{pl} за времена, меньшие времени диффузии магнитного поля. В этом случае первоначальное снижение полного тока начиналось со снижения плотности тока, поддерживаемого индуктором, преимущественно во внешней части шнура, в то время как в приосевой области шнура плотность тока некоторое время оставалась неизменной и начинала снижаться лишь с заметной задержкой во времени. Такое перераспределение плотности тока соответствовало росту отношения q_b/q_0 . В работе [29] указано, что на стадии снижения I_{pl} в токамаке T-3 имели место увеличение внутренней индуктивности плазмы и соответствующая локализация плотности тока в приосевой области. При этом τ_E достигало своего максимального значения именно на стадии снижения I_{pl} .

Основной целью данной работы является дальнейшее развитие идеи улучшения удержания плазмы в токамаках и повышения ее ключевых параметров при использовании разрядов с повышенным отношением q_b/q_0 , которая была

предложена в работе [2]. Наибольшее внимание уделено разработке метода формирования и стационарного поддержания профилей тока, обеспечивающих повышенную величину q_b/q_0 , а также управлению равновесными состояниями и процессами переноса в плазме токамака при повышенных q_b/q_0 . Компьютерное моделирование эволюции турбулентной плазмы в условиях ввода ЭЦР мощности и изменения профиля тока в тороидальной плазме токамака с произвольным полоидальным сечением плазменного шнура выполнялось с использованием объединенной системы кодов CONTRA-ASTRA-SPIDER.

В разделе 2 представлена теоретическая модель формирования радиальных профилей тока в плазме токамака, обеспечивающих поддержание стационарных состояний плазменного шнура с разными величинами q_b/q_0 . В разделе 3 обсуждаются результаты компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для четырех сценариев разрядов в Т-10 с включением ЭЦР-нагрева и формированием нужных профилей тока. В разделе 4 обсуждаются результаты компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для трех сценариев разрядов в Т-15МД с включением ЭЦР-нагрева и формированием разных профилей тока. Раздел 5 суммирует основные результаты.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОФИЛЕЙ ТОКА И УСИЛЕНИЯ ПИКИРОВАННОСТИ ПРОФИЛЯ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ ПЛАЗМЫ

Как отмечалось во Введении, все экспериментальные свидетельства увеличения времени жизни плазмы τ_E в токамаках в режимах с повышенным q_b/q_0 были связаны с нестационарной перестройкой радиальных профилей плотности тока и наблюдались на ограниченных временных интервалах. Поэтому, важно попытаться построить разумную модель формирования и поддержания стационарных профилей тока, обеспечивающих увеличение отношения q_b/q_0 и соответствующее усиление пикированности радиального распределения тепловой энергии плазмы. В соответствии с [2], это должно приводить к увеличению полной тепловой энергии плазмы и повышению времени ее удержания τ_E . Поскольку q_b растет при снижении полного тока плазмы I_{pl} , а величина q_0 обратно пропорциональна плотности тока на магнитной оси j_0 , то первым обязательным условием является снижение тока плазмы I_{pl} , который, по определению, является интегралом по полоидальному сечению плазменного шнура от тороидальной компоненты j_φ вектора плотности

тока $\mathbf{j}$. В аксиально-симметричных тороидальных системах (в частности, в токамаках), в рамках идеальной магнитной гидродинамики (МГД) с изотропным давлением, стационарные величины плотностей токов $\mathbf{j}$ и j_φ , в соответствии с обзором [30], могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= -2\pi cr^2 \frac{dp}{d\psi} \nabla\varphi - \mathbf{B} \frac{dF}{d\psi}, \\ j_\varphi &= -2\pi cr \frac{dp}{d\psi} - B_\varphi \frac{dF}{d\psi} = -2\pi cr \frac{dp}{d\psi} - \frac{2}{cr} F \frac{dF}{d\psi}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $p(\psi) = n(T_e + T_i)$ — полное давление плазмы, r — радиус в цилиндрической системе координат $\{r, \varphi, z\}$, ψ — полоидальный магнитный поток, $F(\psi) = crB_\varphi/2$ — токовая функция, присутствующая в традиционной форме уравнении Грэда–Шафранова:

$$\Delta^* \psi = -4\pi(2\pi r)^2 \frac{dp}{d\psi} - \left(\frac{4\pi}{c}\right)^2 F \frac{dF}{d\psi}. \quad (3)$$

описывающего равновесные состояния плазмы в таких системах. Все физические величины в (2) и (3) выражены в гауссовых единицах.

Первую, чисто тороидальную компоненту вектора плотности тока $\mathbf{j}^{(1)}$ в формулах (2), пропорциональную $dp/d\psi$, можно назвать диамагнитной, поскольку именно она определяет диамагнитный отклик плазмы на внешнее магнитное поле в плоских и цилиндрических равновесиях. Величина этой компоненты плотности тока определяется условиями нагрева плазмы и процессами переноса. Поэтому эту компоненту нельзя использовать для снижения I_{pl} . Более того, рост этой компоненты нужно самосогласованно учитывать при включении дополнительного нагрева плазмы.

Вторая компонента вектора плотности тока $\mathbf{j}^{(2)}$ в (2) направлена вдоль полного магнитного поля и связана с продольным движением заряженных частиц (преимущественно, электронов). В стандартных сценариях разрядов в токамаках, вследствие конечного электрического сопротивления плазмы, основной вклад в формирование этой компоненты тока дает вихревое электрическое поле от индуктора. Этот вклад определяется дифференциальным (или локальным) законом Ома

$$j^{ind} = \sigma_{||} E_{||}^{ind}, \quad (4)$$

где $\sigma_{||}$ — продольная проводимость плазмы, а $E_{||}^{ind}$ — продольная компонента вихревого электрического поля индуктора. Дополнительный вклад в формирование $j_{||}^{(2)}$ могут давать неиндуктивные методы генерации тока (“current drive”).

В соответствии с современными представлениями о неоклассических процессах переноса в токамаках, продольная компонента тороидального тока $j_{\parallel}^{(1)}$

$$j_{\parallel}^{(1)} B = -4\pi F(\psi)(dp(\psi)/d\psi), \quad (5)$$

может существенно модифицироваться под влиянием столкновений электронов с ионами. Модифицированную величину этой компоненты продольного тока принято называть “бутстрэп”-током.

В представленных в данной работе расчетах, плотность “бутстрэп”-тока j_{BS} рассчитывается в коде ASTRA [31] с использованием подпрограммы на основе известной модели, изложенной в работе [32]. В дальнейшей цепочке расчетов, в соответствии со стандартной процедурой кода ASTRA, используется полная плотность продольного тока

$$j_{\parallel} = j_{ind} + j_{BS} + j_{CD}, \quad (6)$$

состоящая из плотности тока, поддерживаемого вихревым электрическим полем индуктора j_{ind} , плотности “бутстрэп”-тока j_{BS} и плотности тока j_{CD} , поддерживаемого путем неиндуктивной генерации тока. Строго говоря, плотность тока $j_{\parallel}$ и ее составляющие в выражении (6) в тороидальных системах непостоянны на магнитных поверхностях. Для удобства выполнения расчетов, в коде ASTRA введены эффективные поверхностные плотности тока вида $j_{\parallel}^{eff} = \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{j} \rangle / B_0$, где угловые скобки обозначают усреднение по удельному объему потоковой трубки, а B_0 — вакуумное магнитное поле в центре камеры.

В проводимом нами моделировании, токи j_{ind}^{eff} и j_{CD}^{eff} вместе с источником вводимой ЭЦР-мощности управляют ходом эволюции турбулентной плазмы. В связи с этим, мы используем для них модельные представления с заданными радиальными профилями и с задаваемой программой изменения во времени. В коде ASTRA и в турбулентно-транспортных кодах семейства CONTRA в качестве метки магнитной поверхности вместо полоидального магнитного потока ψ используется эффективный малый радиус плазмы $\rho = \sqrt{\Psi(t, \psi) / \pi B_0(t)}$, который определяется тороидальным магнитным потоком и обеспечивает инвариантность формы уравнений переноса и генерации турбулентных флуктуаций в токамаках с произвольным полоидальным сечением плазменного шнура. В данной работе мы используем

следующее модельное представление для эффективной индуктивной плотности тока:

$$j_{ind}^{eff} = j_{ind}^0(t) \left(1 + A_{ind}(t) \frac{\rho^2}{\rho_b^2} \right)^{-2}, \quad (7)$$

где функции $j_{ind}^0(t)$ и $A_{ind}(t)$, определяющие величину и пикированность индуктивного тока, выступают в качестве управляющих параметров. В токамаках с большим аспектным отношением и почти круглым полоидальным сечением плазмы (таких как T-10) профиль тока (7) на омической стадии дает профиль $q(\rho)$, близкий к параболическому, что вполне согласуется с большинством экспериментов в таких системах. Начальные значения функций $j_{ind}^0(t)$ и $A_{ind}(t)$ для омической стадии моделируемого разряда можно выбрать так, чтобы результирующий расчетный профиль $q(\rho)$ соответствовал хорошо определяемым в эксперименте значениям q_b и радиуса ρ_1 поверхности $q(\rho_1) = 1$.

Как отмечалось выше, для увеличения q_b необходимо снижать полный ток плазмы I_{pl} , что можно обеспечить снижением интегрального индуктивного тока I_{ind} . В нашем алгоритме управления токами это легко достигается снижением во времени величины $j_{ind}^0(t)$. В реальном эксперименте снижение $j_{ind}^0(t)$ должно происходить в результате достаточно плавного снижения вихревого электрического поля. Однако снижение $j_{ind}^0(t)$ одновременно приводит к повышению величины q_0 , которая растет при снижении плотности тока на магнитной оси. В результате, отношение q_b/q_0 остается почти неизменным. Снижение интегрального индуктивного тока I_{ind} в рамках нашего алгоритма можно также обеспечить увеличением управляющего параметра $A_{ind}(t)$ в (7), что соответствовало бы большей локализации плотности тока $j_{ind}^0(t)$ в приосевой области. Такая локализация плотности тока при достаточно быстром снижении напряжения на обходе действительно наблюдалась в экспериментах [24–29], упомянутых во Введении. Однако приосевая локализация плотности тока проявлялась лишь как временный эффект и завершалась за резистивные времена. Поэтому, снижение I_{ind} , а, соответственно, и I_{pl} , и в нашем моделировании, и в эксперименте более естественно обеспечивать снижением параметра $j_{ind}^0(t)$, а не повышением параметра $A_{ind}(t)$. При этом, для получения повышенных значений q_b/q_0 на квазистационарной стадии, снижение $j_{ind}^0(t)$ необходимо дополнить каким-то неиндуктивным внешним воздействием.

Понятно, что для этой цели нужно использовать какой-то из методов неиндуктивного поддержания тока, который бы позволил увеличить плотность тока в окрестности магнитной оси, не внося существенной добавки в величину полного тока плазмы I_{pl} . В наибольшей степени для этой цели подходит неиндуктивное поддержание тока при центральном ЭЦР-нагреве (ECCD). Во многих проектах ECCD не относят к достаточно перспективным методам неиндуктивного поддержания тока, поскольку плотность тока j_{CD} при ECCD генерируется в очень локализованной области, а интегральный вклад этого тока в полный ток плазмы I_{pl} невелик. Тем не менее, как будет видно из результатов нашего моделирования, именно ECCD, ассоциированный с центральным ЭЦР-нагревом плазмы, представляется весьма привлекательным инструментом для получения повышенных значений q_b/q_0 на стационарной стадии разрядов в токамаках. Для включения инструмента ECCD в разрабатываемый алгоритм управления профилями тока в плазме токамака, по аналогии с (7), введена модельная функция для эффективной компоненты плотности тока j_{CD}^{eff} , соответствующей предлагаемому ECCD, совмещенному с центральным ЭЦР-нагревом плазмы:

$$j_{CD}^{eff} = j_{CD}^0(t) \left(\exp \left\{ -\frac{(\rho - \rho_{res})^2}{\delta_{res}^2} \right\} + \exp \left\{ -\frac{(\rho + \rho_{res})^2}{\delta_{res}^2} \right\} \right), \quad (8)$$

где параметр $j_{CD}^0(t)$ определяет величину неиндуктивной плотности тока и выступает в качестве управляющего параметра, а параметры ρ_{res} и δ_{res} характеризуют радиальный профиль неиндуктивного тока и соответствуют резонансной поверхности ввода ЭЦР-мощности и эффективной толщине ввода этой мощности.

Использование модельных распределений индуктивного j_{ind}^{eff} и неиндуктивного j_{CD}^{eff} токов позволяет существенно расширить класс самосогласованно моделируемых сценариев разрядов по сравнению с рассматриваемыми ранее сценариями с фиксированными профилями $q(\rho)$. Численные процедуры, имеющиеся в коде ASTRA, позволяют по рассчитанной плотности “бутстрэп”-тока j_{BS} и заданным профилям j_{ind}^{eff} и j_{CD}^{eff} получить величину полной плотности продольного тока $j_{||}$, модифицированной с учетом конечной частоты столкновений.

Правую часть уравнения Грэда–Шафранова (3) можно представить как сумму проекции продольного тока $j_{||}$ на тороидальное направление $\mathbf{e}_\phi$

и тороидальной компоненты поперечного тока $\mathbf{j}_\perp = c[\mathbf{B} \times \nabla p]/B^2$, определенного из условия баланса основных сил в плазменном шнуре. Подставляя в правую часть (3) модифицированную плотность продольного тока $j_{||}$, рассчитанную в коде ASTRA, тороидальное магнитное поле $B_\phi = 2F(t, \rho)/(cr)$ и переходя в правой части (3) от переменной ψ к потоковому малому радиусу ρ , получим модифицированное уравнение Грэда–Шафранова

$$\Delta^* \psi = - \left(\frac{4\pi}{c} \right)^2 \frac{B_0 F}{\langle B^2 \rangle} j_{||}^{eff}(t, \rho) - (2\pi r)^2 \left(1 - \frac{B_\phi^2}{B^2} \right) \frac{2q(\rho) \partial p(t, \rho)}{\rho B_0 \partial \rho}, \quad (9)$$

которое соответствует уравнению (40) в описании кода ASTRA [31] и используется в 2D-коде SPIDER [33] для расчета равновесных магнитных конфигураций плазмы, описываемых набором магнитных поверхностей $\psi(r, z) = \text{const}$, на каждом шаге эволюции плазмы.

При моделировании каждого из сценариев разрядов, первичное согласование системы кодов CONTRA-ASTRA-SPIDER осуществляется на предварительной стадии, предшествующей основному моделированию. На первом этапе этой стадии кодом SPIDER рассчитывается бессиловая магнитная конфигурация с $p(\rho) = 0$ при наличии лишь индуктивной компоненты тока $j_{||}^{eff}(\rho) = j_{ind}^{eff}(\rho)$ в форме (7) при заданной внешней границе плазмы. На основании полученных данных в коде ASTRA рассчитываются метрические коэффициенты для потоковой системы координат, связанной с малым радиусом ρ , и радиальный профиль удельного объема магнитной потоковой трубки $U(\rho) = dV/d\psi \equiv \oint dl_p/B_p$. На втором этапе в правой части модифицированного уравнения Грэда–Шафранова (9) учитываются конечное давление плазмы и “бутстрэп” ток j_{BS} в предположении, что профили плотности и давление электронов и ионов соответствуют турбулентно-релаксированным состояниям $nU = \text{const}$ и $p_{e,i} U^2 = \text{const}_{e,i}$, тенденция к формированию которых при моделировании турбулентной плазмы кодами семейства CONTRA отмечалась во Введении и обсуждалась в работах [18–23]. Далее, SPIDER рассчитывает обновленную магнитную конфигурацию, для которой код ASTRA рассчитывает обновленные метрические коэффициенты, профиль удельного объема $U(\rho)$ и набор форм-факторов $f_i(\rho)$ (см., например, [34]), достаточно полно учитывающих геометрию конкретной магнитной конфигурации в расчетах на основе ARD-модели турбулентной конвекции плазмы.

Получение $U(\rho)$ и форм-факторов $f_i(\rho)$, позволяют перейти к моделированию турбулентных флуктуаций и результирующих процессов переноса. Для этой цели в данной серии расчетов используется код CONTRA-T, который представляет собой тороидальную модификацию ранее разработанных кодов семейства CONTRA и учитывает наличие тороидальных форм-факторов и раздельное описание процессов переноса тепла по электронному и ионному каналам. Как подчеркивалось в работах [18–23], уравнения для давлений электронов и ионов, а также плотности плазмы в ARD-модели записываются в терминах более адекватных переменных: энтропийных функций $S_{(e,i)} = p_{(e,i)} U^2$ и числа частиц в объеме силовой трубки $D = nU$, введенных вместо давлений $p_{(e,i)}$ и плотности частиц n соответственно. Эти переменные позволяют явно учесть инвариантные свойства исходных МГД уравнений. Обе эти функции состоят из средних по поверхности медленно меняющихся функций $\bar{S}_{(e,i)}(t, \rho)$, $\bar{D}(t, \rho)$ и малых флуктуирующих компонент $S_{(e,i)f}(t, \rho, \varphi)$, $D_f(t, \rho, \varphi)$:

$$\begin{aligned} S_{(e,i)}(t, \rho, \varphi) &= \bar{S}_{(e,i)}(t, \rho) + S_{f(e,i)}(t, \rho, \varphi), \\ D(t, \rho, \varphi) &= \bar{D}(t, \rho) + D_f(t, \rho, \varphi). \end{aligned} \quad (10)$$

Исходные уравнения, описывающие перенос тепла, включают конвективные члены, содержащие произведения флуктуаций давления $p_{(e,i)f}$ и флуктуаций скорости $\mathbf{v}_f$. Именно эти члены и определяют аномальный характер процессов переноса тепла. Однако их нельзя представить в форме полной дивергенции потоков тепла. Известно, что полностью дивергентный вид имело бы уравнение, соответствующее закону сохранения полной энергии, которое представляет собой сумму тепловых энергий электронов и ионов, кинетической энергии плазмы и энергии магнитного поля. Однако использовать такое уравнение для полной энергии в численных расчетах довольно сложно и неудобно. В коде CONTRA-T, в соответствии с результатами предшествующих работ [19–23], вместо уравнений для переноса тепла, предпочтительнее использовать уравнения переноса энтропийных функций $\bar{S}_{(e,i)}$, в которых доминирующий член, описывающий турбулентную конвекцию, имеет дивергентный вид.

Механизм аномального переноса тепла основан на конкуренции, когда нагрев плазмы, фоновая (неоклассическая) теплопроводность и внешние граничные условия искажают начальный TR-профиль давления, делая его слабонеустойчивым, а неустойчивость возбуждает и поддерживает квазидвумерную нелинейную конвекцию, которая стремится восстановить TR-состояние и приводит к аномальному недиффузионному пе-

реносу тепла и плотности плазмы. Для целей данной работы, процессы переноса тепла играют исключительно важную роль, в то время как влияние процессов переноса плотности представляется второстепенным эффектом. Как отмечалось во Введении, турбулентные процессы переноса демонстрируют тенденцию к самосогласованному формированию и поддержанию TR-состояний. В связи с этим, для упрощения компьютерного моделирования различных сценариев эволюции плазмы, в данной работе (как и во многих предшествующих работах) набор уравнений для описания флуктуаций плотности и аномального переноса плотности исключен из рассмотрения. Вместо этого предполагается, что источники частиц, фоновый поток плотности плазмы и флуктуации числа частиц в объеме силовой трубки D_f равны нулю. В этом случае, как и в хорошо известном случае турбулентности несжимаемой жидкости с однородной плотностью, дивергенция потока плотности равна нулю и никаких изменений профиля плотности не происходит. В нашей ARD-модели это соответствует поддержанию профиля плотности плазмы на протяжении всего процесса турбулентной эволюции в TR-состоянии вида

$$\bar{n}(t, \rho) = \bar{D}(t) / U(t, \rho). \quad (11)$$

С учетом того, что большинство экспериментов проводится при условии поддержания неизменной среднехордовой плотности плазмы $\langle n \rangle_{ch} = \text{const}$, моделирование также будем проводить с учетом этого условия. Тогда изменение величины $\bar{D}(t)$ в процессе эволюции определяется следующим соотношением:

$$\frac{\bar{D}(t)}{(r_{\max} - r_{\min})} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} dr / U(t, \rho) = \langle n \rangle_{ch} |_{t=0}, \quad (12)$$

где интегрирование проводится по радиальной хорде, проходящей через магнитную ось.

С учетом сделанных предположений, уравнения переноса тепла для электронной и ионной компонент плазмы, представленные в работе [34], принимают вид:

$$\begin{aligned} \frac{2\pi}{\mu B_0} \partial_t \left(\frac{3}{2} \bar{S}_{(e,i)} (\mu B_0)^2 \right) + \frac{1}{\rho} \partial_\rho \left[U (q_{(e,i)}^{turb} + q_{(e,i)}^{bg}) \right] = \\ = 2\pi \mu B_0 U^2 \bar{P}_{E(e,i)} + q_{(e,i)}^{bg} \frac{1}{\rho} \partial_\rho U. \end{aligned} \quad (13)$$

Подчеркнем, что турбулентно-конвективные потоки тепла $q_{(e,i)}^{turb}$, рассчитываемые в кодах семейства CONTRA на основе ARD-модели, не содержат каких-либо искусственных “аномальных

коэффициентов” переноса, а определяются следующими выражениями:

$$q_{(e,i)}^{turb}(t, \rho) = -3\pi \frac{c}{U} \overline{(S_{f(e,i)} \partial_\phi \phi_f)}, \quad (14)$$

где $\phi_f(t, \rho, \phi)$ — флуктуации электрического потенциала, задающие величину турбулентных флуктуаций скорости плазмы, а $S_{f(e,i)}(t, \rho, \phi)$ — флуктуации энтропийных функций электронов и ионов соответственно. Все флуктуации самосогласованно рассчитываются кодами семейства CONTRA на основе соответствующих уравнений ARD-модели. Наряду с турбулентной конвекцией, в уравнениях (13) учтены “фоновые” потоки

тепла $q_{(e,i)}^{bg}$, которые всегда присутствуют в замагниченной плазме. При этом, достаточно естественно полагать, что “фоновый” поток тепла в ионном уравнении соответствует неоклассической ионной теплопроводности. Что касается “фонового” потока тепла в электронном уравнении, то, как отмечалось в более ранних работах [18–23] и [34], величина этого потока в эксперименте, как правило, значительно превышает величину электронной неоклассической теплопроводности и примерно соответствует потоку с эффективным коэффициентом теплопроводности масштаба коэффициента неоклассической ионной теплопроводности. Поэтому в данной работе, как и в более ранних работах, использовалась достаточно разумная модель электронного “фонового” потока тепла в форме теплопроводностного потока с единым для ионов и электронов неоклассическим коэффициентом теплопроводности.

Величины $\bar{P}_{E(e,i)}$ обозначают поверхностно-усредненные плотности вводимой мощности в электронную и ионную компоненты, включающие мощность омического нагрева P_{OH} , мощность ЭЦР-нагрева P_{ECR} , мощность кулоновского обмена энергией между электронными и ионными компонентами плазмы P_{exch} и отсутствующую в традиционных транспортных моделях мощность вязкого тепловыделения вследствие диссипации кинетической энергии турбулентных течений P_{visc} , определяемую выражениями (26) и (27) работы [34]. Источник вязкого тепловыделения P_{visc} возвращает кинетическую энергию флуктуаций скорости, почерпнутую из тепловой энергии плазмы в результате работы сил давления (преимущественно электронов), обратно в тепловую энергию плазмы (преимущественно в ионную компоненту), обеспечивая дополнительную передачу энергии от электронов к ионам и выполнение закона сохранения полной энергии. В источники $\bar{P}_{E(e,i)}$ могут быть также добавлены мощности нагрева пучком быстрых нейтральных атомов, потери на излучение, перезарядку и

другие объемные источники и потери энергии, рассчитываемые в коде ASTRA. Для расчета флуктуаций $S_{f(e,i)}$ и ϕ_f в выражении (14) в коде CONTRA-T используются соответствующие уравнения работы [34].

При мощном ЭЦР-нагреве плазмы может проявиться эффект убегания электронов, особенно, в плазме низкой плотности. Но учет влияния возможной немаксвелловости функции распределения электронов вследствие этого эффекта не входит в число основных задач данной работы. Тем более, что мы моделируем разряды с умеренной плотностью и с не очень высокой мощностью ЭЦР-нагрева.

Отметим, что в согласованной системе кодов CONTRA-ASTRA-SPIDER, наряду с кодом CONTRA-T, может также использоваться тороидальный турбулентно-транспортный код CONTRA-AU. Этот код представляет собой усовершенствованную версию ранее разработанного турбулентного блока CONTRA-A, первоначально созданного для работы в связке с кодом ASTRA и подробно описанного в работе [34]. Коды CONTRA-T и CONTRA-AU близки по своим потенциальным возможностям, но имеют разную внутреннюю архитектуру. Использование двух различающихся кодов для моделирования сложных сценариев эволюции турбулентной плазмы повышает уверенность в корректности получаемых результатов.

В данной работе мы используем внешние граничные условия для потоков тепла, аналогичные предложенным в работе [23], но усовершенствованные с учетом отличий в величинах электронных и ионных продольных потоков тепла в SOL. Указанные граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} (q_e^{turb} + q_e^{bg})_b &= q_{eOH} (\bar{T}_e / \bar{T}_{eOH})_b^{7/2}, \\ (q_i^{turb} + q_i^{bg})_b &= \alpha q_{eOH} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \left(\frac{\bar{T}_i}{\bar{T}_{iOH}} \right)_b^{7/2}, \end{aligned} \quad (15)$$

где q_{eOH} имеет смысл электронного потока тепла из SOL на начальной квазистационарной омической стадии разряда и определяется соотношением $q_{eOH} (1 + \alpha \sqrt{m_e/m_i}) = P_{OH}$. В моделируемых сценариях разрядов величина температуры $\bar{T}_{eOH}$ подбирается путем итераций так, чтобы обеспечить ожидаемую (или полученную в эксперименте) величину τ_E на этой начальной стадии разряда. Коэффициент α имеет величину масштаба единицы и подбирается так, чтобы обеспечить ожидаемую (или полученную в эксперименте) величину отношения $(\bar{T}_{iOH} / \bar{T}_{eOH})$ на этой стадии. При изменении условий нагрева плазмы на последующих стадиях эволюции, величины потоков тепла из основной области в SOL в граничных условиях

(15) меняются примерно как $\bar{T}_{(e,i)}^{7/2}$ и при этом практически не зависят от плотности $\bar{n}_b$. В этих условиях τ_E должно примерно линейно расти с увеличением плотности плазмы.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-10

В данном разделе представлен сравнительный анализ результатов компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для четырех сценариев разрядов в дейтериевой плазме умеренной плотности в токамаке Т-10, большой радиус которого составляет $R_0 = 1.5$ м, а малый радиус $\rho_b \approx a = 0.3$ м. Все моделируемые сценарии начинались с одинаковой стадии омического нагрева с достаточно типичными параметрами разряда:

- тороидальное магнитное поле $B_0 = 2.2$ Тл,
- полный ток плазмы $I_{pl} = 190$ кА,
- величина $q(0)$ на магнитной оси $q_0 = 0.95$,
- величина $q(\rho_b)$ на внешней границе $q_b = 3.68$,
- среднехордовая плотность $\langle n \rangle_{ch} = 1.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$,
- интегральный индуктивный ток $I_{ind} = 176$ кА,
- интегральный “бутстрэп”-ток $I_{BS} = 14$ кА,
- мощность омического нагрева $P_{OH} = 260$ МВт,
- температура электронов в центре $T_{e0} = 0.97$ кэВ,
- температура ионов в центре $T_{i0} = 0.45$ кэВ,
- время удержания энергии плазмы $\tau_E = 30.3$ мс.

Указанные параметры довольно близки к параметрам плазмы на омической стадии в серии разрядов #61200, #61203 и #61208 в Т-10, которые брались за основу для моделирования эволюции энергетического времени жизни τ_E в работе [23].

Было смоделировано 4 разряда, в каждом из которых эволюция турбулентной плазмы начиналась со стадии омического нагрева с приведенными выше параметрами, но на последующей стадии с ЭЦР-нагревом развивалась по разным сценариям:

a – базовый сценарий с традиционным условием поддержания полного тока плазмы $I_{pl} = \text{const} = 190$ кА;

b – сценарий с трехкратным снижением индуктивного тока до величины $I_{ind} = 59$ кА без включения ECCD;

c – сценарий с трехкратным снижением индуктивного тока до величины $I_{ind} = 59$ кА и с включением ECCD;

d – сценарий с четырехкратным снижением индуктивного тока до величины $I_{ind} = 44$ кА и с включением ECCD.

Моделирование проводилось с использованием системы кодов CONTRA-ASTRA-SPIDER. Давления $\bar{p}_{e,i}(t, \rho)$ и температуры $\bar{T}_{e,i}(t, \rho)$ в ходе эволюции рассчитывались с учетом различия в процессах переноса тепла по электронному и ионному каналам при неизменной среднехордовой плотности плазмы $\langle n \rangle_{ch}$ и с использованием нелинейных граничных условий, описанных в разделе 2. На рис. 1 представлена эволюция токов в 4-х моделируемых сценариях разрядов в Т-10. Полная длительность расчетного интервала времени составляла 200 мс. Снижение индуктивного тока I_{ind} в сценариях *b*, *c* и *d* начиналось в момент времени $t = 43$ мс и длилось 20 мс. Как отмечалось в разделе 2, для простоты, возможное усиление приосевой локализации плотности индуктивного тока в данном моделировании не учитывалось. Все изменение индуктивного тока в (7) задавалось линейным во времени снижением $j_{ind}^0(t)$. Во всех сценариях эволюция “бутстрэп”-тока I_{BS} самосогласованно рассчитывалась в коде ASTRA в соответствии с изменением величины и профиля давления плазмы.

Центральный ЭЦР-нагрев во всех сценариях включался в момент времени $t = 50$ мс и выходил на номинальный уровень за 8 мс. Для удобства сравнения параметров плазмы в разных сценариях, предполагалось, что мощность омического нагрева P_{OH} начинает снижаться с момента времени $t = 43$ мс пропорционально I_{ind}^2 , а полная мощность нагрева на ЭЦР-стадии составляет $P_E = 1.1$ МВт, независимо от остаточной мощности омического нагрева. ECCD в сценариях *c* и *d* включался и нарастал одновременно с ЭЦР-нагревом. Предполагалось, что и ЭЦР-нагрев, и j_{CD}^{eff} локализованы в приосевой области в соответствии с выражением (8) с параметрами $\rho_{res} = 1.6$ см и $\delta_{res} = 2.8$ см. При этом необходимый интегральный ток I_{CD} в сценариях *c* и *d* составлял всего 1.8 кА.

Как видно из рис. 1, в базовом сценарии *a* индуктивный ток I_{ind} , как и в эксперименте, снижается при нагреве плазмы в силу роста интегрального “бутстрэп”-тока I_{BS} и поддержания постоянного полного тока I_{pl} . Как показали результаты

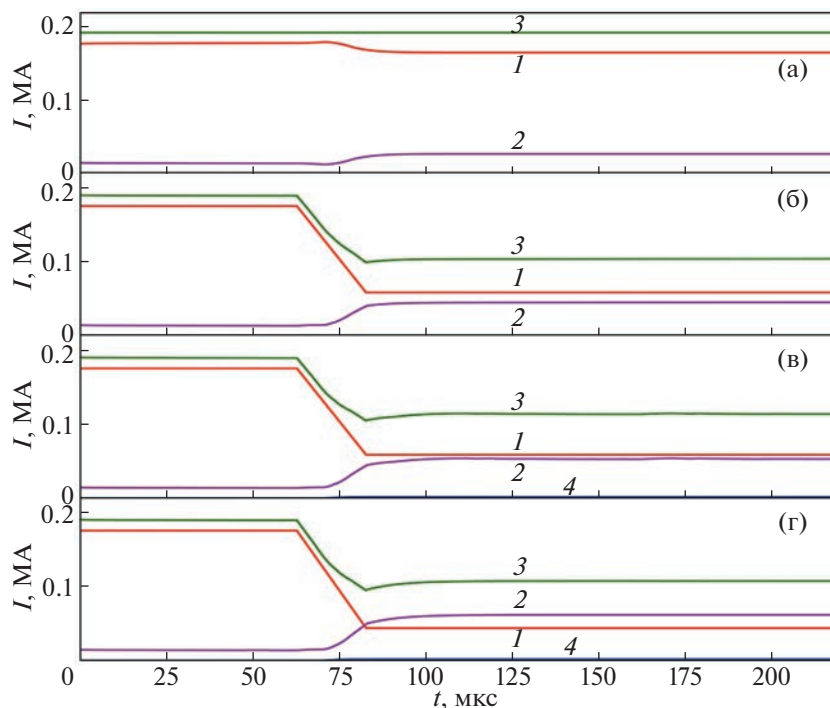


Рис. 1. Эволюция токов в сценариях разрядов *a*, *b*, *c* и *d* в токамаке Т-10: 1 — интегральный индуктивный ток I_{ind} ; 2 — интегральный “бутстрэп”-ток I_{BS} ; 3 — полный ток плазмы I_{pl} ; 4 — интегральный неиндуктивный ток I_{CD} .

моделирования, в сценариях *b*, *c*, *d* (при заданном снижении индуктивного тока I_{ind}) “бутстрэп”-ток I_{BS} при включении ЭЦР-нагрева и особенно ECCD увеличивался значительно сильнее, чем в базовом сценарии *a*, а в сценарии *d* даже превысил ток I_{ind} . Это связано с самосогласованным формированием более пикированных профилей давления плазмы. Тем не менее величина интегрального “бутстрэп”-тока I_{BS} при данных параметрах плазмы оказалась примерно в 2 раза меньше интегрального диамагнитного тока I_{dia} , рассчитанного для бесстолкновительной плазмы в соответствии с выражением (5).

На рис. 2 представлена эволюция параметров плазмы в моделируемых сценариях разрядов в Т-10, демонстрирующих эффект от управления токами в плазме. Видно, что в сценариях *c* и *d*, используя значительное снижение индуктивного тока I_{ind} и генерацию очень небольшого, но сильно локализованного неиндуктивного тока I_{CD} , удастся увеличить отношение q_b/q_0 до 6.44 и 7.44 соответственно, и, как следствие, существенно поднять температуру электронов T_{e0} в центре шнура на стационарной стадии ЭЦР-нагрева. Такого повышения T_{e0} в стандартных разрядах в Т-10 не удавалось получить и при существенно большей вводимой ЭЦР-мощности. Температура ионов T_{i0} в базовом сценарии *a* и в сценарии *c*

простым снижением индуктивного тока *b*, как и в эксперименте, опустилась ниже T_{i0} на ОН-стадии. Однако, в сценариях *c* и *d* температура T_{i0} поднялась до значительно более высокого уровня. Существенно, что $q_0(t)$ в ходе эволюции не опускается ниже 1, что позволяет избежать появления пилообразных колебаний.

Как видно из рис. 2, энергетическое время удержания плазмы τ_E на ЭЦР-стадии существенно снижается по сравнению с τ_E на ОН-стадии. Это происходит вследствие использования граничных условий (15), учитывающих нелинейную зависимость потерь тепла из SOL от температуры. При этом снижение τ_E в базовом сценарии *a* и сценарии *b* примерно соответствовало зависимости τ_E от полной мощности нагрева в известном скейлинге H(ITER-98(y,2)). Видно, что увеличение отношения q_b/q_0 в сценариях *c* и *d* привело к увеличению τ_E на ЭЦР-стадии с 12.5 мс в базовом сценарии до 13.6 мс и 14.6 мс в сценариях *c* и *d*. Однако такое относительно небольшое увеличение τ_E связано с ограничением на снижение полного тока I_{pl} (а, соответственно, и на увеличение q_b) при довольно высокой для Т-10 вводимой мощности $P_E = 1.1$ МВт. Как будет видно из дальнейшего, при более умеренном относительном уровне дополнительного нагрева в Т-15МД,

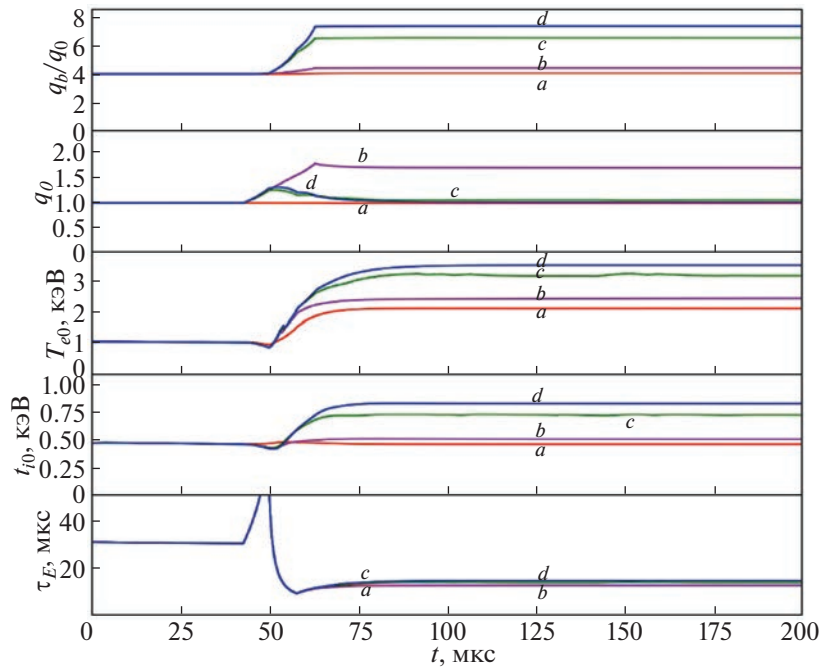


Рис. 2. Эволюция отношения $q_b(t)/q_0(t)$; коэффициента запаса устойчивости в центре шнура $q_0(t)$; температур электронов $T_{e0}(t)$ и ионов $T_{i0}(t)$ в центре шнура и энергетического времени удержания плазмы $\tau_E(t)$ в сценариях разрядов a , b , c и d в токамаке Т-10.

управление токами дает более заметное повышение τ_E по сравнению с базовым сценарием. Некий всплеск τ_E на начальной стадии снижения индуктивного тока I_{ind} является лишь следствием формального квазистационарного определения τ_E , задаваемого выражением (1), и связано с тем, что мощность омического нагрева на этой стадии снижается быстрее, чем снижается энерго содержание плазмы.

На рис. 3 приведены радиальные профили $q(\rho)$, самосогласованно сформировавшиеся в моделируемых сценариях разрядов в Т-10 на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева. Здесь и далее эффективный малый радиус представлен в безразмерном виде: $(\rho/\rho_b) \Rightarrow \rho$. В базовом сценарии с поддержанием полного тока плазмы I_{pl} профиль $q(\rho)$ сохранялся практически неизменным на протяжении всего сценария разряда. В сценарии b , при трехкратном снижении интегрального индуктивного тока I_{ind} и включении ЭЦР-нагрева без включения ECCD, относительный профиль $q(\rho)/q_b$ также мало менялся в процессе эволюции плазмы. В отличие от сценариев a и b , формирование в сценариях c и d небольшого локализованного вблизи оси неиндуктивного тока $I_{CD} \approx 1.8$ кА позволило существенно изменить в этих сценариях профили $q(\rho)$ на ЭЦР-стадии, увеличив отношение q_b/q_0 в 1.65 и 1.92 раза и

сохранив гладкость профилей $q(\rho)$, а также величину $q_0 \approx 1$. Это и обеспечило изменение профилей давлений и температур электронов и ионов в этих сценариях.

На рис. 4 приведены профили давлений электронов и ионов, полученные в ходе моделирования 4-х сценариев разрядов в Т-10. Видно, что на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева давле-

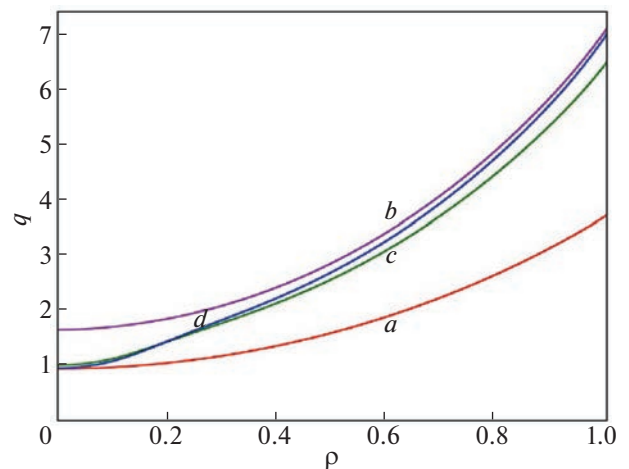


Рис. 3. Профили коэффициентов запаса устойчивости $q(\rho)$ на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b , c и d в токамаке Т-10.

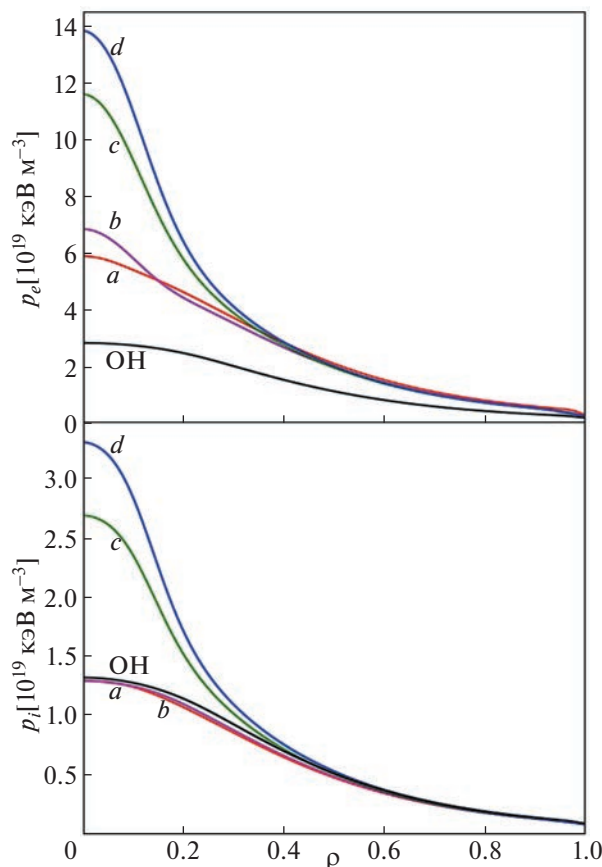


Рис. 4. Профили давлений электронов $p_e(r)$ и ионов $p_i(r)$ на ОН-стадии и на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b , c и d в токамаке Т-10.

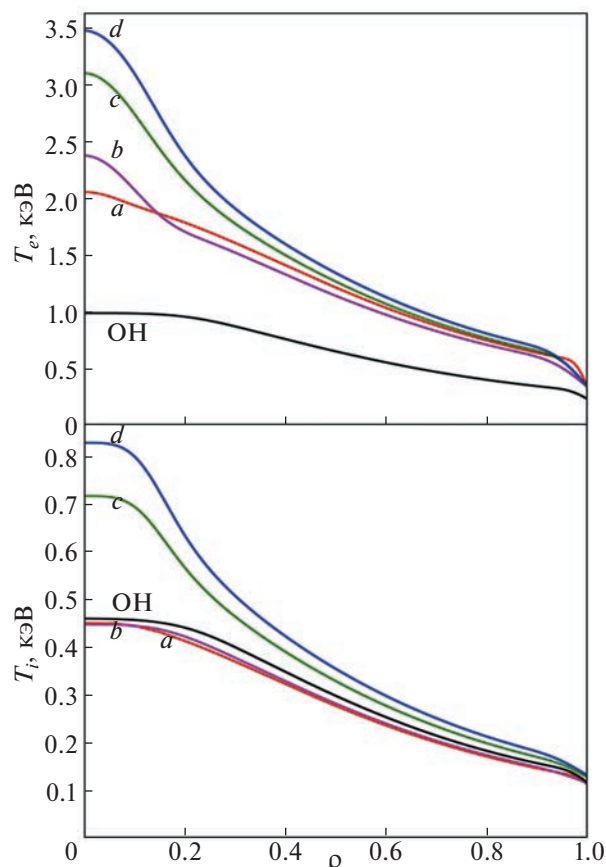


Рис. 5. Профили температур электронов $T_e(r)$ и ионов $T_i(r)$ на ОН-стадии и на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b , c и d в токамаке Т-10.

ния $p_e(r)$ и $p_i(r)$ в сценариях c и d превышают соответствующие давления в базовом сценарии a не только на оси разряда, но и во всей центральной области $r \leq 0.5$. При этом энергосодержание плазмы в горячей области $r \leq 0.3$ в сценариях c и d превышает соответствующее энергосодержание плазмы в базовом сценарии a в 1.37 и 1.55 раза соответственно. В связи с этим, при реализации на токамаке Т-10 сценариев типа c и d можно было бы ожидать увеличения выхода D-D-нейтронов по сравнению с базовым сценарием a при одинаковой полной мощности нагрева P_E . Заметим, что снижение индуктивного тока I_{ind} без включения ECCD (сценарий b) не приводит к заметному повышению $p_e(r)$ и $p_i(r)$ и другим желаемым результатам.

На рис. 5 приведены профили температур электронов и ионов, полученные в ходе моделирования 4-х сценариев разрядов в Т-10. Если в базовом сценарии при включении ЭЦР-нагрева T_{e0} увеличивается до 2.04 кэВ, то в сценариях c и d T_{e0} увеличивается до 3.1 и 3.46 кэВ соответственно.

Если в базовом сценарии a температура ионов на магнитной оси T_{i0} на ЭЦР-стадии оказывается даже чуть ниже, чем на ОН-стадии, то в сценариях c и d T_{i0} демонстрирует значительный прирост до 0.72 и 0.83 кэВ. При этом температуры электронов $T_e(r)$ и особенно ионов $T_i(r)$ в сценариях c и d на ЭЦР-стадии превышают соответствующие температуры в базовом сценарии не только в центральной области $r \leq 0.5$, но и во всем объеме плазменного шнура.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-15МД

В данном разделе представлен сравнительный анализ результатов компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для трех сценариев разрядов в водородной плазме токамака Т-15МД, планируемые характеристики которого приведены в работах [35–37]. Моделирование проводилось в стандартной магнитной конфигу-

рации с фиксированной граничной поверхностью, соответствующей магнитной поверхности, содержащей 95% от величины тороидального магнитного потока внутри однонулевой диверторной сепаратрисы. Граничная поверхность имеет большой радиус тора $R_0 = 1.48$ м, малый радиус сечения $a = 0.67$ м, вытянутость сечения $k_{95} \approx 1.8$ и треугольность сечения $\delta_{95} \approx 0.3$, эффективный малый радиус $\rho_b \approx 0.93$ м. Все моделируемые сценарии начинались с одинаковой стадии омического нагрева, соответствующей одному из планируемых базовых режимов Т-15МД со следующими параметрами:

- тороидальное магнитное поле $B_0 = 2.0$ Тл,
- полный ток плазмы $I_{pl} = 2.0$ МА,
- величина $q(0)$ на магнитной оси $q_0 = 1.0$,
- величина $q(\rho_b)$ на внешней границе $q_b = 5.56$,
- среднехордовая плотность $\langle n \rangle_{ch} = 4.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$,
- интегральный индуктивный ток $I_{ind} = 1.88$ МА,
- интегральный “бутстрэп”-ток $I_{BS} = 0.12$ МА,
- мощность омического нагрева $P_{OH} = 1.68$ МВт,
- температура электронов в центре $T_{e0} = 1.57$ кэВ,
- температура ионов в центре $T_{i0} = 1.54$ кэВ,
- время удержания энергии плазмы $\tau_E = 207$ мс.

Было смоделировано 3 разряда, в каждом из которых, как и при моделировании разрядов в Т-10, эволюция турбулентной плазмы начиналась с ОН-стадии с приведенными выше параметрами, но на последующей стадии с ЭЦР-нагревом развивалась по разным сценариям:

a – базовый сценарий с традиционным условием поддержания полного тока плазмы $I_{pl} = \text{const} = 2.0$ МА;

b – сценарий с трехкратным снижением индуктивного тока до величины $I_{ind} = 0.62$ МА и с включением ECCD;

c – сценарий с четырехкратным снижением индуктивного тока до величины $I_{ind} = 0.47$ МА и с включением ECCD.

Сценарий со снижением индуктивного тока без включения ECCD для Т-15МД не рассматривался, поскольку все качественные отличия такого сценария уже были продемонстрированы при моделировании разрядов в Т-10, где он выполнял лишь вспомогательную роль.

Как и в случае Т-10, моделирование проводилось с использованием системы кодов CONTRA–ASTRA–SPIDER. Давления $\bar{p}_{e,i}(t, \rho)$ и температуры $\bar{T}_{e,i}(t, \rho)$ в ходе эволюции рассчитывались при неизменной среднехордовой плотности плазмы $\langle n \rangle_{ch}$ с учетом соотношений (11) и (12). На рис. 6 представлена эволюция токов в трех моделируемых сценариях разрядов в Т-15МД. Полная длительность расчетного интервала времени составляла 400 мс. Снижение индуктивного тока I_{ind} в сценариях *b* и *c* начиналось в момент времени $t = 70$ мс и длилось 40 мс. Как и при моделировании разрядов в Т-10, возможное усиление приосевой локализации плотности индуктивного тока при снижении I_{ind} в данном моделировании не учитывалось. Все изменение плотности индуктивного тока в (7) задавалось линейным во времени снижением $j_{ind}^0(t)$. Во всех сценариях эволюция “бутстрэп”-тока I_{BS} самосогласованно рассчитывалась в коде ASTRA в соответствии с изменением величины и профиля давления плазмы.

Центральный ЭЦР-нагрев во всех сценариях в Т-15МД включался в момент времени $t = 90$ мс и выходил на номинальный уровень за 10 мс. Для удобства сравнения параметров плазмы в разных сценариях, предполагалось, что мощность омического нагрева P_{OH} начинает снижаться с момента времени $t = 70$ мс пропорционально I_{ind}^2 , а полная мощность нагрева на ЭЦР-стадии составляет $P_E = 5.0$ МВт, независимо от остаточной мощности омического нагрева. ECCD в сценариях *b* и *c* включался и нарастал одновременно с ЭЦР-нагревом. Предполагалось, что и ЭЦР-нагрев, и плотность неиндуктивного тока $j_{CD}^{eff}(t, \rho)$ локализованы в приосевой области в соответствии с выражением (8) с параметрами $\rho_{res} = 0$ см и $\delta_{res} = 14$ см. При этом необходимый интегральный ток I_{CD} в сценариях *b* и *c* составлял 25 и 23 кА соответственно.

Рисунок 6 показывает, что в базовом сценарии “бутстрэп”-ток I_{BS} при включении ЭЦР-нагрева увеличивался довольно слабо, ввиду умеренного дополнительного нагрева в Т-15МД. При этом, как и в Т-10, в сценариях *b* и *c* “бутстрэп”-ток I_{BS} при включении ЭЦР-нагрева и ECCD увеличивался значительно сильнее, чем в базовом сценарии. Однако при умеренной для Т-15МД мощности нагрева $P_E = 5.0$ МВт прирост “бутстрэп”-тока I_{BS} был не столь значителен. В результате, полный ток плазмы I_{pl} в сценариях *b* и *c* на стадии ЭЦР-нагрева снизился примерно в 2 раза: с 2 МА до 1.03 и 0.95 МА соответственно, что привело к более значительному увеличению q_b по сравнению с разрядами в Т-10.

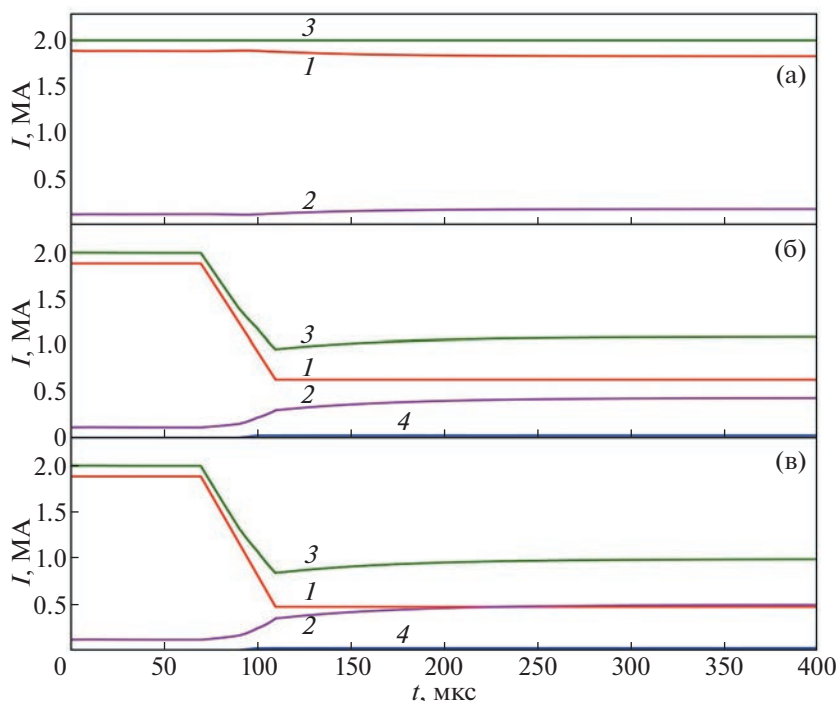


Рис. 6. Эволюция токов в сценариях разрядов *a*, *b* и *c* в токамаке Т-15МД: 1 – интегральный индуктивный ток I_{ind} ; 2 – интегральный “бутстреп”-ток I_{BS} ; 3 – полный ток плазмы I_{pl} ; 4 – интегральный неиндуктивный ток I_{CD} .

На рис. 7 представлена эволюция параметров плазмы в моделируемых сценариях разрядов в Т-15МД, демонстрирующих эффект от управления токами в плазме. Видно, что в сценариях *b* и *c* со снижением индуктивного тока I_{ind} и включением ЭЦР-нагрева и ЕССД удалось увеличить отношение q_b/q_0 до 12.0 и 13.3 соответственно, и, как следствие, еще более существенно поднять температуры электронов T_{e0} и ионов T_{i0} в центре шнура на стационарной стадии ЭЦР-нагрева. На такое увеличение $T_{(e,i)0}$ в стандартных разрядах в Т-15МД можно было бы рассчитывать только при значительно большей мощности нагрева пучком быстрых нейтральных атомов. Существенно, что как и в Т-10 $q_0(t)$ в ходе эволюции не опускается ниже 1, что позволяет избежать появления пилообразных колебаний. Рисунок 7 показывает, что энергетическое время удержания плазмы τ_E на ЭЦР-стадии в Т-15МД существенно снижается по сравнению с τ_E на ОН-стадии. Однако увеличение отношения q_b/q_0 в сценариях *b* и *c* привело к увеличению τ_E на ЭЦР-стадии со 100 мс в базовом сценарии до 123 мс и 128 мс в сценариях *b* и *c*. Это увеличение τ_E относительно больше, чем в Т-10. Причина всплеска τ_E на начальной стадии снижения индуктивного тока I_{ind} обсуждалась в комментариях к рис. 2 и связана с определением τ_E в форме выражения (1).

На рис. 8 приведены радиальные профили $q(\rho)$, самосогласованно сформировавшиеся в моделируемых сценариях разрядов в Т-15МД на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева. Как и в Т-10, в базовом сценарии с поддержанием полного тока плазмы I_{pl} , профиль $q(\rho)$ сохранялся практически неизменным на протяжении всего разряда. В отличие от базового сценария, в сценариях *b* и *c* профили $q(\rho)$ на ЭЦР-стадии существенно изменились, увеличив отношение q_b/q_0 в 2.2 и 2.4 раза и сохранив гладкость профилей $q(\rho)$, а также величину $q_0 \approx 1$.

На рис. 9 приведены профили давлений электронов и ионов, полученные в ходе моделирования трех сценариев разрядов в Т-15МД. Видно, что на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева давления $p_e(\rho)$ и $p_i(\rho)$ в сценариях *b* и *c*, как и в Т-10, превышают соответствующие давления в базовом сценарии не только на оси разряда, но и во всей центральной области $\rho \leq 0.5$. При этом энергосодержание плазмы в горячей области $\rho \leq 0.3$ в сценариях *b* и *c* превышает соответствующее энергосодержание плазмы в базовом сценарии в 1.59 и 1.68 раза соответственно. Демонстрация такого эффекта в будущих экспериментах на токамаке Т-15МД могло бы способствовать выбору оптимального режима работы для источника термоядерных нейтронов на базе токамака.

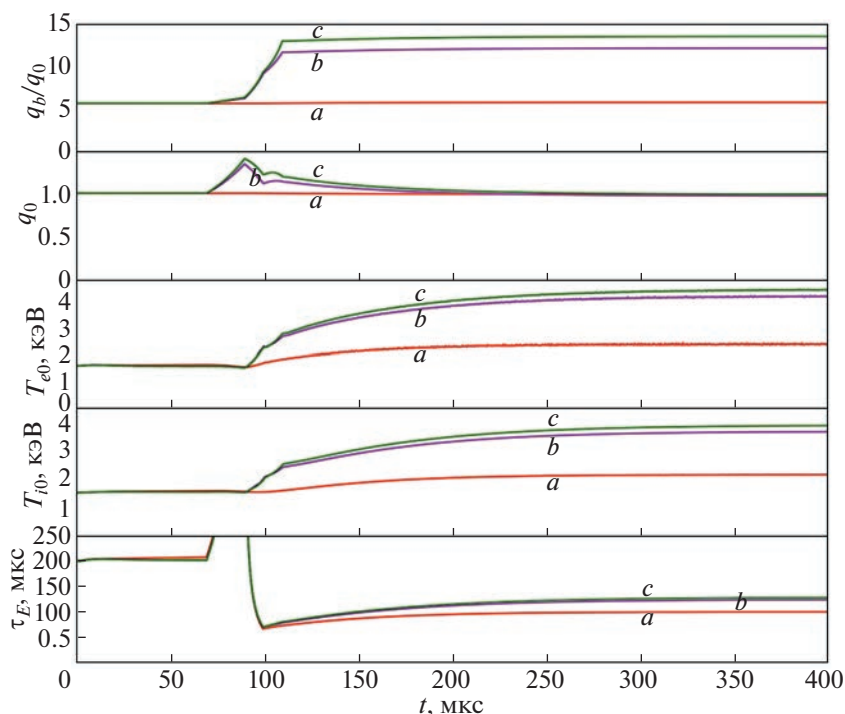


Рис. 7. Эволюция отношения $q_b(t)/q_0(t)$; коэффициента запаса устойчивости в центре шнура $q_0(t)$; температур электронов $T_{e0}(t)$ и ионов $T_{i0}(t)$ в центре шнура и энергетического времени удержания плазмы $\tau_E(t)$ в сценариях разрядов a , b и c в токамаке Т-15МД.

На рис. 10 приведены профили температур электронов и ионов, полученные в ходе моделирования 3-х сценариев разрядов в Т-15МД. Если в базовом сценарии при включении ЭЦР-нагрева T_{e0} увеличивается до 2.25 кэВ, то в сценариях b и c T_{e0} увеличивается до 3.77 и 3.98 кэВ соответствен-

но. Температура ионов на магнитной оси T_{i0} при включении ЭЦР-нагрева в базовом сценарии увеличивается до 2.05 кэВ, а в сценариях b и c T_{i0} увеличивается до 3.28 и 3.46 кэВ соответственно. При этом, как и в Т-10, температуры электронов $T_e(\rho)$ и ионов $T_i(\rho)$ в сценариях b и c на ЭЦР-стадии превышают соответствующие температуры в базовом сценарии не только в центральной области $\rho \leq 0.5$, но и во всем объеме плазменного шнура.

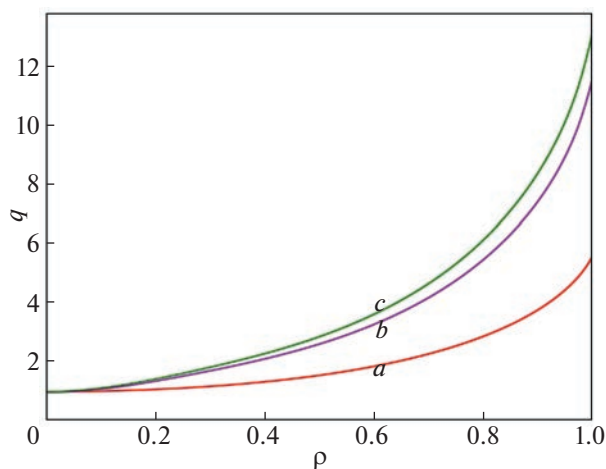


Рис. 8. Профили коэффициентов запаса устойчивости $q(\rho)$ на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b и c в токамаке Т-15МД.

На рис. 11 приведены 2D структуры магнитных поверхностей в токамаке Т-15МД на квазистационарной ЭЦР-стадии в трех моделируемых сценариях разрядов. Видно, что в сценариях b и c , где давление плазмы в центральной области шнура на ЭЦР-стадии существенно больше, магнитные поверхности искажены сильнее, чем в базовом сценарии, однако это искажение остается на достаточно приемлемом уровне. Так шаfranовское смещение магнитной оси на ЭЦР-стадии увеличилось с 6 см в базовом сценарии лишь до 14 и 16 см в сценариях b и c , несмотря на то, что в этих сценариях поддерживается значительно более высокая пикированность профилей давления и плотности тока плазмы. При относительно большей удельной мощности нагрева на ЭЦР-стадии в Т-10, шаfranовское смещение магнитной оси увеличилось с 2.2 см в базовом сценарии

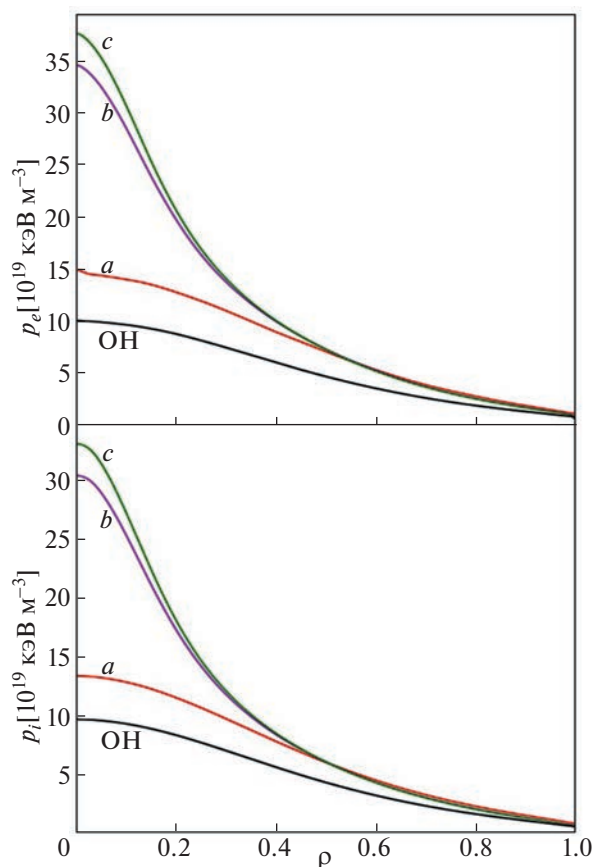


Рис. 9. Профили давлений электронов $p_e(r)$ и ионов $p_i(r)$ на ОН-стадии и на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b и c в токамаке Т-15МД.

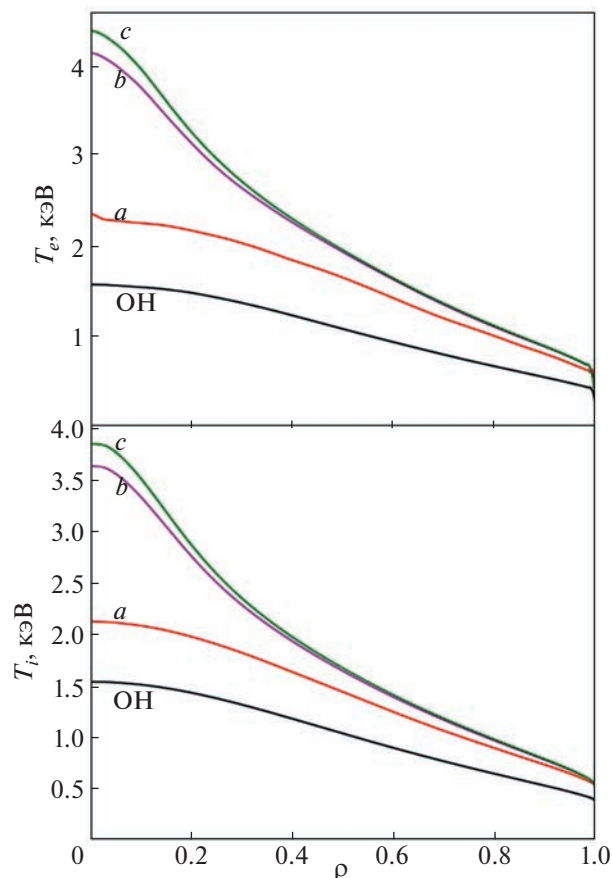


Рис. 10. Профили температур электронов $T_e(r)$ и ионов $T_i(r)$ на ОН-стадии и на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b и c в токамаке Т-15МД.

до 5.5 и 6.4 см в сценариях b и c , что также выглядит вполне допустимым.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во Введении дано теоретическое обоснование развиваемого подхода и приведен краткий анализ экспериментов, свидетельствующих в пользу предлагаемого метода улучшения удержания плазмы в токамаках. Отмечено, что в основе развиваемого подхода лежат два ключевых положения:

- наличие тенденции к формированию само-согласованных (или “канонических”) профилей давления в турбулентной плазме токамаков, проявляющаяся как в экспериментах, так и при компьютерном моделировании турбулентной динамики плазмы с использованием кодов семейства CONTRA;

- доминирование в тепловых потерях из SOL механизма продольной классической электронной теплопроводности на лимитер или диверторные пластины.

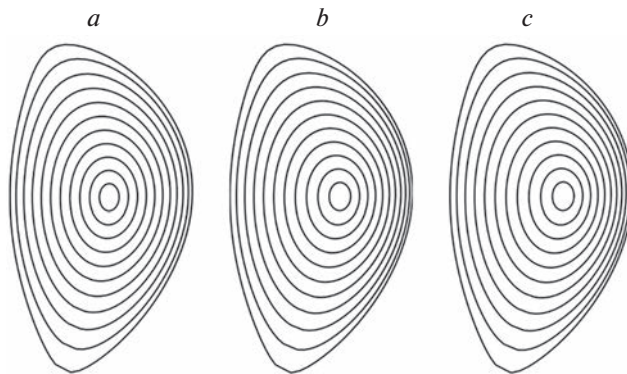


Рис. 11. Структура магнитных поверхностей в полойном сечении токамака Т-15МД на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях разрядов a , b и c в конфигурации с нижней Х-точкой у диверторной сепаратрисы. Геометрическая ось тора расположена слева от сечений.

Полученные результаты моделирования показали, что именно эти два ключевых положения, согласно рис. 4 и 9, позволяют реализовать сценарии с существенным увеличением энергосодержания плазмы в центральной части плазменного шнура.

В разделе 2 развита теоретическая модель формирования радиальных профилей плотности тока в плазме токамака, обеспечивающих поддержание стационарных состояний плазменного шнура с разной величиной отношения q_b/q_0 . Представлен алгоритм работы объединенной системы кодов CONTRA-ASTRA-SPIDER, используемой для самосогласованного моделирования эволюции турбулентной плазмы токамака в процессе формирования нестандартных радиальных профилей плотности тока. Алгоритм включает расчет эволюции турбулентных флуктуаций и результирующих аномальных транспортных процессов, выполняемый кодом CONTRA-T, и расчет эволюции 2D равновесий плазменного шнура с произвольной формой полоидального сечения, выполняемый кодом SPIDER. Код ASTRA выполняет роль связующего звена и выполняет расчеты токов, метрики и других величин, необходимых для работы кодов CONTRA-T и SPIDER.

В разделе 3 представлен сравнительный анализ результатов компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для четырех сценариев разрядов в дейтериевой плазме токамака T-10 с переходом из ОН-стадии с достаточно стандартными параметрами к стадии с ЭЦР-нагревом. Моделирование включало базовый сценарий с традиционным условием поддержания полного тока плазмы $I_{pl} = \text{const}$, и 2 сценария с трехкратным и четырехкратным снижением индуктивного тока I_{ind} и с включением ECCD на ЭЦР-стадии. В сценариях *c* и *d* с включением ECCD было получено увеличение отношения q_b/q_0 в 1.67 и 1.92 раза по сравнению с базовым сценарием, где поддерживалось $q_b/q_0 \approx 3.9$. В этих сценариях сохранялась гладкость радиальных профилей $q(r)$, а также величина $q_0 \approx 1$ на магнитной оси.

Такое изменение профилей $q(r)$ обеспечило увеличение пикированности профилей давлений и температур электронов и ионов в этих сценариях. При этом давления $p_e(r)$ и $p_i(r)$ на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева в сценариях *c* и *d* превышало соответствующие давления в базовом сценарии не только на оси разряда, но и во всей центральной области $r \leq 0.5$, а энергосодержание плазмы в горячей области $r \leq 0.3$ в сценариях *c* и *d* превышало соответствующее энергосодержание плазмы в базовом сценарии *a* в 1.37 и 1.55 раза. Температуры электронов и ионов также имели значительный прирост в сценариях с включением

ECCD. Так в базовом сценарии при включении ЭЦР-нагрева T_{e0} увеличилась до 2.04 кэВ, а в сценариях *c* и *d* T_{e0} увеличилась до 3.13 и 3.46 кэВ соответственно. Температура ионов на оси T_{i0} продемонстрировала еще больший относительный прирост с 0.45 кэВ в базовом сценарии до 0.72 и 0.83 кэВ в сценариях *c* и *d*.

В разделе 4 представлен сравнительный анализ результатов компьютерного моделирования эволюции турбулентной плазмы для трех сценариев разрядов в водородной плазме токамака T-15MD с типичными планируемыми параметрами на ОН-стадии и переходом к стадии с ЭЦР-нагревом. Как и в случае T-10, моделирование включало базовый сценарий с традиционным условием поддержания полного тока плазмы $I_{pl} = \text{const}$, и 2 сценария с трехкратным и четырехкратным снижением индуктивного тока I_{ind} и с включением ECCD на ЭЦР-стадии. В сценариях *b* и *c* с включением ECCD было получено увеличение отношения q_b/q_0 до 12.0 и 13.3 по сравнению с базовым сценарием, где поддерживалось $q_b/q_0 \approx 5.6$. Существенно, что, как и в T-10, величина $q_0(t)$ в ходе эволюции не опускалась ниже 1, что позволяло не опасаться появления пилообразных колебаний.

Как и в случае T-10, в сценариях с включением ECCD имело место увеличение пикированности профилей давлений и температур электронов и ионов. При этом давления $p_e(r)$ и $p_i(r)$ на квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева в сценариях *b* и *c* превышало соответствующие давления в базовом сценарии *a* не только на оси разряда, но и во всей центральной области $r \leq 0.5$, а энергосодержание плазмы в горячей области $r \leq 0.3$ в сценариях с включением ECCD превышало соответствующее энергосодержание плазмы в базовом сценарии в 1.59 и 1.68 раза. Температуры электронов и ионов также имели значительный прирост. Так в базовом сценарии при включении ЭЦР-нагрева T_{e0} увеличивалась до 2.25 кэВ, а в сценариях *b* и *c* T_{e0} увеличивалась до 3.77 и 3.98 кэВ соответственно. Аналогично температура ионов на оси T_{i0} имела прирост на ЭЦР-стадии с 2.05 кэВ в базовом сценарии до 3.28 и 3.46 кэВ в сценариях *b* и *c*.

В нашем моделировании, энергетическое время удержания плазмы τ_E и в T-10, и в T-15MD существенно снижалось на ЭЦР-стадии по сравнению с τ_E на ОН-стадии. Это происходило вследствие использования граничных условий (15), учитывающих нелинейную зависимость потерь тепла из SOL от температуры. При этом снижение τ_E в базовом сценарии примерно соответствовало зависимости τ_E от полной мощности нагрева в известном скейлинге $H(\text{ITER-98}(y,2))$. В то же

время, увеличение отношения q_b/q_0 в сценариях с включением ECCD приводило в этих сценариях к увеличению τ_E на ЭЦР-стадии по сравнению с базовым сценарием примерно на 13% в T-10 и на 28% в T-15МД.

Существенно, что коррекцию профиля плотности тока, необходимую для сохранения $q_0 \approx 1$ при снижении полного тока плазмы в сценариях c и d в T-10, удалось осуществить с помощью очень небольшого тока $I_{CD} \approx 2$ кА, генерируемого центральным ECCD. Эта величина значительно ниже максимального $I_{CD} \approx 110$ кА, полученного с помощью ECCD в экспериментах на T-10 [38]. В T-15МД также планируется получить с помощью ECCD ток I_{CD} , превышающий 100 кА, что значительно выше тока I_{CD} , необходимого для поддержания повышенных отношений q_b/q_0 в T-15МД.

При снижении индуктивного тока I_{ind} , форма профиля плотности этого тока $j_{ind}^{eff}(t, \rho)$ в нашем моделировании задавалась неизменной, имея в виду, что в проведенных ранее экспериментах она примерно восстанавливалась за скин-овое время после завершения стадии снижения тока. Однако, как показало наше моделирование, коррекция профиля плотности тока с помощью ECCD должна приводить к повышению пикированности профиля $T_e(\rho)$ на стадии ЭЦР-нагрева. В результате на этой стадии должна повыситься и пикированность плотности индуктивного тока $j_{ind}^{eff}(t, \rho)$. Такое повышение пикированности $j_{ind}^{eff}(t, \rho)$ должно привести к дополнительному снижению величины необходимого тока I_{CD} . Этот эффект предполагается учесть и проанализировать в последующем исследовании.

В разделе 2 отмечалось, что в данной работе, для упрощения компьютерного моделирования различных сценариев эволюции плазмы, уравнения, описывающие перенос плотности, были исключены из рассмотрения, а вместо этого предполагалось, что профиль плотности плазмы в процессе эволюции поддерживается в TR-состоянии, определяемом соотношениями (11) и (12). Тем не менее хорошо известно, что в экспериментах с ЭЦР-нагревом, как правило, наблюдается эффект rim-р-оут, при котором плотность плазмы в центральной горячей области существенно снижается по сравнению с TR-состоянием. Однако, если все же учесть rim-р-оут плотности, то при профилях давлений электронов и ионов, близких к “каноническим”, в разрядах с ЭЦР, ECCD и повышенным q_b/q_0 температуры электронов T_e и ионов T_i в центральной горячей области, с очевидностью, должны были бы только повыситься. Проанализировать этот эффект

более детально предполагается в последующих работах.

В обсуждениях представленных выше результатов у некоторых оппонентов складывалось впечатление, что эти результаты противоречат известной формуле Арцимовича, которая дает для ионной температуры скейлинг $T_i \propto I_{pl}^{1/3}$. Однако, указанная формула Арцимовича была получена для стационарной омической стадии в предположении о неоклассическом переносе ионов в режиме плато. В данной работе ток плазмы I_{pl} во всех сценариях на стационарной ОН-стадии одинаков. В начале нестационарной стадии снижения тока, до включения ЭЦР и ECCD, температуры и ионов, и электронов действительно несколько снижаются, но за счет уменьшения омического нагрева. Это видно на рис. 2 для T-10 и на рис. 7 для T-15МД. Снижение полного тока плазмы I_{pl} и перестройка его профиля в модифицированных сценариях разрядов сопровождалась включением достаточно мощного ЭЦР-нагрева. Кроме этого, во всех рассматриваемых сценариях доминировал процесс переноса тепла, связанный с турбулентной конвекцией, а не с неоклассикой в режиме плато. Таким образом, указанная формула Арцимовича не имеет никакого отношения к сценариям разрядов, моделируемых в нашей работе.

Стационарные режимы с пикированными профилями и повышенным энергосодержанием плазмы получены при существенном (в 3–4 раза) снижении тока, поддерживаемого индуктором, что должно давать существенную экономию “вольт-секунд” в индукторе и открывать путь для работы с длинными импульсами. В дальнейшем предполагается исследовать возможность еще большего снижения индуктивного тока I_{ind} , а также попытаться перейти к полностью безиндуктивному поддержанию тока в сценариях с повышенными отношениями q_b/q_0 .

В разделе 4 было отмечено, что искажение 2D структуры магнитных поверхностей в токамаке T-15МД на квазистационарной ЭЦР-стадии в сценариях b и c больше, чем в базовом сценарии. Однако это искажение, в том числе и шафрановское смещение магнитной оси, оставалось на достаточно приемлемом уровне. В токамаке T-10, при относительно большей удельной мощности нагрева на ЭЦР-стадии, шафрановское смещение магнитной оси также оставалось вполне допустимым. Тем не менее в последующих исследованиях по дальнейшему снижению индуктивного тока I_{ind} , а также по возможному переходу к безиндуктивному поддержанию тока в сценариях с повышенными отношениями q_b/q_0 следует внимательно следить за искажениями равновесной структуры магнитных поверхностей.

Реализация стационарных режимов с пикированными профилями температур и повышенным энергосодержанием плазмы в центральной горячей области токамаков с субреакторными параметрами может привести к существенному повышению в них нейтронного выхода по сравнению со стандартными режимами. Это открывает возможности для дальнейшей оптимизации исследуемых сценариев разрядов с повышенными отношениями q_b/q_0 в токамаках и их возможных приложений к разработке термоядерных источников нейтронов со сниженной “ценой нейтрона”.

Авторы выражают благодарность Н.А. Кирневой и В.В. Янькову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ITER Physics Basis Editors // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 2137.
2. Пастухов В.П., Смирнов Д.В. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. С. 242.
3. Coppi B. // Comments Plasma Phys. Control. Fusion. 1980. V. 5. P. 261.
4. Esiptchuk Yu.V., Razumova K.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1986. V. 28. P. 1253.
5. Razumova K.A., Andreev V.F., Donnre A.J.H., Hogewij G.M.D., Lysenko S.E., Shelukhin D.A., Spakman G.W., Vershkov V.A., Zhuravlev V.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. 1373.
6. Razumova K.A., Andreev V.F., Dnestrovskij A.Yu., Kislov A.Ya., Kirneva N.A., Lysenko S.E., Pavlov Yu.D., Poznyak V.I., Shafranov T.V., Trukhina E.V., Zhuravlev V.A., Donne A.J.H., Hogewij G.M.D., the T-10 team and the RTP team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. P. 105004.
7. Razumova K.A., Andreev V.F., Kislov A.Ya., Kirneva N.A., Lysenko S.E., Pavlov Yu.D., Shafranov T.V., the T-10 Team, Donne A.J.H., Hogewij G.M.D., Spakman G.W., Jaspers R., the TEXTOR team, Kantor M., Walsh M. // Nuclear Fusion. 2009. V. 49. P. 065011.
8. Biscamp D. // Comments Plasma Phys. Control. Fusion. 1986. V. 10. P. 165.
9. Кадомцев Б.Б. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 771.
10. Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Черкасов С.В., Уолш М.Д. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 3.
11. Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 579.
12. Яньков В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. С. 169.
13. Yankov V.V., Nycander J. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 2907.
14. Sarazin Y., Grandgirard V., Abitebou J., Allfrey S., Garbet X., Ghendrih Ph., Latu G., Strugarek A., Dif-Pradalier G., Diamond P.H., Ku S., Chang C.S., McMillan T., Tran M., Villard L., Joliet S., Bottino A., Angelino P. // Nuclear Fusion. 2011. V. 51. P. 103023.
15. Murakami M., Park J.M., Giruzzi G., Garcia J., Bonoli P., Budny R.V., Doyle E.J., Fukuyama A., Hayashi N., Honda M., Hubbard A., Ide S., Imbeaux F., Jaeger E.F., Luce T.C., Na Y.S., Oikawa T., Osborne T.H., Parail V., Polevo A.I., Prater R., Sips A.C.C., Snipes J., John H.E.St., Snyder P.B., Voitsekovich I. // Nuclear Fusion. 2011. V. 51. P. 103006.
16. Scott B.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. B277.
17. Idomura Y., Urano H., Aiba N., Tokuda S. // Nuclear Fusion. 2009. V. 49. P. 065029.
18. Pastukhov V.P., Chudin N.V. // Proc. 22-nd IAEA Fusion Energy Conf. Geneva, Switzerland, 2008. Report TH/P8-26.
19. Пастухов В.П., Чудин Н.В. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 722.
20. Pastukhov V.P., Chudin N.V. // Proc. 23-nd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Republic of Korea, 2010. Report THC/P4-22.
21. Pastukhov V.P., Chudin N.V., Smirnov D.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2011. V. 53. P. 054015.
22. Пастухов В.П., Смирнов Д.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 307.
23. Пастухов В.П., Кирнева Н.А., Смирнов Д.В. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 1072.
24. Shoucri M.M., Shkarofsky I.P., Pacher G.W., Pacher H.D., Kalnavarns J., Couture P., Decoste R., Gregory B.C., Haddad E., Janicki C., Lachambre J.-L., LeClair G., Richard N., Simm C., Onge M.St., Whyte D., Tokamak de Varennes Team // Nuclear Fusion. 1990. V. 30. P. 2563.
25. Sakharov N.V., Akatova T.Yu., Askinazi L.G., Afanasiev W.I., Bulanin V.V., Golant V.E., Goncharov S.G., Krikunov S.V., Korneev D.O., Korotkov A.A., Lipin B.M., Minaev V.B., Podushnikova K.A., Razdobarin G.T., Rozhdestvensky V.V., Semenov V.V., Tukachinsky A.S., Chemsyhev F.V. and Yaroshevich S.P. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1993. V. 35. P. 411418.
26. Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Kavin A.A., Kiselev E.O., Khromov I.N.A., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolsyakov S.Yu., Tukhmenova E.A., Varfolomeev V.I., Yashin A.Yu., Zhiltsov N.S. // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. P. 064001.
27. Sabbagh S.A., Gross R.A., Mauel M.E., Navratil G.A., Bell M.G., Bell R., Bitter M., Bretz N.L., Budny R.V., Bush C.E., Chance M.S., Efthimion P.C., Fredrickson E.D., Hatcher R., Hawryluk R.J., Hirshman S.P., Janos A.C., Jardin S.C., Jassby D.L., Manickam J., McCune D.C., McGuire K.M., Medley S.S., Mueller D., Nagayama Y., Owens D.K., Okabayashi M., Park H.K., Ramsey A.T., Stratton B.C., Synakowski E.J., Taylor G., Wieland R.M., Zarnstorff M.C., Kesner J., Marmor E.S., Terry J.L. // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. P. 2277.
28. Nave M.F.F., Lomas P.J., Huysmans G.T.A., Alper B., Borba D., De Esch B., Gowers C.W., Guo H.Y., Jones T.T.C., Keilhacker M., Parail V.V., Rimini F.G., Schunke B., Smeulders P., Thomas P.R. // Nuclear Fusion. 1999. V. 39. P. 1567.
29. Mirnov S.V. // Nuclear Fusion. 1969. V. 9. P. 57.

30. Захаров Л.Е., Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М.А. и Кадомцева Б.Б. Вып. 11. М.: Энергоатомиздат. 1982. С. 118.
31. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. // Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, ID 282186, <http://edoc.mpg.de/282186>.
32. Sautera O., Angioni C. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2834
33. Ivanov A.A., Khayrutdinov R.R., Medvedev S.Yu., Poshekhonov Yu.Yu. // Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, ID 282186, <http://edoc.mpg.de/282186>.
34. Днестровский А.Ю., Пастухов В.П., Чудин Н.В. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 325.
35. Azizov E.A., Leonov V.M., Panasenkov A.A., Tilinin G.N., Khvostenko P.P. // Transactions of Fusion Science & Technology. 2011. V. 6. № 1Т. P. 180.
36. Днестровский Ю.Н., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Сушков А.В., Черкасов С.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. С. 45.
37. Dnestrovskij Yu.N. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2021. V. 63. P. 055012.
38. Alikae V.V., Bagdasarov A.A., Birshegovskij A.A., Dremmin M.M., Gorelov Yu.A., Esipchuk Yu.V., Kislov A.Ya., Kislov D.A., Lysenko S.E., Notkin G.E., Parail V.V., Rasmumova K.A., Roj I.N., Trukhin V.M., Vasin N.L. // Nuclear Fusion. 1992. V. 32. P. 1811.