

УДК 533.9.01,621.039.623

ИЗМЕРЕНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В СТЕЛЛАРАТОРЕ TJ-II

*А.В. Мельников, К.С. Дябилин, Л.Г. Елисеев, С.Е. Лысенко, Ю.Н. Днестровский
(НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия)*

Теоретические и экспериментальные исследования процессов переноса в тороидальных магнитных ловушках указывают на важную роль электрического радиального поля. Для теоретических оценок поля используется условие амбиполярности потоков ионного и электронного компонентов. При этом профили параметров плазмы обычно задаются из измерений. Сравнение теоретических оценок поля с экспериментом в основной области плазменного шнура возможно с использованием данных измерений электрического потенциала пучком тяжёлых ионов. В работе измерения электрического поля, сделанные на стеллараторе TJ-II в широком диапазоне изменения параметров плазмы, сравнивались с расчётами в рамках аналитической неоклассической транспортной модели. Удовлетворительное согласие расчётов с экспериментом позволяет сделать вывод о существенном вкладе неоклассического столкновительного механизма в формирование радиального электрического поля.

Ключевые слова: стелларатор TJ-II, HIBP-диагностика, потенциал плазмы, неоклассический перенос.

MEASUREMENT AND MODELLING OF ELECTRIC POTENTIAL IN THE TJ-II STELLARATOR. A.V. MELNIKOV, K.S. DYABILIN, L.G. ELISEEV, S.E. LYSENKO, Yu.N. DNESTROVSKIJ. Theoretical and experimental studies of transport processes in toroidal magnetic traps point out the important role of radial electric field. Theoretical estimations of the field are based on the ambipolarity condition for ion and electron fluxes, while profiles of plasma parameters usually are known from measurements. Comparison of theoretical estimations of the field with experiment in the plasma core is possible, when one uses results of the electric potential measurements by heavy ion beam probing. In the paper, measurements of electric field on the TJ-II stellarator in a wide range of plasma parameters are compared with neoclassical analytic transport models. Reasonable agreement of calculations with experiment allows us to conclude that the neoclassical mechanism essentially contributes into the formation of the radial electric field.

Key words: TJ-II stellarator, HIBP diagnostic, plasma potential, neoclassical transport.

ВВЕДЕНИЕ

Роль электрического поля в процессах удержания плазмы в тороидальных системах — токамаках и стеллараторах является существенной [1, 2, 3]. Характерный пример — формирование внутренних транспортных барьеров в режимах с ЭЦР-нагревом плазмы относительно невысокой плотности, которое наблюдалось на многих установках: LHD [4], CHS [5], W7-AS [6], TJ-II [7] и др. Особенностью этих режимов, называемых Core Electron Root Confinement — CERC [8], является пикирование электронной температуры T_e при большом положительном электрическом поле E_r в центральной области плазмы. Неоклассическая теория объясняет такое поведение плазмы уменьшением потерь энергии по электронному каналу.

Важнейшим элементом для понимания механизмов неоклассического и аномального переноса является изучение взаимосвязи E_r с другими параметрами. Одним из инструментов для такого анализа может быть моделирование процессов переноса с учётом влияния электрического поля. Этот подход особенно актуален для стеллараторов, где неоклассические потоки частиц явным образом зависят от E_r . Несмотря на очевидные преимущества стеллараторов (возможность стационарного удержания, отсутствие срывов), они имеют также и свою специфику, например, повышенный перенос частиц, захваченных в локальных «магнитных ямах», создаваемых трёхмерной структурой поля. Эти специфические особенности проявляются наиболее ярко в режимах низких частот столкновений, когда радиальный масштаб дрейфового смещения захваченных частиц между столкновениями может быть значительным, существенно увеличивая радиальные потоки. Например, в режимах с ЭЦР-нагревом плазмы (низкая плотность частиц, высокая температура электронов, существенно превышающая температуру ионов), т.е. при большой длине свободного пробега электронов, E_r может, главным образом, формироваться за счёт неоклассического переноса (потерь) электронов. В этих режимах E_r должно существенно зависеть от профиля электронной температуры. В отличие от поля энергобаланс и профиль T_e в градиентной области плазмы могут быть обусловлены аномальными потерями энергии и частиц. В такой ситуации между аномальным и неоклассическим механизмами переноса возможно тесное взаимодействие.

Электрическое поле удовлетворяет уравнению радиального баланса сил ионного компонента

$$E_r = (Z_i e n_i)^{-1} \nabla P_i - V_\theta B_\phi + V_\phi B_\theta. \quad (1)$$

В уравнении (1) неоклассический и аномальный перенос могут быть различным образом связаны с E_r , градиентом давления ∇P_i и компонентами полоидальной и тороидальной скоростей вращения $V_{\theta, \phi}$. Помимо уравнения (1), в стационарных условиях E_r можно найти из условия амбиполярности радиальных потоков частиц

$$\Gamma_e(E_r) = \Gamma_i(E_r). \quad (2)$$

В случае (1) для определения E_r требуется информация о профиле давления и компонентах скорости, полученная из измерений либо из моделирования. Если, кроме того, имеются данные измерений E_r , то результаты моделирования тороидальных и полоидальных потоков могут быть напрямую согласованы с экспериментом.

В случае (2) для определения E_r необходимо детализировать структуру радиальных потоков, т.е. оценить вклад различных механизмов в неамбиполярную составляющую переноса частиц. Здесь и далее под неамбиполярной составляющей переноса мы будем понимать несбалансированные компоненты потоков ионов и электронов, приводящие к формированию ненулевого электрического поля. Роль неамбиполярных механизмов переноса может не быть однозначной. Так, аномальный перенос, связанный с таким коллективным явлением, как турбулентность, предполагается амбиполярным. Однако в условиях большого ионного ларморовского радиуса ρ_i , сравнимого с градиентным размером параметров, значительная доля спектра турбулентных флуктуаций и вызванного ими потока может быть обусловлена диапазоном волновых чисел $k_{\perp} \rho_i \geq 1$. Можно ожидать, что при этом турбулентный поток электронов $\Gamma_e^{fl} = \langle \tilde{n} \tilde{E}_{\theta} \rangle / B$ будет заметно превышать турбулентный поток ионов [9, 10]. В условиях современных экспериментов неамбиполярный вклад в поток частиц могут вносить различные механизмы. Это прямые орбитальные потери ионов на периферии, эффекты вязкости и взаимодействие с нейтралами, составляющая тензора Рейнольдса, связанная с флуктуациями, поляризационный ток (нестационар), а также неоклассический перенос.

Многочисленные эксперименты на токамаках и стеллараторах указывают на особую важность неоклассики при анализе явлений, связанных с радиальным электрическим полем. В частности, первые работы по моделированию электрического поля на основе неоклассических механизмов в установке TJ-II методом Монте-Карло показали, что в режимах с малой плотностью и центральным ЭЦР-нагревом можно получить качественное согласие расчёта с экспериментом [11, 12]. В настоящей работе мы провели детальное сравнение экспериментальных измерений потенциала плазмы с помощью зондирования пучком тяжелых ионов (НВР) [13] на стеллараторе TJ-II с расчётами по модели неоклассического переноса. При расчётах потоков были использованы простые аналитические выражения. Несмотря на то, что к настоящему времени развит мощный аппарат численного моделирования, быстрые аналитические модели могут быть эффективно использованы для расчётов потоков частиц. Целью сравнения экспериментов и расчётов является выяснение вклада неоклассических механизмов в перенос заряда.

В статье описаны установка TJ-II, принцип диагностики НВР, экспериментальные условия и результаты измерений потенциала плазмы, модели и численный алгоритм, сравниваются результаты моделирования профиля потенциала с экспериментальными данными, анализируется зависимость потенциала плазмы от плотности частиц, сравниваются абсолютные значения полного и неоклассического потоков частиц.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПОТЕНЦИАЛА ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Описание установки. TJ-II — стелларатор типа гелиак с малым магнитным широм, имеющий четыре периода магнитного поля. Магнитная ось плазмы вьётся вокруг центрального проводника, создавая сложную спиральную пространственную структуру. Средние значения большого и малого радиусов составляют $R_0 = 1,5$ м и $a = 0,22$ м соответственно, тороидальное магнитное поле на оси $B_0 = 1$ Тл. Плазма создаётся ЭЦР-нагревом, $P_{EC} = 200\text{—}400$ кВт, и нейтральной инжекцией (NBI), $P_{NBI} \leq 400$ кВт. При ЭЦР-нагреве среднечордовая плотность $\bar{n}_e = (0,3\text{—}1)10^{19}$ м⁻³, типичные значения электронной и ионной температур в центральной области $T_e(0) \sim 0,8\text{—}1$ кэВ, $T_i(0) \sim 80$ эВ. При нейтральной инжекции мощностью $P_{NBI} = 200\text{—}400$ кВт плотность значительно возрастает. При этом электронная температура в основной области шнура существенно уменьшается. При плотности $(2\text{—}5)10^{19}$ м⁻³, типичной для режимов с NBI, температура электронов и ионов составляет $T_e(0) \sim 200$ эВ и $T_i(0) \sim 120$ эВ. Подробные сведения по установке и некоторым режимам, описанным в данной работе, можно найти в обзоре [14].

Описание диагностики НВР. Зондирование пучком тяжелых ионов (НВР) на ТЖ-II позволяет измерять радиальные профили потенциала плазмы ϕ , проходя от стороны слабого тороидального магнитного поля до стороны сильного поля и обратно [15]. Измерения ϕ с помощью НВР основаны на изменении энергии частиц зондирующего пучка E_{beam} в области его вторичной ионизации [16, 17]. Вклад потенциала в изменение E_{beam} по абсолютной величине обычно не превышает 0,1—1%, так что для получения надёжных измерений потенциала требуется высокое энергетическое разрешение первичного и вторичного пучков [18].

На ТЖ-II для измерения потенциала плазмы используется пучок ионов Cs^+ ($M = 133 m_H$) с энергией $E_{\text{beam}} = 125 \text{ кэВ}$ [19, 20]. Возможно как измерение эволюции ϕ в фиксированной точке пространства, так и сканирование радиального профиля потенциала с интервалом от 5 до 50 мс между двумя последовательными профилями [21, 22]. Наряду с измерениями потенциала диагностика позволяет измерять ток вторичного пучка I_s , пропорциональный плотности [23, 24], а также тороидальное смещение частиц $\delta_{\text{тор}}$, характеризующее распределение полоидального магнитного поля [25, 26].

Высокое временное ($\sim 1 \text{ мкс}$) и пространственное (1 см) разрешение [27, 28] позволяет локально исследовать осциллирующие компоненты I_s и ϕ [29—33].

На рис. 1 схематично изображены основные узлы диагностики [34]. Одним из важнейших элементов является анализатор вторичного пучка, обладающий энергетическим разрешением $\Delta E/E \leq 10^{-4}$. Перемещение области измерений по детекторной линии (врезка на рис. 1) осуществляется сканированием напряжения U_{scan} на управляющих пластинах. Для примера на рис. 2 показаны результаты измерений в серии последовательных разрядов с низкой плотностью частиц $\bar{n}_e \sim 0,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ при центральном ЭЦР-нагреве с разной мощностью и, следовательно, с разной температурой T_e . Измеренные приращения потенциала соотнесены с единичным интервалом сканирующего напряжения, т.е. фактически продифференцированы по радиусу, и поэтому пропорциональны величине электрического поля в плазме (с точностью до знака). Зависимость от U_{scan} соответствует радиальной развертке профилей. Данные, представленные на рис. 2,

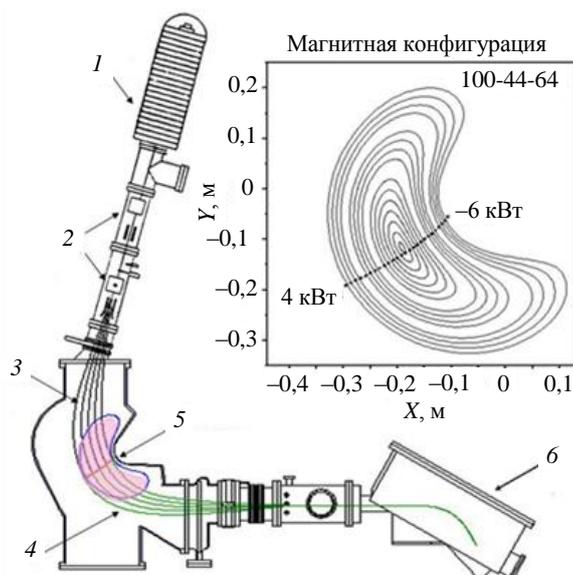


Рис. 1. Схема диагностики НВР на ТЖ-II: 1 — инжектор; 2 — управляющие пластины; 3 — первичный пучок Cs^+ ; 4 — вторичный пучок Cs^{++} ; 5 — плазма; 6 — анализатор. На врезке показаны сечение плазмы для стандартной магнитной конфигурации и детекторная линия наблюдения, полученная при сканировании угла инжекции. Указан интервал сканирующего напряжения U_{scan}

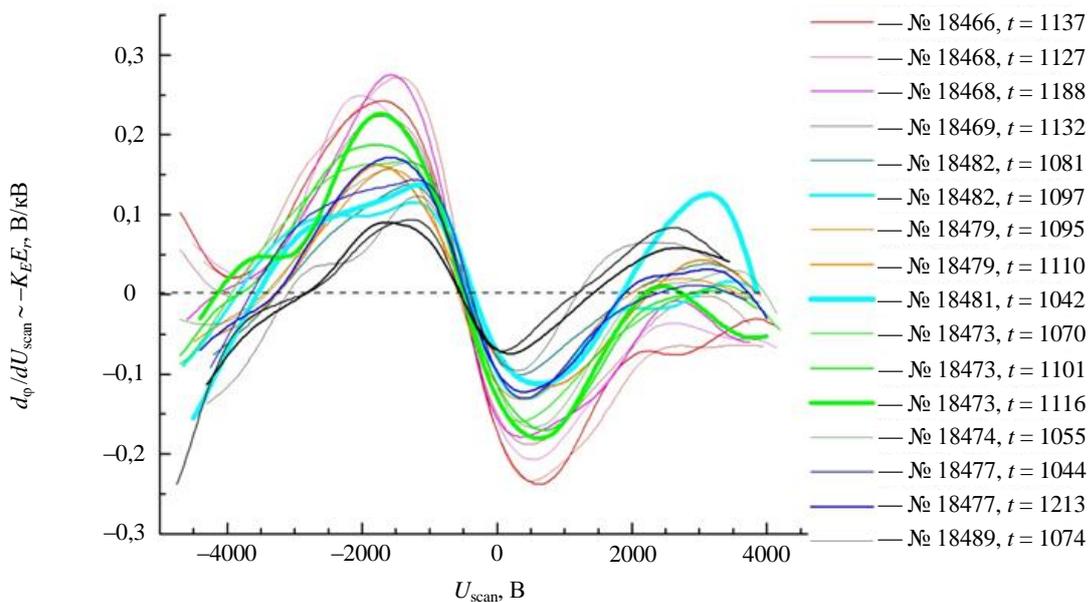


Рис. 2. Пример эволюции профиля E_r (НВР) при изменении вложенной ЭЦР-мощности. Обозначения кривых содержат номер разряда и момент времени измерений в миллисекундах. Интервал U_{scan} соответствует радиальному интервалу $-1 < \rho < 1$, $U_{\text{scan}} = -500 \text{ В}$ при $\rho = 0$

характеризуют чувствительность сигнала к изменению параметров (T_e), реальный радиальный масштаб, доступный для измерений, и хорошее пространственное разрешение.

Результаты экспериментов. Сценарий разряда, эволюция профилей плотности, температуры электронов и потенциала в режиме с комбинированным нагревом, когда мишенная плазма, создаваемая нецентральным ЭЦР-нагревом, поддерживается затем нейтральной инжекцией (NBI), представлены на рис. 3

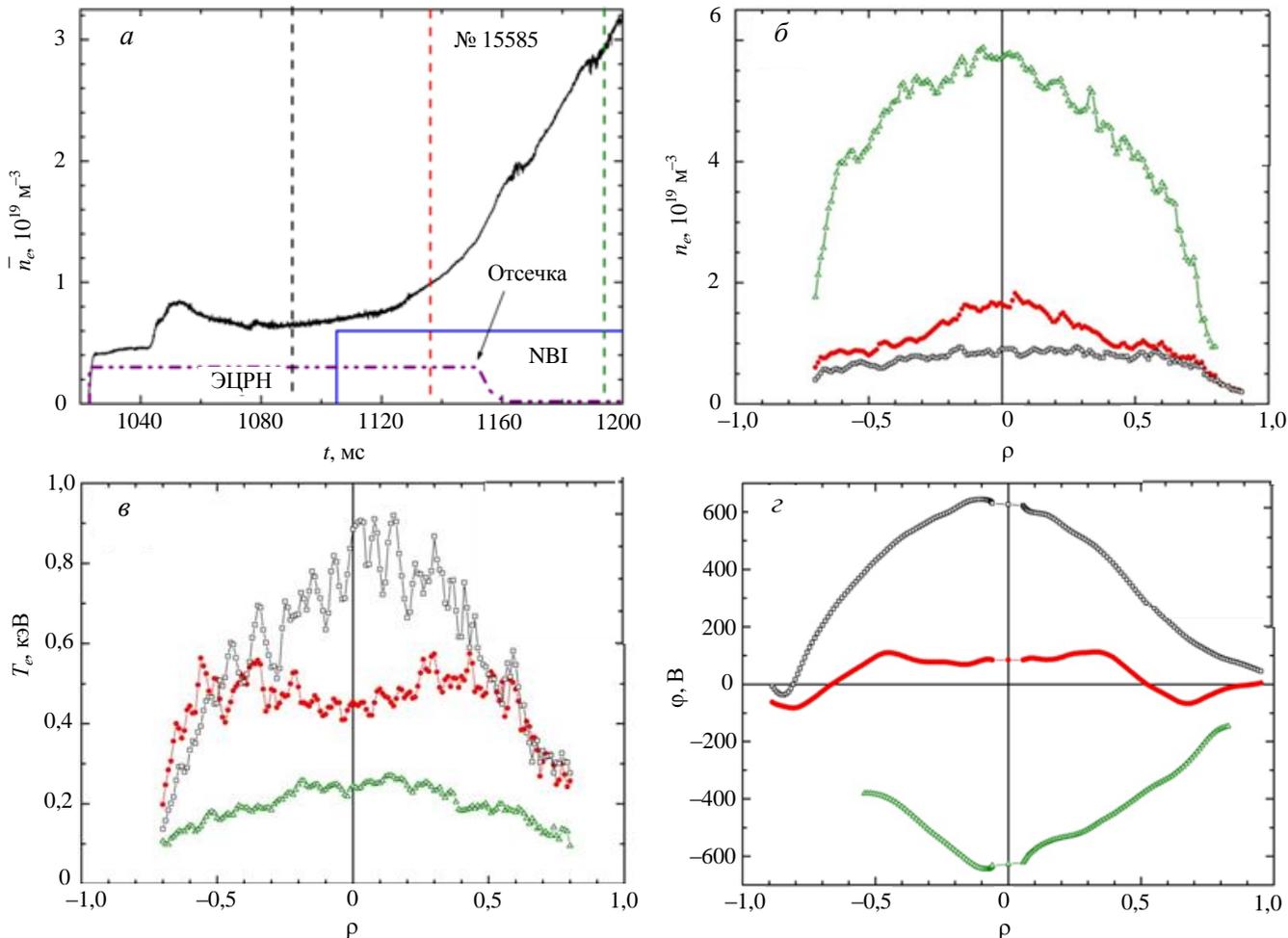


Рис. 3. Временная эволюция средней плотности частиц в типичном разряде с комбинированным нагревом (ЭЦРН+NBI) (а), эволюция профилей параметров плазмы: б — плотности; в — температуры электронов по измерениям в серии повторяющихся разрядов; г — потенциала по данным разряда № 15585; $\bar{n}_e = 0,6$ (○), $0,9$ (●), 3 (▲) $\cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$

[35]. В фазе ЭЦР-нагрева потенциал положительный, и в зависимости от средней плотности он составляет 400—1000 В. Рост плотности, уменьшение температуры электронов T_e и увеличение T_i в фазе нейтральной инжекции сопровождаются снижением абсолютной величины ϕ и сменой его знака [36]. При плотностях свыше $2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ потенциал во всём объёме становится отрицательным, в центральной части шнура $\phi \approx -(300—600)$ В. Изменение знака ϕ при росте плотности происходит постепенно, начиная с периферии, где $T_e < 300—400$ эВ. Затем область отрицательного ϕ распространяется на весь объём плазмы.

Профили ионной температуры. На рис. 4 приведены профили ионной температуры T_i , измеренные анализатором нейтральных атомов [37]. Видно, что в центральной области шнура профиль

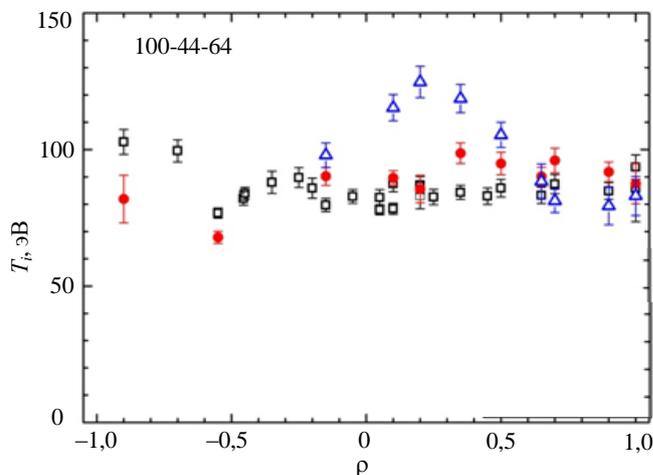


Рис. 4. Профили ионной температуры при ЭЦР- и NBI-нагреве с различной плотностью: $\bar{n}_e = 0,4$ (■), $0,8$ (●), $2,0$ (▲) $\cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$

T_i подобен профилю плотности электронов n_e . Например, в ЭЦР-режимах с низкой плотностью частиц профили T_i и n_e , как правило, плоские или даже «провальные». С увеличением плотности T_i в центральных областях увеличивается. Рассмотрим особенности энергобаланса ионов в режимах с низкой n_e и высокой T_e . В таких режимах плоский профиль температуры ионов может быть отчасти связан с тем, что на краю шнура существенную роль может играть работа, совершаемая электронами над ионами через радиальное поле E_r . Её удельная мощность определяется как $p_E = e\Gamma E_r$, где Γ — радиальный поток частиц, e — заряд электрона. Для оценок p_E используем данные измерений поля E_r с помощью НВР. Поток Γ оценим из источника частиц, рассчитанного в работе [38], где тщательно исследовался баланс частиц в режимах с низкой плотностью с использованием моделирования переноса нейтралов методом Монте-Карло. На рис. 5, а приведены профиль источника частиц S из [38] и соответствующий ему поток частиц, определённый нами как

$$\Gamma = \int_0^r S r dr. \quad (3)$$

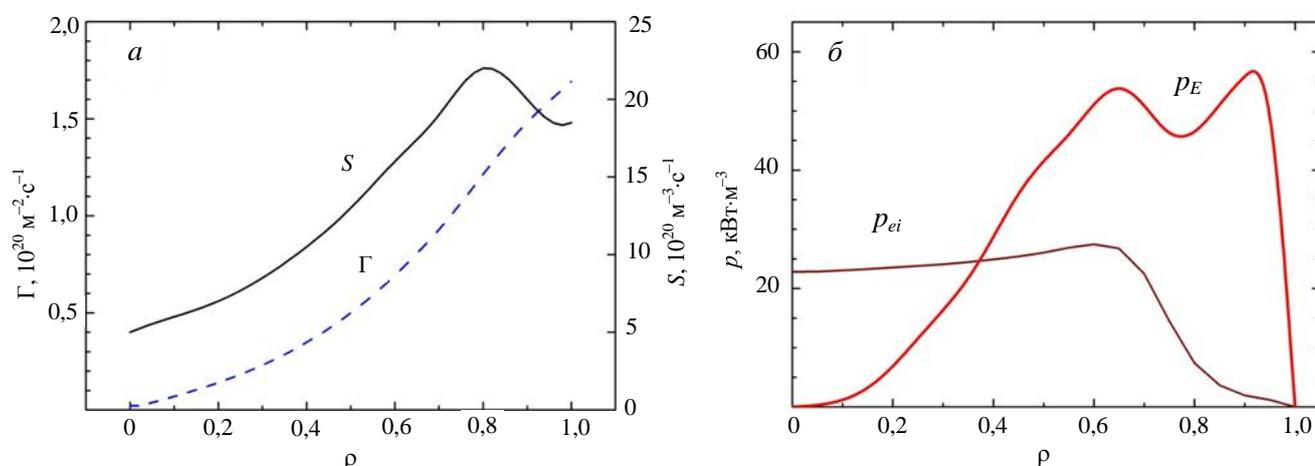


Рис. 5. Профиль источника частиц из работы [38], разряд № 9427, $\bar{n}_e \sim 0,58 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, режим с ЭЦР-нагревом, и соответствующий ему профиль потока частиц Γ , рассчитанный по формуле (3) (а), удельные мощности p_{ei} и p_E , электрическое поле E_r получено из профиля потенциала по данным разряда № 15585 для плотности $\bar{n}_e \sim 0,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ в фазе ЭЦР-нагрева (б)

Результаты расчётов, приведённые на рис. 5, б, показывают, что p_E в областях $\rho > 0,5$ может заметно превышать удельную мощность, передаваемую от электронов к ионам при кулоновских столкновениях, $p_{ei} = 3(m_e/m_i)n(T_e - T_i)v_{ei}$. На периферии шнура, $\rho > 0,7-0,8$, мощность p_E является определяющей. Такие особенности энергобаланса ионного компонента в стеллараторах характерны лишь для режимов с низкой плотностью и высокой температурой электронов, когда радиальное поле положительное и вклад члена p_{ei} относительно невелик.

МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЁТА НЕОКЛАССИЧЕСКИХ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ

К настоящему времени для расчётов неоклассического переноса развиты весьма мощные численные коды. Код DKES (Drift Kinetic Equation Solver) [39] решает линейаризованное моноэнергетическое дрейфо-кинетическое уравнение для весьма сложных магнитных конфигураций. Рассчитанные моноэнергетические транспортные коэффициенты затем трансформируются к тепловым с учётом максвелловского распределения по энергиям. Также для расчётов неоклассического переноса используется метод Монте-Карло. В кодах МОСА [40] и DCOM [41] численно анализируются траектории частиц, используемые затем для оценок коэффициентов диффузии. Эти коды чрезвычайно полезны при анализе деталей конкретных экспериментов, но весьма «затратны» по времени расчётов. Таким образом, развитие методов быстрых «экспресс-оценок» электрического поля с использованием одномерных неоклассических аналитических моделей представляется весьма актуальным. Эти методы применялись при анализе данных ТЖ-II [42].

Неоклассические коэффициенты переноса в несимметричных системах имеют сложную зависимость от частоты столкновений. Например, зависимость коэффициента диффузии от частоты столкновений

для установок типа Гелиотрон [43] схематично представлена на рис. 6. Там же для сравнения приведена аналогичная зависимость для токамака. Эта зависимость позволяет рассчитать потоки частиц и энергии в широком диапазоне изменения параметров плазмы. Используя полученное представление для потоков частиц в условии амбиполярности (2), можно найти электрическое поле, входящее в поток, например, через термодинамическую силу.

Для описания потока частиц в области редких столкновений ($v < v^{eq}$, см. рис. 6) принята модель [44, 45]. Область редких частот столкновений — LMFP:

$$\begin{aligned} \Gamma_{i,e}^{LMFP} &= -n \varepsilon_t^2 \varepsilon_h^{1/2} V_{d(i,e)}^2 \int_{b_{i,e}}^{\infty} dx x^{5/2} e^{-x} \tilde{v}_{i,e} \frac{A_{i,e}}{\Omega_{i,e}^2}; \\ A_{i,e} &= \frac{n'}{n} - \frac{q_{i,e} E_r}{T_{i,e}} + (x-1,5) \frac{T'_{i,e}}{T_{i,e}}; \\ \Omega_{i,e}^2 &= 3\tilde{v}_{i,e}^2 + 1,67 \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_h} [\omega_E + \omega_{B(i,e)}]^2 + \left(\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_h}\right)^{3/2} \left(\frac{\omega_{B(i,e)}^2}{4} + 0,6 |\omega_{B(i,e)}| \tilde{v}_{i,e} \left(\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_h}\right)^{-3/2} \right); \\ \tilde{v}_{i,e} &= \frac{v_{i,e}}{\varepsilon_h} \frac{1}{x^{3/2}}; \quad V_{d(i,e)} = -(T_{i,e}/q_{i,e} B_0) \frac{1}{r}; \\ \omega_E &= -\frac{E_r}{B_0} \frac{1}{r}; \quad \omega_{B(i,e)} = -(T_{i,e}/q_{i,e} B_0) \frac{1}{r} \frac{\partial \varepsilon_h}{\partial r} x. \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $q_{i,e}$ — заряды ионов и электронов; $v_{i,e}$ — частоты столкновений, соответствующие тепловому диапазону энергий; $b_{i,e} = (v_{i,e} R_0 / V_{i,e} \varepsilon_h^{3/2} m)^{1/2}$ — величины нижних пределов интегрирования; $V_{i,e} = (2T_{i,e} / M_{i,e})^{1/2}$ — тепловые скорости; m — число периодов магнитного поля вдоль тора.

Транспортные коэффициенты потоков, т.е. множители градиентов в (4), оказываются зависящими от поля E_r : полоидальный дрейф $E \times B$ может приводить к ограничению радиального смещения спирально запертых частиц и, в итоге, к уменьшению транспортных коэффициентов.

Эксперименты на ТЖ-II проведены в режимах, когда ионный перенос соответствует области плато или переходной области «плато — $1/v$ ». При высоких частотах столкновений основной вклад вносят потоки, соответствующие режиму пролётных и тороидально запертых частиц, описанные в моделях [46—48] для области плато. Далее даны соответствующие выражения.

Область высоких частот столкновений, режим плато:

$$\begin{aligned} \Gamma_{i,e}^{pl} &= -n D_{i,e}^{pl} \left[\left(\frac{n'}{n} - \frac{q_{i,e} E_r}{T_{i,e}} \right) + 1,5 \frac{T'_{i,e}}{T_{i,e}} \right]; \\ D_{i,e}^{pl} &= (\sqrt{\pi}/4) V_{i,e}^3 / (\hat{r} R_0 \omega_{i,e}^2). \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь $\omega_{i,e}$ — циклотронные частоты; $\hat{r} = r/R_0$ — нормированный угол вращательного преобразования. В данных выражениях транспортные коэффициенты не зависят от E_r , но сами потоки зависят от поля через термодинамическую силу, связанную с неоднородностью потенциала.

Аналитические выражения, а также численные расчёты по коду DKES показывают, что в режиме плато ионный перенос слабо зависит от поля E_r , если оно не превышает значение $E_r^{res} = \hat{r} V_{i,e} B_0 / R_0$. Однако при $E_r > E_r^{res}$ расчёты предсказывают существенное сужение «банановых орбит» токамачного типа и

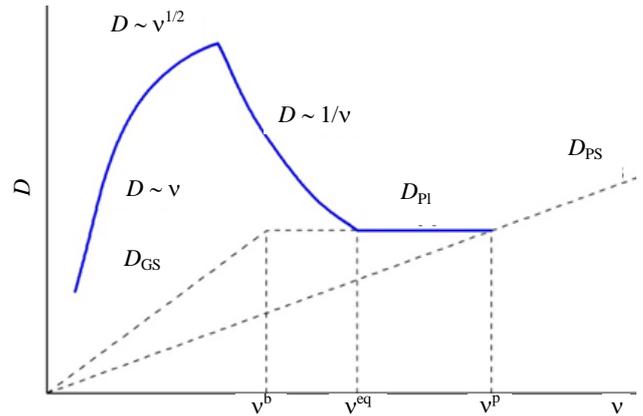


Рис. 6. Зависимость коэффициента диффузии D от частоты столкновений для случая $\varepsilon_h > \varepsilon_t$, где ε_t и ε_h — тороидальная и спиральная модуляция магнитного поля. Характерные частоты, разделяющие различные режимы: $\nu^p = V_r \hat{r} / R$ — пролётная частота, $\nu^b = \varepsilon_t^{3/2} \nu^p$, $\nu^{eq} = \varepsilon_h^{3/2} \nu^p$. Пунктиром указаны зависимости коэффициентов диффузии от частоты для токамака: D_{GS} — в режиме «бананов» (Галева—Сагдеева); D_{pl} — в режиме плато; D_{PS} — в режиме Пфирша—Шлютера

уменьшение транспортных коэффициентов [46, 49]. Для учёта этого эффекта транспортные коэффициенты ионного компонента в (6) при $E_r > E_r^{\text{res}}$ умножались на фактор $\propto (E_r^{\text{res}}/E_r)^2$.

В данной работе расчёт потоков частиц производится с использованием аналитических выражений (4), (5) следующим образом:

$$\Gamma_{i,e} = \Gamma_{i,e}^{\text{LMFP}} + \Psi_{i,e} \Gamma_{i,e}^{\text{pl}} \quad (6)$$

Для сглаживания перехода между режимами столкновительности в (6) введена функция

$$\Psi_{i,e}(v_{i,e}/v_{i,e}^{\text{eq}}) = v_{i,e}/(v_{i,e} + v_{i,e}^{\text{eq}}); \quad v_{i,e}^{\text{eq}} = \varepsilon_h^{3/2}(V_{i,e}/\hat{r}R_0). \quad (7)$$

Функция $\Psi_{i,e}(v_{i,e}/v_{i,e}^{\text{eq}})$ в области низких частот столкновений ($v_{i,e} \ll v_{i,e}^{\text{eq}}$) нивелирует вклад потоков (5) для плато. Напротив, в области частот столкновений ($v_{i,e} \geq v_{i,e}^{\text{eq}}$), когда потоки (4) для спирально запертых частиц становятся малыми, функция Ψ приближается к единице и суммарные потоки (6) учитывают лишь вклад высокочастотной области.

Отметим, что результаты расчётов в рамках приведённой модели [50, 51] практически идентичны результатам расчётов по модели, рассмотренной нами ранее в [52], где потоки рассчитывались как сумма симметричного и асимметричного компонентов:

$$\Gamma_{i,e} = \Gamma_{i,e}^{\text{S}} + \Gamma_{i,e}^{\text{AS}} \quad (8)$$

Здесь $\Gamma_{i,e}^{\text{S}}$ — поток, связанный с пролётными и тороидально запертыми частицами (соответствует потокам в аксиально-симметричных системах — токамаках); $\Gamma_{i,e}^{\text{AS}}$ — поток, связанный с локально запертыми частицами, возникающими из-за нарушения аксиальной симметрии. В модели (8) потоки $\Gamma_{i,e}^{\text{AS}}$ рассчитывались по результатам работ [44, 45], т.е. по выражениям (4), $\Gamma_{i,e}^{\text{AS}} = \Gamma_{i,e}^{\text{LMFP}}$. Для расчётов величин $\Gamma_{i,e}^{\text{S}}$ была использована симметричная часть потоков из работы [47]. Выражения для симметричной части потоков из [47] описывают «токамачную» часть, учитывающую вклад тороидально запертых и пролётных частиц для широкой области частот столкновений. Поскольку в пределе высоких частот эти выражения асимптотически переходят в выражения (5), то форма записи потоков в виде (8) «автоматически» обеспечивает плавность перехода между режимами низких и высоких частот столкновений. Было проведено сравнение результатов расчётов по моделям (6) и (8), начиная от низких частот столкновений (режим «супербананов», в котором доминирует вклад спирально запертых частиц и $D \sim 1/\nu$) вплоть до режима плато. Рассматривались одни и те же режимы с одинаковыми профилями параметров плазмы и с областью столкновительности, ограниченной частотами $\nu < \nu^{\text{p}} = V_T/(qR)$. Расчёты по моделям (6) и (8) показали практически полную идентичность.

Отметим, что выражения (4) получены для стелларатора с продольным магнитным полем одной спиральности, соответствующей определённой заходности и числу периодов вдоль тора. Сложная магнитная конфигурация гелиака ТЖ-II требует учёта большого числа гармоник в фурье-спектре магнитного поля. По сравнению с моделью поля одной спиральности класс запертых частиц в ТЖ-II существенно шире, а перенос частиц в области редких столкновений намного сложнее. Однако даже в таком сложном случае можно использовать аналитические выражения для потоков, если для оценки модуляции магнитного поля принять её так называемую «эффективную» величину. Возможность применения аналитических моделей в сложных магнитных системах была продемонстрирована в работе [53] для режима $1/\nu$, где аналитическая модель расчёта потоков оказалась в хорошем согласии с численными методами.

Для описания потоков частиц в ТЖ-II будем использовать выражения (4)–(7), включающие аппроксимированные выражения для тороидальной и спиральной модуляции магнитного поля $\varepsilon_r = 0,095\rho^{0,55}$ и $\varepsilon_h = 0,134\rho^{0,61}$ из работы [54], где $\rho = r/a$. Для радиального профиля вакуумного угла вращательного преобразования используется аппроксимация $\hat{t} = 1,55 + 0,1\rho^2$. Величина эффективного заряда плазмы принята $Z_{\text{eff}} = 2$.

АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПОЛЯ E_r И ПОТЕНЦИАЛА ϕ

Для расчёта E_r в каждой точке по радиусу использовался следующий алгоритм. Исходные экспериментальные профили $T_e(r)$, $T_i(r)$, $n_e(r)$ сглаживались и вычислялись значения этих функций и их производ-

ных на расчётной сетке по радиусу $[r_j]$. Далее, независимо для каждого $[r_j]$ по формулам (4)—(6) в широком ожидаемом диапазоне искомого параметра E_r находились неклассические потоки частиц. Решение трансцендентного уравнения амбиполярности (2) определялось сравнением левой и правой его частей. Интегрированием E_r вычислялись радиальные профили потенциала $\phi(r)$ с привязкой на границе шнура $\phi(a) = 0$.

Доверительные интервалы для E_r и ϕ определялись наложением вариаций, сохраняющих сглаженные нормированные профили:

$$n(r) = n^b(r)[1 + \xi_n \delta_n]; \quad T_{e,i}(r) = T_{e,i}^b(r)[1 + \xi_{T_{e,i}} \delta_{T_{e,i}}], \quad (9)$$

где $\xi_n, \xi_{T_e}, \xi_{T_i}$ — три независимые случайные величины, равномерно распределённые в интервале $[-1, 1]$; $\delta n_e = \delta T_e = \delta T_i = 10\%$. Затем с помощью генератора случайных чисел разыгрывался набор N реализаций (ξ_n, ξ_i, ξ_e) $N = 5—10$ с вычислением E_r^ξ и ϕ^ξ . Доверительные интервалы для E_r и ϕ вычислялись как стандартные отклонения $\text{std}(E_r^\xi)$ и $\text{std}(\phi^\xi)$.

РАСЧЁТЫ ПРОФИЛЕЙ ПОТЕНЦИАЛА

В данном разделе для установки TJ-II рассмотрены четыре характерных режима, существенно различающихся по частотам столкновений:

- режим с низкой плотностью и высокой температурой электронов, существенно превышающей температуру ионов, реализующийся при ЭЦР-нагреве плазмы;
- режим с высокой плотностью и низкой температурой электронов, сравнимой с температурой ионов при NBI-нагреве;
- промежуточный режим средних плотностей и температур;
- режим ультранизких плотностей при ЭЦР-нагреве плазмы.

Дифференцирование профилей потенциала, измеренных НВР, позволило найти экспериментальное электрическое поле, которое сравнивалось с расчётным. В свою очередь, интегрирование профиля расчётного электрического поля, найденного из решения уравнения амбиполярности (2), использовалось для определения профиля потенциала с привязкой на границе шнура $\phi(a) = 0$.

Режим с высокой температурой электронов, низкой плотностью. В режиме с низкой плотностью и высокой электронной температурой, существенно превышающей ионную температуру, длины свободного пробега электронов велики, а частота столкновений низка, соответствуя «супербанановому» режиму удержания. Согласно предсказаниям неоклассики доминирующие потери электронов приводят к формированию положительного потенциала, достигающего в центральной области значений порядка $\phi \sim T_e/e$. На рис. 7 представлены сглаженные экспериментальные профили параметров плазмы (плотности, температуры), принятые для расчётов. В режиме с низкой плотностью $\bar{n}_e = (0,3—0,7)10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $P_{\text{EC}} = 200—400 \text{ кВт}$ потенциал в центральной области характеризуется положительными значениями 400—1000 В. На рис. 8 приведены данные измерений потенциала и результаты расчётов профилей потенциала и поля. Разброс расчётных значений потенциала и электрического поля соответствует вариации параметров в пределах $\pm 10\%$, алгоритм вариации параметров описан в уравнении (9). Согласие расчётов и измерений в пределах 20—30% достигается, когда для оценки потенциала принимается ионный корень электрического поля, появляющийся в периферийной области. В случае электронного корня различие между расчётом и экспериментом весьма существенное. Подробнее ионный и электронный корни уравнения амбиполярности обсуждаются далее.

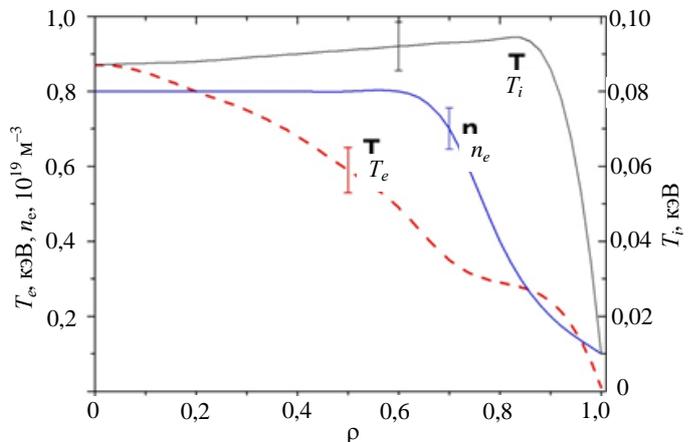


Рис. 7. Экспериментальные профили параметров (температура электронов и ионов, плотность), сглаженные для проведения моделирования. Режим с высокой температурой электронов и низкой плотностью. Профиль $T_i(r)$ принудительно «привязан» к значению 10 эВ на границе плазмы $\rho = 1$. Указанные оценки экспериментальной погрешности одинаковы для всей области измерений

Расчётный профиль электрического поля представлен на рис. 8, б. Там же показан экспериментальный профиль электрического поля, полученный дифференцированием сглаженных профилей потенциала: разброс значений соответствует вариации экспериментальных значений потенциала в пределах $\pm 5\%$. Здесь и далее оценка разброса экспериментальных значений E_r проведена по следующей процедуре. Сглаженные экспериментальные профили потенциала аппроксимировались кубическими сплайнами, задавая базовый профиль $\phi^b(r)$. В соответствии с пространственным разрешением ~ 1 см электрическое поле рассчитывалось в 20 точках, равномерно отстоящих по радиусу, дифференцированием функции $\phi = \phi^b(r)(1 + \delta_\phi)$, где вариация δ_ϕ для каждого варианта расчётов и каждого радиуса случайным образом выбиралась в заданных пределах. Разброс значений экспериментального поля E_r определялся как среднеквадратичное отклонение по выборке из N вариантов: $\Delta E_r = \sqrt{\sum_i^N (E_r^i - \langle E_r \rangle)^2 / N}$, где $\langle E_r \rangle$ — среднее по выборке.

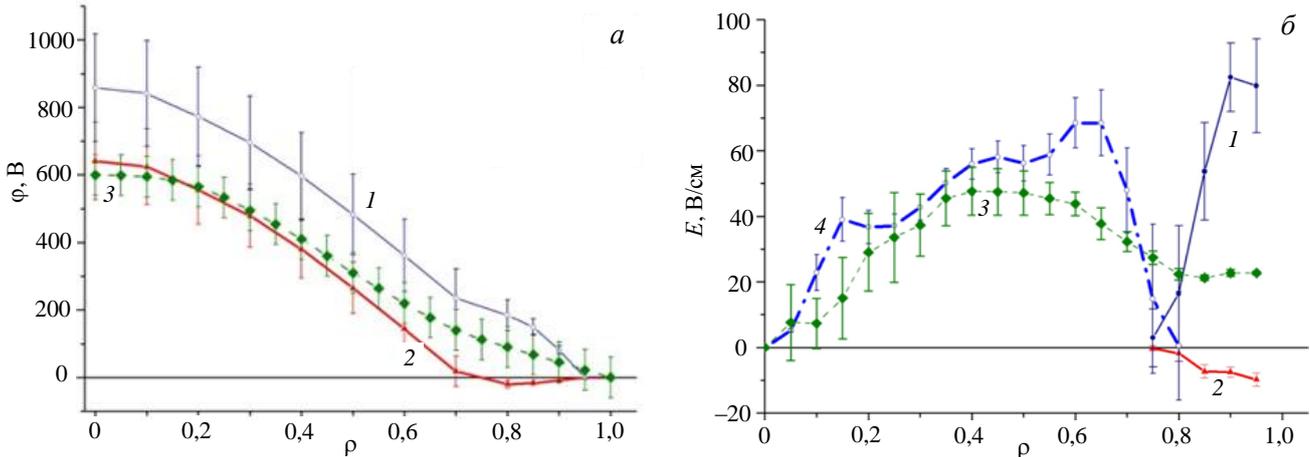


Рис. 8. Экспериментальный (разряд № 15585) и расчётные профили потенциала (а) и поля (б) в режиме с высокой температурой электронов и низкой плотностью. Для расчётных значений ϕ и E_r приведено среднеквадратичное отклонение по выборке вариантов для каждого узла расчётной сетки: 1 — электронный корень; 2 — ионный корень; 3 — эксперимент; 4 — единственный корень

На рис. 9 представлены зависимости неклассических потоков частиц (левой и правой части уравнения (2)) от поля E_r . Видно, что уравнение (2) может иметь либо одно, либо три решения. Большое положи-

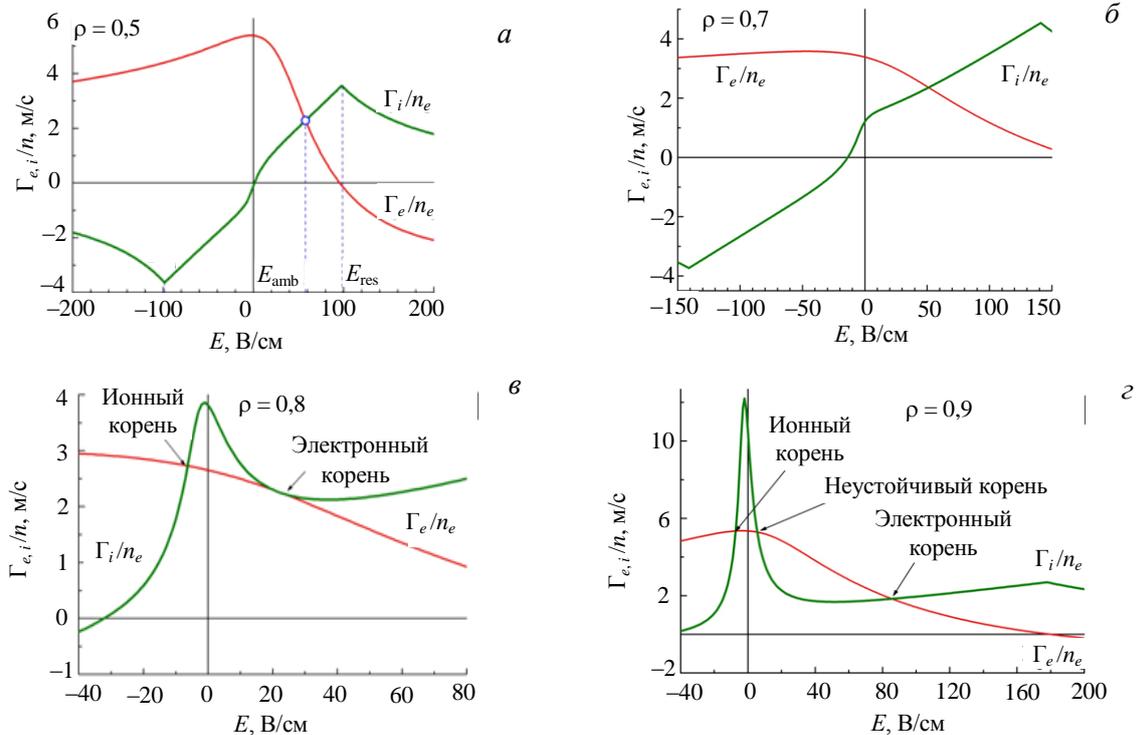


Рис. 9. Режим низких n_e , высоких T_e . Зависимости неклассических потоков, делённых на плотность, от E_r на различных радиусах. Пересечение зависимостей $\Gamma_{e,i}(E_r)/n$ при $E_r = E_{amb}$ соответствует выполнению условия амбиполярности (2): а — кружком обозначен единственный электронный корень; з — видны три корня. Указаны значения резонансного поля E_r^{res}

тельное E_r соответствует доминирующим потерям электронов и традиционно называется электронным корнем. Решение в виде отрицательного E_r соответствует доминирующим потерям ионов и называется ионным корнем [55]. Оба решения являются устойчивыми. Промежуточное решение неустойчиво, поскольку малая вариация E_r в положительную сторону приведёт к перестройке потоков и дальнейшему увеличению E_r . Эта положительная обратная связь будет действовать вплоть до достижения электронного корня. Аналогичным образом малая вариация E_r в отрицательную сторону приведёт к смещению решения к ионному корню. Характер зависимостей потоков от E_r указывает на бифуркационный механизм реализации того или иного решения уравнения амбиполярности (2): при определённых условиях (см. рис. 9, б) может реализоваться как электронный, так и ионный корень.

На рис. 8, б видно, что на периферии, где уравнение амбиполярности (2) допускает существование обоих корней, ионный корень, отвечающий значению E_{amb} , меньшему по абсолютной величине, оказывается ближе к эксперименту, чем электронный корень. Расчётные профили потенциала при выборе электронного корня на периферии сильно расходятся с экспериментом. Возможно, ионный корень является более предпочтительным, поскольку отвечает меньшей диссипации энергии движений плазмы, связанных непосредственно с радиальным электрическим полем, т.е. соответствует меньшей скорости производства энтропии [49]. При расчётах профилей потенциала выбор ионного корня обеспечил удовлетворительное согласие модельного профиля с экспериментом в центральной области шнура (см. рис. 8, а).

Радиальный профиль параметра столкновительности $\eta_{i,e} = v_{i,e} / v_{i,e}^{eq}$, где $v_{i,e}^{eq} = \epsilon_n^{3/2} V_{i,e} \hat{i} / R_0$, представлен на рис. 10. Как видно, исключая узкую периферийную область, в основной области шнура электроны находятся в режиме больших длин свободного пробега ($\eta_e < 1$), а ионы в области плато ($\eta_i > 1$). Так что при доминирующем вкладе электронов решение уравнения амбиполярности оказывается единственным. В периферийной области $\rho > 0,7$, где оба компонента одновременно оказываются в области низких частот соударений, возможны решения уравнения амбиполярности как с электронным, так и с ионным корнями.

Режим с низкой температурой электронов, высокой плотностью. В этом режиме температуры электронов и ионов сравнимы, длина свободного пробега электронов мала, частота столкновений велика. Согласно неоклассике, это режим пролётных и тороидально запертых частиц (плато). Основным фактором, приводящим к формированию отрицательного потенциала в этом режиме, являются доминирующие потери ионов. Как видно на рис. 3, мишенная плазма, создаваемая нецентральным ЭЦР-нагревом, поддерживается затем с помощью нейтральной инжекции. На временах порядка 100 мс удаётся поддерживать режим с контролируемым ростом плотности. При этом само увеличение \bar{n}_e может составлять до шести и более раз по отношению к начальной плотности. После того, как плотность превысит уровень отсечки $n_{cut-off} = 1,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, плазма поддерживается и нагревается только с помощью нейтральной инжекции. Рост плотности сопровождается падением температуры электронов. Для фазы NBI-нагрева и поддержания плазмы характерными значениями параметров являются $T_e(0) \sim 200 \text{ эВ}$, $T_i(0) \sim 120 \text{ эВ}$ и $\bar{n}_e \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Профили основных параметров плазмы в этом режиме представлены на рис. 11. В данном

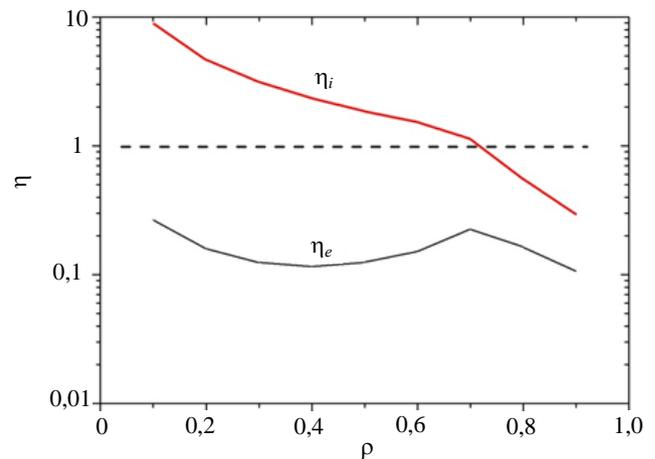


Рис. 10. Профили параметра столкновительности для электронов η_e и ионов η_i в режиме с низкой n_e и высокой T_e

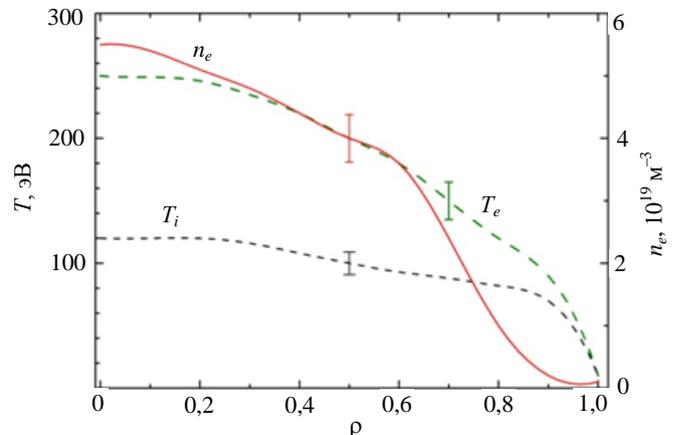


Рис. 11. Экспериментальные профили параметров (температура электронов и ионов, плотность), сглаженные для проведения моделирования. Режим с высокой n_e и низкой T_e

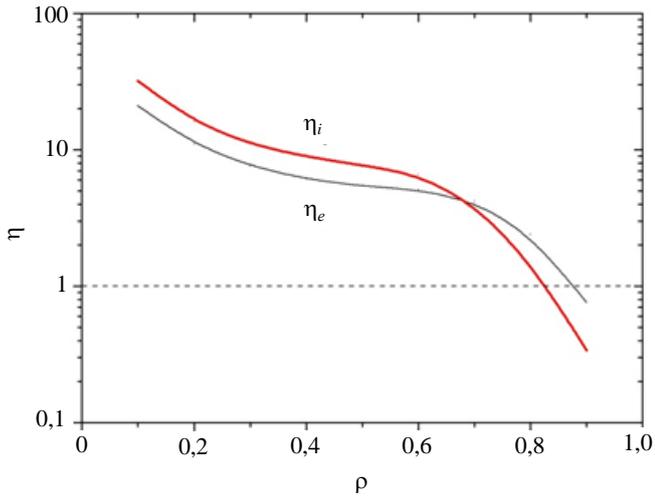


Рис. 12. Профили параметра столкновительности для электронного и ионного компонентов в режиме с высокой n_e и низкой T_e

режиме оба компонента оказываются в области высоких частот столкновений. Соответствующие профили параметра столкновительности показаны на рис. 12. В данном случае поток ионов доминирует, поэтому E_{amb} должно быть отрицательным. На рис. 13, а показаны измеренные и рассчитанные профили потенциала. Потенциал становится отрицательным во всём объёме плазмы, достигая вблизи центра значений $-(500—650)$ В. Разброс расчётных значений соответствует вариации параметров плазмы (n_e, T_e, T_i) в пределах $\pm 10\%$ в уравнении (9). Качественно расчётный профиль потенциала соответствует измеренному. На рис. 13, б приведены расчётные и экспериментальный профили поля E_r . Разброс

значений E_r соответствует вариации потенциала в пределах $\pm 5\%$. Экспериментальная величина поля E_r в основной области плазмы составляет -30 В/см, а расчётная — примерно -10 В/см, в краевой области поле остаётся отрицательным и заметно растёт по амплитуде вплоть до -80 В/см.

Таким образом, несмотря на качественное согласие расчётного и экспериментального профилей потенциала в среднем, они имеют различия, ярко проявляющиеся на профилях E_r . Экспериментальный профиль E_r относительно однороден по пространству, в то время как на расчётных профилях видны сильное отрицательное поле на периферии и область низкого E_r в более глубоких областях. В данном режиме перенос токамачного типа, определяемый пролётными и тороидально запертыми частицами, вносит доминирующий вклад в неклассический перенос и формирование E_r в основной области плазмы. При сравнимых величинах T_e и T_i ионный поток существенно превышает электронный и амбиполярное поле определяется фактически по условию нулевого ионного потока.

На рис. 13, б приведён профиль поля E_r^{pl} , соответствующий условию амбиполярности для симметричной части потоков: $\Gamma_i^{pl}(E_r^{pl}) = 0$ в уравнении (6). Видно, что E_r , рассчитанное с учётом переноса спирально запертых частиц, практически везде совпадает с E_r^{pl} , кроме узкой краевой области, т.е. влияние этих частиц на формирование профиля E_r незначительно при больших плотностях (при больших частотах столкновений).

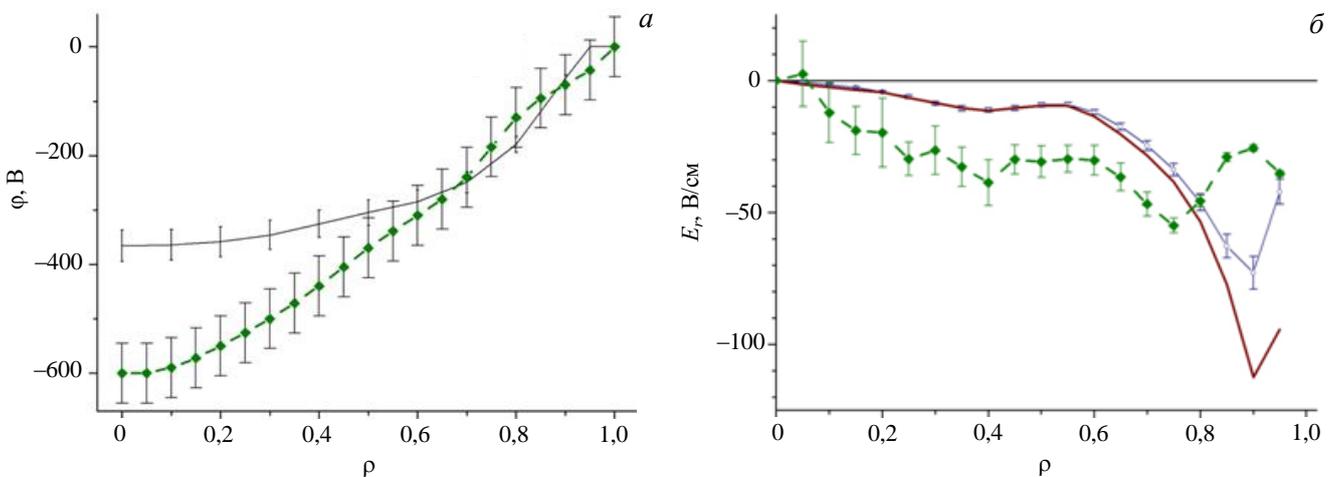


Рис. 13. Расчётный и экспериментальный профили потенциала (а) и E_r (б) в режиме с высокой плотностью и низкой температурой электронов (эксперимент — данные разряда № 15585): — — профиль E_r^{pl} , соответствующий $\Gamma_i^{pl}(E_r^{pl}) = 0$; - - - — расчёты по модели (7). Разброс значений — среднеквадратичное отклонение по выборке вариантов

На рис. 14 представлены зависимости неоклассических потоков электронов и ионов от поля E_r на радиусе $\rho = 0,5$. В отличие от режима низких n_e и высоких T_e (см. рис. 9) в данном режиме во всём объёме плазмы имеется лишь одно решение уравнения амбиполярности, соответствующее ионному корню.

Средний режим. Средний режим является промежуточным по плотности, $\bar{n}_e \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Его особенность заключается в том, что потенциал плазмы в центральной области может менять знак в зависимости от радиуса. Далее обсуждаются случаи с центральным и нецентральным ЭЦР-нагревом, а также интерпретация явления смены знака электрического поля в рамках неоклассики.

Режим с центральным ЭЦР-нагревом.

Профили параметров плазмы в режиме с центральным ЭЦР-нагревом приведены на рис. 15. В этом режиме профиль температуры электронов пикирован в центре и монотонно спадает к краю. Профиль плотности в основной области шнура весьма плоский. На рис. 16, а показан экспериментальный и расчётный профиль потенциала. Разброс расчётных значений потенциала соответствует вариации параметров в пределах $\pm 10\%$ (уравнение (9)). В целом согласие расчётов с экспериментальными данными весьма удовлетворительное, в обоих случаях явно выражена краевая область перехода знака потенциала от

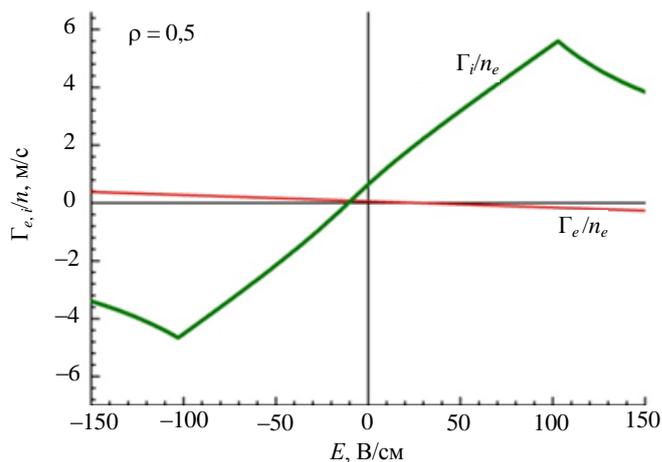


Рис. 14. Режим высоких n_e , низких T_e . Расчётные радиальные зависимости неоклассических потоков, делённых на плотность, от электрического поля

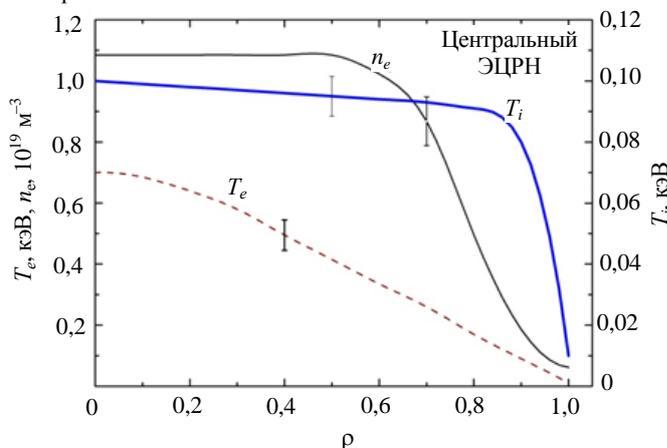


Рис. 15. Экспериментальные профили температуры электронов, ионов и плотности, сглаженные для проведения моделирования в «среднем» режиме с центральным ЭЦР-нагревом

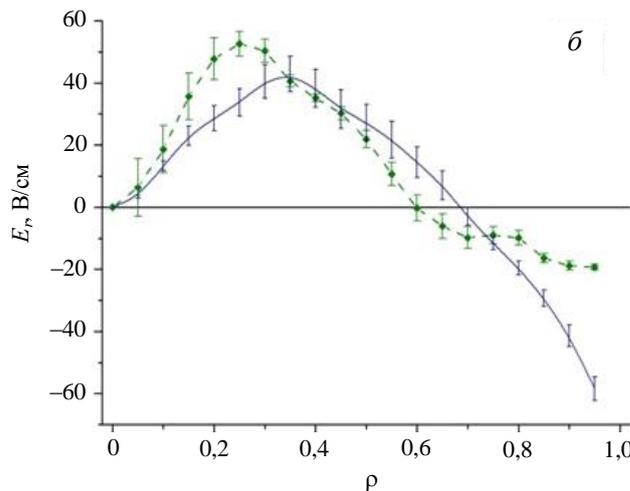
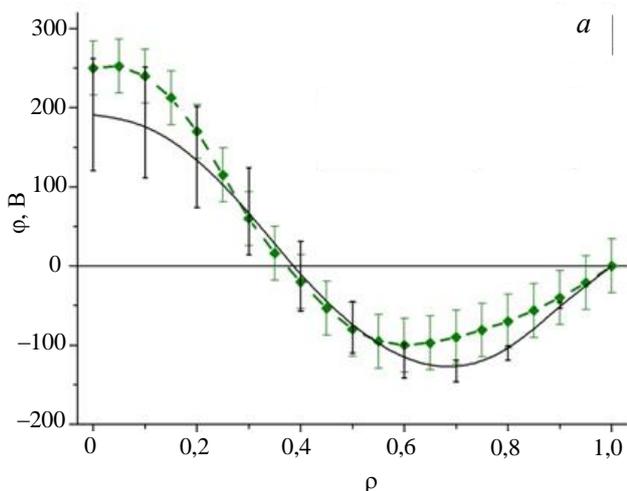


Рис. 16. Расчётный и экспериментальный профили потенциала (а) и поля (б) в среднем режиме с центральным нагревом (экспериментальный профиль потенциала — данные разряда № 17052). Разброс значений — среднеквадратичное отклонение по выборке вариантов: — — модель; - - - - эксперимент

положительного к отрицательному. На рис. 16, б представлены профили поля E_r (расчёт и эксперимент). Разброс значений поля соответствует вариации экспериментальных данных потенциала в пределах $\pm 10\%$. Видно, что расчётные и экспериментальные значения поля весьма близки. Для данного

режима расчётные зависимости неклассических потоков электронов и ионов от поля E_r на различных радиусах изображены на рис. 17.

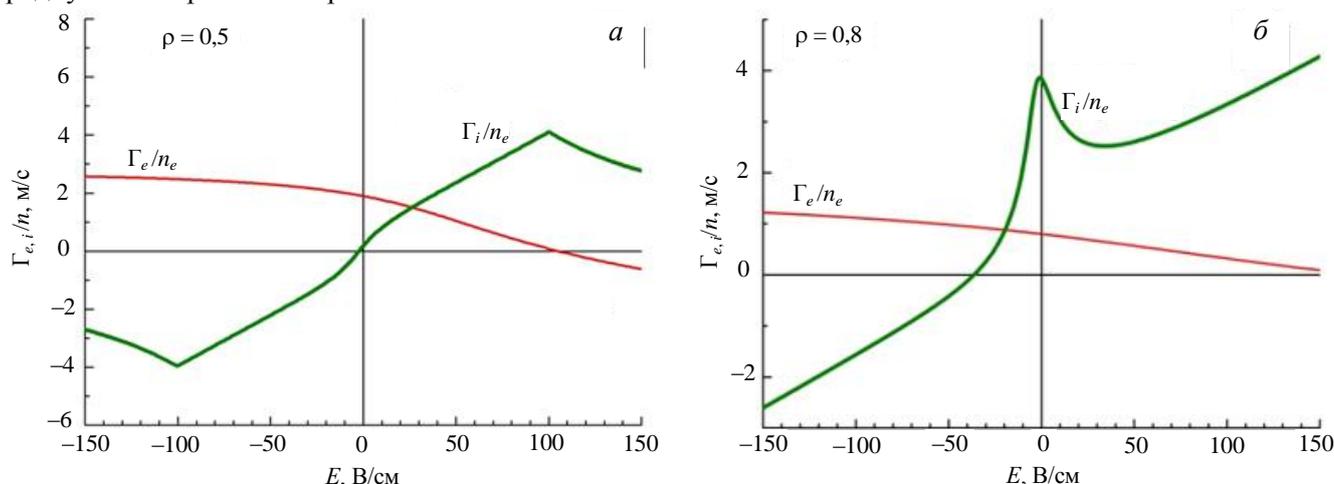


Рис. 17. Средний режим с центральным нагревом. Расчётные зависимости неклассических потоков, деленных на плотность, от электрического поля на различных радиусах

Режим с нецентральной ЭЦР-нагревом. На рис. 18 представлены профили параметров (температуры электронов и ионов и плотности) в среднем режиме с нецентральной ЭЦР-нагревом. В этом режиме профиль T_e «провальный»: температура в центре обычно несколько меньше, чем в средних областях шнура. При этом профиль плотности пикированный и монотонный, спадающий от центра к краю. Таким образом, профили n_e и T_e в этом режиме заметно отличаются от профилей при центральном нагреве. В расчётах профили ионной температуры приняты одинаковыми для обоих сценариев ЭЦР-нагрева. Возможное незначительное изменение профилей $T_i(r)$ в экспериментах не является существенным для расчётов. Модификация профилей температуры электронов и плотности приводит к соответствующему изменению расчётных профилей E_r . На рис. 19 показаны расчётные и экспериментальные профили потенциала и поля. Разброс E_r и ϕ в расчётах соответствует вариации парамет-

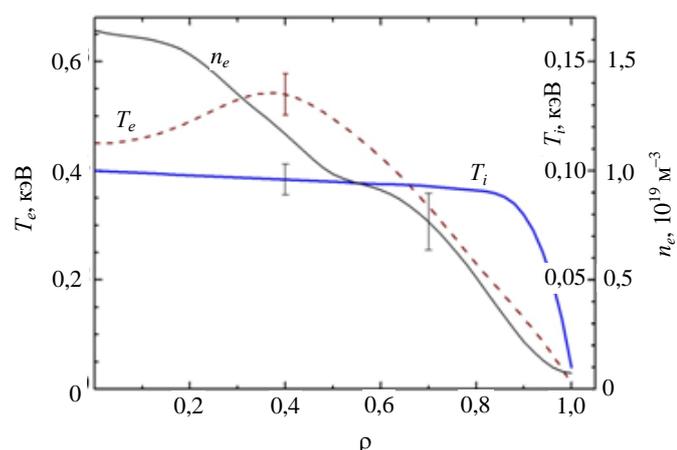


Рис. 18. Экспериментальные профили температуры электронов, ионов и плотности, сглаженные для проведения моделирования в «среднем» режиме с нецентральной ЭЦР-нагревом

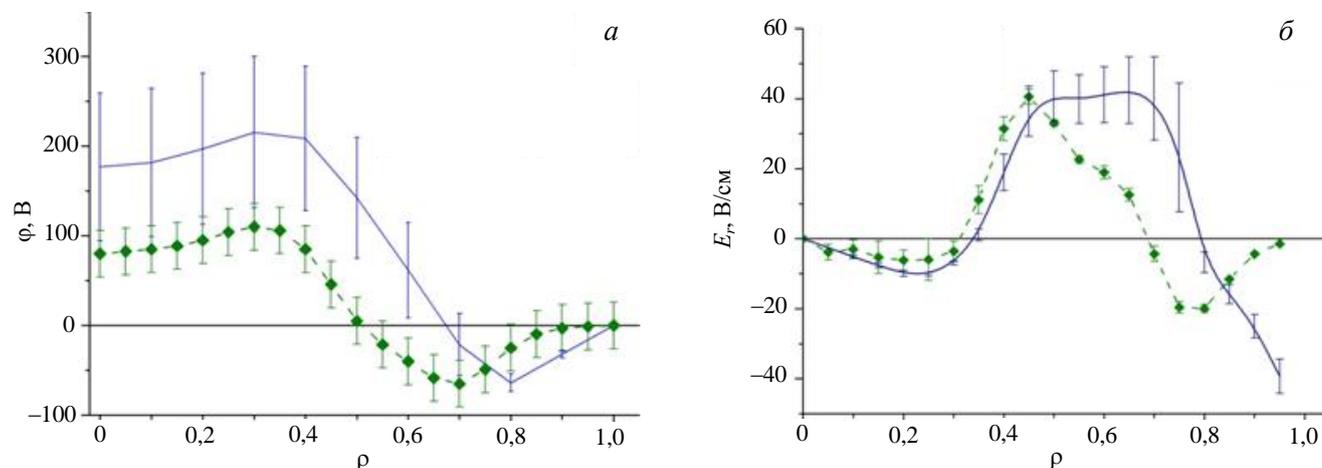


Рис. 19. Расчётный и экспериментальный профили потенциала (а) и поля (б) в «среднем» режиме с нецентральной нагревом (экспериментальный профиль потенциала — данные разряда № 15585). Разброс значений — среднеквадратичное отклонение по выборке вариантов, — модель; - - - эксперимент

ров в пределах $\pm 10\%$ (уравнение (9)). Экспериментальный профиль E_r оценен по сглаженному профилю потенциала, а его погрешность — путём вариации значений потенциала в пределах $\pm 10\%$. Расчётный профиль поля E_r (см. рис. 19, б) в центральной области $\rho < 0,3$ демонстрирует явно выраженную область отрицательных значений, а область перехода через ноль во внешних областях заметно смещается к краю. Расчётные профили E_r и ϕ в целом согласуются с экспериментом, хотя расчётное значение потенциала в центре несколько выше экспериментального. На рис. 20 представлены расчётные зависимости неоклассических потоков электронов и ионов от E_r для различных радиусов.

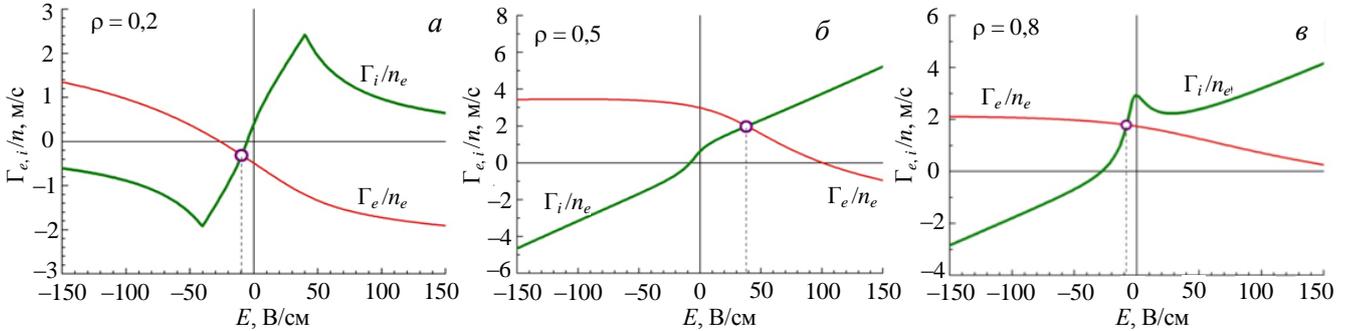


Рис. 20. Средний режим с нецентральной нагревом. Зависимости неоклассических потоков, делённых на плотность, от E_r на различных радиусах. Положение E_{amb} указано пунктиром: $E_{amb} < 0$ — вблизи центра ($\rho = 0,2$) (а); $E_{amb} > 0$ — в середине шнура ($\rho = 0,5$) (б); $E_{amb} < 0$ — на периферии ($\rho = 0,8$) (в)

Обсуждение деталей режима. Согласно результатам эксперимента смена знака E_r при $\bar{n}_e \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ начинается с периферии. При увеличении средней плотности область отрицательных значений поля постепенно распространяется на весь объём плазмы.

На рис. 21 приведены расчёты амбиполярного электрического поля E_{amb} для среднего режима как функции температуры электронов в периферийной области на $\rho = 0,7$. Плотность $\bar{n}_e \sim 0,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, температура ионов $T_i = 100 \text{ эВ}$ и её градиент оставались фиксированными. В соответствии с экспериментальными данными градиенты плотности и температуры электронов для расчётов принимались близкими к величине $-0,1 \text{ см}^{-1}$. Известно, однако, что в периферийной области градиенты параметров могут меняться весьма заметно и «непредсказуемо». Поэтому расчёты проведены при существенной вариации градиентов: $\nabla n_e/n_e = -0,1 \text{ см}^{-1}(1 + \delta_{\nabla n})$; $\nabla T_e/T_e = -0,1 \text{ см}^{-1}(1 + \delta_{\nabla T_e})$. Вариации $\delta_{\nabla n, \nabla T_e}$ составляли $\pm 50\%$ из равномерной случайной выборки. Согласно расчётам в данном случае смена знака поля происходит при температуре электронов $T_e \sim 250\text{—}350 \text{ эВ}$ в зависимости от плотности частиц и градиентов параметров, соответствуя соотношению $T_e/T_i \sim 2,5\text{—}3,5$. Рис. 21, а, б представляют расчётные зависимости для двух различных значений градиента ионной температуры $\nabla T_i/T_i = 0$; $-0,1 \text{ см}^{-1}$ соответственно. Как видно на рис. 21, б, при значении $\nabla T_i/T_i = -0,1 \text{ см}^{-1}$ могут реализоваться как ионный, так и электронный корни.

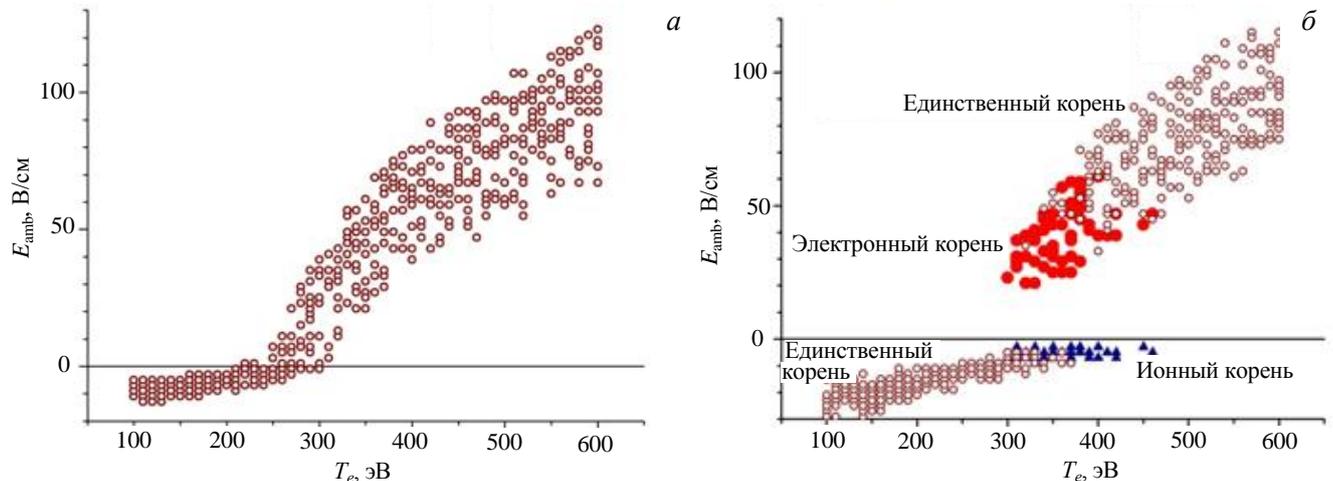


Рис. 21. Типичная расчётная зависимость амбиполярного поля E_{amb} от температуры T_e на $\rho = 0,7$. Плотность $\bar{n}_e = 0,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, температура $T_i = 100 \text{ эВ}$. Разброс точек соответствует вариации градиентов n_e и T_e : а — $\nabla T_i/T_i = 0$; б — $\nabla T_i/T_i = -0,1 \text{ см}^{-1}$

Увеличение плотности приводит к уменьшению температуры электронов по всему сечению шнура, но температура ионов меняется относительно слабо. При этом область температуры электронов, соответствующей смене знака поля, должна эволюционировать, начиная именно с периферии. Таким образом, наблюдаемое в эксперименте появление отрицательных значений поля и потенциала, начиная с края, не противоречит неоклассическим тенденциям.

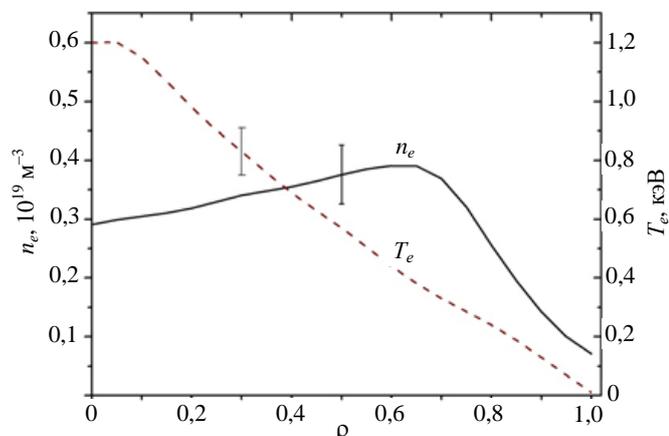


Рис. 22. Экспериментальные профили параметров (температура электронов и плотность), сглаженные для проведения моделирования. Режим ЭЦР-нагрева при ультранизких плотностях, $\bar{n}_e \sim 0,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$

области является характерной особенностью режимов с низкими \bar{n}_e при ЭЦР-нагреве. Для расчётов профилей амбиполярного электрического поля профиль ионной температуры принимался аналогичным профилю T_i , представленному на рис. 7 (режим ЭЦР-нагрева с высокими T_e и низкими n_e). На рис. 23 показаны расчётные и экспериментальные профили потенциала и амбиполярного электрического поля. Видно, что расчётные профили ϕ и E_r всюду достаточно близки к экспериментальным, исключая узкую периферийную область. На периферии экспериментальные значения E_r ближе к расчётным значениям поля, соответствующим электронному корню. Известно, однако, что непосредственный контакт плазмы с материальным лимитером при низких плотностях может оказывать весьма существенное влияние на формирование профиля радиального электрического поля в узкой области внутри последней замкнутой магнитной поверхности. Поскольку эти процессы не описываются в рамках нашей модели, на периферии расчётное E_r может заметно отличаться от экспериментального.

Режимы ультранизких плотностей. Режим с плотностями менее $\bar{n}_e \leq 0,4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ представляет особый интерес. В неоклассике при очень низких частотах столкновений возникает режим столкновительности $D \propto \nu^{1/2}$ [8], не включённый в использованную модель [44, 45]. Сложность для моделирования заключается в том, что заранее учесть влияние этого фактора в расчётах невозможно. Здесь мы покажем, что хотя выражения (4) и не описывают область $\nu^{1/2}$, тем не менее соответствие расчётов и экспериментов остаётся достаточно хорошим.

На рис. 22 изображены профили плотности частиц и температуры электронов в режиме с ЭЦР-нагревом при $\bar{n}_e \approx 0,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. «Провальный» характер профилей плотности в центральной

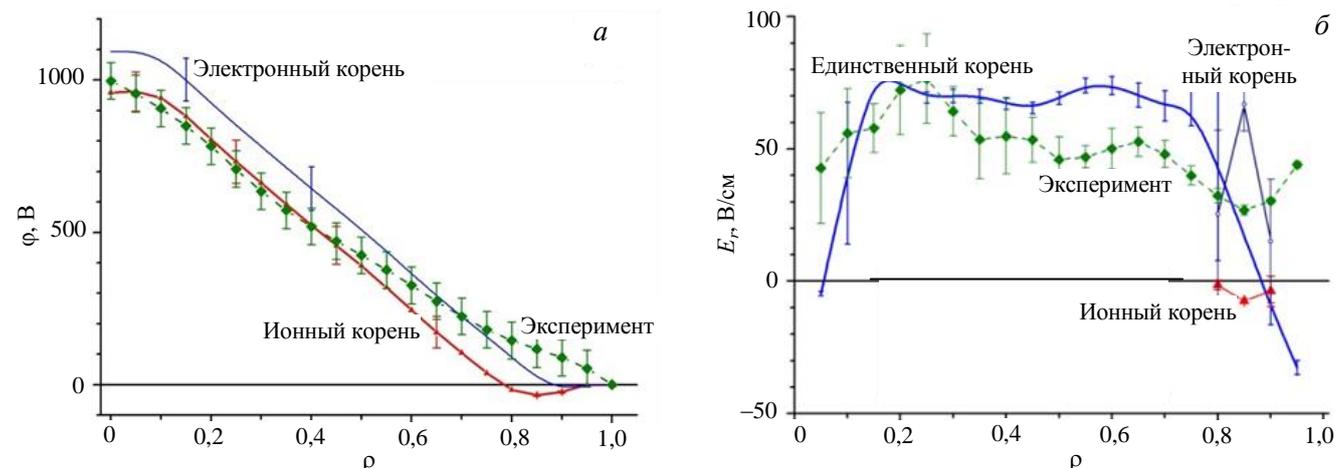


Рис. 23. Расчётный и экспериментальный (разряд № 15585) профили потенциала (а) и поля (б) в режиме с ЭЦР-нагревом при ультранизких плотностях. Разброс значений — среднеквадратичное отклонение по выборке вариантов

ЭВОЛЮЦИЯ ПОТЕНЦИАЛА В РЕЖИМАХ С НАРАСТАНИЕМ ПЛОТНОСТИ

Из экспериментов следует, что плотность частиц оказывает кардинальное влияние на величину потенциала в центре шнура [35, 36]. На рис. 24 приведены данные измерений потенциала в центре как функции средней плотности, полученные для различных магнитных конфигураций и параметров плазмы. Низкие

плотности соответствуют режимам с ЭЦР-нагревом, а высокие — комбинации ЭЦР- и инжекционного нагрева. В экспериментах с комбинированным нагревом способ увеличения плотности (газонапуск или нейтральная инжекция) не оказывал заметного влияния на зависимость потенциала от \bar{n}_e [36]. Таким образом, характер зависимости потенциала от плотности обусловлен изменением параметров плазмы и особенностями переноса, а не методами нагрева. Потенциал $\varphi(\rho = 0)$ сильно зависит от плотности при низких или умеренных плотностях и относительно слабо — при $\bar{n}_e \geq 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Также на рис. 24 представлены результаты расчётных значений потенциала в центре $\varphi^{\text{NC}}(\rho = 0)$ для различных режимов, обсуждавшихся ранее и показанных на рис. 8, 13, 16, 19 и 23.

Из расчётов следует, что резкая зависимость потенциала от плотности, наблюдаемая при $n_e \leq 10^{19} \text{ м}^{-3}$, главным образом связана с сильной зависимостью температуры электронов от плотности, представленной на рис. 25. Резкий спад температуры в центре при увеличении плотности при $\bar{n}_e \leq 10^{19} \text{ м}^{-3}$ может быть связан как с модификацией профиля поглощаемой ЭЦР-мощности, так и с энергетическими потерями. Так, большое положительное поле E_r , реализуемое в режимах низких плотностей, может приводить к улучшению удержания [24, 56]. В частности, неклассический перенос энергии по электронному каналу при больших значениях поля E_r должен заметно подавляться в центральных областях плазмы [8]. Однако с увеличением n_e вклад неклассического переноса в баланс энергии электронов проявляется все слабее из-за увеличения частоты столкновений тепловых электронов. Кроме того, уменьшаются прямые потери надтепловых электронов при ЭЦР-нагреве, способные эффективно увеличить значение амбиполярного E_r при малых плотностях.

Зависимость $\varphi(\rho = 0)$ в области отрицательных значений при $\bar{n}_e \geq 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ соответствует невысоким значениям T_i и относительно слабой зависимости T_i от плотности. Диапазон плотностей, соответствующих области изменения знака потенциала, достаточно узкий. Например, увеличение \bar{n}_e с 10^{19} м^{-3} до $1,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ приводит к уменьшению температуры $T_e(0)$ с 550 до 400 эВ. При этом температура ионов несколько увеличивается. Уменьшение T_e вместе с ростом плотности и T_i соответствует увеличению роли ионного неклассического переноса, что приводит к смене знака потенциала во всём объёме шнура.

Основные закономерности, отражающие формирование профиля поля E_r , схожи как в центральной, так и в краевой областях, что подтверждается зависимостью поля $E_r(\rho = 0,7)$ от \bar{n}_e , приведённой на рис. 26, где E_r вычислено по экспериментальным

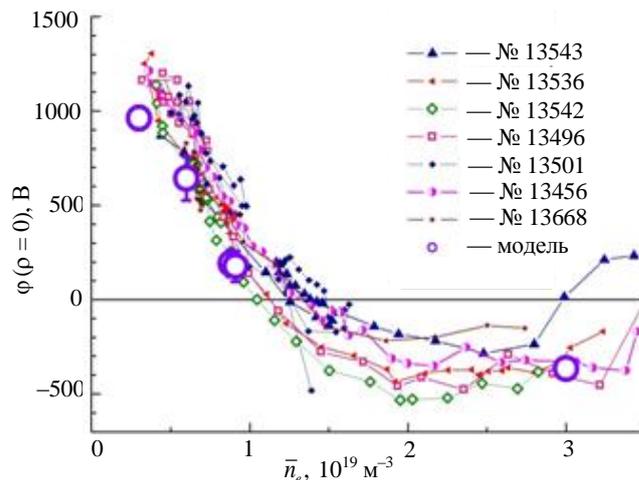


Рис. 24. Экспериментальные данные измерений потенциала плазмы в центральной области в зависимости от средней плотности [35] и результаты моделирования для рассмотренных режимов

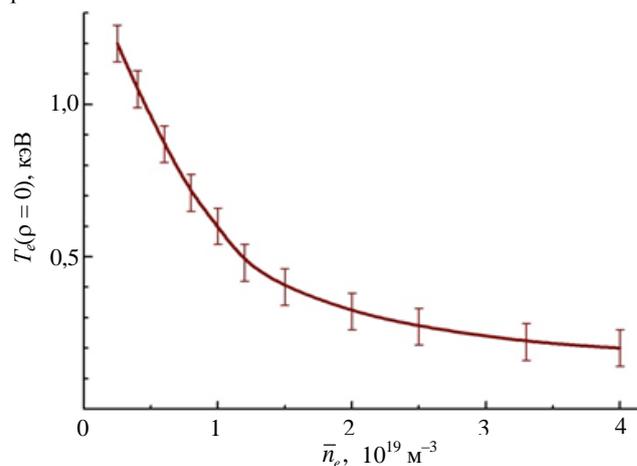


Рис. 25. Сглаженная экспериментальная зависимость центральной электронной температуры от средней плотности при постоянной мощности ЭЦР-нагрева

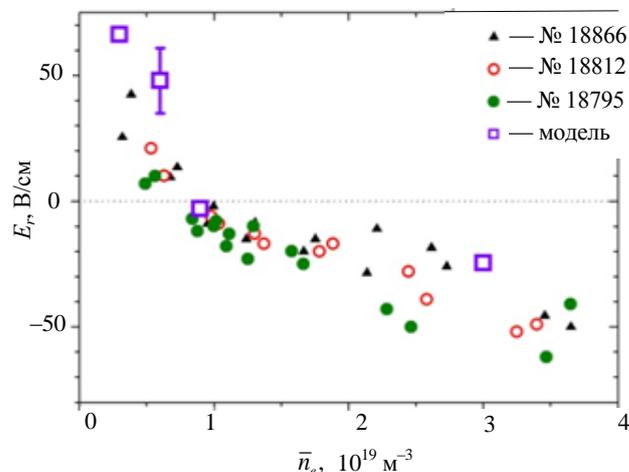


Рис. 26. Экспериментальные значения поля на радиусе $\rho = 0,7$ в зависимости от средней плотности в различных разрядах при центральном ЭЦР-нагреве

профилям потенциала. Также показаны результаты расчёта $E_{\text{amb}}(\rho = 0,7)$ для режимов с центральным ЭЦР- и комбинированным (ЭЦР + инжекционным) нагревом, обсуждавшихся ранее (см. рис. 8, 13, 16, 23). Видно, что расчётная зависимость $E_{\text{amb}}(\rho = 0,7)$ от \bar{n}_e удовлетворительно соответствует экспериментальным результатам [50]. В режимах с низкой плотностью и высокими значениями T_e/T_i (см. рис. 21) доминируют потери электронов. Это приводит к формированию положительного электрического поля $E_{\text{amb}} \propto |\nabla T_e|/e$. В режимах с высокой плотностью (с высокой столкновительностью) при сравнимых T_e и T_i доминирует ионный поток. При этом для определения амбиполярного поля можно использовать условие $\Gamma_i^{\text{pl}} = 0$ (уравнение (6)), что даёт оценку $E_{\text{amb}}^{\text{pl}} = T_i/e(n'_e/n_e + 1,5T_i/T_e)$. При $\bar{n}_e \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ расчётные значения $E_{\text{amb}}(\rho = 0,7)$ совпадают с экспериментальными. Расхождения наблюдаются при низких n_e , где расчётные значения выше экспериментальных, и при высоких n_e , где расчётные значения ниже экспериментальных. При высоких плотностях расхождение может быть связано с тем, что точность определения градиентов ионной температуры на краю невысока (см. рис. 4). Для получения удовлетворительного согласия расчётных и экспериментальных значений поля на периферии достаточно принять, что градиент ионной температуры сравним с градиентом плотности, $T'_i/T_i \propto n'_e/n_e$ [38]. В этом случае неоклассическое поле при $\bar{n}_e \sim (2-3)10^{19} \text{ м}^{-3}$, рассчитанное с учётом экспериментальных значений температур и градиентов, оказывается близким к экспериментальному. При низких плотностях, $\bar{n}_e \leq 0,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, превышение расчётного поля над экспериментальным может быть связано с наличием материального лимитера.

Расчётные значения потенциала и поля, приведённые на рис. 24 и 26, соответствуют обсуждавшимся ранее режимам с различными плотностями и температурами. При этом, сравнивая конкретные эксперименты с расчётами, трудно оценить влияние температуры и плотности по отдельности. Достаточно наглядно влияние упомянутых факторов представлено на диаграммах $E_{\text{amb}}(T_e, n_e)$ (рис. 27). Расчёты приведены для радиуса $\rho = 0,7$ при фиксированной температуре ионов $T_i = 100 \text{ эВ}$ и градиентах $\nabla n_e/n_e = \nabla T_e/T_e = \nabla T_i/T_i = -0,1 \text{ см}^{-1}$. Для заданных параметров уравнение амбиполярности может иметь неоднозначное решение с ионным (а) и электронным (б) корнями. Различия между диаграммами заметны при плотности меньше $\bar{n}_e \leq 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и температуре электронов $T_e \leq 200-400 \text{ эВ}$.

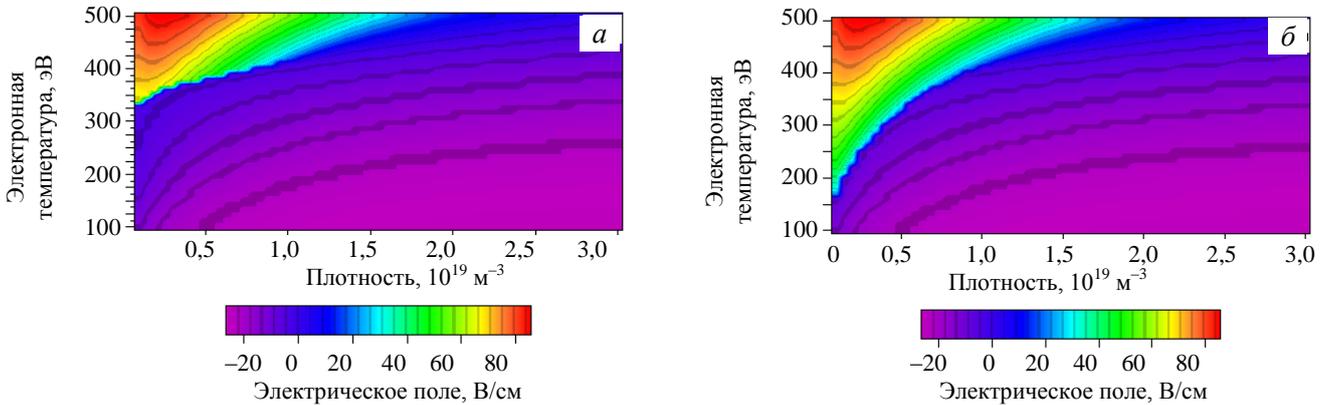


Рис. 27. Зависимость амбиполярного поля от температуры и плотности. В случае неоднозначности решения уравнения амбиполярности значение поля соответствует ионному (а) или электронному (б) корню

НЕОКЛАССИЧЕСКИЙ И ПОЛНЫЙ ПОТОКИ ЧАСТИЦ

Как показано, неоклассический перенос в значительной степени определяет E_r (перенос заряда). Однако полные потоки частиц, как правило, существенно превышают неоклассические. Представление о величине полного потока может дать, например, измерение времени жизни частиц τ_p из динамики плотности в экспериментах с контролируемым напуском газа. Величины потоков могут быть при этом оценены из τ_p с учётом величины средней плотности \bar{n}_e и радиального размера шнура. Более детальную информацию даёт моделирование баланса частиц в реальных условиях эксперимента. По данным работы [38] и уравнения (3) поток в краевой области $\rho = 0,7-0,8$ составляет $\Gamma \sim (0,9-1)10^{20} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что даёт оценку $\tau_p \approx \bar{n}_e a^2/2r\Gamma \sim 10 \text{ мс}$.

Сравним характерные значения полного потока в разряде № 15585 с низкой плотностью и высокой температурой электронов (см. рис. 3) с соответствующими оценками неоклассических потоков, представленными на рис. 5—9 и в работе [38] для разряда № 9427 (см. рис. 5). Для сравнения с полным потоком частиц оценим неоклассический поток при амбиполярном электрическом поле $\Gamma^{\text{NC}} = \Gamma^{\text{NC}}(r, E_r = E_{\text{amb}})$.

На рис. 8, б видно, что в области $\rho \leq 0,5$ расчётное амбиполярное поле E_r весьма близко к экспериментальному. На краю шнура при $\rho = 0,7$ расчётное поле несколько выше экспериментального, но это не может существенно повлиять на оценку неоклассического потока. На $\rho = 0,7$ поток $\Gamma^{\text{NC}} \sim 0,16 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, при этом соотношение неоклассического и полного потоков на периферии $(\Gamma^{\text{NC}}/\Gamma)_{\rho=0,7} \approx 0,16$. Аналогичные оценки могут быть сделаны также и на других радиусах: например, неоклассические потоки на $\rho = 0,5$ могут быть оценены из рис. 9, а и профилей плотности (см. рис. 3), а полный поток — из данных рис. 5, а.

Как видно из таблицы, неоклассические потоки во внешней области существенно меньше полных и никак не могут определять время жизни частиц в целом по объёму. Однако во внутренних областях, $\rho \leq 0,2—0,3$, величины Γ^{NC} могут быть вполне сопоставимы с полными потоками.

Сравнение неоклассических и полных потоков на разных радиусах

Нормированный радиус ρ	Неоклассический поток $\Gamma^{\text{NC}}, 10^{20} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Полный поток $\Gamma, 10^{20} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Отношение $\Gamma^{\text{NC}}/\Gamma, \%$
0,2	0,14	0,14	100
0,5	0,18	0,5	36
0,7	0,16	1	16

ВЫВОДЫ

На стеллараторе TJ-II в широком диапазоне параметров ($\bar{n}_e = (0,3—4,5)10^{19} \text{ м}^{-3}$; $\bar{n}_e^{\text{max}}/\bar{n}_e^{\text{min}} = 15$) измерены профили электрического потенциала плазмы $\phi(r, t)$ в режимах с ЭЦР- и инжекционным нагревом (L-мода).

Для плазмы с ЭЦР-нагревом и низкой плотностью характерен положительный потенциал $\phi(0) \leq +1000 \text{ В}$, а для плазмы с инжекционным нагревом и высокой плотностью характерен отрицательный потенциал $\phi(0) \geq -600 \text{ В}$.

Для сложной трёхмерной геометрии магнитного поля TJ-II предложена одномерная аналитическая модель для вычисления неоклассических потоков частиц и электрического поля из условия амбиполяльности.

Результаты моделирования режимов с $\bar{n}_e = (0,3—3,0)10^{19} \text{ м}^{-3}$, $\bar{n}_e^{\text{max}}/\bar{n}_e^{\text{min}} = 10$, в которых есть данные о профилях параметров плазмы (n_e, T_e, T_i), показали, что модельные профили потенциала и E_r близки к экспериментальным.

Предложенная модель воспроизводит не только общие характеристики (знак, масштаб, средние значения), но, в некоторых случаях, и тонкую структуру профилей $E_r(r)$ (форму, количество и координаты точек смены знака).

Таким образом, квазистационарное поле E_r в стеллараторе TJ-II достаточно хорошо описывается неоклассическими механизмами. Следовательно, аномальная составляющая переноса частиц, доминирующая в материальном балансе, должна иметь характер, близкий к амбиполярному.

Авторы благодарят своих коллег из ХФТИ Л.И. Крупник, И.С. Бондаренко, А.С. Козачка, А.Д. Комарова, А.А. Чмыгу, С.М. Хребтова и Ю.И. Ташева, а также К. Идальго, Ф. Кастехона, Д. Лопес-Бруна, И. Пастора, Х.-М. Фонтдекабу, Б. Ван Миллигена и весь коллектив установки TJ-II из СИМАТ, с которыми были проведены эксперименты, за многолетнее плодотворное сотрудничество, предоставление экспериментальных данных и обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 11-02-00667 и № 10-02-01385.

REFERENCES

1. **Van Oost G. et al.** Plasma Phys. Control. Fusion, 2007, vol. 49, p. A29.
2. **Van Oost G. et al.** Problems Atomic Sci. Technol., Series: Plasma Phys., 2006, vol. 12, p. 14.
3. **López-Bruna D. et al.** Ibid., 24.
4. **Ida K. et al.** Phys. Rev. Lett., 2003, vol. 91, p. 085003.
5. **Fujisawa A. et al.** Phys. Rev. Lett., 1999, vol. 82, p. 2669.
6. **Stroth U. et al.** J. Plasma Fusion Res., 2001, vol. 4, p. 43.
7. **Castejón F. et al.** Nucl. Fusion, 2002, vol. 42, p. 271.
8. **Yokoyama M. et al.** Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 1213.
9. **Solomon W.M., Shats M.G.** In: 13-th Int. Stellarator Workshop, Canberra, 2002, Rep. OIII.8; http://www.rpsphysse.anu.edu.au/admin/stellarator/papers/Solomon_OIII-8.pdf.
10. **Shats M.G., Solomon W.M., Talmadge J.N.** J. Plasma Fusion Res. Series, 2001, vol. 4, p. 219.
11. **Chmyga A.A. et al.** In: Proc. 29th EPS Conf. Plasma Physics and Controlled Fusion. Montreux, 2002, ECA, vol. 26B, Rep. O-1.09.
12. **Hidalgo C. et al.** Nucl. Fusion, 2005, vol. 45, p. S266.
13. **Donné A.J.H., Melnikov A.V., Van Oost G.** Czech. J. Phys., 2002, vol. 52, p. 1077.
14. **Sánchez J. et al.** Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 104018.
15. **Bondarenko I.S. et al.** Czech. J. Phys., 2000, vol. 50, p. 1397.
16. **Crowley T.P.** IEEE Trans. Plasma Sci., 1994, vol. 22, p. 291.
17. **Dnestrovskij Yu.N. et al.** IEEE Trans. Plasma Sci., 1994, vol. 22, p. 310.
18. **Melnikov A.V. et al.** Rev. Sci. Instrum., 1997, vol. 68, p. 308.
19. **Krupnik L.I. et al.** Czech. J. Phys., 2005, vol. 55, p. 317.
20. **Melnikov A.V. et al.** Ibid., p. 1569.
21. **Melnikov A.V. et al.** Fusion Sci. Technol., 2004, vol. 46, p. 299.
22. **Estrada T. et al.** Plasma Phys. Control. Fusion, 2004, vol. 46, p. 277.
23. **Krupnik L.I. et al.** Problems of Atomic Sci. and Technol., Series: Plasma Phys. (12), 2006, № 6, p. 37.
24. **Krupnik L.I. et al.** In: AIP Conf. Proc., 2006, vol. 875, p. 99.
25. **Dnestrovskij Yu.N., Melnikov A.V.** Sov. J. Plasma Phys., 1986, vol. 12, p. 393.
26. **Weisen H. et al.** Fusion Sci. and Technol., 2011, vol. 59, p. 418.
27. **Bondarenko I.S. et al.** Rev. Sci. Instrum., 2001, vol. 72, p. 583.
28. **Krupnik L.I. et al.** Fusion Eng. Des., 2001, vol. 56—57, p. 935.
29. **Melnikov A.V. et al.** Nucl. Fusion, 2010, vol. 50, p. 084023.
30. **Melnikov A.V. et al.** J. Plasma and Fusion Research, 2010, vol. 5, p. S2019.
31. **Van Milligen B.Ph. et al.** Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 013005.
32. **Jiménez-Gómez R. et al.** Ibid., p. 033001.
33. **Melnikov A.V. et al.** Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, vol. 48, p. S87.
34. **Krupnik L.I. et al.** Problems of Atomic Sci. and Technol., Series: Plasma Phys. (15), 2009, № 1, p. 31.
35. **Melnikov A.V. et al.** In: 21st IAEA Fusion Energy Conf. 2006, Rep. EX/P7-3.
36. **Melnikov A.V. et al.** Fusion Sci. and Technol., 2007, vol. 51, p. 31.
37. **Fontdecaba J.M. et al.** J. Plasma and Fusion Research, 2010, vol. 5, p. S2085.
38. **Vargas V.I., López-Bruna D., Guasp J. et al.** Density Dependence of Particle Transport in ECH Plasmas of the TJ-II Stellarator, Reprint CIEMAT, 2009, № 1162.
39. **Hirshman S.P. et al.** Phys. Fluids, 1986, vol. 29, p. 2951.
40. **Lotz W., Nührenberg J.** Phys. Fluids, 1988, vol. 31, p. 2984.
41. **Wakasa A. et al.** J. Plasma Fusion Res. Series, 2001, vol. 4, p. 408.
42. **Vargas V.I. et al.** In: Proc. 35-th EPS Conf. on Plasma Phys. Hersonissos, 2008, ECA, vol. 32D, Rep. P5.018.
43. **Wakatani M.** In: Stellarator and Heliotron devices. Oxford University Press, 1988. 464 p.
44. **Shaing K.C.** Phys. Fluids, 1984, vol. 27, p. 1567.
45. **Hastings D.E., Houlberg W.A., Shaing K.C.** Nucl. Fusion, 1985, vol. 25, p. 445.

46. **Galeev A.A., Sagdeev R.Z.** Sov. Phys. JETP, 1968, vol. 26, p. 233.
47. **Kovrizhnykh L.M.** Nucl. Fusion, 1984, vol. 24, p. 851.
48. **Stringer T.E.** Nucl. Fusion, 1995, vol. 35, p. 1008.
49. **Maassberg H. et al.** Phys. Fluids B, 1993, vol. 5, p. 3627.
50. **Melnikov A.V. et al.** In: 23-rd IAEA Fusion Energy Conf. 2010, Rep. EXS/P4-02.
51. **Melnikov A.V. et al.** Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 083043.
52. **Melnikov A.V., Dyabilin K.S., Eliseev L.G., Lysenko S.E., Dnestrovsky Yu.N.** Electric potential in stellarator TJ-II: experiment and modeling: Preprint IAE-6657. — M., 2010. 42 p. (in Russian).
53. **Nemov V.V. et al.** Phys. Plasmas, 1999, vol. 6, p. 4622.
54. **López-Bruna D. et al.** Programas Perifericos de ASTRA para el TJ-II, Reprint CIEMAT, 2010, № 1201.
55. **Mynick H.E., Hitchon W.N.E.** Nucl. Fusion, 1983, vol. 23, p. 1053.
56. **Castejón F. et al.** Plasma Phys. Control. Fusion, 2005, vol. 47, p. B53.

AUTHORS

Melnikov A.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; melnik@nfi.kiae.ru.

Dyabilin K.S. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia.

Eliseev L.G. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; eliseev@nfi.kiae.ru.

Lysenko S.E. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; lysenko@nfi.kiae.ru.

Dnestrovskij Yu.N. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; dny@nfi.kiae.ru.

Received 7 June 2011
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2011, issue 3, pp. 54—73.