

УДК 533.9.082.5

НУЛЬ-МЕРНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ НАГРЕВА И ТЕРМОИЗОЛЯЦИИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М В ОМИЧЕСКИХ РЕЖИМАХ

Г.С. Курскиев¹, Н.В. Сахаров¹, П.Б. Щёголев¹, Н.Н. Бахарев¹, Е.О. Киселев^{1, 2}, Г.Ф. Авдеева¹, В.К. Гусев¹,
А.Д. Ибляминова¹, В.Б. Минаев¹, И.В. Мирошников^{1, 2}, М.И. Патров¹, Ю.В. Петров¹, А.Ю. Тельнова¹,
С.Ю. Толстяков¹, В.А. Токарев¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментальное исследование термоизоляции плазмы в установках с магнитным удержанием является фундаментальной задачей физики плазмы, имеющей прикладное значение. В работе представлен метод обработки данных кинетических магнитных диагностик токамака Глобус-М, на основании которого создана расчётная программа (0-мерный код), позволяющая непосредственно во время эксперимента (между разрядами токамака) определять основные характеристики разряда — электронный и ионный тепловой энергозапас плазмы, а также эффективный заряд и энергетическое время жизни плазмы. Получено хорошее соответствие 0-мерных расчётов с результатами моделирования разряда кодом ASTRA, что открывает возможность использования разработанного подхода для рутинного применения на токамаке Глобус-М с учётом особенностей диагностического комплекса установки.

Ключевые слова: высокотемпературная плазма, сферический токамак, удержание энергии, диагностика плазмы.

A ZERO-DIMENSIONAL MODEL TO STUDY PLASMA HEATING EFFICIENCY AND THERMAL INSULATION AT THE GLOBUS-M TOKAMAK IN OHMIC HEATED REGIMES

G.S. Kurskiev¹, N.V. Sakharov¹, P.B. Schegolev¹, N.N. Bakharev¹, E.O. Kiselev^{1, 2}, G.F. Avdeeva¹, V.K. Gusev¹,
A.D. Iblyaminova¹, V.B. Minaev¹, I.V. Miroshnikov^{1, 2}, M.I. Patrov¹, Yu.V. Petrov¹, A.Yu. Telnova¹,
S.Yu. Tolstyakov¹, V.A. Tokarev¹

¹Ioffe PTI, Saint-Petersburg, Russia

²Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, Saint-Petersburg, Russia

Experimental study of thermal energy confinement time in magnetic-confinement devices is one of the fundamental problems in plasma physics. This work is devoted to Globus-M data processing technique that incorporates both kinetic and magnetic measurements. Zero dimensional code was developed based on this approach. This simple code allows to calculate important discharge parameters during the experiment (between shots) — electron and ion thermal stored energy content, effective plasma charge and confinement time. Good agreement of 0d calculations and ASTRA modeling indicates that this approach can be applied for routine data processing at Globus-M.

Key words: high temperature plasma, spherical tokamak, confinement, plasma diagnostics.

DOI: 10.21517/0202-3822-2016-39-4-86-94

ВВЕДЕНИЕ

Изучение эффективности удержания энергии плазмы составляет неотъемлемую часть программы исследований на современной термоядерной установке. Для проектирования как токамака-реактора, так и токамака — источника термоядерных нейтронов для гибридных систем необходима модель, позволяющая предсказывать электронную и ионную температуру в зависимости от уровня вводимой мощности нагрева и плотности плазмы. В свою очередь, для построения такой модели необходимы эмпирические зависимости (скейлинги) времени удержания энергии τ_E , электронной χ_e и ионной χ_i теплопроводности от инженерных параметров установки — тока плазмы, тороидального магнитного поля, концентрации, магнитной конфигурации плазменного шнура и др. Значения параметров τ_E , χ_e и χ_i определяются плазменной турбулентностью и могут значительно отличаться в разных режимах. Для их анализа, как правило, применяются методы, основанные на моделировании процессов переноса тепла и частиц поперёк магнитного поля с помощью 1,5-мерных кодов, таких

как ASTRA [1], DINA [2], TRANSP [3] и др. Такой подход при наличии измеренных профилей кинетических параметров (электронной и ионной температуры и концентрации) позволяет определить как интегральное время удержания энергии, так и пространственные распределения χ_e и χ_i , позволяя проводить достаточно углублённые исследования, выявлять связь теплопроводности с локальными значениями столкновительности, шира радиального электрического поля, магнитного шира, скорости тороидального вращения и т.д. Однако он является достаточно трудоёмким, что делает невозможным обработку больших массивов данных. Настоящая работа посвящена разработке 0-мерного кода для исследования термоизоляции плазмы токамака Глобус-М2 на основании существующего диагностического комплекса. Такой код необходим для обработки большого массива экспериментальных данных для последующего изучения параметрических зависимостей времени удержания энергии плазмы от инженерных параметров установки. Кроме того, данное программное решение позволит непосредственно во время проведения эксперимента характеризовать эффективность удержания энергии — определить τ_E , оценить средние значения χ_e и χ_i , оперативно провести сравнение с существующими эмпирическими скейлингами и определить режим удержания. Статья составлена следующим образом: в первой части представлены описание разработанной модели и сравнение результатов расчёта для типичного омического разряда токамака Глобус-М с моделированием, выполненным по коду ASTRA, во второй части представлены результаты обработки серии омических разрядов токамака Глобус-М.

РАСЧЁТНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ 0-МЕРНОГО АНАЛИЗА ТЕРМОИЗОЛЯЦИИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

Установка Глобус-М — сферический токамак, имеющий большой радиус $R = 0,36$ м, малый радиус $a = 0,24$ м, что соответствует аспектному отношению $R/a = 1,5$, вертикальная вытянутость плазмы k может достигать 2, ток плазмы $I_p < 250$ кА, магнитное поле B_T может варьироваться в диапазоне 0,3—0,5 Тл, средняя концентрация 10^{19} — 10^{20} м⁻³. Установка оснащена комплексом дополнительного нагрева плазмы пучком атомов мощностью до 1 МВт с энергией частиц до 30 кэВ. Глобус-М — единственный в России токамак, который способен работать как с диверторной, так и с лимитерной конфигурациями плазмы. Основные результаты исследований опубликованы в работах [4—6]. Токмак оснащён рядом диагностических систем, основными из которых являются диагностика томсоновского рассеяния [7] — позволяет определить пространственные распределение температуры и концентрации электронов, анализаторы атомов перезарядки [8] — обеспечивают измерение ионной температуры и долю потерь быстрых частиц при инжекционном нагреве, спектроскопия перезарядки [9] — измеряет профиль ионной температуры при инжекционном нагреве, микроволновый интерферометр — определяет среднехордовую плотность плазмы. Массив измерительных петель полоидального магнитного потока позволяет провести реконструкцию равновесия и определить геометрические параметры плазменного шнура [10, 11]. Измерение радиационных потерь обеспечивает диагностика, выполненная на основе полупроводниковых детекторов SPD [12].

Время жизни энергии, характеризующее эффективность термоизоляции плазменного шнура, определяется уравнением баланса

$$\frac{dW}{dt} = P_{\text{OH}} + P_{\text{abs}} - P_{\text{rad}} - \frac{W}{\tau_E}, \quad (1)$$

где W — тепловая энергия плазмы; P_{OH} — мощность омического нагрева; P_{abs} — поглощённая мощность дополнительного нагрева; P_{rad} — мощность радиационных потерь. Мощность радиационных потерь не учитывается при построении скейлингов времени жизни энергии по принятому соглашению [13], однако она может играть значительную роль при определении электронной теплопроводности. Время удержания энергии будем рассчитывать как

$$\tau_E = \frac{W}{P_{OH} + P_{abs} - \frac{dW}{dt}} \quad (2)$$

Мощность омического нагрева $P_{OH} = I_p U_l$, где I_p — ток плазмы; U_l — напряжение на обходе плазменного шнура. В статье рассматриваются только режимы с омическим нагревом, поскольку для обработки режимов с нейтральной инжекцией необходимо дополнительно определять долю поглощённой мощности пучка в мониторинговом режиме. Важным параметром для расчёта τ_E является энергозапас плазмы W , который может быть определён как на основании магнитных измерений, так и путём интегрирования кинетических параметров плазмы:

$$W = W_e + W_i = \frac{3}{2} \int (T_e n_e) dV + \frac{3}{2} \int (T_i n_i) dV. \quad (3)$$

Измерение профилей электронной температуры и концентрации обеспечивается диагностикой томографического рассеяния с точностью $\sim 10\%$ для температуры и $\sim 5\%$ для концентрации в единичном измерении, в то время как в омическом режиме ионная температура измеряется локально в центре плазмы с ошибкой, не превышающей 10% . Для определения энергозапаса в электронном компоненте достаточно проинтегрировать профиль электронного давления по объёму плазмы. Методы реконструкции магнитной конфигурации, рутинно используемые на токамаке Глобус-М, в настоящее время позволяют достоверно определить только положение последней замкнутой магнитной поверхности, поэтому для интегрирования электронного давления по объёму плазмы необходимо сделать ряд предположений. В работе используется простая параметризация магнитных поверхностей:

$$R(a) = R_g + \Delta(a) + a(\cos(\theta) - \delta(a)\sin^2(\theta)); \quad (4)$$

$$Z(a) = \Delta Z + ak(a) \sin(\theta),$$

где R_g — радиус геометрического центра плазменного шнура; Δ — шафрановский сдвиг магнитной поверхности; a — малый радиус, соответствующей магнитной поверхности; θ — полоидальный угол; δ — треугольность; ΔZ — смещение плазменного шнура по вертикальной оси Z ; k — вытянутость. Предполагается, что распределения $\delta(a)$ и $k(a)$ имеют линейную зависимость от малого радиуса, причём $\delta(a) = 0$, $k(a) = 1$. Сдвиг магнитной поверхности параметризуется следующим образом:

$$\Delta(a) = \Delta_0 \left(1 - \left(\frac{a}{a_b} \right)^2 \right)^{\gamma_\Delta}. \quad \text{Значения } R_g, a_b, \delta(a_b), k(a_b) \text{ задаются на основании магнитной реконструкции,}$$

a_b — малый радиус, соответствующий последней замкнутой магнитной поверхности. Критерием выбора значения параметров Δ_0 и γ_Δ является условие симметричности профилей электронной температуры и концентрации, которые аппроксимируются зависимостью вида

$$P(a) = (P_0 - P_b) \left(1 - \left(\frac{a}{a_b} \right)^{\alpha_P} \right)^{\gamma_P} + P_b, \quad (5)$$

где P соответствует либо параметру T_e (значение температуры), либо n_e (значение концентрации) на границе плазмы; T_{eb} , n_{eb} задаются путём линейной интерполяции измеренных величин на периферии в предположении, что значение соответствующего параметра на стенке равно нулю. Значения параметров Δ_0 , γ_Δ , T_{e0} , n_{e0} , γ_{T_e} , γ_{n_e} , α_{T_e} , α_{n_e} определяются из решения задачи минимизации

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_i \frac{(T_{e_EXP}^i - T_e(a_i))^2}{\sigma_{T_e}^i} \\ \sum_i \frac{(n_{e_EXP}^i - n_e(a_i))^2}{\sigma_{n_e}^i} \end{array} \right\} \xrightarrow{\Delta_0, \gamma_\Delta, T_{e0}, n_{e0}, \gamma_{T_e}, \gamma_{n_e}, \alpha_{T_e}, \alpha_{n_e}} \text{МИН}, \quad (6)$$

где $T_{e_EXP}^i, n_{e_EXP}^i, \sigma_{T_e}^i, \sigma_{n_e}^i$ — экспериментально измеренные значения электронной температуры и концентрации и погрешность измерения в пространственной точке i соответственно. На рис. 1 показаны определённые таким образом конфигурации поверхностей равного давления в разные моменты времени для типичного омического разряда. На рис. 2 изображён пример аппроксимации профилей электронной температуры параметрической зависимостью (5) на основании реконструкции, представленной на рис. 1.

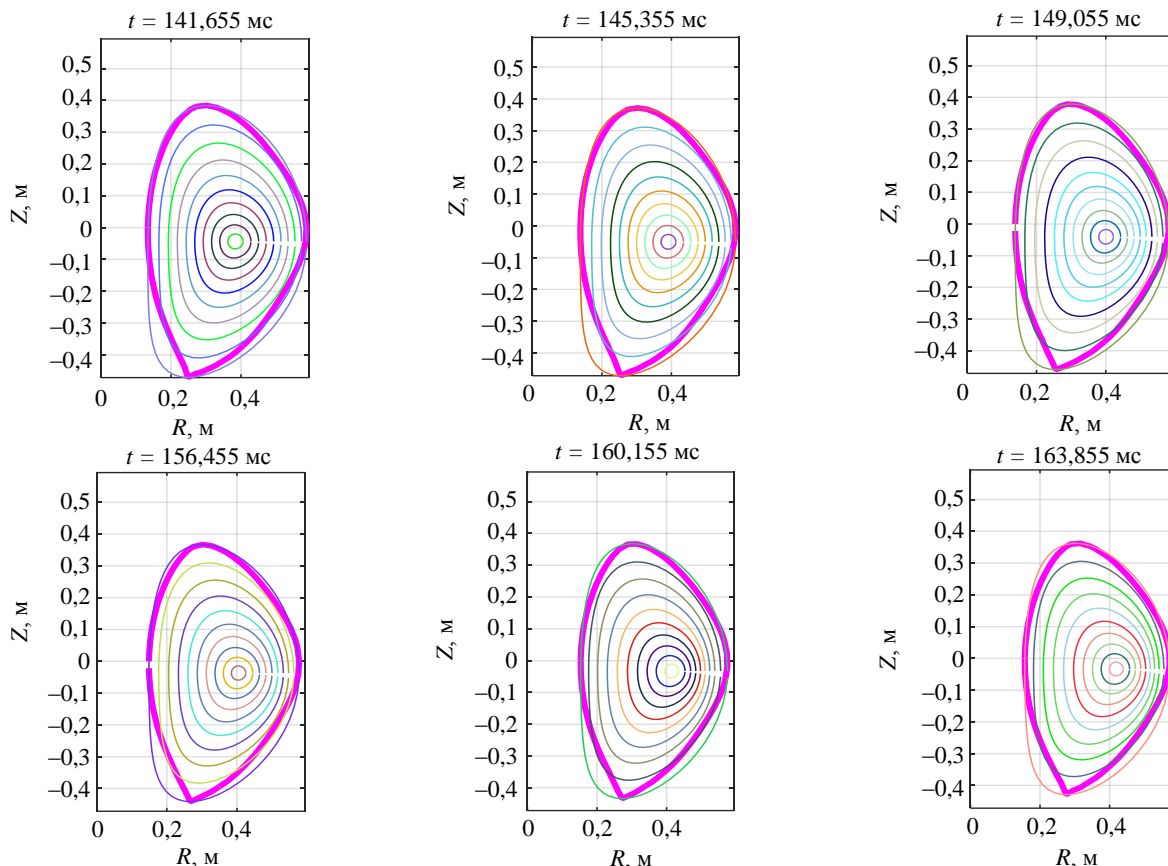


Рис. 1. Реконструкция магнитных поверхностей на основании кинетических измерений (—), реконструкция последней замкнутой магнитной поверхности, выполненная кодом EFIT (—)

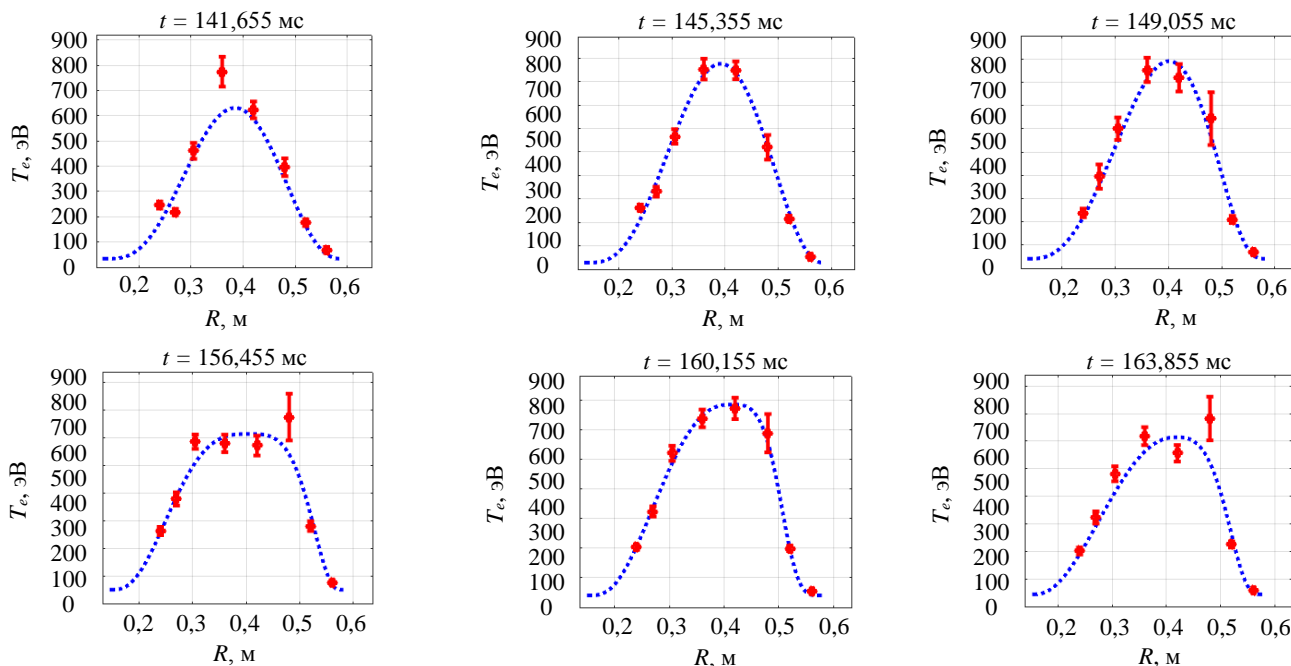


Рис. 2. Пример аппроксимации профилей электронной температуры параметрической зависимостью (5) на основе реконструкции, представленной на рис. 1

Для определения вклада ионного компонента в энергозапас используются следующие предположения:

— форма профиля ионной температуры параметризуется в соответствии с формулой (5), T_{i0} — значение ионной температуры, измеренное диагностикой NPA в центре плазмы, а остальные параметры задаются как $T_{ib} = T_{eb}$, $\alpha_{T_i} = \alpha_{T_e}$, $\gamma_{T_i} = \gamma_{T_e}$;

— концентрация ионов основной плазмы определяется из условия квазинейтральности с учётом заданного заряда примеси Z_{imp} и эффективного заряда плазмы $Z_{эф}$:

$$n_i = \frac{Z_{imp} - Z_{эф}}{Z_i(Z_{imp} - Z_i)} n_e. \quad (7)$$

Эффективный заряд плазмы находим из проводимости плазмы, сравнивая измеренное напряжение на обходе плазмы с расчётным следующим образом:

$$U_l = (I_p - I_{bs})R_p(Z_{эф}), \quad (8)$$

где $I_{bs} = I_p(1,32 - 0,235q_{95} + 0,0185q_{95}^2)\epsilon^{0,66}\beta_p^{1,3}$ [14]; $\beta_p = \frac{2\mu_0 \langle p \rangle_V}{B_p^2}$; μ_0 — магнитная проницаемость ваку-

ума; $B_p = \frac{0,2I_p}{a\sqrt{0,5(1+\kappa)}}$ — магнитное поле тока плазмы; q_{95} — запас устойчивости для магнитной поверх-

ности, на которой значение полоидального магнитного потока составляет 95% от его значения на последней замкнутой магнитной поверхности. Проводимость плазмы $\sigma_{нео}$ считаем неоклассической и рассчитываем по формуле из [15]

$$R_p = \left(\int_0^{a_b} \frac{k}{R_g + \Delta(a)} \sigma_{нео}(Z_{эф}, T_e) da \right)^{-1}. \quad (9)$$

Мощность теплообмена электронного и ионного компонентов рассчитаем следующим образом [16]:

$$P_{ei} = \int (T_e - T_i) \frac{n_e \ln \Delta}{T_e^{3/2}} \left(\frac{n_D}{2} + \sum_I \frac{n_I Z_I^2}{A_I} \right) dV, \quad (10)$$

где n_i , Z_i , A_i — концентрация, заряд и массовое число примесного иона I соответственно, интегрирование проводится по всему объёму плазмы. Для определения теплопроводности воспользуемся простой оценкой $\chi = \rho^2/4\tau_E$, где $\rho = \sqrt{k}$ — поперечный размер плазменного шнура. Подставляя в это выражение время жизни энергии в электронном и ионном компонентах, получим формулы, характеризующие электронную и ионную теплопроводность соответственно:

$$\chi_e = \frac{ka_b^2}{\left(\frac{4W_e}{P_{OH} - P_{ei} - P_{rad} - dW_e/dt} \right)}; \quad (11)$$

$$\chi_i = \frac{ka_b^2}{\left(\frac{4W_i}{P_{ei} - dW_i/dt} \right)}. \quad (12)$$

Здесь необходимо отметить, что учёт радиационных потерь в формуле (11) справедлив в том случае, когда потери на излучение соответствуют центральной области плазменного шнура, поскольку периферийные потери на теплопроводность не влияют. Измерения пространственного распределения излучения плазмы токамака Глобус-М, выполненные с помощью матрицы детекторов SPD [12], показывают, что значительная доля излучения соответствует потерям из центральной области плазмы.

Сравнение результатов обработки стационарной стадии омического разряда № 31 362 токамака Глобус-М, выполненной по описанной методике, и моделирование по коду АСТРА представлены

в таблице. При моделировании использовались следующие предположения: профили электронной и ионной температур плазмы и электронной концентрации задавались в соответствии с проведённой аппроксимацией. Для решения уравнения диффузии полоидального магнитного потока использовались неоклассическая проводимость и плотность бутстреп-тока, рассчитанная кодом NCLASS [17]. В качестве граничного условия задавался ток плазмы. Эффективный заряд плазмы использовался как свободный параметр, не зависящий от малого радиуса, и определялся путём сравнения рассчитанного напряжения на обходе с экспериментально измеренным. Также предполагалось, что основная примесь плазмы — углерод.

Сравнение результатов расчёта для омического разряда № 31 362, ($t = 160$ мс), выполненного с помощью 0-мерного кода (0-d model) и моделирования 1,5-мерным кодом АСТРА (ASTRA 3m solver)

Параметр	0-d model	ASTRA 3m solver
I_p , кА	198	198
U_{loop} , В	1,28	1,28
V , м ³	0,58	0,58
$T_e(0)/\langle T_e \rangle_v$, эВ	685/221	684/230
$T_i(0)/\langle T_i \rangle_v$, эВ	260/102	260/103
$n_e(0)/\langle n_e \rangle_v$, 10^{19} м ⁻³	4,1/2,9	4,1/3
$\langle n_e \rangle_i$, 10^{19} м ⁻³	3,3	3,4
$Z_{эф}$	1,85	1,5
I_{bs} , кА	12	20
n_i , 10^{19} м ⁻³	2,4	2,7
W_e , кДж	1,06	1,05
W_i , кДж	0,418	0,422
W , кДж	1,48	1,47
dW/dt , МВт	~0	~0
P_{OH} , МВт	0,253	0,253
τ_E , мс	5,8	5,8
τ_E IPB98(y, 2)	8,4	8,4
P_{ei} , МВт	0,08	0,09
P_{rad} , кВт	0,017	0,017
χ_e , м ² ·с ⁻¹	3,6	—
χ_i , м ² ·с ⁻¹	4,2	—

Из таблицы видно хорошее соответствие значений энергозапаса электронного компонента, рассчитанного обоими способами. Значения эффективного заряда отличаются на 25%, что объясняется различием используемых для расчёта профилей плотности тока плазмы и в величине бутстреп-тока. Завышенное значение эффективного заряда плазмы влияет на концентрацию основного иона плазмы и, как следствие, на энергозапас ионного компонента.

ПРИМЕНЕНИЕ 0-МЕРНОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ АНАЛИЗА ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ЭНЕРГИИ ПЛАЗМЫ В СЕРИИ ОМИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

Приведённый в первом разделе метод был применён для обработки серии омических разрядов токамака Глобус-М. В данной серии разрядов варьировалась концентрация плазмы при фиксированном токе плазмы $I_p = 200$ кА и магнитном поле на оси вакуумной камеры $B_T = 0,4$ Тл в диверторной конфигурации при высоком значении вытянутости плазмы $k = 1,8—1,9$. Для обработки использовалась квазистационарная фаза разряда, для которой $dI_p/dt = 0$, $dW/dt = 0$. На рис. 3, а показаны результаты расчёта эффек-

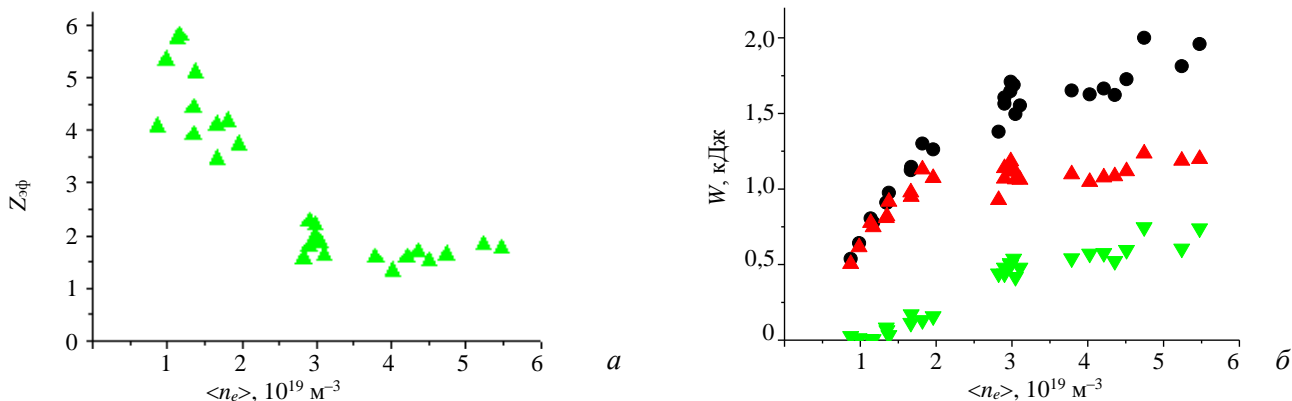


Рис. 3. Результат обработки серии разрядов токамака Глобус-М в режиме омического нагрева при различной плотности плазмы: а — эффективный заряд плазмы; б — полный энергозапас плазмы W (●), энергозапас электронного и ионного компонентов W_e (▲) и W_i (▼) соответственно

тивного заряда в зависимости от среднехордовой плотности плазмы. Каждая точка на графике соответствует одной временной точке, в которой проводились измерения профилей T_e , n_e . С ростом плотности наблюдается уменьшение эффективного заряда плазмы, что связано со снижением процентного содержания примеси при увеличении напуска рабочего газа. Как видно на рис. 3, б, полный тепловой энергозапас плазмы монотонно возрастает с увеличением концентрации, причём при $n_e < 2,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ энергия плазмы практически полностью определяется электронным компонентом. При дальнейшем росте концентрации ионный энергозапас составляет заметную ($< 0,3W$) долю от полной энергии вследствие увеличения теплообмена между электронами и ионами $P_{ei} \sim n_e n_i / T_e^{3/2}$. На рис. 4 представлены результаты расчёта времени удержания энергии и оценки электронной и ионной теплопроводностей. Характер зависимости времени жизни энергии от плотности плазмы соответствует общепринятым представлениям: линейная зависимость при $n_e < 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (linear ohmic confinement) сменяется на более слабую $\tau_E \sim n_e^0$ — происходит переход в так называемый режим насыщения (saturated ohmic confinement).

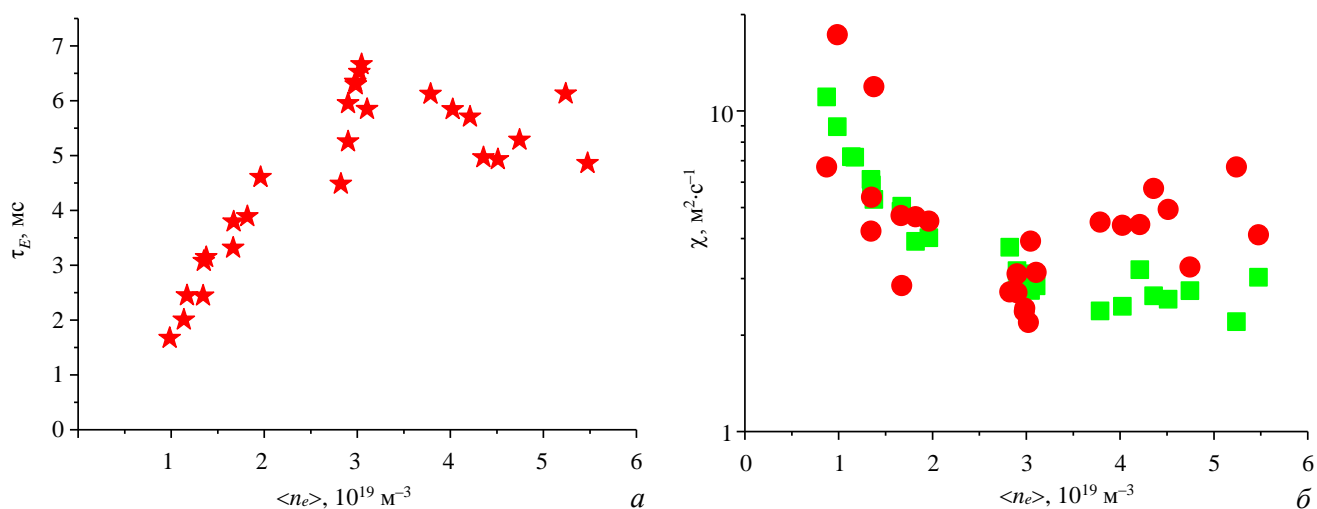


Рис. 4. Зависимость времени жизни удержания энергии τ_E (★) (а) и электронной и ионной теплопроводности (б) от средней плотности плазмы, полученных для серии разрядов токамака Глобус-М в режиме омического нагрева: ■ — χ_e ; ● — χ_i

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан способ расчёта теплового энергозапаса плазмы токамака Глобус-М на основании кинетических и магнитных измерений, предоставляемых существующим диагностическим комплексом. Данный метод позволяет проводить обработку большого массива экспериментальных данных на основании результатов измерений основных мониторинговых диагностик — диагностики томсоновского рассеяния, анализатора атомов перезарядки NPA, диагностики магнитной реконструкции геометрии плазменного шнура и предоставляет информацию о значении тепловой энергии, запасённой в электронном и ионном компонентах плазмы. Кроме того, позволяет оценить эффективный заряд плазмы и время жизни энергии в омическом режиме, оценить электронную и ионную теплопроводность. Для расчёта времени жизни тепловой энергии в режиме с нейтральной инжекцией необходимо дополнительно определять поглощённую мощность нагрева пучком в мониторинговом режиме. Сравнение результатов расчёта для омического разряда с помощью 0-мерного кода показало хорошее соответствие с результатами моделирования по коду АСТРА. Отсутствие экспериментальных данных о профиле ионной температуры и эффективном заряде плазмы вносит основную неточность в расчёты. Результаты обработки серии омических разрядов токамака Глобус-М показали, что при низкой плотности плазмы тепловая энергия практически полностью определяется электронным компонентом, а время жизни энергии линейно зависит от концентрации, при более высокой плотности увеличивается теплообмен электронов с ионами и время жизни энергии «выходит на насыщение».

Г.С. Курскиев выражает благодарность за поддержку РФФИ, грант № 16-32-60114 мол_а_дк.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pereverzev G., Yushmanov P.N.** Max-Planck IPP Report 5/98, 2002.
2. **Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** Studies of plasma equilibrium and transport in a tokamak fusion device with the inverse-variable technique. — J. Comput. Physics, 1993, vol. 109, p. 193—201.
3. <http://w3.pppl.gov/transp/>.
4. **Gusev V.K., Azizov E.A., Alekseev A.B. et al.** Globus-M results as the basis for compact spherical tokamak with enhanced parameters Globus-M2. — Nuclear Fusion, 2013, vol. 53, p. 093013.
5. **Gusev V.K., Bakharev N.N., Ber V.Ya. et al.** Globus-M plasma physics research for fusion application and compact neutron source development. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2015, vol. 58, p. 014032.
6. **Gusev V.K., Bakharev N.N., Belyakov V.A. et al.** Review of Globus-M spherical tokamak results. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 104016.
7. **Курский Г.С., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А. и др.** Модернизация диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 2, с. 81—88.
8. **Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goncharov P.R.** — Nuclear Fusion, 2015, vol. 55, p. 043023.
9. **Авдеева Г.Ф., Мирошников И.В., Бахарев Н.Н. и др.** Спектроскопическая диагностика ионной температуры на сферическом токамаке Глобус-М. — Ядерная физика и инжиниринг, 2014, т. 5, № 11—12, с. 990—994.
10. **Гусев В.К., Бендер С.Е., Деч А.В. и др.** Методы реконструкции равновесия плазмы на сферическом токамаке Глобус-М. — ЖТФ, 2006, т. 76, вып. 8, с. 25—29.
11. **Сахаров Н.В., Воронин А.В., Гусев В.К. и др.** Реконструкция равновесных магнитных конфигураций плазмы в сферическом токамаке Глобус-М. — Физика плазмы, 2015, т. 41, № 12, с. 115—119.
12. **Ибляминова А.Д., Авдеева Г.Ф., Аруев П.Н. и др.** — Физика плазмы, 2016, т. 42, № 10, с. 1—12.
13. **ITER Physics Basis.** — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 217.
14. **Голиков А.А., Кутеев Б.В.** Усовершенствованная модель для анализа плазменных характеристик токамака с интенсивной реакцией ядерного синтеза. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 1, с. 45—63.
15. **Sauter O., Angioni C., Lin-Liu Y.R.** — Phys. Plasmas, 1999, vol. 6, p. 2834.
16. **Hada K., Nagasaki K., Masuda K. et al.** — Plasma and Fusion Research: Regular Articles Volume, 2012, vol. 7, p. 2403104.
17. **Houlberg W.A., Shaing K.C., Hirshman S.P., Zarnstorff M.C.** — Phys. Plasmas, 1997, vol. 4, p. 3230—3242.



Глеб Сергеевич Курский, н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия
gleb.kurskiy@gmail.com



Николай Владимирович Сахаров, с.н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Петр Борисович Щеголев, м.н.с.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



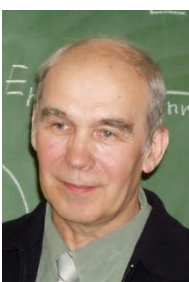
Николай Николаевич Бахарев, м.н.с.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Евгений Олегович Киселев, лаборант; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия; студент; Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 29, Россия



Галина Федоровна Авдеева, м.н.с.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Василий Константинович Гусев, г.н.с., д.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Алсу Данияловна Ибляминова, м.н.с.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Владимир Борисович Минаев, в.н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Игорь Витальевич Мирошников, ведущий программист; Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 29, Россия; Физико-технический институт им.

А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Михаил Иванович Патров, н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Юрий Викторович Петров, с.н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Анна Юрьевна Тельнова, м.н.с.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Сергей Юрьевич Толстяков, с.н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Валентин Алексеевич Токарев, м.н.с.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия

Статья поступила в редакцию 20 сентября 2016 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 4, с. 86—94.