

УДК 533.932

## ОЦЕНКА ИЗМЕНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПЛАЗМЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ДЕЙТЕРИЕВЫХ ПЕЛЛЕТ В ОМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ В ТОКАМАКЕ Т-10 С ГРАФИТОВЫМИ ЛИМИТЕРАМИ

Н.А. Кирнева<sup>1,2</sup>, Ю.В. Готт<sup>1</sup>, А.Р. Немец<sup>1</sup>, Ю.Д. Павлов<sup>1</sup>, Д.В. Рыжаков<sup>1</sup>, Н.А. Соловьёв<sup>1,2</sup>, Е.В. Трухина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

В данной работе проведён анализ омического режима токамака Т-10 с последовательной инжекцией двух дейтериевых пеллет. Показано, что эволюция энергосодержания плазмы и энергетического времени жизни подобна наблюдаемой в аналогичных режимах с напуском газа. Однако характер изменения центральной ионной температуры позволяет ожидать формирования режима улучшенного удержания ионного компонента плазмы после инжекции второй пеллеты.

**Ключевые слова:** токамак, инжекция дейтериевых пеллет, теплопроводность.

## ESTIMATION OF THE PLASMA THERMAL CONDUCTIVITY CHANGE UNDER DEUTERIUM PELLETT INJECTION AT OHMIC DISCHARGES IN T-10 TOKAMAK WITH GRAPHITE LIMITERS

N.A. Kirneva<sup>1,2</sup>, Yu. V. Gott<sup>1</sup>, A.R. Nemets<sup>1</sup>, Yu.D. Pavlov<sup>1</sup>, D.V. Ryzhakov<sup>1</sup>, N.A. Solov'ev<sup>1,2</sup>, E.V. Trukhina<sup>1</sup>

<sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

<sup>2</sup>National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Analysis of the ohmic in T-10 tokamak discharge with consecutive injection of two deuterium pellets is presented. The evolution of plasma energy content and energy confinement time is similar to that obtained in the case of gas puffing. However, basing on the analysis of the central ion temperature behavior, the enhancement of the ion thermal confinement can be expected after the injection of the second pellet.

**Key words:** tokamak, deuterium pellet injection, thermal conductivity.

DOI: 10.21517/0202-3822-2017-40-1-36-44

### ВВЕДЕНИЕ

Инжекция пеллет (макрочастиц) рассматривается как единственный возможный механизм для заполнения центральной плазмы рабочим газом в установках токамак реакторных масштабов в условиях длинного импульса [1]. В экспериментах на современных установках с магнитным удержанием плазмы инжекция пеллет используется более широко: для заполнения плазмы рабочим веществом, управления частотой граничных локализованных мод, кроме того, инжекция примесных пеллет позволяет исследовать перенос примесей в различных режимах токамака. В [2] было показано, что изменение профиля плотности при инжекции дейтериевых макрочастиц позволяло значительно увеличить предельную плотность без ухудшения удержания плазмы в области высоких плотностей. Формирование режимов улучшенного удержания при инжекции пеллет отмечалось в [3, 4].

На установке Т-10 инжекция дейтериевых пеллет используется, главным образом, для получения режимов улучшенного удержания. В [5, 6] было показано, что инжекция пеллет в режимах с электронно-циклотронным нагревом (ЭЦРН) в Т-10 приводит к улучшению удержания плазмы за счёт формирования внешнего и внутренних барьеров. При последовательной инжекции трёх и более пеллет в режиме с мощным ЭЦРН удалось наблюдать формирование Н-моды с граничными локализованными модами I типа [6].

В экспериментах на Т-10 при заполнении плазмы с помощью напуска газа при  $\bar{n}_e/n_{Gw} \sim 0,4\text{--}0,5$  наблюдается переход от линейной зависимости  $\tau_E(\bar{n}_e)$  к насыщению (т.е.  $\tau_E(\bar{n}_e)$  не зависит от плотности) [6]. Омический режим, в котором выполняется зависимость  $\tau_E \sim \bar{n}_e$ , принято называть линейным омическим удержанием (LOC — Linear Ohmic Confinement), омический режим, в котором  $\tau_E$  не зависит от плотности плазмы, принято называть насыщенным омическим удержанием (SOC — Saturated Ohmic

Confinement) [1]. Насыщение удержания с плотностью в режимах с газонапуском наблюдается как в омическом режиме, так и при дополнительном электронно-циклотронном нагреве. В отличие от этого в режимах с инъекцией пеллет при ЭЦРН, как показано в [6], линейная зависимость энергетического времени жизни плазмы от средней плотности  $\bar{n}_e$  сохраняется вплоть до предельной плотности, составляющей ~80% от плотности Гринвальда ( $n_{Gw} = I_p/(\pi a^2)$ , где  $I_p$  — ток плазмы, МА;  $a$  — малый радиус плазменного шнура, м;  $n_{Gw}$  в  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ ).

В данной работе рассмотрено влияние инъекции пеллет на характеристики удержания плазмы в омическом режиме: проанализировано изменение глобальных характеристик удержания (энергетического времени жизни плазмы, формы профиля плотности плазмы), а также представлены результаты оценки изменения профилей ионной и электронной теплопроводности после инъекции дейтериевых пеллет.

### УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились на токамаке T-10 (большой радиус  $R = 1,5$  м, малый радиус  $a = 0,3$  м) в дейтериевой плазме. Инъекция пеллет осуществлялась на стационарной стадии разряда (рис. 1) со стороны слабого магнитного поля, линия инъекции составляла  $30^\circ$  с экваториальной плоскостью. Скорость пеллеты составляла ~1 км/с, количество атомов дейтерия в одной пеллете  $\sim 3 \cdot 10^{19}$  атомов.

**Используемые диагностики.** Измерения параметров плазмы проводились с использованием стандартных диагностик T-10. Центральная электронная температура измерялась с помощью рентгеновского спектрометра, профиль определялся по анализу интенсивности электронно-циклотронного излучения (ЭЦИ) на второй гармонике электронно-циклотронной частоты. Профиль плотности плазмы определялся на основании данных HCN-лазерного интерферометра (длина волны 337 мкм). Энергосодержание плазмы определялось из диамагнитных измерений. Многоордовые измерения интенсивности рентгеновского излучения (64 канала, расположенные с интервалом 1 см) использовались для контроля за изменениями пилообразных колебаний. Центральная ионная температура определялась по спектрам атомов перезарядки.

**Параметры режима.** В данной работе был выбран один из типичных импульсов с инъекцией пеллеты в омической стадии разряда — импульс 41 583. Полный ток плазмы в этом импульсе составлял  $I_p = 315$  кА, тороидальное магнитное поле  $B_T = 2,47$  Тл, что соответствовало значению фактора запаса устойчивости на границе плазмы  $q_L = 5a^2 B_T / (I_p R) = 2,35$ . Плотность Гринвальда для этого режима составляет  $1,1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Динамика разряда показана на рис. 1. Формирование разряда начинается на 100-й мс, ток плазмы выходит на плато на 370-й мс, пеллеты инжектируются на 600-й и 750-й мс соответственно. Сплошными вертикальными линиями на рис. 1 показаны моменты времени, выбранные для анализа коэффициентов теплопроводности и определения глобальных характеристик удержания:

—  $t_1 = 580$  мс — стационарная часть омического разряда перед инъекцией первой пеллеты;

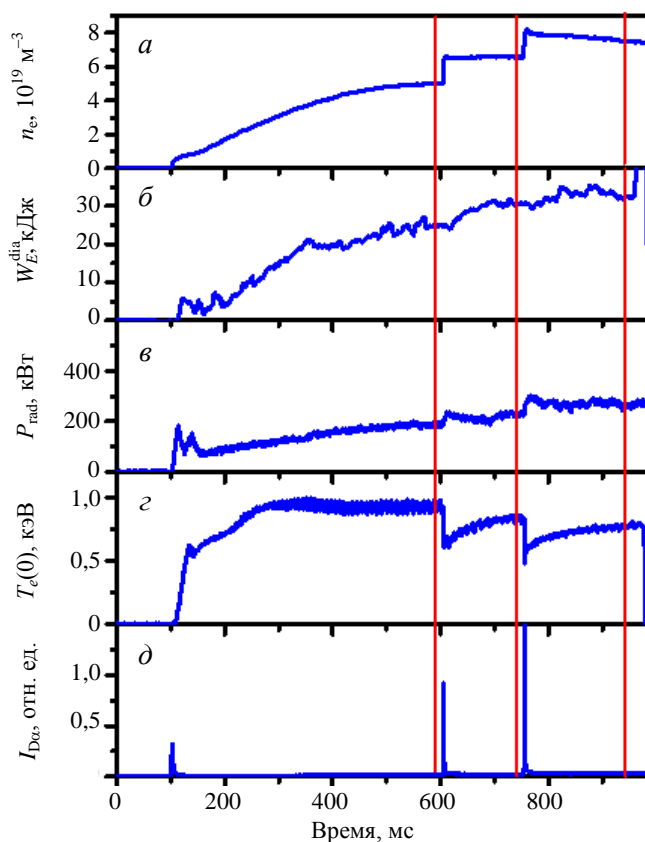


Рис. 1. Импульс 41 583. Осциллограммы параметров плазмы: *а* — линейная средняя плотность, измеренная вдоль центральной хорды; *б* — энергосодержание плазмы, измеренное с помощью диамагнитной диагностики; *в* — радиационные потери из плазмы; *г* — центральная электронная температура; *д* — интенсивность излучения линии  $D_\alpha$ . Вертикальными сплошными линиями показаны моменты времени, выбранные для последующего анализа

- $t_2 = 730$  мс — квазистационарный участок через 130 мс ( $\sim 2\tau_E$ , где  $\tau_E$  — энергетическое время жизни плазмы) после инъекции первой пеллеты;
- $t_3 = 950$  мс — квазистационарный участок через 200 мс ( $> 2\tau_E$ ) после инъекции второй пеллеты.

### ИЗМЕНЕНИЕ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ПЕЛЛЕТ: ЭКСПЕРИМЕНТ

На рис. 2 показаны величины энергетического времени жизни плазмы в квазистационарной стадии разряда до инъекции пеллет, на квазистационарном участке после инъекции первой и после второй пеллеты. Энергетическое время жизни вычислялось по формуле

$$\tau_E = \frac{W_E^{\text{dia}}}{I_p U_1},$$

где  $W_E^{\text{dia}}$  — энергосодержание плазмы, полученное на основании данных диамагнитных измерений;  $I_p$  — ток плазмы;  $U_1$  — напряжение на обходе плазменного шнура. В данной формуле не учитывалась мощность радиационных потерь, поскольку в таких режимах они обычно периферийные, в то время как 95% энергии плазмы набирается во внутренней части шнура (на радиусе, не превышающем 25 см).

Видно, что энергетическое время жизни плазмы при газонапуске до инъекции пеллеты хорошо согласуется с неоалкаторным скейлингом, это соответствует другим данным экспериментов на Т-10 [7]. После инъекции пеллеты в рассматриваемом омическом режиме, несмотря на увеличение плотности плазмы, энергетическое время жизни плазмы не возрастает линейно, наступает насыщение зависимости  $\tau_E(\bar{n}_e)$ .

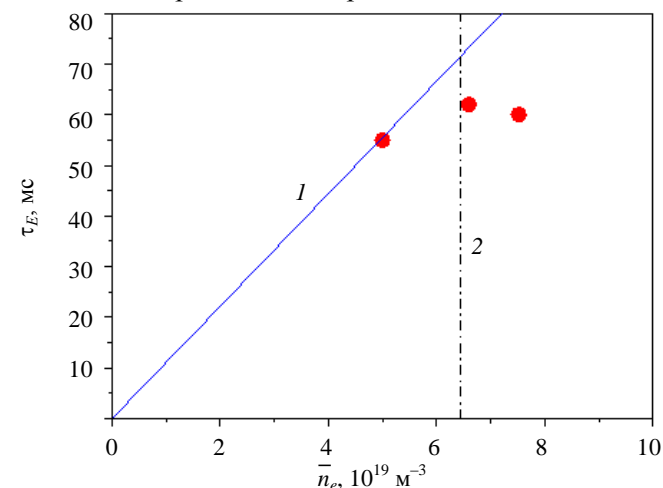


Рис. 2. Изменение энергетического времени жизни с плотностью плазмы при инъекции пеллет в импульсе 41 583: энергетическое время жизни определялось в моменты времени, отмеченные вертикальными прямыми на рис. 1; 1 — неоалкаторный скейлинг [1]; 2 — значение плотности LOC-SOC-перехода, определённое по скейлингу [1]

Переход от линейного к насыщенному удержанию наблюдается при плотности плазмы  $\bar{n}_e \geq 5,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , т.е.  $\sim 0,5n_{\text{GW}}$ . Это также соответствует результатам Т-10, полученным при газонапуске, и не противоречит скейлингу для плотности LOC-SOC-перехода, приведённому в [1] (см. рис. 2).

На рис. 3 показано изменение формы профиля плотности плазмы с ростом плотности при инъекции пеллет. Для характеристики формы профиля плотности использован так называемый фактор пикированности профиля плотности,  $f_p$ , определённый по формуле

$$f_p = \frac{2n_{09}}{n_{03} + n_{15}},$$

где  $n_{09}$  — набег фазы сигнала лазерного интерферометра по центральной хорде (прицельный параметр  $h = 0$  см);  $n_{03}$  — набег фазы сигнала лазерного интерферометра по хорде с прицельным параметром  $h = 25,2$  см;  $n_{15}$  — набег фазы сигнала лазерного интерферометра по хорде с прицельным параметром  $h = -25,2$  см.

Увеличение плотности в данных режимах соответствует увеличению столкновительности плазмы. На рис. 3 видно, что с ростом плотности (а значит, и столкновительности) фактор пикированности профиля плотности не уменьшается:

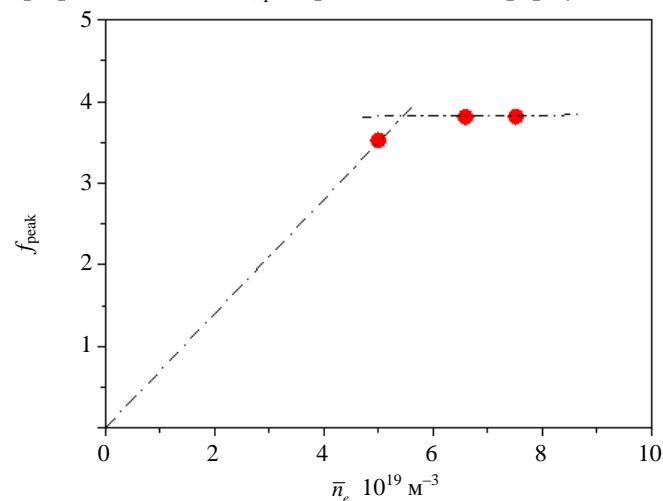


Рис. 3. Изменение фактора пикированности профиля плотности в импульсе 41 583 при инъекции пеллет

- после инжекции первой пеллеты он несколько возрастает;
- на участке насыщения  $\tau_E(\bar{n}_e)$  форма профиля плотности не меняется.

Это соответствует остальным результатам T-10 (см., например, [7]) и результатам, полученным на других установках в омических режимах и в L-моде [8, 9].

### ИЗМЕНЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛОПЕРЕНОСА ПРИ ИНЖЕКЦИИ ПЕЛЛЕТ

Для оценки изменения коэффициентов теплопереноса в плазме после инжекции пеллет было проведено моделирование с помощью кода ASTRA [10].

**Исходные данные.** В модели использовались профили электронной температуры  $T_e$  и плотности  $n_e$ , определённые из эксперимента (рис. 4). Профили электронной температуры определялись из измерений интенсивности ЭЦИ из плазмы на второй гармонике электронно-циклотронной частоты. Калибровка чувствительностей каналов ЭЦИ-диагностики осуществлялась посредством нормировки в момент  $t_1$  на эмпирический профиль электронной температуры, определённый в специальных экспериментах для ти-

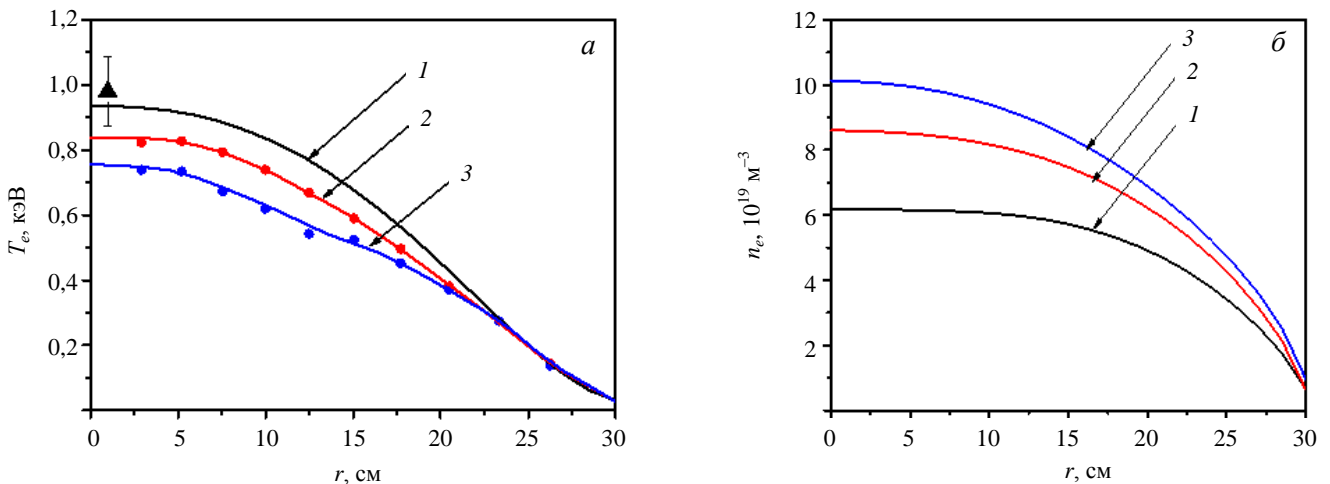


Рис. 4. Профили электронной температуры (а) и плотности (б), определённые по данным соответствующих диагностик в моменты времени, показанные на рис. 1: 1 — профили для момента времени  $t_1 = 580$  мс; 2 — для  $t_2 = 730$  мс; 3 — для  $t_3 = 950$  мс; ● — значения температуры, определённые из данных ЕСЕ-измерений; ▲ — результат измерения центральной электронной температуры с помощью рентгеновского спектрометра в интервале времени 500—600 мс (омический стационар перед инжекцией первой пеллеты)

пичных режимов T-10 [11]. Полученное значение центральной электронной температуры на омической стадии до инжекции первой пеллеты хорошо согласуется с значением, определённым в этом импульсе на основании спектра мягкого рентгеновского излучения (см. рис. 4, а). Температура на границе принималась равной 30 эВ. В моменты  $t_2, t_3$  профили восстанавливались по найденным значениям чувствительности каналов ЭЦИ-диагностики. Для определения локальных значений плотности плазмы из хордовых значений в каждый момент времени проводилась процедура абелизации данных измерений лазерного интерферометра (см. рис. 4, б).

Величина эффективного заряда плазмы  $Z_{эф}$  определялась по интенсивности непрерывного излучения в видимой области (тормозной континуум) (рис. 5).

**Модель, используемая для оценки изменения теплопереноса.** При моделировании производилось решение уравнений переноса для ионной температуры  $T_i$  и плотности тока  $j$ .

Уравнение ионной теплопроводности решалось в виде

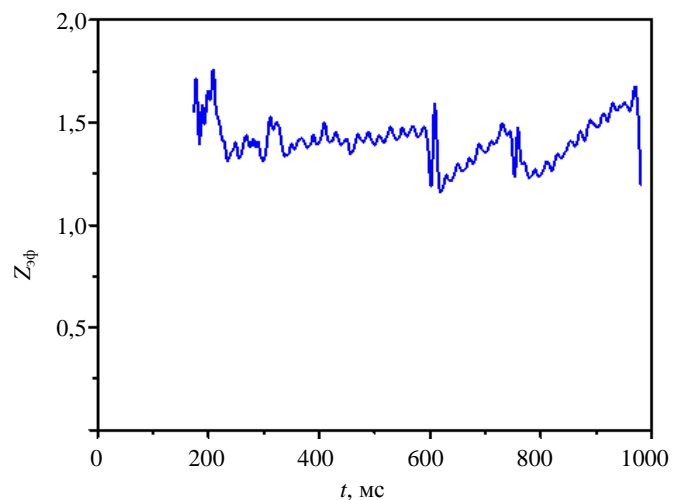


Рис. 5. Эволюция эффективного заряда плазмы, определённого из тормозного континуума

$$n_i \chi_i \nabla T_i = q_{ei},$$

где  $n_i$  — плотность ионов дейтерия;  $q_{ei}$  — источник нагрева ионов за счёт передачи тепла от электронов к ионам в результате кулоновских соударений;  $q_{ei} \sim \frac{n_e^2 (T_e - T_i) m_e}{T_e^{3/2} M}$ ;  $m_e$  — масса электрона;  $M$  — масса дейтона. Ионная теплопроводность вычислялась по формуле

$$\chi_i = C_1 \chi_i^{\text{neo}}, \tag{1}$$

где  $\chi_i^{\text{neo}}$  — неоклассическая ионная теплопроводность по формуле Галеева—Сагдеева [12];  $C_1$  — численный коэффициент, позволяющий добиться наилучшего согласия между расчётным и экспериментально измеренным значением центральной ионной температуры. В работе [7] было показано, что в режимах Т-10 с газонапуском (без инжекции пеллет) ионная теплопроводность близка к неоклассической в широком диапазоне плотностей с коэффициентом  $C_1 \sim 2,3$ .

При решении уравнения диффузии тока плазмы проводимость плазмы  $\sigma$  предполагалась неоклассической и рассчитывалась по формуле Хинтона—Хазелтайна [13]. В модели также учитывался бутстрепток и было учтено перезамыкание магнитных силовых линий вблизи резонансной поверхности  $q = 1$  в соответствии с моделью Б.Б. Кадомцева [14].

Уравнение электронной теплопроводности и уравнение диффузии не решались. Распределения электронной плотности и электронной температуры задавались равными экспериментально измеренным (см. рис. 4).

Каждый момент времени ( $t_1, t_2, t_3$ ) рассматривался как независимый квазистационарный участок.

В результате моделирования для электронной температуры определялась величина эффективной теплопроводности

$$\chi_{e,\text{эф}} = \frac{q_e}{n_e \nabla T_{e,\text{exp}}}, \tag{2}$$

где  $q_e = q_{\text{OH}} - q_{ei}$  — тепловой поток в электронном компоненте ( $q_{\text{OH}}$  — источник омического нагрева,  $q_{ei}$  — потери тепла за счёт кулоновской передачи тепла от электронов к ионам дейтерия);  $\nabla T_{e,\text{exp}}$  — градиент электронной температуры, определённый для экспериментально измеренного профиля. Поскольку в выражении (2) не учитывались передача тепла к ионам примесей, изменение профиля концентрации примесей и их распределение по зарядовым состояниям, то данная оценка электронной теплопроводности — оценка сверху.

**Результаты моделирования.** В таблице приведены результаты моделирования в сравнении с экспериментально измеренными значениями параметров плазмы. При сравнении использованы значения напряжения обхода плазмы  $U_i^{\text{exp}}$ , энергосодержание плазмы  $W_E^{\text{exp}}$ , определённое из диамагнитных изме-

Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными

Номер расчёта	C1	$U_i^{\text{exp}}$ , В	$U_i^{\text{calc}}$ , В	$\left(\beta + \frac{l_i}{2}\right)^{\text{exp}}$	$\left(\beta + \frac{l_i}{2}\right)^{\text{calc}}$	$W_E^{\text{exp}}$ , кДж	$W_E^{\text{calc}}$ , кДж	$T_i^{\text{exp}}(0)$ , кэВ	$T_i^{\text{calc}}(0)$ , кэВ
$t_1 = 580 \text{ мс } (Z_{\text{эф}} = 1,4)$									
1	2,3	$1,40 \pm 0,15$	1,32	$1,04 \pm 0,05$	1,06	$25 \pm 3$	26	$0,75 \pm 0,1$	0,71
2	2		1,32		1,06		26		0,73
3	1,8		1,32		1,06		26		0,745
$t_2 = 730 \text{ мс } (Z_{\text{эф}} = 1,4)$									
4	1,8	$1,5 \pm 0,15$	1,47	$1,11 \pm 0,05$	1,11	$31 \pm 3$	32	$0,71 \pm 0,07$	0,7
$t_3 = 950 \text{ мс } (Z_{\text{эф}} = 1,5)$									
5	1,8	$1,8 \pm 0,15$	1,72	$1,14 \pm 0,05$	1,09	$32 \pm 3$	33	$0,74 \pm 0,08$	0,63
6	1		1,71		1,11		33		0,67
7	1,8+ВТБ*		1,71		1,09		33		0,66

\*ВТБ — внутренний транспортный барьер.

рений (рис. 6, а), значения  $\left(\beta + \frac{l_i}{2}\right)^{\text{exp}}$ , определённые электромагнитной диагностикой ( $\beta$  — отношение газокINETического давления к давлению магнитного поля,  $l_i$  — внутренняя индуктивность плазмы) (рис. 6, б). Значение ионной температуры в центре плазменного шнура  $T_i^{\text{exp}}(0)$  определялось из анализа спектров атомов перезарядки (рис. 6, в). Дополнительно проведено сравнение расчётной динамики изменения нейтронного выхода с экспериментально наблюдаемой тенденцией (рис. 6, г). Экспериментальный ход кривой получен на основании счётчика нейтронов, установленного на Т-10.

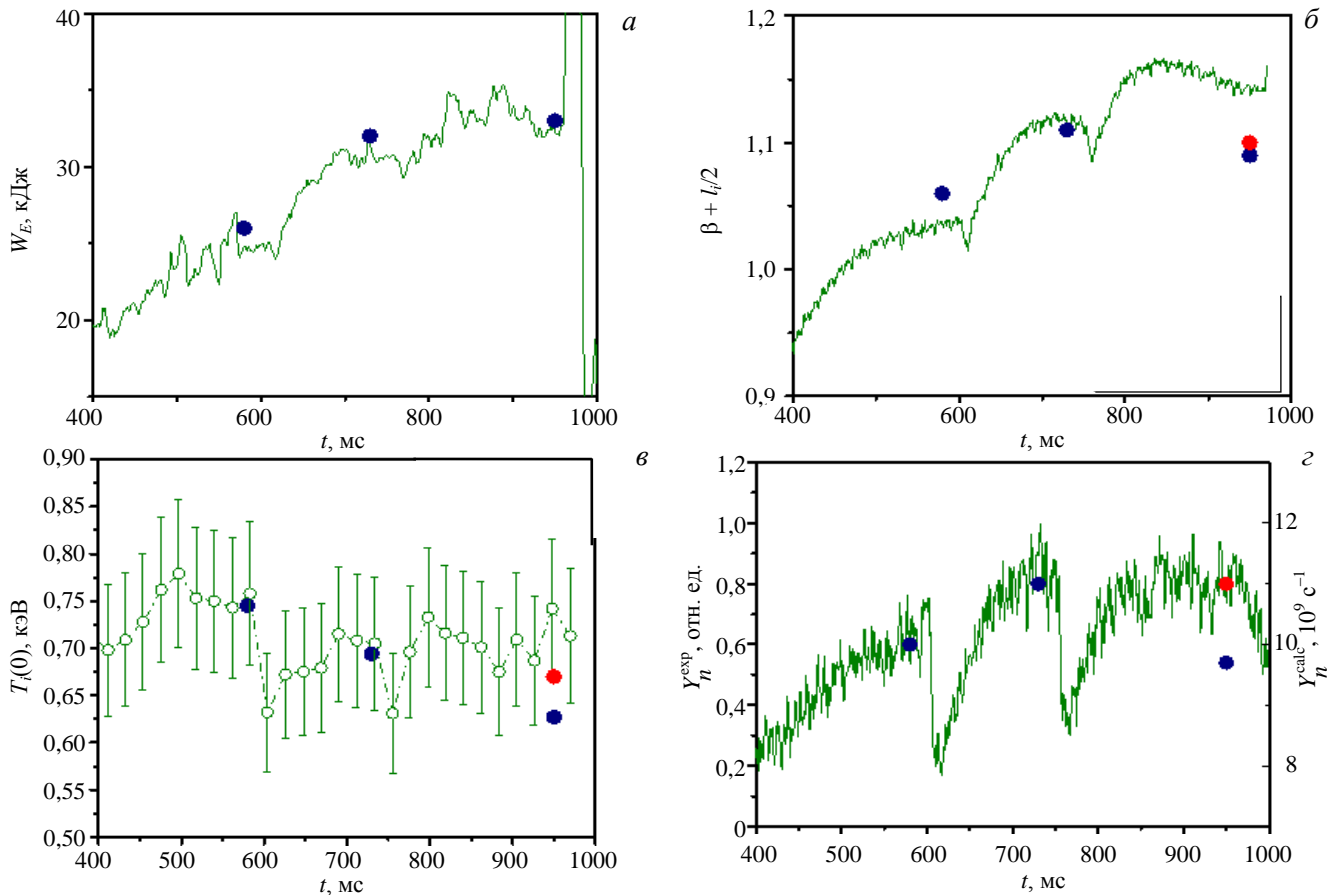


Рис. 6. Сравнение расчётных характеристик плазмы с временным ходом экспериментально измеренных величин: а — энергосодержание плазмы; б — параметр  $\beta + \frac{l_i}{2}$ ; в — центральная ионная температура; г — нейтронный выход: —, ○ — эксперимент; ● —  $C_1 = 1,8$ ; ● —  $C_1 = 1,0$

Для параметров плазмы в момент времени  $t_1$  (омический режим до начала инжекции пеллет, плотность плазмы поддерживается с помощью напуска газа, расчёты 1—3) была проведена серия расчётов для того, чтобы подобрать коэффициент  $C_1$  в (1) (величина отклонения ионной теплопроводности от неоклассического значения) таким образом, чтобы центральная ионная температура наилучшим образом соответствовала экспериментальным данным. Из таблицы видно, что это достигается при  $C_1 = 1,8$ , что в пределах точности не противоречит ранее опубликованным результатам экспериментов Т-10 [7].

Расчёт для момента времени  $t_2$  был выполнен в тех же предположениях. Из таблицы (расчёт 4) и рис. 6 видно, что отклонение расчётных значений от экспериментально измеренных величин не превышает погрешности измерений.

Однако в момент времени  $t_3$ , характеризующий квазистационарную стадию разряда после инжекции второй пеллеты, различие между расчётными значениями и результатами измерений выходит за пределы экспериментальных ошибок (см. таблицу, расчёт 5 и рис. 6). Для того чтобы согласовать результаты расчётов с экспериментальными данными, необходимо предположить, что после инжекции второй пеллеты коэффициент ионной теплопроводности соответствует неоклассической теории с  $C_1 = 1$  по всему сечению плазменного шнура. Кроме того, нельзя исключать возможности формирования ионного транспортногo барьера, инициированного инжекцией пеллеты. В этом случае снижение ионной теплопроводности может наблюдаться локально.

Для моделирования транспортного барьера в ионном компоненте коэффициент ионного теплопереноса был представлен в виде

$$\chi_i^*(r) = \chi_i(r)H(r, x, \Delta x, h),$$

где

$$H(r, x, \Delta x, h) = \begin{cases} 1, & r < x; \\ 1-h, & x \leq r \leq x + \Delta x; \\ 1, & r > x + \Delta x, \end{cases}$$

здесь  $h$  — «высота» транспортного барьера;  $x$  — положение его внутренней границы;  $\Delta x$  — его ширина.

Расчёт был выполнен в предположении о возможном формировании ионного транспортного барьера вблизи рациональной поверхности с  $q = 1$ . Ширина транспортного барьера задавалась равной 5 см, предполагалось, что в области барьера коэффициент ионной теплопроводности снижается в 10 раз. Результат расчётов представлен в таблице (расчёт 7). Видно, что предположение о наличии транспортного барьера также не противоречит экспериментальным данным.

Таким образом, можно заключить, что в рассматриваемом режиме на стадии омического нагрева и газонапуска (до использования инъекции пеллет) и после инъекции первой пеллеты ионная температура хорошо описывается в предположении, что коэффициент ионной теплопроводности примерно в 2 раза превышает неклассическое значение.

Инъекция второй пеллеты приводит к улучшению удержания ионного компонента плазмы.

Некоторое внимание следует уделить расхождению между результатами моделирования величины  $\beta + \frac{l_i}{2}$  и экспериментальными значениями. По всей видимости, это расхождение связано с тем, что профиль

полного тока плазмы в модели получается более плоским, чем экспериментальный профиль тока. Это ведёт к недооценке величины внутренней индуктивности  $l_i$ . Причина может быть связана с недооценкой величины центральной температуры плазмы с помощью ЕСЕ-диагностики при высокой плотности, которая наблюдается после инъекции второй пеллеты, аналогично наблюдавшейся в [15]. Увеличение центральной температуры на 10% приводит к  $\left(\beta + \frac{l_i}{2}\right)^{\text{calc}} \approx \left(\beta + \frac{l_i}{2}\right)^{\text{exp}}$ . Кроме того, при моделировании предполагалось, что  $Z_{\text{эф}}$  не

меняется по радиусу. Если предположить, что после инъекции пеллеты эффективный заряд плазмы снижается в центральной области ( $r < r_s$ , где  $r_s = 11$  см — радиус переворота фазы пилообразных колебаний), это также приведёт к увеличению  $l_i$ . Таким образом, заниженное значение  $l_i$  при моделировании, по-видимому, является результатом двух эффектов: небольшого занижения ( $\leq 10\%$ ) центральной электронной температуры плазмы и завышения ( $\leq 15\%$ ) величины эффективного заряда плазмы в центральной зоне.

Коэффициенты ионного теплопереноса, полученные при моделировании, показаны на рис. 7, а. На рис. 7, б показаны расчётные профили ионной температуры плазмы. Эффективные значения коэффици-

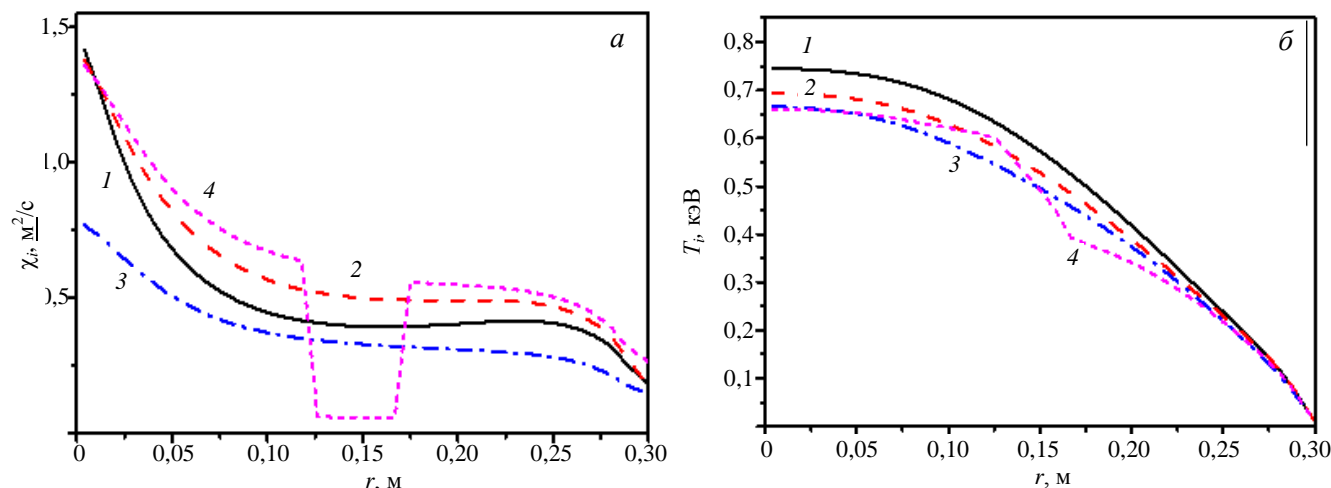


Рис. 7. Коэффициент ионной теплопроводности, полученный при моделировании в три момента времени (а); расчётные профили ионной температуры (б): 1 —  $t_1 = 580$  мс (расчёт 3); 2 —  $t_2 = 730$  мс (расчёт 4); 3 —  $t_3 = 950$  мс (расчёт 6); 4 —  $t_3 = 950$  мс с предположением формирования ионного транспортного барьера вблизи  $q = 1$  (расчёт 7). Номера расчётов соответствуют таблице

ента электронной теплопроводности, полученные по формуле (1), представлены на рис. 8, а. На рис. 8, б показан расчётный профиль коэффициента запаса устойчивости плазмы, справедливый для всех рассмотренных моментов времени.

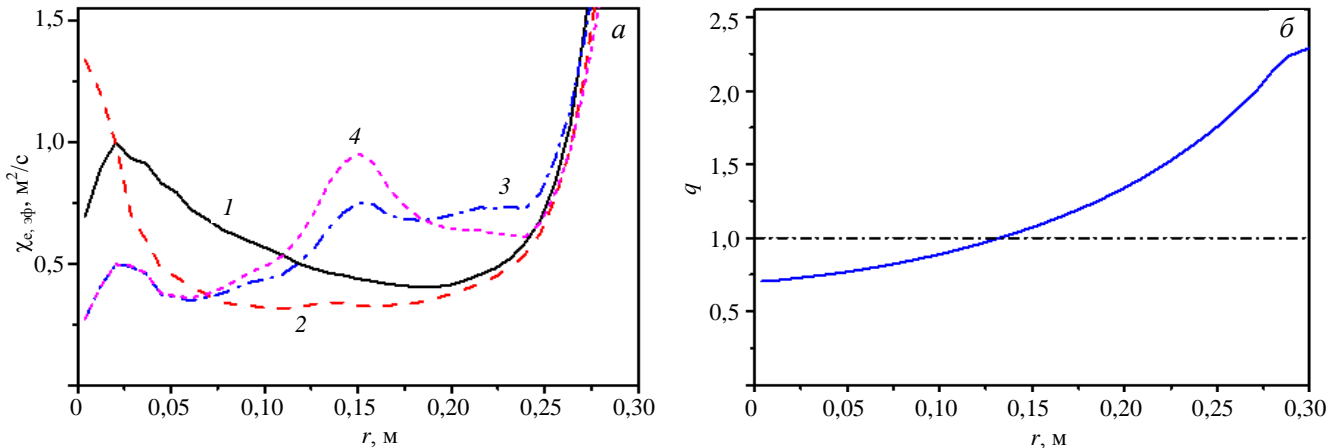


Рис. 8. Эффективный коэффициент электронной теплопроводности (1 —  $t_1 = 580$  мс (расчёт 3); 2 —  $t_2 = 730$  мс (расчёт 4); 3 —  $t_3 = 950$  мс (расчёт 6); 4 —  $t_3 = 950$  мс с предположением формирования ионного транспортного барьера вблизи  $q = 1$  (расчёт 7). Номера расчётов соответствуют таблице) (а); расчётный профиль фактора запаса устойчивости, справедливый для всех рассмотренных моментов времени (б)

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данной работе проведён анализ омического режима T-10 с последовательной инжекцией двух дейтериевых пеллет. В отличие от режимов с электронно-циклотронным нагревом, представленных в [6], в рассмотренном режиме не наблюдалось восстановления линейной зависимости энергетического времени жизни от плотности плазмы после инжекции пеллет. Тем не менее моделирование показывает, что для описания изменения ионной температуры и нейтронного выхода после инжекции второй пеллеты требуется существенно снизить коэффициенты ионной теплопроводности: коэффициент превышения над неоклассическим значением следует уменьшить с  $C_1 = 1,8$  до  $C_1 = 1$ . Качественно это соответствует обнаруженному в более поздних экспериментах на T-10 снижению аномальности ионного теплопереноса с ростом плотности [16]. Кроме того, нельзя исключить формирование транспортного барьера после инжекции второй пеллеты. Таким образом, можно предположить, что уже в омическом режиме инжекция пеллет может приводить к улучшению удержания ионного компонента плазмы. Для анализа причин улучшения удержания необходимо дальнейшее проведение экспериментов с инжекцией пеллет в том числе и в омическом режиме с использованием имеющейся на T-10 диагностики профиля ионной температуры [16].

Эффективный коэффициент электронной теплопроводности по величине соответствует значениям, типичным для омического режима T-10. После инжекции первой пеллеты эффективный коэффициент электронной теплопроводности снижается по сравнению с исходным омическим режимом. Это соответствует ожидаемому в соответствии с неоалкаторным скейлингом росту времени жизни плазмы с плотностью и не противоречит результатам, представленным на рис. 2. После инжекции второй пеллеты (на 950-й мс) профиль электронной температуры имеет некоторую особенность в области  $q = 1$  (сравним рис. 4, а и 8). Наличие этой особенности на профилях электронной температуры приводит (в рамках интерпретационной модели, представленной в этой статье) к увеличению  $\chi_{e, \text{эф}}$  снаружи от  $q = 1$  и снижению  $\chi_{e, \text{эф}}$  относительно исходного омического режима внутри от  $q = 1$ . Для интерпретации изменения  $\chi_{e, \text{эф}}$  вблизи поверхности  $q = 1$  требуются дополнительные эксперименты и привлечение дополнительных диагностических данных.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации «Росатом» (контракт № Н.4х.241.9Б.17.1011). Авторы благодарят Д.В. Сарычева за полезные обсуждения.

### REFERENCES

1. ITER Physics Basis. — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 2137.
2. Greenwald M. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2002, vol. 44, R27.
3. Tubbing B.J.D. et al. — Nucl. Fusion, 1991, vol. 31, p. 839.



4. **Kaufmann M. et al.** — Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1988 (Proc. 12th Intern. Conf. Nice, 1988), vol. 1. — Vienna: IAEA, 1989, p. 229.
5. **Pavlov Yu.D. et al.** — In: Proc. of 28th EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys. Funchal, 18—22 June, 2001, ECA, vol. 25A, pp. 1409—1412.
6. **Pavlov Yu.D. et al.** — In: Proc. of Fusion Energy Conf. (Proc. of the 21st IAEA Conf. Chengdu, 16—21 October 2006). — Vienna: IAEA, 2007, IAEA-CN-149, CD\_ROM file EXP3/11.
7. **Esipchuk Yu.V. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. 793.
8. **Kirneva N.A. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2008, vol. 50, p. 065004.
9. **Kirneva N.A. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2015, vol. 57, p. 025002.
10. **Pereversev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA — Automated System for Transport Analysis. — IPP 5/98, February 2002.
11. **Kirneva N.A., Martynov A A , Pavlov Yu.D. et al.** — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2014, vol. 37, issue 1, pp. 56—61 (in Russian).
12. **Galeev A.A., Sagdeev R.Z.** — Review of Plasma Physics. Ed. by Acad. M.A. Leontovich. — New York—London: Consultant Bureau., vol. 7, p. 257.
13. **Hinton F.L., Hazeltine R.D.** — Rev. Mod. Phys., 1976, vol. 48, p. 239.
14. **Kadomtsev B.B.** Fundamentals of tokamak plasma. — M. .: Pub.house VINITI (All-Russian Institute for Scientific and Technical Information of Russian Academy of Sciences). Ser. «Fizika plazmy (Plasma Physics)», 1991, vol. 10, P. 1, p. 7 (in Russian).
15. **Campbell D.J., Eberhagen A.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 1984, vol. 26, p. 689.
16. **Krupin V.A., Nemets A.P., Klyuchnikov L.A. et al.** — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2016, vol. 39, issue 1, pp. 81—94 (in Russian).

#### AUTHORS

**Kirneva N.A.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, Moscow, 115409, Moscow, Russia; Kirneva\_NA@nrcki.ru

**Gott Yu.V.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Gott\_YV@nrcki.ru

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

**Pavlov Yu.D.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Pavlov\_YD@nrcki.ru

**Ryzhakov D.V.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Ryzhakov\_DV@nrcki.ru

**Solovev N.A.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, Moscow, 115409, Moscow, Russia; etheras@ya.ru

**Trukhina E.V.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; trukhina@mail.ru

Received 28 November 2016  
Problems of Atomic Science and Technology  
Ser. Thermonuclear Fusion, 2017, vol. 40, issue 1, pp. 36—44.