

УДК 621.039.623

УСОВЕРШЕНСТВОВАННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ АНАЛИЗА ПЛАЗМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОКАМАКА С ИНТЕНСИВНОЙ РЕАКЦИЕЙ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

А.А. Голиков, Б.В. Кутеев

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Усовершенствована «0»-мерная аналитическая модель расчёта параметров стационарного плазменного разряда в токамаке. В модели используются современные скейлинги для удержания энергии плазмы, а также для бутстреп-тока и генерации тока пучками нейтралов. С использованием модели оценены значения плазменного тока, достижимого в стационарных условиях работы токамака. Получены зависимости основных параметров плазмы от характеристик внешних воздействий и рабочих режимов, в том числе от вкладываемой мощности дополнительного нагрева и энергии частиц инжектируемого пучка. В рабочей области нейтронного источника на основе сферического токамака ТИН-СТ (большой радиус $R = 0,5$ м, малый радиус $a = 0,3$ м, магнитное поле 1,5 Тл) определены параметры стационарного режима и соответствующие значения мощности реакции синтеза в системе «пучок—плазма». Данная модель позволяет оптимизировать параметры плазмы и системы нагрева с целью получения максимальной величины выходной мощности синтеза и интенсивности нейтронного источника. Определена возможная рабочая область для установки ТИН-СТ с мощностью дополнительного нагрева до 10 МВт пучками дейтерия с энергией до 200 кэВ, обеспечивающими достижение значения тока до 1,5 МА при H-факторе в скейлинге $IPB98(y, 2) = 1,5$. Показано, что мощность нейтронного потока зависит от параметров инжекции и удержания плазмы и достигает ~2 МВт при мощности нагрева ~8 МВт. В соответствующих режимах значение нормализованного параметра бета ($\beta_N = \beta_i/I_N$) не превышает 6 при доле энергии, запасенной в быстром компоненте, более 50%.

Ключевые слова: токамак, параметры разряда, генерация тока, стационарный режим, мощность синтеза, бутстреп-ток.

ADVANCED MODEL FOR ANALYSIS OF PLASMA PARAMETERS IN A TOKAMAK WITH INTENSE FUSION

A.A. Golikov, B.V. Kuteev

NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

A «zero»-dimensional analytic model is improved for evaluating plasma parameters in a tokamak at steady state operation. Modern scalings for plasma energy confinement time, bootstrap current and current drive by the neutral beam are used in the model. Values of current feasible in tokamak steady state operations are accessed using this model. Dependences of key plasma parameters on external inputs from plasma actuators and operating conditions are obtained, including the auxiliary heating power and energy of neutral beams. Parameters of steady state discharges and corresponding values of fusion power in «beam—plasma» reactions are evaluated for operating domain of a fusion neutron source on the basis of spherical tokamak FNS-ST (major radius $R = 0,5$ m, minor radius $a = 0,3$ m, magnetic field 1,5 T). The model allows optimizing tokamak parameters and auxiliary heating systems aimed at maximization of the fusion power and intensity of the neutron source. A possible operation domain providing currents up to 1,5 MA for regimes of tokamak FNS-ST with the heating power by neutral beams up to 10 MW and energy up to 200 keV is defined assuming the H-factor in scaling $IPB98(y, 2) = 1,5$. It is shown that fusion power in neutron flows produced depends on plasma confinement and injection system parameters. The power reaches ~2 MW at the power of additional heating ~8 MW. The value of normalized beta ($\beta_N = \beta_i/I_N$), in corresponding discharges does not exceed 6 while the part of the energy in fast ion component may exceed 50%.

Key words: tokamak, plasma discharge parameters, current drive, steady state operation, fusion power, bootstrap current.

ВВЕДЕНИЕ

Оценка возможностей и перспектив развития управляемого термоядерного синтеза (УТС) требует проведения системного анализа проектируемых установок с учётом последних достижений в области физики плазмы и текущего состояния термоядерных технологий. Интерес к системному анализу термоядерных установок продолжает оставаться высоким, поскольку метод необходим для выбора концепций и параметров новых установок с реакторными параметрами [1—8].

При разработке нейтронных источников на основе токамака существует необходимость в выборе оптимальной геометрии установки, значений тороидального магнитного поля и плазменного тока, плазменных параметров и параметров системы инжекции нейтралов, управляющей работой источника. Установку необходимо оптимизировать с учётом возможностей достижения максимального стационарного плазменного тока, обеспечивающего наилучшие транспортные характеристики плазмы для теплового компонента плазмы и пучка быстрых ионов. Системы дополнительного нагрева, тритиевая и магнитная системы, которые определяют стоимость разрабатываемой установки, также являются наиболее важными для анализа на концептуальной стадии.

Для системного анализа установок имеется целый ряд компьютерных кодов [9—14]. Физическая модель расчётов параметров плазмы и генерации тока была ранее описана и применена для анализа термоядерного источника нейтронов ТИН-СТ [15, 16] в работе [17]. Данная работа посвящена развитию указанной модели, причём её усовершенствования были направлены на:

- уточнение описания энергетического баланса и баланса частиц;
- уточнение параметров быстрых частиц и оценок генерации тока с учётом воздействия на ионную функцию распределения ион-ионных столкновений и аномальных потерь быстрых частиц;
- тестирование численной модели с использованием данных экспериментов на установке NSTX и результатов независимых расчётов для NSTX-U и NHTX;
- дополнение заложенного в модель [17] скейлинга ИТЭР — IPB98(y, 2) [18] скейлингом Валовича [19], который в области высоких магнитных полей и малых столкновительностей плазмы предсказывает существенно лучшее удержание энергии в сферических токамаках по сравнению со скейлингом ИТЭР;
- применение модели для анализа рабочих режимов ТИН-СТ в рамках новых возможностей.

Структура статьи следующая. Приводится описание модели. Обсуждается тестирование модели через расчёты известных рабочих параметров установок NSTX, NSTX-U и NHTX [20]. Сравнение показывает соответствие предсказаний модели экспериментальным данным и результатам независимых оценок. Приведены результаты расчётов параметров стационарного разряда в токамаке ТИН-СТ. Проанализировано и показано влияние удержания быстрого компонента на энергетический баланс. Для рабочей области ТИН-СТ делаются оценки плазменной столкновительности. Приводится сопоставление результатов моделирования с использованием скейлинга ИТЭР и скейлинга Валовича для сферических токамаков. Обсуждаются вопросы выбора рабочей области установки ТИН-СТ и ожидаемые в ней значения безразмерных параметров плазмы. Обсуждаются результаты моделирования и перечислены ожидаемые параметры плазмы и разряда в рабочей области ТИН-СТ. Сформулированы основные выводы.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Физическая модель токамака [17] была построена на основе уравнений баланса тепла и частиц в предположении, что вся мощность пучка ассимилируется тепловым компонентом при торможении пучка на электронах. Кроме того, она позволяла оценивать параметры плазмы при выбранных значениях рабочего тока и ответить на вопрос, существуют ли такие условия. В модели [17] были использованы упрощённые выражения для оценки генерации тока пучком. В частности, она не учитывала орбитальные и аномальные потери быстрых частиц в балансе температуры и при оценках генерации тока. Описываемая модель устраняет эти недостатки.

Баланс энергии с выделением теплового и быстрого ионного компонента. Поступающая в плазму мощность P_{tot} вкладывается в частицы пучка нейтралов, которые при замедлении на тепловых электронах и ионах формируют в плазме ионную функцию распределения от скорости $f(u)$ [21]. Мощность P_{tot} затем теряется по двум каналам: непосредственно быстрыми частицами P_f за счёт орбитальных потерь, перезарядки ионов на нейтральных атомах, аномального переноса на плазменных флуктуациях с характерным временем удержания энергии τ_f , а также за счёт торможения ионного пучка на тепловом компоненте с характерным временем τ_{sc} , что формирует мощность нагрева теплового компонента P_{th} .

Система уравнений модели, описывающая энергетический баланс для плазмы с двумя компонентами, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} P_{\text{tot}} &= P_{\text{th}} + P_f; \\ P_{\text{th}} &= \frac{W_f}{\tau_{\text{sc}}}; \\ P_f &= \frac{W_f}{\tau_f}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь W_f — полная энергия быстрого компонента в объёме плазмы.

Из решения системы уравнений (1) следует, что

$$P_{\text{th}} = \frac{P_{\text{tot}}}{1 + \tau_{\text{sc}}/\tau_f}, \quad (2)$$

где τ_{sc} — время торможения ионного пучка на электронах и ионах [21]:

$$\tau_{sc} = \tau_{sc0} / 3 \ln \left(1 + \left(\frac{E_b}{E_c} \right)^{1,5} \right); \quad (3)$$

$$\tau_{sc0} = \frac{3\sqrt{2\pi} T_e^{1,5}}{\sqrt{m_e m_b}} \frac{2\pi \epsilon_0^2 m_b^2}{n e^4 \ln \Lambda}.$$

Здесь E_b — энергия пучка; τ_{sc0} — классическое время торможения пучка на электронах; m_e — масса электрона; m_b — масса инжектируемых ионов; ϵ_0 — электрическая постоянная; e — заряд электрона; $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм; E_c — критическая энергия:

$$E_c = \left(3\sqrt{\pi} / 4 \right)^{2/3} \left(m_i / m_e \right)^{1/3} \left(m_b / m_i \right) T_e; \quad (4)$$

m_i — средняя масса ионов плазмы.

Прямые потери быстрых частиц оценивались с использованием характерного времени τ_f , пропорционального времени удержания энергии теплового компонента τ_E с коэффициентом пропорциональности $\alpha = 1-4$:

$$\tau_f = \alpha \tau_E, \quad (5)$$

либо с использованием постоянного коэффициента аномальной диффузии $D = 0,5 \text{ м}^2/\text{с}$, обеспечивающего характерное время удержания быстрых частиц $\tau_f = a^2/4D$. В установке ТИН-СТ это время составляет около 0,045 с:

$$\tau_f = \frac{a^2}{4D} = \frac{0,3^2 \text{ м}^2}{4 \cdot 0,5 \text{ м}^2/\text{с}} = 0,045 \text{ с}. \quad (6)$$

Потери на перезарядку не учитывались, однако они могут быть оценены аналогичным образом с использованием характерного времени перезарядки τ_{cx} .

В предположении равенства электронной T_e и ионной T_i температур теплового компонента температура плазмы T определяется энергетическим временем теплового компонента τ_E , мощностью нагрева теплового компонента P_{th} , плотностью n и объёмом плазмы V :

$$3nTV = P_{th} \tau_E. \quad (7)$$

Для оценки τ_E в модели можно было использовать скейлинг Н-моды IPB98(y, 2), в соответствии с которым

$$\tau_E = 0,0562 H_p^{0,98} B_0^{0,15} P_{tot}^{-0,69} n_{19}^{0,41} R^{1,97} \kappa^{0,8} \epsilon^{0,58} M^{0,19} \text{ (с, МА, м, Тл, м}^{-3}, \text{ МВт)}, \quad (8)$$

либо скейлинг Валовича [19]

$$\tau_V = 0,252 \alpha_{th} I_p^{0,59} B_0^{1,4} P_{tot}^{-0,73} n_{19}^{0-0,4} R^{1,97} \kappa^{0,78} \epsilon^{0,58} M^{0,19} \text{ (с, МА, м, Тл, м}^{-3}, \text{ МВт)}. \quad (9)$$

Здесь $\epsilon = a/R$; M — массовое число (для D—Т-плазмы (1:1) оно равно 2,5); κ — вытянутость плазмы; n_{19} — плотность плазмы в единицах 10^{19} м^{-3} ; H — фактор превышения энергетического времени жизни в скейлинге IPB98(y, 2); $\alpha_{th} = W_{th}/W_{tot}$ — доля энергии, приходящейся на тепловой компонент:

$$\alpha_{th} = \frac{W_{th}}{W_{tot}} = \frac{3nTV}{3nTV + P_{tot} \tau_s}, \quad (10)$$

где $\tau_s = \frac{\tau_{sc} \tau_f}{\tau_{sc} + \tau_f}$; $V = 2\pi R a^2 \kappa (1 - 0,151 \delta \epsilon)$; δ — треугольность плазмы.

Следует отметить, что показатель степени при плотности в скейлинге Валовича изменяется в зависимости от плазменной столкновительности от 0 при низкой до 0,4 при высокой, характерной для современных установок. Далее обсудим воздействие столкновительности на характеристики плазмы в рамках скейлинга Валовича.

Оценки рабочего тока. Модель позволяет проводить расчёты величины полного плазменного тока I_p , складывающегося из бутстреп-тока I_{bs} и тока I_{cd} , возбуждаемого неиндукционными методами, в зависимости от внешних параметров: плотности плазмы (не превышая предела по Гринвальду $n_G (10^{20} \text{ м}^{-3}) = I_p \text{ (МА)}/\pi a^2 \text{ (м)}$), мощности и энергии нагревного пучка нейтралов. Параметры плазмы при

этом рассчитываются самосогласованно, т.е. рассчитывается максимальный возможный ток плазмы при заданной плотности, мощности и энергии нагрева.

Устойчивая рабочая точка при заданной плотности соответствует предельному току I_p , который может быть найден в результате решения системы связанных нелинейных уравнений, имеющей вид

$$I_p = I_{bs} + I_{cd}. \quad (11)$$

Доля бутстреп-тока от полного тока определялась как [1, 2]

$$I_{bs}/I_p = (1,32 - 0,235q_{95} + 0,0185q_{95}^2) \epsilon^{1,32/2} \beta_p^{1,3}, \quad (12)$$

где

$$q_{95} = 5a^2 \frac{B[1 + \kappa^2(1 + 2\delta^2 - 1,2\delta^3)](1,17 - 0,65\epsilon)}{2RI_p(1 - \epsilon^2)^2} \quad (13)$$

— запас устойчивости на магнитной поверхности с полоидальным потоком, равным 0,95 от значения на сепаратрисе;

$$\beta_p = \frac{2nT}{B_p^2(a)/2\mu_0}; \quad (14)$$

$$B_p(a) = \frac{0,2I_p}{a\sqrt{(1+\kappa)/2}} \quad (\text{Тл, МА, м}). \quad (15)$$

Ток ионов пучка I_{cdi} , генерируемый в плазме, определялся с использованием классической функции торможения $f(u) \propto \frac{u^2}{u^3 + u_c^3}$ из [21]:

$$I_{cdi} = \frac{S\tau_{sc}eZ_f v_b \int_0^1 f(u)u^3 du}{(1 + u_c^2)2\pi R \int_0^1 f(u) du}; \quad (16)$$

$$S = P_{tot}/E_b; \quad (17)$$

$$u_c = \sqrt{2E_c/m_b}; \quad (18)$$

$$u = \frac{v}{\sqrt{2E_b/m_b}},$$

где E_b — энергия инжектируемых ионов.

Для получения полного генерируемого тока I_{cd} ток ионов I_{cdi} , оцениваемый уравнением (16), нужно домножить на коэффициент C_i , зависящий от эффективного заряда плазмы и заряда ионов пучка, а также обратного аспектного отношения [21]

$$C_i = 1 - \frac{Z_f}{Z_{эф}} + 1,46\epsilon^{0,5} \frac{Z_f A(Z_{эф})}{Z_{эф}}. \quad (19)$$

Для типичных значений $\epsilon = 0,6$, $A(Z_{эф}) = 1,5$, $Z_f = 1$, $Z_{эф} = 1,5$ получим $C_i = 1,464$. В случае достаточно чистой плазмы ток генерации I_{cd} может на 30—50% превышать ток, переносимый собственно ионами пучка I_{cdi} .

СОПОСТАВЛЕНИЕ МОДЕЛИ С ДАННЫМИ СОВРЕМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И РАСЧЁТАМИ ДЛЯ ПРОЕКТОВ СФЕРИЧЕСКИХ ТОКАМАКОВ

Тестирование модели в рамках скейлинга ИТЭР. Для проверки модели были рассчитаны ток и другие параметры стационарного режима, а также оценены ожидаемые значения мощности синтеза в реакции «пучок—плазма» для нескольких сферических токамаков Принстонской лаборатории: действующе-

го — NSTX, предложенного для модернизации — NSTX-U и разрабатываемого — NHTX. Результаты расчётов приведены в табл. 1. Сравнение проведено для температуры плазмы T , нормализованной β_N , тороидальной β_t , запаса устойчивости q_{95} , тока плазмы I_p , мощности синтеза, доли тепловых частиц α_{th} . Следует отметить хорошее соответствие результатов данной модели с результатами, полученными при более точном моделировании (соответствующие значения американских коллег указаны в скобках).

Выбранные установки имеют несколько большие размеры (в 1,7—2,4 раза) по сравнению с ТИН-СТ. Однако их аспектное отношение, вытянутость и треугольность, задающие фактор формы $S = I_N q_{95}$ и нормализованный ток $I_N = I_p / (aB_t)$ (МА, м, Тл), которые определяют возможность получения режимов улучшенного удержания с высокими значениями β_N , практически совпадают. Последнее даёт основание полагать, что при переходе к параметрам ТИН-СТ моделирование правильно опишет характеристики плазмы.

Т а б л и ц а 1. Параметры стационарного разряда на установках NSTX, NSTX-U, NHTX, полученные с использованием разработанной модели в рамках скейлинга ИТЭР

Параметр	Установка			
	NSTX	NSTX-U	NHTX	ST-CTF
a , м	0,56	0,56	0,55	0,8
R , м	0,86	0,92	1,0	1,2
R/a	1,53	1,65	1,8	1,5
κ	2,65	2,7	2,8	3,1
δ	0,5	0,5	0,5	0,5
B_t , Тл	0,52	0,875	2,0	2,5
n , 10^{20} м^{-3}	0,5	0,7	1,5	1,5
E_b , кэВ	150	150	150	200
P_{heat}/P_{NBI} , МВт	6/6	14/10	50/30	65/30
H	1,1 (1,1)	1,2	1,3	1,5
$Z_{эф}$	1,5	1,5	1,5	1,5
T , кэВ	0,67(~1)	1,34	3,4	7,8
β_N	4,9(5,7*)	4,8 (5,1—6,2)	4,5 (4,5—5)	3,7(4—6)
β_p	0,92	1,1	1,4	1,0
β_t , %	16,2(14*)	14,6(10—16)	13,1(12—16)	16,6(18—28)
q_{95}	11,6(~10)	10,5	9,3	12,2
I_p , МА	0,96(0,72*)	1,5(1,0)	3,2(3—3,5)	9,1(8—10)
I_{bs} , МА	0,71	1,1	2,4	8,2
I_{cd} , МА	0,25	0,4	0,8	0,9
τ_E , мс	45	58	96	466
τ_{sc} , мс	37	58	69	166
n_t , 10^{18} м^{-3}	1,3	2,4	6,0	3,4
$\langle E_f \rangle$, кэВ	49	58	70,5	103
E_c , кэВ	10,8	21,5	54,4	126
P_{fb} , МВт	0,48	1,67	13,1	27,5
P_{fm} , МВт	0,011	0,1	3,0	45,5
ν^{*e}	0,32	0,12	0,045	0,01
ρ^{*i}	0,02	0,017	0,012	0,01
α_{th} , %	61,5	67,1	78,2	91
$\langle \nu_f \rangle / \nu_a$	1,73	1,35	1,0	1,0

Примечание: Данные американских экспериментов (отмечены звездой) и расчётов (указаны в скобках) [22].

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ И РАЗРЯДА В ТОКАМАКЕ ТИН-СТ

Расчёт предельного плазменного тока без учёта потерь в быстром ионном компоненте. На рис. 1 представлена зависимость стационарного плазменного тока I_p от плотности плазмы при мощности нейтральной инжекции 8 МВт для трёх значений фактора $H = 1, 1,5, 2$, характеризующего превышение энергетического времени жизни плазмы τ_E . Характерной особенностью данной зависимости является рост тока I_p в области низких плотностей, который наиболее ярко прослеживается при $H = 1$. Такое поведение обусловлено повышением эффективности генерации тока за счёт снижения плотности и увеличения электронной температуры плазмы. Также на рисунке показаны линии, соответствующие пределу Гринвальда и значениям параметра $q_{95} = 3$ и 4. Доступная область рабочих токов и плотностей находится ниже токовых кривых и левее предела Гринвальда.

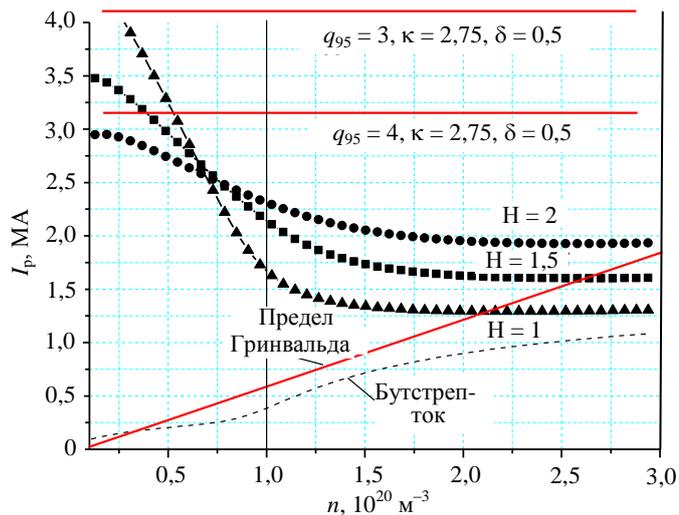


Рис. 1. Зависимость стационарного плазменного тока от плотности плазмы при различных значениях $H = 1, 1.5, 2$ и инъекции пучков дейтерия с энергией 150 кэВ, мощностью 8 МВт, $Z_{\text{эф}} = 1.2$

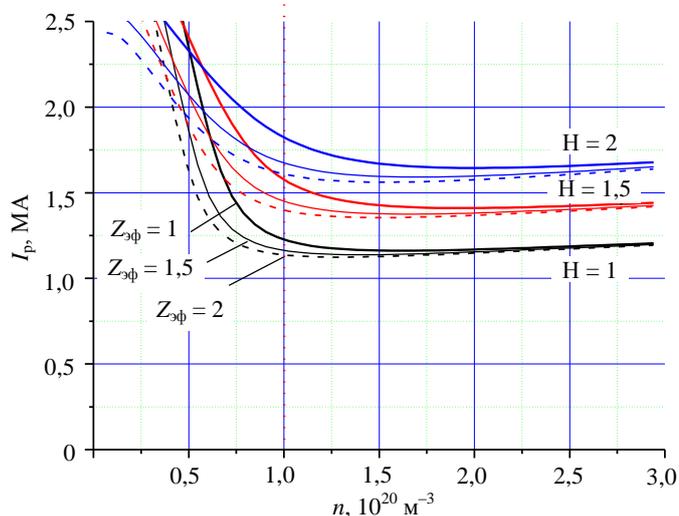


Рис. 2. Зависимость стационарного плазменного тока от плотности плазмы (по оси абсцисс — плотность в единицах 10^{20} м^{-3}) с учётом ион-ионного рассеяния при инъекции пучков дейтерия с энергией 150 кэВ, мощностью 5 МВт для $Z_{\text{эф}} = 1-2$ и $H = 1-2$

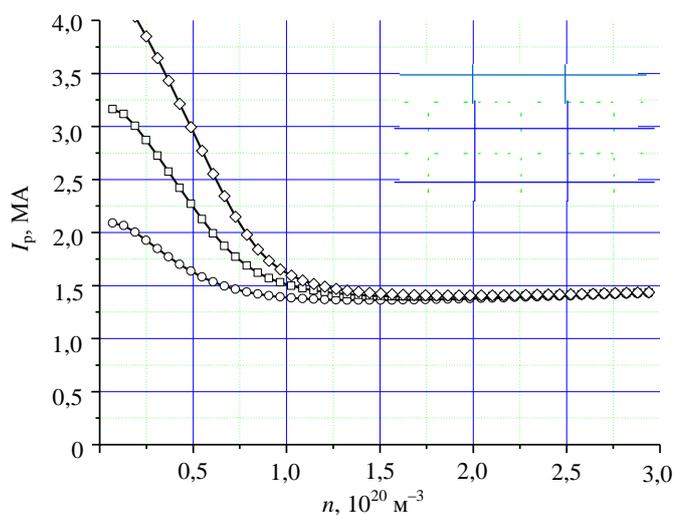


Рис. 3. Зависимость генерируемого тока от плотности плазмы при различных значениях энергии инжектируемых пучков дейтерия E_b для мощности 5 МВт и $H = 1.5$: \circ — 100; \square — 150; \diamond — 200 кэВ

Как видно на рис. 1, ток 1—1,5 МА можно получить в широком диапазоне плотностей до $3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ в режимах с $H = 1.5-2$, а при $H = 1$ — в режимах с рабочей плотностью плазмы менее $2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Причём следует отметить, что по мере увеличения плотности плазмы увеличивается доля бутстреп-тока [17]. Соответствующая зависимость для $H = 1$ показана на рис. 1 пунктиром.

Генерация тока существенно зависит от эффективного заряда плазмы $Z_{\text{эф}}$. Зависимость $I_p(n)$ от различных значений $Z_{\text{эф}}$ показана на рис. 2. Расчёты сделаны без учёта аномальных потерь для режимов с мощностью инъекции 5 МВт, фактор H варьировался от 1 до 2. Как видно, значения генерируемого тока отличаются на 20—40% в зависимости от выбора рабочей плотности плазмы и $Z_{\text{эф}}$. Зависимость от эффективного заряда наиболее сильно проявляется в области малых плотностей.

На рис. 3 показана зависимость тока $I_p(n)$ для ряда энергий пучка E_b . Следует отметить существенную зависимость I_p от E_b в области низких плотностей. Так, при плотности $0.5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ увеличение E_b в 2 раза приводит почти к двукратному увеличению I_p при той же мощности инъекции. В то же время при высоких плотностях эффект на токе от увеличения энергии пучка незначительный.

Плазмофизические параметры стационарного плазменного разряда в ТИН-СТ. Модель позволяет рассчитать основные плазмофизические параметры стационарного плазменного разряда токамака, такие, как:

- энергетическое время жизни плазмы τ_E ;
- тороидальная бета

$$\beta_t = \frac{2nT + \frac{2}{3}n_f \langle E_f \rangle}{B_t^2 / \mu_0}, \quad (20)$$

где n_f — плотность быстрого компонента функции распределения ионов; $\langle E_f \rangle$ — средняя энергия быстрых ионов пучка; μ_0 — магнитная постоянная;

- β_p — полоидальная бета без учёта вклада быстрого компонента;
- нормализованная бета

$$\beta_N = \frac{\beta_t a B_t}{I_p} 100 \text{ (м, Тл, МА)}; \quad (21)$$

— α_{th} — доля энергии, приходящаяся на тепловой компонент (см. формулу (10)).

На рис. 4 представлены параметры установки ТИН-СТ на плоскости: плотность плазмы n , ток I_p при инъекции пучков дейтерия с энергией 150 кэВ и мощностью 6 МВт, $N = 1,5$. Также показана зависимость стационарного плазменного тока от плотности плазмы. Расчёт сделан с учётом ион-ионного рассеяния. Значения параметров, обозначенные цифрами, достигаются в точке пересечения с токовой кривой.

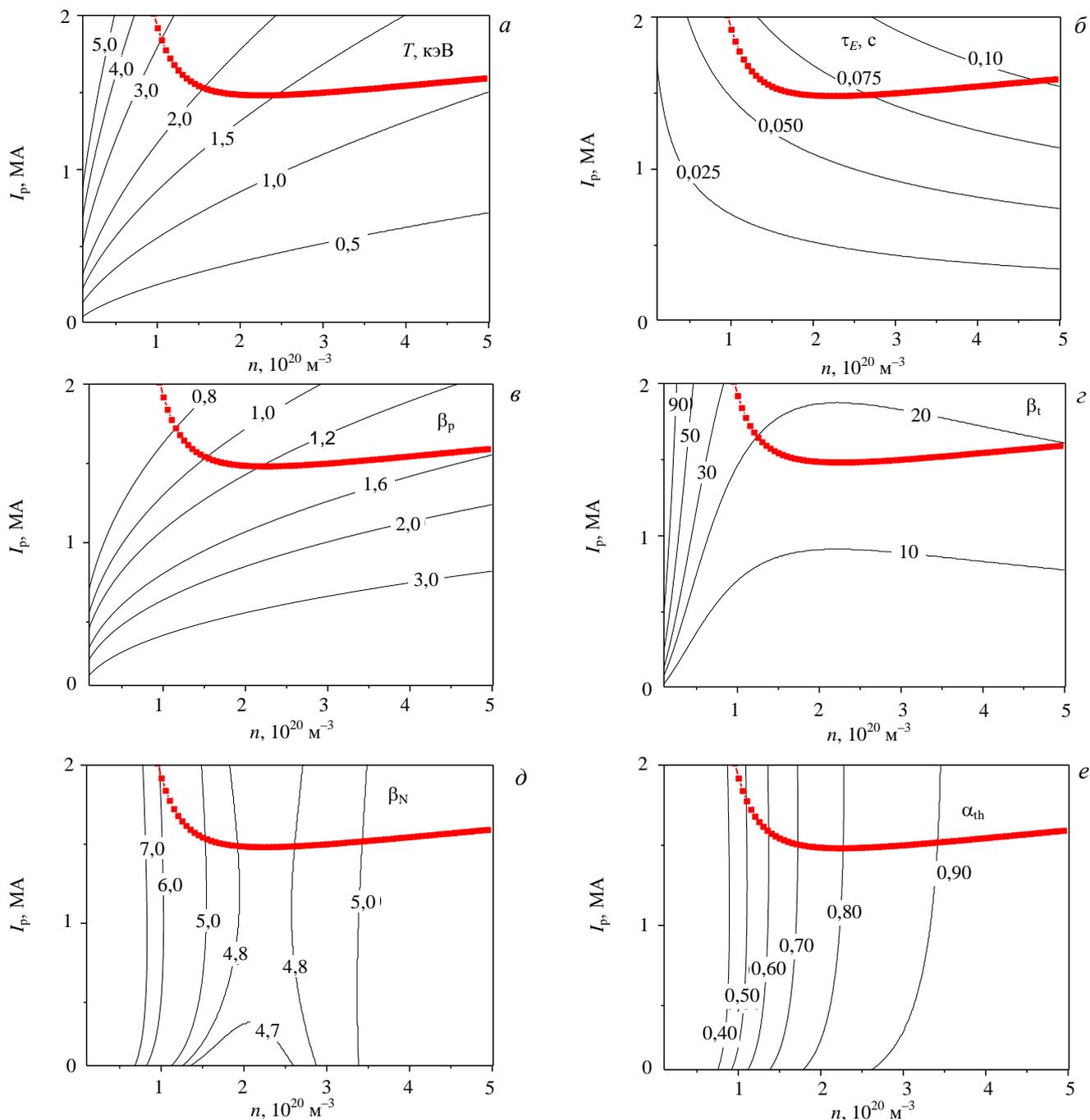


Рис. 4. Зависимость параметров стационарного плазменного режима: *a* — температуры плазмы, *б* — энергетического времени жизни; *в* — полоидальной β_p ; *г* — тороидальной β_t ; *д* — нормализованной β_N ; *е* — доли энергии, запасённой в тепловом компоненте, от плотности плазмы DT (1:1) и плазменного тока при инъекции пучков дейтерия мощностью 6 МВт с энергией 150 кэВ, $N = 1,5$

На рис. 4 видно, что по мере увеличения плотности в широком диапазоне от 10^{20} до $5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ средняя температура плазмы уменьшается от 3 до 1 кэВ. При этом время удержания теплового компонента увеличивается почти в 2 раза, β_p растёт от 0,8 до 1,6, а β_t сохраняется $\sim 15\%$. По мере увеличения n растёт доля энергии теплового компонента. Значения β_N в указанном диапазоне слабо зависят от плотности плазмы и минимальны при плотности $\sim 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Данный минимум смещается в сторону больших n по мере увели-

чения мощности инжекции. При $n < 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ основной вклад в нормализованное давление вносит быстрый компонент, а при $n > 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ — тепловой.

Расчёты мощности реакции синтеза. Оптимизация плазменных условий и параметров инжекции. На рис. 5 показаны параметры быстрых ионов, образующихся при инжекции пучков дейтерия мощностью 6 МВт с энергией 150 кэВ и мощности синтеза при $H = 1,5$:

- время торможения пучка τ_{sc} ;
- средняя энергия быстрых ионов $\langle E_f \rangle$;
- критическая энергия пучка E_c ;
- концентрация быстрых ионов $n_f = P_{tot} \tau_{sc} / \langle E_f \rangle V$;
- мощность синтеза в реакции «пучок—плазма» $P_{fb} = n_f n_t \langle \sigma v \rangle_f V E_n$, где $\langle \sigma v \rangle_f$ — усреднённое произведение сечения реакции DT на скорость ионов по функции распределения быстрых ионов, $E_n = 14,1 \text{ МэВ}$;
- мощность нейтронов термоядерного синтеза в DT-реакции на тепловом компоненте P_{fm} .

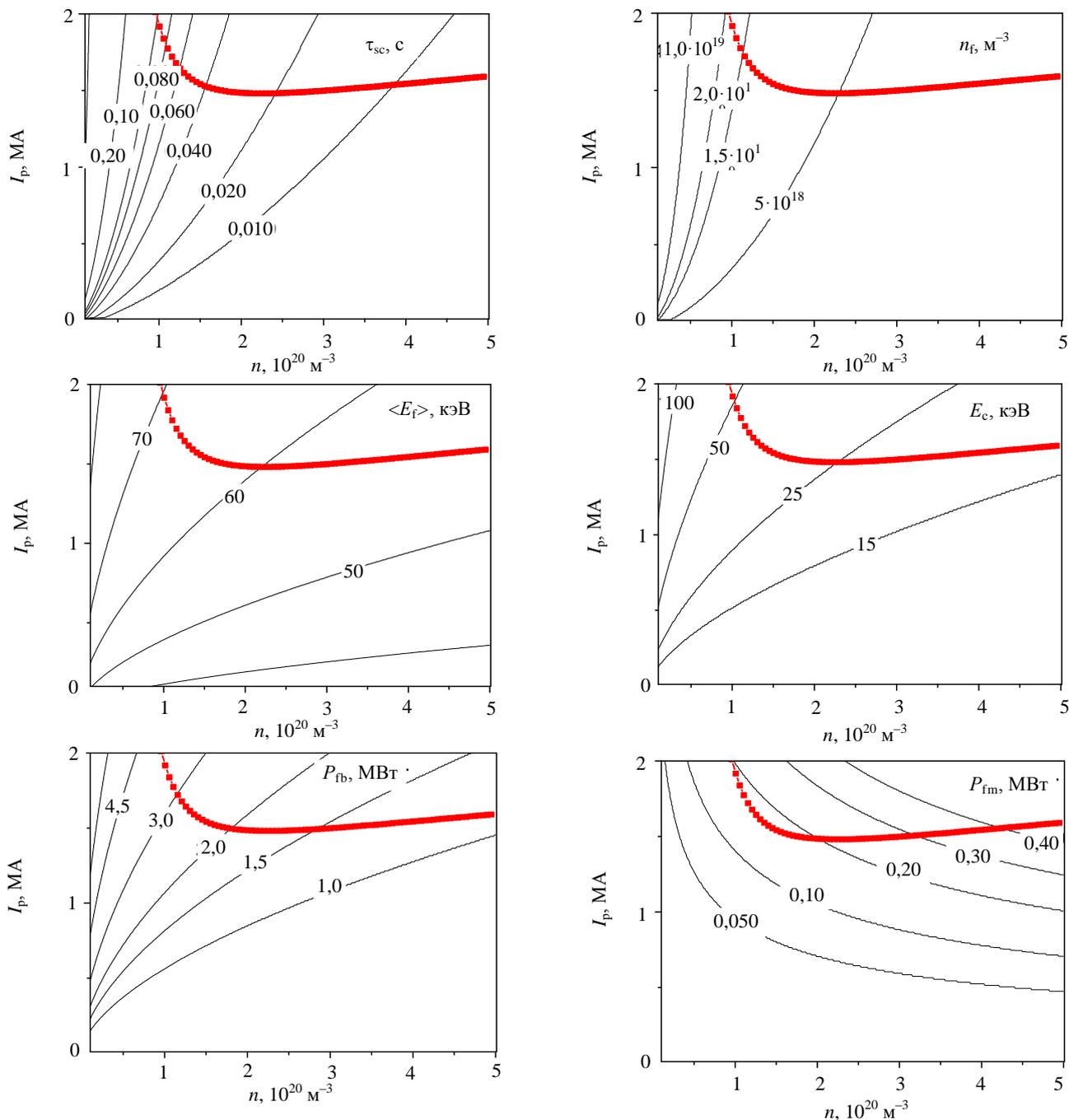


Рис. 5. Зависимость параметров быстрых ионов от плотности плазмы DT(1:1) и плазменного тока при инжекции пучков дейтерия мощностью 6 МВт с энергией 150 кэВ, $H = 1,5$

На рис. 5 видно, что при росте плотности от 10^{20} до $5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ классическое время торможения пучка уменьшается на порядок. Аналогично на порядок падает плотность быстрых ионов, средняя энергия которых снижается слабо от 70 до 50 кэВ. Критическая энергия E_c уменьшается от 50 до 20 кэВ за счёт роста влияния на торможение электронного компонента. Мощность нейтронного потока в реакции «пучок—плазма» снижается с 3 до 1 МВт, мощность термоядерного синтеза, увеличиваясь, составляет всего 0,2—0,5 МВт.

Отметим, что в режиме с $n = 1,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и ниже более 50% энергии запасено в быстром компоненте ионов, средняя энергия которых более 50 кэВ. В такой плазме физика удержания быстрого компонента недостаточно изучена и теоретически, и экспериментально. Быстрый компонент может заметно изменить параметры равновесия и устойчивости по сравнению с максвелловской плазмой.

Расчёты показали, что зависимость мощности нейтронного потока в реакции «пучок—плазма» от энергии инжектируемых ионов имеет вид кривой с максимумом в области энергии 125—150 кэВ. Максимум смещается в сторону больших энергий по мере роста H-фактора. Соответствующие зависимости показаны на рис. 6.

Такое поведение P_{fb} подтверждает расчёты, сделанные Джессби ещё в 1977 г. [23]. Для получения максимального нейтронного выхода, очевидно, следует увеличивать энергию инжектируемых ионов с учётом того, чтобы характерная длина ионизации быстрых нейтралов была меньше длины их пути в плазме в 4—5 раз, обеспечивая процентный уровень не захваченной мощности. Зависимость P_{fb} от электронной температуры плазмы близка к линейной. Приближенно в ТИН-СТ её можно описать формулой $P_{fb} = 0,2TP_{tot}$. Рис. 7 иллюстрирует эту тенденцию.

Отметим, что вывод о необходимости высокой электронной температуры для получения максимального выхода в реакции «пучок—плазма» был сделан ранее в работе [24].

О ВЛИЯНИИ ПОТЕРЬ БЫСТРЫХ ИОНОВ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС

Для учёта потерь быстрых ионов в уравнении Фоккера—Планка было введено слагаемое, учитывающее аномальный перенос при взаимодействии с плазменными колебаниями. На необходимость учёта данного фактора указывают многочисленные эксперименты [25, 26], свидетельствующие о завышенных расчётных значениях нейтронного выхода в токамаках. Для согласования расчётов с экспериментами достаточно ввести аномальные потери быстрых ионов с коэффициентом диффузии $D = 0,5 \text{ м}^2/\text{с}$.

Опишем результаты оценки удержания быстрых ионов с использованием данного приближения и влияния аномальных потерь на значения тока I_p и других плазменных параметров.

Быстрые ионы в ТИН-СТ. Интерес к поведению быстрых ионов, исследования которых ведутся на ряде крупных установок [27], связан с проблемой возбуждения ими альфвеновских мод. В стадии горе-

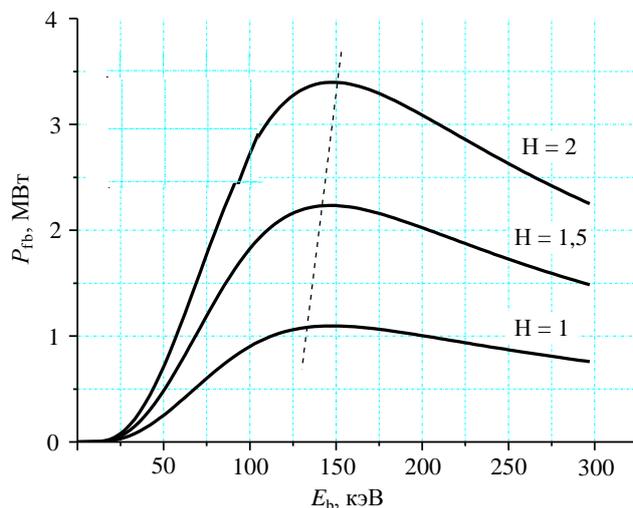


Рис. 6. Зависимость мощности синтеза на пучке от энергии быстрых частиц при различных значениях электронной температуры в режимах инжекции пучков дейтерия мощностью $P_{tot} = 5 \text{ МВт}$, $n = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, DT (1:1)

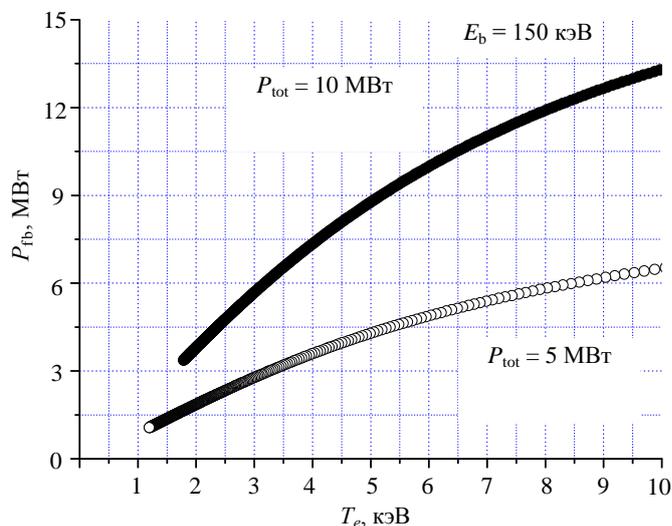


Рис. 7. Зависимость мощности синтеза на пучке с энергией $E_b = 150 \text{ кэВ}$ от температуры плазмы при различных значениях мощности инжекции, $H = 1,5$

ния наиболее опасными для плазмы реактора оказываются α -частицы, скорость которых превышает альфвеновскую скорость в плазме в несколько раз:

$$v_a = \frac{B_t}{(\mu_0 n_i m_i)^{0,5}} = 2,18 \cdot 10^{16} \frac{B_t}{(n_i A_i)^{0,5}} \text{ (м/с, Тл, м}^{-3}\text{)}.$$

Для установки ТИН-СТ возбуждение альфвеновских мод также имеет существенное значение, поскольку в наиболее мощных режимах более 50% энергосодержания плазмы будет приходиться на быстрый компонент, скорость ионов пучка будет превышать скорость альфвеновских волн.

На установке NSTX низкое тороидальное магнитное поле (0,4 Тл) позволило исследовать возбуждение альфвеновских неустойчивостей уже при относительно невысокой энергии пучка (менее 100 кэВ). Инкремент возбуждения мод определяется значением β_N для быстрого компонента, значение же тепловой β_N определяет спектральный состав и влияет на скорость затухания мод [26].

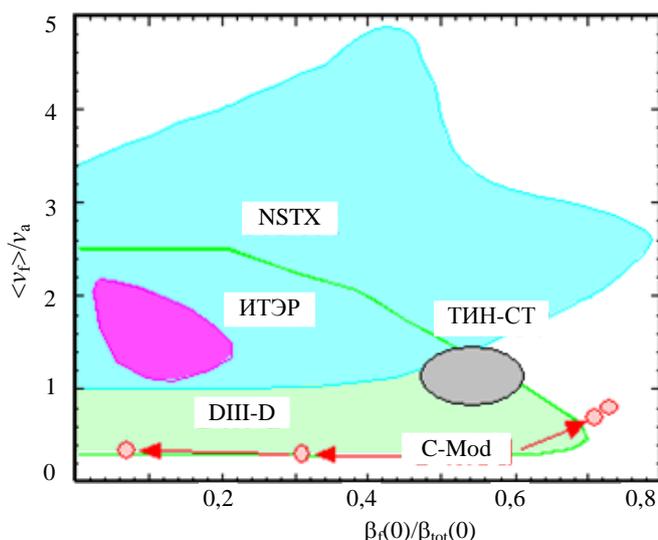


Рис. 8. Исследованные области в NSTX, DIII-D на плоскости двух параметров: отношения средней скорости пучка к альфвеновской и отношения β_f для быстрого компонента к β_{tot} [29]. Показана также предполагаемая рабочая область для ТИН-СТ

На рис. 8 показаны рабочие области установок NSTX (с высокой β_N), DIII-D (с умеренной β_N) и C-Mod (с низкой β_N) [28, 29]. Видно, что в современных токамаках поведение альфвеновских мод уже исследовано в условиях, когда отношение скорости быстрых ионов к альфвеновской достигало значения ~ 5 , доля быстрого компонента в β_{tot} составляла до 80%.

Из наших оценок следует, что в плазме ТИН-СТ отношение скорости быстрых ионов к альфвеновской будет ~ 1 , при этом отношение β_f/β_{tot} около 0,5 (показано на рис. 8).

В условиях экспериментов на NSTX и DIII-D, несмотря на отмеченное воздействие возбуждаемых альфвеновских мод на удержание быстрых частиц и нейтронный выход, в целом ухудшение характеристик плазмы не превышало десятков процентов [25, 29]. Такие значения представляются вполне приемлемыми, так что на основе доступной информации прогноз для ТИН-СТ скорее благоприятный.

Важную роль в плазме ТИН-СТ играет анизотропия давления, создаваемая интенсивным пучковым нагревом, которая может изменить равновесие и воздействовать на классические МГД-неустойчивости токамака. Анизотропия плазмы в ТИН-СТ будет существенно выше, чем в ИТЭР, где распределение α -частиц в стадии горения ожидается практически изотропным, или в DIII-D, NSTX, где аналогично ТИН-СТ имеется выделенное направление для давления вдоль линии инжекции пучка или поперёк силовых линий магнитного поля при ИЦР-нагреве на установке Алкатор C-Mod.

Ещё одним параметром, который может повлиять на скорость раскочки альфвеновских мод, является отношение ларморовского радиуса быстрых ионов к малому радиусу установки [30]:

$$\rho^{*,i} = 4,57 \cdot 10^{-3} \frac{(T_i A_i)^{0,5}}{a B_t} \text{ (кэВ, м, Тл)}.$$

В ТИН-СТ значение $\rho^{*,i}$ будет лежать в диапазоне 0,02—0,05 (см. далее рис. 12). Для сравнения, на установках JET и JT-60 это значение значительно меньше 0,005. Высокие значения $\rho^{*,i}$ могут стать причиной кинетических процессов, не столь ярко выраженных в близких к гидродинамическим условиям современных токамаков и ИТЭР.

Эффекты анизотропии плазмы и $\rho^{*,i}$ в ТИН-СТ на сегодня представляются наименее изученными, и, скорее всего, для оптимизации режимов потребуются дополнительные теоретические и экспериментальные НИОКР.

В табл. 2 приведены параметры быстрых ионов на современных действующих установках и в ТИН-СТ.

Т а б л и ц а 2. Параметры быстрых ионов на установке ТИН-СТ и ряде современных действующих установок

Параметр	Токамак							ТИН-СТ
	TFTR	JET	JT-60U	JET	ИТЭР	NSTX	Alcator C-Mod	
«Быстрые» ионы	α -частицы	α -частицы	D	α -частицы	α -частицы	D	D	D
Источник	Синтез	Синтез	NBI	ICRH	Синтез	NBI	NBI	NBI
τ_{sc} , мс	500	1000	85	400	800	9	10	33
$P_f(0)$, МВт/м ³	0,28	0,12	0,12	0,5	0,55	0,4*	6,7	4*
$n_f(0)/n(0)$, %	0,3	0,44	2	1,5	1,2	0,5*	13	11*
$\beta_f(0)$, %	0,26	0,7	0,6	3	1,2	—	~7	—
$\langle\beta_f\rangle$, %	0,03	0,12	0,15	0,3	0,3	3	1,4	8
$v_f(0)/v_a(0)$	1,6	1,6	1,9	1,3	1,9	1*	0,2—0,8	1*

Примечание: * — средние значения данных параметров.

Из таблицы следует, что быстрые ионы в ТИН-СТ имеют несколько экстремальных характеристик:

- высокое значение удельного энерговклада на границе исследованной области (в Алкаторе С-Мод);
- высокое значение доли быстрых ионов $\langle n_f \rangle / n = 11\%$, которое заметно выше достигнутой в JT-60U;
- высокие значения β_f , приходящиеся на быстрый компонент, которые в 2,5 раза больше, чем в NSTX, и сопоставимы с значениями для теплового компонента.

Значения перечисленных характеристик в ТИН-СТ существенно выше максимальных, полученных на современных установках, что говорит о возможных проблемах при реализации режимов с такими параметрами. В то же время отношение средней скорости быстрых ионов к альфвеновской соответствует значению ~ 1 и лежит внутри исследованного диапазона так же, как и характерное время замедления пучка τ_{sc} . Поэтому получение в установке расчётных параметров пучка представляется весьма вероятным.

Моделирование параметров плазмы и разряда в токамаке ТИН-СТ с учётом потерь в быстром компоненте. На рис. 9, 10 показаны зависимости I_p и мощности нейтронного потока P_{fn} от n при мощности $P_{tot} = 5$ МВт дейтериевых пучков с $E_b = 150$ кэВ в DT-плазме с учётом различных процессов, формирующих время торможения быстрых ионов τ_s . Кривая τ_{sc0} соответствует результатам без учёта торможения пучка на ионном компоненте, кривая τ_{sc} — учёту данного взаимодействия. Следует отметить, что в области низких плотностей значения стационарного плазменного тока и мощности синтеза существенно отличаются для этих случаев.

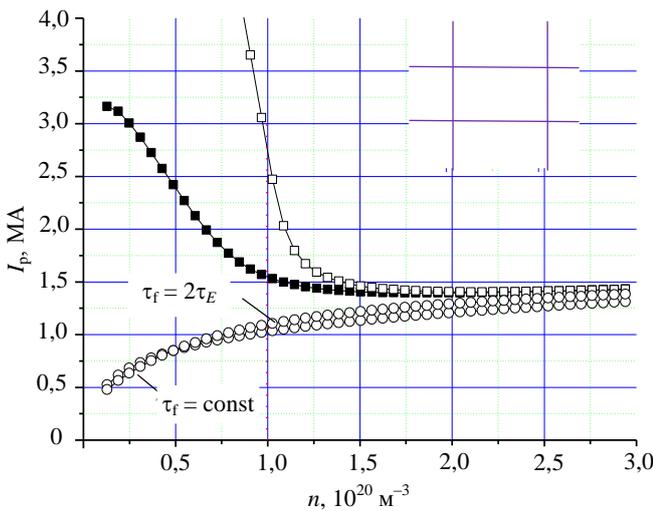


Рис. 9. Зависимость стационарного плазменного тока от плотности плазмы при инжекции пучков дейтерия с энергией 150 кэВ при мощности нагрева $P_{tot} = 5$ МВт и $H = 1,5$. При низкой плотности видны сильные эффекты функциональной зависимости времени торможения пучка быстрых ионов: \square — τ_{sc0} ; \blacksquare — τ_{sc} ; \circ — τ_s

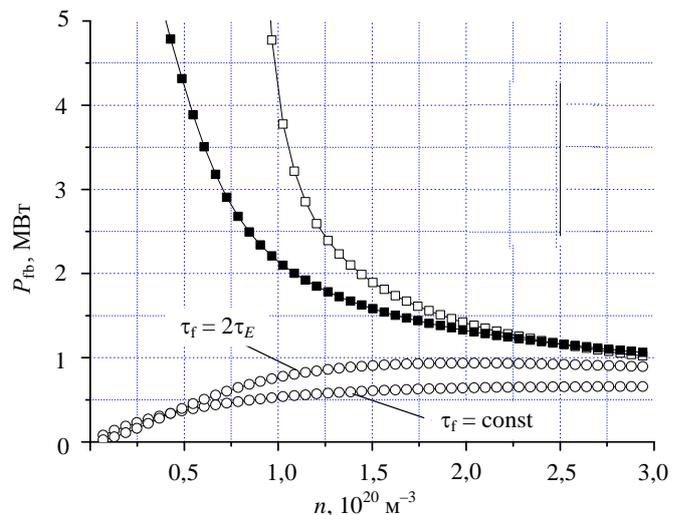


Рис. 10. Зависимость мощности нейтронного выхода в стационарных режимах от плотности плазмы при инжекции пучков дейтерия с энергией 150 кэВ при мощности $P_{tot} = 5$ МВт и $H = 1,5$. Видно влияние механизмов потерь на мощность реакции синтеза при низкой и высокой плотности: \square — τ_{sc0} ; \blacksquare — τ_{sc} ; \circ — τ_s

Потери быстрых ионов значительно уменьшают значения I_p и P_{in} в области малых n . Кривая τ_s^* ($\alpha = 2$) соответствует оценке прямых потерь быстрых частиц с использованием характерного времени τ_p , пропорционального времени удержания энергии τ_E , кривая τ_s^* ($\tau_p = \text{const}$) получена при использовании постоянного коэффициента аномальной диффузии $D = 0,5 \text{ м}^2/\text{с}$, обеспечивающего характерное время около 45 мс. Видно, что ток и нейтронная мощность качественно отличаются от вариантов без учёта потерь быстрых ионов. Вместо роста параметров при уменьшении плотности происходит их сильное снижение. Потери быстрых ионов перестают существенно влиять на генерацию I_p и P_{in} только при плотности около $3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. В случае значительных ионных потерь, по-видимому, придётся увеличивать плотность плазмы до уровня, близкого к пределу Гринвальда. Благоприятными последствиями повышения плотности плазмы являются снижение β_N , повышающее устойчивость, и уменьшение диверторных нагрузок [29].

В табл. 3 приведены значения основных параметров стационарного разряда ТИН-СТ при мощности инжекции 5 и 10 МВт без учёта ион-ионного рассеяния (центральная колонка), с учётом ион-ионного рассеяния (отмечено *), а также с учётом потерь быстрых ионов с коэффициентом диффузии $0,5 \text{ м}^2/\text{с}$ (отмечено **).

Т а б л и ц а 3. Параметры ТИН-СТ ($a = 0,3 \text{ м}$, $R = 0,5 \text{ м}$, $R/a = 1,67$, $\kappa = 2,75$, $\delta = 0,5$, $B_0 = 1,5 \text{ Тл}$) при значениях $n = 1$ и $3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и мощности инжектируемого в плазму DT (1:1) с $Z_{эф} = 1,2$ пучка дейтерия при $E_b = 150 \text{ кэВ}$, $H = 1,5$

Параметр	Режим				
	1**	2**	3	3*	3**
$n, 10^{20} \text{ м}^{-3}$	1	1	3	3	3
$P_{tot}, \text{ МВт}$	6	10	10	10	10
$T, \text{ кэВ}$	1,2	1,4	1,85	1,78	1,2
β_N	3,0	4,1	6,4	6,2	4,9
β_p	0,8	0,83	1,34	1,39	1,35
β_i	7,1	10,3	25,6	23,8	15,8
q_{95}	13,5	12,6	8,0	8,3	9,6
$I_p, \text{ МА}$	1,1	1,2	1,8	1,7	1,45
$I_{bs}, \text{ МА}$	0,9	0,8	1,2	1,2	1,25
$I_{cd}, \text{ МА}$	0,2	0,4	0,6	0,5	0,2
$\tau_E, \text{ мс}$	35	27	65	63	53
$\tau_s, \text{ мс}$	36	43	24	19	13
$n_f, 10^{18} \text{ м}^{-3}$	4,4	7,7	7,9	6,4	3,7
$\langle E_f \rangle, \text{ кэВ}$	56	58	62	61,5	57
$E_{cs}, \text{ кэВ}$	19	22	30	28,5	20
$P_{fb}, \text{ МВт}$	0,67	1,25	4,16	3,35	1,7
$P_{fm}, \text{ МВт}$	0,03	0,035	0,53	0,49	0,24
$v^{*,e}$	0,13	0,085	0,09	0,1	0,25
$\rho^{*,i}$	0,017	0,019	0,022	0,021	0,018
$\alpha_{th}, \%$	59	48	77	80	84
$\langle v_b \rangle / v_a$	0,9	0,95	1,7	1,7	1,6

Из табл. 3 видно влияние плотности и механизмов потерь энергии быстрыми ионами на параметры стационарных разрядов ТИН-СТ. Так, при увеличении мощности инжекции больше чем в 1,5 раза уменьшается τ_E , что приводит к незначительному изменению I_p и T на ~5—10%. При слабом увеличении времени торможения τ_s без аномальных потерь заметно увеличивается плотность быстрых ионов, что приводит к увеличению мощности синтеза в реакции «пучок—плазма» почти в 2 раза. Однако доля энергии теплового компонента уменьшается, а β_N увеличивается от 3 до 4 за счёт увеличения плотности быстрого компонента.

Табл. 3 иллюстрирует также влияние на параметры разряда механизмов, формирующих функцию распределения быстрых ионов (режимы 3, 3*, 3**): электронное торможение, ион-ионное рассеяние, аномальные потери быстрых ионов. В области высоких плотностей, близких к пределу Гринвальда, добавление ион-ионного рассеяния к электронному слабо изменяет параметры стационарного разряда. Вместе с тем за счёт уменьшения времени торможения на ~20% уменьшается плотность быстрых ионов, ведущая к соответствующему уменьшению на ~20% мощности синтеза в реакции «пучок—плазма». Включение потерь быстрых ионов с коэффициентом диффузии $0,5 \text{ м}^2/\text{с}$ даже при высокой плотности

$3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ уменьшает плазменный ток на 15—20%, температуру на 50%. При этом β_N уменьшается с 6 до 5 за счёт уменьшения вклада быстрых ионов.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОСТЬ В ПЛАЗМЕ ТИН-СТ

Режимы ТИН-СТ отличаются от экспериментальных режимов на современных токамаках высокой плотностью мощности нагрева P_{tot}/V . Высокое энерговыделение может привести к значительной доле энергии в быстром компоненте, высокой скорости тороидального вращения плазмы, низкой электронной столкновительности [30]:

$$\nu^{*,e} = 0,01 \frac{n_{20} q_{95} R Z_{\text{эф}} \epsilon^{-1,5}}{T^2} \quad (10^{20} \text{ м}^{-3}, \text{ м, кэВ}).$$

Пониженная столкновительность $\nu^{*,e}$ может существенно повлиять на удержание энергии плазмы, учитывая высокий теплоперенос на электронах. Однако, как видно на рис. 11, в ТИН-СТ значения $\nu^{*,e} = 0,03—0,3$ близки к реализованным в современных установках (например, NSTX — 0,3, MAST — 0,1, JET — 0,02). Поэтому проведение дополнительных экспериментов для уточнения энергетического скейлинга и характеристик устойчивости, обусловленных столкновительностью, в плазме ТИН-СТ, возможно, не потребуется. С учётом потерь быстрых частиц параметр $\nu^{*,e}$

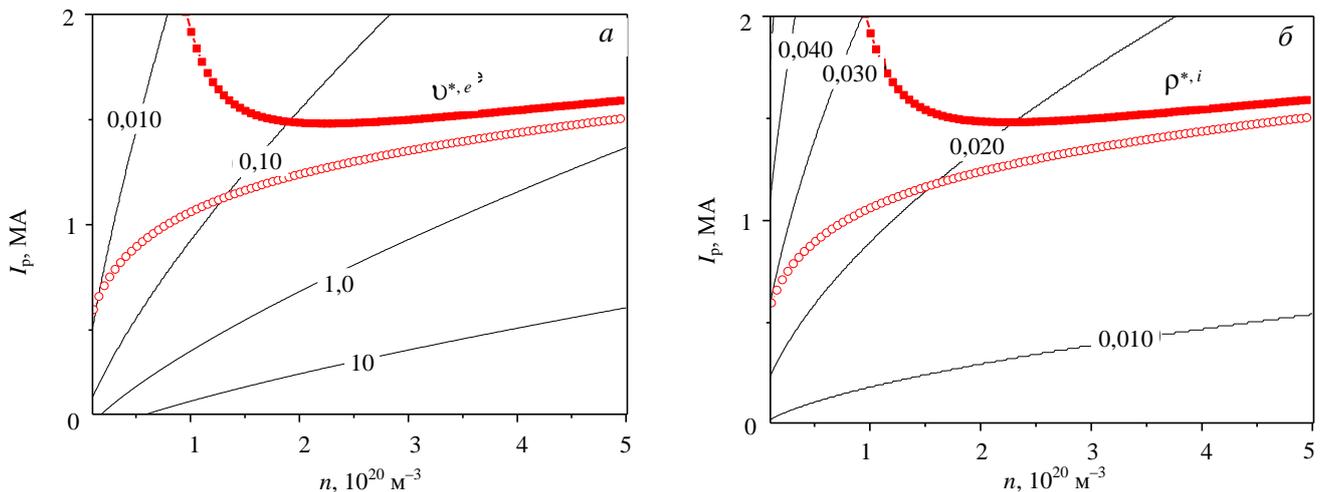


Рис. 11. Значение $\nu^{*,e}$ (а) и $\rho^{*,i}$ (б) на плоскости плотность плазмы и плазменный ток: $E_b = 150$ кэВ, $P_{\text{tot}} = 6$ МВт, $H = 1,5$ превышает 0,3.

На рис. 12 на плоскости β_t и $\nu^{*,e}$ представлены исследованные рабочие области установок NSTX, DIII-D, ряда установок с умеренным значением аспектного отношения, а также прогнозы для проектов ИТЭР и ТИН-СТ. Расчёты для ТИН-СТ показывают, что рабочая область пересекается с исследованными режимами на NSTX. Значения β_t в базовых режимах составляют около половины от рекордных значений NSTX, и ожидаются значения $\nu^{*,e}$ практически на границе исследованной области. Поэтому можно сделать благоприятный прогноз для работы установки в режимах с низкой электронной столк-

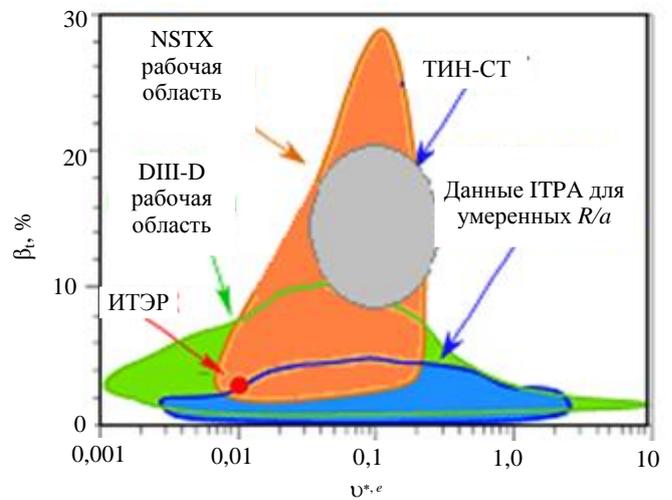


Рис. 12. Исследованные области в NSTX, DIII-D на плоскости β_t и $\nu^{*,e}$ [29]. Показана предполагаемая рабочая область для ТИН-СТ

новительностью.

СРАВНЕНИЕ РАСЧЁТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ СКЕЙЛИНГОВ ИТЭР И ВАЛОВИЧА [19]

На рис. 13 для ряда вариантов потерь быстрых ионов показана зависимость доли энергии в тепло-

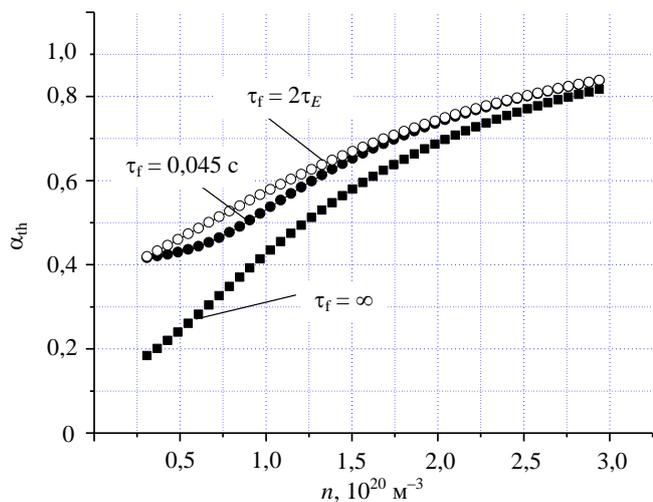


Рис. 13. Зависимость доли энергии в тепловом компоненте α_{th} от плотности плазмы в стационарном режиме ТИН-СТ при инъекции дейтериевого пучка с энергией $E_b = 150$ кэВ и мощностью $P_{tot} = 8$ МВт с учётом ($\tau_f = 0,045$ с и $\tau_f = 2\tau_E$) и без учёта ($\tau_f = \infty$) потерь быстрых ионов

вом компоненте (см. формулу (10)) от плотности в стационарном режиме ТИН-СТ при инъекции дейтериевого пучка с энергией $E_b = 150$ кэВ и мощностью $P_{tot} = 8$ МВт.

Как видно, аномальные потери быстрых ионов существенно увеличивают долю энергии теплового компонента по мере уменьшения плотности в диапазоне до $3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Данные зависимости использовались для расчёта стационарного тока и мощности нейтронного потока по скейлингу Валовича. Показатель степени при плотности α_n варьировался от 0 до 0,4. На рис. 14 и 15 показаны зависимости тока I_p и мощности P_{fn} от плотности плазмы, полученные при использовании скейлинга IPV98(y, 2) и скейлинга Валовича в ТИН-СТ при инъекции пучков дейтерия с энергией 150 кэВ и мощностью нагрева 8 МВт. Как видно, в диапазоне плотности до $3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ сохраняется функциональная зависимость стационарного

плазменного тока и соответствующего значения мощности нейтронного потока в реакции «пучок—плазма» от плотности плазмы. Однако значения данных параметров, рассчитанные по Валовичу, больше, чем соответствующие значения, рассчитанные по скейлингу ИТЭР. Последнее объясняется улучшенным удержанием теплового компонента в сферическом токамаке по сравнению с классическим токамаком. Следует отметить сильную зависимость полученных результатов расчётов от показателя степени при плотности в скейлинге Валовича. При низких плотностях для слабой зависимости энергетического времени от плотности генерируемый ток и мощность синтеза увеличиваются. При высоких плот-

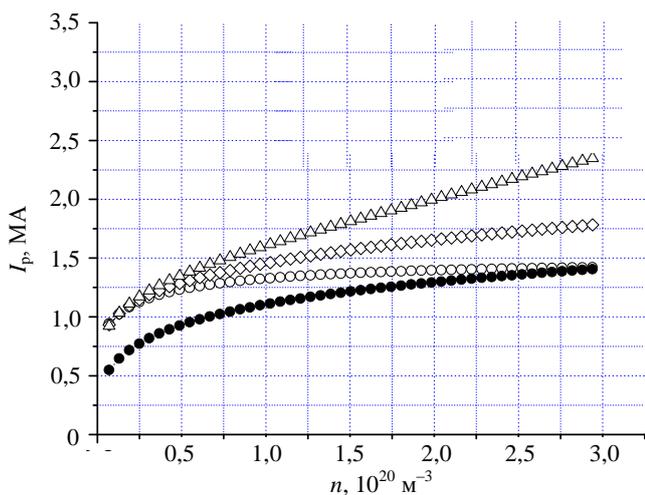


Рис. 14. Зависимость величины стационарного плазменного тока от плотности плазмы, полученная при использовании скейлинга IPV98(y, 2) и скейлинга Валовича для сферических токамаков в стационарных режимах ТИН-СТ при инъекции пучков дейтерия с энергией 150 кэВ и мощностью 8 МВт: \circ — скейлинг Валовича ($\alpha_n = 0$); \diamond — скейлинг Валовича ($\alpha_n = 0,2$); Δ — скейлинг Валовича ($\alpha_n = 0,4$); \bullet — скейлинг

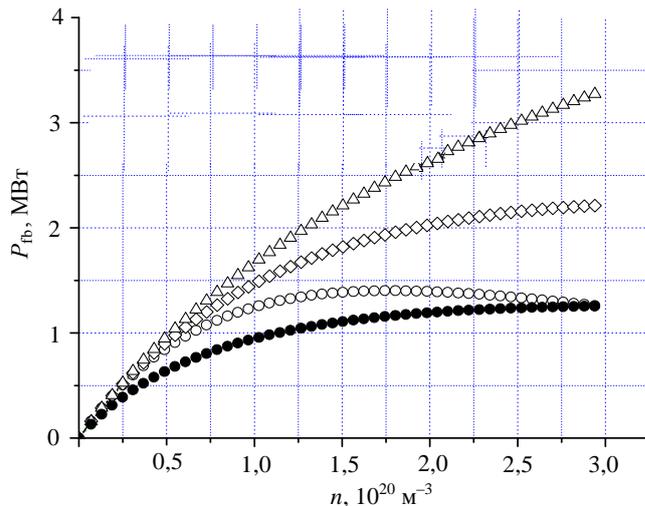


Рис. 15. Зависимость мощности нейтронного потока в реакции «пучок—плазма» от плотности плазмы, полученная при использовании скейлинга IPV98(y, 2) и скейлинга Валовича в стационарных режимах ТИН-СТ при инъекции пучков дейтерия с энергией 150 кэВ при мощности дополнительного нагрева 8 МВт: \circ — скейлинг Валовича ($\alpha_n = 0$); \diamond — скейлинг Валовича ($\alpha_n = 0,2$); Δ — скейлинг Валовича ($\alpha_n = 0,4$); \bullet — скейлинг ИТЭР

ностях более сильная зависимость от плотности повышает значение I_p .

ВЫБОР ОБЛАСТИ СТАЦИОНАРНОЙ РАБОТЫ УСТАНОВКИ ТИН-СТ

При выборе рабочей области ТИН-СТ необходимо обеспечить условия оптимальной устойчивости плазмы, стационарности разряда с генерацией максимальных тока и мощности синтеза на пучке нейтралов, а также снижения средних, импульсных и срывных нагрузок на первую стенку и дивертор. Желательно, чтобы безразмерные параметры установки находились внутри зоны экспериментально исследованных режимов на достаточном удалении от границ устойчивости плазмы.

Указанным условиям удовлетворяют режимы, в которых:

— плотность плазмы порядка $n = (1-3)10^{20} \text{ м}^{-3}$ (данное требование необходимо для эффективного создания и поддержания тока на стационарной стадии разряда);

— $\beta_t < 40\%$ при $\beta_N < 6$;

— значение параметра q_{95} больше 3;

— время торможения пучка больше энергетического времени жизни плазмы;

— доля энергии, приходящейся на тепловой компонент, $\alpha_{th} = 0,7-0,8$;

— мощность синтеза на пучке — несколько МВт;

— электронная температура максимальная.

Последнее связано с тем, что в диапазоне температур до 10 кэВ выход синтеза на пучке почти линейно зависит от температуры.

На рис. 16 показаны экспериментально исследованные области на плоскости $\beta_t - I_N$ [22]. Отмечены данные NSTX, а также проектируемые рабочие области для СТФ, ИТЭР, ТИН-СТ. Для ТИН-СТ предполагаются режимы, для которых значения $\beta_t = 10-20\%$, $I_N = 3-5$, $\beta_N = 3-5$.

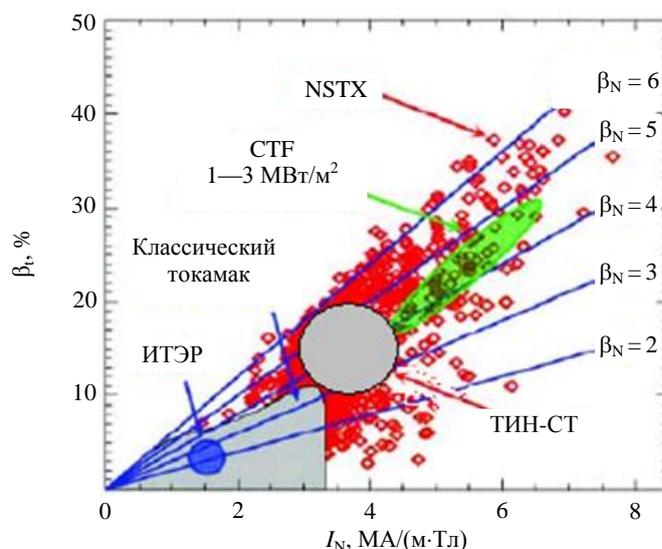


Рис. 16. Параметр бета в обычных и сферических токамаках [22]

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В отличие от классической концепции УТС с термоядерным синтезом на тепловом компоненте плазмы в установках с интенсивной реакцией ядерного синтеза на пучке, таких, как ТИН-СТ, повышение параметра $n\tau_E$ до $>10^{20} \text{ м}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$ не является самой главной целью. Однако рост данного параметра увеличивает плазменный ток, температуру электронов и, следовательно, нейтронный выход. Ионная температура также не является критическим параметром в пучковых системах. Синтез оказывается достаточно эффективным даже при нулевой температуре ионов основной плазмы. Главное для установок такого типа — высокая электронная температура, определяющая время торможения быстрых ионов, в течение которого ионы пучка за счёт своей энергии способны реализовывать синтез дейтерия и трития. Необходимы также хороший захват пучка и низкие потери быстрого компонента ионной функции распределения в процессе термализации.

В рабочих режимах ТИН-СТ около 50% тепловой энергии плазмы будет приходиться на быстрый ионный компонент со средней энергией ~ 50 кэВ и достаточно узким угловым распределением вблизи углов захвата нейтралов. Физика плазмы с сильной анизотропией давления и быстрым тороидальным вращением сегодня мало изучена как экспериментально, так и теоретически. Как равновесие, так и устойчивость могут заметно отличаться от плазмы с изотропными характеристиками. Возможным вариантом уменьшения влияния фактора анизотропии может быть выбор более высокой рабочей плотности порядка $(2-3)10^{20} \text{ м}^{-3}$. Однако не следует однозначно считать анизотропию неблагоприятным

фактором. Так, значительное тороидальное вращение может оказаться полезным для стабилизации проводящей стенкой RWM-мод, вызываемых рассеянными магнитными полями [31—33].

Хотя подъём плотности благоприятно сказывается на работе дивертора, увеличивает бутстреп-ток и снижает долю быстрых частиц в разряде, высокие значения n приводят к проблемам неиндукционной генерации на стадии подъёма тока и поддержания его в стационаре как пучком, так и с помощью волновых схем. Необходимо также учитывать увеличение доли бутстреп-тока с плотностью, что снижает возможности управления профилем тока. Приемлемые условия для управления током реализуются вблизи плотности $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$, где бутстреп-ток сравним с током, генерируемым пучком. К сожалению, эта область испытывает сильное воздействие со стороны аномальных потерь быстрых частиц, и работа в ней будет возможна при значениях коэффициента аномальной диффузии быстрых ионов заметно меньше $0,5 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

На рис. 17 показан возможный выбор рабочей плотности для установки ТИН-СТ. Требуется принимать во внимание следующие факторы: соотношение времени удержания и времени торможения быстрых ионов, желательность умеренного значения β_N при максимальном значении β_t , а также умеренного значения доли энергии, приходящейся на быстрый компонент, и отношения средней скорости быстрых ионов к альфвеновской скорости $<v>/v_a < 1$.

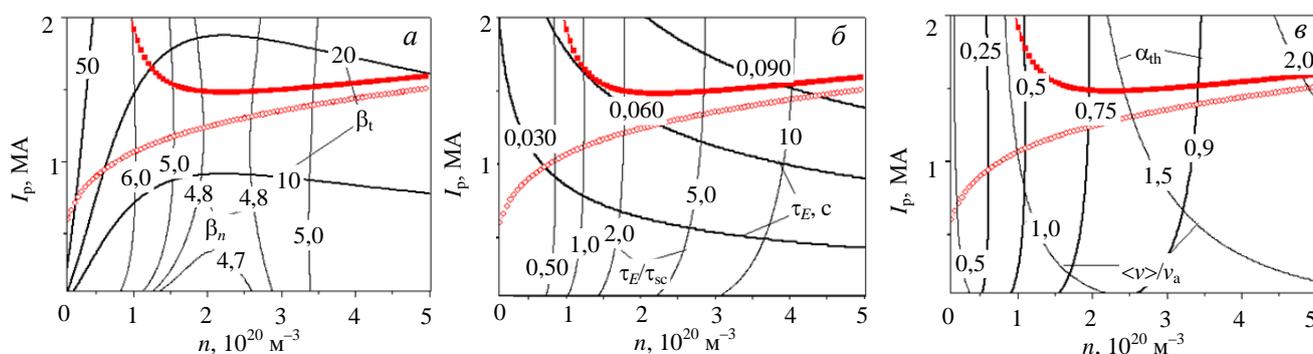


Рис. 17. Выбор рабочей области на плоскости (n, I_p) для стационарной работы ТИН-СТ при мощности инжекции пучка дейтерия с энергией 150 кэВ, $P = 8 \text{ МВт}$, $N = 1,5$. Зависимость от плотности и тока следующих параметров плазмы: *а* — времени удержания энергии и его отношения к времени торможения пучка; *б* — полного тороидального и нормализованного β ; *в* — доли энергии, запасённой в тепловом компоненте, и отношения средней скорости быстрых ионов к альфвеновской скорости

В случае малых аномальных потерь быстрых ионов оптимальная плотность находится при $n < 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Если потери окажутся велики, то рабочая область сместится в большие плотности $n > 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

Из важных результатов, полученных при моделировании генерации тока нейтральным пучком, следует отметить сильную зависимость тока от энергетического времени, что обращает внимание на необходимость уточнения скейлинга ИТЭР для случая сферических токамаков. В области больших плотностей вследствие снижения эффективности генерации тока пучком максимальные достижимые токи будут определяться, в основном, N -фактором. Возможности управления плазмой в режимах с доминирующим бутстреп-током пока неясны, так что потребуются дополнительные экспериментальные исследования в них на действующих сферических токамаках.

Оценки мощности синтеза и параметра Q при различных значениях плотности плазмы, мощности и энергии инжектируемых пучков показали сильную зависимость Q от энергии E_b и характерный максимум при $E_b = 100\text{—}200 \text{ кэВ}$. Как отмечал ещё Джессби [23], энергия, соответствующая максимальному значению нейтронного выхода, смещается в сторону больших значений по мере увеличения электронной температуры. Из этого следует, что в случае улучшенного удержания для повышения мощности синтеза целесообразно увеличивать энергию пучка до $\sim 300 \text{ кэВ}$, что потребует, однако, использования технологии отрицательных ионов [34, 35]. Для инжекторов на положительных ионах оптимальный диапазон энергии пучка для данной установки лежит в области максимальной энергии $\sim 150 \text{ кэВ}$, доступной инжекции с положительными ионами. Оптимальная энергия определяется также геометрическими размерами и параметрами разряда в токамаке. При оптимальных параметрах пучка и разряда можно рассчитывать на достижение в ТИН-СТ значений $Q = 0,2\text{—}1,0$.

Моделирование разрядов в рабочей области ТИН-СТ показывает, что при учёте ион-ионного рассеяния и аномальных потерь быстрых ионов значения стационарного плазменного тока и, соответственно, нейтронного выхода в реакции «пучок—плазма» существенно уменьшаются по сравнению с результатами без учёта этих процессов [17]. Как следствие, сужаются потенциальные возможности работы ТИН в области низкой концентрации и заметно уменьшается диапазон тока в стационарных разрядах. Частично снижение параметров может компенсировать более оптимистичный скейлинг удержания типа скейлинга Валовича. Проблема выбора энергетического скейлинга для низких значений параметра столкновительности плазмы $\rho^{*,i}$ остаётся актуальной в ТИН-СТ с учётом ожидаемых значений электронной столкновительности $\sim 0,03$, которые близки к границе исследованной области в сферических токамаках NSTX и MAST. Скейлинг Валовича, полученный на сферическом токамаке MAST, даёт заметно более благоприятную зависимость удержания энергии от параметров разряда, чем скейлинг ИТЭР. Поскольку моделирование с использованием скейлинга ИТЭР даёт приемлемые характеристики токамака, в случае поведения плазмы, описываемого более оптимистичным скейлингом Валовича, данный фактор не является существенным при конструировании ТИН-СТ как установки с мегаваттным уровнем мощности синтеза.

Поскольку в рабочих режимах ТИН-СТ ожидаемые значения отношения средней скорости ионов пучка к альфвеновской скорости ~ 1 , в них могут возбуждаться альфвеновские моды. Поведение плазмы в близких условиях уже было исследовано на установке NSTX [36]. Были отмечены некоторые эффекты возбуждения альфвеновских мод, включая снижение нейтронного выхода. Последнее указывает на необходимость более тщательного экспериментального и теоретического анализа последствий альфвеновских неустойчивостей на работу ТИН-СТ.

Неблагоприятным фактором для работы ТИН-СТ являются и достаточно большие значения отношения ларморовского радиуса к малому радиусу плазмы $0,02—0,05$. Гидродинамическое описание плазмы в таких условиях может оказаться не вполне корректным. Вполне возможно, потребуются более сложные кинетические модели, учитывающие конечный размер ларморовского радиуса ионов.

Отметим, что α -частицы в ТИН-СТ практически не удерживаются. Их ларморовский радиус (~ 19 см) сопоставим с малым радиусом плазмы (30 см). Потоки α -частиц и 14 МэВ нейтронов в ТИН, естественно, равны, так что можно ожидать их сопоставимых доз на поверхности первой стенки. Специфика дрейфовых потерь α -частиц может добавить заметные неоднородности в распределении потоков, которые требуют отдельного анализа. Наиболее опасным последствием выхода быстрых α -частиц на стенку представляется их воздействие на эрозионные свойства поверхности облицовочных материалов. При ожидаемых дозах $\sim 10^{22}$ $1/\text{см}^2$ разрушение твёрдого поверхностного слоя первой стенки толщиной около 10 мкм будет весьма интенсивным. Так, уже при дозе 10^{19} $1/\text{см}^2$ повреждения вольфрама на глубине около 10 мкм достигают 80 сна [37]. Такой уровень повреждений представляется абсолютно неприемлемым, поскольку приведёт к генерации пыли, заметной эрозии материала, инжекции материала стенки в плазму с существенными ухудшениями параметров разряда. Практически единственным вариантом решения проблемы α -частиц в условиях их слабого удержания представляется использование тонкого (~ 10 мкм) жидкого слоя материала первой стенки. Такой подход может быть реализован с использованием пылевых технологий с инжекцией литиевой пыли [38]. Именно он закладывается в концепцию дивертора и первой стенки ТИН-СТ [39].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная «0»-мерная аналитическая модель для расчёта параметров стационарного плазменного режима в токамаке более точно оценивает энергетический баланс в плазме, учитывает распределение мощности между тепловым и быстрым компонентом пучка, рассеяние пучка на ионах и аномальные потери быстрого компонента. Выполненные на её основе расчёты плазменного тока, складывающегося из бутстреп-тока и тока, генерируемого пучком нейтралов, позволили определить зависимость предельных значений тока разряда от плотности плазмы. Показано, что рассеяние на ионах и аномальные потери значительно снижают значения стационарного тока в токамаке при плотности менее 10^{20} м^{-3} . Эти процессы менее существенны в области высоких плотностей, где доминирует бутстреп-ток. Аналогично ион-ионное рассеяние и потери быстрых ионов при термализации приводят к существенному снижению мощности синтеза в области низких концентраций. В целом указанные процессы формируют тенденцию

к работе токамака в области более высоких плотностей на границе контроля полного тока (при сравнимых величинах бутстреп-тока и тока, генерируемого пучком) или даже выше — вблизи предела Гринвальда. Сделанные оценки мощности реакции синтеза на пучке и коэффициента усиления мощности дополнительного нагрева плазмы за счёт реакции синтеза D+T показывают, что в ТИН-СТ вполне достижим мегаваттный уровень мощности синтеза при коэффициенте усиления мощности Q от 0,2 до 1.

Модель использована для выбора оптимальных параметров разряда ТИН-СТ с целью получения максимальной величины неиндукционного плазменного тока в 1—1,5 МА, а также обеспечения необходимого уровня мощности синтеза (~1—2 МВт) и нейтронного выхода источника до 10^{18} н/с. Моделирование показало почти пропорциональный рост генерации неиндукционного тока в токамаке с увеличением времени удержания энергии. При H-факторе в скейлинге ИТЭР около 2 ожидается широкая область плотности плазмы, в которой при мощности нагрева менее 10 МВт достижимы стационарные режимы с током 1—1,5 МА. Значения плотности в рабочей области лежат в диапазоне $(1—3)10^{20}$ м⁻³. При этом доля создаваемого системами нагрева бутстреп-тока составляет 50—60%. В рабочем режиме такой установки при инжекции пучков дейтерия с энергией 130 кэВ вклад реакции «пучок—плазма» в полный нейтронный выход составляет более 90%.

Область стационарного разряда на плоскости «плотность—ток» ограничена сверху условием генерации тока. Со стороны малых и больших плотностей имеются ограничения, обусловленные значениями полного нормализованного давления β_N , которые не должны превышать 6 — значения, близкого к экспериментальному пределу для сферических установок с выбранными параметрами ТИН-СТ. Нижней границы по токам нет, однако падение удержания при уменьшении тока обуславливает выбор значения рабочего тока вблизи верхней границы.

Доля энергии в быстрых частицах пучка в рабочих режимах ТИН-СТ будет превышать 50% от полного энергосодержания плазмы. Данное значение свидетельствует о сильной анизотропии давления плазмы, которая способна заметно изменить характеристики равновесия и устойчивости. Дополнительные исследования системы «плазма—пучок» могут оказаться необходимы, кроме того, ввиду возможного развития альфвеновских мод и изменения транспортных свойств в области малой столкновительности.

Работа поддержана госконтрактами Росатома № Н.46.45.03.10.1011 и № Н.46.45.90.11.1077, совместным грантом голландского фонда NWO и РФФИ № 047.018.002 и грантом JSPS № S-11079.

REFERENCES

1. **Stacey W.M.** Tokamak demonstration reactors. — Nucl. Fusion, 1995, vol. 35, pp. 1369—1384.
2. **Hong B.G., Lee D.W., Rysl S.** Tokamak reactor system analysis code for the conceptual development of DEMO. — Nuclear Engineering and Technology, 2008, vol. 40, pp. 87—92.
3. **Zollino G. et al.** A comparison between a steady state and a pulsed fusion power plant. — Fusion Engineering and Design, 2011, vol. 86, pp. 2787—2790.
4. **Hong B.G. et al.** Conceptual design study of a superconducting spherical tokamak reactor with a self-consistent system analysis code. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 113013.
5. **Peng Y.K.M. et al.** Fusion nuclear science facility (FNSF) before upgrade to component test facility (CTF). — Fusion Sc. Technol., 2011, vol. 60, pp. 441—448.
6. **Wong C.P.C. et al.** Fusion nuclear science facility — advanced tokamak option. — Fusion Sc. Technol., 2011, vol. 60, pp. 449—453.
7. **Hong B.G., Seo J.H.** Impact of neutronics on the determination of a radial build of tokamak reactor systems. — Fusion Sc. Technol., 2011, vol. 60, pp. 533—537.
8. **Tobita K. et al.** Compact DEMO, SlimCS: design progress and issues. — Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 075029.
9. **Dragojlovic Z. et al.** An advanced computational approach to system modeling of tokamak power plants. — Fusion Engineering and Design, 2010, vol. 85, p. 243—265; <http://www-ferp.ucsd.edu/najmabadi/PAPER/Pre-09-FST-Dragojlovic.pdf>.
10. **Najmabadi F. and the ARIES Team.** The ARIES-AT advanced tokamak, advanced technology fusion power plant. — Fusion Engineering and Design, 2006, vol. 80, p. 3.
11. **Chapman I.T., Kemp R., Ward D.J.** Analysis of high β regimes for DEMO. — Fusion Engineering and Design, 2011, vol. 86, pp. 141—150.
12. **Chang V.S. et al.** Physics basis of a fusion development facility utilizing the tokamak approach. — Fusion Sc. Technol., 2009, vol. 57, pp. 66—93.
13. **Stambaugh R.D. et al.** Fusion nuclear science facility candidates. — Fusion Sc. Technol., 2011, vol. 59, pp. 279—307.
14. **Johner J.** HELIOS: a zero-dimensional tool for next step and reactor studies. — Fusion Sc. Technol., 2011, vol. 59, pp. 308—349.

15. **Kuteev B.V. et al.** Plasma and current drive parameter options for a megawatt range fusion neutron source. — In: 23rd Symposium on Fusion Engineering, 2009.
16. **Kuteev B.V. et al.** Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 073013.
17. **Golikov A.A., Kuteev B.V.** Choice of parameters for steady state operation in a compact tokamak. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2010, issue 2, pp. 50—58 (in Russian).
18. **Progress** in the ITER Physics Basis. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, S404—S413.
19. **Valovič M. et al.** Scaling of H-mode energy confinement with I_p and B_T in the MAST spherical tokamak. — Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 075016.
20. **Dahlburg J. et al.** Characteristics and Contributions of the Three Major United States Toroidal Magnetic Fusion Facilities. Report of the 2005 FESAC Facilities Panel, vol. 1; <http://science.energy.gov/fes/fesac/reports/reports-archive>.
21. **Wesson J.** Tokamaks. Clarendon Press, Oxford, 2004.
22. **Taylor G. et al.** Progress and plans for 2009-13, NSTX 5 year plan review for 2009-13. — In: Conf. Room LSB-318, PPPL, July 28—30, 2008; http://nstx.pppl.gov/DragNDrop/Five_Year_Plans/2009_2013/review_presentations/02_Ono_Facility_Diagnostic_Overview.pdf.
23. **Jassby D.L.** Neutral beam driven tokamak fusion reactors. — Nucl. Fusion, 1977, vol. 17, p. 309.
24. **Pistunovich V.I.** Some problems of tokamak with fast neutral injection. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1976, vol. 2, № 1, pp. 3—29 (in Russian).
25. **Heidbrink W.W. et al.** Evidence for fast-ion transport by microturbulence. — Phys. Rev. Lett., 2009, vol. 103, p. 175001.
26. **Bell M.G.** MHD, transport and boundary studies and development of integrated high-performance scenarios in NSTX. — In: 4th IAEA Technical Meeting on Spherical Torus ENEA. Frascati, 7—10 October, 2008.
27. **Gorelenkov N.N. et al.** On the anomalous fast ion energy diffusion in toroidal plasmas due to cavity modes. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2010, vol. 52, p. 055014.
28. **Synakowski E.J. et al.** The national spherical torus experiment (NSTX) research programme and progress towards high beta, long pulse operating scenarios. — Nucl. Fusion, 2003, vol. 43, p. 1653.
29. **Menard J. and the NSTX Team.** Overview of recent physics results from the National Spherical Torus Experiment. — Nuclear Fusion, 2007, vol. 47, p. 645.
30. **Progress** in the ITER Physics Basis. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, S404—S413.
31. **Fitzpatrick R.** Effect of an error-field on the stability of the resistive wall mode. — Phys. Plasmas, 2007, vol. 14, p. 022505.
32. **Pustovitov V.D.** Resonant field amplification in tokamaks and reversed field pinches: experimental results and a linear model. — In: 36th EPS Conf. on Plasma Phys. Sofia, June 29 — July 3, 2009. ECA, vol. 33E, P-1.177.
33. **Paz-Soldan C. et al.** Stabilization of the resistive wall mode by a rotating solid conductor. — Phys. Rev. Lett., 2011; <http://prl.aps.org/accepted/L/a7079Y27U2b14d39406a2688521813bb89898d7a7>.
34. **Kaneko O. et al.** Status of Negative-Ion-Based Neutral Beam Injectors in LHD. <http://www.plasma.kiev.ua/events/pnnib/kaneko.pdf>.
35. **Ikeda K. et al.** Recent progress of neutral beam injector and beam emission diagnosis in LHD. — Plasma Sci. Technol., 2009, vol. 11, p. 452.
36. **Raman R. et al.** Overview of physics results from NSTX. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51 (9), p. 094011.
37. **Koidan V.S. et al.** Effects of plasma interaction with radiation-damaged tungsten. — In: 23rd Fusion Energy Conf. Daejeon, Republic of Korea, 11—16 October 2010, FTP/3—3Rb; <http://www.pub.iaea.org/MTCD/Meetings>.
38. **Kuteev B.V. et al.** Dust technologies for magnetic fusion. — J. of Nucl. Mater., 2011, vol. 415, Issue 1, Supplement, 1 August, p. S1073—S1076 (Proc. of the 19th Intern. Conf. on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion).
39. **Sergeev V.Yu. et al.** Concept of divertor of fusion driven neutron source on basis of spherical tokamak (FNS-ST). — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2012 (accepted for publication, in Russian).

AUTHORS

Golikov A.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Golikov_AA@nrcki.ru

Kuteev B.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Kuteev_BV@nrcki.ru

Received 24 November 2011
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2012, issue 1, pp. 45—63.