УДК 621.039.6

О ПРЕДЕЛАХ КОМПАКТНОСТИ НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ОСНОВЕ ТОКАМАКА

Э.А. Азизов¹, А.Б. Минеев²¹ИФТ НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург, Россия

Разработка и создание стационарных источников нейтронов на основе токамаков в последнее время переходят из разряда отложенных задач в актуальные. Для успешного решения этих задач накоплена обширная физическая и технологическая база данных, позволяющих предложить на уровне современных знаний и технологии реализуемые проекты источников нейтронов. Токмаки — источники нейтронов в таких проектах с мощностью нейтронного излучения 10—100 МВт имеют умеренные размеры ($R = 1,4—2,0$ м, $A = 2—2,5$, $k = 1,7—1,8$), однако их стоимость достаточно высока, а эксплуатация затратна. В связи с этим некоторые разработчики поставили цель резко снизить размеры, стоимость и эксплуатационные расходы за счёт уменьшения мощности в нейтронах до уровня ~ 1 МВт и принятия более смелых физических допущений и технических решений. В настоящей работе проанализированы допущения и решения, принятые авторами статей [1—8] в ходе оценки параметров компактных источников нейтронов на основе токамака. Сделан вывод, что часть этих допущений находится за пределами накопленной базы данных. Обсуждается величина предельной удельной мощности энергоклада в токамаках при стационарном режиме работы.

Ключевые слова: токамак, нейтронный источник, компактный токамак, физическая и технологическая база данных, стартовый соленоид, максимальная вытянутость плазмы, предельная удельная мощность, вводимая в плазму.

ON THE LIMITS OF COMPACTNESS OF TOKAMAK-BASED NEUTRON SOURCES

E.A. Azizov¹, A.B. Mineev²¹NRC "Kurchatov Institute" Moscow, Russia²D.V. Efremov Scientific Research Institute of Electrophysical Apparatus, St. Petersburg, Russia

Development and creation of tokamak neutron sources (TNS) during the last time has transition from postponed to actual task. Extensive physical and technological database, necessary for successful decision of this task, is elaborated. It allows at existing level of scientific and technological knowledge to propose realizable projects of TNS. Elaborated designs of TNS with neutron fusion power 10—100 MW have moderate sizes ($R = 1.4—2.0$ m, $A = 2—2.5$, $k = 1.7—1.8$), but their capital and exploitation costs are high enough. Some creators have aim to decrease essentially cost and size of TNS owing to strong decreasing fusion power to level ~ 1 MW and to advanced physical and technological decisions. In our paper analysis of main physical and technical assumptions, which were taken in [1—8] and which are important for compact TNS parameters estimation, were made. It is drawn a conclusion, that part of these assumptions is beyond existing database. Attention was done to maximum specific power input in steady-state regime of tokamaks work.

Key words: tokamak, neutron source, compact tokamak, physical and technological database, starting solenoid, maximum plasma elongation, maximum specific input power.

ВВЕДЕНИЕ

Внимание к проблеме создания эффективных стационарных источников 14 МэВ нейтронов связано с возможностью их использования для решения задач ядерной энергетики деления. Наибольшими перспективами в этом направлении обладают токамаки, для которых существует обширная физическая и технологическая база данных. Опираясь на эту базу, сформулированы основные требования к стационарным токамакам — источникам 14 МэВ нейтронов, которым должны удовлетворять, в принципе, все серьёзные разработки, рассчитанные на реализацию. Эти требования состоят в следующем:

- физическое обоснование источника должно базироваться на экспериментальных данных и адекватной экстраполяции;
- стационарность должна обеспечиваться работающими физическими механизмами и действующими технологиями;
- компоненты и системы источника должны обладать достаточно высоким ресурсом;
- должны быть обеспечены дистанционное обслуживание и защита от радиации.

Отдельно должны быть рассмотрены требования к эффективному, функциональному и безопасному совмещению плазмозфизических технологий токамака и бланкетов с ядерно-физическим интерфейсом.

В 2010—2011 гг. опубликована серия статей Б.В. Кутеева с соавторами [1—8], в которой изложена концепция так называемых «компактных» и «суперкомпактных» термоядерных источников нейтронов на основе сферических токамаков (ТИН-СТ и СКТИН) с большим радиусом плазмы $R = 0,5—0,4$ м и

стационарным выходом 14 МэВ нейтронов $P_N \sim 1$ МВт. В предложенной концепции развиты новые и уже забытые идеи, целью которых является предельная компактность источника нейтронов — токамака, что, по идее, должно увеличить шансы на её реализацию.

Геометрические характеристики источников ТИН-СТ и СКТИН, требуемые тороидальное поле B_{t0} , ток плазмы I_p и мощность нагрева P_{aux} оказались относительно небольшими, что вызывает ощущение простоты их создания и достижения расчётных параметров. В табл. 1 представлены некоторые характеристики ТИН-СТ и СКТИН, которые будут далее использованы для анализа, оценок и сопоставления.

Т а б л и ц а 1. Параметры стационарных источников нейтронов ТИН-СТ и СКТИН

Параметр	ТИН-СТ	СКТИН
Большой и малый радиус плазмы R и a , м	0,5/0,3	0,4/0,2
Тороидальное поле на оси плазмы B_{t0} , Тл	1,5	1,87
Вытянутость и треугольность плазмы k/δ	2,75/0,5	2,75/0,5
Ток плазмы I_p , МА	1,5	1
Бутстреп ток I_{boot} /ток увлечения I_{CD} , МА	0,5/1,1	0,5/0,6
Нормализованная бэта β_N	4,9	6
Коэффициент улучшения удержания и время удержания $H_{y,2}/\tau_E$, мс	1,4/43	2/47
Запас устойчивости на границе шнура q_{95}	~7,5	~8
Внутренняя индуктивность плазмы l_{i3}	0,4	0,6
Концентрация плазмы /предел Гринвальда n_e/n_G	0,2	0,2
Концентрация и температура плазмы $n_e, 10^{20} \text{ м}^{-3}/T_e(0)$, кэВ	1/4,7	1,5/7,5
Мощность дополнительного нагрева P_{aux} , МВт	6,5	3,4
Энергия частиц пучка E_b , кэВ	130	130
Мощность, выделяемая в нейтронах P_N , МВт	1,2	1

Анализировались несколько важных вопросов компактных токамаков:

- параметры и особенности источников, в которых реакции синтеза, в основном, происходят при взаимодействии пучков дейтронов с тритийсодержащей плазмой;
- возможность обеспечения стационарного режима реакций синтеза и поддержания тока плазмы при больших значениях β_N и $H_{y,2}$ (на основе существующей базе данных);
- особенности равновесия плазмы с большой вытянутостью сечения k и треугольностью δ при отсутствии центрального соленоида;
- возможность создания и поддержания необходимого тороидального поля.

Отметим, что при традиционном способе анализа характеристик токамака исходным является физический сценарий, который определяет как параметры плазмы, так и требования к геометрии и конструкции установки.

Подход, использованный в [1—8], может быть назван расчётом токамаков «от пучка» (параметры плазмы подбираются под характеристики пучка и нейтронный выход). В принципе это возможно, поскольку в указанном подходе к созданию нейтронных источников реакции синтеза протекают, в основном, при взаимодействии пучка быстрых нейтронов с относительно холодной плазмой. При этом акценты смещаются на параметры пучка (энергию E_b и мощность P_b). Параметры плазмы и геометрия установки подбираются, исходя из условия эффективности взаимодействия пучка и плазмы и обеспечения стационарности режима. В некотором смысле параметры плазмы и конструкция являются в данном подходе вторичными. Используем для анализа этот подход.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА «ОТ ПУЧКА»

Примем для энергии и мощности пучка быстрых дейтронов значения, указанные в табл. 1, т.е. $E_b = 130$ кэВ, $P_b = 4—6$ МВт. Тогда при взаимодействии пучка с D—T-плазмой, имеющей температуру T_e и концентрацию электронов n_e , мощность D—T-реакций синтеза $P_{fus,b}$ составит согласно [9]

$$\frac{P_{fus,b}}{P_b} = \frac{n_T}{n_e} \frac{15}{\ln \Lambda} \varphi(E_b, T_e),$$

здесь n_T — концентрация ионов трития в плазме; $\ln \Lambda \sim 15$ D—T — кулоновский логарифм; вид функции $\varphi(E_b, T_e)$ представлен на рис. 1 [9]. Из этого соотношения следует, что при $E_b = 130$ кэВ, $P_b = 4\text{—}6$ МВт мощность в нейтронах синтеза (уносящих 80% энергии реакции) $P_N \sim 1$ МВт может быть достигнута при средней температуре электронов плазмы $T_e = 2\text{—}3$ кэВ в равнокомпонентной D—T-плазме. Указанные значения температуры плазмы в центре шнура соответствуют приведённым в табл. 1 данным.

При инжекции пучка по касательной, смещённой на $a/2$ вглубь относительно большого радиуса тора, оптимальные условия поглощения следуют из соотношения [9, 10]

$$\lambda_{b, \text{opt}} \approx \frac{a\sqrt{3}}{2} \sqrt{A + \frac{1}{4}},$$

где a — малый радиус плазмы; A — аспектное отношение; эффективная глубина проникновения быстрых нейтронов λ_b составляет [10]

$$\lambda_b \approx \frac{E_b}{180n_e A_b} \text{ [м, кэВ, } 10^{20} \text{ м}^{-3}\text{]}.$$

Из этих соотношений при $A_b = 2$ (дейтерий), $E_b = 130$ кэВ, аспектном отношении $A \approx 2$ следует, что $n_e a \approx 0,3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$.

Эта оценка соответствует данным, приведённым в табл. 1, где $n_e = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и $a = 0,3$ м — для ТИН-СТ, $n_e = 1,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и $a = 0,2$ м — для СКТИН.

В результате условие генерации реакций синтеза (~ 1 МВт при подводимой мощности в несколько МВт) определяет минимально необходимую электронную температуру плазмы T_e , условие эффективно-го поглощения пучка в плазме — её эффективную толщину, т.е. произведение $n_e a$. Однако обеспечить приведённые T_e и n_e в токамаке с малым радиусом $a = 0,2\text{—}0,3$ м можно, если предположить возможность достижения весьма оптимистических физических характеристик плазмы, главными из которых являются устойчивость и удержание (β_N и фактор улучшения удержания $H_{y, 2}$), а также вытянутость и треугольность плазмы, влияющих на МГД-устойчивость и форму.

Влияние устойчивости и улучшения удержания плазмы на базовые характеристики токамаков можно показать на примере ИТЭР. В табл. 2 представлены первоначально принятые проектные [11] и расчётные по методике [12] характеристики ИТЭР с учётом более высоких значений β_N , $H_{y, 2}$ и k . Вариант I соответствует изменению β_N с 1,8 до 4 и $H_{y, 2}$ с 1 до 1,4. В варианте II, кроме того, увеличена вытянутость плазмы k_{95} с 1,7 до 2,3.

Т а б л и ц а 2. Изменение характеристик ИТЭР при варьировании ряда физических параметров

Параметр	ИТЭР	I	II
Большой радиус тора R , м	6,2	5,5	5,1
Малый радиус плазмы a , м	2	1,8	1,7
Аспектное отношение A	3,1	3,1	3
Тороидальное поле на оси плазмы B_{t0} , Тл	5,3	4	3
Вытянутость сечения плазмы k_{95}	1,7	1,7	2,3
Треугольность плазмы δ_{95}	0,35	0,35	0,5
Ток плазмы I_p , МА	15	10	13
Термоядерная мощность P_{fus} , МВт	500	350	450
Нейтронная нагрузка на стенку, МВт/м ²	0,6	0,6	0,6
Нормализованная бэта β_N	1,8	4	4
Коэффициент улучшения удержания $H_{y, 2}$	1	1,4	1,4
Запас устойчивости q_{95}	3	3	3
Толщина защиты на внутреннем обводе, м	1,0	1,0	1,0

Рис. 1. Зависимость относительной мощности реакций на пучке φ от энергии быстрых частиц E_b для электронной температуры T_e в диапазоне от 2 до 8 кэВ (2—8)

Как следует из табл. 2, величина тороидального поля, размеры ИТЭР и, соответственно, его стоимость и стоимость эксплуатации могли бы быть существенно ниже, если допустить, что стационарные режимы в токамаках могли бы допускать одновременно высокую устойчивость и существенное улучшение удержания сильно вытянутой плазмы.

Указанный пример показывает степень влияния выбора β_N , $H_{y,2}$ на характеристики токамаков. В вариантах же ТИН-СТ и СКТИН, приведённых в табл. 1, значения β_N , $H_{y,2}$ и k_{95} намного превышают принятые в расчётах ИТЭР на основе существующей базы данных:

- $\beta_N = 1,8$, $H_{y,2} = 1,0$, $k_{95} = 1,7$ в ИТЭР;
- $\beta_N = 5$, $H_{y,2} = 1,4$, $k_{95} = 2,75$ в ТИН-СТ;
- $\beta_N = 6$, $H_{y,2} = 2$, $k_{95} = 2,75$ в СКТИН.

Вернёмся к параметрам ТИН-СТ и СКТИН и оценим ток плазмы, поддерживаемый неиндукционным способом, а также проверим выполнение баланса энергии.

В ТИН-СТ и СКТИН базовая концентрация плазмы $n_e = (1—1,5)10^{20} \text{ м}^{-3}$ высока, а электронная температура плазмы относительно низка ($T_e = 2—3 \text{ кэВ}$). И то, и другое в целом неблагоприятно для генерации токов увлечения. Положение во многом улучшается тем, что $R = 0,4—0,5 \text{ м}$. Это позволяет рассчитывать на достаточно высокую эффективность генерации тока.

Воспользуемся скейлингом для эффективности генерации тока при тангенциальной инъекции пучка быстрых нейтронов в плазму токамака, приведённую в [12], в котором физическая эффективность генерации составляет $\mu_{CD} = 0,02 [10^{20} \text{ м}^{-3}, \text{ МА}, \text{ м}, \text{ МВТ}, \text{ кэВ}]$.

Рис. 2. Зависимость эффективности генерации $\eta_{CD} = \mu_{CD} T_e$ от температуры плазмы T_e (из [14])

Отметим, что указанное значение μ_{CD} близко к верхней границе достигнутых параметров, представленных на рис. 2 [13].

Тем не менее если использовать значение $\mu_{CD} = 0,02$, то для амплитуды тока увлечения при $T_e \sim 3 \text{ кэВ}$ получаем $I_{CD} \sim 0,7 \text{ МА}$ (ТИН-СТ) и $I_{CD} \sim 0,35 \text{ МА}$ (СКТИН), которые ниже значений, приведённых в табл. 1.

Для бутстреп-тока имеется оценка [14] $f_{BS} = I_{BS}/I_p \approx C_{BS} \beta_p / A^{1/2}$, где $C_{BS} \sim 0,5$. Значение β_p для вариантов, указанных в табл. 1, составляет $\approx 1,3$ (ТИН-СТ) и $\approx 1,6$ (СКТИН). Откуда $f_{BS} \approx 0,5$ (ТИН-СТ) и $f_{BS} \approx 0,6$ (СКТИН). Оцененные значения I_{CD} и f_{BS} позволяют найти стационарную величину плазменного тока, которая может быть поддержана неиндуктивным методом: $I_p = 1,4 \text{ МА}$ (ТИН-СТ) и $I_p = 0,9 \text{ МА}$ (СКТИН), с учётом допущений, практически совпадающих с данными табл. 1.

Простейшая формула энергобаланса плазмы в виде

$$W_p = P_{CD} \tau_E,$$

где $W_p = 3n_e T_e V_p$ — энергосодержание плазмы; $\tau_E = H_{y,2} \tau_{E,y,2}$ — энергетическое время удержания плазмы; $\tau_{E,y,2}$ — скейлинг Н-моды [14]:

$$\tau_{E,y,2} = 0,0562 I_p^{0,93} B_t^{0,15} n_e^{0,41} A_t^{0,19} R^{1,97} \epsilon^{0,58} k^{0,78} / P_{aus}^{0,69} [\text{с}, \text{ МА}, \text{ ТЛ}, 10^{19} \text{ м}^{-3}, \text{ м}, \text{ МВТ}],$$

даёт для ТИН-СТ (данные проекта: $P_{CD} = 6,5 \text{ МВТ}$; $H_{y,2} = 1,4$; $\tau_E = 43 \text{ мс}$): $W_p = 0,35 \text{ МДж}$; $\tau_E = 43 \text{ мс}$; $P_{CD} \tau_E = 0,3 \text{ МДж}$; для СКТИН (данные проекта: $P_{CD} = 3,4 \text{ МВТ}$; $H_{y,2} = 2$; $\tau_E = 47 \text{ мс}$): $W_p = 0,18 \text{ МДж}$; $\tau_E = 47 \text{ мс}$; $P_{CD} \tau_E = 0,16 \text{ МДж}$.

Видно, что баланс энергии примерно выполняется, а значение энергетического времени жизни плазмы близко к данным табл. 1.

Наконец, проверим выполнение двух критериев:

— предела Гринвальда ($n_e < n_{Gr} = I_p / \pi a^2$);

— условия малости размера поперечных орбит быстрых частиц по сравнению с малым радиусом плазмы, которое можно привести к виду $I_p > I_{cr}$.

Первый из них для ТИН-СТ и СКТИН выполняется с большим запасом ($n_e/n_{Gr} \sim 0,2$).

Нарушение второго критерия приводит к ряду нежелательных эффектов, в частности, поступлению примесей в плазму со стенок, перестройке радиального электрического поля на периферии плазмы и др. Это может радикально изменить в худшую сторону характер удержания плазмы.

Критический ток I_{cr} для удержания α -частиц синтеза согласно работе [15] составляет

$$I_{cr} \approx \frac{5,4}{A^{1/2}} \frac{f(k, \delta)}{k} \text{ [МА]}, \text{ где } f(k, \delta) = \frac{1 + k^2(1 + 2\delta^2 - 1,2\delta^3)}{2}.$$

Для инжектированного пучка при произвольных E_b и A_b соотношение для критического тока приобретает вид

$$I_{cr} \approx \frac{4,6 \cdot 10^{-2}}{A^{1/2}} \frac{f(k, \delta)}{k} E_b^{1/2} A_b^{1/2} \text{ [МА, кэВ]}.$$

При энергии дейтронов $E_b = 130$ кэВ и $A_b = 2$ для параметров ТИН-СТ ($A = 1,67, k = 2,75, \delta = 0,5$) $I_{cr} \approx 1,16$ МА, для СКТИН ($A = 2, k = 2,75, \delta = 0,5$) $I_{cr} \approx 1,06$ МА. Видно, что для СКТИН критерий $I_p > I_{cr}$ уже перестаёт выполняться. Поэтому условие $I_p > I_{cr}$ можно принять в качестве одного из ограничений компактности токамака — источника нейтронов.

В целом простой анализ показывает, что в рамках используемых физических соотношений и выбранных параметров при рассмотрении результатов «от пучка» данные табл. 1 непротиворечивы. Поэтому реализуемость подхода, развитого в работах [1—8], требует анализа исходных предпосылок, в частности:

- допустимы ли указанные в табл. 1 значения физических параметров β_N , $N_{y, 2}$ и k_{95} и совместимы ли они со стационарным режимом горения плазмы;
- возможна ли реализация требуемых технических характеристик компактных ТИН в действующей конструкции токамака;
- оправдан ли риск совмещения в одном источнике функций нагрева, поддержания тока и протекания реакций на пучке при фактическом отсутствии возможности управления этими процессами?

О МАКСИМАЛЬНОЙ ВЫТЯНУТОСТИ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ БЕЗ ЦЕНТРАЛЬНОГО СОЛЕНОИДА

В работах [1—8] и табл. 1 для ТИН-СТ и СКТИН используются значения вытянутости и треугольности плазмы $k \approx 2,75$ и $\delta \approx 0,5$. В качестве обоснования приводятся экспериментальные данные, полученные на токамаке NSTX. Действительно, в [16] сообщается о поддержании вытянутости $k \approx 2,7$ при значении $\beta_N \sim 5,5$ в течение времени 0,5 с (около двух скин-времени) и аспектном отношении $A \sim 1,4$. Дополнительным основанием возможностей достижения большой вытянутости плазмы в этих токамаках служат эксперименты на токамаке TCV, где стабильно получают вытянутость $k \approx 2,5—2,7$ [17] даже при аспектном отношении $A \sim 3,5$.

Для проверки возможностей достижения максимальной вытянутости плазмы в токамаках различной геометрии был использован код равновесия DIALEQT [18]. Результаты расчётов приведены на рис. 3 в виде зависимости предельной вытянутости плазмы от её внутренней индуктивности I_i для токамаков с аспектным отношением $A = 1,3$ (аналог NSTX), $A = 1,5$ (аналог токамака Глобус-М с более вытянутой камерой и

Рис. 3. Расчётная зависимость максимальной вытянутости плазмы k от внутренней индуктивности I_i при полоидальной системе без центрального соленоида

изменённой полоидальной системой), $A = 1,67$ (аналог ТИН-СТ) и $A = 2$ (аналог СКТИН). Рассчитывались равновесные конфигурации с максимальной вытянутостью плазмы без центрального соленоида. Как указывалось в [1—8], центральный соленоид предполагалось использовать в качестве стартового устройства и отключать после подъёма тока до части номинального. Искались решения в классе с монотонно растущим к периферии запасом устойчивости (без обращения шира).

Как следует из рис. 3, предельная вытянутость плазмы без центрального соленоида монотонно снижается при увеличении как аспектного отношения, так и внутренней индуктивности. Для установок класса NSTX с очень низким аспектным отношением вытянутость $k \sim 2,7$ достижима в области сравнительно плоских профилей (внутренняя индуктивность плазмы $l_i = 0,4—0,5$ при $A = 1,3$ и $l_i \leq 0,4$ при $A = 1,3$). Для токамака ТИН-СТ с $A = 1,67$ (при указанной в табл. 1 внутренней индуктивности $l_i = 0,4$) в расчётах удалось достичь значений вытянутости только около $k \sim 2,5$ вместо заявленного в табл. 1 значения $k = 2,75$. Ещё более существенна разница для СКТИН (в табл. 1 при внутренней индуктивности $l_i = 0,6$ принято

$k = 2,75$, в то время как согласно данным расчётов, приведённых на рис. 3, максимальная вытянутость может достигать лишь $k = 2,1$).

В то же время в экспериментах на токамаке TCV при $A \sim 3,5$ [17] была достигнута вытянутость $k = 2,8$, тогда как из данных рис. 3 можно было бы ожидать вытянутость не более 1,8—2.

Наибольшая вытянутость плазмы в токамаке TCV наблюдается в лимитерной конфигурации в случае, когда плазма занимает всю область камеры. Более тонкая коррекция положения плазмы осуществляется быстрой системой управления токами в полоидальных обмотках.

Большие вытянутости, реализуемые в токамаке TCV при аспектном отношении $A = 3,5$, объясняются использованием довольно сложной системы полоидальных обмоток, включающей секционированный индуктор (CC1—CC6)), обмотки на внутреннем (PFi1—PFi8) и наружном (PFe1—PFe8) обводе камеры. На рис. 4 показано расположение вакуумной камеры и обмоток полоидальной системы токамака TCV. В компактных и суперкомпактных токамаках такое решение невозможно. Исключение соленоида (CS) и обмоток на внутреннем обводе (обмоток PFi1—PFi8) уменьшает согласно расчётам максимально возможную вытянутость на TCV до уровня $k < 2$.

Рис. 4. Схема расположения полоидальных обмоток и вакуумной камеры в токамаке TCV

О БАЗЕ ДАННЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА

Проектирование каждого нового токамака представляет собой сложный компромисс между физикой, описывающей поведение плазмы, и техническими возможностями реализации заложенных в установку идей. При этом довольно часто возникает соблазн за счёт более «продвинутой» физики сделать установку более компактной, дешёвой и потребляющей меньше электроэнергии и других ресурсов.

В работах [1—8] приводятся данные о возможности достижения очень больших величин β_N , $N_{y,2}$ и k в сферических токамаках, которые требуют некоторых уточнений:

— аспектное отношение в проектах ТИН-СТ и СКТИН не так мало ($A = 1,8$ в ТИН-СТ и $A = 2$ в СКТИН), и поэтому часть эффектов, таких, как естественная вытянутость, присущих низкоаспектным токамакам (типа NSTX с $A = 1,25—1,3$ и MAST с $A = 1,4$), ослаблена;

— параметры β_N , $N_{y,2}$ и k , как правило, достигаются по отдельности в разных экспериментах;

— часто, не подчёркивая этого, вместо $N_{y,2}$ приводят коэффициент улучшения удержания H_{89} по отношению к более раннему скейлингу 1989 г. (оба скейлинга приведены в [14], как правило, $H_{89} \sim 2N_{y,2}$, а для параметров табл. 1 $H_{89} \approx 1,4N_{y,2}$):

$$\tau_{IPB_{y,2}} = 0,0562 I_p^{0,93} B_t^{0,15} n_e^{0,41} A_i^{0,19} R^{1,97} \epsilon^{0,58} k^{0,78} / P_{aus}^{0,69} \text{ [с, МА, Тл, } 10^{19} \cdot \text{м}^{-3}, \text{ м, МВт]};$$

$$\tau_{p89-L} = 0,048 I_p^{0,85} B_t^{0,2} n_e^{0,1} A_i^{0,5} R^{1,2} a^{0,3} k^{0,5} / P_{aus}^{0,5} \text{ [с, МА, Тл, } 10^{20} \cdot \text{м}^{-3}, \text{ м, МВт]};$$

$$\epsilon = a/R; \tau_E = N_{y,2} \tau_{IPB_{y,2}} = H_{89} \tau_{p89-L}.$$

Рис. 7. База данных ИТЭР по зависимости произведения $\beta_N H_{89} / q_{95}^2$ от длительности поддержания режима $\Delta t / \tau_R$ [20, 21] (гибридный сценарий)

Рис. 8. База данных ИТЭР по зависимости произведения $\beta_N H_{89} / q_{95}^2$ от параметра $\epsilon^{1/2} \beta_p$ при разных значениях q_{95} [20, 21] (гибридный сценарий)

— JT-60U: данные разряда с полностью неиндуктивным током, поддерживаемым в течение $\Delta t / \tau_E = 6$: $\beta_N = 2,4$, $H_{y,2} = 1,2$, $q_{95} = 4,1$, доля бутстреп-тока $f_{BS} = 0,5$;

— ASDEX-U: получен режим с $\beta_N = 3,6$, $H_{y,2} = 1,3$, $q_{95} = 3,6$ и долей бутстреп-тока $f_{BS} = 0,4$.

Из этих более поздних данных также следует, что произведение $\beta_N H_{y,2}$ в длительном разряде не превосходит 4—4,7. В то же время величина запаса устойчивости в этих разрядах около $q_{95} \sim 3$ —4. Имеется информация, что при больших значениях q_{95} имеется возможность увеличения произведения $\beta_N H_{y,2}$. Обработка данных эксперимента позволила А.С.С. Sips [21] построить зависимость произведения $\beta_N H_{89} / q_{95}$ от длительности поддержания разряда τ_{pulse} / τ_{LR} (рис. 7 из [20, 21]).

Просматриваемый на рис. 7 скейлинг $\max(\beta_N H_{89}) = (0,3—0,4) q_{95}^2$, казалось бы, позволяет надеяться на достижение очень больших значений произведения $\beta_N H_{y,2}$ по мере увеличения запаса устойчивости q_{95} . Так, при $q_{95} \sim 7$ (значение, характерное для данных табл. 1) это даёт по отношению к скейлингу L-моды $\beta_N H_{89} \leq 15—20$ или по отношению к скейлингу H-моды $\beta_N H_{y,2} \leq 10—15$. Однако, судя по рис. 7, экспериментальные данные не обнаруживают явной тенденции к выходу на плато. В результате скейлинг $\max(\beta_N H_{89}) = (0,3—0,4) q_{95}^2$ нельзя считать хорошо подтверждённым.

В этом смысле более информативен рис. 8 из [20, 21], на котором в явном виде приведены значения запаса устойчивости. Из него следует, что для данных табл. 1 ($q_{95} \approx 7,5$, $\epsilon^{1/2} \beta_p \approx 1$) скейлинг для произведения $\beta_N H_{89}$ существенно более пессимистичен:

$$\max(\beta_N H_{89}) = 5,6 \text{ или } \max(\beta_N H_{y,2}) = 4.$$

Это приводит к тому, что физические параметры, указанные в табл. 1, могут быть чрезмерно завышены (согласно данным табл. 1 $\beta_N = 4,9$, $H_{y,2} = 1,4$, т.е. $\beta_N H_{y,2} = 7$ — для ТИН-СТ и $\beta_N = 6$, $H_{y,2} = 2$, т.е. $\beta_N H_{y,2} = 12$ — для СКТИН).

Рассмотрим с этих позиций параметры нейтронного источника ТИН-1, предложенного исходя из более умеренных физических допущений ([22, 23] и материалы комиссии С.В. Мирнова [24]). Соответствующие данные приведены в табл. 3.

Сразу отметим, что источник нейтронов в проекте ТИН-1 более высокого класса (мощность потока нейтронов $P_N \sim 10$ МВт), чем ТИН-СТ и СКТИН (где ожидается $P_N \sim 1$ МВт). Физические параметры ТИН-1 более умеренные ($\beta_N = 3$, $H_{y,2} = 1,4$, $k_{95} = 1,7$ при аспектном отношении $A = 2,5$), что привело к значительному увеличению размеров установки. Произведение $\beta_N H_{y,2}$ в ТИН-1 около 4, что не выходит за пределы данных экспериментов, приведённых на рис. 6—8. Реакции на пучке и в ТИН-1 являются основным источником нейтронов, поэтому при нейтронной мощности ~ 10 МВт

Т а б л и ц а 3. Параметры термоядерного источника нейтронов ТИН-1

Параметр	ТИН-1
Большой и малый радиусы плазмы R и a , м	1,5/0,6
Тороидальное поле на оси плазмы B_{t0} , Тл	3
Вытянутость и треугольность плазмы k и δ	1,7/0,3
Ток плазмы I_p , МА	2,5
Нормализованная бэта β_N	3
Коэффициент улучшения удержания $H_{9,2}$	1,4
Запас устойчивости на границе шнура q_{95}	4
Внутренняя индуктивность плазмы $l_i(3)$	0,7
Мощность дополнительного нагрева P_{aux} , МВт	20
Мощность, выделяемая в нейтронах, P_N , МВт	~8—10
Режим работы	Стационарный

мощность подогрева плазмы ~15—20 МВт представляется разумной (тем более, что в ТИН-1 предполагается использовать соотношение между дейтерием и тритием в плазме смещённым в сторону трития). Доля бутстреп-тока при $\beta_p = 1,3$ оценивается как $f_{BS} \sim 0,5$, а ток увлечения при $n_e \sim 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и $T_e \sim 4 \text{ кэВ}$ масштаба 1 МА.

Столь небольшой ток увлечения при мощности 20 МВт связан с большими размерами ТИН-1 (R в 3—4 раза больше, чем в ТИН-СТ и СКТИН, пропорционально этому меньше эффективность генерации тока). В результате поддерживаемый неиндуктивно ток плазмы ~2 МА меньше проектного $I_p = 2,5 \text{ МА}$, что требует дополнительной проработки.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ТОКАМАКОВ ТИН-СТ, СКТИН И ТИН-1

Рассмотрим возможности создания работоспособных электромагнитной системы и камеры компактных токамаков.

На внутреннем обводе токамака (от главной оси тора до плазмы) размещаются:

- центральный соленоид CS с наружным радиусом r_{cse} ;
- зазор между соленоидом и тороидальной обмоткой Δ_{CS-TF} ;
- внутренние проводники тороидального магнита TF_i толщиной Δ_{TF} ;
- зазор на внутреннем обводе между тороидальным магнитом и плазмой толщиной Δ_{TF-PL} , который включает зазор между тороидальной обмоткой и камерой, вакуумную камеру, тайлы и скрэп-слой SOL.

Во всех рассматриваемых проектах (ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1) предполагается использование центрального соленоида в качестве стартового, в котором поток меняется от максимального до нуля и затем выдвигается из токамака на стадии горения плазмы с нейтронным выходом.

В ТИН-СТ и СКТИН наружный радиус соленоида r_{cse} рассчитывается «по остаточному принципу», а именно принято, что $r_{cse} \approx r_{tf}/2$ (r_{tf} — наружный радиус внутренней «ноги» тороидальной обмотки). При этом считается, что потеря 25% площади приемлема.

В обоих проектах радиус внутренней границы плазмы один и тот же: $R - a = 20 \text{ см}$ (в ТИН-СТ $R = 50 \text{ см}$, $a = 30 \text{ см}$; в СКТИН $R = 40 \text{ см}$, $a = 20 \text{ см}$).

Кроме того, в тороидальном магните в обоих случаях протекает один и тот же суммарный ток ($I_{rod} = 3,75 \text{ МА-витков}$ в ТИН-СТ и $3,74 \text{ МА-витков}$ в СКТИН). В результате размещение на внутреннем обводе можно представить следующим образом:

- наружный радиус соленоида $r_{cse} = 7 \text{ см}$;
- зазор между соленоидом и тороидальной обмоткой $\Delta_{CS-TF} = 0,5 \text{ см}$;
- толщина тороидальной ноги $\Delta_{TF} = 8,5 \text{ см}$ (от 7,5 до 16 см);
- расстояние от проводника тороидальной обмотки до плазмы $\Delta_{TF-PL} = 4 \text{ см}$.

Проанализируем эти данные.

Наружный радиус соленоида. В работе [9] для этого размещения подсистем на внутреннем обводе указано, что запас потока в соленоиде составляет $\Delta\psi_{cs} = 0,2 \text{ Вб}$ при максимальном поле $B_{cs} = 7 \text{ Тл}$. Простые оценки показывают, что при условии перемагничивания соленоида от полной зарядки до нуля максимальный поток не должен превышать $\Delta\psi_{cs,max} = 0,1 \text{ Вб}$. В результате либо придётся рассчитывать на

существенно меньший запас потока, либо принять, что соленоид с заявленными параметрами нельзя разместить в указанных размерах.

К подобным выводам приводит и соотношение для минимального наружного радиуса соленоида из работы [25]:

$$r_{cse} \approx \left(\frac{\Delta \Psi_{cs}}{\mu_0 j_{cs}} \right)^{1/3},$$

где j_{cs} — конструктивная плотность тока по обмотке соленоида; $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м.

Из этого соотношения следует, что при $\Delta \Psi_{cs} = 0,2$ Вб наружный радиус соленоида не может быть сделан менее $r_{cse, \min} = 9$ —10 см даже при конструктивной плотности тока $j_{cs} = 150$ —200 МА/м². И только при $\Delta \Psi_{cs} = 0,1$ Вб величина $r_{cse, \min}$ может быть снижена до 7,5—8 см. Отметим, что при указанной высокой максимальной плотности тока из-за нагрева цикл зарядка-разрядка соленоида должен занимать не более 1 с.

При спаде тока в центральных соленоидах ТИН-СТ и СКТИН от максимального значения до нулевого подъём тока плазмы до значения, указанного в табл. 1, невозможен. Параметр C_I , характеризующий отношение максимальной величины индуктивно возбуждаемого тока к его базовому значению, может быть вычислен из соотношения

$$C_I = \frac{\Delta \Psi_{cs}}{0,4 A \mu_0 R I_p},$$

где знаменатель соответствует затратам потока на стадии индуктивного подъёма тока плазмы [26].

Для параметров табл. 1 при $\Delta \Psi_{cs} = 0,1$ Вб значение C_I составляет 0,16 для ТИН-СТ и 0,25 — для СКТИН. Для ТИН-1 при $\Delta \Psi_{cs} = 2$ Вб $C_I = 0,42$. В результате в ТИН-1 почти половину тока можно создать индуктивным способом, в то время как в ТИН-СТ и СКТИН — не более четверти. Последнее затрудняет и усложняет переход на неиндуктивный подъём и поддержание тока (могут понадобиться источники генерации тока, дополнительные к базовому).

О ширине центрального столба тороидального магнита. В отличие от импульсного режима в действующих токамаках тороидальный магнит в нейтронном источнике должен работать в непрерывном режиме. Для параметров ТИН-СТ и СКТИН конструктивная плотность тока на внутреннем обводе тороидальной обмотки должна быть не менее $j_{tf} > 60$ МА/м² (даже без учёта каналов охлаждения и изоляции), несмотря на то, что в работе [6] рассматривались вопросы охлаждения и прочности таких тороидальных обмоток и показано, что в принципе эти вопросы по отдельности решаемы. В то же время комплексный анализ всей задачи о том, что, в конечном счёте, позволяет реализовать результаты расчётов в реальную конструкцию, отсутствует. Косвенным отражением этого является тот факт, что в уже действующих и проектируемых токамаках с длинным импульсом (но ещё не стационарным)

конструктивная плотность тока не превышает 30—35 МА/м² даже при одновитковом варианте выполнения обмоток.

В качестве примера приведём значение j_{tf} из работы [27], в которой анализируются вопросы модернизации токамака NSTX. В этой работе решение задачи увеличения тороидального поля на оси плазмы с 0,5 до 1 Тл при длительности разряда до 5 с приводит к такому увеличению размеров центрального столба тороидального магнита, что в установке с исходным рекордно низким аспектным отношением $A = 1,3$ вынуждены пойти на его

Рис. 9. Горизонтальное сечение тороидальной обмотки NSTX с каналами охлаждения до (а) и после модернизации (б). Диаметр тороидальной обмотки на внутреннем обводе 20 см (а) и 40 см (б)

увеличение до $A = 1,5$ —1,6. При этом конструктивная плотность тока в [27] оказывается около 34 МА/м².

Представление о степени увеличения толщины центрального столба тороидального магнита NSTX при переходе от $B_{t0} = 0,5$ до 1 Тл даёт рис. 9 [27]. Видно, что рост поля сопровождается увеличением диаметра тороидальной обмотки на внутреннем обводе с 20 до 40 см.

Другой пример — тороидальная обмотка токамака DIII-D [28]. Обмотка служит для создания тороидального поля $B_{t0} = 2,2$ Тл (на радиусе $R_0 = 1,67$ м) в течение 15 с. Поле на обмотке достигает $B_c = 5,6$ Тл (центральный столб расположен от радиуса $R = 0,25$ до $0,65$ м). Указанные данные приводят к конструктивной плотности тока на внутреннем обводе тороидальной обмотки DIII-D $j_{tf} = 16$ МА/м².

В табл. 4 и на рис. 10 суммированы оценки конструктивной (геометрической) плотности тока тороидальных обмоток современных проектируемых и уже построенных токамаков.

Т а б л и ц а 4. Некоторые параметры тороидальных обмоток проектируемых и действующих токамаков

Токамак	R_0 , м	B_{t0} , Тл	B_c , Тл	j_{tf} МА/м ²
Сверхпроводниковые многосвитковые тороидальные обмотки				
EAST [29]	1,7	3,5	5,8	15
KSTAR [30]	1,8	3,5	7,2	22
JT-60SA [31]	3,0	2,3	6,7	28
ITER [32]	6,2	5,3	11	11
Тороидальные обмотки, близкие к одновитковым				
DIII-D [28]	1,67	2,2	5,6	16
NSTX-U [27]	0,85	1	4,3	34
Тороидальные обмотки проектов нейтронных источников				
ТИН-СТ	0,5	1,5	4,7	60
СКТИН	0,4	1,87	4,7	60
ТИН-1 [23]	1,5	3	6,5	17

На рис. 10 видно, что для токамаков EAST, KSTAR, JT-60SA, ITER, DIII-D, NSTX-U данные по зависимости конструктивной плотности тока от поля на тороидальной обмотке могут быть представлены в виде

$$j_{tf} \leq \frac{160}{B_c} \text{ [МА/м}^2\text{, Тл]}.$$

Для ТИН-1 это соотношение выполняется с некоторым запасом, в то время как в проектах ТИН-СТ и СКТИН j_{tf} примерно вдвое превышает достигнутые в обмотках тороидального поля значения. Это имеет место как для многосвитковых сверхпроводниковых и тёплых обмоток (EAST, KSTAR, JT-60SA, ITER, ТИН-1), так и для одновитковых (или набранных из дисков) тёплых обмоток (DIII-D, NSTX-U). При этом наиболее характерна ситуация с проектом NSTX-U, в котором пришлось пожертвовать низким аспектным отношением и пойти на переделку внутренней части камеры и тем не менее не удалось увеличить конструктивную плотность тока выше 34 МА/м² при длительности разряда всего 5 с.

Расстояние между тороидальной обмоткой и плазмой на внутреннем обводе. В проектах нейтронных источников не предполагается защиты электромагнитной системы от нейтронного излучения. Зазор между тороидальной обмоткой и плазмой на внутреннем обводе Δ_{TF-PL} включает в себя зазор между тороидальной обмоткой и камерой, толщину вакуумной камеры, тайлов и скрэп-слоя (SOL). Значения некоторых указанных параметров для проектов нейтронных источников ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1 приведены в табл. 5.

Т а б л и ц а 5. Проектные данные, относящиеся к зазору Δ_{TF-PL}

Токамак	$S_{ }$, м ²	P_{aux} , МВт	p_{aux} , МВт/м ²	Δ_{tile} , см	Δ_{SOL} , см	Δ_{TF-VV} , см	Δ_{TF-PL} , см	Δ_{TF-PL}/R_0
ТИН-СТ	11	6,5	0,6	0,2	0,5	0,5	4	0,08
СКТИН	6	3,4	0,56	0,2	0,5	0,5	4	0,1
ТИН-1	50	20	0,4	2	3	1	15	0,1

В табл. 5: $S_{||}$ — боковая поверхность плазмы; P_{aux} — мощность, подводимая к плазме; $p_{aux} = P_{aux}/S_{||}$ — среднее значение потока мощности; Δ_{SOL} — толщина скрэп-слоя на внутреннем обводе плазмы; Δ_{TF-VV} —

Рис. 10. Зависимость конструктивной плотности тока в обмотках тороидального поля токамаков от величины магнитного поля на обмотке

конструктивный зазор между тороидальной обмоткой и вакуумной камерой; Δ_{TF-PL}/R_0 — относительная толщина зазора между тороидальной обмоткой и плазмой на внутреннем обводе.

Из таблицы следует, что относительная толщина зазора между тороидальной обмоткой и плазмой для всех указанных проектов довольно близка. Уровень тепловых нагрузок p_{aux} в ТИН-1 в полтора раза меньше, чем в ТИН-СТ и СКТИН, но мощность нейтронного потока в ТИН-1 существенно выше, чем в ТИН-СТ и СКТИН.

ОБЩАЯ СИТУАЦИЯ С ПАРАМЕТРАМИ КОМПАКТНЫХ НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ — ТОКАМАКОВ С МОЩНОСТЬЮ РЕАКЦИЙ СИНТЕЗА 1—10 МВт

Из приведённого анализа следует, что проектные данные компактных нейтронных источников определяются выбором сравнительно небольшого числа исходных физических и инженерных параметров. Главными из них являются:

- мощность потока нейтронов P_N ;
- нормализованная бэта плазмы β_N , коэффициент улучшения удержания $H_{y,2}$, вытянутость сечения плазмы k , запас устойчивости на границе шнура q_{95} ;
- аспектное отношение A , доля тока, создаваемая индуктивно C_I , конструктивная плотность тока в тороидальном магните j_{if} , относительная величина зазора между тороидальной обмоткой и плазмой на внутреннем обводе Δ_{TF-PL}/R_0 .

Характеристики нейтронных источников определяются, в конечном счёте, конкретным выбором значений указанных исходных параметров. Сводка исходных данных для ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1 суммирована в табл. 6.

Т а б л и ц а 6. Исходные параметры нейтронных источников

Токамак	A	β_N	$H_{y,2}$	k	q_{95}	C_I	j_{if} , МА/м ²	Δ_{TF-PL}/R_0	P_N , МВт
ТИН-СТ	1,67	4,9	1,4	2,75	7,5	0,16	60	0,08	1,2
СКТИН	2	6	2	2,75	8	0,25	60	0,1	1
ТИН-1	2,5	3	1,4	1,7	4	0,42	17	0,1	~8

Сформулируем некоторые рекомендации по выбору упомянутых параметров:

- в ТИН-СТ и СКТИН снизить произведение $\beta_N H_{y,2}$ до уровня 4—4,5;
- снизить вытянутость сечения плазмы до $k = 2,2$ — $2,4$ в DN-конфигурации плазмы и $\sim 1,7$ — в SN-конфигурации. Для DN-конфигурации принять $k = f(A)$ в соответствии с данными рис. 3;
- увеличить долю тока плазмы, создаваемой индуктивно, до $C_I = 0,4$ — $0,5$. В этом случае упрощаются проблемы с дальнейшим подъёмом тока при использовании базовой системы ввода мощности в плазму (не нужно дополнительных источников с другими параметрами);

Рис. 11. Зависимость большого радиуса тора от мощности нейтронов для СКТИН ($A = 2$), ТИН-СТ ($A = 1,67$) и ТИН-1 ($A = 2,5$): 1 и 2 — ТИН-СТ и СКТИН для параметров, указанных в табл. 1; 3 — ТИН-1 для параметров, указанных в табл. 3 (при $j_{if} = 17$ МА/м²); кривые: ТИН-СТ — зависимость $R(P_N)$ при $\beta_N = 4,9$, $H_{y,2} = 1,4$, $k = 2,75$, $j_{if} = 60$ МА/м²; СКТИН — зависимость $R(P_N)$ при $\beta_N = 6$, $H_{y,2} = 2$, $k = 2,75$, $j_{if} = 60$ МА/м²; ТИН-1 — зависимость $R(P_N)$ при $\beta_N = 3$, $H_{y,2} = 1,4$, $k = 1,7$, $j_{if} = 30$ МА/м²

— принять, что тороидальная обмотка одновитковая (или набранная из дисков) с конструктивной плотностью тока на уровне 30 МА/м² (более точно, $160/B_0$). Такая величина плотности тока близка к достигнутой в реальных конструкциях токамаков с длинным импульсом. Это приведёт к утолщению тороидальной обмотки для проектов ТИН-СТ и СКТИН и утончению — для проекта ТИН-1;

— принять относительную величину зазора между тороидальной обмоткой и плазмой на внутреннем обводе Δ_{TF-PL}/R_0 , равную 0,1.

Из указанных параметров наиболее важна нейтронная мощность P_N . По этому параметру установки ТИН-СТ и СКТИН (с $P_N \sim 1$ МВт) и ТИН-1 (с $P_N \sim 10$ МВт) принадлежат к разным классам установок. Ориентировочная зависимость большого радиуса установки от нейтронной мощности показана на рис. 11.

Если в параметрах сравниваемых проектов СКТИН, ТИН-СТ и ТИН-1 принять одни и те же конструктивную плотность тока (30 МА/м^2) и значения физических параметров (скажем, $\beta_N = 3$, $H_{y,2} = 1,4$, $k \sim 1,7$), то зависимости $R(P_N)$ ещё более сблизятся для всех трёх проектов.

В итоге получается, что минимальные размеры нейтронных источников на основе токамака определяются, главным образом, уровнем нейтронной мощности и условием удержания быстрых частиц пучка ($I_p > I_{cr}$).

Дополнительное ограничение на компактность токамаков — источников нейтронов — может быть связано с предельным уровнем вводимой в плазму удельной мощности нагрева $p_{aux} = P_{aux}/S_{||}$. Эта проблема инициирована С.В. Мирновым [33] и тесно связана с процессами взаимодействия плазма—стенка в ходе нагрева плазмы.

В [33] на основе анализа базы экспериментальных данных сделано предположение, что p_{aux} ограничено на уровне $0,2 \text{ МВт/м}^2$. Кроме того, приводятся результаты экспериментов на токамаке TFTR при $p_{aux} = 0,4 \text{ МВт/м}^2$, где в ходе инжекции наблюдался быстрый рост концентрации плазмы с последующим срывом. Отмечено, что для обеспечения режима устойчивого горения плазмы при больших p_{aux} особое внимание необходимо уделять подготовке элементов первой стенки, обращённых к плазме (подготовка поверхности, покрытия).

Одна из причин ограничения на величину p_{aux} связана с частицами, вносимыми в плазму в ходе инжекции. Покажем, что причина «катастрофы» на TFTR при $p_{aux} = 0,4 \text{ МВт/м}^2$ связана с быстрым поступлением частиц в плазму в ходе инжекции, при которой количество частиц, поступающих с инжекцией, не успевает отводиться диффузией. Параметры разряда с $p_{aux} = 0,4 \text{ МВт/м}^2$ в TFTR приведены в табл. 16.2 работы [34]: $P_{aux} = 33,7 \text{ МВт}$, $E_b = 110 \text{ кэВ}$, $n_e = 0,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $R = 2,48 \text{ м}$, $a = 0,82 \text{ м}$, $k = 1$, $\tau_E = 0,2 \text{ с}$. Для этих параметров величина удельной мощности нагрева $p_{aux} \approx 0,41 \text{ МВт/м}^2$.

Примем, что время жизни частиц τ_p в 4 раза превышает энергетическое время жизни плазмы τ_E (так, например, полагается в обзоре Б.Б. Кадомцева [35]), и введём параметр C_{NB} , являющийся отношением числа частиц, поступающих в плазму с пучком нейтралов, к количеству частиц, уходящих из неё за счёт диффузии:

$$C_{NB} = \frac{\left(\frac{dn}{dt}\right)_{NB} \tau_p}{n_e} = \frac{P_{aux}}{E_b V_{pl}} \frac{4\tau_E}{n_e} n.$$

Очевидно, что при $C_{NB} \sim 1$ (к тому же с учётом возможного дополнительного поступления частиц) рост концентрации плазмы должен стать безостановочным вплоть до срыва. Подставив указанные параметры разряда в TFTR, получаем $C_{NB} \approx 1$, т.е. действительно указанный механизм роста плотности из-за инжекции может стать фактором, ограничивающим удельную мощность энерговыклада p_{aux} .

В этом смысле важно оценить величину C_{NB} для проектов ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1. Воспользовавшись данными табл. 1 и 3 настоящей работы, можно получить $C_{NB} \approx 0,25$ для ТИН-СТ, и СКТИН и $C_{NB} \approx 0,4$ — для ТИН-1. Таким образом, в первом приближении в ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1 ввод частиц с пучком ограничивающим фактором не является, и в этом смысле можно рассчитывать и на существенно большие допустимые значения удельной мощности нагрева.

На рис. 12 показана зависимость удельной мощности нагрева плазмы p_{aux} от мощности энерговыделения в нейтронах P_N . Видно, что для всех трёх систем характерны довольно большие и близкие значения p_{aux} , которые снижаются по мере роста мощности энерговыделения в нейтронах.

Рис. 12. Зависимость удельной мощности энерговыклада от нейтронной мощности для СКТИН ($A = 2$), ТИН-СТ ($A = 1,67$) и ТИН-1 ($A = 2,5$); кривые: ТИН-СТ — зависимость $p_{aux}(P_N)$ при $\beta_N = 4,9$, $H_{y,2} = 1,4$, $k = 2,75$, $j_{if} = 60 \text{ МА/м}^2$; СКТИН — зависимость $p_{aux}(P_N)$ при $\beta_N = 6$, $H_{y,2} = 2$, $k = 2,75$, $j_{if} = 60 \text{ МА/м}^2$; ТИН-1 — зависимость $p_{aux}(P_N)$ при $\beta_N = 3$, $H_{y,2} = 1,4$, $k = 1,7$, $j_{if} = 30 \text{ МА/м}^2$

Характерные значения удельной мощности энергоуклада составляют $\sim 0,5$ МВт/м² для ТИН-СТ, СКТИН и ТИН-1 в диапазоне нейтронной мощности 1—10 МВт.

Кроме ограничения, связанного с ростом плотности при инжекции (величина параметра C_{NB}), имеется ещё одно ограничение на максимальную удельную мощность энергоуклада, связанное с максимальной мощностью «по окну» p_W . Достигнутое значение p_W составляет 20 МВт/м². В этом случае даже если окна ввода мощности занимают 4—5% от боковой поверхности камеры, то в принципе можно рассчитывать на достижение значений удельной мощности энергоуклада $p_{aux} \approx 0,8—1$ МВт/м².

Наконец, есть ограничение на величину p_{aux} , связанное с отводом тепла от первой стенки. Основная опасность тут связана с резко выраженной локальностью тепловых нагрузок. Огромная работа, проделанная в рамках проекта ИТЭР, привела при средней тепловой нагрузке $\sim 0,2$ МВт/м², при учёте локальности «языков» сброса энергии от ELMs к необходимости рассчитывать конструкцию первой стенки на тепловую нагрузку около 5 МВт/м². Однако проделать такой переход для рассматриваемых нейтронных источников в настоящее время не представляется возможным.

Уровень нейтронной мощности ~ 10 МВт (принятый в ТИН-1) представляется существенно более привлекательным с точки зрения, скажем, наработки U—Th-топлива. При этом удельная нейтронная нагрузка на первую стенку p_N в ТИН-1 оказывается около 0,2 МВт/м² (в ТИН-СТ $p_N \sim 0,1$ МВт/м², в СКТИН $p_N \sim 0,15$ МВт/м²). Плата за увеличение нейтронной мощности — рост капитальных и эксплуатационных затрат.

Отметим ещё одну важную особенность анализируемых источников нейтронов, в которых нейтронная генерация определяется, главным образом, реакциями на пучке. Одна и та же вводимая мощность выступает, образно говоря, в трёх ипостасях:

- приводит к генерации нейтронов при реакциях частиц пучка на плазме;
- поддерживает энергобаланс;
- создаёт и поддерживает ток плазмы.

В этом случае разбаланс в хотя бы одной из них может привести к необходимости изменения рабочих параметров, что требует дополнительного резервирования вводимой мощности и даже использования дополнительных методов нагрева и поддержания тока.

ВЫВОДЫ

Размеры и другие параметры токамаков — источников нейтронов, основанных на реакциях пучка быстрых дейтронов в плазме, определяются комплексом ограничений:

— мощность вводимого пучка дейтронов, которая при заданных размерах определяет стационарную мощность генерации нейтронов. Эта мощность ограничивается сечением ввода пучка, а также мощностью, приходящей на единицу поверхности первой стенки, ограниченной на уровне 0,3—0,4 МВт/м²;

— значение удельной нейтронной нагрузки на первую стенку p_N , интересное с точки зрения ядерных приложений (например, наработка топлива) [23, 24], составляет $p_N \geq 0,2$ МВт/м². В ТИН-СТ и СКТИН значение p_N меньше ($p_N \sim 0,1$ МВт/м² в ТИН-СТ, $p_N \sim 0,15$ МВт/м² в СКТИН). Кроме того, абсолютный уровень нейтронной мощности составляет ~ 1 МВт (ТИН-СТ, СКТИН) по сравнению с ~ 10 МВт в ТИН-1. Плата за увеличение нейтронной мощности — рост капитальных и эксплуатационных затрат;

— относительная величина тока, возбуждаемого центральным соленоидом до перехода в режим неиндуктивного поддержания источниками дополнительного нагрева (чисто неиндуктивный сценарий разряда согласно сегодняшним представлениям обходится очень дорогой ценой, если вообще осуществим). Разумная величина генерируемого индуктором тока $>40\%$ I_p . Большая величина индуктивной составляющей тока плазмы требует соответствующего места для размещения центрального соленоида, что приводит к увеличению размеров источника;

— вытянутость сечения плазмы. В рассматриваемых проектах токамачных нейтронных источников принимается, что в ходе сценария разряда при переходе к неиндуктивному режиму соленоид убирается

(выдвигается). Расчёты показывают, что при отсутствии центрального соленоида значений вытянутости плазмы ($k = 2,75$) не получить;

— конструктивная плотность тока j_{tf} в тороидальной обмотке, влияющая на ширину центрального столба тороидального магнита. Судя по данным реализованных проектов, значение j_{tf} не превышает 30 MA/m^2 ;

— процессы удержания плазмы, характеризующиеся произведением $\beta_N H_{y,2}$. Имеющаяся база данных удовлетворяет ограничению $\beta_N H_{y,2} \leq 4\text{—}4,5$.

Необходимость учёта этих и других ограничений, которые должны быть учтены при проектировании плазмозфизической и инженерной части токамака — источника нейтронов, безусловно, повлияет на реальные размеры такого источника и, соответственно, на пределы компактности.

REFERENCES

1. **Kuteev B.V., Borisov A.A., Golikov A.A. et al.** Tokamak-based MW-range fusion neutron sources. — In: DOE Workshop on Fusion-Fission Hybrid Reactors. Gaithersburg, Maryland, USA, September 30 — October 2, 2009.
2. **Kuteev B.V., Goncharov P.R., Sergeev V.Yu., Khripunov V.I.** Intense fusion neutron sources. — *Fizika plazmy (Plasma Physics)*, 2010, vol. 36, pp. 307—346 (in Russian); see also Kuteev B.V., Goncharov P.R., Sergeev V.Yu., and Khripunov V.I. Intense Fusion neutron sources. — *Plasma Physics Reports*, 2010, vol. 36, № 4, pp. 281—317.
3. **Golikov A.A., Kuteev B.V.** Choice of parametres 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).
4. **Dnestrovskij A.Yu., Golikov A.A., Kuteev B.V., Khairutdinov R.R., Gryaznevich M.P.** The investigation of the steady state regime for the tokamak neutron source. — *VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion)*, 2010, issue 4, pp. 26—35 (in Russian).
5. **Klischenko A.V., Kuteev B.V., Shpansky Yu.S.** The first wall and vacuum chamber for a fusion neutron source based on a small spherical tokamak (FNS-ST). — *VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion)*, 2010, issue 4, pp. 36—39 (in Russian).
6. **Shpanskiy Yu.S., Kuteev B.V., Lukash V.E., Petrov V.S.** Magnetic system of a compact spherical tokamak FNS-ST. — *VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion)*, 2010, issue 4, pp. 40—47 (in Russian).
7. **Kuteev B.V., Bykov A.S., Dnestrovsky A.Yu. et al.** Key physics issues of a compact tokamak fusion neutron source. — In: IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Republic of Korea, 11—16 Oct. 2010. Report FTP/P6-10.
8. **Kuteev B.V., Azizov E.A., Bykov A.S. et al.** Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils. — *Nucl. Fusion*, 2011, vol. 51, p. 073013.
9. **Azizov E.A., Velikhov E.P., Tazhibaeva I.L., Shkol'nik V.S. et al.** Kazakhstan material testing tokamak KTM and controlled fusion questions. — *Almaty*, 2006 (in Russian).
10. **Pistunovich V.I., Shatalov G.E.** Nuclear fusion reactor based on the tokamak. — In: *Itogi nauki i tekhniki. Ser. Fizika plazmy (Results of Science and Technology. Ser. Plasma Physics)*, 1981, vol. 2, p. 138 (in Russian).
11. **Progress in the ITER Physics Basis.** — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47(Special Issue).
12. **Glukhikh V.A., Belyakov V.A., Mineev A.B.** Physical and technical foundations of controlled thermonuclear fusion. Tutorial. — *SPb Pub. h. of Polytechnical University*, 2006 (in Russian).
13. **Campbell D.J., de Marco F., Giruzzi G. et al.** Critical physics issues for tokamak power plants. — In: 21st Fusion Energy Conf. Chengdu, 16—21 October 2006, T-FT/1-1; Oikawa T. et al. — *Nucl. Fusion*, 2001, vol. 21, p. 1575.
14. **ITER Physics Basis.** — *Nucl. Fusion*, 1999, vol. 39, № 12.
15. **Kolesnichenko Ya.I., Parail V.V., Pereverzev G.V.** Generation of noninductive current in tokamak. — In: *Voprosy teorii plazmy (Problems of the plasma theory)*, 1989, issue 17 (in Russian).

16. **Gates D.A., Ahn J., Allain J. et al.** Overview of results from the National Spherical Torus Experiment (NSTX). — Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 104016.
17. **Hofmann F., Sauter O., Behn R., Reimerdes H.** Observation of beta-limits in highly elongated tokamak plasmas. — In: Proc. 25th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics. Praha, ECA, 1998, vol. 22C, p. 703; see also Reimerdes H., MHD Stability Limits in the TCV Tokamak, EPFL: Preprint LRP 7001/01, 2001.
18. **Belyakov V.A., Mineev A.B.** Tokamak: equilibrium plasma configurations. — SPb.: VVM, 2010 (in Russian).
19. **Thomassen K.** The steady state tokamak. — In: Proc. of the 1999 Fusion Summer Study. Snowmass, Colorado, USA, July 11—23, 1999. Energy Issues Working Group, Rep.10, <http://www.apam.columbia.edu/SMproceedings/default.html>.
20. **Gormezano C., Sips A.C.C., Luce T.C. et al.** Chapter 6: steady state operation. Progress in the ITER physics basis. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, S285—S336.
21. **Sips A.C.C. et al.** Advanced scenarios for ITER operation. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2005, vol. 47, p. A19.
22. **Azizov E.A., Arefiev Yu.P., Gladush G.G. et al.** The concept of the volumetric neutron source on the basis of the JUST-T tokamak for minor actinides transmutation. — Plasma Devices and Operations, 2003, vol. 11, № 4, p. 279.
23. **Azizov E., Bondarchuk E., Velikhov E. et al.** Using of compact tokamaks as a neutron source for the solution of problems of nuclear and thermonuclear power engineering. — In col.: International forum FEC. SPb, 2009 (in Russian).
24. **Rosatom Commission Conclusions** for the choice of optimal development of thermonuclear power engineering in Russia based on the tokamaks. — M., 2009 (in Russian).
25. **Mineev A.B.** Non-inductive plasma operation scenario in tokamaks: possibilities for realization. — Plasma Devices and Operations, 2007, vol. 15, № 3, p. 225.
26. **Gryaznevich M., Bevir V., Knight P. et al.** Plasma formation and volt-second consumption in spherical tokamaks. — In: Intern. Workshop on Spherical Torus'97 (STW-97). St-Petersburg, Russia, 3—5 September, 1997.
27. **Strykowski R., Chrzanowski J., Denault M. et al.** NSTX Upgrade Overview. ICENES, May, 2011.
28. **Luxon J.L.** A design retrospective of the DIII-D tokamak. — Nucl. Fusion, 2002, vol. 42, p. 614.
29. **Wan Y.X., Weng P.D., Li J.G., Gao D.M., Wu S.T. and the EAST Team.** Progress of the EAST project in China. — In: Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conf. Vilamoura, Portugal, 2004, FT/3-3.
30. **Kim K., Park H.K., Park K.R.** Status of the KSTAR superconducting magnet system development. — In: Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conf. Vilamoura, Portugal, 2004, FT/P7-16.
31. **Matsukawa M.** Engineering feature in the design of JT-60SA. — In: 21th IAEA Fusion Energy Conf. Chengdu, China, 2006, FT/P7-5.
32. **ITER Technical Basis.** ITER EDA Documentation Series, № 24. — Vienna: IAEA, 2002.
33. **Mirnov S.V.** (private communication).
34. **Miyamoto K.** Fundamentals of plasma physics and controlled fusion. — M.: Fizmatlit (PhysMathLit), 2007. 304 p. (in Russian).
35. **Kadomtsev B.B.** Fundamentals of tokamak plasma physics. — Itogi nauki i tekhniki. Ser. Fizika plazmy (Results of science and technology. Ser. Plasma physics), issue 10, VINITI (All-Russian Institute for Scientific and Technical Information of Russian Academy of Sciences), M. 1991 (in Russian).

AUTHORS

Azizov E.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; azizov@nfi.kiae.ru

Mineev A.B. Efremov Scientific Research Institute of Electrophysical Apparatus, pos. Metallostroy, Doroga na Metallostroy 3, 196641 St. Petersburg, Russia; mineevab@sintez.niiefa.spb.su

Received 19 March 2012
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2012, issue 2, pp. 5—20.