

УДК 533.9.072

РАЗВИТИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГИБРИДНОГО РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОДА NESTOR И МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

*М.Н. Шленский^{1, 2}, Е.Д. Длугач¹, Б.В. Кутеев^{1, 2}*¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²Национальный исследовательский ядерный университет «Московский инженерно-физический институт», Москва, Россия

Работа посвящена созданию усовершенствованной нейтронной модели плазмы гибридной реакторной установки (ГРУ) ДЕМО-ТИН, которая использовалась кодами, реализующими метод Монте-Карло для моделирования переноса излучения (MCNP и SuperMC). Старая упрощённая модель источника нейтронов не учитывала влияния пучка нейтральной инжекции на распределение интенсивности скорости реакции синтеза, а также имела нереалистичную форму (эллипс в вертикальном сечении). Создана новая модель, которая построена на основе актуальных представлений о распределениях температуры и плотности в плазме, учитывает высокий вклад нейтральной инжекции в формирование популяции быстрых ионов, а также задана массивом элементарных объёмов, что позволяет задавать произвольную форму распределения интенсивности генерации нейтронов с необходимой точностью. Показано влияние формы плазмы на распределение потока первичных (нерассеянных) нейтронов по полоидальному углу, а также на перенос нейтронов и сопутствующие процессы вне плазмы (в blankets, divertor и первой стенке).

Ключевые слова: термоядерный источник нейтронов (ТИН), система нейтральной инжекции (СНИ), моделирование плазмы, нейтронный выход, нейтронная нагрузка, нейтронные модели, метод Монте-Карло.

DEVELOPMENT OF NEUTRON-PHYSICAL MODEL OF HYBRID REACTOR DEMO-FNS BY MEANS OF NESTOR CODE AND MONTE-CARLO METHOD

*M.N. Shlenskii^{1, 2}, E.D. Dlugach¹, B.V. Kuteev^{1, 2}*¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

The paper is devoted to development of an improved neutronics plasma model of the hybrid fusion reactor DEMO-FNS, which was used by codes implementing the Monte-Carlo method for modeling radiation transport (MCNP and SuperMC). The old simplified model of the neutron source did not take into account the effect of the neutral injection on the intensity distribution of the fusion reaction rate, and also had an unrealistic shape (an ellipse in vertical cut). The new model was developed and it is based on current data of temperature and density distributions in plasma, takes into account the high contribution of neutral injection to fusion reaction rate, and is also built by an array of elementary volumes, which allows user to set an arbitrary shape of the probability distribution of neutron appearing (as a result of fusion reaction) with the necessary accuracy. The influence of the plasma shape on the distribution of the primary (not scattered) neutron flux along the poloidal angle, as well as on neutron transfer and related processes outside the plasma (in the blanket, divertor and first wall) is shown.

Key words: fusion neutron source (FNS), neutral beam injection (NBI), plasma modeling, neutron yield, neutron wall loading (NWL), neutron models, Monte-Carlo method.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-97-110

ВВЕДЕНИЕ

Термоядерные реакторы, в которых между изотопами водорода (D и T) осуществляются реакции синтеза более тяжёлых ядер, являются интенсивными источниками нейтронов (ТИН). Наиболее перспективной для ТИН является реакция синтеза ядер дейтерия и трития, в результате которой генерируются нейтроны с энергией 14,05 МэВ. Некоторый вклад (около 1%) в генерацию нейтронов в такой смеси даёт и реакция синтеза ядер дейтерия, в результате которой рождаются нейтроны с энергией 2,45 МэВ. Среди направлений развития ТИН можно выделить два основных: чистые термоядерные реакторы (как ИТЭР и ДЕМО) и ГРУ. Бланкет чистого термоядерного реактора содержит конструкционные материалы, литийсодержащие материалы и, возможно, некоторые размножители нейтронов, такие как бериллий или свинец. Бланкет ГРУ может содержать, помимо уже названных, делящиеся материалы (^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{233}U , ^{235}U) или минорные актиниды (Np, Am, Cm), и/или ядерные сырьевые материалы (^{232}Th или ^{238}U) [1].

ГРУ, использующие делящиеся материалы в blankets, можно выделить в отдельный класс установок — гибридные системы синтез-деление (ГССД). ГССД имеют принципиальные отличия от чистого

термоядерного реактора и ГРУ с blanketом с подавленным делением, где термоядерные нейтроны обеспечивают реакции размножения (n, xn) в Ве или Рб с последующими реакциями захвата сырьевыми изотопами ^{232}Th или ^{238}U . К параметрам плазмы ГССД предъявляются значительно более низкие требования по сравнению с «чистыми» термоядерными реакторами: коэффициент усиления термоядерной мощности $Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{heat}} \sim 1$, где P_{fus} — энергия, выделяемая в плазме в результате реакции синтеза, P_{heat} — мощность, вводимая в плазму для её нагрева. Причиной этого является значительное (в десятки раз) умножение количества нейтронов и выделяемой энергии реакции деления в их blanketах [2]. В таких системах при использовании минорных актинидов (МА) в качестве размножителя нейтронов при подкритичности системы $k_{\text{эф}} = 0,95$ коэффициент умножения первичных нейтронов может в теории достигать значения 39, а количество свободных нейтронов 25 [2]. Высокая эффективность генерации свободных нейтронов делает такие реакторы перспективными для решения задач наработки ядерного топлива, трития и переработки радиоактивных отходов, а также для разработки новых технологий и материалов, необходимых для создания чистых термоядерных реакторов [2, 3].

Воздействие нейтронов на материалы установки ТИН вызывает в них радиационные повреждения, трансмутацию нуклидов, накопление газообразных продуктов (в первую очередь гелия и водорода), а также нагрев [4]. Указанные процессы приводят к изменению свойств конструкционных и функциональных материалов, их охрупчиванию, разбуханию, разрушению и формированию наведённой радиоактивности [4]. В ГССД значительную роль в радиационном повреждении материалов играют также вторичные нейтроны, образующиеся в результате взаимодействия термоядерных нейтронов с делящимися материалами. Так, для ТИН с одинаковой термоядерной мощностью радиационные повреждения примерно в 2 раза выше в случае наличия делящихся материалов в blanketе [5].

В самых сложных условиях работы находятся компоненты реактора, обращённые к плазме [4]: первая стенка и дивертор. Они испытывают наибольшую нейтронную нагрузку, работают при самых высоких температурах, подвержены бомбардировке ионами, вылетающими из плазмы, принимают на себя потоки энергии и частиц при срывах разряда [5, 6]. Отметим, что важное значение имеют локальные, а не средние значения нагрузок. Именно локальные значения определяют соответствие свойств материалов условиям работы. Поэтому важно знать точное распределение нейтронной нагрузки на первую стенку и дивертор. Значения нейтронной нагрузки на стенку от первичных нейтронов синтеза определяются геометрией плазмы, распределением интенсивности синтеза нейтронов в её объёме, а также угловым и энергетическим распределением продуктов синтеза [7—9].

Влияние способа описания источника нейтронов на распределение нейтронной нагрузки подробно рассмотрено в [8], где приведены краткий обзор и сравнение схем расчётов — от примитивных для токамаков круглого сечения, созданных в 70-е годы XX века, до более совершенных, учитывающих треугольную форму (D-образную) сечения плазмы. Традиционные упрощённые модели описания источника, как правило, не учитывают детальную геометрию плазмы и пространственное распределение быстрых частиц.

Помимо геометрических факторов, на профиль интенсивности реакции синтеза также существенно влияют состав и режим удержания плазмы. Каждому сценарию соответствуют определённые профили плотности и температуры [10]. Современная модель источника нейтронов должна учитывать изменение состава и кинетических профилей плазмы. Кроме того, использование уже существующих численных кодов для моделирования скоростей синтеза в токамаках далеко не всегда приводит к удовлетворительному согласию с результатами эксперимента [11].

В ГРУ поддержание тока в плазме в режиме непрерывной работы обеспечивается тангенциальной инжекцией атомов дейтерия и бутстреп-током [12]. Проведённый анализ [13] показал, что достигнутый уровень технологий токамаков соответствует возможности создания уникального мощного источника. Эта возможность основана на реализации реакций синтеза в двухкомпонентном (пучок—плазма) токамаке, где значительный вклад в мощность синтеза вносят взаимодействия между надтепловыми дейтронами пучка и ядрами трития фоновой плазмы (или наоборот). В такой системе оптимальные параметры плазмы (плотность и время удержания энергии) ниже, чем требуется для поддержания такой же скорости реакции синтеза в максвелловской плазме [14].

Согласно предварительным оценкам, приведённым для проекта гибридной установки ДЕМО-ТИН в обзоре [15], рабочий интервал для плотности плазмы соответствует $(0,7—1,2)10^{20} \text{ м}^{-3}$. При

этом вклад быстрых частиц пучка в генерацию нейтронов в плазме при общей мощности инжекции 30 МВт составит ~50%. Авторы обзора отмечают важность учёта пространственного и энергетического распределения быстрых ионов при расчёте спектров продуктов синтеза. Влияние инжекции на нейтронный выход и на фазовое распределение потока нейтронов рассмотрено также в работах [16, 17].

Данная работа проведена в рамках проекта НИЦ «Курчатовский институт» по созданию ГРУ ДЕМО-ТИН с мощностью D—T-синтеза 40 МВт и системой нейтральной инжекции мощностью 30 МВт [18]. Целью работы являлось уточнение модели описания объёмного источника нейтронов ДЕМО-ТИН для использования в транспортных кодах, таких как MCNP или SuperMC. Для этого решались следующие задачи:

- разработка кода NESTOR для получения распределения удельной интенсивности генерации нейтронов по сечению плазмы;
- расчёт распределения удельной (в выделенном объёме) интенсивности генерации нейтронов по сечению плазмы и полного выхода нейтронов;
- создание нейтронных моделей плазмы для анализа распределения по полоидальному углу первичной плотности потока нейтронов от источника. Анализ и сравнение различных конфигураций плазмы;
- апробация нового подхода при описании источника нейтронов для нейтронно-физической модели ГРУ. Анализ влияния нового подхода на распределение плотности потока нейтронов в первой стенке, а также на трансмутационные процессы вblankете.

МОДЕЛИ И МЕТОДЫ РАСЧЁТА

Новая модель источника ДЕМО-ТИН позволяет задавать форму и кинетические профили плазмы (температуру и плотность) параметрически, а также рассчитывать в каждой точке плазмы скорость реакции термоядерного синтеза для каждой компоненты плазмы — для максвелловского фона и для быстрых ионов, образованных пучком. В соответствии с полученным распределением скоростей синтеза рассчитывается 2-мерная карта эмиссии нейтронов (в полоидальном сечении). Чтобы использовать эти данные в нейтронных расчётах, область плазмы покрывается сеткой с заданным разрешением, и в каждой ячейке вычисляется суммарная вероятность эмиссии нейтронов. Эти данные используются для вывода форматированного описания источника в синтаксисе, воспринимаемом такими транспортными кодами, как MCNP [19] и SuperMC [20, 21].

Геометрия плазмы и скорости синтеза. Геометрия плазмы описывается системой равновесных магнитных поверхностей (РМП). Сечение РМП (R_ψ, Z_ψ) с радиальной меткой ψ (нормированный полоидальный поток, аналог малого радиуса) можно представить с помощью уравнений в полярной системе координат (a_ψ, θ) для случая с двунолевой конфигурацией (симметрия относительно экваториальной плоскости):

$$R_\psi = R_0 + \Delta_{Sh} + a_\psi \cos(\theta + \delta_\psi \sin \theta); \quad (1)$$

$$Z_\psi = \kappa_\psi a_\psi \sin \theta, \quad (2)$$

где R_0, Δ_{Sh} — большой радиус плазмы и шафрановский сдвиг оси РМП относительно центра сечения плазмы (R_0, Z_0); a_ψ — малый радиус РМП в экваториальной плоскости ($Z = 0$); κ_ψ — параметр вытянутости (или «эллиптичность») сечения РМП; δ_ψ — параметр треугольности сечения РМП; θ — полоидальный (полярный) угол элемента РМП относительно внешней точки в экваториальной плоскости. Приведённый радиус РМП вводится как $\rho_\psi = a_\psi/a_{max}$, где a_{max} — горизонтальный малый радиус «граничной» РМП с $\psi = 1$.

Скорость реакций синтеза и генерации нейтронов плазмой в единице объёма внутри радиального слоя ρ_ψ вычисляется по формуле (для разных сортов частиц)

$$R_{\alpha\beta} = n_\alpha n_\beta \int \sigma(v) v f_\alpha(\mathbf{v}_\alpha) f_\beta(\mathbf{v}_\beta) d^3 \mathbf{v}_\alpha d^3 \mathbf{v}_\beta, \quad (3)$$

где n_α, n_β — локальные плотности ионов сортов α и β ; $v = |\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta|$ — модуль относительной скорости; $f_\alpha(\mathbf{v}_\alpha), f_\beta(\mathbf{v}_\beta)$ — функции распределения скоростей частиц. Для каждого радиального слоя рассчитывается своя функция распределения скоростей ионов пучка при торможении в нём, которое зависит, главным образом, от отношения начальной энергии ионов к температуре слоя [22, 23]. Для расчётов объёмного распределения генерации нейтронов в синтезе на тепловых ионах (DT) в предположении максвелловского распределения скоростей применяется упрощённое выражение для скорости реакций в единичном объёме с использованием усреднения по функциям распределения $f(v)$:

$$R_{DT} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle. \quad (4)$$

Профили температуры и плотности плазмы известны из расчётов равновесия или из экспериментов. Фазовое распределение быстрых ионов рассчитывается специальным модулем программного комплекса VTOR, кратко описанным далее. В рамках данной работы не учитываются генерация нейтронов и образование трития в реакциях DD, поскольку вклад этих процессов незначителен (~1%) ввиду малого сечения DD в выбранном рабочем режиме энергий. Предполагается, что генерация нейтронов происходит по двум основным каналам: в реакции синтеза DT между тепловыми ионами плазмы, где доля трития составляет примерно 50% от общего числа ионов, и в реакции синтеза между горячими ионами D-пучка и тепловыми ионами T плазменной мишени.

Программная реализация описания плазмы. Программный комплекс VTOR (Beam in TORoids) создан и зарегистрирован в 2019 г. в НИЦ «Курчатовский институт» [24]. Комплекс VTOR выполняет быстрые параметрические расчёты эффективности нейтральной инжекции с учётом детальной геометрии плазмы и влияния тороидальных эффектов. Классические аналитические методы [25] в сочетании с подробной статистикой описания пучка кластерами (до 10^{12} частиц) позволяют получать любые распределения частиц в фазовом пространстве с необходимой точностью.

В частности, модуль NESTOR (NEutron Source in TORoids) [26] был использован для расчёта распределения объёмного источника термоядерных нейтронов в плазме с учётом тороидальной конфигурации магнитного поля и вклада нейтральной инжекции в синтез нейтронов. Скорость реакции синтеза между быстрыми ионами пучка и тепловыми ионами плазмы рассчитывается по формуле (3) с учётом замедления захваченного иона плазмой. Данные по сечениям реакции импортировались из базы сечений [27].

Модель плазмы и конфигурация РМП для токамака ДЕМО-ТИН показаны на рис. 1. Параметры геометрии плазмы: $R_0/a = 3,2$ м/1 м, вытянутость 2, треугольность 0,5, шафрановский сдвиг магнитной оси 0,1 м. На рис. 1, б показано положение пучка в сечении плазмы. Ось инжекции горизонтальна и смещена относительно магнитной оси: $R_{inj} = 3,5$ м, $Z_{inj} = -0,5$ м. Такое направление инжектора, вообще

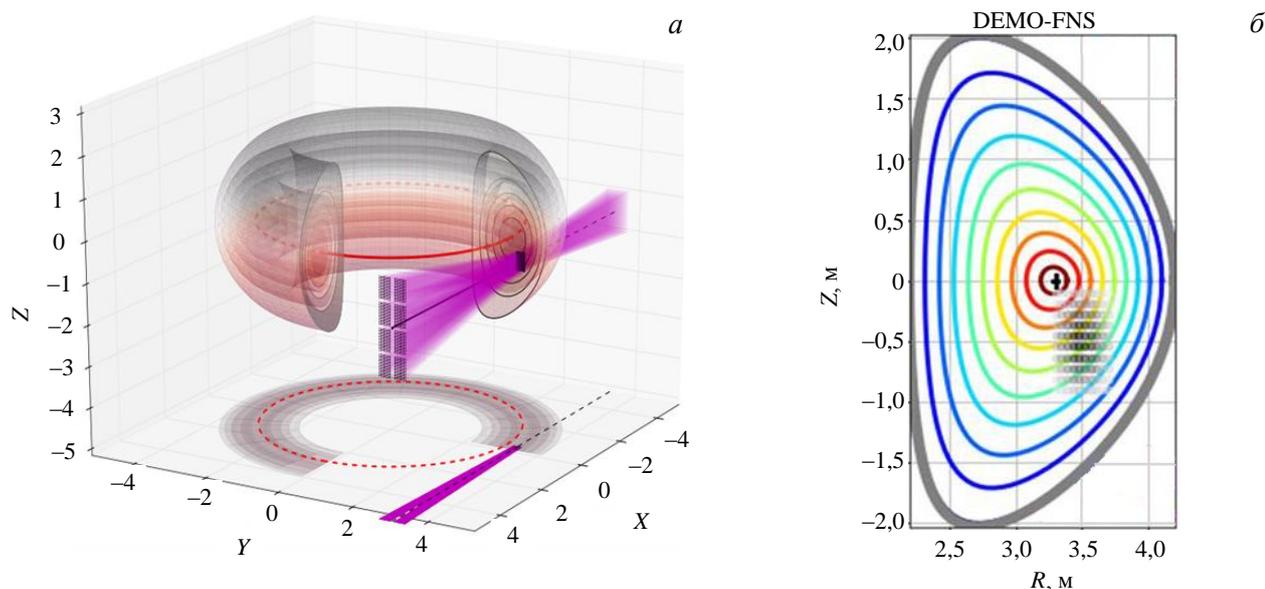


Рис. 1. Система магнитных поверхностей плазмы ДЕМО-ТИН и геометрия инжекции (а); сечение и параметры геометрии плазмы и пучка в расчётах NESTOR: $R_0 = 3,2$ м, $a = 1$ м, $\kappa = 2$, $\delta_\psi = 0,5$, $\Delta_{Sn} = 0,1$ м, $R_{inj} = 3,5$ м, $Z_{inj} = -0,5$ м, $W \times H = 0,4 \times 0,8$ м (б)

говоря, не является оптимальным с точки зрения эффективности захвата частиц пучка и генерации тока в плазме; оно выбрано исходя из конструктивных особенностей магнитной системы и конфигурации защиты. Оптимальный захват пучка и генерация тока в плазме соответствуют вводу пучка со стороны внутреннего обвода относительно магнитной оси [22].

Энергия инжектированных атомов дейтерия 500 кэВ. Из-за смещения тангенциального прицела оси пучка наружу от магнитной оси ($R_{inj} = 3,5$ м, $Z_{inj} = -0,5$ м) и конечных поперечных размеров пучка ($W \times H = 0,4 \times 0,8$ м) на входе в плазму максимум выделения быстрых ионов и основной захват происходят во внешних слоях плазмы ($\rho_{\psi} = 0,5—0,85$). Мощность инжекции, согласно проекту ДЕМО-ТИН, составляет 30 МВт. Это соответствует величине тока от пучка в плазме ~ 60 А. При выбранной плотности плазменной мишени ($\sim 1 \times 10^{20}$ м $^{-3}$) сквозные потери атомов пучка составят $\sim 3\%$.

Нейтронные модели для анализа источников. С 2016 г. в нейтронных моделях токамака ДЕМО-ТИН использовался упрощённый объёмный источник нейтронов [28]. Данный источник представляет собой вложенные друг в друга слои эллиптических торов (рис. 2, а). Эти слои имитируют плазму, в которой поддерживается реакция синтеза ядер дейтерия и трития. Большой радиус этих торов 3,2 м. Для каждого объёма задаётся вероятность рождения нейтрона, которая убывает от центра к периферии плазменного шнура (рис. 2, б). Распределение вкладов между слоями определяется с помощью расчётов кодом ASTRA [9]. Источник считается изотропным (нейтрон равновероятно может вылететь в любом направлении из выбранной точки), а рождающиеся нейтроны являются моноэнергетическими (14,1 МэВ). Мощность источника принимается равной 40 МВт или $1,42 \cdot 10^{19}$ н./с. Далее этот источник будет обозначаться как «упрощённый источник».

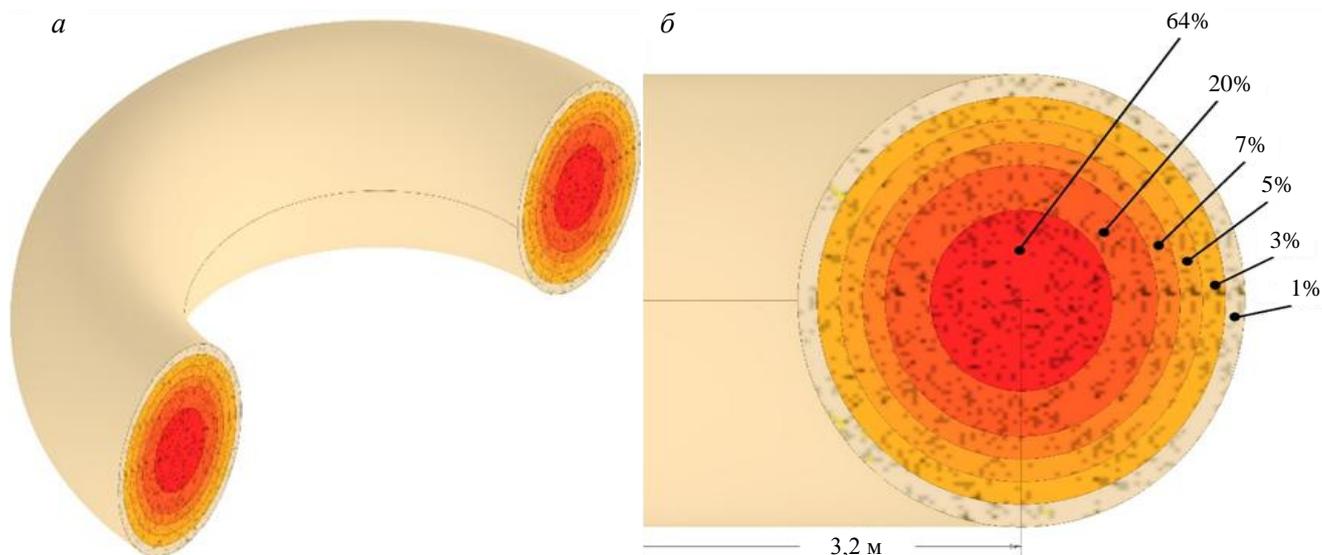


Рис. 2. Упрощённая модель источника нейтронов: а — половинный разрез геометрической модели источника; б — вероятности рождения нейтрона для каждого объёма

Результаты расчётов скоростей реакции синтеза для каждого слоя, ограниченного РМП, с учётом влияния инжектируемого пучка использовались для создания описания новой нейтронной модели для транспортных кодов, реализующих метод Монте-Карло. Проводился перенос распределений на заданную сетку, величина скорости реакции заменялась вероятностью рождения нейтрона в выделенном объёме для использования данных для метода Монте-Карло.

Для новой реалистичной модели источника было принято, что вероятность рождения нейтрона в объёме плазмы зависит от радиальной метки (ρ_{ψ}) РМП относительно магнитной оси, т.е. источник осесимметричный: распределение вероятности рождения нейтрона одинаково в каждом полоидальном сечении тора. Вероятность определялась как отношение скорости реакции синтеза в выделенном объёме к общей скорости реакции (во всём объёме плазмы). Область источника разбивалась по радиусу от главной оси тора на цилиндрические слои, для каждого из которых задавалась вероятность рождения в нём нейтрона. В свою очередь, каждый цилиндрический слой разбивался по высоте горизонтальными плоскостями, и для образующихся участков вероятность рождения нейтрона

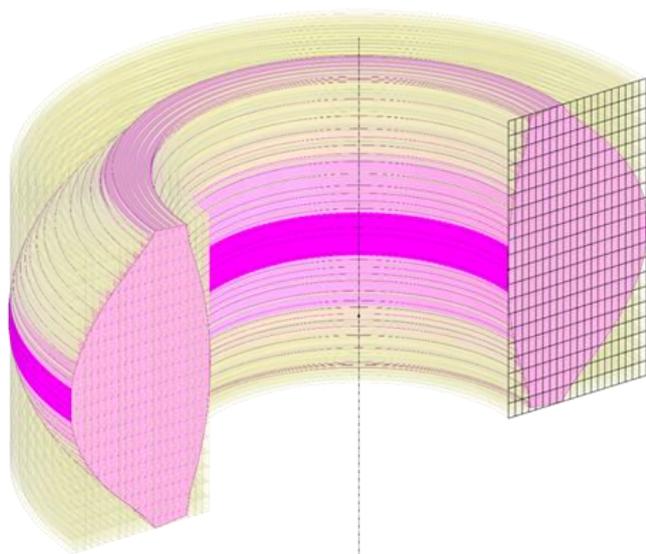


Рис. 3. Визуализация нового реалистичного источника термоядерных нейтронов: розовая область — границы первой стенки и диверторов — область плазмы, внутри которой вероятность рождения нейтрона отлична от нуля; прозрачная жёлтая область — массив цилиндрических слоёв, в каждом из которых задана вероятность рождения нейтрона

определялась как отношение скорости реакции синтеза в данном объёме к скорости реакции во всём слое. Таким образом, объёмный источник представлен массивом цилиндрических слоёв (колец прямоугольного сечения) 20×20 , для каждого из которых вероятность рождения нейтрона пропорциональна произведению профилей вероятностей по радиусу и по высоте. Область источника первичных нейтронов ограничивалась поверхностями первой стенки и диверторов, обращённых к плазме. Визуализация источника и сетка, определяющая форму и пространственное распределение локальных областей генерации нейтронов, показаны на рис. 3. Далее данный источник будет обозначаться как «реалистичный источник».

Для описания реалистичного источника использовался синтаксис MCNP [19]. Использовалась карточка (набор описаний) общего источника SDEF, включающая в себя все параметры,

описывающие источник. Задавались распределение вероятности рождения нейтрона по радиусу (карточка RAD) и зависимое от распределения по радиусу распределение по высоте (EXT FRAD) и ячейка, в которой могут рождаться нейтроны (CEL). Распределения задавались набором дискретных значений. Эти данные загружались в программу SuperMC, где и производился расчёт переноса нейтронов.

Для сравнения упрощённого и реалистичного источников были созданы модели, в которых поток нейтронов за пределами области детекторов (тонкая зелёная область вокруг плазмы) задавался равным нулю (рис. 4). Окружение источника материалом, полностью поглощающим нейтроны, было необходимо для определения потоков нейтронов именно от источника, исключая рассеяние и пролёты нейтронов через центр установки.

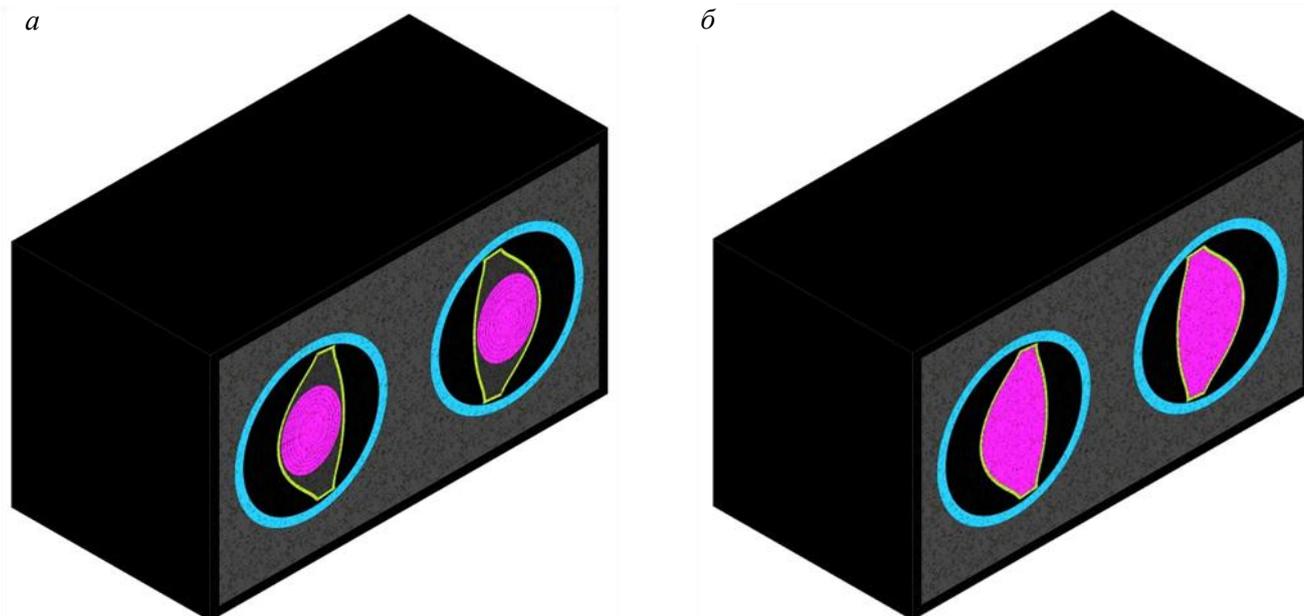


Рис. 4. Трёхмерные модели для определения потока первичных нейтронов на стенку (срединный разрез): *а* — упрощённый источник; *б* — реалистичный источник; розовый элемент — область источника

Сравнивалось распределение плотности потока нейтронов (а также плотности потока энергии, переносимой нейтронами), создаваемого каждым источником, в зависимости от полоидального угла. Отсчёт угла идёт от экваториальной плоскости со стороны внешнего обвода в направлении против часовой стрелки с шагом 10° . В качестве детекторов использовался тонкий слой вокруг границ источника

(зелёный на рис. 4, 5). Этот слой разбивался конечными поверхностями на кольцевые элементы. Плотность потока нейтронов рассматривается как интегральная по энергии величина.

Плотность потока энергии [МВт/м²], переносимой нейтронами через стенку, в данном случае определялась через величину плотности потока нейтронов [(см²·с)⁻¹], а не через плотность одностороннего тока нейтронов через заданную поверхность. Определённая таким образом величина лучше отражает реальные условия работы материалов, учитывая рассеянные и новые нейтроны, образовавшиеся в результате взаимодействия первичных термоядерных нейтронов с материалами установки.

Дополнительно был рассмотрен наиболее примитивный вариант источника нейтронов для токамака в виде окружности, лежащей в экваториальной плоскости токамака, с радиусом 3,2 м. Далее данный источник будет обозначаться как «источник-окружность». Для данного источника была выведена аналитическая зависимость плотности потока от расстояния до окружности и полоидального угла:

$$\varphi(\rho_0, \theta) = \frac{S_0}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \frac{d\alpha}{A - B \cos \alpha}, \quad (5)$$

где $A = 2R_0^2 + \rho_0^2 + 2R_0\rho_0 \cos\theta$; $B = 2(R_0^2 - R_0\rho_0 \cos\theta)$; φ — плотность потока нейтронов, (см²·с)⁻¹; ρ_0 — расстояние от точки на окружности до точки первой стенки (в вертикальном сечении); θ — полоидальный угол; $S_0 = 1,42 \cdot 10^{19}$ н/с — интенсивность источника; $R_0 = 320$ см — радиус плазменного шнура; α — тороидальный угол (интегрируется поток нейтронов по всей окружности от 0 до 2π).

Использование аналитической формулы позволило провести проверку результатов SuperMC (только для случая, когда источник находится в вакууме). Для проверки программы был задан максимально приближенный к окружности источник в виде тора с радиусом малой окружности 0,5 см. Далее этот источник будет обозначаться как «тонкий тор». В этом случае источники не окружались поглощающим материалом. При этом можно отметить, что формула (5) справедлива и для случая, когда для точки детектирования часть источника перекрывается стенками реактора: в этом случае для каждой точки, в которой определяется плотность потока нейтронов, будут разные пределы интегрирования по тороидальному углу α .

Для определения влияния рассеянных нейтронов на поток нейтронов в области первой стенки, а также для определения способа описания источника на трансмутационные процессы в бланкете были также рассмотрены упрощённые двумерные модели реактора ДЕМО-ТИН (рис. 6). Фактически использовались трёхмерные модели. Однако, поскольку они симметричны в тороидальном направлении, для моделирова-

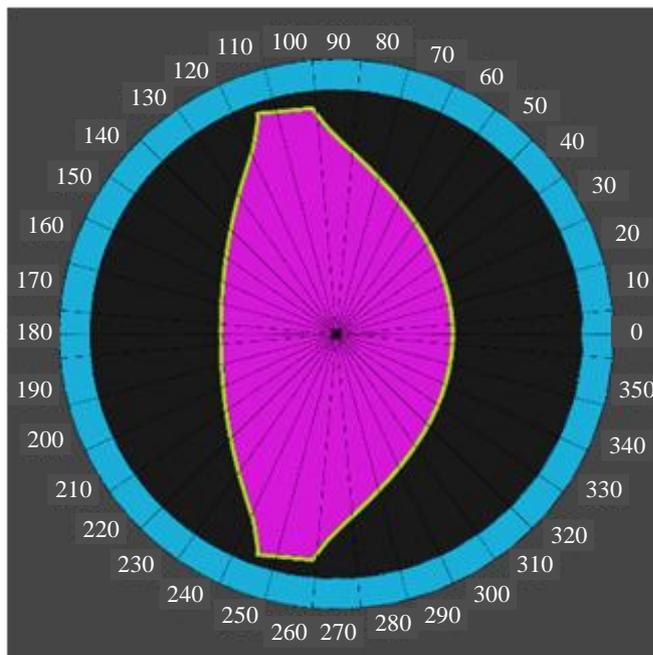


Рис. 5. Разбивка объёма вокруг источника на сектора для определения распределения потока (детекторы зелёные), отмечены значения значения полоидального угла

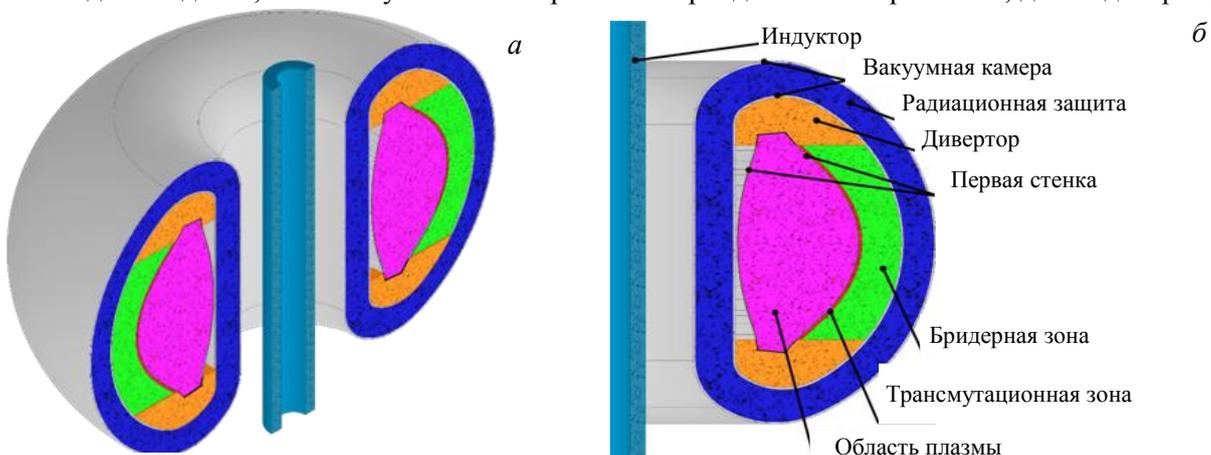


Рис. 6. Упрощённая двумерная модель реактора ДЕМО-ТИН: а — изометрический вид на модель ДЕМО-ТИН в разрезе; б — вертикальный разрез модели ДЕМО-ТИН (показан вариант с реалистичным источником нейтронов)

ния достаточно двух координат. Радиационная защита представляет собой гомогенизированную смесь железа и воды (соотношение объёмов 70 и 30% соответственно), толщина 52 см на внешнем обводе и 64 см на внутреннем. Бланкет двухкомпонентный с зоной деления 4,4 см и бридерной зоной 66,4 см. Зона деления (трансмутационная) состоит из металлического топлива плотностью 15 г/см³ из минорных актинидов и циркония. Эффективный коэффициент размножения нейтронов $k_{эф}$ системы составляет 0,95. Бридерная зона моделирует засыпку Li₄SiO₄ с эффективной плотностью 1,12 г/см³, обогащение по ⁶Li 90%. Был также рассмотрен вариант чисто литиевого blankets без слоя делящихся нуклидов.

В следующем разделе, посвящённом результатам расчётов, все средние значения, относящиеся к полученным распределениям, определяются через среднее арифметическое.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Выход нейтронов и распределение интенсивности их генерации. Распределение интенсивности генерации нейтронов на тепловых ионах плазмы рассчитывается по формуле (4). При параболических профилях температуры и плотности плазмы с максимальными значениями на магнитной оси $T_{эф} = 15$ кэВ, $n_{эф} = 1 \cdot 10^{20}$ м⁻³ и равных долях дейтерия и трития в плазме (0,5/0,5) общее число тепловых ионов каждого сорта (дейтерий или тритий) составит $\sim 4,3 \cdot 10^{21}$ (при объёме плазмы ДЕМО-ТИН ~ 130 м³), скорость реакций в объёме плазмы на тепловых ионах составит $\sim 7 \cdot 10^{18}$ с⁻¹.

Скорость синтеза между быстрыми ионами пучка и тепловыми ионами плазмы рассчитывается по формуле (3) с учётом торможения ионов [22, 23]. Пучок дейтерия 30 МВт (60 А) доставляет в плазму $\sim 3,7 \cdot 10^{20}$ быстрых ионов в секунду, среднее по всему ансамблю быстрых ионов пучка время термализации ~ 1 с, и в среднем каждый быстрый ион на пути торможения реагирует с вероятностью $P_{in} = 0,03$. Если не учитывать потери быстрых ионов, то суммарно все быстрые ионы от пучка 60 А обеспечивают скорость синтеза $1,1 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, а общий нейтронный выход из плазмы составит $1,8 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, в котором более половины ($\sim 60\%$) нейтронов получается из реакций синтеза пучок—плазма. Хотя общая доля быстрых ионов в плазме мала ($\sim 8\%$), средняя по объёму реактивность быстрого иона почти в 20 раз выше, чем теплового. Поэтому суммарная интенсивность синтеза пучок—плазма оказывается в $\sim 1,5$ раза выше интенсивности синтеза на тепловом компоненте. Разница во вкладах в генерацию нейтронов от пучка и от теплового компонента плазмы показана в работе [23]. Отношение энергии первичного нейтрона, умноженной на усреднённую вероятность рождения нейтрона, к энергии быстрого иона пучка (энергетическая эффективность синтеза нейтрона на пучке) $P_{in}E_{in}/E_{NB} \sim 0,85$. Эта величина растёт с увеличением доли быстрых ионов, захваченных вблизи оси плазмы, т.е. при осевом и внутриосевом прицеливании нейтрального пучка. Это ещё раз подтверждает необходимость учёта пространственного выделения быстрых ионов в термоядерных установках, использующих внешние источники нагрева [29].

В реальности потери быстрых ионов пучка могут заметно снизить нейтронный выход из плазмы. Эти потери определяются конфигурацией магнитного поля в токамаке и сильно зависят от крутизны (аспектного отношения R/a) тора. Это не только орбитальные потери ионов (на первой ларморовской орбите, на банановых траекториях), но и потери быстрых ионов, связанные с возбуждением различных неустойчивостей альфвеновского диапазона частот, которые в крутых (сферических) токамаках могут достигать 40% [30]. Если оценить потери быстрых ионов в плазме ДЕМО-ТИН порядка 30%, тогда вклад пучка в синтез нейтронов составит $\sim 52\%$, эффективность синтеза на пучке $P_{in}E_{in}/E_{NB} \sim 0,57$, а полный нейтронный выход $1,47 \cdot 10^{19}$ с⁻¹.

Суммарное распределение вероятности синтеза по сечению плазмы с учётом аппроксимации реальной геометрии полоидального сечения плазмы по формулам (1), (2) показано на рис. 7, а для базового

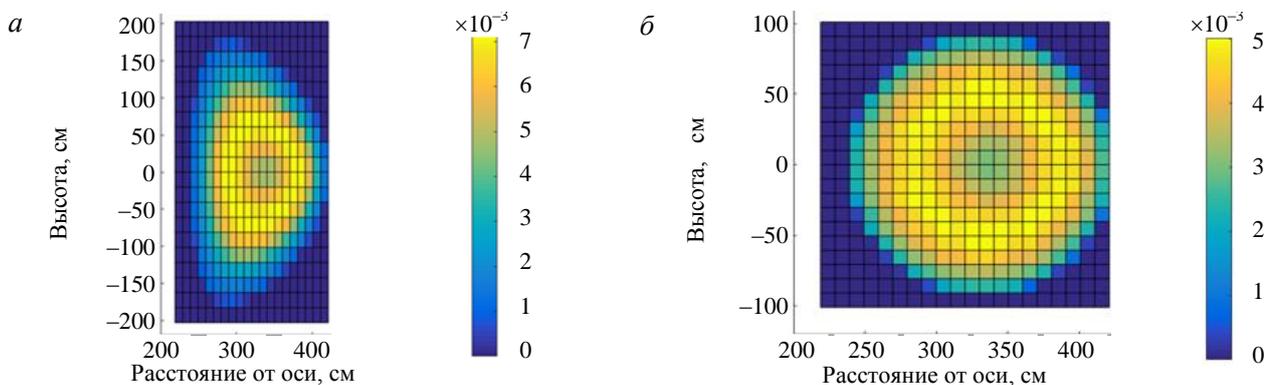


Рис. 7. Карты распределения интенсивности генерации (вероятности рождения) нейтронов в плазме ДЕМО-ТИН при использовании источников разной формы: D-образного (а) и O-образного (б). Полоидальное сечение плазмы. Большой радиус $R_0 = 3,2$ м; малый радиус $a = 1$ м; шафрановский сдвиг оси $\Delta_{Sh} = 0,1$ м; координаты прицела оси пучка $R_{inj} = 3,5$ м, $Z_{inj} = -0,5$ м. Расчётная сетка 20×20

сценария ДЕМО-ТИН. Оно соответствует D-образному реалистичному источнику нейтронов синтеза. Для анализа влияния формы плазмы на распределение нейтронного потока на стенку камеры далее рассмотрен также O-образный источник нейтронов (плазма круглого сечения, рис. 7, б), поскольку источник такой формы рассматривался в упрощённых моделях плазмы, до появления кода NESTOR.

Как видно на рис. 7, учёт кинетических профилей плазмы и высокого вклада внеосевой инжекции приводит к относительному снижению (провалу) интенсивности рождения нейтронов вблизи магнитной оси. Это связано не только с энергетическим и пространственным распределением быстрых ионов от пучка, но и с относительно высокой долей трития в плазме. При учёте потерь быстрых ионов форма 2-мерного профиля интенсивности генерации нейтронов изменится незначительно, хотя глубина провала вблизи оси уменьшается. Наличие в плазме быстрых частиц со скоростями, превышающими альфвеновскую, может возбуждать неустойчивости, приводящие к дополнительному радиальному переносу быстрых ионов. Это, в принципе, должно привести к сдвигу максимума интенсивности синтеза от пучка наружу от магнитной оси.

Распределение плотности потока нейтронов на стенке для различных источников. В первую очередь было проведено сравнение распределения плотности потока нейтронов в области первой стенки для аналитически описанного источника в виде окружности радиусом 3,2 м (формула (5)) и для компьютерной модели источника в виде тонкого тора с таким же большим радиусом. Такое представление источника нейтронов для токамака является самым упрощённым. Результаты показаны на рис. 8. Как видно, распределения практически совпадают. Имеются небольшие расхождения в области 110° и 250° (расхождение 5,9%) и в области экватора на внутреннем обводе (расхождение 1,2%). Эти небольшие отклонения связаны не с различными моделями описания, их можно объяснить различными способами регистрации потоков. Как видно на рис. 4 и 5, детекторы имеют заданную толщину и объём. В случае численного расчёта плотности потока нейтронов от источника в виде тонкого тора результат усреднялся по объёму ячейки. В случае аналитического источника-окружности использовалось расстояние до срединной линии слоя детекторов в одной точке. В области углов 110° и 250° имеется излом поверхности, что вносит отличия между усреднённым значением и вычисленным в одной конкретной точке области.

Сравнение разных профилей плазмы (см. рис. 7) для нового описания источника, а также аналитически заданного источника-окружности с учётом шафрановского сдвига показано на рис. 9. Видно, что сильнее всего отличаются значения плотности первичного потока нейтронов в экваториальной плоскости на внутреннем и внешнем обводах. На внутреннем обводе плотность потока первичных нейтронов от источника с круговым профилем на 19% больше, чем для источника с D-образным профилем. На внешнем обводе разница достигает 20%. При этом аналитически заданный источник-окружность по характеру повторяет распределение от источника с круговым профилем. Но почти во всех областях значения плотности потока от него выше, что связано с тем, что он не окружён поглощающим материалом.

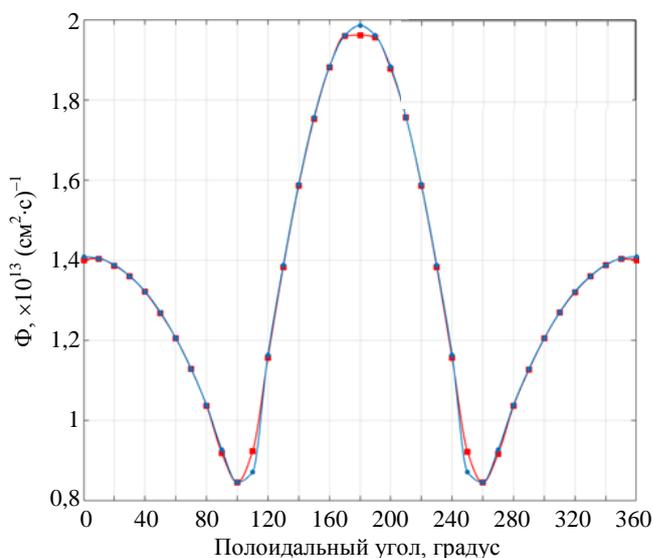


Рис. 8. Распределение плотности потока нейтронов от источника-окружности и тонкого тора: ■ — тонкий тор (SuperMC); — интерполяция (тор); ● — источник-окружность; — интерполяция (окружность)

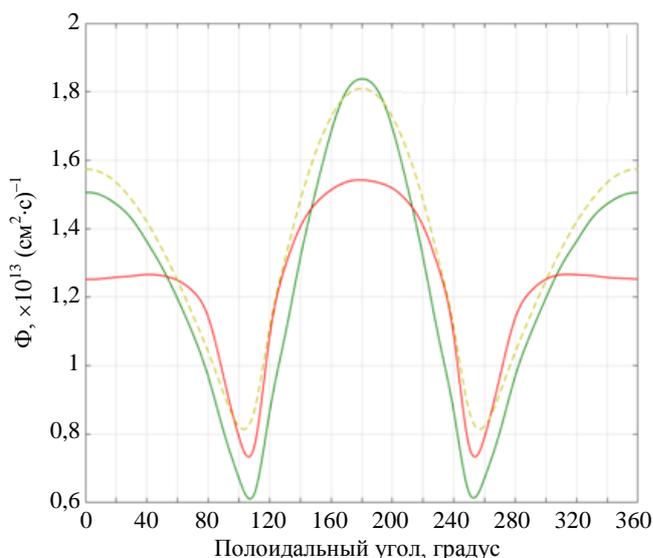


Рис. 9. Сравнение разных профилей для нового описания источника ДЕМО-ТИН и аналитического источника-окружности: — круговой профиль; — D-образный профиль; — источник-окружность

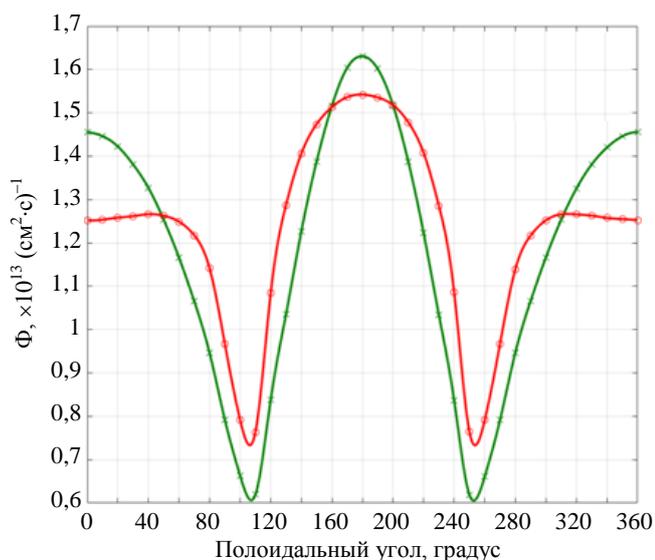


Рис. 10. Распределение плотности потока первичных (нерассеянных) нейтронов на стенке от упрощённого и реалистичного источников: \times — упрощённый источник; — интерполяция (упрощённый); \circ — реалистичный источник; — интерполяция (реалистический)

наиболее примитивного источника-окружности (или тонкого тора) и упрощённого источника (см. рис. 8 и 10). Качественно распределения плотности потока нейтронов от этих источников одинаковы, количественное же отличие между ними составляет в среднем 3,7%, максимальное отклонение 7,5% (на внешнем обводе на экваторе).

Отношение плотности потока нейтронов на внутреннем и внешнем обводах в экваториальной плоскости для упрощённого источника составляет 1,12, а для реалистичного источника 1,23, т.е. потоки на внутреннем обводе немного выше, что объясняется тороидальной геометрией и положением максимумов интенсивности генерации нейтронов по сечению плазмы.

Относительное среднее отклонение от среднего значения потока для упрощённого источника составляет 21,6%, а для реалистичного источника 12,5%, т.е. первичный поток от нового источника более равномерный.

Так как плотность потока энергии, переносимой нейтронами через стенку пропорциональна плотности потока нейтронов, она полностью повторяет распределения этой величины. Средняя плотность потока энергии на стенку от упрощённого источника составляет 0,27 МВт/м², максимальная 0,36 МВт/м²

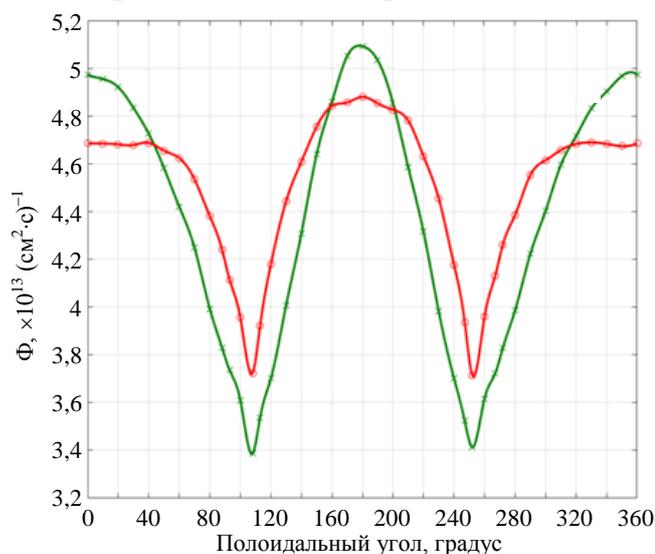


Рис. 11. Распределение плотности потока нейтронов на стенке для двумерной модели ДЕМО-ТИН без делящихся материалов: \times — упрощённый источник; — интерполяция (упрощённый); \circ — реалистичный источник; — интерполяция (реалистический)

На рис. 10 показаны распределение плотности потока нерассеянных (первичных) нейтронов на стенке от упрощённого и реалистичного источников. Как видно, характер распределений отличается в области внешнего обвода: для упрощённого источника плотность потока нейтронов возрастёт по мере приближения к экваториальной плоскости, а для реалистичного источника плотность потока нейтронов слабо убывает по мере приближения к той же точке. В этом направлении (0°) плотность потока нейтронов от упрощённого источника на 12% больше, чем от реалистичного. При этом наибольшая разница наблюдается в районе 120° и 240°: в этом направлении плотность потока первичных нейтронов от реалистичного источника на 27% больше, чем от упрощённого. На внутреннем обводе в направлении 180° разница незначительная — 2,6%. Среднее отклонение по отношению к упрощённому источнику составляет 13,07%.

Также стоит отметить значительное сходство наиболее примитивного источника-окружности (или тонкого тора) и упрощённого источника (см. рис. 8 и 10). Качественно распределения плотности потока нейтронов от этих источников одинаковы, количественное же отличие между ними составляет в среднем 3,7%, максимальное отклонение 7,5% (на внешнем обводе на экваторе).
Отношение плотности потока нейтронов на внутреннем и внешнем обводах в экваториальной плоскости для упрощённого источника составляет 1,12, а для реалистичного источника 1,23, т.е. потоки на внутреннем обводе немного выше, что объясняется тороидальной геометрией и положением максимумов интенсивности генерации нейтронов по сечению плазмы.
Относительное среднее отклонение от среднего значения потока для упрощённого источника составляет 21,6%, а для реалистичного источника 12,5%, т.е. первичный поток от нового источника более равномерный.
Так как плотность потока энергии, переносимой нейтронами через стенку пропорциональна плотности потока нейтронов, она полностью повторяет распределения этой величины. Средняя плотность потока энергии на стенку от упрощённого источника составляет 0,27 МВт/м², максимальная 0,36 МВт/м² (на внутреннем обводе в районе экватора). Для реалистичного источника средняя плотность потока энергии на стенку составляет 0,28 МВт/м², максимальная 0,35 МВт/м².

Введение в модель материалов приводит к тому, что при подсчёте плотности потока нейтронов в детекторах начинают учитываться рассеянные нейтроны из других объёмов, размножение и поглощение нейтронов в материалах. Это выражается в увеличении плотности потока нейтронов в области первой стенки и диверторов. В случае, когда модель (см. рис. 6) описывает реактор с бланкетом, не содержащим делящиеся материалы, характер распределения плотности потока на стенке не изменяется относительно первичного, что видно на рис. 10 и 11.

Для модели с материалами (без делящихся) средняя плотность потока нейтронов на стенке возрастает по отношению к первичному потоку в 3,65

и 3,64 раза для упрощённого и реалистичного источников соответственно, что связано появлением рассеянных и размноженных нейтронов. Отношение потоков на внутреннем и внешнем обводах уменьшается: так, для упрощённого источника оно составляет 1,02, а для реалистичного 1,04. Так же уменьшается и относительное среднее отклонение от среднего значения потока: для упрощённого источника оно составляет 11,2%, а для реалистичного 6,1%, т.е. распределения плотности потока нейтронов становятся почти в 2 раза более равномерными.

Уменьшается и разница между потоком нейтронов на стенке в моделях с упрощённым и реалистичным источниками. Максимальное отклонение в области 120° и 240° составляет 12,9% по отношению к упрощённому источнику (против 27% для нерассеянного потока). На внешнем обводе разница составляет уже лишь 5,8% (против 12% для нерассеянного потока). Среднее отклонение по отношению к упрощённому источнику составляет 6,6% (против 13,07% для нерассеянного потока).

Для модели, учитывающей материалы (без делящихся), средняя плотность потока энергии на стенку с упрощённым источником составляет $0,33 \text{ МВт/м}^2$, максимальная $0,43 \text{ МВт/м}^2$ (на внутреннем обводе в районе экватора). Для реалистичного источника средняя плотность потока энергии на стенку составляет $0,34 \text{ МВт/м}^2$, максимальная $0,40 \text{ МВт/м}^2$.

Также была проведена оценка влияния нейтронного источника на глобальные трансмутационные процессы. Для этого вычислялся коэффициент воспроизводства трития (КВТ) для заданных моделей. Так, для модели с упрощённым источником $\text{КВТ} = 0,58$, а для модели с реалистичным источником $\text{КВТ} = 0,56$, т.е. КВТ упал всего на $\sim 3,4\%$, что можно считать незначительным влиянием.

Наличие делящихся материалов в бланкете ГРУ значительно влияет на распределение плотности потока нейтронов на стенке, величину потоков нейтронов и трансмутационные процессы. На рис. 12 показаны результаты расчёта распределения плотности потока нейтронов на стенке для модели, содержащей делящиеся материалы в бланкете, $k_{\text{эф}}$ системы составляет 0,95.

Первое, на что стоит обратить внимание для распределений в случае наличия делящихся материалов в бланкете, — это сильное изменение отношения потока на внутреннем и внешнем обводах. Так, для первичного (нерассеянного) потока от упрощённого и реалистичного источников это отношение составляет 1,1 и 1,2 соответственно, а для модели с МА 0,88 и 0,87 соответственно. Глобальный максимум в экваториальной области на внутреннем обводе становится локальным. Наибольшее значение плотности потока наблюдается на внешнем обводе в районе 60° и 300° . При этом характер изменения становится идентичным как для модели с упрощённым источником, так и с реалистичным.

Изменения распределений объясняются значительным вкладом в общий поток нейтронов вторичных нейтронов, генерируемых в результате реакции деления МА. Поскольку бланкет расположен на внешнем обводе, там наблюдается значительный рост плотности потока энергии. Увеличение средней плотности потока нейтронов по отношению к первичному потоку составляет 63,8 для модели с упрощённым источником и 59,9 для модели с реалистичным источником.

Максимальная разница плотности потока нейтронов между моделями источников наблюдается вблизи 10° и 350° и составляет лишь 4,75%. Среднее отклонение плотности потока нейтронов по отношению к упрощённому источнику составляет 2,41%, т.е. в модели с делящимися материалами источник вторичных нейтронов деления становится определяющим, а различное описание источника первичных нейтронов влияет слабо на распределение плотности потока энергии.

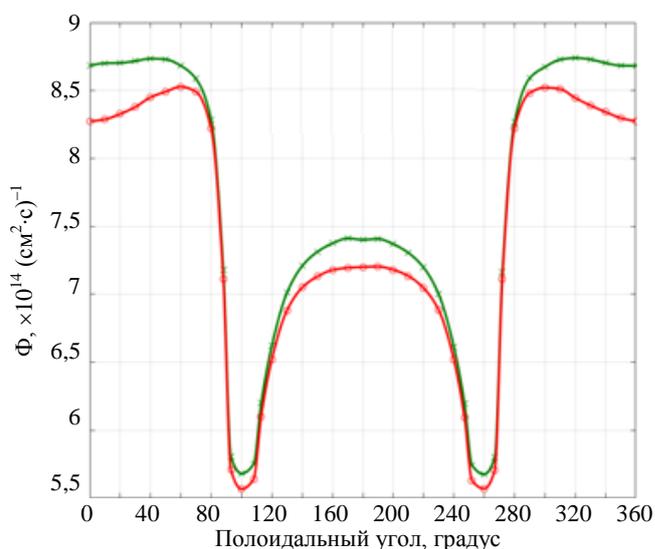


Рис. 12. Распределение плотности потока нейтронов на стенке для двумерной модели ДЕМО-ТИН без делящихся материалов: \times — упрощённый источник; \square — интерполяция (упрощённый); \circ — реалистичный источник; \triangle — интерполяция (реалистический)

По отношению к моделям без делящихся материалов распределения становятся менее равномерными. Однако по отношению к первичному потоку нейтронов они всё равно более равномерны. Отклонение от среднего значения плотности потока нейтронов в случае упрощённого источника составляет 12,6%, а в случае реалистичного 12,1%.

Для модели с МА и упрощённым источником максимальная плотность потока энергии на стенку составляет 1,51 МВт/м², средняя плотность потока энергии 1,16 МВт/м², а для модели с реалистичным источником максимальная плотность потока энергии 1,45 МВт/м², средняя 1,15 МВт/м². Стоит отметить, что плотность потока энергии на материалы первой стенки относительно той, что наблюдается для нерассеянных нейтронов, выросла заметно меньше по сравнению с плотностью потока нейтронов: в 4,3 раза для упрощённого источника и в 4,1 раза для реалистичного. Это связано с тем, что плотность потока энергии зависит не только от суммарной плотности потока нейтронов, но и от спектра.

При наличии МА в бланкете КВТ для модели с упрощённым источником составил 9,10, а для модели с реалистичным источником 8,82, т.е. разница также равна примерно 3%.

Можно отметить одну отличительную черту распределений для случая с МА. В области диверторов (100° и 260°) распределения от рассматриваемых источников поменялись местами: плотность потока нейтронов от упрощённого источника стала больше, чем от реалистичного. Её можно объяснить тем, что от упрощённого источника на внешний обвод попадает больше первичных нейтронов. В результате, когда появляется источник вторичных нейтронов, им генерируется больше нейтронов, чем в случае с реалистичным источником. Вывод подтверждается тем, что увеличение средней плотности потока нейтронов на стенке больше для модели с упрощённым источником, чем с реалистичным.

В сводной таблице представлены наиболее важные метрики, относящиеся к разным вариантам описания источников и моделей, в которых они использовались.

Характеристики распределений нейтронной нагрузки на первую стенку для различных вариантов моделирования

Случай	M, отн. ед.		σ, %		δ, %	NWL, МВт/м ²		КВТ	
	И1	И2	И1	И2	—	И1	И2	И1	И2
Первичный источник	1		21,6	12,5	13,08	0,27	0,28	—	—
Модель без МА	3,65	3,64	11,2	6,1	6,64	0,33	0,34	0,58	0,56
Модель с МА	63,8	59,9	12,6	12,1	2,41	1,16	1,15	9,10	8,82

Примечание: И1 — упрощённый (старый) источник; И2 — реалистичный (D-образный) источник; M — умножение средней плотности потока нейтронов на стенке по отношению к первичному потоку; σ — среднее отклонение плотности потока нейтронов от среднего значения для данного распределения; δ — среднее отклонение плотности потока нейтронов для источника И2 по отношению к И1; NWL — средняя плотность потока энергии, переносимая нейтронами через первую стенку; КВТ — коэффициент воспроизводства трития.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новый программный код NESTOR разработан и использован для расчёта распределения интенсивности генерации нейтронов в плазме токамака ДЕМО-ТИН и применения в существующих программах (MCNP и SuperMC) для расчётов переноса излучения методом Монте-Карло. NESTOR позволяет гибко задавать форму плазмы в виде магнитных поверхностей, кинетические профили плазмы, а также учитывать инжектируемый пучок при расчёте распределений интенсивности генерации нейтронов.

В работе проанализированы распределения плотности потока нейтронов по полоидальному углу на границе материалов, обращённых к плазме (область первой стенки и диверторов). Во всех случаях максимальные значения плотности потока нейтронов наблюдаются в районе экватора на внешнем и внутреннем обводе, а минимальные значения — в области диверторов. Эти особенности связаны с тороидальной геометрией и вытянутостью вакуумной камеры в вертикальном направлении. При этом соотношение максимумов на внутреннем и внешнем обводах определяется как конфигурацией источника первичных нейтронов, так и источником вторичных нейтронов в виде бланкета.

Рассмотрен простейший вариант описания источника нейтронов в токамаке в виде окружности (или тонкого тора) с радиусом, совпадающим с большим радиусом установки. Распределения плотности потока нейтронов от такого источника и старого упрощённого варианта источника отличаются незначительно: среднее отклонение 3,7%, максимальное отклонение 7,5% (на внешнем обводе на экваторе). При

этом результаты аналитического и численного расчёта нейтронной нагрузки от упрощённого источника практически совпадают, что говорит о корректности результатов, полученных с помощью SuperMC.

Из сравнения распределений первичных нейтронов от упрощённого и реалистичного источников выявлено, что распределение от нового источника более равномерное: среднее отклонение от среднего значения 12,5% для реалистичного против 21,6% для упрощённого. Распределения от упрощённого и реалистичного источников отличаются в среднем друг от друга на 13,08% (по отношению к упрощённому источнику). При этом максимальное отклонение наблюдается в районе 120° и 240° : от реалистичного источника поток на 27% больше. Средняя плотность потока энергии, переносимая нейтронами через стенку, отличается для разных описаний источника незначительно: для упрощённого $0,27 \text{ МВт/м}^2$, для реалистичного $0,28 \text{ МВт/м}^2$, а максимальная $0,36$ и $0,35 \text{ МВт/м}^2$ соответственно.

Учёт нейтронных характеристик и формы конструкций токамака (бланкет и первая стенка) и функциональных материалов за первой стенкой сопровождается ростом плотности потока нейтронов на стенке и увеличением равномерности распределений практически в 2 раза.

На глобальных параметрах системы, таких как коэффициент воспроизводства трития (КВТ), способ описания источника первичных нейтронов сказывается незначительно.

Наличие в ГРУ делящихся материалов в бланкете оказывает существенное влияние на интенсивность и распределение нейтронной нагрузки на стенку. Средняя плотность потока нейтронов увеличивается в десятки раз ($63,8$ и $59,9$ для упрощённого и реалистичного источников соответственно). При этом плотность потока нейтронов в энергетических единицах вырастает меньше, поскольку она зависит не только от суммарной плотности потока нейтронов, но и от спектра, который становится мягче при наличии делящихся материалов в бланкете. Поскольку источник вторичных нейтронов начинает играть решающую роль, влияние источника первичных нейтронов становится малосущественным. Разница между распределениями плотности потока на стенке для разных описаний источника первичных нейтронов составляет в среднем 2,41%. Средняя плотность потока нейтронов в энергетических единицах в первой стенке составляет для модели с упрощённым источником $1,16 \text{ МВт/м}^2$ (максимальная $1,51 \text{ МВт/м}^2$), для модели с реалистичным $1,15 \text{ МВт/м}^2$ (максимальная $1,45 \text{ МВт/м}^2$).

Дальнейшее развитие модели источника термоядерных нейтронов ГССД ДЕМО-ТИН предполагает получение распределений интенсивности генерации нейтронов с учётом оптимального направления инжекции и реального спектра продуктов реакции синтеза.

REFERENCES

1. **Wu Y.** — Fusion Neutronics. Springer Singapore, 2017.
2. **Kuteev B.V., Goncharov P.R.** Fusion—fission hybrid systems: yesterday, today, and tomorrow. — Fusion Science and Technology, 2020, vol. 76, № 7, pp. 836—847.
3. **Stacey W.M.** Transmutation missions for fusion neutron sources. — Fusion Engineering and Design, 2007, vol. 82, № 1, pp. 11—20.
4. **Linke J. et al.** Challenges for plasma-facing components in nuclear fusion. — Matter and Radiation at Extremes, 2019, vol. 4, № 5, p. 056201.
5. **Khripunov V.** First wall material damage induced by fusion-fission neutron environment. — Fusion Engineering and Design, 2016, vol. 109—111, pp. 7—12.
6. **Zhirkin A.V. et al.** Assessment of radiation damage of the first wall of a fusion neutron source DEMO-FNS with a blanket for the transmutation of minor actinides. — Nucl. Fusion, 2021, vol. 61, № 12, p. 126053.
7. **Huang L. et al.** Investigation of neutron source model based on EAST plasma shape. — Fusion Engineering and Design, 2020, vol. 153, p. 111487.
8. **Yi-xue C., Yi-can W.** Effect of fusion neutron source numerical models on neutron wall loading in a D—D tokamak device. — Plasma Sci. Technol., 2003, vol. 5, № 2, pp. 1749—1754.
9. **Salazar-Cravioto H. et al.** Modeling of a spherical tokamak as an extended neutron source using ASTRA and MCNP. — IEEE Transactions on Plasma Science, 2020, vol. 48, № 6, pp. 1810—1816.
10. **Fausser C. et al.** Tokamak D—T-neutron source models for different plasma physics confinement modes. — Fusion Engineering and Design, 2012, vol. 87, № 5, pp. 787—792.
11. **Cecconello M. et al.** Discrepancy between estimated and measured fusion product rates on MAST using TRANSP/NUBEAM. — Nucl. Fusion, 2018, vol. 59, № 1, p. 016006.
12. **Azizov E.A., Gladush G.G., Dokuka V.N., Khayrutdinov R.R., Smirnov V.P., Gostev A.A., Lopatkin A.V., Obysov N.A.** Use of compact-size tokamaks as neutron sources for nuclear power problems solution. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2009, issue 3, pp. 3—9 (in Russian).

13. **Goncharov P.R., Kuteev B.V., Golikov A.A., Lukash V.E., Khayrutdinov R.R., Shpansky Yu.S., Sergeev V.Yu., Bykov A.S., Gryaznevich M.P.** Comparison between neutron yields of classical and spherical tokamaks. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2011, issue 2, pp. 36—43 (in Russian).
14. **Jassby D.L.** Optimization of fusion power density in the two-energy-component tokamak reactor. — Nucl. Fusion, 1975, vol. 15, № 3, p. 453.
15. **Kuteev B.V. et al.** Development of DEMO-FNS tokamak for fusion and hybrid technologies. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, № 7, p. 073035.
16. **Goncharov P.R.** Spectra of neutrons from a beam-driven fusion source. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, № 6, p. 063012.
17. **Skrekel O.M. et al.** Calculation of the neutron yield of the Globus-M2 tokamak in the case of the velocity anisotropy of the ion distribution function for the neutral injection of high-energy atoms. — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 2021, vol. 47, № 4 (in Russian).
18. **Shpanskiy Yu.S., DEMO-FNS Team.** Progress in the design of the DEMO-FNS hybrid facility. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, № 7, p. 076014.
19. **Forster R.A. et al.** MCNPTM. Version 5. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2004, vol. 213, pp. 82—86.
20. **Wu Y.** Multifunctional neutronics calculation methodology and program for nuclear design and radiation safety evaluation. — Fusion Science and Technology, 2018, vol. 74, № 4, pp. 321—329.
21. **Wu Y. et al.** CAD-based Monte Carlo program for integrated simulation of nuclear system SuperMC. — Annals of Nuclear Energy, 2015, vol. 82, p. 161—168.
22. **Dlougach E.D., Kuteev B.V.** On the impact of neutral injection parameters on non-induction current generation and neutron yield in compact tokamak. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2022, vol. 48, № 10, pp. 881—889 (in Russian).
23. **Dlougach E., Shlenskii M., Kuteev B.** Neutral beams for neutron generation in fusion neutron sources. — Atoms, 2022, vol. 10, № 4, p. 143.
24. **Dlougach E.D.** BTOR Software for Injected Beam Capture and Performance in Tokamak Plasma (Python). Certificate of Computer Code Registration № 2020612368, Record 20.02.2020, Russia.
25. **Wesson J.** Tokamaks. Oxford, New York: Oxford University Press, 2011. 828 p.
26. **Dlougach E.D., Shlenskii M.N.** NESTOR Software for Volume Source of Nuclear Fusion Neutrons Generation in FNS Plasmas (Python). Certificate of Computer Code Registration № 2022610362, Record 11.01.2022, Russia..
27. **IAEA's Nuclear Data Section;** <https://www-nds.iaea.org/exfor/ndf.htm>.
28. **Kuteev B.V., Shpanskiy Yu.S., DEMO-FNS Team.** Status of DEMO-FNS development. — Nucl. Fusion, 2017, vol. № 7, p. 076039.
29. **Paula Sirén et al.** Versatile fusion source integrator AFSI for fast ion and neutron studies in fusion devices. — Nucl. Fusion, 2018, vol. 58, p. 016023; doi:10.1088/1741-4326/aa92e9.
30. **Petrov Yu.V. et al.** Toroidal Alfvén modes in spherical tokamak Globus-M plasmas. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2019, vol. 45, № 8, pp. 675—684; doi: 10.1134/S0367292119080080 (in Russian).

AUTHORS

Shlenskii M.N. NRC «Kurchatov Institute», pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; shlenskii_mn@nrcki.ru

Dlougach E.D. NRC «Kurchatov Institute», pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; edlougach@gmail.com

Kuteev B.V. NRC «Kurchatov Institute», pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; Kuteev_BV@nrcki.ru

Received 3 November 2022

Revised 25 March 2023

Accepted 4 April 2023

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2023, vol. 46, issue 2, pp. 97—110