УДК 533.9.082.79

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ДИНАМИКИ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ИТЭР НА ПОКАЗАНИЯ РАДИОМЕТРА НЕЙТРОННОГО ПОТОКА

А.О. Ковалев^{1, 2}, Д.В. Портнов^{2, 1}, Ю.А. Кашук^{2, 1}¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, Россия²Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

В настоящей работе описана аналитическая модель измерения термоядерной мощности плазмы с помощью диагностики «Диверторный монитор нейтронного потока». Модель построена для базового сценария ДТ-разряда ИТЭР: максимальная термоядерная мощность 500 МВт при токе 15 МА. Диагностика предназначена для измерения параметров горения плазмы: полный выход термоядерных нейтронов и термоядерная мощность. Чтобы выполнить проектные требования ИТЭР к погрешности измерения параметров горения плазмы, необходимо выявить чувствительность показаний детекторов к изменению во времени параметров плазмы токамака, которые определяют свойства объёмного источника нейтронов. С этой целью был разработан метод, позволяющий рассчитывать отклик детекторов с учётом изменения параметров плазмы во времени. Алгоритм, реализованный в предлагаемой аналитической модели, возможно применить для моделирования характеристик нейтронного поля и ядерных реакций нейтронов с веществом в режиме реального времени (время выполнения алгоритма расчёта показаний диагностики не превышает временного разрешения диагностики). Оценена зависимость показаний диагностики от формы и профиля источника нейтронов. Предложены дальнейшие шаги по модернизации разработанной аналитической модели измерения термоядерной мощности плазмы в динамике по времени.

Ключевые слова: термоядерная мощность, нейтронная диагностика, радиометр нейтронного потока, характеристики радиационных полей, динамическое моделирование.

EVALUATION OF THE ITER PLASMA PARAMETERS DYNAMICS IMPACT ON NEUTRON FLUX MONITOR DATA

А.О. Kovalev^{1, 2}, D.V. Portnov^{2, 1}, Yu.A. Kashchuk^{2, 1}¹SRC «TRINITI», Moscow, Troitsk, Russia²Project Center ITER, Moscow, Russia

This paper describes an analytical model of plasma thermonuclear power measurement using the diagnostics «Diverter neutron flux monitor». The model is constructed under the baseline plasma DT scenario of the ITER: maximum thermo-nuclear power of 500 MW at a current of 15 MA. Diagnostics is designed for measuring the parameters of plasma: the total yield of thermonuclear neutrons and fusion power. To fulfill the design requirements of ITER to the plasma parameters measurement error we have to determine the sensitivity of the detectors data to the tokamak plasma parameters variations in time, which are determine the properties of the volumetric neutron source. To this end, a method was developed to calculate the response of the detectors taking into account the dynamics of plasma in time. The algorithm implemented in this analytical model can be used to simulate the characteristics of the neutron field and nuclear reactions of neutrons with matter in real time (the execution time of the algorithm for calculating diagnostic indications does not exceed the time resolution of the diagnosis). The dependence of the diagnostic data on the shape and profile of the neutron source is estimated. Further steps on modernization of the developed analytical model of thermonuclear power measurement of plasma in dynamics on time are offered.

Key words: thermonuclear power, neutron diagnostics, neutron flux monitor, characteristics of radiation fields, dynamic simulation.

DOI: 10.21517/0202-3822-2019-42-3-64-73

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в мире на токамаках (EAST, KSTAR, JT60-SA и др.) планируются и проводятся целый ряд экспериментов с высокотемпературной плазмой. Под высокотемпературной плазмой принято подразумевать практически полностью ионизованную плазму, в которой возможно протекание термоядерных реакций. Одним из основных параметров горения высокотемпературной плазмы является термоядерная мощность. Сравнивая величину термоядерной мощности с затраченной мощностью на поддержание реакции термоядерного синтеза, можно сделать вывод о целесообразности использования данного реактора в качестве источника энергии и термоядерных нейтронов.

Термоядерной мощностью плазмы называют суммарную выделяющуюся в единицу времени кинетическую энергию продуктов реакций синтеза, протекающих в плазме. Если в результате реакций образуются нейтроны, то, измеряя плотность потока нейтронов откалиброванной диагностикой и зная канал их образования, можно определить полный выход нейтронов и термоядерную мощность плазмы [1]. Для

их измерения в токамаке-реакторе ИТЭР [2] Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный центр ИТЭР» (Частное учреждение «ИТЭР-Центр») разрабатывает диагностику «Диверторный монитор нейтронного потока» (ДМНП) [3].

Высокотемпературную плазму, в которой в результате реакций синтеза выделяются нейтроны, можно рассмотреть как объёмный источник нейтронов. Из проведённых расчётов развития во времени термоядерной DT-плазмы ИТЭР [4] следует, что в процессе развития плазменного шнура меняются как форма и положение источника, так и распределение нейтронов источника в полоидальном сечении, что необходимо учитывать при составлении алгоритмов пересчёта плотности потока нейтронов в физические параметры плазмы.

Для исследования чувствительности измерений диагностики ДМНП к данным параметрам источника была разработана аналитическая модель, рассчитывающая плотность потока нейтронов в зоне расположения детекторов диагностики в зависимости от конфигурации плазмы. Проведённые исследования сделаны на основе базового DT-сценария плазмы ИТЭР.

ОПИСАНИЕ ДИАГНОСТИКИ ДМНП

Диверторный монитор нейтронного потока представляет собой три одинаковых модуля, расположенных под диверторными кассетами вакуумной камеры установки. В одном модуле диагностики ДМНП в качестве детекторов нейтронного излучения установлены шесть ионизационных камер деления (ИКД) с различным составом делящегося вещества, что обеспечивает широкий диапазон измерений термоядерной мощности. Характеристики ИКД ДМНП представлены в таблице. Отличительной особенностью ИКД с ^{238}U является применение высокочистого урана с 99,999%-ным содержанием ^{238}U , что исключает возможность регистрации нейтронов энергией <1 МэВ.

Характеристики ИКД модуля ДМНП

№ ИКД	Основное делящееся вещество ИКД	Массовая доля делящегося вещества, %	Масса, мг
1	^{235}U	95	2
2			10
3			50
4	^{238}U	99,999	50
5			5
6			500

На рис. 1 представлено расположение модуля диагностики ДМНП под диверторной кассетой установки.

Рис. 1. Полоидальное сечение вакуумной камеры ИТЭР (а), расположение диагностики ДМНП под диверторной кассетой токамак-реактора ИТЭР (б)

В ходе разработки диагностики было принято решение перенести измерительные модули под диверторную кассету, что исключает риски загрязнения вакуумной камеры газом ИКД при её возможной разгерметизации. Работа выполнена для предыдущего расположения диагностики — в диверторной кас-

сете. С точки зрения результатов представленных оценок в рамках нашей аналитической модели и сделанных выводов влияние изменения положения диагностики несущественно.

Диагностика ДМНП предназначена для измерения полного выхода термоядерных нейтронов плазмы и термоядерной мощности плазмы токамака-реактора ИТЭР. Физические параметры горения плазмы планируется получать в результате обработки величины плотности потока нейтронов в зоне расположения детекторов ДМНП. На основании калибровочных данных и величины плотности потока нейтронов измеряется полный выход нейтронов установки. При известном канале реакции образования нейтронов можно определить значение термоядерной мощности плазмы. Нейтроны, образующиеся в результате реакций нейтронов источника с конструкционными элементами токамака, регистрируются на уровне с нейтронами источника: диапазон измерений полного выхода нейтронов от 10^{14} до 10^{17} н/с для DD-сценария и от 10^{17} до 10^{21} н/с для DT, термоядерной мощности от 100 кВт до 700 МВт, относительная погрешность измерения в сценарии DT-разряда 10%, DD — 20%, временное разрешение детектирования 1 мс. При таком временном разрешении и скорости счёта, равной 10^5 имп./с, статистическая погрешность измерения составляет 10%. Для системы управления

Рис. 2. Диапазон измерения различных детекторов ДМНП: ^{235}U (красный); ^{238}U (синий)

плазмой временное разрешение диагностики увеличено до 10 мс, что уменьшает статистическую погрешность измерения и увеличивает достоверность данных для системы управления плазмой.

Для удовлетворения проектным требованиям в детекторном модуле ДМНП ИКД планируется одновременно подключить к трём каналам регистрации: счётному, флуктуационному и токовому. На рис. 2 представлена диаграмма диапазонов измерения, когда выходной сигнал измерительного канала пропорционален полному выходу нейтронов или термоядерной мощности установки. Общее число измерительных каналов одного модуля ДМНП 18. Голубая вертикальная линия показывает границу максимальной термоядерной мощности DD-плазмы. Широкий диапазон измерений обеспечивается перекрытием линейных диапазонов измерения.

МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

С помощью программного комплекса DINA [5] была смоделирована эволюция параметров плазмы и геометрии плазменного шнура для базового сценария ИТЭР с максимальной термоядерной мощностью DT-реакции 500 МВт при токе 15 МА. На рис. 3 представлена эволюция границы плазмы в поперечном сечении плазмы в различные моменты времени.

Рис. 3. Эволюция границы плазменного шнура базового сценария на фазе подъёма от 5 до 90 с сценария (а) и спада термоядерной мощности от 500 до 560 с сценария (б)

Максимальная ионная температура в центре плазмы для этого сценария равна 25 кэВ, и, следовательно, вкладом DD- и TT-нейтронов в общую интенсивность излучения нейтронов можно пренебречь из-за относительной малости величин реактивности данных реакций синтеза по сравнению с DT-реакцией [6]. В используемой нами модели источника принято приближение, в котором все нейтроны рождаются в результате DT-реакции термализованных ионов. Можно считать интенсивность излучения таких нейтронов изотропной.

Интенсивность излучения нейтронов в полоидальном сечении (профиль источника нейтронов) выражается функцией $I(x, t)$ в единицах нейтр./($\text{м}^3 \cdot \text{с}$) как функция координаты тороидального потока Φ : $x = (\Phi/\Phi_{\max})^{0.5}$ и времени t . В данной точке фазового пространства (x, t) интенсивность излучения DT-нейтронов $I \equiv I(x, t)$ выражается уравнением

$$I = n_t n_d <\sigma v>_{dt}, \quad (1)$$

где n_t — концентрация трития; n_d — концентрация дейтерия; $<\sigma v>_{dt}$ — реактивность DT-реакции синтеза.

Функция $I(x, t)$ и геометрия магнитных поверхностей $x(R, Z) = \text{const}$ описывают объёмный источник нейтронов. На рис. 4 представлен профиль интенсивности излучения нейтронов источника в полоидальном сечении для момента времени $t = 200$ с — время выхода установки на максимальную термоядерную мощность.

На рис. 5 представлена термоядерная мощность рассматриваемого сценария как функция времени. Эту зависимость можно разделить на три временных участка: фаза «подъёма» при $t < 90$ с, «плато» и фаза «спада» термоядерной мощности при $t > 500$ с.

Рис. 4. Профиль удельной интенсивности источника нейтронов базового сценария ИТЭР в фазе плато термоядерной мощности 500 МВт, $I(x(R, Z))$, $t = 200$ с

Рис. 5. Эволюция термоядерной мощности для базового сценария плазмы ИТЭР в пределах измерения ДМНП

В процессе эволюции плазменного разряда меняется не только форма плазменного шнура и интенсивность излучения, но и его положение, что особенно заметно на фазе спада термоядерной мощности при приближении оси плазменного шнура к детекторам нейтронов.

Для исследования чувствительности диагностики к форме профиля источника нейтронов использовалась модельная нормированная функция плотности источника $I_\alpha(x(R, Z), t_0) = S(x(R, Z, t_0), \alpha)$, заданная выражением

$$S(x, \alpha) = \frac{(1 - x(R, Z))^\alpha}{2\pi \int (1 - x(R, Z))^\alpha R dR dZ}. \quad (2)$$

Параметр α определяет «пикированность» профиля. Этот параметр задаёт форму функции распределения нейтронов источника в зависимости от координаты тороидального потока x . Форма магнитных поверхностей $x(R, Z)$ соответствует выбранному моменту t_0 базового сценария ИТЭР. Эта модельная функция нормирована на величину полного выхода нейтронов источника. В расчётах параметр α принимал целые значения от 0 до 5.

Рис. 6. Распределение нейтронов источника как функция координаты тороидального потока при различных значениях пикированности профиля $\alpha \in [0; 5]$: 0 (—), 1 (—), 2 (—), 3 (—), 4 (—), 5 (—)

Рис. 7. Групповое распределение плотности потока нейтронов в зоне расположения ИКД ДМНП от DT-плазмы термоядерной мощностью 500 МВт

ны энергией, превышающей 1 МэВ. Нейтроны низких энергий рождаются в результате процессов рассеяния нейтронов источника с конструкционными материалами. Они попадают в детекторы диагностики со всех сторон. Так как время термализации нейтронов много меньше временного разрешения диагностики и количество рассеянных нейтронов пропорционально полному выходу нейтронов плазмы, такие нейтроны являются частью сигнала диагностики и экранирование рассеянной части не требуется. Важно отметить, что чувствительность измерений к рассеянной части спектра должна быть учтена при калибровке ДМНП. При этом отношение скорости счёта в измерительных трактах и плотности потока нейтронов от калибровочного источника должно быть таким же, как и от термоядерной плазмы. Процесс калибровки нейтронных диагностик ИТЭР и детекторов ДМНП подробно рассмотрен в работе [12].

В приближении, что на один акт деления приходится один отсчёт в измерительном тракте, плотность потока нейтронов и скорость реакции деления однозначно связаны через чувствительность детектора.

Рассмотрим кольцевой источник нейтронов, изображённый на рис. 8, а. Нам необходимо оценить плотность потока нейтронов в детекторах ДМНП $f_u(R_i, Z_j)$, расположенных в точке (R_d, Z_d) от источника,

Рис. 8. Геометрия кольцевого источника нейтронов: а — общий вид геометрии; б — видимая и затенённая области источника для детектора

На рис. 6 изображено распределение нейтронов источника в полоидальном сечении $S(x, \alpha)$ при различных значениях параметра пикированности профиля излучения нейтронов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ

По нашей оценке, на моделирование плотности потока нейтронов и скорости реакции деления в детекторах ДМНП для одного момента времени от объёмного источника методом Монте-Карло требуется ~ 10 ч реального времени параллельных вычислений на 100 узлах вычислительного кластера (по восемь ядер каждый). Следовательно, для моделирования 600 с сценария с временным разрешением 1 с требуется затратить 250 суток. Значительные временные затраты обусловили разработку гибридного метода, реализованного в аналитическом приближении для базового DT-сценария плазмы ИТЭР.

На рис. 7 представлено групповое распределение плотности потока нейтронов (32 группы) в зоне расположения ИКД ДМНП от DT-плазмы в момент достижения термоядерной мощности 500 МВт. По результатам расчётов доля нейтронов, прошедших в детекторы ДМНП без взаимодействия с материалами диверторной кассеты, не превышает 5% от полной плотности потока нейтронов. Доля нейтронов энергией больше 1 МэВ составляет 15%. Детектор с ^{235}U измеряет нейтроны всех энергий, детектор с ^{238}U является пороговым и измеряет только нейтро-

расположенного в точке (R_i, Z_j) . Необходимо учесть, что детектор «видит» только часть источника из-за наличия радиуса внутреннего обвода тора R_w , как показано на рис. 8, б. Для этой задачи плотность потока нейтронов можно найти по формуле

$$f_u(R_i, Z_j) = R_i dR dZ \int_{-\alpha_1}^{\alpha_1} \frac{I(R_i, Z_j)}{4\pi L^2(R_i, Z_j, \alpha)} d\alpha, \quad (3)$$

где L — расстояние от точки источника до детектора, определено выражением

$$L^2(R_i, Z_j, \alpha) = |R_i^2 + 2R_i R_d \cos \alpha + (Z_j - Z_d)^2|; \quad (4)$$

предельный угол видимой области источника α_1 выражен уравнением

$$\alpha_1 = \pi - \arcsin\left(\frac{R_w}{R_i}\right) - \arcsin\left(\frac{R_w}{R_d}\right); \quad (5)$$

I — интенсивность нейтронов источника.

Моделирование объёмного источника нейтронов было осуществлено с помощью кольцевых источников, расположенных в узлах сетки, изображённой на рис. 9. Сетка покрывает всю область изменения равновесных состояний плазменного шнура. По узловым значениям плотности потока нейтронов и скорости реакции деления можно построить аппроксимацию откликов детекторов $f_u(R, Z)$ в зависимости от положения кольцевого единичного источника нейтронов. Вместе с рассчитанным ранее сценарием развития плазменного шнура данная аппроксимация позволяет нам смоделировать плотность потока нейтронов и скорость реакции деления в детекторах ДМНП в режиме реального времени.

Весовая функция, определяющая вклад магнитной поверхности плазмы в выходной сигнал или плотность потока нейтронов в детекторе, в данной работе описана уравнением

$$G(x) = \frac{\partial}{\partial V} \int f_u(R(x), Z(x)) dV. \quad (6)$$

Скорость реакции деления или плотность потока нейтронов рассчитаны, используя уравнение

$$f_{\text{DNFM}}(x, t) = \int I(x, t) G(x) dV. \quad (7)$$

Парциальные объёмы плазмы dV были рассчитаны по геометрическим параметрам плазмы R и Z через уравнения

$$A(\Delta_{024}) = \sqrt{(R_2 - R_0)^2 + (Z_2 - Z_0)^2} \sqrt{(R_4 - R_0)^2 + (Z_4 - Z_0)^2} \frac{\sin \alpha}{2}; \quad (8)$$

$$A(\Delta_{013}) = \sqrt{(R_1 - R_0)^2 + (Z_1 - Z_0)^2} \sqrt{(R_3 - R_0)^2 + (Z_3 - Z_0)^2} \frac{\sin \alpha}{2}; \quad (9)$$

$$A_{1234} = A(\Delta_{013}) - A(\Delta_{024}); \quad (10)$$

$$R_c = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 R_n; \quad (11)$$

$$dV = 2\pi R_c A_{1234}, \quad (12)$$

где (R_0, Z_0) — координата магнитной оси плазмы.

Рис. 9. Схема интерполяционной сетки для динамического моделирования характеристик нейтронного поля: ● — зона расположения ДМНП; — — — интерполяционная сетка

Рис. 10. Элемент магнитной поверхности плазмы, точка n : 1 — (R_i, Z_j) ; 2 — (R_{i+1}, Z_j) ; 3 — (R_i, Z_{j+1}) ; 4 — (R_{i+1}, Z_{j+1})

На рис. 10 изображён элемент магнитной поверхности плазмы с соответствующими параметрами, используемыми в уравнениях расчёта парциальных объёмов плазмы (8)–(12).

Для 500 МВт сценария DT-плазмы моделирование плотности потока нейтронов и скорости реакции деления в детекторах ДМНП заняло 187 с реального времени, что меньше, чем время протекания рассмотренного сценария. С точки зрения объёма анализируемых данных совершенно неважно, каким способом получены значения $f_u(R_i, Z_j)$ — аналитически или методом Монте-Карло, в котором учтены все типы ядерных реакций нейтронов с веществом. Дальнейшим шагом в развитии работы будет пересчёт функции $f_u(R, Z)$ в полномасштабной 3D-модели токамака методом Монте-Карло.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ ДМНП

Зависимость выходного сигнала детекторов ДМНП C от скорости реакции деления R_f описана S-образной кривой, что является достаточным приближением реального поведения сигналов этого типа детекторов [7]. S-образная кривая разбита на три области: количество отсчётов детектора меньше нижнего предела измерения $C_{\min}$ измерительного тракта, область линейной зависимости количества отсчётов детектора от термоядерной мощности плазмы и область выхода сигнала в насыщение, где количество отсчётов больше, чем верхний предел измерения $C_{\max}$ (см. рис. 2). Формула пересчёта скорости реакции деления в скорость счёта выражена уравнением

$$C(R_f) = \begin{cases} R_f > C_{\max} : & \frac{R_f - C_{\max}}{1 + \left| \frac{R_f - C_{\max}}{C_{\max}} \right|} + C_{\max}; \\ R_f \in [C_{\min}; C_{\max}] : & R_f; \\ R_f < C_{\min} : & \frac{R_f - C_{\min}}{1 + \left| \frac{R_f - C_{\min}}{C_{\min}} \right|} + C_{\min}. \end{cases} \quad (13)$$

Рис. 11. Функция нейтронов $G(x)$ для геометрии DT-плазмы в конце фазы подъёма термоядерной мощности

Наибольший вклад в весовую функцию $G(x)$ вносит внешняя магнитная поверхность плазменного шнура за счёт её близости к детекторам ДМНП (рис. 11). Однако вес нейтронов центра плазмы ($x = 0$) всего в ~ 3 раза меньше, чем нейтронов внешней магнитной поверхности ($x = 1$).

Фактор формы K_f (м^2) — коэффициент, зависящий от формы, позиции и интенсивности излучения плазменного шнура. Он связывает плотность потока нейтронов в зоне детектирования и термоядерную мощность. В принятых обозначениях фактор формы выражается уравнением

$$K_f = \left[\int G(x) \frac{I(x)}{\int I(x) dV} dV \right]^{-1}. \quad (14)$$

Фактор формы для начала и завершения фазы спада термоядерной мощности при различных

значениях пикированности профиля представлен на рис. 12. Зависимость показаний ДМНП от распределения нейтронов в полоидальном сечении плазмы определяется изменением фактора формы при различных значениях пикированности профиля. Изменение фактора формы при этом не превышает 10% от его среднего значения, что лежит в пределах требуемой точности измерений диагностикой ДМНП. Более существенно влияние положения плазменного шнура, где изменение фактора формы может достигать 40%.

Поведение фактора формы во всём динамическом диапазоне для базового DT-сценария плазмы ИТЭР изображено на рис. 13. Наибольшее изменение фактора формы (30%) ожидается в фазе спада термоядерной мощности.

В результате моделирования для достижения требуемой погрешности измерения 10% для DT-сценария плазмы ИТЭР выявлена необходимость коррекции показаний ДМНП на форму и положение плазменного шнура, для чего можно использовать фактор формы.

Рис. 12. Фактор формы, рассчитанный при различных положениях плазменного шнура, соответствующих моментам времени $t_0 = 501 \text{ с}$ (—) и $t_0 = 559 \text{ с}$ (—) в зависимости от пикированности профиля

Рис. 13. Фактор формы и термоядерная мощность в базовом DT-сценарии плазмы ИТЭР в фазе подъема (а) и спада (б)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный алгоритм позволяет рассчитать выходной сигнал диагностики плазмы ИТЭР «Диверторный монитор нейтронного потока» при различных параметрах объемного плазменного источника термоядерных нейтронов в режиме реального времени. Входными параметрами являются следующие динамические и статические данные: профиль удельной интенсивности термоядерных нейтронов, геометрия магнитных поверхностей плазмы, аналитические оценки плотности потока нейтронов и скорости реакции деления в детекторах диагностики ДМНП от кольцевых источников нейтронов.

В результате исследований выявлена необходимость коррекции выходного сигнала диагностики ДМНП в соответствии с позицией плазменного шнура на уровне термоядерной мощности ИТЭР до ~1,2 МВт.

Для оценки чувствительности диагностики ДМНП к распределению нейтронов в полоидальном сечении и позиции плазменного шнура введён фактор формы. Изменение фактора формы, обусловленное формой источника, достигает 10%. Изменение положения плазменного шнура может привести к 40%-ному изменению сигнала диагностики.

В условиях базового DT-сценария плазмы ИТЭР в фазе спуска фактор формы уменьшается на 30%, следовательно, для достижения требуемой погрешности измерения необходима коррекция показаний ДМНП. В экспериментах ИТЭР фактор формы может быть найден по показаниям диагностик измерения профиля удельной интенсивности источника нейтронов: вертикальной [8] и радиальной [9] нейтронных камер, систем на основе многоканальных нейтронных коллиматоров, расположенных в диагностических портах токамака. Временное разрешение диагностик составляет 1 мс [10], за которое фактор формы изменяется на $\sim 0,002\%$, что несущественно для погрешности измерений ДМНП.

Предложенный алгоритм универсален и может быть применён для моделирования поведения других нейтронных диагностик, включая спектрометры высокого разрешения [11].

Следующим шагом в развитии работы будет моделирование элементов весовой функции источника методом Монте-Карло в реальной геометрии установки, что позволит учесть реакции, происходящие при транспорте нейтронов через конструкционные материалы установки.

Применение этого алгоритма может быть рекомендовано для отработки алгоритмов измерения термоядерной мощности диагностикой ДМНП в условиях различных сценариев развития плазмы ИТЭР [12—14].

Авторы статьи выражают благодарность сотрудникам Международной организации ИТЭР (Сэн-Поль-ле-Дюранс, Франция) и, в особенности, А.Р. Полевому за предоставленные данные базового сценария DT-плазмы ИТЭР, помощь при выполнении расчётов и обстоятельные обсуждения результатов.

Взгляды и мнения, высказанные в настоящей статье, не обязательно отражают точку зрения Частного учреждения «ИТЭР-Центр».

Работа выполнена в рамках государственного контракта между Частным учреждением «ИТЭР-Центр» и Государственной корпорацией по атомной энергии «Росатом» № Н.4а.241.19.18.1027 от 19 апреля 2018 г. «Разработка, опытное изготовление, испытание и подготовка к поставке специального оборудования в обеспечение выполнения российских обязательств по проекту ИТЭР в 2018 году».

REFERENCES

1. **Yican Wu.** Fusion Neutronics. Springer Nature Singapore Pte Ltd. 2017, DOI 10.1007/978-981-10-5469-3.
2. **Rebut P.-H. et al.** ITER: the first experimental fusion reactor. — Fusion Engineering and Design, 1995, vol. 27, № 1, pp. 3—16; DOI 10.1016/0920-3796(95)90113-2.
3. **Kaschuck Yu.A. et al.** Divertor neutron flux monitor: conceptual design and calibration. — In: AIP Conf. Proc., 2008, vol. 988, p. 303.
4. **Polevoi A.R. et al.** Assessment of neutron emission from DD to DT operation of ITER. — In: 42th EPS Conf. on Plasma Physics. Lisbon, Portugal, 22—26 June 2015.
5. **Khayrutdinov R.R. et al.** An Open Architecture Version of the DINA 1.5D Simulation Code. 27A, P-3.163.
6. **Putvinskii S.V.** Alpha particles in a tokamak. — In: Reviews of Plasma Physics, vol. 18. Ed. B.B. Kadomtsev. — New York: Consultants Bureau, 1993, p. 239.
7. **Glenn F. Knoll.** Radiation Detection and Measurement. — York: Wiley, New 2000, ISBN 0-471-07338-5.
8. **Bertalot L. et al.** Concept design and integration aspects of ITER vertical neutron camera. — In: First EPs Conf. on Plasma Diagnostics (1st ECPD). Villa Mondragone, Frascati (Rome), Italy, 14—17 April 2015.
9. **Bertalot L. et al.** Concept design and integration aspects of ITER radial neutron camera. — In: 27th Symposium on Fusion Technology (SOFT 2012). At Liege, Belgium, DOI: 10.22323/1.240.009.
10. **Johnson L.C. et al.** Analysis of neutron cameras for ITER. — Review of Scientific Instruments, 1999, vol. 70, p. 1145; <https://doi.org/10.1063/1.1149509>.
11. **Marek Scholz et al.** — Nucl. Fusion, 2019 (in press); <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab0dc1>.

12. **Bertalot L. et al.** A Strategy for calibrating the neutron systems on ITER. — In: 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9—13 June 2008, ECA, vol. 32D, O-2.001.
13. **Loughlin M., Taylor N.** Recommendation on Plasma scenarios. ITER Document. IDM UID-2V3V8G 1.2, 2009, December 10.

AUTHORS

Kovalev A.O. SRC «TRINITI», ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; Project Center ITER, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; A.Kovalev@iterrf.ru

Portnov D.V. Project Center ITER, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; SRC «TRINITI», ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; D.Portnov@iterrf.ru

Kashchuk Yu.A. Project Center ITER, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; SRC «TRINITI», ul. Pushkovykh 12, 142190 Troitsk, Moscow, Russia; kasch@triniti.ru

Received 16 May 2019

Revised 18 June 2019

Accepted 25 June 2019

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2019, vol. 42, issue 3, pp. 64—73