УДК 621.039.6.61

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИНДИВИДУАЛЬНОГО НАЦЕЛИВАНИЯ ОБЪЁМНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ ИТЭР В РАСЧЁТАХ РЕАКТОРА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Д.В. Марковский

НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В поисках возможностей сокращения времени расчёта громоздких моделей ИТЭР методом Монте-Карло рассмотрено расширение известной методики систематической выборки направлений испускаемых источником нейтронов (source angular biasing) путём индивидуального нацеливания каждого нейтрона источника на заданную произвольную прямоугольную мишень на первой стенке реактора, за которой расположена интересующая область задачи. Методика проверена в блоке источника трёхмерной программы BLANK, реализующей прямой метод Монте-Карло. Проведены расчёты простой цилиндрической модели ИТЭР с прямоугольной образующей и толщиной боковой стенки 50 см из материала защиты (80% SS + 20% H₂O). Прямоугольная мишень соответствовала входному отверстию экваториального порта (2×2 м). Расчёты модели показали, что применение методики не привело к заметному уменьшению погрешности полного потока и его энергетических компонентов в зоне на первой стенке во всём диапазоне вероятности нацеливания вследствие преобладающих вкладов альбедных нейтронов. На задней поверхности боковой стенки модели в диапазоне вероятности нацеливания 0,2—0,4 погрешность составила ~0,75 от погрешности в базовой модели (без нацеливания), что соответствует потенциальному выигрышу во времени счёта до ~2 раз. Полученные результаты позволили сделать общие эмпирические выводы: оценка потока нейтронов таким методом является несмещённой, и некоторый выигрыш во времени счёта по сравнению с вариантом без нацеливания возможен. Можно ожидать более эффективное применение методики в расчёте функционалов потока нейтронов в глубине защитных композиций, где роль альбедных нейтронов первой стенки незначительна, и результат определяется в основном интенсивностью ведущей группы нейтронов источника. Поскольку рассмотренная методика носит универсальный характер, она может быть реализована как полезная опция в любой программе, использующей метод Монте-Карло.

Ключевые слова: метод Монте-Карло, BLANK, ИТЭР, систематическая выборка направлений нейтронов источника.

ON EFFECTIVENESS OF INDIVIDUAL TARGETING ITER VOLUMETRIC NEUTRON SOURCE IN CALCULATIONS OF REACTOR BY MONTE-CARLO METHOD

D.V. Markovskij

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The extension of known source angular biasing technique by individual targeting each of source neutrons on a given arbitrary rectangular target on the reactor first wall, indicating the area of the task interest, is considered in search of possibilities to reduce calculation time of bulky ITER models by the Monte Carlo code. The technique is tested in the source block of the 3-D code BLANK realizing a direct Monte-Carlo method. The calculations were carried out in a simple cylindrical model of ITER, having a rectangular generatrix and a 50 cm thick side wall of shielding material (80% stainless steel + 20% H₂O) 50 cm thick. Rectangular target matches with the input hole of the equatorial port (2×2 m). The model calculations showed that the application of the technique has not led to a noticeable reduction in statistical uncertainty of the total neutron flux and its energy components in the first wall zone in the entire range of the targeting probability, due to the prevailing contributions of albedo neutrons. On the back surface of the model side wall within the range of targeting probability of 0.2—0.4 the uncertainty was ~0.75 of the reference uncertainty (without targeting), which corresponds to a potential gain in computation time up to ~2 times. The results obtained allowed us to draw general empirical conclusions: neutron flux estimation by this method is unbiased and some gain in computer time compared to calculations without targeting is possible. One can expect a more efficient application of the methodology in the calculation of the neutron flux functionals in the depth of the shielding compositions, where the contribution of albedo neutrons of the first wall became negligible, and the result is mainly determined by the intensity of the leading group of source neutrons. Because the method is universal, it can be implemented as a useful option in any Monte-Carlo code.

Key words: Monte-Carlo, BLANK, ITER, source angular biasing.

DOI: 10.21517/0202-3822-2017-40-1-14-20

ВВЕДЕНИЕ

В практических расчётах нейтронно-физической модели ИТЭР методом Монте-Карло часто требуется получение результата в локальной области, малой по сравнению с реактором, представляющим собой оптически большую систему (размером много больше среднего пробега нейтрона). При-

мерами могут служить оценки сигналов нейтронных детекторов в коллиматорах вертикальной нейтронной камеры или мощности дозы в портах диагностик. Низкая частота наступления благоприятных для искомого результата событий затрудняет в такой модели прямой расчёт методом Монте-Карло с использованием стандартных возможностей программ расчёта (BLANK¹), поскольку значительное время ЭВМ расходуется на расчёт блужданий нейтронов в областях, не дающих существенный вклад в исследуемый результат. Одним из доступных пользователю программы средств уменьшения дисперсии результата является систематический выбор направлений испускаемых источником нейтронов внутри заданного конуса в фиксированном направлении (source angular biasing). Такой механизм, не зависящий от координат испускаемого нейтрона, может быть эффективным в случае локального (точечного) источника, однако оказывается практически бесполезным для объёмного тороидального источника больших размеров, поскольку единообразное угловое распределение всех нейтронов не позволяет «нацелить» их в нужное место модели. Естественный интерес вызывает исследование в такой модели эффективности индивидуального нацеливания на мишень каждого испускаемого нейтрона источника (в зависимости от его координат). Упоминания о применении такого способа систематической выборки источника в расчётах методом Монте-Карло автором не обнаружено.

Задача может быть решена путём введения в блок источника расчётной программы дополнительного алгоритма, осуществляющего координатно-зависимую выборку направлений нейтронов, эквивалентную изотропному источнику, но реализуемую для каждого нейтрона источника с заданными вероятностями в направлении на некоторую заданную формальную мишень и вне ее. Выбор положения и размеров мишени, на которую нацеливаются нейтроны источника, субъективен и основывается на понимании механизма управления весами нейтронов и физической сущности результата в целом. Известной опасностью при использовании больших вероятностей и малых телесных углов систематической выборки в нужном направлении является низкая вероятность выборки направлений нейтронов источника вне конуса нацеливания, которые при этом приобретают большой вес, что может существенно увеличить дисперсию потоков нейтронов в исследуемой области. Эффективность механизма выборки может оказаться различной при расчётах функционалов разных энергетических групп нейтронов и в разных положениях регистрирующего объёма в модели. Поэтому для рационального применения методики индивидуального нацеливания необходимо располагать информацией о зависимости погрешности результата от соотношения вероятностей нацеливания в мишень и вне её для характерных энергетических групп нейтронов и положений регистрируемого объёма в модели. Поскольку такие зависимости носят общий характер, их исследование может быть проведено на упрощённой модели, приблизительно имитирующей конфигурацию и штатное распределение источника модели ИТЭР, но лишённой её детальных геометрических подробностей.

Данная статья посвящена описанию разработанного алгоритма координатно-зависимого нацеливания объёмного источника и исследованию эффективности его применения в тороидальной модели простой геометрии.

МЕТОДИКА НАЦЕЛИВАНИЯ

Систематическая выборка направлений нейтронов предполагает назначение вектора нацеливания (оси конуса) и соответствующего телесного угла, в котором происходит выборка. Для нацеливания на нужный фрагмент поверхности тороидальной камеры модели примем форму мишени в виде прямоугольника, близкую по очертаниям к конструктивным элементам на первой стенке реактора. Направим вектор нацеливания из точки рождения нейтрона в центр мишени. Форма телесного угла вокруг вектора может определяться либо одним параметром — углом раствора конуса $\Delta\theta$, когда контур те-

¹ Марковский Д.В., Шаталов Г.Е. О константном и программном обеспечении нейтронно-физических расчётов. Доклад на 2-й сессии фазы международной рабочей группы ИНТОР (21 мая — 1 июня 1984 г.).

лесного угла на единичной сфере вокруг точки источника образует окружность, либо двумя параметрами $\Delta\theta$ и $\Delta\varphi$, если контур образует на сфере ортогональный элемент, ограниченный координатными поверхностями в полярной системе координат. В первом случае алгоритм выборки направлений проще, однако область пересечения нейтронами мишени оказывается размытой при косых падениях и выходит за её границы. Во втором случае выборка в ортогональном контуре телесного угла даёт возможность нацеливать нейтроны источника непосредственно на прямоугольную мишень заданных поперечных размеров. Этот способ нацеливания рассмотрим далее.

Задача состоит в создании алгоритма выборки направления и веса каждой частицы из изотропного распределения в пределах индивидуального ортогонального окна на единичной сфере с центром в точке

Рис. 1. Схема геометрии источника и мишени

рождения частицы, соответствующего видимой через него плоской мишени заданных поперечных размеров. Мишень задана координатами центра $T(x_t, y_t, z_t)$ и векторами её полуширин $\Delta x y_t$ (в плоскости xy) и $\Delta x z_t$ (в плоскости xz), определяющими растров окна соответственно по θ и φ .

Схема геометрии источника и мишени изображена на рис. 1. Начало координат расположено в точке рождения частицы с координатами x, y, z в глобальной модели. Оси координат примем параллельными соответствующим осям глобальной модели, чтобы выбранные орты направления частицы не требовали их дальнейшего преобразования к системе координат глобальной модели.

Прямая, соединяющая начало координат с центром мишени — прицельной точкой $T(x_t, y_t, z_t)$, пересекает поверхность сферы единичного радиуса в центре ортогонального элемента телесного угла на сфере, под которым из точки рождения частицы видна мишень. Этот элемент ограничен на сфере координатными поверхностями: двумя конусами $\theta = \text{const}$ и двумя вертикальными плоскостями $\varphi = \text{const}$. Размеры телесного угла, через который видна мишень, определяются угловыми интервалами $\Delta\theta = \Delta\theta_1 + \Delta\theta_2$ и $\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2$, соответствующими проекциям на сферу полуширин мишени. Для упрощения вычислений примем, что эти проекции направлены вдоль соответствующих границ телесного угла. Поэтому потребуем, чтобы вектор горизонтальной полуширины мишени $\Delta x y_t$ был расположен в горизонтальной плоскости XY , а вектор вертикальной полуширины $\Delta x z_t$ — в вертикальной плоскости XZ . При этом плоская фигура мишени, «освещаемая» источником в пределах соответствующего телесного угла, будет ограничена пересечениями её плоскости с координатными поверхностями телесного угла: по бокам прямыми линиями, проходящими через концы горизонтальных отрезков полуширин $\Delta x y_t$, по высоте — кривыми второго порядка, также проходящими через концы отрезков полуширин $\Delta x z_t$.

Изотропный объёмный источник, направленный на заданную мишень, реализуется случайной выборкой направления частицы из изотропного распределения в пределах телесного угла, через который видна мишень, и заданием веса частицы, компенсирующего увеличение частоты выборки.

АЛГОРИТМ ВЫБОРКИ НАПРАВЛЕНИЙ ЧАСТИЦ И ЕГО ТЕСТИРОВАНИЕ

Для реализации рассмотренной методики необходимо определить следующие характеристики каждого нейтрона источника:

- угловые интервалы $\Delta\theta_1, \Delta\theta_2$ и $\Delta\varphi_1, \Delta\varphi_2$, соответствующие проекциям полуширин мишени на единичную сферу вокруг точки рождения;
- орты случайно выбранного направления частицы в пределах телесного угла мишени ω_i и вне его;
- величины телесного угла ω_i , под которым из точки рождения частицы видна мишень, и веса частицы $w_i = \omega_i/4\pi$, испускаемой из источника изотропно в пределах этого угла.

При систематической выборке из изотропного источника в 4π с заданной вероятностью нацеливания на мишень p_i направление частицы выбирается равномерно в телесном угле нацеливания с вероятностью $p_1 = p_i$ и в дополнительном телесном угле с вероятностью $p_2 = (1 - p_i)$. При этом вес нейтрона будет равен соответственно w_i/p_1 или $(1-w_i)/p_2$.

В рассмотренной геометрии частица нацеливается в мишень по прямому лучу. Такой путь является единственным в модели с открытыми границами. На практике рассчитываемые конфигурации моделей ИТЭР обычно представляют собой тороидальный угловой сегмент с условием симметрии на угловых границах. Важной особенностью применения предлагаемой методики в такой модели является то, что частица, испущенная из источника вне телесного угла нацеливания, также может попасть в мишень, не испытав столкновений после одного или нескольких отражений от угловых границ. Таким образом, существуют два потока нерассеянных нейтронов источника на мишень — прямой и отражённый, с разными весами. При больших вероятностях нацеливания в мишень отражённые частицы, испущенные с меньшей вероятностью и большим весом, могут быть причиной увеличения погрешности результата в области модели, расположенной за мишенью.

Алгоритм выборки тестировался с помощью созданной программы на языке Фортран, включающей блок источника с рекомендованным для расчётов ИТЭР объёмным распределением источника, подпрограмму выборки направлений в мишень и вне её и блок расчёта координат пересечения траекторий нейтронов с плоскостью мишени.

Для тестирования алгоритма нацеливания (анализа попаданий в мишень и вне её) достаточно задания взаимного расположения источника и мишени. В качестве прототипа выбрана схема взаимного расположения источника и экваториального порта в модели ИТЭР (рис. 2, а), применяемой в расчётах нейтронно-физических характеристик диагностик. Центр вертикальной мишени для нацеливания на экваториальный порт ($X = 830$ см, $Y = 0$, $Z = 60$ см) совмещён с центром порта, а полуширины мишени размером 1 м приблизительно соответствуют его поперечным размерам.

Рис. 2. Схемы прототипа — расчётной модели ИТЭР (а) и её упрощённой конфигурации (б) в расчётах эффективности нацеливания

При нацеливании на эту мишень фиксированных точечных изотропных источников, расположенных сбоку от центра экваториального порта (рис. 3, а) или над его центром (рис. 3, б), следы пересечения траекто-

Рис. 3. Следы пересечений с мишенью траекторий нейтронов от точечного и объёмного источников: а — точечный источник, $Z = 260$ см, $\varphi = 0^\circ$; б — точечный источник, $Z = 60$ см, $\varphi = 2^\circ$; в — объёмный источник, нацеливание в мишень; г — объёмный источник, нацеливание вне мишени

рий нейтронов с мишенью равномерно заполняют её площадь, а границы области следов проходят через концы полуширин модели. Некоторое отклонение формы границы от прямоугольной обусловлено проецированием границ ортогонального элемента телесного угла на мишень при косом падении частиц. Примеры нацеливания тороидального объёмного источника ИТЭР на эту же мишень и вне её показаны на рис 3, в, г. Видно, что границы области следов в обоих случаях также точно соответствуют размерам заданных полуширин мишени и также имеют по указанной причине незначительные отклонения от прямоугольника в углах мишени. На основании тестирования можно считать алгоритм нацеливания адекватным поставленной задаче.

Средний вес частиц, падающих на рассматриваемую мишень из объёмного источника, составляет $\sim 0,04$. Это означает, что выборка с нацеливанием на данную мишень происходит в среднем в ~ 25 раз чаще, чем это было бы при традиционной выборке в полном телесном угле 4π , и показывает масштаб потенциального выигрыша во времени счёта в идеальном случае при использовании «нацеленного» алгоритма в «пустой» модели.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ НАЦЕЛИВАНИЯ В РАСЧЁТАХ ПО ПРОГРАММЕ BLANK

Описанный алгоритм был реализован на языке Фортран в подпрограмме блока источника программы BLANK.

Схема упрощённой модели для оценки эффективности нацеливания на экваториальный порт показана на рис. 2, б в сравнении с её прототипом — моделью ИТЭР на рис. 2, а. Модель представляет собой тор с прямоугольной образующей, внутри которого задан объёмный изотропный источник с штатным распределением плотности ИТЭР в поперечном сечении камеры. В стенках тора задан материальный состав blankets ИТЭР — 80% SS + 20% H_2O . Внутренняя, верхняя и нижняя стенки имеют толщину 20 см, внешняя — 50 см.

Вертикальная прямоугольная мишень размером 200×200 см имитировала входное отверстие экваториального порта в центральном сечении по высоте. Поток нейтронов и их погрешности регистрировались в

расположенных за ней зонах толщиной 1 см на передней (позиция 1 на рис. 2, б) и задней (позиция 2) поверхностях внешней стенки. Кроме полного потока, регистрировались также потоки нейтронов в трёх характерных энергетических группах: группа источника ($E > 13,5$ МэВ), быстрые нейтроны ($0,1 < E < 13,5$ МэВ) и замедляющиеся ($E < 0,1$ МэВ). Такая модель позволяет, с одной стороны, имитировать альбедные свойства конструкции, подобной ИТЭР, обращенной к плазме, и, с другой стороны, исследовать эффективность нацеливания в расчёте потоков характерных групп нейтронов как на внутренней стенке тора, так и на внешней стенке, где ослабление полного потока нейтронов достигает четырёх порядков величины. Время расчёта всех вариантов было одинаковым для того, чтобы сравнивать результаты в равных условиях.

Относительные потоки характерных групп нейтронов в позициях 1 и 2 в базовом варианте модели (без нацеливания) приведены в таблице. Поток первичных нейтронов в позиции 1 составляет примерно четверть от полного потока, обусловленного, в основном, альбедными быстрыми и замедляющимися нейтронами. В позиции 2 первичный поток нейтронов источника ослаблен более чем на четыре порядка величины по сравнению с позицией 1, однако именно порождённые им быстрые и замедляющиеся нейтроны дают основной вклад в полный поток на внешней стенке.

Относительные потоки характерных групп нейтронов в позициях 1 и 2 (см. рис. 2, б) в базовом расчёте (без нацеливания)

Энергия группы, МэВ	Доля в полном потоке, позиция 1	Доля от значения в позиции 1, позиция 2
$E < 0,1$	0,343	$3,61 \cdot 10^{-4}$
$0,1 < E < 13,5$	0,41	$2,55 \cdot 10^{-4}$
$E > 13,5$	0,247	$2,36 \cdot 10^{-5}$
$E < 15$	1,0	$2,34 \cdot 10^{-4}$

Результаты расчёта полных потоков, их компонентов и погрешностей, нормированные на соответствующие величины в базовом расчёте (без нацеливания), показаны на рис. 4 в зависимости от вероятности нацеливания для 1-й (а) и 2-й (б) позиций модели. Сплошные индексы точек на графиках соответствуют потокам нейтронов в энергетических группах, полые — их погрешностям.

Рис. 4. Полные потоки (●, ■, ▲, ▼), их компоненты и погрешности (○, □, △, ▽) в позициях 1 (а) и 2 (б) в зависимости от вероятности нацеливания: ●, ○ — $E < 0,1$ МэВ; ■, □ — $0,1 < E < 13,5$ МэВ; ▲, △ — $E > 13,5$ МэВ; ▼, ▽ — $E > 10^{-11}$ МэВ

Вариант с вероятностью нацеливания, равной единице, очевидно, является вырожденным, поскольку при этом вероятность эмиссии нейтронов источника вне мишени равна нулю и отсутствуют порождаемые ими альбедные нейтроны, суммарная доля которых в полном потоке, как видно из таблицы, в несколько раз превышает поток первичных нейтронов.

При вероятности нацеливания меньше единицы относительные потоки с точностью до погрешности расчёта равны единице, что свидетельствует о том, что математические ожидания компонентов потоков от нацеленных и не нацеленных источников совпадают и оценка потока с индивидуальным нацеливанием объёмного источника является несмещённой.

В позиции 1 погрешности при больших вероятностях нацеливания в несколько раз превышают погрешности базового варианта, что обусловлено малой частотой событий с участием альбедных нейтронов, имеющих большой вес и дающих наибольший вклад. По мере уменьшения вероятности нацеливания вес альбедных нейтронов уменьшается, их доля возрастает и погрешность падает, однако не стано-

вится меньше погрешности в базовом варианте. Такой, на первый взгляд, парадоксальный результат неэффективности нацеливания в позиции 1 обусловлен тем, что основным источником альбедных нейтронов, дающих наибольший вклад в полный поток, являются стенки камеры, поверхность которых намного больше поверхности мишени. Только в энергетической группе нейтронов источника, вероятность отражения которых от поверхности камеры мала из-за сильной анизотропии упругого рассеяния при большой энергии (рассеяние вперед), относительная погрешность с нацеливанием источника становится меньше погрешности без нацеливания при вероятности нацеливания ниже $\sim 0,5$. Отношение погрешностей достигает минимума $\sim 0,8$ при вероятности нацеливания $\sim 0,2$.

В позиции 2 погрешности также спадают при уменьшении вероятности нацеливания и становятся равными погрешностям базового варианта при вероятности нацеливания $\sim 0,6$. Далее в диапазоне вероятностей $0,2—0,4$ имеется минимум величиной $\sim 0,75$ от базовой погрешности, что в рассматриваемой модели могло бы дать выигрыш во времени счёта до ~ 2 раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В поисках возможностей сокращения времени расчёта громоздких моделей ИТЭР методом Монте-Карло рассмотрено расширение известной методики систематической выборки направлений испускаемых источником нейтронов (source angular biasing) на индивидуальное нацеливание каждого нейтрона источника на заданную произвольную прямоугольную мишень на первой стенке, за которой расположена интересующая область задачи.

Расчёты по исследованию эффективности методики проведены по 3-D-программе BLANK в простой тороидальной модели, имитирующей модель ИТЭР, с прямоугольной образующей и толщиной боковой стенки 50 см из материала защиты ($80\% \text{ SS} + 20\% \text{ H}_2\text{O}$). Объёмное распределение источника соответствовало источнику ИТЭР, прямоугольная мишень соответствовала входному отверстию экваториального порта (2×2 м). В непосредственной близости к первой стенке применение методики индивидуального нацеливания не привело к заметному уменьшению погрешности полного потока и его энергетических компонентов во всём диапазоне вероятности нацеливания вследствие преобладающих вкладов альбедных нейтронов. На задней поверхности боковой стенки модели в диапазоне вероятности нацеливания $0,2—0,4$ погрешность составила $\sim 0,75$ от базовой погрешности (без нацеливания), что соответствует потенциальному выигрышу во времени счёта до ~ 2 раз.

Полученные количественные результаты оценки эффективности методики индивидуального нацеливания источника соответствуют рассмотренному примеру простой тороидальной модели и могут служить лишь частной иллюстрацией эффективности. Однако они позволяют сделать два важных общих эмпирических вывода: оценка потока нейтронов таким методом является несмещённой, и некоторый выигрыш во времени счёта по сравнению с вариантом без нацеливания возможен. Можно ожидать более существенную эффективность применения методики в расчёте функционалов потока нейтронов в глубине защитных композиций, где роль альбедных нейтронов первой стенки незначительна и результат в основном определяется интенсивностью ведущей группы нейтронов источника. В конкретной модели эффективность нацеливания может быть определена в пробных расчётах в зависимости от вероятности нацеливания, как показано в рассмотренном примере.

Поскольку рассмотренная методика носит универсальный характер, она может быть реализована как полезная опция в любой программе, использующей метод Монте-Карло.

AUTHORS

Markovskij D.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Markovskiy_DV@nrcki.ru

Received 6 December 2016
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2017, vol. 40, issue 1, pp. 14—20.