

2. **Wu J., Oka Y.** Core design of super LWR with double tube water rods. — In: ISSWCR-6. China, 2013, Paper 13009.
3. **Zang W.** Preliminary core conceptual design of 1000 MWe SCWR. — Ibid., Paper 13066.
4. **Schulenberg T.** Supercritical water-cooled reactor (SCWR). — In: Report on the Working Group IAEA on SCWR Programme. Canada, 19—23 September, 2011.
5. **Yetisir M., Gaudet M., Rhodes D.** Development and Integration of Canadian SCWR concept with counter-flow fuel assembly. — In: ISSWCR-6. China, 2013, Paper 13059.
6. **Lui B., Cao L., Wu H., Zheng Y.** Three-dimensional core analysis on the breeding capability of the super fast reactor. — Ibid., Paper 13121.
7. **Глебов А.П., Клушин А.В.** Реактор с быстро-резонансным спектром нейтронов, охлаждаемый водой сверхкритического давления при двухходовой схеме движения теплоносителя. — Атомная энергия, 2006, т. 100, вып. 5, с. 349—355.
8. **Баранаев Ю.Д., Глебов А.П., Клушин А.В., Украинцев В.Ф.** Использование реактора, охлаждаемого водой сверхкритического давления — ВВЭР-СКД, в замкнутом топливном цикле. — Известия вузов. Ядерная энергетика, 2010, № 3, с. 18—31.
9. **Баранаев Ю.Д., Глебов А.П., Кириллов П.Л., Клушин А.В.** Реактор, охлаждаемый водой сверхкритического давления ВВЭР-СКД, — основной претендент в Супер-ВВЭР: Препринт ФЭИ-3188, 2010.
10. **Baranaev Y.D., Glebov A.P., Kirillov P.L., Klushin A.V.** Neutronic characteristics of a 30 MWt SCW experimental reactor: from water-cooled power reactor technology to a direct cycle nuclear reactor with supercritical water parameters and fast neutron spectrum. — In: ISSWCR-6. China, 2013, Paper 13108.
11. **Glebov A.P., Klushin A.V., Baranaev Y.D., Kirillov P.L.** Presearch of features of U—Pu—Th fuel cycle and its use for burning up of minor actinides in supercritical water-cooled reactor with fast neutron spectrum. — In: ICONE-21. China, 2013, Paper 16888.
12. **Поплавский В.М., Цибуля А.М., Хомяков Ю.С. и др.** Активная зона и топливный цикл для перспективного натриевого реактора. — Атомная энергия, 2010, т. 108, вып. 4, с. 206—211.
13. **Баранаев Ю.Д., Глебов А.П., Клушин А.В.** Активная зона с быстро-резонансным спектром нейтронов со сверхкритическим давлением воды. Патент РФ 2485612 от 5.03.2012. — Бюл. «Изобретения. Полезные модели», 2013, № 17, с. 45.

Поступила в Редакцию 16.12.13

УДК 621.039+681.3.06

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ АЛГОРИТМОВ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ В ВЕРОЯТНОСТНОМ МЕТОДЕ ДИСКРЕТНЫХ ОРДИНАТ

Сироткин А.М., Терновых М.Ю., Тихомиров Г.В., Хромова М.Ф. (НИЯУ МИФИ, г. Москва)

При решении задач расчета переноса нейтронов и γ -квантов в защите и системах с локализованным источником возникает проблема корректного учета анизотропии рассеяния. Такие задачи выделяются, с одной стороны, наличием сильно анизотропного поля частиц, с другой, необходимостью получения детального энергетического распределения, в котором большую долю составляют частицы с высокой энергией.

С развитием вычислительной техники возрастают возможности повышения точности расчетов за счет увеличения порядков аппроксимации и параметров расчетных схем. В этой ситуации потребность корректно описать процесс рассеяния лишь усиливается, поскольку исчезает эффект «замазывания», связанный с грубыми сетками и приближениями низкого порядка.

В настоящей работе представлен способ описания рассеяния в уравнениях вероятностного метода дискретных ординат. Кроме того,

сравниваются алгоритмы, позволяющие корректно вычислять источник рассеяния.

Интеграл столкновений в уравнениях вероятностного метода дискретных ординат. При выводе уравнений вероятностного метода дискретных ординат [1, 2] распределение потока частиц в системе описывается в многогрупповом приближении

$$\varphi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}), \quad g = 1, 2, \dots, Ng,$$

где $(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})$ — точка фазового пространства; g — номер энергетической группы.

Для получения функции, характеризующей распределение интенсивности объемных источников, вычисляется интеграл столкновений

$$Q_s(\mathbf{r}, g, \boldsymbol{\Omega}) = \sum_{g'=1}^{N_g} \int_{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \Sigma_s(\mathbf{r}, g, \boldsymbol{\Omega} \leftarrow g', \boldsymbol{\Omega}') \times \varphi_{g'}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}'), \quad (1)$$

где $\Sigma_s(\mathbf{r}, g, \boldsymbol{\Omega} \leftarrow g', \boldsymbol{\Omega}')$ — сечение рассеяния в точке фазового пространства из группы g' в

группу g . Здесь и далее штрихом помечены величины, характеризующие нейтрон до его рассеяния.

Особенностью конструирования алгоритмов вероятностного метода дискретных ординат является переход к дискретным уравнениям переноса относительно интегральных по непересекающимся угловым диапазонам потоков и токов. Эти диапазоны $\Delta\Omega_k$ ($k = 1, 2, \dots, K$) должны перекрывать всю 4π -сферу направлений полета частиц. Тогда в совокупности с разбиением системы на достаточно малые по оптической толщине гомогенные объемы получим разбиение фазового пространства на подобласти, в которых откажемся от детального описания распределения частиц, используя приближение плоских потоков:

$$\varphi_g(\mathbf{r}, \Omega) = \text{const} = \Phi_k^g; \Omega \in \Delta\Omega_k.$$

Здесь и далее опущен индекс пространственной области. Тогда выражение (1) можно записать в виде

$$Q_s(g, k) = \sum_{g'=1}^{N_g} \sum_{k'=1}^K \bar{v}(g, k \leftarrow g', k') \Phi_{k'}^{g'},$$

где

$$\bar{v} = \frac{1}{\Delta\Omega_{k'} \Delta\Omega_k} \int_{\Delta\Omega_{k'}} d\Omega' \int_{\Delta\Omega_k} d\Omega \Sigma_s(g, \Omega \leftarrow g', \Omega') \quad (2)$$

— дважды дифференциальное энергетически-угловое сечение перевода при рассеянии нейтрона, записанное в приближении плоского потока в угловых диапазонах.

Рассмотрим два алгоритма получения сечений переводов (2) на основе оцененных данных и информации групповых библиотек ядерных констант.

Вычисление сечений переводов методом локального интегрирования δ -функции. Выражение (2) в терминах лётаргии имеет вид

$$\bar{v} = \frac{1}{\Delta\Omega_{k'}} \frac{1}{\int_{\Delta\Omega_{k'}} du' U} \sum_L \int_{\Delta\Omega_{g'}} du' \int_{\Delta\Omega_g} du \Sigma_{sL} U \times \\ \times \int_{\Delta\mu_{k'}} d\mu' \int_{\Delta\mu_k} d\mu \int_{\Delta\Theta_k} d\Theta \int_{\Delta\Theta_{k'}} d\Theta' W_L, \quad (3)$$

где u — лётаргия; $U(u')$ — непрерывная по лётаргии функция спектра нейтронов; $\Sigma_{sL}(u')$ — сечение рассеяния нуклида L ; μ — косинус аксиального угла Ψ ; Θ — азимутальный угол на-

правления полета нейтрона Ω ; $W_L(u \leftarrow u', \mu_0^*)$ — индикатриса сечения рассеяния нуклида L . Для упругого рассеяния индикатриса может быть записана как

$$W_L(u \leftarrow u', \mu_0^*) = \frac{\exp(u' - u)}{1 - \alpha_L} f_L(\mu_0^* - \mu_0), \quad (4)$$

где $\alpha_L = [(A-1)/(A+1)]^2$; A — массовое число нуклида L ; $f_L(u', \eta)$ — анизотропия сечения рассеяния; $\eta = 1 - 2/(1 - \alpha) [1 - \exp(u' - u)]$ — косинус угла рассеяния в системе центра инерции; μ_0, μ_0^* — косинус угла рассеяния Ψ_0 в лабораторной системе и его значение, определяемое потерей энергии при рассеянии соответственно:

$$\mu_0 = \mu\mu' - \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2)} \cos(\Theta - \Theta'); \\ \mu_0^* = \frac{A+1}{2} \exp\left[\frac{1}{2}(u' - u)\right] - \frac{A-1}{2} \exp\left[-\frac{1}{2}(u' - u)\right].$$

В выражении (4) δ -функция определяет однозначную связь угла рассеяния с потерей энергии при упругом рассеянии. С учетом выражения (4) выделим в сечении перевода (3) выражение, не зависящее от групповой структуры и композиции нуклидов:

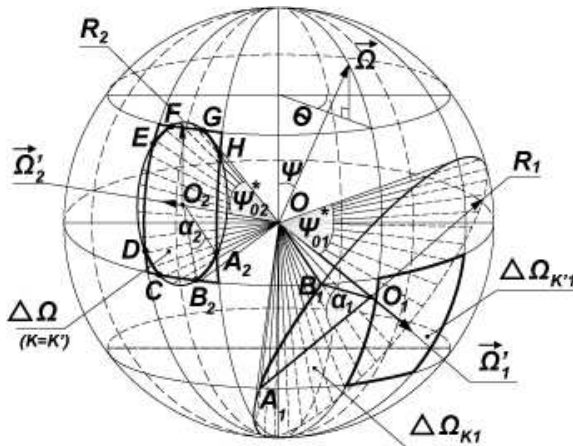
$$W_L(k \leftarrow k', \mu_0^*) = \\ = \int_{\Delta\mu_k} d\mu \int_{\Delta\mu_{k'}} d\mu' \int_{\Delta\Theta_k} d\Theta \int_{\Delta\Theta_{k'}} d\Theta' \delta(\mu_0^* - \mu_0). \quad (5)$$

Тогда выражение (3) принимает вид

$$\bar{v}(g, k \leftarrow g', k') = \frac{1}{\Delta\Omega_{k'}} \frac{1}{\int_{\Delta\Omega_{k'}} du' U} \sum_L \int_{\Delta\Omega_{g'}} du' \Sigma_{sL} U \times \\ \times \int_{\Delta\Omega_g} du f_L(u', \eta) W_L(k \leftarrow k', \mu_0^*). \quad (6)$$

Заметим, что в этом случае задача вычисления сечений переводов (3) может быть разделена на два этапа [3] — предварительное вычисление наиболее трудоемких интегралов (5), зависящих только от разбиения сферы направлений полета нейтронов, и расчет интегралов по лётаргии (6) для каждого перевода из $\Delta\Omega_{k'}$ в $\Delta\Omega_k$.

Рассмотрим алгоритм получения выражений (5), более эффективный, чем численное



Пересечение конусов рассеяния нейтронов с единичной сферой

интегрирование δ -функции по четырем переменным. Отметим, что с точностью до нормировочного коэффициента $W_L(k \leftarrow k', \mu_0^*)$ есть вероятность нейтрону, меняющему направление полета из углового сектора $\Delta\Omega_{k'}$ в $\Delta\Omega_k$, рассеяться с углом Ψ_0^* ($\Psi_0^* = \arccos \mu_0^*$).

Можно использовать следующие геометрические соображения, поясняемые на рисунке:

нейтрон, имевший направление полета $\Omega'(\mu', \Theta') \in \Delta\Omega_{k'}$ и рассеявшийся на ядре с углом Ψ_0^* , получит одно из направлений, образующих поверхность конуса с вершиной в центре единичной сферы;

высота этого конуса лежит на прямой, совпадающей с Ω' , косинус угла между высотой и образующей конуса равен μ_0^* ;

пересечением этого конуса и единичной сферы с центром в точке О является окружность с центром в точке O_1 или O_2 (в зависимости от выбора показанных на рисунке вариантов) и радиусом $R_1 = \sqrt{(1 - \mu_{01}^{*2})}$ или $R_2 = \sqrt{(1 - \mu_{02}^{*2})}$.

Возможны следующие три случая. Если:

окружность полностью принадлежит части сферы, заключенной в диапазон $\Delta\Omega_k$, то все нейтроны, рассеявшиеся с углом Ψ_0^* , приобретут в результате рассеяния направление из того же диапазона (на рисунке это вариант 2 при достаточно малом угле рассеяния Ψ_{02}^*);

окружность не принадлежит части сферы, заключенной в диапазон $\Delta\Omega_k$, то нейтронов с такими направлениями не будет (на рисунке это

вариант 1, когда $k = k'1$ или $\Delta\Omega_k$ находится по соседству справа или снизу от $\Delta\Omega_{k'1}$);

принадлежит частично, то вероятность рассеяния в диапазон $\Delta\Omega_k$ пропорциональна доли дуг этой окружности, лежащих внутри диапазона.

Угловая длина дуги окружности радиусом R , заключенной между точками $A(\mu_a, \Theta_a)$ и $B(\mu_b, \Theta_b)$, определяется соотношением

$$\alpha = \arccos[(\beta - \mu_0^{*2}) / (1 - \mu_0^{*2})]$$

$$\text{или } \alpha = \pi - \arccos[(\beta - \mu_0^{*2}) / (1 - \mu_0^{*2})], \quad (7)$$

где $\beta = \mu_a \mu_b - \sqrt{(1 - \mu_a^2)(1 - \mu_b^2)} \cos(\Theta_a - \Theta_b)$.

Расчетная формула вероятности рассеяния из диапазона $d\mu'd\Theta'$ в диапазон $\Delta\Omega_k$ ($\Delta\mu_k \Delta\Theta_k$) с углом μ_0^* на ядре элемента L имеет вид

$$dW_L(\mu', \Theta', \mu_0^*) = \frac{\alpha d\mu' d\Theta'}{2\pi},$$

где в первом случае $\alpha = 2\pi$, во втором $\alpha = 0$, в третьем α определяется по формуле (7). На рисунке это вариант 1, когда $\Delta\Omega_k$ находится слева от диапазона $\Delta\Omega_{k'}$, дуга обозначена как $\alpha_1 = A_1 B_1$. Однако для варианта 2 дуга $\alpha_2 = A_2 B_2$ оказывается неединственной, удовлетворяющей условию третьего случая, и тогда $\alpha = \alpha_2 + CD + EF + GH$. Так что и для этого варианта $dW_L(\mu', \Theta', \mu_0^*)$ вычисляется аналитически и выражение (5) преобразуется к двукратному интегралу

$$W_L(k \leftarrow k', \mu_0^*) = \int_{\Delta\mu_{k'}} d\mu' \int_{\Delta\Theta_{k'}} d\Theta' dW_L(\mu', \Theta', \mu_0^*).$$

Восстановление сечений переводов по моментам матрицы рассеяния. В существующих библиотеках нейтронных констант анизотропия рассеяния описывается матрицей моментов сечений межгрупповых переводов. С ее помощью можно определить угловую зависимость сечений межгрупповых переводов

$$\Sigma_s(g \leftarrow g', \mu_0) \cong \sum_{m=0}^M \frac{2m+1}{4\pi} \Sigma_{s_m}^{g \leftarrow g'} P_m(\mu_0), \quad (8)$$

где $\mu_0 = (\Omega, \Omega')$ — косинус угла рассеяния в лабораторной системе; $\Sigma_{s_m}^{g \leftarrow g'}$ — момент порядка m сечения рассеяния из группы g' в группу g ; $P_m(\mu_0)$ — полином Лежандра порядка m . В рамках приближения плоского потока в пределах углового диапазона $\Delta\Omega_k$ энергетически-угловое сечение перевода

$$\bar{v} = \frac{1}{\Delta\Omega_{k'}} \int_{\Delta\Omega_{k'}} d\Omega' \int_{\Delta\Omega_k} d\Omega \Sigma_s(g \leftarrow g', \mu_0)$$

может быть получено с помощью выражения (8) интегрированием. Тогда

$$\bar{v} \cong \frac{1}{\Delta\Omega_{k'}} \sum_{m=0}^M \frac{2m+1}{4\pi} \Sigma_{s_m}^{g \leftarrow g'} \int_{\Delta\Omega_{k'}} d\Omega' \int_{\Delta\Omega_k} d\Omega P_m(\mu_0). \quad (9)$$

Выделим в выражении (9) величину, зависящую только от разбиения сферы направлений на $\Delta\Omega_k$:

$$B(k \leftarrow k', m) = \frac{1}{\Delta\Omega_{k'}} \frac{2m+1}{4\pi} \int_{\Delta\Omega_{k'}} d\Omega' \int_{\Delta\Omega_k} d\Omega P_m(\mu_0). \quad (10)$$

Используем теорему сложения для полиномов Лежандра

$$P_m(\mu_0) = P_m(\mu)P_m(\mu') + 2 \sum_{j=1}^m \frac{(m-j)!}{(m+j)!} P_m^j(\mu)P_m^j(\mu') \cos j(\Theta - \Theta'),$$

где μ — косинус аксиального угла; $P_m^j(\mu)$ — присоединенные функции Лежандра степени m и порядка j ; Θ — азимутальный угол направления полета Ω . В случае широтного разбиения сферы направлений алгоритм расчета величин (10) можно реализовать, используя запись

$$B(k \leftarrow k', m) = \frac{1}{\Delta\Omega_{k'}} \frac{2m+1}{4\pi} \left\{ \Delta\Theta_k \Delta\Theta_{k'} \int_{\Delta\mu_k} d\mu P_m(\mu) \times \right. \\ \times \int_{\Delta\mu_{k'}} d\mu' P_m(\mu') + 2 \sum_{j=1}^m \frac{(m-j)!}{(m+j)!} \int_{\Delta\mu_k} d\mu P_m^j(\mu) \times \\ \times \left. \int_{\Delta\mu_{k'}} d\mu' P_m^j(\mu') \int_{\Delta\Theta_k} d\Theta \int_{\Delta\Theta_{k'}} d\Theta' \cos j(\Theta - \Theta') \right\}. \quad (11)$$

Выражение (11) можно записать в виде суммы, каждое слагаемое которого включает четыре сомножителя — однократных интеграла:

$$B(k \leftarrow k', m) = \frac{1}{\Delta\Omega_{k'}} \frac{2m+1}{4\pi} \sum_{j=1}^{m+1} \gamma_m^j \alpha_{mk}^j \beta_{mk}^j \alpha_{mk'}^j \beta_{mk'}^j.$$

$$\text{При } m=0 \quad \gamma_0^1=1, \quad \alpha_0^1 = \int_{\Delta\mu_k} d\mu = \Delta\mu_k,$$

$\beta_0^1 = \Delta\Theta_k$. Значение $B(k \leftarrow k', 0) = \Delta\Omega_k/4\pi$ есть вероятность изотропного рассеяния в диапазон $\Delta\Omega_k$. Вид коэффициентов для моментов более высокого порядка также может быть вычислен аналитически.

Дважды дифференциальные энергетически-угловые макросечения переводов определяются из моментов микросечений межгрупповых переводов следующим образом:

$$\bar{v}(g, k \leftarrow g', k') = \sum_L \sum_{m=0}^M \rho_L \Sigma_{s mL}^{g \leftarrow g'} B(k \leftarrow k', m),$$

где ρ_L — ядерная концентрация нуклида L ; $\Sigma_{s mL}^{g \leftarrow g'}$ — момент порядка m сечения рассеяния нуклида L из группы g' в группу g .

Программа модификации групповых библиотек сечений MAGNIFIER. Исследование погрешностей, вносимых в нейтронно-физические расчеты различными приближениями, требует реперных расчетов. Для анализа неопределенностей, связанных с константным обеспечением расчетов, разработана программа MAGNIFIER [4], особенностью которой является возможность модификации групповых библиотек сечений в исследуемом диапазоне энергии по принципу «энергетической лупы». Программа использует библиотеку групповых констант, оцененные ядерные данные, программу подготовки групповых констант в формате ENDF/B из оцененных ядерных данных. Основные функции, реализованные в программе MAGNIFIER, следующие:

детализация информации о сечениях и матрицах переходов в исходной групповой библиотеке в выбранном диапазоне энергии. Функция была использована для корректного моделирования в рамках группового подхода выгорания в периферийной области топливного сердечника твэла ВВЭР и анализа эффективности комбинированных топливных таблеток [5, 6];

замена в групповой библиотеке информации об отдельных реакциях данными из других оцененных ядерных данных. Функция была исполь-

зована при анализе топливных циклов ВВЭР с глубоким выгоранием на основе топлива с ^{231}Pa и ^{237}Np [7, 8];

пополнение исходной групповой библиотеки данными о новых материалах и конвертирование библиотеки в другие форматы. Функция была использована для нейтронно-физических расчетов быстрых реакторов с радиогенным свинцовым теплоносителем [9, 10];

увеличение или уменьшение числа угловых моментов матриц переходов в исходной групповой библиотеке, пополнение библиотеки матрицей дважды дифференциальных энергетически-угловых сечений перевода. Эта функция была добавлена в программу MAGNIFIER для решения уравнения переноса вероятностным методом дискретных ординат и предоставляет выбор метода расчета дважды дифференциальных сечений перевода локальным интегрированием δ -функции или восстановлением по моментам матрицы рассеяния. Модифицированный код программы позволяет представлять групповую индикатрису сечения рассеяния в виде заданного числа правых границ равновероятных интервалов косинуса угла рассеяния в системе центра инерции;

в качестве формата групповой библиотеки нейтронных констант программы MAGNIFIER используется основной формат AMPX [11], который был выбран для реализации вероятностного метода дискретных ординат вследствие:

особенностей формата, связанных с компактным хранением значимой информации;

возможности для хранения дважды дифференциальных энергетически-угловых сечений перевода;

наличия проблемно-ориентированных библиотек в формате AMPX, например, версии библиотеки VITAMIN, что допускает их непосредственное использование в разрабатываемых кодах на основе вероятностного метода дискретных ординат.

Сравнение методов получения дважды дифференциальных сечений переводов. Описанные методы получения дважды дифференциальных сечений переводов отличаются принципиальными особенностями, которые, в конечном итоге, определяют выбор одного из них при решении конкретных расчетных задач. Получение сечений переводов интегрированием индикатрисы сечения рассеяния следует отнести к

задачам уровня создания библиотеки многогрупповых констант. Исходная информация о сечениях рассеяния и анизотропии сечения рассеяния поставляется из оцененных данных, а при вычислении энергетически-угловых переводов есть возможность учесть реальный внутригрупповой спектр. Несмотря на частичное использование аналитических соотношений, процедура оказывается трудоемкой. Поэтому представляется целесообразным ее использование для прецизионных или тестовых расчетов, в которых требуется повышенная точность, а подготовка переводов может быть сравнима со временем самого расчета. Другой оправданной возможностью использования могут быть многовариантные задачи на выбранной энергетически-угловой сетке, для которых переводы формируются в виде многогрупповой библиотеки.

Чтобы объем такой библиотеки был приемлем для реальных расчетов, можно использовать вариант ее компактной записи. Существенную экономию дает учет симметричных переводов, которых много при использовании регулярной сетки разбиения сферы направлений полета нейтронов. Кроме того, матрица переводов поддается алгоритму сжатия в массивы, используемые для хранения моментов энергетических переводов в библиотеках, записанных в основном формате AMPX.

Для алгоритма восстановления сечений переводов по моментам межгрупповой матрицы рассеяния исходной информацией является наиболее широко распространенное моментное представление анизотропии рассеяния, поэтому расчеты могут проводиться с помощью библиотек нейтронных констант. Алгоритм дает возможность аналитически вычислить наиболее трудоемкую часть интеграла рассеяния. Это позволяет включить процедуру восстановления сечений переводов в расчетный модуль, делая программу более мобильной. Кроме того, алгоритм логически прост и легко программируем, поэтому возможна его модификация для представленного в библиотеке нейтронных констант числа моментов.

Сравнивая рассмотренные алгоритмы, отметим, что метод локального интегрирования δ -функции для расчета дважды дифференциальных сечений переводов можно условно назвать точным, а получаемые значения переводов имеют физический смысл. При восстановлении

сечений по моментам неоднократно получались отрицательные значения переводов, наиболее часто при выборе мелкой угловой сетки.

Расчеты. Для сравнения алгоритмов расчета дважды дифференциальной матрицы переводов были проведены численные эксперименты, моделирующие реальные системы на установках с нейтронным генератором. Системы имели разные геометрические размеры и были изготовлены из разных материалов. Результаты расчетов приведены для следующей системы. Однородный графитовый параллелепипед размером $30 \times 30 \times 60$ см облучали источником нейтронов энергией 14,75 МэВ, расположенным на оси симметрии системы на расстоянии 20 см от его торца. Для такой системы заведомо характерны значительная боковая утечка нейтронов и сильная анизотропия нейтронного потока, особенно в верхней области энергии.

Перенос нейтронов рассчитывали по программе GERA [12] в $x-y-z$ -геометрии. В программе реализован алгоритм решения уравнений вероятностного метода дискретных ординат для указанной геометрии. Параметры расчета — 56 угловых диапазонов и $7 \times 7 \times 15$ ячеек пространственной сетки были выбраны исходя из опыта расчета систем такого типа. Диапазон 14,95—10,5 МэВ был выбран потому, что именно в этой области энергии находится порог реакции $^{63}\text{Cu}(n, 2n)$, в скорости которой выявлено наибольшее расхождение экспериментальных и расчетных результатов. Кроме того, в этом диапазоне энергии можно выделить вклад упругого рассеяния на графите, поскольку энергия неупругого рассеяния ниже 10 МэВ.

На основе пространственного распределения нейтронов рассчитывали следующие функционалы:

утечка через боковую и заднюю грани системы для рассеянных нейтронов группы источника 14,55—14,92 МэВ (первая группа);

утечка через боковую и заднюю грани системы суммарно для всех нейтронов энергией выше 10,5 МэВ;

скорость реакции $^{63}\text{Cu}(n, 2n)$ в точках на оси системы.

Исследовали влияние числа моментов матрицы упругого рассеяния, использованных для вычисления дважды дифференциальных энергетически-угловых переводов, на указанные функционалы. Сравнивали с «точным» расчетом

по переводам, полученным с учетом законов упругого рассеяния методом локального интегрирования δ -функции (табл. 1, 2).

Т а б л и ц а 1. Утечка нейтронов в зависимости от точности представления анизотропии рассеяния

Число моментов	Первая группа		Суммарная	
	Задняя грань	Боковая грань	Задняя грань	Боковая грань
0	0,2169 — 5	0,1001 — 2	0,1909 — 4	0,5469 — 2
2	0,5884 — 5	0,1451 — 2	0,5285 — 4	0,7197 — 2
4	0,1066 — 4	0,1333 — 2	0,9409 — 4	0,7082 — 2
6	0,1310 — 4	0,1394 — 2	0,1182 — 3	0,7343 — 2
«Точное»	0,1916 — 4	0,1509 — 2	0,1567 — 3	0,7702 — 2

Т а б л и ц а 2. Скорость реакции $^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{10^{28}}$ на оси симметрии системы в зависимости от точности представления анизотропии рассеяния

Число моментов	Расстояние от передней грани, см		
	20	40	60
0	0,1148	0,5864 — 2	0,3394 — 3
2	0,1379	0,9510 — 2	0,7212 — 3
4	0,1418	0,1189 — 1	0,1109 — 2
6	0,1465	0,1303 — 1	0,1314 — 2
«Точное»	0,1523	0,1510 — 1	0,1690 — 2

Выводы. В результате разработки алгоритмов вычисления дважды дифференциальных энергетически-угловых сечений перевода в вероятностном методе дискретных ординат получен инструмент, позволяющий оценить корректность учета анизотропии упругого рассеяния. Число моментов матрицы упругого рассеяния, используемое для адекватного расчета сечений перевода, зависит от ширины энергетических групп и секторов. Информация об упругом рассеянии, представленная в библиотеке VITAMIN-C, является недостаточной для корректного описания этого процесса при проведении прецизионных расчетов систем в экспериментах с нейтронным генератором.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хромов В.В., Крючков Э.Ф., Тихомиров Г.В. Гончаров А.А. Вероятностный метод дискретных ординат. — Атомная энергия, 1992, т. 73, вып. 6, с. 421—427.
2. Хромов В.В., Крючков Э.Ф., Тихомиров Г.В. и др. Новый численный алгоритм расчета распределений нейтронов в задачах физики реакторов и радиационной

- защиты. — Изв. вузов. Ядерная энергетика, 1995, № 1, с. 20—31.
3. Сироткин А.М., Терновых М.Ю. Вычисление интеграла столкновений методом локального интегрирования дельта-функции. — В кн.: Методы и алгоритмы в исследованиях физики ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1987, с. 59—63.
 4. Колесов В.В., Крючков Э.Ф., Терновых М.Ю., Тихомиров Г.В. Файлы ядерных данных и их использование в нейтронно-физических расчетах. Учебное пос. М., НИЯУ МИФИ, 2014.
 5. Андрианов А.Н., Баранов В.Г., Тихомиров Г.В., Хлунов А.В. Моделирование ядерно-физических процессов в поверхностном слое топливного сердечника. — Атомная энергия, 2008, т. 104, вып. 6, с. 353—358.
 6. Баранов В.Г., Терновых М.Ю., Тихомиров Г.В., Хлунов А.В. Моделирование ядерно-физических процессов в поверхностном слое топливного сердечника с выгорающим поглотителем. — Там же, 2008, т. 105, вып. 6, с. 307—310.
 7. Куликов Г.Г., Шмелев А.Н., Крючков Э.Ф. и др. Физические характеристики легководного ядерного реактора со сверхдлинной кампанией ториевого топлива. — Изв. вузов. Ядерная энергетика, 2002, № 1, с. 18—28.
 8. Крючков Э.Ф., Терновых М.Ю., Тихомиров Г.В. и др. Топливные циклы с глубоким выгоранием: анализ коэффициентов реактивности. — Там же, 2004, № 3, с. 70—78.
 9. Апсэ В.А., Куликов Г.Г., Шмелев А.Н., Сироткин А.М. О возможности улучшения нейтронно-физических и теплогидравлических параметров энергетических быстрых реакторов при использовании радиогенного свинца в качестве теплоносителя. — Ядерная физика и инжиниринг, 2010, т. 1, № 5, с. 387—397.
 10. Сироткин А.М., Апсэ В.А., Шмелев А.Н. Комплекс программ TIME26D — модернизация программы TIME26 для нейтронно-физических расчетов быстрых реакторов в двумерной r — z -геометрии. — Там же, 2013, т. 4, № 2, с. 101—108.
 11. SCALE: a Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation. Ver. 5. ORNL/TM-2005/39, v. I—III.
 12. Khromov V.V., Kryuchkov E.F., Tikhomirov G.V. et al. Probabilistic method of discrete ordinates in a neutron transport problem. — Nucl. Sci. Engng, 1995, v. 121, p. 264—276.

Поступила в Редакцию 1.11.2013

УДК 621.039.51

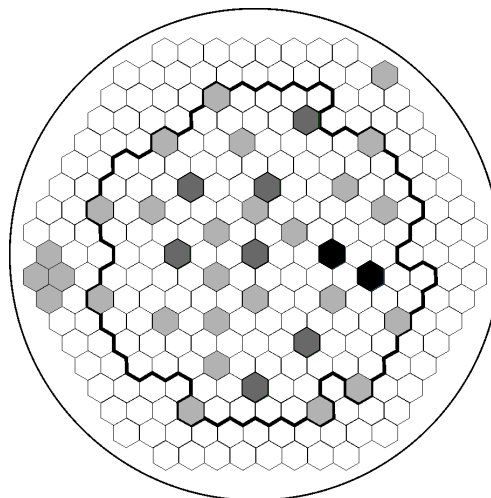
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В БОР-60 И АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ПРОДОЛЖЕНИЯ В МБИР

*Жемков И.Ю., Ижutow А.Л., Новоселов А.Е., Погляд Н.С., Святкин М.Н.
(ОАО «ГНЦ НИИАР», г. Димитровград)*

Проводимые в настоящее время в БОР-60 экспериментальные исследования направлены на обоснование новых перспективных материалов, возможности повышения максимального выгорания топлива и достижения предельной повреждающей дозы (рис. 1).

Экспериментальные исследования в БОР-60. Ресурсные испытания ядерных материалов в реакторах длительны по времени. Так, для достижения повреждающей дозы стали примерно 200 смещ./ат., которая закладывается в перспективные проекты быстрых реакторов, облучение должно длиться 10—15 лет. Экспериментальные исследования в БОР-60 в последние годы эксплуатации будут зависеть от возможности их продолжения после окончательного останова. Очевидно, что такие испытания не могут быть выполнены за оставшееся до окончательного останова реактора время. Таким образом, продолжение экспериментальных исследований в МБИР является важной составляющей проекта [1, 2].

В настоящей статье рассмотрены основные направления исследований и типы экспериментальных устройств, используемые для облучения материалов в БОР-60.



Р и с. 1. Картограмма загрузки реактора БОР-60 на начало 2013 г.: — РО СУЗ; — экспериментальные ТВС; — материаловедческий пакет; — ТВС