

РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ МНОГОГРУППОВЫХ УРАВНЕНИЙ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ В ПОДКРИТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

И.В. Шаманин, С.В. Беденко, В.Н. Нестеров, И.О. Луцик, А.А. Прец

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, проспект Ленина, 2*



Реализован итерационный метод решения уравнения переноса нейтронов в диффузионном многогрупповом приближении. Исследовался термоэлектрический генератор, заправленный диоксидом плутония и служащий источником тепловой и электрической энергии в космических аппаратах.

С использованием данных о выходе нейтронов и многогруппового диффузионного приближения, получено непрерывное и групповое распределение спектров плотности потока нейтронов в подкритической размножающей системе.

Применялись численные многогрупповые подходы с использованием системы групповых констант БНАБ-78 и других доступных библиотек оцененных ядерных данных (РОСФОНД, БРОНД, БНАБ, EXFOR и ENDSF). Функции распределения нейтронов на нулевой итерации для системы многогрупповых уравнений получены путем аппроксимации обширного перечня расчетных и экспериментальных данных, имеющихся в библиотеках ядерных данных EXFOR и ENDSF. Необходимые нейтронно-физические функционалы получены путем решения уравнения переноса нейтронов в диффузионном 28-групповом приближении. Проведена верификация полученных расчетных данных. Используемый подход является более экономным с точки зрения вычислительных затрат (значения долей плотности потока нейтронов сходятся на третьей итерации). Реализованный метод может использоваться в задачах ядерной и радиационной безопасности.

Ключевые слова: подкритическая система, функция распределения нейтронов, перенос нейтронов, многогрупповое диффузионное приближение.

СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

Методы расчета переноса нейтронов используют в физике реакторов, в технологическом контроле при изготовлении и переработке ядерного топлива, для определения глубины выгорания облученного топлива, при проектировании биологической защиты, а также для совершенствования процедур измерений излучения для системы учета и контроля ядерных материалов.

Существует много специализированных программ и расчетных кодов, реализующих метод Монте-Карло, основанный на розыгрыше вероятностей взаимодействия нейтронов. Международно признанными являются пакеты программ MMKKENO и

© И.В. Шаманин, С.В. Беденко, В.Н. Нестеров, И.О. Луцик, А.А. Прец, 2017

ММКС (ГНЦ РФ-ФЭИ, Россия), МСУ (НИЦ КИ, Россия), MCNP (США), KENO-3D(США), MONK (Великобритания) и др. Эти программы позволяют получать результаты с высокой точностью благодаря созданию трехмерной геометрии, имитирующей объект, и моделированию реального переноса нейтронов в веществе.

Высокая точность верифицированных расчетных кодов на основе метода Монте-Карло достигается за счет потребления огромных вычислительных ресурсов и определяется, в основном, погрешностью, с которой определены сечения взаимодействия нейтронов с ядрами вещества.

Детерминистические методы, основанные на дифференциальном и конечно-разностном представлении уравнения Больцмана [1], не требуют больших вычислительных ресурсов. Такие методы упрощают основной этап моделирования, заключающийся в решении уравнения переноса. К основным детерминистическим методам относятся метод дискретных ординат, метод характеристик, метод вероятностей первых столкновений, PN-метод и его наиболее простая и распространенная форма – многогрупповое диффузионное приближение.

Точность решения ($\Phi(r,t)$, $\Sigma(r,E)$, k_{eff}), получаемого с помощью многогруппового диффузионного приближения, невысока, но этот метод является неплохим приближением и до сих пор используется в российских и зарубежных программах, например, в американских MCNP, KENO и во многих других.

В работе реализован итерационный процесс решения системы многогрупповых уравнений диффузии, с помощью которого определяются спектральные и интегральные нейтронно-физические характеристики подкритической размножающей системы.

В качестве исследуемой системы рассматривается термоэлектрический генератор, заправленный PuO_2 массой 5,65 кг, служащий источником тепловой и электрической энергии в космических аппаратах.

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Запишем уравнение Больцмана [1] в диффузионном 28-групповом приближении:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v^{(i)}} \frac{\partial \Phi^{(i)}(r,t)}{\partial t} = & D^{(i)} \Delta \Phi^{(i)}(r,t) - \Sigma_a^{(i)} \Phi^{(i)}(r,t) - \sum_{k=i+1}^G \Sigma_R^{i \rightarrow k} \Phi^{(i)}(r,t) + \\ & + \sum_{k=1}^{i-1} \Sigma_R^{k \rightarrow i} \Phi^{(k)}(r,t) + \varepsilon_{fp}^{(i)} \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \sum_{k=1}^G v_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)} \Phi^{(k)}(r,t) + \\ & + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \varepsilon_{fd,j}^{(i,n)} \lambda_j^n C_j^n(r,t) + \varepsilon_{sf}^{(i)} S_{sf} + \varepsilon_{an}^{(i)} S_{an} + Q^{(i)}(r,t), \end{aligned} \quad (1)$$

где i – номер энергетической группы нейтронов, для которой записано уравнение; k – номер энергетической группы; $D^{(i)}$ – коэффициент диффузии нейтронов i -й группы; $v^{(i)}$ – скорость нейтронов, соответствующая средней энергии i -й группы; $\Phi^{(i)}$, $\Phi^{(k)}$ – плотности потоков нейтронов в соответствующих группах; $\Sigma_a^{(i)}$ – макроскопическое сечение поглощения нейтронов i -й группы; $\Sigma_R^{j \rightarrow k}$, $\Sigma_R^{k \rightarrow i}$ – макроскопические сечения перехода нейтронов из i -й в нижележащую k -ю (из вышележащей k -й в рассматриваемую i -ю) группу соответственно; $\varepsilon_{fp}^{(i)}$ – доля мгновенных нейтронов спектра $\chi_{fp}(E)$, попадающих в i -ю группу (для всех спектров $\varepsilon^{(i)} = \int \chi_{fp}(E) dE$); $v_f^{(k)}$ – среднее число мгновенных нейтронов на акт вынужденного деления нейтронами k -й группы; $\Sigma_f^{(k)}$ – макроскопическое сечение деления для нейтронов k -ой группы; $\varepsilon_{fd}^{(i,n)}$ – доля запаздывающих нейтронов i -й группы; λ_j^n – постоянная распада j -й группы запаздывающих нейтронов нуклида n ; $C_j^n(r,t)$ – концентрация ядер-предшественников запаздывающих нейтронов; S_{sf} – интегральный выход нейтронов спонтанного деления; $\varepsilon_{sf}^{(i)}$ – доля нейтронов спектра $s_{sf}(E)$; $\varepsilon_{an}^{(i)}$ – доля нейтронов

спектра $\chi_{\alpha n}(E)$; S_{sf} – интегральный выход нейтронов спонтанного деления; $S_{\alpha n}$ – интегральный выход нейтронов по реакции (α, n) ; $Q^{(i)}(r, t)$ – интенсивность внешнего источника нейтронов.

Уравнение (1) должно быть дополнено граничным и начальным условиями:

$$\frac{\partial \Phi(r, t)}{\partial r} \Big|_{r^{(i)}} = - \frac{\gamma \partial \Phi(r, t)}{D^{(i)}(r, t)} \Big|_{r^{(i)}},$$

$$\Phi(r, 0) \Big|_{t_0} = \Phi_0(r).$$

Для организации итерационного процесса необходимо задать спектры нейтронов вынужденного деления $\chi_f(E)$ ($\epsilon^{(i)} = \int \chi(E) dE$), спонтанного деления $\chi_{sf}(E)$ и (α, n) -реакций $\chi_{\alpha n}(E)$. При этом выбор функции распределения нейтронов и спектра $S(E, t, r) = Q(r, t) \cdot \chi(E)$ является важным этапом моделирования, позволяющим существенным образом повысить точность искомых решений.

Нормированный спектр нейтронов вынужденного деления $\chi_f(E)$ рассчитан в предположении, что выход нейтронов можно аппроксимировать спектральной функцией Уатта [2]

$$\chi_f(E) = \frac{2 \cdot \exp(-ab/4)}{\sqrt{\pi a^3 b}} \cdot \exp(-E/a) \cdot \text{sh} \sqrt{bE}.$$

Параметры a и b зависят от типа делящегося нуклида, энергии нейтронов, вызвавших деление, и однозначно связаны с усредненной по энергии и по делящимся изотопам величиной v_{sf}^* . В системе констант БНАБ-78,-93 $a = 0,965(0,8 + 0,083 \cdot v_{sf}^*)$, $b = 2,245/(0,8 + 0,083 \cdot v_{sf}^*)^2$. С помощью параметров определяется средняя энергия спектра нейтронов деления $E^* = 1,5a + 0,25a^2b$.

Выход нейтронов спонтанного деления

$$S_{sf} = v_{sf}^* R_{sf} \lambda N = v_{sf}^* R_{sf} (\ln 2 / T_{1/2}) N,$$

где v_{sf}^* – среднее число нейтронов спонтанного деления; R_{sf} – коэффициент ветвления спонтанного деления; λ – постоянная распада; $N = N_0 \cdot \exp(-\lambda t)$ – текущее содержание спонтанно делящегося нуклида; $T_{1/2}$ – период полураспада.

Спектральное распределение нейтронов спонтанного деления

$$S_{sf}(E) = v_{sf}^* R_{sf} (\ln 2 / T_{1/2}) N \cdot \chi_{sf}(E).$$

Особенность нейтронов спонтанного и вынужденного деления в том, что они коррелированы во времени в отличие от (α, n) -нейтронов и, кроме того, могут быть аппроксимированы одной и той же функцией

$$\chi_{sf}(E) = c \cdot \exp(-E/a) \cdot \text{sh} \sqrt{bE},$$

где $a = T$ связана с v_{sf}^* соотношением $a = 0,48 + 0,2 \cdot (1 + v_{sf}^*)^{1/2}$. Параметр b определяется температурой T и средней кинетической энергией E_f на нуклон продуктов спонтанного деления и равен $b = 4E_f/a^2 = 3,04/a^2$ [3].

Средняя энергия спектра нейтронов спонтанного деления [3, 4]

$$E^* = (3/2)T + E_f = 1,48 + 0,3 \cdot (1 + v_{sf}^*)^{1/2}.$$

Последнее соотношение позволяет получать среднюю энергию спектра $\chi_{sf}(E)$, равную экспериментальному значению для большинства делящихся нуклидов.

Выход нейтронов в (α, n) -реакции [5, 6]

$$S_{\alpha n} = \omega_i \cdot q_i^\alpha \cdot n_j \int_{E_{\alpha n}}^{E_n} \frac{\sigma_{\alpha n}^j(E)}{\epsilon_{ij}(E)} dE,$$

где $\omega_i = (1 - \omega_j)$ – доля α -излучателя (вещество i); ω_j – доля вещества на котором идет реакции (вещество j); q^{α}_i – выход α -частиц из вещества типа i ; n_j – концентрация ядер вещества типа j ; $\sigma^{\alpha n}_j$ – интегральное микроскопическое сечение (α, n) -реакции; $\varepsilon_{ij}(E) = (-dE/dx)$ – тормозная способность α -частицы; E_α – средняя энергия спектра α -частицы; $B_{\alpha n}$ – порог (α, n) -реакции.

Данные по массовой тормозной способности $\varepsilon_{ij}(E)$ рассчитаны в программе SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) [7].

Зависимость $\sigma^{\alpha n}_j$ получена по данным работ [8 – 12], рекомендованным для решения задач подобного рода, компиляция и анализ выполнены в [3 – 5, 13].

Спектральное распределение (α, n) -нейтронов

$$S_{\alpha n}(E) = \omega_i \cdot q^{\alpha}_i \cdot n_j \int_{B_{\alpha n}}^{E_\alpha} \frac{\sigma^{\alpha n}_j(E)}{\varepsilon_{ij}(E)} dE \cdot \chi_{\alpha n}(E).$$

Нормированное распределение спектра нейтронов $\chi_{\alpha n}(E)$ получено путем аппроксимации экспериментальных (EXFOR – Experimental Nuclear Reaction Data) и расчетных (ENDSF – Evaluated Nuclear Structure Data File) данных [14 – 21] функцией вида

$$\chi_{\alpha n}(E) = (a\sqrt{2\pi})^{-1} \cdot \exp[-(E - b)^2 / (2a^2)],$$

где константы a и b зависят от типа ядер i и j .

Исследования, выполненные в [14 – 21], были направлены на получение значений выходов и спектров нейтронов для $^{238}\text{PuO}_2$ с высокой точностью. Погрешность измерений не превышает 5%, компиляция и оценка выполнены в работах [3, 5, 13]. Полные тексты и результаты экспериментов доступны в библиотеках ядерных данных EXFOR и ENDSF.

В качестве опорных данных, используемых для нахождения спектров, взяты результаты работы [18], где приведены точные характеристики спектров нейтронов для топливной композиции PuO_2 массой 5,65 кг. Исследуемый в [18] термоэлектрический генератор, заправленный PuO_2 , служит источником тепла и электроэнергии в космических спутниках. Измерения выполнены с целью проектирования защиты основного облучения аппарата от излучения.

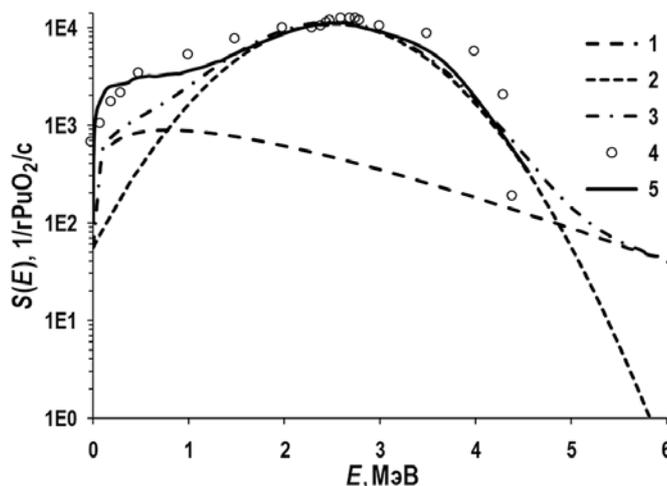


Рис. 1. Спектральное распределение нейтронов PuO_2 : 1 – спонтанное деление; 2 – искомое (α, n) -реакции ($a = 0,85$, $b = 2,50$); 3 – суммарное искомое $\{\chi_{sf}(E) + \chi_{\alpha n}(E)\}$; 4 – суммарное [18]; 5 – суммарное (аппроксимация данных библиотек EXFOR и ENDSF)

Для того чтобы корректно сравнить полученные нами расчетные данные с [18] и в результате получить нужное распределение, учтены изотопный состав Pu (Pu , %:

238 – 80,27; 239 – 15,87; 240 – 3,022; 241 – 0,643, 242 – 0,132) и наличие легких примесных элементов (Li, Be, B, C, F, Na, Al, Si и др.).

Таким образом, выход нейтронов за счет спонтанного деления изотопов Pu равен примерно $2,48 \cdot 10^3$ 1/с/гр PuO₂; $1,18 \cdot 10^4$ 1/с/гр PuO₂ за счет (α,n)-реакции на кислороде и $9,21 \cdot 10^3$ 1/с/гр PuO₂ за счет реакций на примесях. Суммарный выход нейтронов для рассматриваемой композиции $\sim 2,35 \cdot 10^4$ 1/с/гр PuO₂.

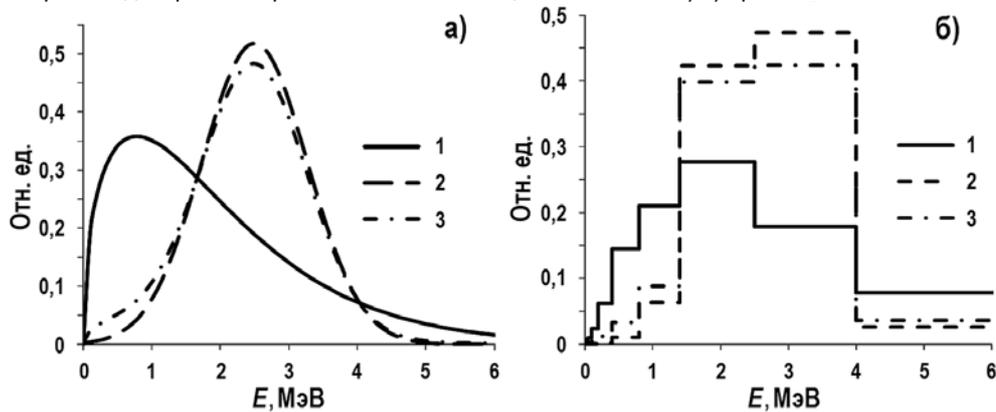


Рис. 2. Нормированное распределение непрерывного (а) и 28-группового спектра (б) нейтронов: 1 – спонтанное деление; 2 – (α,n)-реакции; 3 – суммарный спектр

На рисунках 1, 2 приведены искомые распределения $S(E)$ и спектры $\chi(E)$, которые использованы при решении уравнения переноса в диффузионном 28-групповом приближении.

Нормированное распределение спектра нейтронов спонтанного деления ²³⁸Pu (см. рис. 2)

$$\chi_{sf}(E) = c \cdot \exp(-E/a) \cdot \text{sh} \sqrt{bE},$$

где $c = 0,36$; $a = 0,84$; $b = 3,63$. Средняя энергия спектра $E^* = 2,02$ МэВ, среднее число нейтронов $\nu_{sf}^* = 2,21$.

Нормированное распределение спектра нейтронов (α,n)-реакции ²³⁸PuO₂ (см. рис. 2)

$$\chi_{\alpha n}(E) = (a\sqrt{2\pi})^{-1} \cdot \exp[-(E-b)^2/(2a^2)],$$

где $a = 0,78$; $b = 2,5$. Средняя энергия спектра $E^* = 2,5$ МэВ.

РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ МНОГОГРУППОВЫХ УРАВНЕНИЙ ДИФФУЗИИ НЕЙТРОНОВ ИТЕРАЦИОННЫМ СПОСОБОМ

В подкритических размножающих системах уравнение, записанное в диффузионном приближении для нейтронов всех энергетических групп [1], имеет вид [23]

$$D\Delta\Phi(r,t) - \Sigma_a\Phi(r,t) - \nu_f\Sigma_f\Phi(r,t) < 0,$$

а значит, значение плотности потока нейтронов $\Phi(r,t)$ в такой системе должно обращаться в ноль. Как известно значение $\Phi(r,t)$ в подкритических системах не обращается в ноль, а имеет определенное значение, которое характеризуется источниками нейтронов $S(r,t)$ и нейтронно-физическими параметрами системы.

С учетом источников нейтронов последнее уравнение примет стационарный вид

$$D\Delta\Phi(r,t) - \Sigma_a\Phi(r,t) - \nu_f\Sigma_f\Phi(r,t) + S(r,t) = 0.$$

Таким образом, уравнение (1) в стационарном виде без учета запаздывающих нейтронов и в отсутствие внешнего источника можно записать следующим образом [23]:

$$D^{(i)}\Delta\Phi^{(i)} - \sum_a^{(i)}\Phi^{(i)} - \sum_{k=i+1}^{26} \sum_R^{i \rightarrow k} \Phi^{(i)} + \sum_{k=-1}^{i-1} \sum_R^{k \rightarrow i} \Phi^{(k)} + \varepsilon_f^{(i)} \sum_{k=-1}^{26} \nu_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)} \Phi^{(k)} + \varepsilon_{sf}^{(i)} S_{sf} + \varepsilon_{\alpha n}^{(i)} S_{\alpha n} = 0. \quad (2)$$

Первое слагаемое в (2), описывающее утечку нейтронов, определяется по соотношению

$$D^{(i)}\Delta\Phi^{(i)} = -D^{(i)}B^{2(i)}\Phi^{(i)}, \quad (3)$$

где $B^{2(i)}$ – геометрический параметр для i -ой группы.

Для организации итерационного процесса необходимо составить систему уравнений

$$\Phi^{(i)}_j = f(\Phi^{(-1)}_{j-1}, \Phi^{(0)}_{j-1}, \dots, \Phi^{(k)}_{j-1}, \dots, \Phi^{(26)}_{j-1}), \quad k \neq i, \quad (4)$$

где j – номер итерации, начиная с первой, преобразовав систему (2) с учетом (3) к виду

$$-D^{(i)}B^{2(i)}\Phi^{(i)} - \sum_a^{(i)}\Phi^{(i)} - \sum_{k=i+1}^{26} \sum_R^{i \rightarrow k} \Phi^{(i)} + \sum_{k=-1}^{i-1} \sum_R^{k \rightarrow i} \Phi^{(k)} + \varepsilon_f^{(i)} \sum_{\substack{k=-1 \\ k \neq i}}^{26} \nu_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)} \Phi^{(k)} + \varepsilon_f^{(i)} \nu_f^{(i)} \Sigma_f^{(i)} \Phi^{(i)} + \varepsilon_{sf}^{(i)} S_{sf} + \varepsilon_{\alpha n}^{(i)} S_{\alpha n} = 0. \quad (5)$$

Выражая значение плотности потока в i -ой группе из (5), получим

$$\Phi^{(i)}_j = \frac{\varepsilon_f^{(i)} \sum_{\substack{k=-1 \\ k \neq i}}^{26} \nu_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)} \Phi^{(k)}_{j-1} + \varepsilon_{sf}^{(i)} S_{sf} + \varepsilon_{\alpha n}^{(i)} S_{\alpha n} + \sum_{k=-1}^{i-1} \sum_R^{k \rightarrow i} \Phi^{(k)}_j}{D^{(i)}B^{2(i)} + \sum_a^{(i)} + \sum_{k=i+1}^{26} \sum_R^{i \rightarrow k} - \varepsilon_f^{(i)} \nu_f^{(i)} \Sigma_f^{(i)}}. \quad (6)$$

Система уравнений преобразуется следующим образом:

$$\begin{aligned} \Phi^{(-1)}_j &= \frac{\varepsilon_f^{(-1)} \sum_{\substack{k=-1 \\ k \neq i}}^{26} \nu_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)} \Phi^{(k)}_{j-1} + \varepsilon_{sf}^{(-1)} S_{sf} + \varepsilon_{\alpha n}^{(-1)} S_{\alpha n}}{D^{(-1)}B^{2(-1)} + \sum_a^{(-1)} + \sum_{k=2}^{26} \sum_R^{1 \rightarrow k} - \varepsilon_f^{(-1)} \nu_f^{(-1)} \Sigma_f^{(-1)}}; \\ \Phi^{(0)}_j &= \frac{\varepsilon_f^{(0)} \sum_{\substack{k=-1 \\ k \neq i}}^{26} \nu_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)} \Phi^{(k)}_{j-1} + \varepsilon_{sf}^{(0)} S_{sf} + \varepsilon_{\alpha n}^{(0)} S_{\alpha n} + \sum_R^{-1 \rightarrow 0} \Phi^{(-1)}_j}{D^{(0)}B^{2(0)} + \sum_a^{(0)} + \sum_{k=3}^{26} \sum_R^{0 \rightarrow k} - \varepsilon_f^{(0)} \nu_f^{(0)} \Sigma_f^{(0)}}; \\ \Phi^{(1)}_j &= \frac{\varepsilon_f^{(1)} \sum_{\substack{k=-1 \\ k \neq i}}^{26} \nu_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)} \Phi^{(k)}_{j-1} + \varepsilon_{sf}^{(1)} S_{sf} + \varepsilon_{\alpha n}^{(1)} S_{\alpha n} + \sum_R^{-1 \rightarrow 1} \Phi^{(-1)}_j + \sum_R^{0 \rightarrow 1} \Phi^{(0)}_j}{D^{(1)}B^{2(1)} + \sum_a^{(1)} + \sum_{k=2}^{26} \sum_R^{1 \rightarrow k} - \varepsilon_f^{(1)} \nu_f^{(1)} \Sigma_f^{(1)}}; \\ &\dots \dots \dots \\ \Phi^{(25)}_j &= \frac{\sum_{k=-1}^{24} \sum_R^{k \rightarrow 25} \Phi^{(k)}_j}{D^{(25)}B^{2(25)} + \sum_a^{(25)} + \sum_R^{25 \rightarrow 26}}; \\ \Phi^{(26)}_j &= \frac{\sum_{k=-1}^{25} \sum_R^{k \rightarrow 26} \Phi^{(k)}_j}{D^{(26)}B^{2(26)} + \sum_a^{(26)}}. \end{aligned} \quad (6a)$$

В системе (6а) известны все параметры за исключением плотностей потоков на предыдущей итерации $\Phi^{(k)}_{j-1}$, а, следовательно, и сумма

$$\sum_{\substack{k=-1 \\ k \neq i}}^{26} \nu_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)} \Phi_{j-1}^{(k)}$$

Эта сумма определяет число нейтронов, образующихся в текущем поколении при делении ядер всеми нейтронами предыдущего поколения, кроме нейтронов i -ой группы.

Для начала итерационного процесса на нулевой итерации плотность потока нейтронов в i -ой группе определяется из (2) с учетом (3) по соотношению

$$\Phi_0^{(i)} = \frac{\epsilon_f^{(i)} \sum_{k=-1}^{26} \nu_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)} \Phi_0^{(k)} + \epsilon_{sf}^{(i)} S_{sf} + \epsilon_{\alpha n}^{(i)} S_{\alpha n} + \sum_{k=-1}^{i-1} \Sigma_R^{k \rightarrow i} \Phi_0^{(k)}}{D^{(i)} B^{2(i)} + \Sigma_a^{(i)} + \sum_{k=i+1}^{26} \Sigma_R^{i \rightarrow k}}$$

где число нейтронов, образующихся в текущем поколении при делении ядер всеми нейтронами предыдущего поколения, задано равным единице, т.е.

$$\sum_{k=-1}^{26} \nu_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)} \Phi^{(k)} = 1.$$

После определения спектра потока нейтронов на нулевой итерации с использованием системы (6) выполняется реализация итерационного процесса. Расчет выполнен для подкритической сферической системы $^{238}\text{PuO}_2$ массой 5,65 кг. Использовались система групповых констант БНАБ-78 [2] и рекомендации авторов работы [22], позволившие корректно сравнить полученные результаты с данными, приведенными в [18].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЯ

Результат расчета 28-группового спектра $\Phi(E)$, нейтр./см²·с приведен на рис. 3, 4. Отметим, что значение долей плотности потока нейтронов сходятся на третьей итерации, причем полученные данные являются достаточно точными (см. рис. 4 и табл. 1).

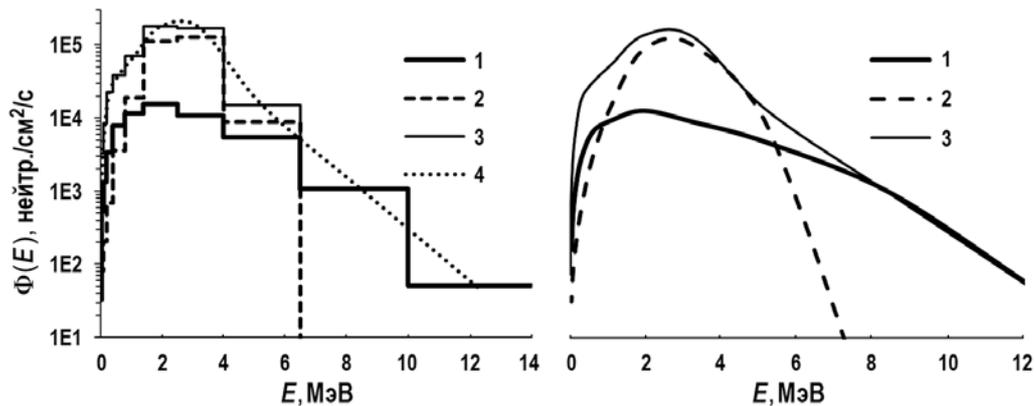


Рис. 3. Спектр плотности потока нейтронов сферы $^{238}\text{PuO}_2$ массой 5,65 кг: 1 – спонтанное деление, непрерывный и 28-групповой; 2 – (α, n) -реакции; 3, 4 – суммарный спектр

В работе [18] показано, что на расстоянии 50 см и более топливная композиция PuO_2 массой 5,65 кг может рассматриваться как точечный источник, а спад потока нейтронов происходит по закону $\sim 1/R^2$:

$$\Phi(r, E) = \Phi(E) \cdot r^2 / (R + r)^2,$$

где $\Phi(E)$ – спектр плотности потока нейтронов; r – радиус сферы PuO_2 ; R – расстояние от поверхности сферы до точки детектирования.

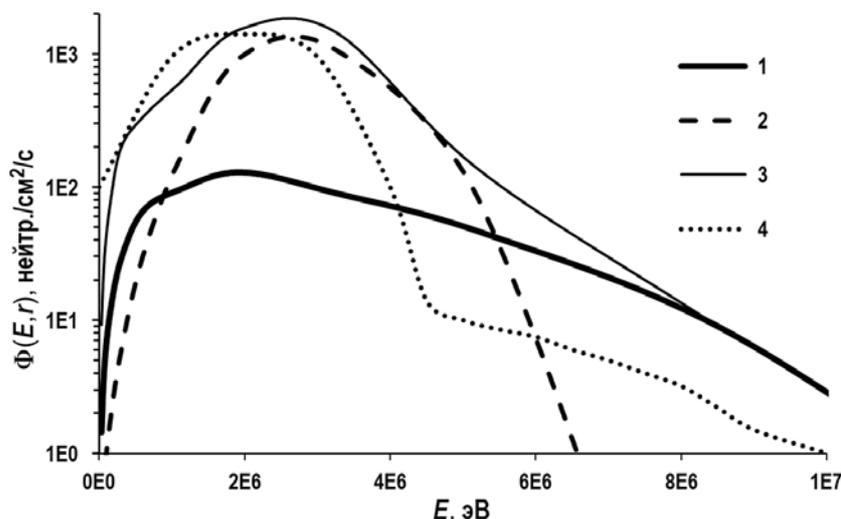


Рис. 4. Спектр плотности потока нейтронов на расстоянии 50 см от сферы PuO_2 : 1 – спонтанное деление (авторы); 2 – (α, n) -реакции (авторы); 3 – суммарный спектр (авторы); 4 – суммарный спектр PuO_2 (метод Монте-Карло [18])

Таблица 1
Нейтронно-физические характеристики топливной композиции PuO_2

Параметр	Расчетный код				
	Диффузионное приближение (константное обеспечение [2], [22])	ANISN (константное обеспечение [18])	Диффузионное приближение (константное обеспечение [2], [22])	SCALE-4.3, KENO-V.a (константное обеспечение ENDF/B-V)	MCNP4b (константное обеспечение JENDL-3.2)
Масса, кг	5,65	5,65	24,30	25,42	24,97
k_{off}	0,39	0,35	1,0	1,0	1,0
$1/(1-k_{\text{eff}})$	1,64	1,55	0	0	0

На рисунке 4 приведен спектр плотности потока нейтронов, образуемых точечным источником PuO_2 . Из рисунка видно, что кривые 3 (авторы) и 4 [18] смещены. Объясняется это тем, что кривая 3 – это групповое распределение, а 4 – непрерывное (спектры получены методом Монте-Карло [18]). Такое же смещение можно видеть и на рис. 2. Кроме того, геометрия топливной композиции в [18] сложнее моделируемой и содержит в себе элементы конструкций капсулы с PuO_2 . В области энергий более 4 МэВ спектр $\chi_{sf}(E)$ выше того, что использован в [18], а вклад в кривую 3 вносит смещенный групповой спектр $\chi_{\alpha n}(E)$.

При организации итерационного процесса получен ряд групповых констант, с помощью которых можно оценить k_{eff} . Выражение, определяющее k_{eff} , имеет вид [2]

$$k_{\text{eff}} = \frac{\text{Генерация}}{\text{Утечка} + \text{Поглощение}} = \frac{\overline{v_f \Sigma_a}}{DB^2 + \overline{\Sigma_a}}$$

Усреднение констант произведено по соотношениям [2]

$$\overline{v_f \Sigma_f} = \frac{\sum_{i=1}^{26} v_f^{(i)} \Sigma_f^{(i)} \Phi^{(i)}}{\sum_{i=1}^{26} \Phi^{(i)}}; \quad \overline{DB^2} = \frac{\sum_{i=1}^{26} D^{(i)} B^{2(i)} \Phi^{(i)}}{\sum_{i=1}^{26} \Phi^{(i)}};$$

$$\bar{\Sigma}_a = \sum_{i=1}^{26} \Sigma_a^{(i)} \frac{\Phi^{(i)}}{\sum_{i=1}^{26} \Phi^{(i)}}.$$

В таблице 1 приведено сравнение найденных значений k_{eff} и массы с полученными по кодам программ ANISN [18], SCALE-4.3 (KENO-V.a) и MCNP4b.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием данных о выходе нейтронов и многогруппового диффузионного приближения получены непрерывное и групповое распределения спектров, а также величина подкритичности системы. Результаты с хорошей точностью согласуются с данными работ [14 – 21] и с результатами, полученными в программах ANISN [18], MCNP (JENDL-3.2.) и SCALE-4.3 (KENO-V.a, ENDF/B-V).

Используемые в расчетах спектры $S(E)$ и $\chi(E)$ могут быть рассчитаны в специальных программах SOURCE-4C [3] и NEDIS-2m [4], позволяющих находить интенсивность и спектр нейтронов, образующихся в реакциях (α, n) и при спонтанном делении, и подготавливать файл с выходными данными в форме, удобной для решения уравнения переноса нейтронов программами типа MCU, MCNP и SCALE.

Спектры $S(E)$ и $\chi(E)$ получены аппроксимацией обширного перечня расчетных и экспериментальных данных, имеющихся в библиотеках ядерных данных EXFOR и ENDSF, а необходимые функционалы ($\Phi(r, E)$, k_{eff}) найдены в ходе решения уравнения переноса нейтронов в диффузионном 28-групповом приближении.

Используемый подход является более экономным с точки зрения вычислительных затрат и затрат по хранению банка ядерных данных и может использоваться для решения прикладных задач ядерной и радиационной безопасности.

Литература

1. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1974. – 489 с.
2. Абаган Л.П., Базаянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. – М.: Энергоатомиздат, 1981. – 139 с.
3. Vlaskin G.N., Khomyakov Y.S., Bulanenko V.I. Neutron Yield of the Reaction (α, n) on Thick Targets Comprised of Light Elements // Atomic Energy. – 2015. – Vol. 117 (5). – PP. 357-365.
4. Wilson W.B., Perry R.T., Charlton W.S. SOURCES 4C: A Code for Calculating (α, n), Spontaneous Fission, and Delayed Neutron Sources and Spectra. Los Alamos National Laboratory report LA UR-02-1839 – 2002.
5. Bulanenko V.I. Neutron yield of (α, n) reaction on oxygen // Soviet Atomic Energy. – 1980. – Vol. 47 (1). – PP. 531-534.
6. Vukolov V.A., Chukreev F.E. Neutron yield for chemical compounds of actinides // Soviet Atomic Energy. – 1987. – Vol. 62 (4). – PP. 271-276.
7. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P. SRIM - The Stopping and Ranges of Ions in Matter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2010. – Vol. 268. – PP. 1818-1823.
8. Hansen L.F., Anderson J.D., McClure J.W. The (α, n) cross section on ^{17}O and ^{18}O between 5 and 12,5 MeV // Nuclear Physics A. – 1967. – Vol. 98 (1). – PP. 23-32.
9. Bair J.K., Gomez del Campo J.. Neutron Yields from Alpha-Particle Bombardment // Nuclear Science and Engineering. – 1979. Vol. 71. – PP. 18-28.
10. West D., Sherwood A.C. Measurements of Thick-Target (α, n) Yields from Light Elements // Annals of Nuclear Energy. – 1982. – Vol. 9. – PP. 551-577.
11. Heaton R., Lee H., Skensved P., Robertson B.C. Neutron Production from Thick-Target (α, n) Reactions // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1989. – Vol. 276 (3). – PP. 529-538.
12. Murata T., Shibata K. Evaluation of The (α, n) Reaction Nuclear Data for Light Nuclei. // Journal of Nuclear Science and Technology. – 2002. – Vol. 39. – PP. 76-79.

13. Шаманин И.В., Буланенко В.И., Беденко С.В. Поле нейтронного излучения облученного керамического ядерного топлива различных типов. // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2010. – Т. 2. – С. 97-103.
14. Gorshkov V.A. Neutron Yield form the (α,n) Reaction in Be, B, C, O, F, Mg, Al, Si, and Granite Irradiation with Polonium α-particles // Soviet Atomic Energy. – 1962. – Vol. 13. – PP. 123-135.
15. Herold T.R. Neutron spectrum of $^{238}\text{PuO}_2$ // Nuclear Application. – 1968. – Vol. 4. – PP. 19-22.
16. Anderson M.E., Neff R.A. Neutron emission rates and energy spectra of two ^{238}Pu Power Sources. // Nuclear Application. – 1969. – Vol. 7. – P.62.
17. Taherzadeh M. Neutron Yield form the (α,n) Reaction in the Isotope ^{18}O // Nuclear Science and Engineering. – 1971. – Vol. 44. – PP. 190-193.
18. Taherzadeh M., Gingo Peter J. Neutron radiation characteristics of plutonium dioxide fuel // Nuclear Technology. – 1972. – Vol. 15(3). – PP. 396-410.
19. Arkhipov V.A., Gorshkov G.V., Grebenskii B.S. Neutron radiation of $^{238}\text{PuO}_2$ containing different amounts of ^{18}O // Soviet Atomic Energy. – 1972. – Vol. 32 (4). – PP. 347-348.
20. Bair J., Butler H. Neutron Yield form a Small High Purity $^{238}\text{PuO}_2$ Source // Nuclear Technology. – 1973. – Vol.19. – P. 202.
21. Anderson M.E. Neutron energy spectra of ^{238}Pu - ^{18}O (α,n) source-unmoderated and polyethylene moderated // Health Physics. – 1980. – Vol. 39 (3). – PP. 537-542.
22. Воропаев А.И., Ваньков А.А., Возяков В.В. Групповые нейтронные сечения деления и радиационного захвата трансактинидов // ВАНТ. Ядерные константы. – 1979. – Вып. 3 (34). – С. 34-60.
23. Головацкий А.В., Нестеров В.Н., Шаманин И.В. Организация итерационного процесса при численном восстановлении спектра нейтронов в размножающей системе с графитовым замедлителем // Известия вузов. Физика. – 2010. – Т. 53 (11). – С. 10-14.

Поступила в редакцию 15.06.2017 г.

Авторы

Шаманин Игорь Владимирович, зав. кафедрой технической физики, профессор,
доктор физ.-мат. наук
E-mail: shiva@tpu.ru.

Беденко Сергей Владимирович, доцент, канд. физ.-мат. наук
E-mail: bedenko@tpu.ru.

Нестеров Владимир Николаевич, доцент, канд. техн. наук
E-mail: nestertov@tpu.ru.

Луцик Игорь Олегович, магистрант
E-mail: iol4@tpu.ru.

Прец Анатолий Андреевич, магистрант
E-mail: prets.anatoly@gmail.com

UDC 621.039.5

SOLUTION OF NEUTRON-TRANSPORT MULTIGROUP EQUATIONS SYSTEM IN SUBCRITICAL SYSTEMS

Shamanin I.V., Bedenko S.V., Nesterov V.N., Lutsik I.O., Prets A.A.

National Research Tomsk Polytechnic University
30, Lenin Avenue, Tomsk, 634050 Russia

ABSTRACT

The iteration process of the neutron-transport equation solution in diffuse 28-group approximation was implemented. A PuO_2 -fueled thermoelectric generator providing thermal and electric power for space vehicles was researched as a system.

The search for more true function of neutron distribution for zero iteration is considered an important simulation stage, which allows increasing accuracy of the neutron transport equation solution by the method of iteration in diffuse multigroup approximation. Moreover it makes it possible to improve neutron-physical characteristics of the researched system, when there is some small increase in the number of computed iterations.

It should be noted that the required functions can be computed using such specialized programs as SOURCE-4C and NEDIS-2m. These programs allow calculating the intensity and spectrum of the neutrons in (α, n) reactions and at spontaneous fission, preparing files with the output data in the form usable for solving the neutron transport equation in the programs of MCU, MCNP and Scale type.

In the work the neutrons intensity and spectrum (the neutron distribution function at zero iteration) for the system of multigroup neutron transport equations were obtained using approximation of a wide range of calculated and experimental data (with the error of not more than 5%) with high accuracy.

Spectral and integral neutron-physical characteristics of the system were obtained as the result of the multigroup equations system solution, and the resulting calculation data were verified. The applied approach is considered economical from the point of view of computational cost (as the value of neutron flux density fractions agree at the 3rd iteration) and expenditures connected with nuclear data bank storage. This approach can be used in tasks of nuclear and radiation safety. The computations were performed using the system of group constants BNAB-78,-93 and other available libraries of evaluated nuclear data: ROSFOND, BROND, BNAB, EXFOR and ENDSF.

High accuracy results agree with the results obtained in ANISN, MCNP (JENDL-3.2.) and SCALE-4.3(KENO-V.a, ENDF/B-V).

Key words: neutron transport, diffusion equation, subcritical systems, multigroup approximation.

REFERENCES

1. Bell D., Glesston S. Teoriya yadernykh reaktorov [Theory of nuclear reactors]. Moscow. Atomizdat Publ., 1974, 489 p. (in Russian).
2. Abagyan L.P., Bazazyants N.O., Nikolayev M.N., Tsibulya A.M. Gruppyvyye konstanty dlya rascheta reaktorov i zashchity [Group constants for the calculation of reactors and protection]. Moscow. Atomizdat Publ., 1981, 139 p. (in Russian).
3. Vlaskin G.N., Khomyakov Y.S., Bulanenko V.I. Neutron Yield of the Reaction (α, n) on Thick Targets Comprised of Light Elements. *Atomic Energy*. 2015, v. 117, no. 5, pp. 357-365.
4. Wilson W.B., Perry R.T., Charlton W.S. SOURCES 4C: A Code for Calculating (α, n), Spontaneous Fission, and Delayed Neutron Sources and Spectra. Los Alamos National Laboratory report LA UR-02-1839, 2002.
5. Bulanenko V.I. Neutron yield of (α, n) reaction on oxygen. *Soviet Atomic Energy*, 1980, v. 47, no. 1, pp. 531-534.
6. Vukolov V.A., Chukreev F.E. Neutron yield for chemical compounds of actinides. *Soviet Atomic Energy*. 1987, vol. 62, no 4, pp. 271-276.
7. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P. SRIM – The Stopping and Ranges of Ions in Matter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. 2010, v. 268, pp. 1818-1823.
8. Hansen L.F., Anderson J.D., McClure J.W. The (α, n) cross section on ^{17}O and ^{18}O between 5 and 12,5 MeV. *Nuclear Physics A*. 1967, v. 98, no. 1, pp. 23-32.
9. Bair J.K., J. Gomez del Campo. Neutron Yields from Alpha-Particle Bombardment. *Nuclear Science and Engineering*. 1979, v. 71, pp. 18-28.
10. D. West, A.C. Sherwood. Measurements of Thick-Target (α, n) Yields from Light Elements. *Annals of Nuclear Energy*. 1982, v. 9, pp. 551-577.
11. Heaton R., Lee H., Skensved P., Robertson B.C. Neutron Production from Thick-Target (α, n)

- Reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 1989, v. 276, no 3, pp. 529-538.
12. Murata T., Shibata K. Evaluation of The (α, n) Reaction Nuclear Data for Light Nuclei. *Journal of Nuclear Science and Technology*. 2002, v. 39, pp. 76-79.
13. Shamanin I.V., Bulanenko V.I., Bedenko S.V. Pole neytronnogo izlucheniya obluchennogo keramicheskogo yadernogo topliva razlichnykh tipov [Neutron Radiation Field of the Irradiated Ceramic Nuclear Fuel of Different Types]. *Izvestiya vuzov. Yadernaya Energetika*. 2010, v. 2, pp. 97-103 (in Russian).
14. Gorshkov V.A. Neutron Yield form the (α, n) Reaction in Be, B, C, O, F, Mg, Al, Si, and Granite Irradiation with Polonium α -particles. *Soviet Atomic Energy*. 1962, v. 13, pp. 123-135.
15. Herold T.R. Neutron spectrum of $^{238}\text{PuO}_2$. *Nuclear Application*. 1968, v. 4, pp. 19-22.
16. Anderson M.E., Neff R.A. Neutron emission rates and energy spectra of two ^{238}Pu Power Sources. *Nuclear Application*. 1969, v. 7, pp. 62.
17. Taherzadeh M. Neutron Yield form the (α, n) Reaction in the Isotope ^{18}O . *Nuclear Science and Engineering*. 1971, v. 44, pp. 190-193.
18. Taherzadeh M., Gingo Peter J. Neutron radiation characteristics of plutonium dioxide fuel. *Nuclear Technology*. 1972, v. 15, no 3, pp. 396-410.
19. Arkhipov V.A., Gorshkov G.V., Grebenskii B.S. Neutron radiation of $^{238}\text{PuO}_2$ containing different amounts of ^{18}O . *Soviet Atomic Energy*. 1972, v. 32, no. 4, pp. 347-348.
20. Bair J., Butler H. Neutron Yield form a Small High Purity $^{238}\text{PuO}_2$ Source. *Nuclear Technology*. 1973, v. 19, pp. 202.
21. Anderson M.E. Neutron energy spectra of ^{238}Pu - ^{18}O (α, n) source-unmoderated and polyethylene moderated. *Health Physics*. 1980, v. 39, no. 3, pp. 537-542.
22. Voropayev A.I., Van'kov A.A., Vozyakov V.V.. Gruppovyye neytronnyye secheniya deleniya i radiatsionnogo zakhvata transaktinidov [Group neutron cross sections for fission and radiation capture of transactinides]. *VANT. Ser. Yadernyye konstanty*. 1979, v. 3, no. 34, pp. 34-60 (in Russian).
23. Golovatskiy A.V., Nesterov V.N., Shamanin I.V. Organizatsiya iteratsionnogo protsessa pri chislennom vosstanovlenii spektra neytronov v razmnozhayushchey sisteme s grafitovym zamedlitelem [Organization of the iterative process in the numerical reconstruction of the neutron spectrum in a multiplying system with a graphite retarder]. *Russian Physics Journal*. 2010, v. 53, no. 11, pp. 10-14 (in Russian).

Authors

Shamanin Igor Vladimirovich, Head of Department, Professor, Dr. Sci. (Phys.-Math.)

E-mail: shiva@tpu.ru.

Bedenko Sergey Vladimirovich, Associate Professor, Cand. Sci. (Phys.-Math.)

E-mail: bedenko@tpu.ru.

Nesterov Vladimir Nikolaevich, Associate Professor, Cand. Sci. (Engineering)

E-mail: nesterov@tpu.ru.

Lutsik Igor Olegovich, Graduate Student

E-mail: iol4@tpu.ru.

Prets Anatoly Andreevich, Graduate Student

E-mail: prets.anatoly@gmail.com