

# Измерение коэффициента умножения нейтронов деления в реакции $Ve^9 (n,2n)$ в бериллии и окиси бериллия методом марганцевого бака

И. Ф. ЖЕЖЕРУН, В. А. ТАРАБАНЫКО

УДК 539.17

Описывается эксперимент, схема которого приведена на рисунке. Источником нейтронов спектра деления служил конвертер из  $U_3^{235}O_8$  в тонкостенном алюминиевом контейнере. Конвертер помещался на пучке нейтронов тепловой колонны реактора в центре бака, наполненного раствором  $KMnO_4$  в дистиллированной воде.

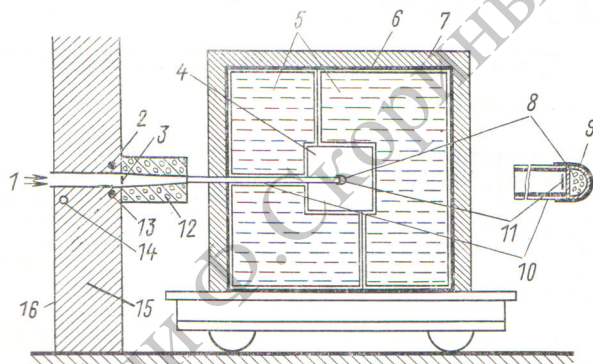
Процедура измерений состояла в следующем. В бак помещали необходимый материал и конвертер облучали пучком нейтронов. После облучения раствор тщательно перемешивали и из бака отбиралось шесть проб по 5 л каждая, которые пропускались через бумажные фильтры. После просушки активность фильтров измерялась на нескольких  $\beta - \gamma$  установках с точностью не хуже 0,5%. Фоновая активность определялась при перекрытии нейтронного пучка кадмием.

В полости вокруг конвертера поочередно помещались: а) бериллиевый шар, толщина сферического слоя бериллия  $16,7 \text{ г/см}^2$ ; б) графитовый куб со стороной 30 см, толщина эквивалентного сферического слоя графита  $29 \text{ г/см}^2$ ; в) куб из спеченной окиси бериллия со стороной 20 см, толщина эквивалентного сферического слоя  $30 \text{ г/см}^2$ .

Отношения соответствующих активностей, приведенных к бесконечному времени облучения и усредненных по многократным измерениям, оказались равными:  $\frac{A_{\infty}(Be)}{A_{\infty}(C)} = 1,078 \pm 0,010$ ;  $\frac{A_{\infty}(BeO)}{A_{\infty}(C)} = 1,030 \pm 0,007$ .

Введем в эти величины поправки (для бериллия  $1,0216 \pm 0,0100$  и для окиси бериллия  $1,0101 \pm 0,0100$ ), учитывающие различие в поглощении нейтронов содержимым полости, получим коэффициенты умножения нейтронов деления:  $K_{Be}^{n,2n} = 1,401 \pm 0,015$ ;  $K_{BeO}^{n,2n} = 1,040 \pm 0,010$ . Поправки определялись экспериментально путем измерения активностей с разными вкладышами без конвертера и при замене конвертера  $Po + Ve$ -источником нейтронов (с кадмием и без кадмия в полости).

Толщина слоя бериллия в эксперименте была достаточной, чтобы можно было принять полученный коэффициент для бесконечной среды. Слой окиси бериллия был недостаточно толстым. Но на основании резуль-



Геометрия эксперимента:

1 — пучок нейтронов тепловой колонны; 2, 13, 14 — мониторы нейтронов (ионизационная камера и борные счетчики); 3, 11 — фольговые медные мониторы; 4 — полость внутри бака для помещения материалов (размер полости  $30 \times 30 \times 30 \text{ см}$ ); 5 — разъемный алюминиевый бак ( $100 \times 100 \times 100 \text{ см}$ ) с раствором марганца; 6 — кадмиевое покрытие бака; 7 — парафиновая защита бака; 8 — конвертер нейтронов; 9 — кадмиевый колпак конвертера; 10 — алюминиевая трубка с кадмиевой цилиндрической оболочкой внутри; 12 — коллиматор; 15, 16 — защита.

татов работы [1] измеренное значение  $K_{BeO}^{n,2n}$  было пересчитано для бесконечной среды и оказалось равным  $1,048 \pm 0,010$ .

В настоящей работе проведен также более тщательный анализ результатов работы [1], было получено значение  $K_{Be}^{n,2n}$ , равное  $1,085 \pm 0,015$ .

Таким образом, по данным обоих экспериментов, наиболее вероятным значением  $K_{Be}^{n,2n}$  будет  $1,09 \pm 0,01$ .

(№ 618/6490. Статья поступила в Редакцию 30/VI 1971 г., аннотация — 31/V 1972 г. Полный текст 0,6 а. л., 3 рис., 14 библиографических ссылки.)

## ЛИТЕРАТУРА

- И. Ф. Жежерун и др. «Атомная энергия», 15, 485 (1963).

# Теория возмущений для расчета коэффициента использования тепловых нейтронов

В. А. ПЕСКОВ

УДК 621.039.5.64.5

Теория возмущений, основанная на многогрупповом диффузионном приближении, находит широкое применение при расчете вариаций эффективного коэффициента размножения и других функционалов от потока нейтронов в гомогенных реакторах [1]. Аналогичный способ менее пригоден для вычисления вариаций коэф-

фициента использования тепловых нейтронов  $\theta$ , вызванных изменением параметров многозонных ячеек, из-за недостаточной точности диффузионного приближения и больших величин возмущений, представляющих интерес. Поэтому нельзя ограничиваться первым приближением диффузионной теории возмущений. При

расчете  $\theta$ , как правило, используют интегральные методы, одним из которых является альбедный метод [2].

В настоящей статье в рамках этого метода разработана теория возмущений для вычисления вариаций  $\theta$  в многозонных кольцевых ячейках. Задача формулируется в многогрупповой схеме с учетом термализации нейтронов. Приведены числовые примеры для одногруппового случая, иллюстрирующие хорошую точность предлагаемого способа при значительных вариациях сечений поглощения в зонах ячейки.

Приращение  $\theta$  рассчитывается в первом приближении теории возмущений для альбедного метода ( $\Delta\theta_{\text{альб}}$ ) через приращения вероятностей, описывающих диффузию нейтронов в «возмущаемых зонах» ячейки, а также через односторонние токи падающих на такие зоны нейтронов и «односторонние ценности» (вероятности захвата в горячем) для вылетающих из них нейтронов.

Токи и ценности нейтронов вычисляются лишь для основного варианта. Вариация  $\Delta\theta_{\text{альб}}$  в отличие от первого приближения диффузионной теории содержит поправку не только первого порядка относительно возмущаемых параметров (сечений и размеров зон), но и поправки более высоких порядков, поскольку вероятности являются нелинейными функциями этих

параметров. Поправка второго порядка учитывается приближенно, но тем точнее, чем меньше возмущаются односторонние токи падающих на рассматриваемые зоны нейтронов или ценности вылетающих нейтронов. Это обстоятельство неплохо выполняется, например, для центрального поглощающего стержня в ячейке, поскольку в этом случае токи и ценности обусловлены в основном нейтронами, ни разу не залетающими в стержень.

Ожидается, что использование предлагаемого способа намного сократит время вычислений в многогрупповых многозонных задачах. Метод теории возмущений незаменим при расчете тонких эффектов, когда возмущения малы и интересующие нас эффекты сравнимы с погрешностью «прямого расчета».

(№ 619/6624. Поступила в Редакцию 20/X 1971 г. Полный текст 0,6 а. л., 3 табл., 4 библиографических ссылки.)

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
2. В. П. Слизов. «Инж.-физ. ж.», № 1, 80 (1964).

## Об эффективном методе расчета нейтронного поля в геометрически сложных решетках гетерогенных реакторов

В. В. СМЕЛОВ

УДК 539.125.52

Для расчета важных параметров гетерогенного реактора (коэффициент использования тепловых нейтронов, фактор проигрыша и т. д.) необходимо знать микроструктуру нейтронного поля в его решетке. Расчет такого поля превращается в достаточно сложную задачу, когда в среде размещены блоки разных видов. Этой проблеме и посвящена настоящая работа, в которой излагается приближенный метод решения односкоростного уравнения переноса в цилиндрических решетках сложной структуры\*.

Первый элемент предлагаемого метода состоит в том, что на плоскость поперечного разреза решетки наносится сеть линий  $L$ , отделяющая блоки разных видов друг от друга и подчиненная тому же двоюкопериодическому закону, что и сама решетка. Далее в каждой из сформированных сетью  $L$  областей (с изолированным блоком того или иного вида) строится своя полярная система координат с полюсом в центре блока. В любой из таких областей  $D_i$  ( $i = 1, 2, \dots$ ) поток нейтронов  $\varphi_i$  будет функцией переменных  $r_i, \omega_i, \mu, \psi_i$ , где  $r_i, \omega_i$  — полярные координаты пространственной точки, а  $\mu = \cos \theta$  и  $\psi_i$  — угловые координаты вектора скорости нейтрона в сферической системе координат, связанной к точке  $(r_i, \omega_i)$  общепринятым спо-

Способом. Второй элемент метода — поиск функции потока нейтронов по  $\varphi_i(r_i, \omega_i, \mu, \psi_i)$  в виде следующего ряда:

$$\varphi_i(r_i, \omega_i, \mu, \psi_i) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \sum_{v=-\infty}^{\infty} (2n+1) \times \\ \times (n+m)! (n-m)! C_{nm}^{(v)}(r_i) S_{nm}^{(v)}(\mu, \psi_i, \omega_i) \quad (1)$$

по полной ортогональной системе функций  $S_{nm}^{(v)}(\mu, \psi, \omega)$  от трех независимых переменных

$$S_{nm}^{(v)}(\mu, \psi, \omega) = \frac{(-1)^m}{(n+m)!} P_n^{(m)}(\mu) e^{i(m\psi + \frac{\pi v}{l}\omega)} \\ (n=0, 1, 2, \dots; m=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n; \\ v=0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

где  $l$  — минимальный период функции  $\varphi(r, \omega, \mu, \psi)$  по  $\omega$ . В итоге получаем бесконечную систему обыкновенных дифференциальных уравнений относительно функций  $C_{mn}^{(v)}(r)$ .

Предлагаемый приближенный алгоритм решения задачи основан на сохранении в разложении (1) конечного числа слагаемых, в результате чего и система дифференциальных уравнений превращается в конечную. Удачным обстоятельством является тот факт, что система дифференциальных уравнений, а также условия в полюсе и на границах кольцевых зон «расщепляются» по переменной  $v$ . Это позволяет (не заботясь пока об «условиях сшивки» вдоль сети  $L$ , где расщепление по  $v$  уже не имеет места) при каждом

\* Предполагается, что блоки каждого вида рассредоточены в среде по некоторому периодическому закону и являются многослойными круговыми цилиндрами.