

П. А. Пономаренко, В. А. Тяпкина

Севастопольський національний університет ядерної енергії і промисловості

## Теоретические основы экспериментального определения динамического спектра быстрых нейтронов

Для оценки работы реактора и его эксплуатации большое значение имеет получение точных сведений о потоках и спектрах быстрых нейтронов. Рассмотрены основы активационного метода получения динамического спектра быстрых нейтронов, суть которого заключается в определении для пороговых индикаторов активационных интегралов по результатам измерений наведенной активности в этих детекторах.

**Ключевые слова:** энергетический спектр нейтронов; активационные исследования спектра нейтронов; активация пороговых детекторов; активность радионуклида; интегральная плотность потока нейтронов; активационный интеграл.

П. А. Пономаренко, В. О. Тяпкина

### Теоретичні основи експериментального визначення динамічного спектра швидких нейтронів

Для оцінки роботи реактора та його експлуатації велике значення має отримання точних відомостей про потоки і спектри швидких нейтронів. Розглянуто основи методу отримання динамічного спектра швидких нейтронів, суть якого полягає у визначенні для порогових індикаторів активационних інтегралів за наслідками вимірювань наведеної активності в цих детекторах.

**Ключові слова:** енергетичний спектр нейтронів; активационні дослідження спектра нейтронів; активация порогових детекторів; активність радіонукліда; інтегральна щільність потоку нейтронів; активационний інтеграл.

Развитие ядерной энергетики требует решения комплекса научных проблем, связанных не только с расчетом и проектированием реакторов, но и с предсказанием последствий длительного облучения конструкционных материалов, элементов механизмов, радиоэлектронных изделий. При проведении широкого класса экспериментов, в которых изучается воздействие ионизирующей радиации на объект, необходимо в достаточной мере полно и точно определять характеристики поля излучения. Основными характеристиками нейтронного поля, необходимыми для расчета эффектов, возникающих под действием нейтронов в облучаемых объектах, являются энергетическое распределение (спектр) нейтронов и плотность потока нейтронов [1].

Быстрые нейтроны, как наиболее проникающие, определяют размеры радиационной защиты реактора; кроме того, они обладают повышенной способностью к созданию радиационных повреждений в металлах и других материалах.

Один из основных экспериментальных методов оценки потоков и спектров нейтронов в реакторе — метод пороговых детекторов, основанный на получении радиоактивного вещества в результате ядерных реакций при облучении стабильных ядер нейтронами.

В активационных исследованиях спектров нейтронов используется связь между наведенной активностью детекторов, которая может быть измерена, и плотностью потока нейтронов. В качестве пороговых детекторов применяют нуклиды, имеющие сечение активации с резко выраженным энергетическим порогом.

Пусть образец, содержащий ядра только одного материнского нуклида ( $N_m$ ), облучается нейтронами с плотностью потока  $\Phi$ ; тогда скорость убыли числа ядер материнского нуклида во времени будет иметь вид

$$\frac{dN_m}{dt} = -N_m \cdot \Phi \cdot \sigma_{эф.м}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{эф.м}$  — сечение ядерной реакции.

Если образуется радионуклид, то за время облучения он будет распадаться по закону радиоактивного распада с постоянной распада  $\lambda_d$ . Дифференциальное уравнение, описывающее изменение количества ядер дочернего радионуклида ( $N_d$ ), можно записать в виде

$$\frac{dN_d}{dt} = N_m \cdot \Phi \cdot \sigma_{эф.м} - (\lambda_d + \Phi \cdot \sigma_{эф.д}) N_d. \quad (2)$$

Первый член уравнения (2) описывает образование ядер дочернего радионуклида, второй — их распад и их исчезновение в результате взаимодействия с бомбардирующими частицами, приводящее к образованию нового (вторичного) продукта. Проинтегрировав (1) и (2) и решив их совместно при начальных условиях

$$\begin{aligned} 1) t = 0; N_m = N_{m0}; N_d = 0; \\ 2) t = t_{обл}; N_m = N_m(t); N_d = N_d(t), \end{aligned}$$

получим

$$N_d(t) = \frac{\Phi \cdot N_{m0} \cdot \sigma_{эф.м}}{\Lambda_d - \Phi \cdot \sigma_{эф.м}} \cdot \left( e^{-\Phi \cdot \sigma_{эф.м} \cdot t_{обл}} - e^{-\Lambda_d \cdot t_{обл}} \right), \quad (3)$$

где  $N_{M0}$  — количество ядер материнского нуклида в начальный момент времени;  $t_{обл}$  — время облучения;  $\Lambda_d = \lambda_d + \Phi \cdot \sigma_{эф,д}$  — постоянная распада образующегося радионуклида;  $\sigma_{эф,д}$  — сечение ядерной реакции, приводящей к исчезновению радионуклида.

Изменение активности дочернего радионуклида  $A_d(t)$  в период облучения описывается формулой

$$A_d(t) = \lambda_d \cdot N_d(t) = \frac{\lambda_d \cdot \Phi \cdot N_{M0} \cdot \sigma_{эф,м}}{\Lambda_d - \Phi \cdot \sigma_{эф,м}} \cdot \left( e^{-\Phi \cdot \sigma_{эф,м} \cdot t_{обл}} - e^{-\Lambda_d \cdot t_{обл}} \right). \quad (4)$$

Активность накопившегося радиоактивного нуклида может быть определена инструментально с помощью радиотехнической аппаратуры, обычно с использованием сцинтилляционных и полупроводниковых датчиков. Далее решением трансцендентного уравнения (4) можно найти интегральную плотность потока нейтронов  $\Phi$  с энергией больше  $E_{эф}$  в точке нейтронного поля, в которую был помещен образец.

На практике в большинстве случаев можно пренебречь уменьшением числа атомов материнского нуклида и исчезновением ядер дочернего радионуклида в результате взаимодействия с бомбардирующими частицами. При этом выражение для активности накопленного при облучении радионуклида упростится:

$$A_d(t) = \Phi \cdot N_{M0} \cdot \sigma_{эф,м} \cdot \left( 1 - e^{-\lambda_d \cdot t_{обл}} \right). \quad (5)$$

Для определения дифференциального спектра нейтронов можно записать

$$A_d(t) = N_{M0} \cdot \left( 1 - e^{-\lambda_d \cdot t_{обл}} \right) \int_0^{\infty} \varphi(E) \sigma(E) dE, \quad (6)$$

где  $\varphi(E)$  — дифференциальный спектр потока нейтронов;  $\sigma(E)$  — сечение реакции, образующей радионуклид.

Величина  $R = \int_0^{\infty} \varphi(E) \sigma(E) dE$  называется активационным интегралом или скоростью реакции (активность в насыщении, отнесенная к одному ядру активируемого нуклида). С момента окончания облучения активность изменяется по экспоненциальному закону

$$A(t_{выд}) = A_0 e^{(-\lambda t_{выд})}, \quad (7)$$

где  $t_{выд}$  — время, прошедшее с момента окончания облучения (время выдержки).

Таким образом,

$$R = \frac{A(t_{выд})}{N_{M0} \left( 1 - e^{(-\lambda t_{обл})} \right) e^{(-\lambda t_{выд})}} = \int_0^{\infty} \varphi(E) \sigma(E) dE. \quad (8)$$

Сущность задачи восстановления дифференциального спектра нейтронов  $\varphi(E)$  заключается в решении уравнения Фредгольма I рода. Существует множество решений, удовлетворяющих данному уравнению, и для получения физически обоснованных результатов требуются определенные допущения [2].

Исходя из того что различные материалы избирательно реагируют на облучение нейтронами с различной энергией и предположив постоянство активационного интеграла для данных материалов, вводятся понятия пороговой энергии и эффективного сечения реакции. Сечение активации порогового детектора над порогом меняется сравнительно медленно, поэтому его можно аппроксимировать ступенчатой функцией, положив сечение  $i$  пороговой реакции ниже некоторой пороговой энергии  $E_{пор}^i$  равным нулю, а при больших энергиях — постоянным и равным  $\sigma_{эф}^i$ :

$$\sigma(E) = \begin{cases} 0 & \text{при } E < E_{пор}^i; \\ \sigma_{эф}^i = \text{const} & \text{при } E \geq E_{пор}^i. \end{cases} \quad (9)$$

Тогда активационный интеграл примет вид

$$R_i = \int_{E_{пор}^i}^{\infty} \varphi(E) \sigma_i(E) dE = \sigma_{эф}^i \int_{E_{пор}^i}^{\infty} \varphi(E) dE; \quad i = 1, 2, \dots, k, \quad (10)$$

где  $k$  — число пороговых детекторов.

Величины  $E_{пор}^i$  и  $\sigma_{эф}^i$  выбирают так, чтобы при постоянном соотношении (10) изменение  $\sigma_{эф}^i$  было минимальным при малых отклонениях спектра  $\varphi(E)$  от спектра нейтронов деления [3]. Следовательно, постоянство  $\sigma_{эф}^i$  вытекает из постоянства активационного интеграла, что достаточно хорошо реализуется целым рядом нуклидов.

Верхний предел интегрирования для нейтронных полей ядерных реакторов может быть принят равным 18 МэВ, так как доля нейтронов с энергиями больше указанных в этих полях пренебрежимо мала.

При соблюдении предположения (9)

$$\varphi_{\geq E_{пор}^i}(E) = \frac{R_i}{\sigma_{эф}^i}; \quad i = 1, 2, \dots, k. \quad (11)$$

Зная число ядер активируемого нуклида в  $i$ -м детекторе  $N_{M0}^i$ , время его облучения  $t_{обл}$  и выдержки  $t_{выд}$ , постоянную распада  $\lambda_i$ , измерив активность образовавшегося радионуклида  $A_i(t_{выд})$ , можно найти значение активационного интеграла  $R_i$ . Далее при условии постоянства активационного интеграла, выбрав значение величины  $\sigma_{эф}^i$ , из уравнения (11) находится значение интегральной плотности потока нейтронов  $\varphi_{\geq E_{пор}^i}(E)$ .

При облучении набора из  $k$  пороговых детекторов получаем систему из  $k$  уравнений [4], решением которой можно найти значения интегральных потоков для этих детекторов.

К пороговым детекторам, предназначенным для измерения спектра быстрых нейтронов, предъявляются следующие требования [1]:

1. Сечение используемой реакции должно быть хорошо известно, достаточно велико и засвидетельствовано метрологической организацией.

2. Период полураспада изотопа-продукта реакции должен быть удобным для измерения, а схема его распада — простой и хорошо известной.

3. Изотопный состав детектора должен быть определен с высокой точностью. Предпочтение следует отдавать

элементам, содержащим подавляющее количество используемого изотопа (свыше 80 %).

4. Необходимо, чтобы активность используемых продуктов реакции легко выделялась из активности, полученной при активации в нейтронном поле за счет других реакций.

5. При подборе детекторов надо учитывать возможность измерения активности изотопа-продукта с малой погрешностью.

С целью уменьшения активации тепловыми и промежуточными нейтронами как материнского, так и дочернего нуклидов используют фильтры из кадмия и бора соответственно. Для увеличения доли активности исследуемой реакции кроме фильтрации нейтронного излучения подбирают оптимальное время облучения (обычно не более одного-двух периодов полураспада) и выдержки. Оптимальное время выдержки определяется из условия практически полного распада короткоживущей «мешающей» активности.

#### Выводы

1. При измерении плотности потока нейтронов используется косвенный метод, связывающий плотность потока нейтронов с абсолютной активностью [уравнение (4)].

2. Для определения плотности потока необходимо знание абсолютной активности дочернего радионуклида, определение которой связано с необходимостью восстановления единицы активности 1 Бк или 1 распад/с вполне определенного вида излучения и его энергии.

3. Используя понятия пороговой энергии и эффективных сечений при постоянстве активационного интеграла, представляется возможным определение интегральной плотности потока нейтронов от указанного энергетического порога до 18 МэВ, что является энергетическим пределом нейтронов деления в ядерном реакторе.

#### Список литературы

1. Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С., Тихонов Е. Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. — М.: Атомиздат, 1976. — 232 с.
2. Метрология нейтронных измерений на ядерно-физических установках (рекомендуемые справочные данные и методики измерений): Материалы I Всесоюзной школы/ Под ред. Р. Д. Васильева. — Т. 1 и 2. — М.: ЦНИИАтоминформ, 1976. — 253 с.
3. Ломакин С. С., Петров В. И., Самойлов П. С. Радиометрия нейтронов активационным методом. — Изд. 2-е, перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 144 с.
4. Климентов В. Б., Копчинский Г. А., Фрунзе В. В. Активационные измерения потоков и спектров нейтронов в ядерных реакторах. — М.: Изд-во стандартов, 1974. — 208 с.

Надійшла до редакції 09.03.2010.