

УДК 539.125.518.3.089.68

## Измерение спектра нейтронов установки УКПН-1М с $^{252}\text{Cf}$ -источником

БАЙКАЛОВ С. Н., КОРОЛЕВ В. С., ПОПРУЖКО Л. А., ФОМИНЫХ В. И., ЯНОВСКИЙ А. П.

Для нейтронных дозиметров и радиометров все чаще используется разработанный в НПО ВНИИМ им. Д. И. Менделеева метод поверки в коллимированном пучке нейтронов, имеющий известные преимущества [1—6] по сравнению с методом открытой геометрии. Серийно выпускается образцовая поверочная установка УКПН-1М с коллимированным пучком нейтронов. Для создания поля нейтронов применяются  $\text{Po} - \text{Be}$ ,  $^{239}\text{Pu} - \text{Be}$ -источники, помещаемые в коллимационный узел установок типа УКПН-1М, который используется также для формирования поля нейтронов эталонов единиц поглощенной и эквивалентной дозы нейтронного излучения [7, 8].

В настоящее время кроме  $\text{Po} - \text{Be}$ - и  $^{239}\text{Pu} - \text{Be}$ -источников используются источники нейтронов, имеющие спектр деления. Одним из перспективных источников является  $^{252}\text{Cf}$ , испускающий нейтроны при спонтанном делении. Этот тип источника в наибольшей степени удовлетворяет требованиям, предъявляемым к эталонам в области измерений нейтронного излучения [9]. Период полураспада  $^{252}\text{Cf}$  ( $2,628 \pm 0,01$ ) года [10], а удельный выход нейтронов  $2,5 \cdot 10^6$  нейтр./с на 1 мкг вещества [11]. Это позволяет изготавливать точечные и относительно долгоживущие источники с полным потоком до  $10^{10}$  нейтр./с.

Спектр нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ -источника изучен и воспроизводим. Его форма согласуется с максвелловским распределением и описывается формулой [12, 13]

$$N(E) \sim \sqrt{E} \exp(-E/T),$$

где  $E$  — энергия нейтронов, МэВ;  $T$  — параметр распределения Максвелла,  $T = (1,41 \pm 0,02)$  МэВ [14].

Спектры нейтронных полей большинства используемых ядерных установок представляют собой спектр деления; следовательно, условия поверки нейтронных радиометров и дозиметров в поле нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ -источника максимально приближаются к практическим условиям работы этих приборов.

Ранее было получено, что для  $^{239}\text{Pu} - \text{Be}$ -источника средняя энергия нейтронов в коллимированном пучке

на 10% меньше средней энергии нейтронов собственного спектра источника [15]. Средняя энергия нейтронов входит как параметр в ряд формул, по которым рассчитываются характеристики поля установки УКПН-1М. Ее необходимо учитывать при определении эффективности детекторов измерительных приборов, имеющих «ход с жесткостью».

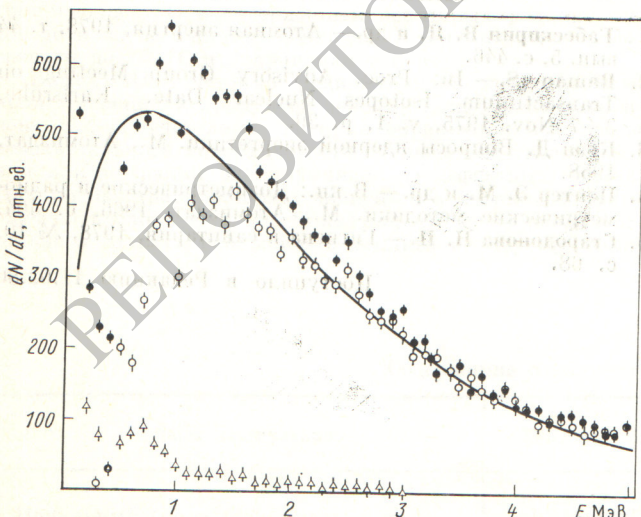
В настоящей работе измеряли спектр нейтронов в коллимированном пучке установки УКПН-1М, создаваемом  $^{252}\text{Cf}$ -источником. Измерения проводили спектрометром нейтронов СЭН2-02 с пропорциональным счетчиком СНМ-41, наполненным  $^3\text{He}$  и  $\text{Kr}$  [16]. Спектр измеряли в области энергии от 0,1 до 5,0 МэВ. Счетчик СНМ-41 с преусилителем устанавливали по оси пучка на расстоянии 50 см от источника. Для экранировки счетчика от тепловых нейтронов и уменьшения загрузки спектрометрического тракта счетчик был окружен экраном из аморфного бора толщиной 10 мм. Калибровку шкалы анализатора проводили по положению «теплого» пика, соответствующему энергии, выделяемой в экзотермической реакции на  $^3\text{He}$  при захвате теплового нейтрона и равной 764 кэВ. Интегральная и дифференциальная нелинейности энергетической шкалы спектрометра не превышали 2 и 0,5% соответственно. Разрешение спектрометра по тепловому пику было не хуже 5%. Нестабильность положения теплового пика в течение одного цикла измерений не более 1%. Спектр измеряли 10 раз и затем усредняли. Среднее квадратическое отклонение счета в каналах по этому спектру не превышало 5%.

Переход от аппаратного спектра к энергетическому проводили по специальной программе на ЭВМ М-222 с использованием треугольной матрицы ( $50 \times 50$ ), определяемой зависимостью эффективности регистрации нейтронов счетчиком СНМ-41 от энергии нейтронов. Погрешность диагональных матричных элементов не превышала 2%, погрешности расчета на ЭВМ 0,1%. На рисунке показаны усредненный спектр нейтронов коллимированного пучка от  $^{252}\text{Cf}$ -источника и теоретический спектр, описываемый приведенной выше формулой.

Искажение спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  за счет рассеяния в коллиматоре не превышает 5% в диапазоне 1,5—5 МэВ. В области меньшей энергии наблюдается более сильное искажение спектра, вызванное рассеянием и поглощением нейтронов. Средняя энергия нейтронов в пучке по сравнению со средней энергией собственного спектра источника уменьшается на 16%. Представляет интерес область энергии  $< 0,2$  МэВ, где наблюдается подъем кривой. Работы по измерению спектров в этом диапазоне будут продолжены.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гудкова Л. Я. и др. — В кн.: Исследования в области измерения ионизирующих излучений. Труды метрологических институтов СССР. Под ред. М. Ф. Юдина. Л., Энергия, 1970, вып. 124(184), с. 99.
2. Балахничев С. Н. и др. — Там же, с. 107.
3. Балахничев С. Н. и др. — Там же, с. 129.
4. Балахничев С. Н. и др. — Там же, с. 137.
5. ГОСТ 8355-79 ГСИ. Радиометры нейтронов. Методы и средства поверки. М., Изд-во стандартов, 1979.
6. Методика поверки нейтронных дозиметров в коллимированном пучке, МИ № 172-79, М., Изд-во стандартов, 1979.



Спектр нейтронов в коллимированном пучке установки УКПН-1М с  $^{252}\text{Cf}$ -источником (●), в «открытой геометрии» (○) и нейтронов, рассеянных в помещении (△); — спектр нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$

7. Яновский А. П. и др. — Измерительная техника, 1976, № 3, с. 53.  
 8. Брегадзе Ю. П. и др. — Там же, 1979, № 10, с. 3.  
 9. Фоминых В. И. — В кн.: Энциклопедия измерений, контроля и автоматизации. М., Изд-во стандартов, 1965, вып. 4, с. 27.  
 10. Рамендик З. А., Шлямин Э. А., Щеболев В. Т. — Атомная энергия, 1977, т. 36, вып. 5, с. 399.  
 11. Fields P., Diamand H. — In: Neutron Dosimetry. Vienna, IAEA, 1963, v. 2, p. 530.  
 12. Котельникова Г. Е. и др. — В кн.: Труды конф. «Нейтронная физика». М., изд. ЦНИИатоминформ, 1976, ч. 5, с. 109.

13. Батенков О. И. и др. — Там же, с. 114.  
 14. Green L., Mitchel J., Steen N. — Nucl. Sci. Engng, 1973, v. 50, N 3, p. 257.  
 15. Балахничев С. Н. и др. — Атомная энергия, 1971, т. 31, вып. 5, с. 523.  
 16. Байкалов С. Н. — В кн.: Метрология нейтронных измерений на ядерно-физических установках. Под ред. Р. Д. Васильева. М., изд. ВНИИФТРИ, 1976, т. 2, с. 406.

Поступило в Редакцию 19.03.80

УДК 621.039.514

## О быстром переводе реактора на постоянный уровень мощности

СИЗОВ А. Н.

В некоторых экспериментах на исследовательских реакторах необходимо быстро вывести реактор на постоянную мощность или получить сравнительно короткие нейтронные импульсы, близкие по форме к прямоугольным. Перевод мощности на постоянный уровень можно осуществить, если предварительно найден закон временного изменения коэффициента размножения нейтронов  $k(t)$ . При этом нередко используют численные методы, позволяющие определить закон  $k(t)$ , соответствующий заданной функции мощности [1]. Существуют и приближенные формулы, которые во многом «удовлетворительно отражают существенные черты искомой закономерности» [4]. Для случая неизменного времени жизни мгновенных нейтронов  $l$  в работе [2] получено аналитическое решение, описывающее в общем виде зависимость  $k(t)$  при заданной функции мощности. Это решение содержит под интегралом некоторую весовую функцию, не имеющую явного аналитического выражения. В работе [2] она введена формально как результат обратного преобразования Лапласа от функции, которая является сложной комбинацией параметров  $\beta_i$  (доля запаздывающих нейтронов),  $\lambda_i$  (постоянная распада предшественников запаздывающих нейтронов) и комплексной переменной  $p$  в преобразовании Лапласа. Такое решение не всегда удобно, поскольку его практическое применение связано или с численными расчетами при помощи довольно сложных соотношений, либо с приближенным нахождением искомой зависимости  $k(t)$  путем разложения общих выражений по степеням малости  $\beta$  ( $\beta = \sum \beta_i$ ), что иногда не позволяет достигнуть желаемой точности. Однако, пользуясь методом работы [2], можно получить более удобное решение этой же задачи.

Рассмотрим задачу о нахождении  $k(t)$  при известной зависимости изменения плотности нейтронов от времени  $n(t)$  и произвольном состоянии реактора при  $t < 0$ .

Зависимость  $n(t)$  определяется уравнениями кинетики:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k(1-\beta) - 1}{e} n + \sum_{i=1}^N \lambda_i c_i + S; \quad (1)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_i k}{e} n - \lambda_i c_i \quad (i=1, 2, \dots, N).$$

Следуя работе [2], введем вспомогательную функцию

$$z(t) = k(t) n(t) \quad (2)$$

и применим к уравнениям (1) преобразования Лапласа.

В результате получим

$$Z(p) = \frac{1}{(1-\beta)} \left\{ l [pN(p) - n(0)] + N(p) - \theta(p) - \sum_{n=0}^N D_n(c) p^{(N-n)} \right\} \left\{ \sum_{n=0}^N B_n p^{(N-n)} \right. \\ \left. - l \frac{\sum_{n=0}^N B_n p^{(N-n)}}{\sum_{n=0}^N \delta_n p^{(N-n)}} \right\} \quad (3)$$

Здесь  $N(p) = L\{n(t)\}$ ,  $Z(p) = L\{z(t)\}$ ;  $\theta(p) = L\{S(t)\}$ ;  $L$  — оператор прямого преобразования Лапласа. Коэффициенты  $\delta_n$  имеют вид

$$\delta_n = B_n + \frac{1}{(1-\beta)} D_n(\beta), \quad (4)$$

где  $B_n$  определяется формулами Вьета, выражающими связь между коэффициентами многочлена  $\Phi(p) = \sum_{n=0}^N B_n p^{(N-n)}$  и его корнями  $\Phi(p) = \prod_{i=1}^N (p + \lambda_i)$ ,

$$B_0 = 1; \quad (5)$$

$$B_n = \sum_{i, j, \dots, q=1}^N \lambda_i \lambda_j \dots \lambda_q \quad (i < j < \dots < q).$$

Коэффициенты  $D_n(x)$  из равенств (3) и (4) определяются выражениями

$$D_0 \equiv 0; \quad (6)$$

$$D_n(x) = \sum_{i, j, m, \dots, q=1}^N \frac{x_i \lambda_i \lambda_j \lambda_m \dots \lambda_q}{n} \quad (j, m, \dots, \dots, q \neq i; i < m < \dots < q).$$

Аргумент  $c$  коэффициентов  $D_n$  в равенстве (3) определяется соотношением  $x_i = c_i(0)$ , где  $c_i(0)$  — концентрация предшественников запаздывающих нейтронов группы  $i$  в момент  $t = 0$ . Аналогично, аргумент  $\beta$  в выражении (4) равен  $x_i = \beta_i$ .

Все коэффициенты многочлена в знаменателе (3) положительны, а сам многочлен имеет  $N$  различных действи-