

**Экспериментальные значения коэффициента диффузии тепловых нейтронов в воде при 8° С**

Коэффициент диффузии, $\times 10^{-4}$ см <sup>2</sup> /сек	Данные	Отклонение от измерений авторов
3,42±0,08	[6]	1,4 σ
3,35±0,2	[5]	1,8 σ
3,67±0,18	Авторов	—

Прямая, проходящая через ноль, проведена по точкам методом наименьших квадратов.

Среднее значение величины  $\alpha$  найдено из 32 измерений (по четыре на каждом расстоянии от центра пучка). В качестве статистического веса принималась обратная дисперсия, полученная из анализа различных составляющих ошибок измерения (внутренняя ошибка). Полученное среднее значение со среднеквадратичной ошибкой равно

$$\alpha = (4,12 \pm 0,15) \cdot 10^{-2} \text{ 1/см.}$$

Этот результат следует увеличить на 2% с учетом разницы в формулах (5) и (6).

Используя приведенное выше значение средней скорости, получаем

$$D = (3,67 \pm 0,16) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек.}$$

Измеренное значение коэффициента диффузии можно сравнить с результатом, полученным импульсным методом [5] также при температуре воды 8° С. Кроме того, можно экстраполировать до 8° С значения, полученные импульсным методом в интервале 10—35° С в работе [6]. Результаты сравнения приведены в таблице, причем в наших данных погрешность от неточности измерения температуры учтена с использованием температурной зависимости, предложенной в работе [7].

Как видно, значение  $D$ , измеренное новым способом (методом увлечения нейтронов движущейся средой), достаточно хорошо совпадает с известными значения-

ми, причем в нашем случае в результаты не внесены такие поправки, относящиеся к особенностям использованной аппаратуры, как учет реального распределения  $u(r)$  по сечению трубы и вклад рассеяния нейтронов на ядрах конструкционного материала (железа).

Совпадение значения  $D$ , измеренного в турбулентной среде, с измерениями  $D$  в неподвижной воде указывает на слабую зависимость коэффициента диффузии от турбулентности.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Ю. В. Петрову за полезные обсуждения экспериментального материала и полученных результатов и ценные замечания, а также Е. А. Гарусову и А. Н. Ерыкалову за важные советы и И. А. Иоффе, А. А. Перельгину, Л. П. Котовой, Т. И. Васильевой за помощь в работе. Авторы благодарят Г. М. Драбкина и Г. А. Петрова за возможность использования нейтронного фильтра.

Поступило в Редакцию 9/VII 1969 г.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. В. Wolff. Nucl. Sci. and Engng, 13, 80 (1962).
2. Я. В. Шевелев. Доклад № 374, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
3. А. А. Кострица. «Атомная энергия», 14, 218 (1963).
4. Е. А. Гарусов, А. А. Кострица, Ю. В. Петров. «Атомная энергия», 21, 128 (1966).
5. А. В. Антонов и др. «Атомная энергия», 12, 22 (1962).
6. G. von Dardel, N. Sjöstrand. Diffusion measurements with Pulsed Neutron Sources. Progress in Nuclear Energy, Series I: Physics and Mathematics, Vol. 2, Chap. 5. London, Pergamon Press, 1958.
7. Д. А. Рожеников. «Атомная энергия», 14, 525 (1963).

**Измерение параметров нейтронного потока реактора методом совмещенных активационных детекторов**

Е. И. БИРЮКОВ, Н. Н. ХРАМОВ, Н. С. ШИМАНСКАЯ

УДК 539.125.52:539.1.074.85

В настоящее время наиболее широкое распространение для измерения характеристик нейтронных потоков в реакторе получил активационный метод. Активационные измерения, проведенные для одного и того же типа детектора с кадмиевым фильтром и без него, позволяют определить плотности теплового и эпитеплового потоков  $\Phi_{th}$  и  $\Phi_r$ . Однако этот метод «кадмиевой разности» имеет существенные недостатки [1].

В работах [2, 3] показано, что величины  $\Phi_{th}$  и  $\Phi_r$  могут быть определены на основании данных о наведенной активности детекторов, имеющих различные соотношения сечений взаимодействия с тепловыми и эпитепловыми нейтронами. Для скорости активации  $R$  двух разных изотопов можно записать следующие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= \Phi_{th} g_1 \sigma_{01} + \Phi_r I_1; \\ R_2 &= \Phi_{th} g_2 \sigma_{02} + \Phi_r I_2, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $\sigma_{01}, \sigma_{02}$  — сечения активации этих изотопов нейтронами со скоростью  $v_0 = 2200 \text{ м/сек}$ ;  $I_1, I_2$  — их резонансные интегралы;  $g_1, g_2$  — параметры, характеризующие отклонение сечений в тепловой области от закона  $1/v$ . Если использовать  $1/v$ -детекторы, для которых  $g = 1$ , то из системы уравнений (1) можно вывести простые формулы для определения  $\Phi_{th}$  и  $\Phi_r$ :

$$\Phi_{th} = \frac{R_1 I_2 - R_2 I_1}{\sigma_{01} I_2 - \sigma_{02} I_1}; \quad \Phi_r = \frac{\sigma_{01} R_2 - \sigma_{02} R_1}{\sigma_{01} I_2 - \sigma_{02} I_1} \quad (2)$$

Такая методика имеет очевидные преимущества по сравнению с методикой кадмиевой разности, но, как и последняя, требует применения детекторов, не искажающих нейтронного потока. Поэтому представляется целесообразным использовать в этих измерениях «невесомые» детекторы [4], содержащие в качестве активируемого изотопа золото, кобальт, натрий, медь и литций. В наших опытах детекторы при облучении скла-

Результаты измерения  $\Phi_{th}$  и  $\Phi_r$  в вертикальных каналах реактора ВВР-М с помощью «невесомых» активационных детекторов \*

Таблица 1

Номер канала	Активируемый изотоп	Число детекторов данного типа	Вес активируемого изотопа в детекторе, г	Условие экранировки детектора при облучении	Средняя удельная активность на конец облучения, расп/сек·г	Кадмиевое отношение	$\Phi_{th}$ , нейтр/см <sup>2</sup> ·сек		$\Phi_r \times$ нейтр/см <sup>2</sup> × сек
							метод кадмиевой разности	метод совмещенных детекторов	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
I	Co	3 2	1,11·10 <sup>-4</sup> 1,01·10 <sup>-4</sup>	Без кадмия С кадмием	2,17·10 <sup>3</sup> 1,84·10 <sup>7</sup>	11,8	3,49·10 <sup>13</sup>	3,47·10 <sup>13</sup>	1,70·10 <sup>12</sup>
	Au	3 2	6,02·10 <sup>-7</sup> 6,45·10 <sup>-7</sup>	Без кадмия С кадмием	1,94·10 <sup>11</sup> 8,02·10 <sup>10</sup>				
II	Co	3 2	1,81·10 <sup>-5</sup> 2,13·10 <sup>-5</sup>	Без кадмия С кадмием	1,27·10 <sup>7</sup> 2·10 <sup>5</sup>	61 (расч.)	7,45·10 <sup>11</sup>	7,23·10 <sup>11</sup>	0,120·10 <sup>11</sup>
	Au	3 3	4,78·10 <sup>-7</sup> 4,11·10 <sup>-7</sup>	Без кадмия С кадмием	8,51·10 <sup>10</sup> 9,47·10 <sup>8</sup>				
III	Co	1 1	1,74·10 <sup>-4</sup> 1,74·10 <sup>-4</sup>	Без кадмия С кадмием	1,15·10 <sup>7</sup> 1,06·10 <sup>6</sup>	10,8	3,77·10 <sup>12</sup>	3,81·10 <sup>12</sup> ** (Co—Au)	0,90·10 <sup>11</sup> ** (Co—Au)
	Au	1 1	5,85·10 <sup>-7</sup> 7,05·10 <sup>-7</sup>	Без кадмия С кадмием	0,84·10 <sup>10</sup> 0,24·10 <sup>10</sup>				
	Cu	1 1	9,33·10 <sup>-6</sup> 6,52·10 <sup>-6</sup>	Без кадмия С кадмием	0,36·10 <sup>10</sup> 0,147·10 <sup>9</sup>	24,5	3,63·10 <sup>12</sup>	4,12·10 <sup>12</sup> ** (Co—Na)	1,06·10 <sup>11</sup> ** (Co—Cu)
	Na	1 1	19,6·10 <sup>-7</sup> 21,5·10 <sup>-7</sup>	Без кадмия С кадмием	0,137·10 <sup>10</sup> 0,106·10 <sup>9</sup>				
	Lu	1 1	2,11·10 <sup>-7</sup> 2,03·10 <sup>-7</sup>	Без кадмия С кадмием	0,84·10 <sup>11</sup> 4,94·10 <sup>8</sup>	—	—	—	Нейтронная температура (50±5)°C (Lu—Cu) (45±5)°C (Lu—Co)

\* Длительность облучения: в первом канале — 60 мин, во втором 180 мин, в третьем — 30 мин.  
\*\* Значения вычислялись по активации детекторов, указанных в скобках.

дывались в виде сэндвича не выше 2—3 мм. Изменение плотности потока на таких расстояниях незначительно. Можно считать, что все детекторы располагались в одной точке реакторного пространства и облучались одним нейтронным потоком.

Были проведены измерения в трех различных каналах реактора ВВР-М. В каждом случае осуществлялось последующее облучение в том же месте канала такого же сэндвича из активационных детекторов, расположенного в кадмиевом фильтре толщиной 0,5 мм. Это позволило сравнить результаты, получаемые методом «совмещенных детекторов» и методом кадмиевой разности (табл. 1).

Активность детекторов после облучения определялась с помощью сцинтилляционного гамма-спектрометра по интенсивности  $\gamma$ -линий 1380 кэв (Na<sup>24</sup>), 1170 кэв (Co<sup>60</sup>), 410 кэв (Au<sup>198</sup>), 208 кэв (Lu<sup>176</sup>) и аннигиляционного излучения (Cu<sup>64</sup>). Точность измерения наведенной

активности достигала 1,5—2% при кобальтовых детекторах и 3—5% при остальных.

Оба метода для  $\Phi_{th}$  дали согласующиеся результаты. Некоторые отклонения в случае натрия связаны, по-видимому, с неточным знанием сечения захвата Na<sup>23</sup> и величины его резонансного интеграла. Были вычислены также значения  $\Phi_r$  (см. табл. 1), эпитеплового параметра  $F_1$  [3] и параметра Весткотта  $r$  [5].

Данные об активации Lu-, Cu- и Co-детекторов позволили определить температуру нейтронного спектра. Известно, что Lu<sup>176</sup> имеет значительный резонанс в области 0,142 эв, поэтому скорость реакции активации этого изотопа сильно зависит от температуры максвелловского распределения нейтронов. Используя функции  $P(F_1, T_n)$  для удельной скорости активации меди, кобальта, Lu<sup>176</sup>, табулированные в работе [3], мы нашли для нейтронной температуры  $T_n$  в месте измерения значения: 50 ± 5° C (по данным активации

Измерение  $\Phi_{th}$  в канале реактора Таблица 2

Номер детектора	Активированный изотоп	Вес изотопа в детекторе, г	Активность на конец облучения, расп/сек	$\Phi_{th}$ , $\times 10^{12}$ нейтр/см <sup>2</sup> ·сек	
				Au-Co	Cs-Co
1	Au	$1,14 \cdot 10^{-5}$	$6,59 \cdot 10^4$	1,83	1,80
	Co	$1,78 \cdot 10^{-4}$	$1,89 \cdot 10^3$		
	Cs	$1,78 \cdot 10^{-3}$	$1,70 \cdot 10^4$		
2	Au	$1,14 \cdot 10^{-5}$	$6,95 \cdot 10^4$	1,08	1,06
	Co	$1,78 \cdot 10^{-4}$	$1,22 \cdot 10^3$		
	Cs	$1,78 \cdot 10^{-3}$	$1,65 \cdot 10^4$		
3	Au	$1,14 \cdot 10^{-5}$	$5,57 \cdot 10^4$	1,26	1,25
	Co	$1,78 \cdot 10^{-4}$	$1,37 \cdot 10^3$		
	Cs	$1,78 \cdot 10^{-3}$	$1,29 \cdot 10^4$		

Примечание. Время облучения 60 мин.

пары Cu — Lu) и  $45 \pm 5^\circ \text{C}$  (по данным активации пары Co — Lu).

Таким образом, на основании измерения трех различных невесомых активационных детекторов из золота, меди и лютетия или золота, кобальта и лютетия (после их одновременного облучения в реакторном нейтронном потоке) можно было определять основные характеристики этого потока:  $\Phi_{th}$ ,  $\Phi_r$  и  $T_n$ . Двухкомпонентные комбинации Au — Co, Cu — Co и Na — Co позволяют определять  $\Phi_{th}$  и  $\Phi_r$ .

Использование активационных детекторов из меди, натрия и золота не всегда удобно, так как образующиеся при их активации радиоактивные изотопы  $\text{Cu}^{64}$ ,  $\text{Na}^{24}$  и  $\text{Au}^{198}$  имеют относительно малые периоды полураспада: 12,8 ч; 15,0 ч и 2,67 дня соответственно. Поэтому эти детекторы нельзя применять для измерения больших интегральных потоков при длительном времени облучения и переменной во времени плотности потока. С этой точки зрения нам кажется перспективным использование в качестве активационного детектора цезия, который ранее для этих целей не использовался. Цезий моноизотопен ( $\text{Cs}^{133}$ —100%), образующийся при его облучении  $\text{Cs}^{134}$  имеет большой период полураспада

(2,05 года), а отношение сечения захвата тепловых нейтронов  $\text{Cs}^{133}$  к его резонансному интегралу (0,073) существенно отличается от этого отношения для кобальта (0,484).

Поэтому совместное облучение цезиевого и кобальтового детекторов даст возможность измерять не только плотности потоков тепловых и эпитепловых нейтронов, но и большие интегральные потоки этих нейтронов, вплоть до значений порядка  $10^{20}$ — $10^{22}$  нейтр/см<sup>2</sup>.

В табл. 2 приведены результаты определения величин  $\Phi_{th}$  в одном из каналов реактора ВВР-М, полученные на основании данных о совместном облучении детекторов из золота, кобальта и цезия. Активность  $\text{Cs}^{134}$  определялась по фотопику от  $\gamma$ -лучей 797 и 803 кэв с суммарным выходом 0,967. Значения  $\Phi_{th}$ , которые дали пары Au — Co и Cs — Co, хорошо согласуются между собой. Облучения, проведенные в водных растворах  $\text{H}_2\text{BO}_3$  различной концентрации, показали применимость Cs — Co-комбинации для измерений при различных нейтронных температурах.

В заключение следует отметить, что двухкомпонентный невесомый Cs — Co-детектор может найти широкое применение в качестве нейтронного интегратора в различных работах, связанных с длительным и интенсивным облучением в реакторе. Возможность одновременного определения теплового и эпитеплового нейтронных потоков, отсутствие деформации поля являются его существенными преимуществами. Такой детектор можно использовать также для изучения топографии теплового и эпитеплового потоков внутри самого облучаемого объекта.

Поступило в Редакцию 20/XI 1969 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T. Eastwood, Internat. J. Appl. Rad. and Isotop, 17, No. 1 (1966).
2. B. Ben-David, B. Huebschman, React. Sc. and Techn., 16, 291 (1962).
3. R. Nisler, Neutron Dosimetry, Vol. I, Vienna, IAEA, 1963, p. 111.
4. Е. И. Бирюков и др. «Атомная энергия», 26, 332 (1969).
5. C. Westcott, T. Alexander, W. Walker, Proc. of the Second Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 16, Geneva, 1958, p. 70.

## Резонансные интегралы деления изотопов урана, плутония и америция

М. А. БАК, К. А. ПЕТРЖАК, Ю. Г. ПЕТРОВ,  
Ю. Ф. РОМАНОВ, Э. А. ШЛЯМИН

УДК 539.172.4

Резонансным интегралом  $I$  обычно называется сечение, усредненное по спектру кадмиевых нейтронов, с распределением по энергии, пропорциональным  $1/E$ . Для относительных измерений резонансных интегралов часто применяется метод кадмиевых отношений, основанный на использовании известной формулы:

$$R-1 = K \frac{\sigma}{I} \quad (1)$$

Здесь  $R$  — кадмиевое отношение;  $K$  — постоянная, зависящая от спектра нейтронов;  $\sigma$  — сечение на тепло-

вых нейтронах. При сравнении исследуемого и какого-либо стандартного изотопа имеем

$$\frac{I}{I_{ст}} = \frac{\sigma}{\sigma_{ст}} \cdot \frac{(R-1)_{ст}}{R-1} \quad (2)$$

Этим исключается величина  $K$ . Возникает вопрос, что означают  $\sigma$  и  $\sigma_{ст}$ . В общем случае сечение  $\sigma_0$ , соответствующее скорости нейтронов 2200 м/сек, отличается от сечения  $\sigma_T$ , усредненного по максвелловскому распределению, и от эффективного сечения на тепловых