

Измерение Φ_{th} в канале реактора

Таблица 2

Номер детектора	Активируемый изотоп	Вес изотопа в детекторе, г	Активность на конец облучения, расп/сек	Φ_{th} , $\times 10^{12}$ нейтр/см ² ·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 определить основные характеристики этого потока: Φ_{th} , Φ_r и T_n . Двухкомпонентные комбинации Au — Co, Cu — Co и Na — Co позволяют определять Φ_{th} и Φ_r .

Использование активационных детекторов из меди, натрия и золота не всегда удобно, так как образующиеся при их активации радиоактивные изотопы Cu^{64} , Na^{24} и 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 (Cs^{133} — 100%), образующийся при его облучении Cs^{134} имеет большой период полураспада

(2,05 года), а отношение сечения захвата тепловых нейтронов 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/см².

В табл. 2 приведены результаты определения величин Φ_{th} в одном из каналов реактора ВВР-М, полученные на основании данных о совместном облучении детекторов из золота, кобальта и цезия. Активность Cs^{134} определялась по фотопику от γ -линий 797 и 803 кэв с суммарным выходом 0,967. Значения Φ_{th} , которые дали пары Au — Co и Cs — Co, хорошо согласуются между собой. Облучения, проведенные в водных растворах H_3BO_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. 1. 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 америдия

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

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; σ — 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 σ и $\sigma_{ст}$. В общем случае сечение σ_0 , соответствующее скорости нейтронов 2200 м/сек, отличается от сечения σ_T , усредненного по максвелловскому распределению, и от эффективного сечения на тепловых

УДК 539.172.4

нейтронах σ_T , усредненного по спектру нейтронов в интервале энергий от нуля до кадмиевой границы E_{Cd} . Введем в формулу (2) вместо отношения сечений отношение скоростей реакций. Скорость реакций B_{Cd} в образце, экранированном кадмием, очевидно, пропорциональна резонансному интегралу, т. е.

$$B_{Cd} = cIN, \quad (3)$$

где c — постоянная, определяемая общей интенсивностью захвата кадмиевых нейтронов; N — число ядер мишени. Отсюда

$$\frac{I}{I_{ст}} = \frac{N_{ст}}{N} \cdot \frac{B_{Cd}}{B_{Cd(ст)}}. \quad (4)$$

Формулу (4) можно привести к виду формулы (2), если ввести кадмиевые соотношения

$$\frac{I}{I_{ст}} = \frac{N_{ст}}{N} \cdot \frac{B - B_{Cd}}{(B - B_{Cd})_{ст}} \cdot \frac{(R - 1)_{ст}}{R - 1}. \quad (5)$$

В этой формуле отношение сечений заменяется отношением величин $\frac{B - B_{Cd}}{N}$, которые определяются в результате облучения образца в кадмиевом экране и без него.

Если использовать известную терминологию и обозначения Весткотта [1], то выражение (4), как показано в работе [2], можно представить в виде

$$R - 1 = \frac{nv_0 \frac{R_{1/v} - 1}{R_{1/v}} \cdot \frac{\sigma_m}{I}}{nf \frac{v_T \mu^{1/2}}{2}} = K \frac{\sigma_m}{I}, \quad (6)$$

когда сечение реакции в области от μkT до E_{Cd} подчиняется закону $1/v$. Легко показать, что в общем случае справедлива другая формула, а именно

$$R - 1 = \frac{nv_0 \frac{R_{1/v} - 1}{R_{1/v}}}{nf \frac{v_T \mu^{1/2}}{2}} \times \frac{1}{I} \left\{ \sigma_m + \frac{nf \frac{v_T \mu^{1/2}}{2}}{nv_0 \frac{R_{1/v} - 1}{R_{1/v}}} \int_{\mu kT}^{E_{Cd}} \left[\sigma(v) - \frac{\sigma_m v_0}{v} \right] \frac{dE}{E} \right\} = K \frac{\sigma_T}{I}, \quad (7)$$

где через σ_T обозначено выражение, находящееся в фигурных скобках. Отметим, что σ_T есть эффективное сечение на тепловых нейтронах, непосредственно измеряемое в опытах по облучению образца в кадмии и без кадмия.

Таким образом, при относительных измерениях резонансных интегралов методом кадмиевых отношений следует использовать какое-либо из выражений (2), (4), (5). Сечения в формуле (2) соответствуют используемому спектру нейтронов. Важно подчеркнуть, что изменение соотношения максвелловской и фермиевской частей спектра нейтронов в реакторе (f) приводит к изменению кадмиевых отношений и эффективных сечений [см. формулы (6) и (7)], но не сказывается на измеряемой величине $I/I_{ст}$. При измерениях необходи-

К определению резонансных интегралов деления изотопов урана, плутония и америция

Ядро	R	$\frac{\sigma_T}{\sigma_0} (U^{235})$	$\frac{\sigma_0}{\sigma_0} (U^{235})$	$\frac{I}{I} (U^{235})$	$I, \text{барн}$	$I, \text{барн}$
						$I, [3]$
U ²³³	40,8	0,96	0,91	3,07	850±90	761±17
U ²³⁵	32,3	1,00	1,00	1,00	274±11	277±5
Pu ²³⁹	42,0	1,58	1,28	1,21	330±30	324±9
Pu ²⁴¹	25,6	1,58	1,75	2,01	550±40	541±14
Am ²⁴¹	3,5	0,0062	0,0060	0,0775	21±2	—

мо применять тонкие слои исследуемых веществ, чтобы экранирование резонансных нейтронов было мало. В противном случае величина B_{Cd} на единицу веса вещества будет заниженной, что приведет к неверному отношению $I/I_{ст}$.

В настоящей работе были измерены отношения резонансных интегралов деления U²³³, U²³⁵, Pu²³⁹, Pu²⁴¹ и Am²⁴¹. Слои делящихся веществ наносили на платиновые фольги электролитическим методом. Число делящихся ядер на мишенях определялось по числу α -частиц с учетом изотопного состава используемых препаратов. Мишени помещали в двойную ионизационную камеру, которая могла быть экранирована со всех сторон кадмием. Толщина кадмиевого экрана составляла 1 мм. Облучение проводилось на горизонтальном пучке реактора ВВР-М Физико-технического института АН СССР им. А. Ф. Иоффе. Согласно расчетным параметрам реактора ВВР-М резонансная часть спектра нейтронов в используемом канале практически не отличалась от закона $1/E$.

Полученные результаты представлены в таблице. При определении R для Pu²⁴¹, находившегося в смеси с Pu²³⁹, Pu²⁴⁰ и Pu²⁴², было учтено число делений за счет Pu²³⁹, сечения деления Pu²⁴⁰ и Pu²⁴² принимались равными нулю. Как следует из таблицы, найденные отношения эффективных сечений отличаются от отношений сечений деления, соответствующих скорости нейтронов 2200 м/сек [3].

В таблице также приведены отношения резонансных интегралов, полученные согласно формуле (2). При определении величин резонансных интегралов было принято, что резонансный интеграл деления U²³⁵ равен (274 ± 11) барн. Полученные величины резонансных интегралов хорошо согласуются с приведенными в работе [3].

Поступило в Редакцию 10/VIII 1969 г.
В окончательной редакции 20/XI 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Westcott, W. Walker, T. Alexander. Доклад № 202, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
2. Ю. Ф. Романов. «Вестн. Ленингр. ун-та», № 10, Сер. физика—химия. Вып. 3, 150 (1968).
3. M. S. C. A. B. E. Nuclear Data for Reactors. Vol. II. Vienna, IAEA, 1967, p. 3.