

основанные на использовании экспериментальных данных. При небольшом увеличении числа ступеней, необходимым для сохранения условия оптимальности каскада, выигрыш в производительности при переходе от симметричной схемы к несимметричной с $\theta = 2/3$ составляет $\sim 74\%$, а энергетические затраты на единицу продукта, характеризующиеся отношением S/P , снижаются более чем на 40%. Приведенные результаты показывают целесообразность использования несимметричных масс-диффузионных каскадов с $\theta > 1/2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чужинов В. А. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 3, с. 254.
2. Джанджгава Б. Ш. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 2, с. 129.

Поступило в Редакцию 04.10.79

УДК 621.039.512

Экранирование активационных детекторов гадолинием

КУЛИКОВ В. И., ЛОМАКИН С. С., ТАРАТУЛОВ В. П.

Активационный метод в настоящее время широко применяется для измерения параметров поля нейтронов в ядерных реакторах. В частности, можно получить информацию о спектре нейтронов, если использовать детекторы, содержащие ^{176}Lu , ^{151}Eu , ^{164}Dy , ^{54}Mn и резонансные детекторы.

Однако для очень важной области энергии, так называемой переходной (область перехода теплового спектра в надтепловую), практически отсутствуют активационные детекторы, обеспечивающие необходимую точность измерений. Следует отметить, что значение переходной области энергии весьма велико для топлива, содержащего плутоний, так как в нее попадает резонанс ^{239}Pu .

Для получения информации о спектре нейтронов в переходной области энергии можно применять ряд активационных детекторов, помещенных в соответствующие экранирующие (поглощающие нейтроны) фильтры. К настоящему времени выполнены некоторые работы по определению

параметров, характеризующих фильтры и экранированные детекторы [1—3]. Однако имеющиеся данные [4] ограничены несколькими нейтронно-чувствительными элементами и областью температуры нейтронов до 200 °С, что затрудняет применение экранированных детекторов в реакторах АЭС.

Используя тот или иной материал фильтра, можно изменить ход сечения активации детекторов в тепловой области, усилив тем самым вклад надтепловых нейтронов или нейтронов переходной области энергии. В этом смысле особенно благоприятно применение метода «серых» фильтров ($\Sigma_{\text{акт}} t_{\text{ф}} = 1$, где $t_{\text{ф}}$ — толщина фильтра) из гадолиния. Если в сочетании с такими фильтрами применять ^{176}Lu , ^{151}Eu , ^{103}Rh , ^{115}In , то нейтронная чувствительность детекторов оказывается увеличенной именно в переходной области энергии. Для практической реализации метода необходимы эффективные сечения экранированных фильтрами детекторов.

Таблица 1

Параметры $g(T)$ и $s(T)$ для детекторов с фильтрами из гадолиния

Температура нейтронов, °С	^{164}Dy		^{176}Lu		^{103}Rh		^{151}Eu	
	g	s	g	s	g	s	g	s
20	1,569	2,980	1,151	16,465	1,766	63,194	1,217	9,981
120	2,071	2,282	9,553	4,015	2,469	72,032	1,462	11,811
220	2,508	1,641	13,695	-4,669	3,146	80,208	1,748	12,963
320	2,875	1,097	17,033	-9,494	3,785	88,459	2,122	13,326
420	3,181	0,646	19,488	-12,079	4,387	97,226	2,614	12,910
520	3,434	0,271	21,086	-13,277	4,960	106,564	3,228	11,735
620	3,644	-0,036	22,089	-13,683	5,515	116,137	3,943	9,908
720	3,817	-0,291	22,617	-13,548	6,066	125,430	4,732	7,655
820	3,960	-0,500	22,796	-13,065	6,632	134,004	5,563	5,246
920	4,079	-0,673	22,726	-12,365	7,233	141,618	6,409	3,006

Таблица 2

Значения относительной чувствительности спектрального индекса ϵ

Условия облучения	$r = 0,1$				$r = 0,15$				$r = 0,2$			
	^{164}Dy	^{176}Lu	^{103}Rh	^{151}Eu	^{164}Dy	^{176}Lu	^{103}Rh	^{151}Eu	^{164}Dy	^{176}Lu	^{103}Rh	^{151}Eu
С фильтром из гадолиния	0,22	0,38	0,18	0,18	0,17	0,23	0,16	0,17	0,15	0,12	0,14	0,16
Без фильтра	-0,02	0,24	0,07	-0,06	-0,03	0,17	0,08	-0,05	-0,04	0,10	0,08	-0,04

Эффективные сечения рассчитывали с учетом конечных размеров детекторов в виде плоских дисков в капсулах-фильтрах и фильтров по методике, изложенной в работе [5]. Эффективная толщина фильтра из гадолиния составляла 8,26 мкм, толщина и диаметр детекторов соответственно — 0,1 и 7,8 мм.

На основе полученных эффективных сечений рассчитаны параметры $g(T)$ и $s(T)$ (табл. 1), определяющие эффективное сечение в модели Весткотта [6]. Расчеты проведены до температуры 920 °С.

Таблица 3

Зависимость ϵ от T при $r=0,1$

T, °C	С фильтром				Без фильтра			
	¹⁷⁶ Lu	¹⁰³ Rh	¹⁵¹ Eu	¹⁶⁴ Dy	¹⁷⁶ Lu	¹⁰³ Rh	¹⁵¹ Eu	¹⁶⁴ Dy
200	0,80	0,31	0,31	0,38	0,45	0,13	-0,10	-0,05
400	1,55	0,63	0,68	0,69	0,78	0,29	-0,12	-0,10
600	1,90	0,95	1,02	0,85	0,91	0,40	-0,13	-0,14
800	1,98	1,37	1,50	0,96	0,90	0,45	—	-0,17

Таблица 4

Значения относительной чувствительности спектрального индекса ϵ при изменении r от 0,1 до 0,2

Условия облучения	T = 320° C				T = 720° C			
	¹⁶⁴ Dy	¹⁷⁶ Lu	¹⁰³ Rh	¹⁵¹ Eu	¹⁶⁴ Dy	¹⁷⁶ Lu	¹⁰³ Rh	¹⁵¹ Eu
С фильтром из гадолиния	0,19	0,60	0,10	0,40	0,35	0,84	0,22	0,54
Без фильтра	0,04	0,32	-0,03	-0,05	0,08	0,40	-0,07	—

Таблица 5

Зависимость ϵ от r при 320° C

r	С фильтром		Без фильтра	
	¹⁷⁶ Lu	¹⁰³ Rh	¹⁷⁶ Lu	¹⁰³ Rh
0,05	1,60	0,60	0,89	0,14
0,10	1,24	0,49	0,70	0,20
0,15	0,91	0,42	0,51	0,22
0,20	0,70	0,35	0,35	0,23

Таблица 6

Зависимость ϵ от r при 720° C

r	С фильтром		Без фильтра	
	¹⁷⁶ Lu	¹⁰³ Rh	¹⁷⁶ Lu	¹⁰³ Rh
0,05	—	1,37	1,13	0,40
0,10	1,90	1,16	0,92	0,50
0,15	1,46	1,10	0,70	0,53
0,20	1,08	0,91	0,46	0,55

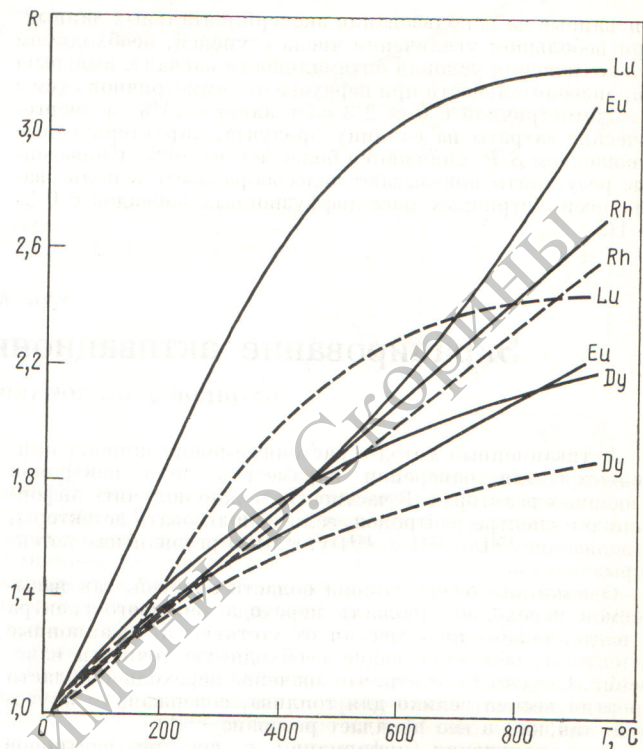


Рис. 1. Зависимость нормированной скорости реакции R от температуры нейтронов для детекторов с фильтрами при $r=0,1$ и $r=0,2$

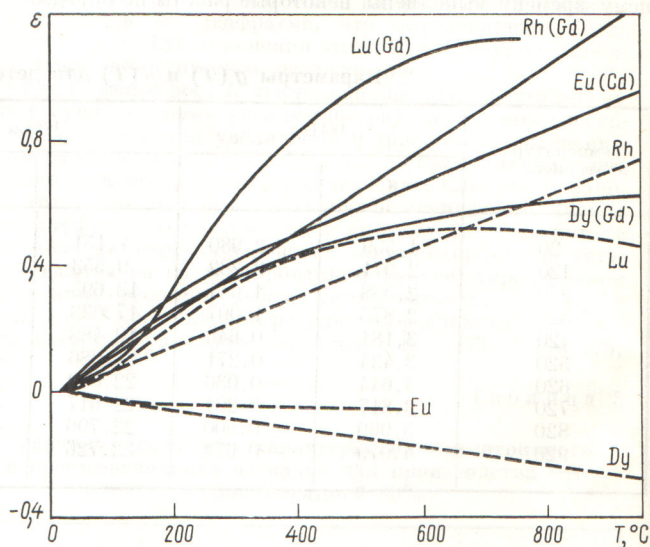


Рис. 2. Зависимость ϵ от T для детекторов из ¹⁷⁶Lu, ¹⁰³Rh, ¹⁶⁴Dy ¹⁵¹Eu с фильтрами и без фильтров при $r=0,2$

Применение фильтров из гадолиния вызывает у всех рассмотренных детекторов увеличение чувствительности к изменению температуры нейтронов. На рис. 1 показана зависимость нормированной скорости реакций для детекторов с фильтрами от температуры нейтронов в спектрах с различной жесткостью:

$$R = \frac{g(T) + rs(T)}{g(T_0) + rs(T_0)}$$

где $T_0 = 20$ °C; r — доля надтепловых нейтронов.

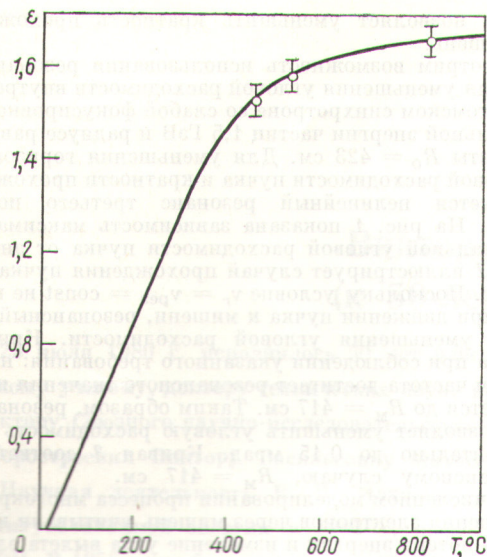


Рис. 3. Зависимость ϵ от T для детектора из ^{176}Lu в фильтре из гадолиния

Выбор детекторов с фильтрами для измерений в спектрах с различной жесткостью удобно проводить, ориентируясь на значение относительной чувствительности спектрального индекса ϵ к температуре нейтронов:

$$\epsilon = \frac{I_{\text{Cu}}^N(T) - I_{\text{Cu}}^N(20^\circ)}{I_{\text{Cu}}^N(20^\circ)},$$

где

$$I_{\text{Cu}}^N(T) = \frac{g^N(T) + r_s N(T)}{g_{\text{Cu}}^N(T) + r_s^{\text{Cu}} N(T)}.$$

Здесь N — символ нейтронно-чувствительного элемента (^{176}Lu , ^{103}Rh , ^{164}Dy , ^{151}Eu), который используется с фильтром или без фильтра; индекс Cu относится к детектору из меди, применяемому как $1/v$ -детектор.

В табл. 2 приведены рассчитанные значения ϵ при разности температуры 100°C для различных детекторов, один из которых является медным (без фильтра). В табл. 3 представлены значения ϵ для этих же элементов при разной температуре. На рис. 2 показана зависимость ϵ от температуры при $r = 0,2$.

В целях проверки расчетных значений измерили ϵ для ^{176}Lu в гадолиниевом фильтре. Детекторы с фильтрами и без фильтров облучали одновременно. Размеры фильтров и детекторов соответствовали приведенным выше значениям. Как видно из рис. 3, имеется хорошее согласие с результатами расчета.

Экранировка детекторов гадолиниевыми фильтрами также значительно увеличивает чувствительность детекторов к изменению параметра r . В табл. 4 показано изменение ϵ , рассчитанное для фиксированной температуры нейтронов, в табл. 5, 6 приведены значения ϵ , рассчитанные для различных r .

Анализ полученных результатов показывает, что применение экранированных гадолинием детекторов дает возможность в широком диапазоне измерять температуру нейтронов, а также надтепловой параметр r с погрешностью в два раза меньшей, чем в случае использования детекторов без фильтров. Это вытекает из учета вклада погрешности измерения спектрального индекса в общую погрешность измерения T или r .

Приведенные зависимости позволяют осуществлять выбор необходимых детекторов для конкретных измерений в реакторах АЭС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hickman G., Leng W. «Nucl. Sci. Engng», 1962, N 12, p. 523.
2. Stoughton R., Halperin I. Ibid., 1963, N 15, p. 314.
3. Brown H., Conolly T. Ibid., 1966, N 24, p. 6.
4. Albert D., Schumann P. Determination of Thermal Neutron Spectrum by Means of Activation Foils and Comparison with Theory. ZfK-RN156, 1968.
5. Schumann P. Integrale Neutronenspektrometrie mit simulierten Nicht- $1/v$ -Aktivierungsindikatoren. ZfK-196, 1969.
6. Westcott C. e.a. In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. N.Y. United Nations, 1958, A/Conf. 15/P202.

Поступило в Редакцию 04.10.79

УДК 621.384.612.12

Уменьшение угловой расходимости внутреннего электронного пучка синхротрона

ЕСИНА З. Н., КАЛИНИН Б. Н.

В последнее время значительное внимание привлекают эффекты, сопровождающие прохождение заряженных частиц высокой энергии через монокристаллы, — каналирование заряженных частиц и когерентное тормозное излучение. Для исследования и практического применения этих эффектов необходима малая угловая расходимость внутреннего электронного пучка, не превышающая $10^{-4} - 10^{-5}$ рад. В настоящей работе на примере томского синхротрона проанализированы возможности уменьшения начальной угловой расходимости пучка электронов на мишени и кратности прохождения электронов через тонкую кристаллическую мишень. Для проведения экспериментов с внутренним пучком электронов в синхротроне осуществляется сброс частиц на мишень. Горизонтальная угловая расходимость пучка на мишени зависит от скорости смещения частиц по радиусу, которая пропорциональна потере энергии на синхротронное излучение. Для умень-

шения угловой расходимости пучка на мишени предлагается использовать группировку частиц по фазам при прохождении через нелинейные резонансы бетатронных колебаний. При частоте $\nu \rightarrow \nu_{\text{рез}} = p/q$, где p, q — целые числа, q — порядок резонанса, фазы бетатронных колебаний $\Phi \rightarrow \pi/2q$ (предполагается, что отсутствует нелинейность магнитного поля — кубичная и более высокого порядка, оказывающая стабилизирующее действие на амплитуды бетатронных колебаний [1]). Вследствие группировки частиц по фазам максимум колебаний приходится на один и тот же азимут, при этом горизонтальная угловая расходимость пучка стремится к нулю. Наиболее эффективно частицы группируются по фазам при медленном прохождении через резонанс, т. е. за время $t \gg T_\phi$, где T_ϕ — период синхротронных колебаний. Время прохождения через резонанс можно увеличить, расширив резонансную радиальную область вблизи мишени [2]. Технически это