

УДК 539.1.074.8

К вопросу определения активационной составляющей чувствительности детекторов прямого заряда к тепловым и эпитепловым нейтронам

ЭРБЕН О. (Институт ядерных исследований, Ржеж, Чехословакия)

Теоретическое вычисление активационной составляющей чувствительности β -эмиссионных детекторов ДПЗ (s_{th} и s_{epi}) к тепловым (Φ_{th}) и эпитепловым (Φ_{epi}) нейтронам связано с определением коэффициентов депрессии и самоэкранирования потоков (G_{th} и G_{epi}) и вероятностей возникновения сигнала детектора от β -частиц (ε_{th} и ε_{epi}), которые были вызваны активацией этих нейтронов.

Электрический ток I_β , вызванный β -распадом активированных атомов эмиттера, определен отношением

$$I_\beta = s_{th}\Phi_{th} + s_{epi}\Phi_{epi}, \quad (1)$$

т. е.

$$I_\beta = k_1 G_{th} \varepsilon_{th} \Phi_{th} + k_2 G_{epi} \varepsilon_{epi} \Phi_{epi}. \quad (2)$$

Постоянные k_1 и k_2 включают ядерно-физические константы материала эмиттера.

Общая активационная составляющая серебрянных ДПЗ является суммой составляющих, определенных для ^{107}Ag и ^{109}Ag и ^{108}Ag и ^{110}Ag , испытывающих β -распад. Ввиду больших сечений активации родия и серебра невозможно пользоваться простыми приближенными отношениями при вычислении G_{th} (радиус эмиттера $\geq 0,02$ см). G_{epi} будет существенно отличаться от G_{th}

Коэффициенты депрессии и самоэкранирования потоков и параметры b_{th} и b_{epi} для ДПЗ

Т а б л и ц а 1

r_e , см	Материал эмиттера	G_{th}	G_{epi}	b_{th} , см ⁻²	b_{epi} , см ⁻²
0,020	Ванадий	0,972		7	
	Родий	0,758	0,250	309	3385
	Серебро 107	0,888	0,912	96	66
0,025	Серебро 109	0,889	0,285	95	3735
	Ванадий	0,970		6	
	Родий	0,724	0,234	260	2950
0,040	Серебро 107	0,866	0,825	80	45
	Серебро 109	0,867	0,259	80	2740
	Ванадий	0,957		3,86	
0,050	Родий	0,599	0,178	173	1325
	Серебро 107	0,800	0,721	51	22
	Серебро 109	0,801	0,170	51	656
0,075	Ванадий	0,942		3,3	
	Родий	0,535	0,156	150	950
	Серебро 107	0,754	0,676	43	16
0,100	Серебро 109	0,756	0,149	43	470
	Ванадий	0,922		2,28	
	Родий	0,418	0,122	110	457
0,140	Серебро 107	0,663	0,604	29	8,7
	Серебро 109	0,664	0,132	29	261
	Ванадий	0,901		1,74	
0,100	Родий	0,335	0,102	66	277
	Серебро 107	0,585	0,557	23	5,6
	Серебро 109	0,587	0,111	23	120

для родия и ^{109}Ag вследствие больших резонансных интегралов этих материалов. Поэтому G_{th} и G_{epi} вычисляли по программе АПОЛЛО [1], с помощью которой решается кинетическое уравнение для транспорта нейтронов в 99 энергетических группах для тепловых реакторов. Ввиду малого резонансного интеграла ^{51}V результаты вычислений были включены в одну макрогруппу для ванадиевых ДПЗ и в две макрогруппы (тепловую и эпитепловую) для родиевых и серебряных [2]. Из результатов вычислений найдены функции, описывающие распределение источников β -частиц по сечению эмиттера в виде

$$S_j(r) = \frac{1 + b_j r^2}{\pi r_e^2 [1 + (b_j r_e^2 / 2)]}, \quad j = th, epi, \quad (3)$$

где r_e — радиус эмиттера; r — расстояние от оси эмиттера; b_{th} , b_{epi} — параметры, определенные из результатов вычислений (табл. 1). Вычисления проведены для среды исследовательского реактора ИСИС: топливо — ^{235}U 93%-ного обогащения, замедлитель и теплоноситель — вода при температуре 40 °С. В [2] приведены также данные аналогичных вычислений для кобальтовых ДПЗ.

Метод определения ε_{th} и ε_{epi} описан в [3]. Здесь приводится только идея решения задачи и результаты. Обозначим r_e и ρ_e радиус и плотность эмиттера детектора, r_{i1} , r_{ie} , ρ_i — внутренний и внешний радиус и плотность изолятора. Пусть функция $S(r)$, определенная ранее, описывает распределение источников

β -частиц по сечению эмиттера и имеет вид $\int_0^{r_e} 2\pi r S(r) dr =$

$= 1$. Функция $B(E)$ [4] характеризует энергетический спектр β -распада с максимальной энергией распада $E_{\beta\max}$

и имеет вид $\int_0^{E_{\beta\max}} B(E) dE = 1$. Пусть $p(r, E)$ —

вероятность того, что β -частица, испущенная на расстоянии r от оси эмиттера с энергией E , будет вносить вклад в сигнал детектора. Тогда

$$\varepsilon_j = \int_0^{r_e} 2\pi r S_j(r) \int_0^{E_{\beta\max}} B(E) p(r, E) dE dr, \quad j = th, epi. \quad (4)$$

Согласно теории Варрена [5], β -частицы, затормозившиеся в изоляторе, создают потенциал, максимум которого находится на радиусе r_p . Поэтому β -частица, попавшая во внутреннюю область изолятора, ограниченную r_p , под влиянием этого потенциала возвращается в эмиттер и не влияет на сигнал детектора так же, как и частица, остановившаяся в эмиттере. Эта вероят-

ность $p(r, E)$ может быть выражена уравнением

$$p(r, E) = (1/4\pi) \int_{\varphi} \int_{\vartheta} \sin \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (5)$$

Интегрирование проводится по телесному углу, ограничивающему область изолятора r_p , сквозь которую β -частица проходит без поглощения (см. рисунок). β -Частица, испущенная на расстоянии r и движущаяся в направлении, определенном углами ϑ и φ , пройдет от места возникновения к максимуму потенциала путь \overline{OA} в материале эмиттера и $\overline{A'B}$ в материале изолятора. Для определения пробега β -частицы воспользуемся отношениями из [6]. Пусть $f_e(E)$ или $f_i(E)$ являются пробегом β -частицы с энергией E в материале эмиттера или изолятора, функция $F_e(R)$ — обратная функции $f_e(E)$. Для облегчения расчетов значение пробега частицы в материале эмиттера заменено средним эквивалентным значением пробега в материале эмиттера, т. е.

внесена постоянная K :

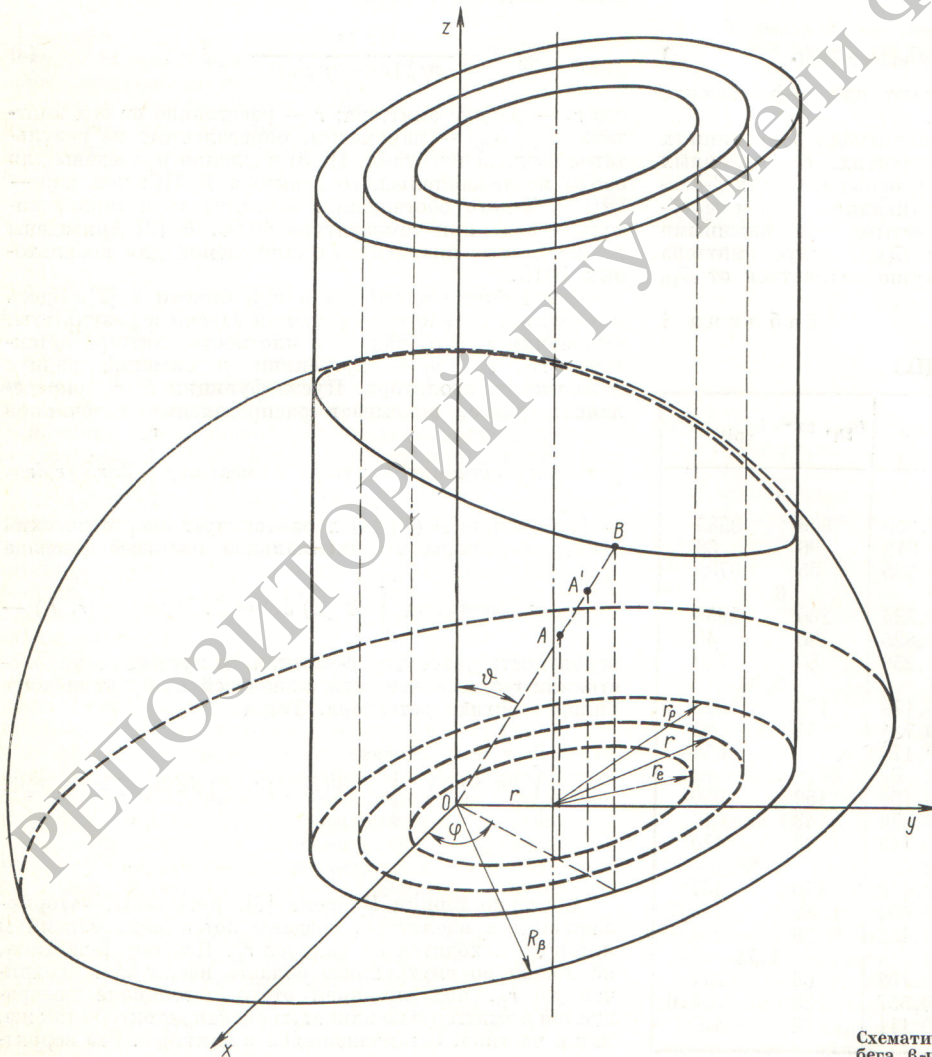
$$K = [1/(E_{\beta\max} - 0,1)] \int_{0,1}^{E_{\beta\max}} [f_e(E)/f_i(E)] dE. \quad (6)$$

После определения расстояний пробега β -частицы и преобразования пределов интегрирования так, чтобы $p(r, E) \neq 0$, получены отношения

$$\varepsilon_j = \frac{1}{\pi} \int_{r_{\min}}^{r_e} 2\pi r S_j(r) \int_{E_{\min}}^{E_{\beta\max}} B(E) \int_{-\pi/2}^{\varphi B} \Psi(\varphi) d\varphi dE dr, \quad (7)$$

где

$$j = th, epi; \quad \Psi(\varphi) = \sqrt{1-t^2}; \quad (8)$$



Схематическое представление ДПЗ и пробега β -частицы

Характеристики и обозначение ДПЗ, предназначенных для экспериментов

Таблица 2

Радиус изолятора, см	Ванадий		Родий		Серебро	
	B1	B2	P1	P2	C1	C2
r_e	0,02718	0,05319	0,02581	0,05058	0,02476	0,04958
r_{ii}	0,03	0,06	0,03	0,06	0,03	0,06
r_{ie}	0,0555	0,0995	0,0555	0,0995	0,0555	0,0995

$$t = \frac{1}{f_e(\tau)} \{ \rho_e r \sin \varphi + \rho_e \sqrt{r_e^2 - r^2 \cos^2 \varphi} + K\rho_1 \sqrt{r_p^2 - r^2 \cos^2 \varphi} - K\rho_1 \sqrt{r_{ii}^2 - r^2 \cos^2 \varphi} \}; \quad (9)$$

$$\tau = E/m_0 c^2; \quad (10)$$

$$\tau_{\max} = E_{\beta \max} / m_0 c^2; \quad (11)$$

$$r_{\min} = \text{максимум} \{0; r_e - 1/\rho_e [f_e(\tau_{\max}) - K\rho_1(r_p - r_{ii})]\}; \quad (12)$$

$$E_{\min} = \text{минимум} \{E_{\beta \max}; m_0 c^2 F_e [(r_e - r) \rho_e + K\rho_1(r_p - r_{ii})]\}; \quad (13)$$

$$\varphi_B = \begin{cases} \pi/2 & \text{для } \tau \geq \tau_{cr1} \\ \text{решение уравнения (15)} & \text{для } \tau_{cr2} < \tau < \tau_{cr1} \\ -\pi/2 & \text{для } \tau \leq \tau_{cr2}; \end{cases} \quad (14)$$

$$f_e(\tau) = \rho_e r \sin \varphi_B + \rho_e \sqrt{r_e^2 - r^2 \cos^2 \varphi_B} + K\rho_1 \sqrt{r_p^2 - r^2 \cos^2 \varphi_B} - K\rho_1 \sqrt{r_{ii}^2 - r^2 \cos^2 \varphi_B}; \quad (15)$$

Вероятность возникновения сигнала детектора от β -частиц Таблица 3

Детектор ДПЗ	Нуклид	$E_{\beta \max}$, МэВ	Источники β -частиц	ε
B1	^{52}V	2,47	th + epi	0,665
B2	^{52}V	2,47	th + epi	0,432
P1	^{104}Rh	2,44	th	0,379
			epi	0,398
P2	^{104}Rh	2,44	th	0,196
			epi	0,222
C1	^{108}Ag	1,00	th	0,079
		1,64	epi	0,079
			th	0,232
			epi	0,232
	^{110}Ag	2,21	th	0,382
		2,87	epi	0,401
			th	0,532
			epi	0,545
C2	^{108}Ag	1,00	th	0,028
		1,64	epi	0,028
			th	0,103
			epi	0,102
	^{110}Ag	2,21	th	0,186
		2,87	epi	0,208
			th	0,290
			epi	0,310

$$\tau_{cr1} = F_e [\rho_e (r_e + r) + K\rho_1 (r_p - r_{ii})]; \quad (16)$$

$$\tau_{cr2} = F_e [\rho_e (r_e - r) + K\rho_1 (r_p - r_{ii})]; \quad (17)$$

$m_0 c^2$ — энергия покоя электрона.

Вероятность возникновения сигнала детектора от β -частиц определяется отдельно для каждого типа ДПЗ. Для экспериментальной проверки теоретических расчетов были использованы детекторы, изолятор которых сделан из Al_2O_3 плотностью 3,74 г/см³, длина эмиттера 8,5 см (табл. 2). Данные о вероятности возникновения сигнала и об активационной составляющей чувствительности ДПЗ приведены в табл. 3, 4; s_{th} и s_{epi} в табл. 4 определены по уравнению (1) из экспериментально полученных токов I_{β} и измеренных Φ_{th} и Φ_{epi} в активной зоне и первой периферической части активной зоны (см. табл. 7).

Для проверки теоретических расчетов были проведены эксперименты с облучением ДПЗ в исследовательском реакторе ИСИС Института ядерных исследований в Сакле [2, 7, 8] (табл. 5). По уменьшению сигнала детектора после аварийной остановки реактора определяли отдельные составляющие сигнала, вызванные β -распа-

Активационная составляющая чувствительности ДПЗ

Таблица 4

Детектор	s_{th}^* , 10^{-21} А/нейтр./.(см ² ·с)		s_{epi}^* , 10^{-21} А/нейтр./.(см ² ·с)	
	Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент
B1	0,691	0,736	0,382	0,0577
B2	1,68	1,53	0,931	1,48
P1	8,71	8,24	20,9	22,3
P2	13,0	12,1	30,3	27,6
C1	3,52	3,50	15,5	13,9
C2	6,50	6,56	20,6	20,3

Плотность потока тепловых и эпитепловых нейтронов, определенная активационным методом (погрешность $\pm 3\%$)

Таблица 5

Место облучения	Φ_{th}^* , 10^{10} нейтр./.(см ² ·с)	Φ_{epi}^* , 10^{10} нейтр./.(см ² ·с)
Активная зона	3,507	0,338
Первая периферическая часть	2,238	0,0546

Доля активационной составляющей к полному сигналу чувствительной части детектора Таблица 6

Детектор ДПЗ	I_{β}/I_t		Детектор ДПЗ	I_{β}/I_t	
	Активная зона	Первая периферическая часть		Активная зона	Первая периферическая часть
B1	1,004	0,973	P2	0,832	0,870
B2	0,968	0,931	C1	0,933	0,942
P1	0,931	0,954	C2	0,864	0,873

Значения тока, $I_{\beta} \cdot 10^{-10} \text{ А}$ Таблица 7

Детектор ДПЗ	Активная зона		Первая периферическая часть	
	Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент
B1	0,255	0,260	0,157	0,165
B2	0,621	0,587	0,381	0,351
P1	3,761	3,643	2,063	1,970
P2	5,583	5,166	3,074	2,857
C1	1,758	1,696	0,872	0,861
C2	2,976	2,986	1,567	1,582

дом активированных атомов эмиттера, и взаимодействие захватного и γ -излучения реактора с материалом детектора (табл. 6). Приведенные в табл. 7 значения тока определены из теоретически рассчитанных s_{th} и s_{ep1} и измеренных Φ_{th} и Φ_{ep1} с погрешностью $\pm 5\%$. Из приведенных результатов можно видеть удовлетворительное совпадение величин, определенных теоретически и экспериментально. Большое несоответствие s_{ep1} наблю-

дается у ванадиевых ДПЗ, которое можно объяснить неравномерным возникновением сигнала детектора, вызванным тепловыми и эпитепловыми нейтронами. (У ванадиевых ДПЗ $\sim 5\%$ сигнала вызвано эпитепловыми нейтронами в активной зоне и $\sim 2\%$ — в первой периферической части активной зоны ИСИС). Поэтому для более точного определения s_{th} и s_{ep1} необходимо провести эксперименты с расположенным ДПЗ в большем числе мест реактора с различными спектрами нейтронов.

Описанным способом определены s_{th} и s_{ep1} ДПЗ, влиянием выгорания материала эмиттера которых можно пренебречь. Влияние выгорания родия на чувствительность таких ДПЗ приведено в [9].

Поступило в Редакцию 27.III.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Hoffmann A. e.a. APOLLO, Rapport SERMA «S» 1193, CEN/Saclay, 1973.
- Erben O. The Determination of Self-Powered Neutron Detector Sensitivity on Thermal and Epithermal Neutron Flux Densities. «Jaderná energie». In Press.
- Erben O. The Determination of Beta Particle Escape Efficiency of Self-Powered Neutron Detectors. «Jaderná energie». In Press.
- Джелепов Б. С. и др. Бета-процессы. Функции для анализа β -спектров и электронного захвата. Л., «Наука», 1972.
- Warren H. D. «Nucl. Sci. Engng», 1972, v. 48, N 2, p. 331.
- Tabata T. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 103, N 1, p. 85.
- Erben O., Le Tanno C., Morin C. Collectron-Etude de la sensibilité, Rapport CEA-CEN/S. In Press.
- Erben O. Výzkum vlastností a aplikace SPN Detektorú, Report ÚJV 4376-R, T, 1978.
- Erben O. The Influence of Rhodium Burn-Up on the Sensitivity of Rhodium Self-Powered Neutron Detectors.—«Jaderná energie». In Press.

УДК 539.121.7

Количество фотонов K -излучения элементов, генерируемого моноэнергетическими электронами и бета-частицами

ТЕПЛОВ Ф. П., СЫТИН В. П., МЕЛОВАТСКАЯ А. И.

Определение количества фотонов K -излучения, образующегося в результате ионизации K -оболочки атомов бомбардируемыми электронами или β -частицами, имеет как научное, так и практическое значение, например, при создании и использовании радионуклидных источников ионизирующих излучений [1], изучении взаимодействия излучения с веществом, оценке доли характеристического излучения в спектре рентгеновского излучения. Известные зависимости для расчета количества фотонов K -излучения, генерируемого моноэнергетическими электронами и β -частицами, носят либо частный характер [2], либо выведены с использованием приближений, не позволяющих получать по ним надежные результаты [1, 3].

Количество фотонов K -излучения, возникающего в материале с атомным номером Z при прохождении электрона начальной энергией E , выражается формулой

$$N_k = \int_{E_k}^E \omega_k \sigma(E, Z) \frac{1}{dE/dx} dE, \quad (1)$$

где E_k — энергия края полосы K -поглощения; ω_k — выход K -флюоресценции; $\sigma(E, Z)$ — сечение ионизации K -оболочки; dE/dx — потери энергии электроном на единице траектории.