

Доля активационной составляющей к полному сигналу чувствительной части детектора Таблица 6

Детектор ДПЗ	$I_{\beta}/I_t$		Детектор ДПЗ	$I_{\beta}/I_t$	
	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,  $I_{\beta} \cdot 10^{-10}$  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  $\gamma$ -излучения реактора с материалом детектора (табл. 6). Приведенные в табл. 7 значения тока определены из теоретически рассчитанных  $s_{th}$  и  $s_{ep1}$  и измеренных  $\Phi_{th}$  и  $\Phi_{ep1}$  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 расположением 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  $\beta$ -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 Detektorů, 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 К-излучения элементов, генерируемого моноэнергетическими электронами и бета-частицами

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

Определение количества фотонов К-излучения, образующегося в результате ионизации К-оболочки атомов бомбардируемыми электронами или  $\beta$ -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 К-излучения, генерируемого моноэнергетическими электронами и  $\beta$ -частицами, носят либо частный характер [2], либо выведены с использованием приближений, не позволяющих получать по ним надежные результаты [1, 3].

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

$$N_h = \int_{E_h}^E \omega_h \sigma(E, Z) \frac{1}{dE/dx} dE, \quad (1)$$

где  $E_h$  — энергия края полосы К-поглощения;  $\omega_h$  — выход К-флуоресценции;  $\sigma(E, Z)$  — сечение ионизации К-оболочки;  $dE/dx$  — потери энергии электроном на единице траектории.

Количество фотонов К-излучения, Габлица 1  
фотон/электрон

$U_0$	Al	Zr	Sn	Lo	W	Pb	U
1,5	0,18	2,1	1,8	1,7	1,4	1,2	1,1
2,5	1,5	16	16	14	11	10,1	9,2
5	6,9	84	80	75	63	53	48
10	22	260	250	230	200	170	160
15	39	460	440	410	340	310	270
20	58	660	640	590	500	450	410

По формуле (1) были проведены расчеты для элементов с атомными номерами от 13 до 92 и для энергии электронов, не превышающей значений, определяемых соотношением  $U_0 = E/E_k = 20$ . При этом использованы зависимости для  $\omega_k$ ,  $\sigma(E, Z)$  соответственно из работ [4, 5] и формула Бете — Блоха для  $dE/dx$  [6]. Результаты расчета представлены в табл. 1.

Анализ полученных численных значений позволил найти аппроксимирующую функцию для количества фотонов К-излучения, генерируемого моноэнергетическими электронами:

$$N_k = 0,263 \omega_k Z^{-1,11} (U_0 - 1 - \ln U_0)^{1,12} \quad (2)$$

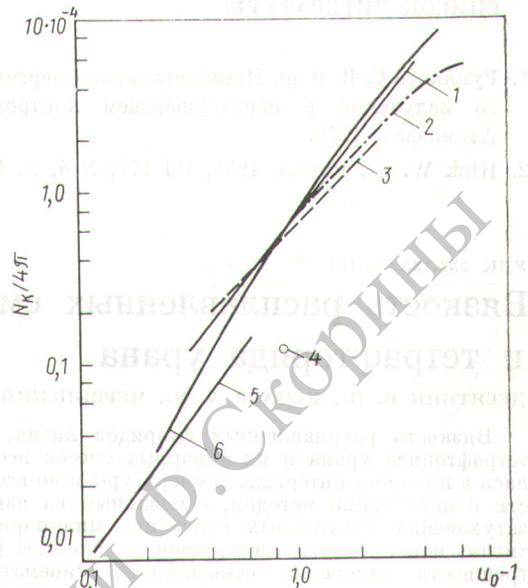
Результаты расчета по выражению (2) отличаются от приведенных в табл. 1 не более чем на  $\pm 10\%$ . Найденные значения  $N_k$  были использованы для определения количества фотонов К-излучения, возбуждаемого  $\beta$ -частицами радионуклидов. Для этого энергетические спектры  $\beta$ -излучения радионуклидов разбивались на определенное число интервалов, в каждом из которых  $\beta$ -частицы рассматривались как обладающие одинаковой энергией. Результаты расчета приведены в табл. 2.

Результаты расчета для радионуклидов с максимальной энергией  $\beta$ -спектра  $E_\beta > 0,2$  МэВ и элементов с  $Z \geq 50$  описываются аппроксимирующей функцией

$$N_{ks} = 3,16 \cdot 10^{-3} [(U_m - 1 - 1,3 \ln U_m) S_\beta]^{1,31}, \quad (3)$$

где  $U_m = E_\beta/E_k$ ;  $S_\beta = (E_{mq}/E_\beta)^2$ ;  $E_{mq}$  — средняя квадратическая энергия  $\beta$ -спектра. Отклонение значений  $N_{ks}$  по формуле (3) от приведенных в табл. 2 не превышает  $\pm 20\%$ .

Сравним полученные результаты с известными расчетами и экспериментальными данными. На рисунке показаны зависимость количества фотонов К-излучения



Количество фотонов К-излучения меди, генерированного электронами:

1 — экспериментальные результаты различных авторов [2];  
2 — расчет по формуле (2)

меди от энергии электронов, а также зависимость, рассчитанная по уравнению (2), которая хорошо согласуется с уже имеющимися результатами. В табл. 2 в скобках даны расчетные значения, приведенные в работе [3]. Видно, что они неудовлетворительно согласуются с результатами настоящей работы, т. е. принятые в прежних расчетах допущения для сечения ионизации К-оболочки и потерь энергии электроном [3] не позволяют получать точные значения количества фотонов К-излучения, генерируемого  $\beta$ -частицами. Надежность полученных в настоящей работе результатов определяется как высокой точностью зависимостей, взятых в основу расчета, так и хорошим совпадением расчетных значений с известными экспериментальными данными.

Поступило в Редакцию 15.V.78

Количество фотонов К-излучения, генерируемого  $\beta$ -частицами, Габлица 2  
фотон/ $\beta$ -частица

Элемент	$^{147}\text{Pm}$	$^{90}\text{Sr}$	$^{85}\text{Kr}$	$^{204}\text{Tl}$	$^{32}\text{P}$	$^{90}\text{Y}$
Sn	$1,5 \cdot 10^{-3}$ ( $4 \cdot 10^{-3}$ )	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$ ( $2 \cdot 10^{-2}$ )	$1,8 \cdot 10^{-2}$	—	—
W	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	—	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$
Pb	$4,3 \cdot 10^{-5}$ ( $6 \cdot 10^{-4}$ )	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$ ( $2 \cdot 10^{-3}$ )	—	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$ ( $7 \cdot 10^{-3}$ )
U	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$7,3 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Румянцев С. В. и др. Источники низкоэнергетического излучения в неразрушающем контроле. М., Атомиздат, 1976.  
 2. Hink W. «Z. Phys.», 1964, Bd 177, N 4, S. 424.

3. Философо И. и др. В кн.: Получение и применение радиоактивных изотопов. М., Атомиздат, 1960, с. 54.  
 4. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 4. М., Атомиздат, 1969.  
 5. Arthurs A., Moiseiwitsch B. «Proc. Roy. Soc.», 1958, N A247, p. 550.  
 6. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 1. М., Атомиздат, 1969.

УДК 532.133:546.161

**Вязкость расплавленных смесей фторидов щелочных металлов и тетрафторида урана**

ДЕСЯТНИК В. Н., НЕЧАЕВ А. И., ЧЕРВИНСКИЙ Ю. Ф.

Вязкость расплавленных фторидов лития, калия, тетрафторида урана и их бинарных смесей исследовалась в широком интервале температуры и во всей области концентрации методом, основанным на измерении затухающих крутильных колебаний цилиндрического тигля, наполненного исследуемой жидкостью [1]. Погрешность измерений относительно кинематической вязкости для исследованных солей составляет 2,0%. Опыты проводили в молибденовых тиглях в атмосфере

очищенного аргона. В качестве исходных солей использовали предварительно обезвоженные химически чистые фториды лития и калия. Безводный тетрафторид урана получали по известной методике [2]. Полученные значения вязкости фторидов щелочных металлов хорошо согласуются с опубликованными данными [3].

По экспериментальным данным рассчитан коэффициент молярной вязкости  $\mu$  [(эрг·с)/моль], определены энергии активации вязкого течения  $E$  расплавленных

Вязкость расплавленных солевых смесей

Второй компонент, мол.% системы	$\lg \mu = A + B/T$		$S \cdot 10^2$	$E$ , кал/моль	Температура, К
	-A	B			
Система LiF—KF					
0,0	1,6284	1223	0,16	5596	1139—1282
20,0	1,6512	1268	0,23	5802	1039—1320
40,0	1,7075	1381	0,51	6349	926—1297
50,0	1,6798	1408	0,69	6443	820—1308
59,8	1,5949	1342	0,48	6141	923—1306
79,9	1,3203	1038	0,37	4750	1139—1306
100,0	1,3729	1189	0,34	5440	1144—1305
Система LiF—UF <sub>4</sub>					
15,0	1,1514	940	0,63	4301	1052—1284
20,0	1,0921	994	1,28	4548	977—1293
27,5	1,0546	968	0,43	4429	864—1268
39,9	0,9431	938	1,35	4292	943—1281
50,0	0,9377	1126	1,31	5152	1054—1283
57,8	0,9361	1226	3,38	5610	1077—1295
79,3	1,2426	2059	3,73	9421	1255—1302
Система KF—UF <sub>4</sub>					
14,0	0,9971	988	0,88	4521	1111—1278
24,9	0,8333	1068	2,33	4887	1211—1278
33,2	0,9422	1241	2,04	5678	1159—1270
40,0	0,8697	1135	1,38	5192	1073—1275
46,0	0,7893	1002	2,62	4585	1101—1267
53,6	0,7505	893	2,71	4085	1072—1253
66,4	0,7196	981	1,58	4489	1090—1252
78,9	1,2800	1886	2,92	8630	1205—1327
100,0	2,0444	3455	3,31	15 809	1323—1428