

зоны взаимосвязаны, а в МПП связаны только зоны, имеющие общие границы. И, наконец, основные вычислительные затраты как в МВПС, так и в МПП связаны с расчетом величин, описывающих взаимную связь зон. Но в МПП эти величины — соответствующие моменты функций Грина — имеют такой вид, что допускают аналитическое выполнение значительной части работы. Это обстоятельство является главной причиной того, что в рассмотренных задачах время счета программ, использующих МПП, оказалось в 5—10 раз меньше времени счета программ, основанных на методе вероятности первого столкновения при обеспечении одинаковой точности (в рамках односкоростного приближения).

Поступила в Редакцию 27.III.78

УДК 539.173.4

## Измерения сечения деления $^{239}\text{Pu}$ нейтронами энергией от 10 эВ до 100 кэВ

РЯБОВ Ю. В.

Сечение деления  $^{239}\text{Pu}$  нейтронами играет важную роль среди сечений материалов, применяющихся в ядерной технике. В последние годы в измерениях  $\sigma_f(E)$  обращалось особое внимание на определение источников систематических погрешностей и методов их корректного учета в конечных результатах.

С этой же целью в 1970—1972 гг. был проведен цикл измерений  $\sigma_f(E)$  для  $^{239}\text{Pu}$ , результаты которого приведены в настоящей работе. Измерения проводили с использованием одной и той же методики регистрации делений, одинакового метода определения и учета энергетической зависимости фона в спектрах по времени пролета при различных режимах работы нейтронного спектрометра, определяющих энергетическое разрешение и относительную величину постоянного фона и фона, который зависит от энергии нейтронов.

**Методика измерений и обработка.** Акты деления регистрировали быстродействующей высокоэффективной многослойной ионизационной камерой [1], содержащей 120 мг  $^{239}\text{Pu}$  (1,7%  $^{240}\text{Pu}$ , поверхностная плотность образца  $^{239}\text{Pu}$   $2,19 \cdot 10^{-5}$  атом/б). Камеру помещали в центре полости из борированного парафина и свинца, через центр которой проходил хорошо коллимированный пучок нейтронов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лалетин Н. И. Препринт ИАЭ-1374. М., 1967; В кн.: Вычислительные методы в теории переноса. М., Атомиздат, 1969, с. 228; В кн.: Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов. М., Атомиздат, 1974, с. 187.
2. Benawens R., Devooght J. «Nucl. Sci. and Engng», 1968, v. 32, p. 249.
3. Benoist P., Kavenoky A. Ibid., p. 270.
4. Лалетин Н. И., Ельшин А. В. Препринт ИАЭ-2721. М., 1976.
5. Марчук Г. И., Орлов В. В. В кн.: Нейтронная физика. М., Госатомиздат, 1961 с. 30.
6. Владимиров В. С. Математические задачи односкоростной теории переноса нейтронов. Труды МИАН СССР. М., 1961; Румянцев Г. Я. «Атомная энергия», 1961, т. 10, вып. 1, с. 26.
7. Лалетин Н. И., Султанов Н. В. Препринт ИАЭ-2265. М., 1973.
8. Султанов Н. В. Препринт ИАЭ-3005. М., 1977.
9. Белл Д. и др. Теория ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1974.

В качестве импульсного источника нейтронов использовали ИБР-30 ОИЯИ в режиме реактора (Р), в режиме редких импульсов (РИ) и в режиме импульсного подкритического бустера (ИПБ) с линейным электронным ускорителем ЛЭУ-40 [2, 3]. Энергетическую зависимость скорости счета делений регистрировали временным анализатором Аи-4096 с промежуточной памятью, имеющей мертвое время  $\sim 1$  мкс (табл. 1).

Спектр нейтронов импульсного источника измеряли батареей пропорциональных счетчиков типа NWI-62, наполненных  $\text{BF}_3$  (82,3%  $^{10}\text{B}$ ). После учета фона аналитическую форму спектра рассчитывали методом наименьших квадратов (МНК).

Энергетическую зависимость фона во временных спектрах определяли экспериментально с помощью поглощающих резонансных фильтров, которые выводят из пучка нейтроны соответствующих энергий. Серии измерений эффекта и фона приводили к одинаковому интегральному потоку нейтронов с помощью нескольких мониторинговых борных счетчиков с независимой регистрацией, размещенных по периферии нейтронного пучка перед коллиматором и фоновыми фильтрами. Такая процедура сравнения двух спектров хорошо согласовы-



Основные характеристики методики измерений  $\sigma_f(E)^{239}\text{Pu}$

Таблица 1

Характеристика режима	Р1	Р2	Р1	ИПБ	
Средняя мощность, кВт	8—10	28—30	28—30	5—9	
Толщина замедлителя, мм	40	40	40	40	
Ширина на половине высоты импульса нейтронов, мкс	65	70	70	1,5 3,0	
Частота следования импульсов, Гц	0,26	4	4	50—100	
Расстояние до источника нейтронов, м	252,46	252,46	499,96	252,46	
Ширина каналов временного анализатора, (4096 каналов), мкс	16	16	8	0,5	
Номинальное разрешение, мкс/м	64	64	16	1	
			64	4	
Фильтр от рециклических нейтронов	0,265	0,284	0,141	0,0063	0,0120
	0,361	0,376	0,144	0,0071	0,0125
	Без фильтра	Cd	Cd	0,0169	0,0198
				10В	

Примечания. 1. Во всех режимах измерений в качестве замедлителя использовалась вода.  
2. Во всех режимах измерений применялись фоновые фильтры Co ( $n = 1,1 \cdot 10^{21}$  ядер/см<sup>2</sup>,  $E_i = 0,132$  кэВ); Mn ( $n = 5,4 \cdot 10^{21}$  ядер/см<sup>2</sup>,  $E_i = 0,334$  и  $2,35$  кэВ); Na ( $n = 1,9 \cdot 10^{22}$  ядер/см<sup>2</sup>,  $E_i = 2,85$  кэВ); кроме того, в режимах Р1 и ИПБ Ti ( $n = 4 \cdot 10^{22}$  ядер/см<sup>2</sup>,  $E_i = 17,5$  кэВ), а в режиме ИПБ — Al ( $n = 5,8 \cdot 10^{22}$  ядер/см<sup>2</sup>,  $E_i = 35,2$  кэВ).

Энергии резонансов  $^{239}\text{Pu}$  [4] в различных режимах измерений

Таблица 2

$E_i$ , эВ	Р1	Р2	Р1	ИПБ
7,82	7,823	7,82	7,831	7,818
10,93	10,93	10,91	10,93	10,926
11,89	11,88	11,83	11,90	11,897
14,31	14,34	14,36	14,37	14,345
14,68	14,65	14,65	14,66	14,713
17,66	17,67	17,69	17,70	17,70
22,29	22,31	22,23	22,39	22,31

Делительные интегралы  $^{239}\text{Pu}$  в энергетической области от 100 до 200 эВ

Таблица 3

Измерение	$\Sigma\sigma_f\Delta E$ , б·эВ	Отношение к нормировочной величине
Лос-Адамс [6], 1966 г.	1782	0,973
Харуэли [7], 1970 г.	1855	1,013
Дубна [8], 1970 г.	1810	0,989
Ок-Ридж [9], 1971 г.	1820	0,994
Сакле [10], 1973 г.	1890	1,032
Нормировочное значение (настоящая работа)	1831 ± 41,8	1,000

ввалась с отношением площадей одних и тех же низкоэнергетических резонансов  $^{239}\text{Pu}$  в сериях измерений эффекта и фона. Энергетическая зависимость плавной кривой фона представлялась аналитически в виде квадратного трехчлена, коэффициенты которого определялись МНК при подгонке к фоновым точкам под «черными» фильтрами.

Точность определения энергетической шкалы в спектрах по времени пролета проверяли по положению низкоэнергетических резонансов  $^{239}\text{Pu}$ . В табл. 2 сравнивается энергетическое положение резонансов, определенное в настоящей работе и работе [4], в которой измерения проводились с образцом, охлажденным до температуры жидкого азота. Наблюдается хорошее согласие в пределах погрешностей.

Относительный ход  $\sigma_f(E_i)$  определяли из выражения

$$\sigma_f(E_i) = \{k[N_f(E_i) - N_{\phi}(E_i)] E_i^q / \Delta E_i\},$$

где  $E_i$  — энергия, соответствующая  $i$ -му временному каналу анализатора;  $N_f(E_i)$  — скорость счета делений в  $i$ -м канале;  $N_{\phi}(E_i)$  — скорость фонового счета в том же канале;  $\Delta E_i$  — энергетическая ширина канала вре-



Оценка неопределенности измерений  $\sigma_f(E)$  в различных режимах измерений

Таблица 4

Погрешности измерений	ИПБ	P <sub>1</sub>	P <sub>2</sub>	РИ
Статистическая неопределенность $\delta\sigma_f/\sigma_f = c(E/\sigma_f\Delta E)^{1/2}$	$c=0,0054$	$c=0,0093$	$c=0,0093$	$c=0,0078$
Неопределенность нормировки, %	4,56	3,41	3,09	2,98
Неопределенность учета фона, %:				
ниже последней высокоэнергетической точки фоновой фильтра	< 5,50	< 4,03	< 2,13	< 1,38
выше последней высокоэнергетической точки фоновой фильтра	< 6,1	< 5,42	< 3,81	< 3,95
Статистическая неопределенность и неопределенность учета фона борного стандарта, %	< 4,8			
Неопределенность относительного хода борного стандарта, %	0,3; 1; 2 и 3 для $E_n=10$ эВ; 1; 10 и 100 кэВ соответственно			

менного анализатора;  $E_i^q$  — относительный ход нейтронного потока ( $q = 0,93$  и  $0,82$  для режимов реактора и подкритического бустера соответственно);  $k$  — константа нормировки сечения деления. Выше энергии 1 кэВ в конечный результат вводили поправку на отклонение сечения борного стандарта от закона  $1/v$  [5].

Нормировку экспериментальной кривой скорости счета делений проводили в интервале энергии 100—200 эВ, используя значения дели-

тельного интеграла (табл. 3), полученные с применением одинаковой нормировки, прямой или косвенной, на  $\sigma_f^{th} = 742,5 \pm 3,7$  б. Способ нормировки в интервале 100—200 эВ выбран потому, что он одинаково применим во всех режимах работы нейтронного спектрометра, позволяет исключить возможные систематические погрешности из-за различия энергетического разрешения и избежать возможного влияния конечной толщины исследуемого образца,

Среднее сечение деления  $^{239}\text{Pu}$  в интервале энергии 10—3000 эВ

Таблица 5

$\Delta E$ , эВ	ИПБ		P <sub>1</sub>		P <sub>2</sub>		РИ		Среднее значение $(\bar{\sigma}_f) \pm \Delta(\bar{\sigma}_f)$
	$\langle\sigma_f\rangle \pm \Delta\langle\sigma_f\rangle$	$\frac{\langle\bar{\sigma}_f\rangle - \langle\sigma_f\rangle}{\%}$	$\langle\sigma_f\rangle \pm \Delta\langle\sigma_f\rangle$	$\frac{\langle\bar{\sigma}_f\rangle - \langle\sigma_f\rangle}{\%}$	$\langle\sigma_f\rangle \pm \Delta\langle\sigma_f\rangle$	$\frac{\langle\bar{\sigma}_f\rangle - \langle\sigma_f\rangle}{\%}$	$\langle\sigma_f\rangle \pm \Delta\langle\sigma_f\rangle$	$\frac{\langle\bar{\sigma}_f\rangle - \langle\sigma_f\rangle}{\%}$	
10—20	99,83±4,32	+1,18	98,84±4,14	+0,19	98,24±3,22	-0,42	97,68±2,81	-0,99	98,648±0,920
20—30	30,78±1,38	-5,52	34,72±1,40	+6,46	31,02±1,01	-4,70	33,39±0,91	+2,73	32,478±1,903
30—40	3,37±0,43	-18,04	4,41±0,49	+9,80	4,08±0,27	+2,50	4,05±0,23	+1,78	3,978±0,521
40—50	26,07±1,37	+1,92	23,68±0,97	-7,98	26,80±0,89	+4,59	25,73±0,72	+0,62	25,570±1,337
50—60	73,47±3,67	+2,51	71,92±2,89	-0,41	71,77±2,36	-0,21	69,33±1,93	-3,31	71,623±1,711
60—70	56,96±2,93	-0,77	58,01±2,26	+1,05	57,69±1,92	+0,50	56,94±1,58	-0,81	57,400±0,536
70—80	63,93±3,06	+0,45	62,59±2,47	-1,68	64,18±2,19	+0,84	63,87±1,74	+0,36	63,643±0,714
80—90	67,13±3,18	+1,86	64,11±2,18	-2,76	66,27±2,08	+0,59	66,01±1,89	+0,20	65,880±1,273
90—100	32,02±1,83	+1,24	31,49±1,26	-4,22	30,85±1,08	-2,51	32,13±0,92	+1,58	31,623±0,586
100—200	18,31±0,78	—	18,31±0,62	—	18,31±0,57	—	18,31±0,55	—	18,310±0,418*
200—300	17,57±0,99	-0,94	18,07±0,63	+1,85	17,94±0,57	+1,14	17,36±0,52	-2,16	17,735±0,328
300—400	8,67±0,50	+0,29	8,82±0,33	+1,98	8,89±0,31	+2,76	8,20±0,25	-5,43	8,645±0,310
400—500	9,34±0,57	-1,98	9,37±0,38	-1,64	9,08±0,32	-4,89	10,31±0,33	+7,62	9,524±0,539
500—600	16,34±0,92	-3,01	15,03±0,62	-5,44	15,69±0,54	-1,01	16,33±0,54	+2,95	15,848±0,624
600—700	4,83±0,29	-1,93	4,61±0,19	-6,79	5,03±0,17	+2,13	5,22±0,18	+7,61	4,923±0,303
700—800	6,39±0,35	+8,53	5,55±0,24	-5,32	5,80±0,21	-0,78	5,64±0,19	-3,64	5,845±0,378
800—900	5,33±0,39	+1,82	5,49±0,24	+4,68	5,09±0,19	-2,81	5,02±0,18	-4,24	5,233±0,217
900—1000	8,86±0,60	+1,61	8,97±0,39	+2,82	8,72±0,32	-0,03	8,32±0,28	-4,78	8,718±0,285
1000—2000	4,32±0,29	-4,05	4,87±0,22	+7,70	4,31±0,17	-4,29	4,48±0,15	-0,34	4,495±0,263
2000—3000	3,30±0,22	+2,58	3,20±0,15	-0,47	3,10±0,13	-3,71	3,26±0,12	+1,38	3,215±0,87

\* Нормировочное значение сечения деления.



Среднее сечение деления  $^{239}\text{Pu}$  (ИПБ)

Таблица 6

$\Delta E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$	$\Delta E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$	$\Delta E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$
3,0—4,0	3,034±0,204	9,0—10,0	1,876±0,133	50,0—60,0	1,496±0,123
4,0—5,0	2,371±0,162	10,0—15,0	1,749±0,126	60,0—70,0	1,459±0,125
5,0—6,0	2,206±0,151	15,0—20,0	1,655±0,124	70,0—80,0	1,503±0,136
6,0—7,0	1,997±0,134	20,0—30,0	1,597±0,122	80,0—90,0	1,487±0,143
7,0—8,0	2,202±0,154	30,0—40,0	1,568±0,121	90,0—100,0	1,506±0,144
8,0—9,0	2,243±0,153	40,0—50,0	1,519±0,124		

возникающего при нормировках в области низкоэнергетических резонансов.

В табл. 4 приведена подпадающая оценке неопределенность измерений  $\sigma_f(E)$  в предположении постоянства эффективности ионизационной камеры в исследуемой области энергии.

**Обсуждение результатов.** В табл. 5 приведены средние значения  $\langle\sigma_f(E)\rangle$  в стандартных энергетических интервалах, которые до энергии 3 кэВ в различных режимах измерений могли быть определены достаточно точно. Для каждого интервала приведены также среднее значение  $\langle\sigma_f(E)\rangle$  по четырем режимам измерений и среднее квадратическое отклонение от среднего. Чтобы оценить возможные систематические погрешности в полном энергетическом интервале, результаты каждого режима измерений характеризуются также отклонением от  $\langle\sigma_f(E)\rangle$  с учетом знака этого отклонения. Из табл. 5 видно, что в полном интервале энергии нет явных систематических отклонений одного знака в результатах какого-либо режима измерений. Кроме того, распределение отклонений от среднего для всех режимов измерений и во всех стандартных интервалах в пределах 10—3000 эВ хорошо описывается кривой Гаусса с  $\sigma = \pm 5,4\%$ . Это значение близко к средней погрешности  $\langle\sigma_f(E)\rangle$  во всем интервале энергии. В табл. 6—9 приведены значения  $\sigma_f(E)$  от 3 кэВ до максимальной энергии ~100 кэВ. В каждом режиме измерений расчет  $\sigma_f(E)$  ограничивался областью энергии, в которой еще прямо не проявлялось влияние быстрых нейтронов импульса источника и фон хорошо экстраполировался квадратичным трехчленом. Увеличение погрешности в области высоких энергий связано с неопределенностью экстраполяции фона, ростом относительной величины фона и уменьшением статистической точности.

Сечения деления, полученные в различных режимах измерений, в пределах погрешностей хорошо согласуются между собой. Следовательно, при достигнутой экспериментальной точности различия в энергетическом разрешении нейтронного спектрометра по времени пролета

Сечение деления  $^{239}\text{Pu}$  ( $P_1$ )

Таблица 7

$E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$	$E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$	$E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$
3,11	3,32±0,17	6,29	1,83±0,11	16,70	1,78±0,11
3,27	3,29±0,17	6,76	2,01±0,13	18,80	1,69±0,11
3,45	3,24±0,17	7,28	2,16±0,13	21,30	1,69±0,11
3,63	3,05±0,16	7,86	2,18±0,13	24,27	1,62±0,11
3,83	2,84±0,15	8,52	2,19±0,13	28,13	1,63±0,11
4,05	2,67±0,15	9,26	1,97±0,12	32,83	1,63±0,12
4,29	2,65±0,15	10,10	1,82±0,12	38,82	1,53±0,12
4,55	2,29±0,13	11,05	1,81±0,10	46,62	1,51±0,12
4,84	2,33±0,14	12,17	1,74±0,11	57,03	1,50±0,12
5,15	2,25±0,14	13,45	1,66±0,10	71,39	1,53±0,12
5,49	2,01±0,12	14,95	1,67±0,10	91,97	1,48±0,13
5,87	2,17±0,13				

Сечение деления  $^{239}\text{Pu}$  ( $P_2$ )

Таблица 8

$E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$	$E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$	$E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$
3,10	2,994±0,126	4,79	2,510±0,133	8,37	2,271±0,175
3,43	2,731±0,126	5,43	2,189±0,128	9,90	2,108±0,176
3,81	2,456±0,118	6,21	2,088±0,131	11,88	1,745±0,159
4,26	2,172±0,109	7,17	2,207±0,147		

Сечение деления  $^{239}\text{Pu}$  [PI]

Таблица 9

$E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$	$E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$	$E$ , кэВ	$\sigma_f(E) \pm \Delta\sigma_f(E)$
3,18	3,168±0,125	5,25	2,266±0,110	10,30	1,765±0,109
3,34	2,969±0,122	5,60	2,163±0,108	11,28	1,631±0,107
3,51	2,951±0,121	5,99	2,151±0,108	12,41	1,796±0,113
3,70	3,128±0,126	6,41	2,019±0,106	13,72	1,685±0,108
3,91	2,781±0,121	6,89	2,095±0,109	15,24	1,645±0,107
4,13	2,552±0,117	7,42	2,236±0,113	17,04	1,721±0,114
4,38	2,255±0,108	8,01	2,294±0,116	19,17	1,695±0,113
4,64	2,423±0,111	8,68	2,181±0,113	21,73	1,610±0,112
4,93	2,318±0,112	9,44	2,018±0,109	34,84	1,556±0,111



существенно не сказываются на результатах. Однако следует отметить, что выше 30 кэВ значения  $\sigma_f(E)$ , полученные в настоящей работе, в среднем на 2—4% систематически ниже рекомендуемых в обзоре [11]. Возможной причиной этого может быть завышение уровня фона в последнем высокоэнергетическом резонансе соответствующего фильтра без введения поправки на разрешение спектрометра по времени пролета и невозможность использования очень толстых фоновых фильтров, существенно изменяющих нейтронный поток во всей исследуемой области энергии. Но это систематическое занижение  $\sigma_f(E)$  не выходит за пределы погрешностей измерений.

В заключение автор выражает благодарность за большую помощь при проведении измерений Тянь Сан Хаку, Зен Чан Бому и Ю. Колгину, а также коллективам эксплуатации ИБРа и измерительного центра ЛНФ за обеспечение надежной работы регистрирующей аппаратуры.

Поступила в Редакцию 15.III.78

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кононов В. Н. и др. «Приборы и техника эксперимента», 1969, № 6, с. 51.
2. Блохин Г. Е. и др. «Атомная энергия», 1961, т. 10, вып. 5, с. 437.
3. Ананьев В. Л. и др. «Атомная энергия», 1966, т. 20, вып. 2, с. 106.
4. Blons J. e. a. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Data for Reactors — 1970». Helsinki, 15—19 June 1970, v. I, p. 469.
5. Sowerly M. e. a. Report AERE-R6316, 1970.
6. Shunk E. e. a. In: Proc. Symp. «Neutron Cross Sections Technology», 1966, v. II, p. 979.
7. James G. [4], p. 267.
8. Рябов Ю. В. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-5113. Дубна, 1970.
9. Gwin R. e. a. Report ORNL-4707, 1971.
10. Blons J. «Nucl. Sci. and Engng», 1973, v. 51, p. 130.
11. Byer T. «Atomic Energy Rev.», 1972, v. 10, N 4, p. 529.

УДК 621.039.556

## Измерение полных нейтронных сечений $^{153}\text{Eu}$ , $^{154}\text{Eu}$ и $^{155}\text{Eu}$

АНУФРИЕВ В. А., ЧБАБИЧ С. И., КОЛЕСОВ А. Г., НЕФЕДОВ В. Н., ПОРУЧИКОВ В. А., САФОНОВ В. А., ЧЕТВЕРИКОВ А. П., АРТАМОНОВ В. С., ИВАНОВ Р. Н., КАЛЕБИН С. М.

Настоящая работа является продолжением исследования резонансных параметров радиоактивных ядер и продуктов деления на нейтронном спектрометре реактора СМ-2 и посвящена измерению полных нейтронных сечений  $^{153}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$ ,  $^{155}\text{Eu}$ . Такая информация представляет интерес при расчетах влияния продуктов деления на реакторные характеристики [1]. Следует заметить, что закономерности взаимодействия нейтронов с классом нечетно-нечетных ядер еще мало изучены, поэтому измерения нейтронных сечений  $^{154}\text{Eu}$  представляют также и научный интерес. Усредненные по реакторному спектру полные сечения  $^{154}\text{Eu}$ ,  $^{155}\text{Eu}$ , полученные активационным методом, приводятся в работах [2, 3]. Первые результаты по измерению полных нейтронных сечений  $^{154}\text{Eu}$ ,  $^{155}\text{Eu}$  на нейтронном спектрометре по времени пролета были получены в ИЯИ АН УССР [4, 5].

В качестве способа получения радиоактивных  $^{154}\text{Eu}$  и  $^{155}\text{Eu}$  было использовано облучение исходного  $^{153}\text{Eu}$  нейтронным потоком реактора

СМ-2. Измерения нейтронных сечений образцов европия проводили на спектрометре реактора СМ-2 [6] с лучшим разрешением 150 нс/м. В качестве регистрационной системы применяли гелиевые счетчики СМ-17 и 4096-канальный временной анализатор. Измерения с высокоактивными ядрами  $^{154}\text{Eu}$  и  $^{155}\text{Eu}$  проводили на специальной установке для измерения облученных образцов.

**Европий-153.** Информация о резонансных параметрах  $^{153}\text{Eu}$ , полученная в тех же условиях, что и при исследовании изотопов европия, необходима для расчета и идентификации нейтронных уровней образцов. В измерениях пропускания  $^{153}\text{Eu}$  использовали образцы (табл. 1) в виде  $\text{Eu}_2\text{O}_3$ , обогащенные по  $^{153}\text{Eu}$  (98,9%). Резонансные параметры  $^{153}\text{Eu}$  в области 1,728—31,2 эВ представлены в табл. 2. Для трех уровней энергией 4,77; 15,25 и 22,56 эВ наблюдается заметное различие параметра  $2g\Gamma_n^\circ$  от рекомендованного в работе [7]: 0,037, 0,108 и 0,64 мэВ соответственно.