

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований  
Российской академии наук



А.А. Алексеев, Ю.В. Григорьев, В.А. Дулин,  
Э.А. Коптелов, О.Н. Либанова, В.Л. Матушко, Ю.В. Рябов

## Комбинированный спектрометр СВЗ-100 и TOF метод

препринт  
preprint

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН  
1413/2015  
НОЯБРЬ 2015

МОСКВА 2015 MOSCOW

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований  
Российской академии наук



А.А. Алексеев, Ю.В. Григорьев, В.А. Дулин, Э.А. Коптелов,  
О.Н. Либанова, В.Л. Матушко, Ю.В. Рябов

## Комбинированный спектрометр СВЗ-100 и TOF метод

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН

1413/2015

НОЯБРЬ 2015

МОСКВА

2015

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences  
60-th October Anniversary prospect 7a,  
Moscow 117312, Russia

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук  
проспект 60-летия Октября, 7а  
Москва, 117312

А.А. Алексеев, Ю.В. Григорьев, В.А. Дулин,  
Э.А. Коптелов, О.Н. Либанова,  
В.Л. Матушко, Ю.В. Рябов

Комбинированный спектрометр СВЗ-100  
и TOF метод

Впервые спектрометр на основе замедления быстрых нейтронов от импульсного источника при упругом рассеянии на ядрах свинца был создан в лаборатории атомного ядра Физического института Академии наук России ФИАН [1,2,3]. В настоящее время действующие спектрометры по времени замедления нейтронов в свинце имеются в России СВЗ-100 [4], США RINS [5], Японии KULS [6] и др. Связь средней энергии замедляющихся нейтронов в свинце  $E$  (эВ) и времени их замедления  $t$  (мкс) описывается соотношением вида:  $E(t) = K/(t+t_0)^2$ , где  $K = 170,5$  (кэВ $\times$ мкс<sup>2</sup>),  $t_0=0,3$ (мкс) для СВЗ-100 определены ранее в эксперименте [4]. Энергетическое разрешение в спектрометрах по времени замедления нейтронов невысокое (30–45%) и определяется в эксперименте, однако светосила потока нейтронов на детекторе в  $10^2$ – $10^4$  раз больше, чем в случае применения методики времени пролета, что позволяет вести эксперименты с небольшим количеством вещества и малыми сечениями его взаимодействия с замедлившимися нейтронами.

A.A. Alekseev, Yu.V. Grigoriev, V.A. Dulin,  
E.A. Koptelov, O.N. Libanova, V.L. Matushko,  
Yu.V. Ryabov

The TOF method for the LSDS-100  
spectrometer

The first lead neutron slowing-down spectrometer (LSDS) from a pulsed source in elastic scattering on nuclei of lead has been constructed in the laboratory of the atomic nucleus of the Physics Institute of the Russian Academy of Sciences LPI [1,2,3]. Currently, there are several operating lead neutron slowing-down spectrometer in Russia LSDS-100 [4], the United States RINS [5], Japan KULS [6] and others. A relation between an energy of lead slowing-down neutrons  $E$  (eV) and the time delay of  $t$  ( $\mu$ s) is describes by  $E(t)=K/(t+t_0)^2$ , where  $K=170.5$ (keV $\times\mu$ s<sup>2</sup>),  $t_0=0.3$  ( $\mu$ s) in the case the LSDS-100 has been measured in the previous experiment [4]. Energy resolution lead neutron slowing-down spectrometer is low (30–45%) and is determined experimentally, but the aperture ratio of the neutron flux detector is  $10^2$ – $10^4$  times greater than in the case of a time of flight method. It allows to make experiments with small amount of substance and small cross sections of its interaction with the slowed neutrons.

А.А. Алексеев, Ю.В. Григорьев, В.А. Дулин,  
Э.А. Коптелов, О.Н. Либанова, В.Л. Матушко,  
Ю.В. Рябов

Комбинированный спектрометр СВЗ-100  
и TOF метод

Ноябрь 2015

Подписано в печать 09.10.2015 г.

Ф-т 60х84/8. Уч.-изд.л. 0,5. Зак. 22372 Тираж 80 экз.  
Бесплатно

Печать цифровая  
Издательский отдел

Федеральное государственное бюджетное учреждение  
науки Институт ядерных исследований Российской  
академии наук

117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а

ISBN 978-5-94274-301-7

© Федеральное государственное  
бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований  
Российской академии наук, 2015  
Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences, 2015

С целью расширения экспериментальных возможностей СВЗ-100 общим весом 100 т, который собран в виде параллелепипеда с габаритами  $3348\times 1620\times 1728$  мм<sup>3</sup> из призм весом 1 т и 0.25 т с чистотой естественного свинца 99,996%, предлагается в одном из имеющихся вертикальных каналов-колодцев над свинцовой мишенью установить замедлитель в виде полиэтиленовой пластины со сторонами  $100\times 100\times 30$  мм<sup>3</sup> или диска диаметром 100 мм и толщиной 30 мм. Такой замедлитель формирует широкий спектр нейтронов от тепловых нейтронов до быстрых 200 МэВ. Если замедлитель охладить до температуры жидкого азота, то тепловая часть нейтронов будет сдвинута в область холодных нейтронов. Для улучшения фоновых условий и обеспечения формирования нейтронного пучка над замедлителем внутри канала-колодца необходимо смонтировать нейтронотвод в виде вакуумированной трубы диаметром 90 мм и длиной 1–10 м с коллиматорами около замедлителя и в конце нейтронотода перед детектором. В качестве детекторов предполагается использовать нейтронные быстродействующие счетчики нейтронов,  $\gamma$ -лучей и камеры деления. Конечно, установка отмеченного устройства времяпролетного спектрометра в свинцовом теле СВЗ-100 должно немного ухудшить его энергетическое разрешение за счет замедлителя, но геометрия спектрометра фактически не меняется. Параметры СВЗ-100 в комбинации с времяпролетным спектрометром будут определены экспериментально. Если взаимное влияние спектрометров незначительно, то можно вести измерение одновременно на обоих устройствах. В противном случае замедлитель следует извлечь из тела СВЗ-100. Времяпролетный спектрометр можно использовать и при работающем СВЗ-100. В этом случае следует поставить хорошую защиту детектора от фоновых нейтронов утечки из тела свинцового куба.

При использовании времяпролетной методики энергия  $E(t)$  нейтронов, регистрируемых детектором, определяется временем пролета  $t$ (мкс) нейтроном расстояния  $L$ (м) от замедлителя до детектора по формуле:  $E(t) = mv^2/2 = (72.3L/t)^2$ . Энергетическое разрешение определяется из следующего соотношения:  $\Delta E/E = 2v/L = 0.0276\sqrt{E\Delta t}/L$ , где  $v$  — скорость нейтрона с энергией  $E$ ,  $\Delta E$  — неопределенность энергии,  $\Delta t$  — временная неопределенность.

В таблице 1 приведены значения энергетического разрешения времяпролетного спектрометра при разных энергиях на различных пролетных базах при  $\Delta t = 2$  мкс.

Таблица 1. Разрешение  $\Delta E/E(\%)$  в зависимости от энергии нейтронов и длины пролетной базы  $L$

$L(\text{м}) \backslash E(\text{кэВ})$	0.9	1.6	2.5	49
1	1.67	2.01	2.74	3.66
2	0.83	1.01	1.37	1.66
4	0.41	0.50	0.69	0.96
8	0.21	0.26	0.34	0.48
50	0.033	0.040	0.054	0.060

Как видно из таблицы, энергетическое разрешение времяпролетного спектрометра даже на самой короткой пролетной базе в 1 м на энергиях ниже 50 кэВ лучше, чем у СВЗ-100. Так как интегральный выход быстрых нейтронов в свинцовой мишени СВЗ-100 равен примерно  $10^{14}$  н/(см<sup>2</sup>×с) при среднем токе 5 мкА, то интегральный поток на поглощаемой нейтроны поверхности детектора площадью 100 см<sup>2</sup> на расстоянии 1 м от импульсного источника нейтронов составит примерно  $10^{10}$  н/(см<sup>2</sup>×с), а на расстоянии 10 м будет равен  $10^8$  н/(см<sup>2</sup>×с), что в 100 раз больше плотности потока в середине каждого из пяти экспериментальных каналов СВЗ-100 [4]. Следует заметить, что предлагаемый комбинированный спектрометр на основе СВЗ-100 и времяпролетного спектрометра помимо традиционных исследований по фундаментальной и прикладной ядерной физике можно также использовать для моделирования разных типов мишеней и исследовать изомерные состояния, которые возбуждаются протонами в широком диапазоне энергий. Поскольку в теле СВЗ-100 имеется пять экспериментальных цилиндрических каналов диаметром 65-80 мм, два колодца с поперечным сечением площадью 100×100 мм<sup>2</sup> и тепловая графитовая призма, то это позволяет вести также различные эксперименты по отработке методик трансмутации долгоживущих отходов атомной энергетики. В заключении авторы выражают благодарность руководству отделов ОЭФ, ЛНИ, ММФ и ИЯИ РАН за содействие в данной работе.

**Приложение.** Параметры новых ионизационных камер деления с тонкими слоями минорных актинидов, которые предполагается использовать в измерениях на СВЗ-100 по программе трансмутации.

Для исследования нейтронных сечений деления минорных актинидов предполагается использовать быстродействующие камеры ФЭИ со стенда БФС.

### Определение скоростей реакций деления

Существует несколько известных методов определения отношений скоростей реакций деления изотопов, интересных для экспериментальной реакторной физики. Наиболее распространенным из них является метод калибровки в тепловой колонне, легко осуществляющейся на стендах, где она есть, сечения деления изотопов в тепловой колонне хорошо известны.

Другой метод — метод определения отношений средних сечений деления с помощью абсолютных камер деления с известным числом ядер в слое и эффективностью регистрации осколков деления. Он применим для определения скоростей реакций деления большинства трансактинидов, имеющих пороговый характер, а также для определения абсолютных скоростей деления <sup>239</sup>Pu и <sup>252</sup>Cf.

### Абсолютные плоские камеры деления

Для методики, в которой при измерении используются абсолютные камеры деления (АКД) стенда БФС (см. рис.1), при вычислении отношения средних сечений деления изотопов использовалось выражение (1):

$$\frac{\sigma_f^i}{\sigma_f^j} = \sigma_f^{i/j} = \frac{N^i \varepsilon^j m^j}{N^j \varepsilon^i m^i} - \sum_k^n \left( a^k \cdot \sigma_f^{k/j} \right) \quad (1)$$

Здесь:

$N^i, N^j$  — скорость счета камеры деления со слоем  $i$ -го нуклида и скорость счета камеры деления со слоем  $j$ -го нуклида в активной зоне;

$\varepsilon^i, \varepsilon^j$  — эффективности регистрации осколков деления камерой деления со слоем  $i$ -го нуклида и камерой деления со слоем  $j$ -го нуклида соответственно;

$m^i, m^j$  — число ядер в слое  $i$ -го нуклида и  $j$ -го нуклида соответственно.

$i, j$  — атомный номер измеряемого и опорного нуклида соответственно;

$k$  — атомные номера примесных нуклидов, содержащихся в активном слое измеряемого ( $i$ -го) нуклида;  
 $\alpha^{k/i}$  — отношение числа ядер примесных нуклидов к числу ядер основного нуклида (изменяемого),  $\beta_f^{k/j}$  — отношение средних сечений деления примесных нуклидов к числу ядер опорного нуклида. Здесь для простоты предполагается, что примесями в слое опорного нуклида (а обычно это  $^{239}\text{Pu}$ , см. таблицу 2) можно пренебречь.

Таблица 2. Паспортный изотопный состав камер стенда БФС

Основной элемент слоя	Дата проверки изотопного состава	Изотопы в слое	Период полураспада (в годах)	Изотопный состав (в молях)	Количество спонтанных делений (дел/сек)
Pu-238(2)	6.03.1992	Pu-238	87.74	$1.8280 \times 10^{-8}$	
		Pu-239	$2.411 \times 10^4$	$0.1894 \times 10^{-8}$	
		Pu-240	$6.537 \times 10^3$	$0.0586 \times 10^{-8}$	
Cm-244(2)	20.01.94	Cm-244	18.11	$1.4450 \times 10^{-8}$	14.222
		Cm-245	8500	$0.0504 \times 10^{-8}$	-----
		Cm-246	$4.73 \times 10^3$	$0.1657 \times 10^{-8}$	1.221
		Cm-247		$0.0052 \times 10^{-8}$	-----
		Cm-248		$0.0043 \times 10^{-8}$	0.139
		Pu-240	$6.537 \times 10^3$	$0.0920 \times 10^{-8}$	-----
Cm-245	05.07.12	Cm-244	18.11	$0.029 \times 10^{-8}$	0.29
		Cm-245	8500	$2.87 \times 10^{-8}$	
		Cm-246	$4.73 \times 10^3$	$0.014 \times 10^{-8}$	0.1
Am-241	25.02.92	Am-241	432.6	$2.640 \times 10^{-8}$	
Am-243(2)	25.02.92	Am-243	$7.38 \times 10^3$	$7.160 \times 10^{-8}$	
		Am-241	432.6	$0.200 \times 10^{-8}$	
Pu-239-(1)	20.03.91	Pu-239	$2.411 \times 10^4$	$19.540 \times 10^{-8}$	
		Pu-240	$6.537 \times 10^3$	$0.030 \times 10^{-8}$	
Pu-239-1	20.03.91	Pu-239	$2.411 \times 10^4$	$41.970 \times 10^{-8}$	
		Pu-238	87.74	$0.026 \times 10^{-8}$	
		Pu-240	$6.537 \times 10^3$	$0.070 \times 10^{-8}$	
Pu-239-2	20.03.91	Pu-239	$2.411 \times 10^4$	$16.400 \times 10^{-8}$	
Pu-239-3	20.03.91	Pu-239	$2.411 \times 10^4$	$20.750 \times 10^{-8}$	
		Pu-240	$6.537 \times 10^3$	$0.035 \times 10^{-8}$	
		Pu-238	87.74	$0.013 \times 10^{-8}$	
Pu-240	20.03.91	Pu-240	$6.537 \times 10^3$	$15.710 \times 10^{-8}$	
		Pu-239	$2.411 \times 10^4$	$.007 \times 10^{-8}$	
		Pu-241	14.4	$.012 \times 10^{-8}$	
Np-237	20.03.91	Np-237	$2.14 \times 10^6$	$182.3 \times 10^{-8}$	

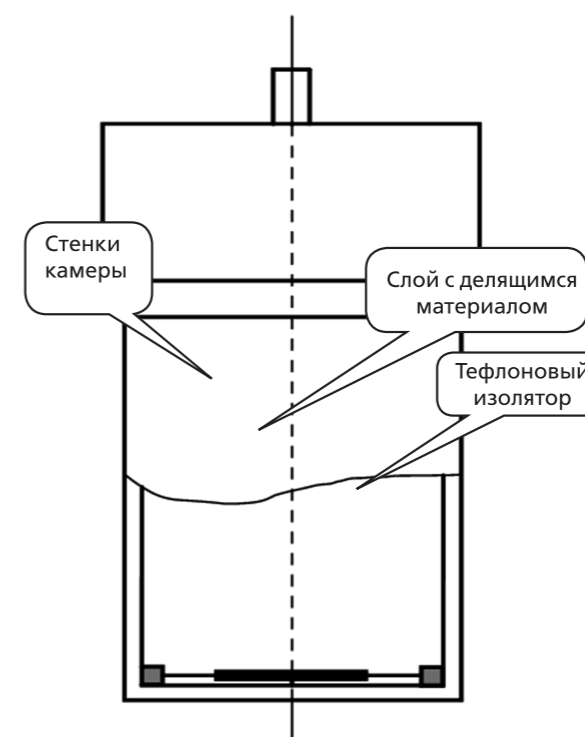


Рис. 1. Схема абсолютной камеры деления (АКД) стенда БФС

#### Определение количества делящегося вещества

Количество ядер делящегося изотопа определялось из измерения  $\alpha$ -активности фольги (служащей одним из электродов камеры) с нанесенным слоем нуклида до помещения её в камеру. Измерялся спектр  $\alpha$ -частиц кремниевым полупроводниковым детектором. Фольга и детектор помещались в вакуум в условиях "хорошей" геометрии. В зависимости от значений  $\alpha$ -активности использовались три телесных угла с  $1/\Omega = 2273 \pm 12$ ;  $6185 \pm 20$  и  $41400 \pm 170$ . Каждый раз измерялся спектр  $\alpha$ -частиц. Измерения для некоторых фольг проводились на двух телесных углах. Спектр  $\alpha$ -частиц для фольги Am-243(2) измерялся дополнительно полупроводниковым детектором с высоким разрешением, т.к. в ней была большая  $\alpha$ -активность от  $^{241}\text{Am}$  и небольшой примеси  $^{244}\text{Cm}$ .

Изготовитель фольг (РИАН) проводил измерения с точностью  $\pm 1\%$  ( $1\sigma$ ) в 1991 г. и  $\pm 1.5\%$  ( $1\sigma$ ) позднее. Сравнение результатов ФЭИ и РИАН и отношение ФЭИ/РИАН в таблице 3. Расхождение не превышает заявленной погрешности. Можно считать, что количество ядер основного делящегося изотопа в камерах известно не хуже, чем  $\pm 1\%$  ( $1\sigma$ ).

Таблица 3. Результаты калибровки фольг

Номер фольги	Слой	Масса основного изотопа в mg (РИАН)	Общая $\alpha$ -активность, Бк		
			РИАН	ФЭИ	ФЭИ/РИАН
3.	Am-243-3	1.332	$3.073 \times 10^4$	$3.050 \times 10^4$	- 0.8 %
4.	Pu-238	3.71	$2.351 \times 10^6$	$2.334 \times 10^6$	- 0.8 %
5.	Cm-244	3.72	$1.115 \times 10^7$	$1.111 \times 10^7$	- 0.4 %
1.	U-233	425	$5.640 \times 10^5$	$5.650 \times 10^5$	+ 0.2 %
2.	Pu-239-1	100.3	$2.309 \times 10^5$	$2.286 \times 10^5$	- 1.0 %
3.	Pu-239-2	39.2	$1.105 \times 10^5$	$1.090 \times 10^5$	- 1.5 %
4.	Pu-239-3	49.6	$1.397 \times 10^5$	$1.379 \times 10^5$	- 1.4 %
5.	Pu-240	37.7	$3.166 \times 10^5$	$3.176 \times 10^5$	+ 0.3 %
6.	Np-237	432	$1.127 \times 10^4$	$1.118 \times 10^4$	- 0.8 %
7.	Am-241	49.1	$6.221 \times 10^6$	$6.220 \times 10^6$	0 %
среднее					0.72 $\pm$ 0.16%
1.	Am-243(2)	17.4	$1.950 \times 10^5$	$1.923 \times 10^5$	- 1.5 %
2.	Cm-244(2)	3.81	$1.140 \times 10^7$	$1.133 \times 10^7$	- 0.6 %
3.	Cm-245	7.03			(2 $\pm$ 4%) *

### Устройство ионизационной камеры со слоем Cf

Одним из электродов камеры (см. рис 1) служит плоское дно цилиндрического (диаметр 44 мм, толщина стенок 0.7 мм) корпуса (стакана). На расстоянии 1 мм от него расположен другой электрод в виде тонкого диска, на который в центре (со стороны дна стакана) нанесен слой спонтанно делящегося элемента  $^{252}\text{Cf}$  в виде пятна диаметром 20 мм. Корпус и электрод изготовлены из полированной нержавеющей стали. На самом деле дно камеры выпуклое, что связано с процедурой удаления из неё воздуха и наполнением аргоном: камера наполняется аргоном до давления 11 атм. и дно деформируется, а затем эта смесь выпускается, и в ней остаётся 1 атм. Процедура повторяется 10 раз, так что в камере доля оставшегося воздуха близка к  $10^{-10}$  атм., и затем наполняется аргоном до давления 4–5 атм. аргона. Практика показала, что для таких камер отношение амплитуд от  $\alpha$ -наложений и основного распределения осколков минимально.

Остаточная деформация приводит к «сферичности» дна и превышение газового слоя может составлять (0.2  $\div$  1) мм по центру дна. Рабочее напряжение смещения – 400 В.

Изготавливая камеры с очень тонкими слоями, можно полагать, что эффективность регистрации акта деления (т.е. регистрации осколка)

в камере будет близка к единице. Но необходимость иметь количество делящегося элемента, достаточного для получения статистики в потоке быстрых нейтронов ( $\sim 10^9$  н/(см<sup>2</sup>×сек)) требует использования более толстых слоев.

Часть энергии осколков остаётся в слое (и тем большая, чем из большей глубины и чем направление выхода осколка ближе к плоскости электрода). Это приводит к потере части осколков, вышедших в газ с энергиями, меньшими энергии от наложений импульсов, обязанных  $\alpha$ -активности слоев.

Часть траектории, близкой к нормали электрода, может попасть на противоположный электрод (дно), что также приводит к уменьшению ионизации в газе и также ведёт к уменьшению амплитуды осколка.

### Определение эффективности регистрации акта деления

Спектр осколков в камере с расстоянием  $d$  между электродами получается как расчет количества и энергии осколков, вышедших в газ из разных глубин под разными углами к поверхности слоя. Доля энергии осколков в газе определяется из геометрического положения их траектории и зависимости энергии осколка  $E(x)$  от пройденного расстояния  $x$ :

$$E(x) = E(1-x/R)^N \quad (2)$$

где  $R$  — пробег осколка, а  $N \approx 1.8$ . Рассчитывая для каждой такой камеры количество и энергию осколков, т.е. их спектры, выходящих в газ из разных глубин слоя и затем для разных толщин слоев, можно добиться разумного согласия расчёта и эксперимента по форме для всего диапазона амплитуд (каналов) и, в особенности, в диапазоне «видимого плато» между спадом  $\alpha$ -наложений и основного распределения осколков (50–100 каналы). На рисунке 2, как пример, приведены измеренный и рассчитанный спектры для камеры со слоем  $^{252}\text{Cf}$ .

Подъем в районе 45 канала экспериментального спектра — от наложений импульсов от  $\alpha$ -активности слоев. Нуль шкалы амплитуд на 26 канале. Подъём в 26  $\div$  30 каналах — доля осколков, не вышедших в газ.

Отношение средних энергий лёгкого и тяжёлого осколков  $\approx$  (1.35  $\div$  1.40). На рис. 2 максимум лёгких осколков находится на  $\approx$  230, а тяжёлого — на 170 каналах. Средние пробеги их равны  $\approx$  27 мм и

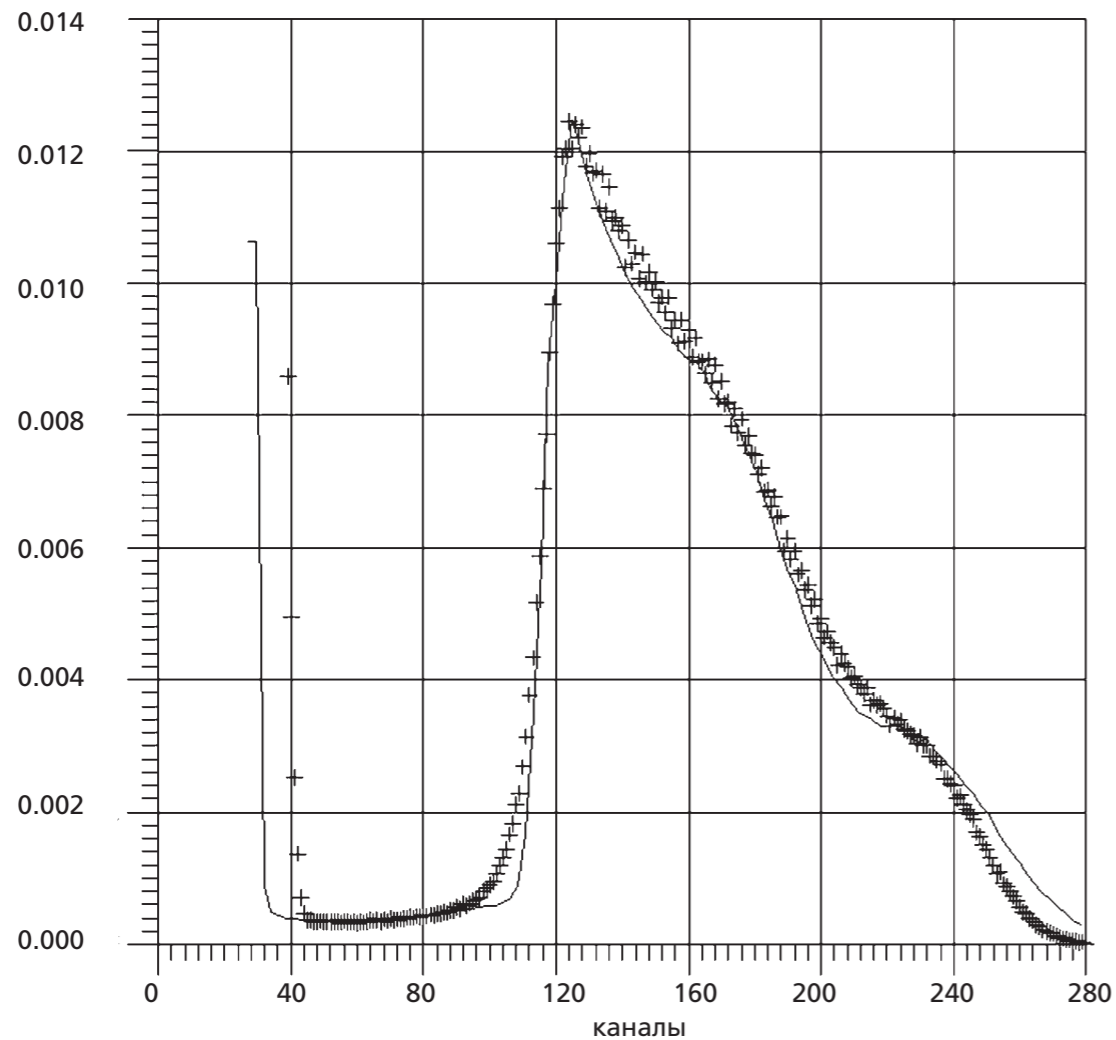


Рис. 2. Сравнение расчетного спектра спектров осколков (непрерывная кривая) и экспериментального спектра (+++) для камеры со слоем  $^{252}\text{Cf}$

21 мм при давлении 1 атм. и, соответственно, в 5 раз меньше при 5 атм, т.е.  $\approx 5$  мм и 4 мм. Лёгкий осколок будет терять часть энергии в дне камеры начиная с углов вылета  $\theta < \arccos(d/R) \approx 78$  градусов и амплитуда импульса от него будет перемещаться в  $120 \div 200$  каналов, а тяжёлый — с  $\approx 75$  градусов и амплитуда импульса от него будет перемещаться в  $120 \div 150$  каналов.

Абсолютная скорость делений в камере определялась согласно методике, где были введены понятия оперативной эффективности регистрации осколков деления  $\varepsilon_{\text{опер}}$  и истинной эффективности регистрации  $\varepsilon_{\text{ист}}$ . Практика показала, что удобно определять эффективности для разных каналов, используя положение середины спада — максимума

положительной производной основного распределения спектра осколков (max+). В данном случае (max+) - это 114 канал. Используя **расчетный** спектр, можно найти число отсчётов импульсов в спектре осколков на середине расстояния  $b$  между (max+) и нулём ( $P=26$  канал) шкалы амплитуд,

$$b = 0.5 \times ((\text{max}+) - P) \quad (3)$$

т.е. в данном случае в 70 канале  $C_{70}$ , истинный счёт осколков левее и правее 70 канала  $C_{\text{ЛЕВ}}$  и  $C_{\text{ПРАВ}}$  и определить истинную эффективность регистрации

$$\varepsilon_{\text{ист}} = 1 - (C_{\text{лев}} / C_{\text{прав}}). \quad (4)$$

Оперативная эффективность  $\varepsilon_{\text{опер}}$  вычисляется по скорости отсчетов осколков в 70 канале  $C_{70}$  в предположении, что она (скорость) будет сохраняться таковой и в каналах левее (то есть  $\varepsilon_{\text{опер}}$  — это площадь прямоугольника с высотой  $C_{70}$  и длиной  $70 - 26 = 44$  канала), поделенной на площадь  $C_{\text{прав}}$ :

$$\varepsilon_{\text{опер}} = 1 - (C_{70} - (70 - 26)) / C_{\text{прав}}. \quad (5)$$

Вычисления проводятся при разных толщинах слоёв делящегося элемента и для разных значений остаточной деформации («сферичности» дна) и превышения газового слоя в диапазоне значений (0.2÷1,5) мм.

Оказалось, что отношение  $y = (1 - \varepsilon_{\text{ист}}) / (1 - \varepsilon_{\text{опер}})$  является довольно плавной функцией значения «ширины» распределения осколков  $\Delta = (\text{max-}) / (\text{max}+)$ , где (max-) положение середины спада — максимума отрицательной производной основного распределения спектра осколков. На рисунке 2 (max-) находится на  $\approx 250$  канале.

Определив из экспериментального спектра оперативную эффективность  $\varepsilon_{\text{опер}}$  и «ширину» распределения осколков  $\Delta$ , находим значение  $y$  и  $\varepsilon_{\text{ист}}$ :

$$\varepsilon_{\text{ист}} = 1 - y \times (1 - \varepsilon_{\text{опер}}) \quad (6)$$

С целью уточнения полных и парциальных нейтронных сечений с погрешностями  $\leq 5\%$  и их интегральных характеристик (резонансных параметров, факторов резонансной блокировки и доплеровских коэффициентов с ошибками  $\leq 15\%$ ) основных конструктивных ректор-

ных материалов Ti, Mn, Cr, Fe, Ni, Ta, Mo будут проведены необходимые измерения по методу времени пролета на нейтронном источнике РАДЭКС, СВЗ-100 и ТОФ ИЯИ РАН. Предполагается провести измерения времяпролетных спектров для образцов фильтров и радиаторов с толщинами 40 мм, 20 мм, 5 мм, 2 мм, 1 мм на пролетной базе длиной 50 м нейтронного импульсного источника РАДЭКС на экспериментальной установке РЭПС с быстродействующим 8-секционным жидкостным ( $n, \gamma$ )-детектором и высокоэффективным нейтронным He-3 детектором. Экспериментальные времяпролетные спектры будут накапливаться в четырех независимых измерительных модулях с различными длительностями временных каналов  $\tau = 0,20$  мкс, 1 мкс, 2 мкс, 4 мкс в групповых энергетических интервалах системы констант БНАБ в области энергий от тепловых нейтронов 0.1 эВ до быстрых 200 кэВ.

Для достижения требуемой точности получаемых ядерно-физических величин отмеченных материалов необходима стабильная работа протонного ускорителя ММФ в течении 14 смен при энергии протонов 209 МэВ, импульсном токе 16 итмА, длительности нейтронных вспышек (5–20) мкс и частоте следования нейтронных вспышек 50 Гц.

В случае больших потерь при проводке пучка, переход на обычные 7 мА выключением первого и второго группирователей на ускорителе.

Определение из экспериментальных спектров сечений, пропусков, самоиндикаций и других интегральных характеристик, например, факторов резонансной блокировки с ошибкой менее 5%. Кроме того, глубокие интерференционные провалы позволяют оценить энергетическую зависимость сечения ( $n, e$ ) рассеяния.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bergman A.A., Isakov A.I., Murin I.D., Shapiro F.L. Shtranikh I.V. and Kazarnovsky M.V. // Int. Conf. Peaceful Uses At. Energy. 135 (1955)..
2. Шапиро Ф.Л. Докторская диссертация // Сборник трудов ФИАН. Т.24.1964.
3. Попов Ю.П. Спектрометрия нейтронов по времени замедления в свинце. — ЭЧАЯ, 1995. Т. 26. С. 1503–1523.
4. Алексеев А.А., Бергман А.А., Берлев А.И., Коптелов Э.А. Нейтронный комплекс ИЯИ РАН. 1. Спектрометр нейтронов по времени замедления в свинце (СВЗ-100). Препринт ИЯИ РАН 1258/2010. М., 2010.
5. Slovacek, et al. Nucl. Sci. Eng. 62 (1977), 455.
6. Nakagome et al. Lead Slowing-Down Spectrometer Coupled to Electron Linac. Proc. Of the 1991 Symp. on Nuclear Data, JAER1-M 92-077, p. 369-374 (1992).