

К-228

3/12-71

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P3 - 5655

1384/2-71



Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ИЗОТОПОВ
САМАРИЯ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

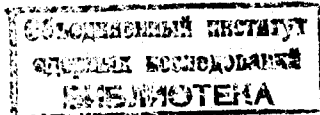
1971

РЗ - 5655

Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ИЗОТОПОВ
САМАРИЯ

Направлено в ЯФ



Введение

Данная работа является продолжением исследований нейтронных резонансов изотопов редкоземельных ядер, проводившихся авторами в течение нескольких лет на нейтронном спектрометре Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ^{/1,2/}. Измерения изотопов Sm были начаты в 1968 г. в связи с обнаружением аномалии в поведении параметра плотности уровней ρ в начальной области деформированных ядер^{/1,3/}. Тогда были проведены измерения радиационного захвата нейтронов на чётных изотопах Sm, которые позволили провести изотопическую идентификацию наблюдавшихся резонансов и определить средние расстояния между резонансами для чётных изотопов самария^{/2/}. Эта информация была использована в настоящей работе при исследовании нейтронных резонансов нечётных изотопов ^{147}Sm и ^{149}Sm . Получение параметров резонансов для этих изотопов представляло интерес в связи с проводившимися в нашей лаборатории исследованиями n, α -реакции на изотопах ^{147}Sm и ^{149}Sm ^{/4/}, так как данные о параметрах резонансов этих изотопов были весьма ограничены^{/5/}.

Эксперимент и обработка данных

Проводились измерения пропускания и радиационного захвата образцов, обогащенных изотопами ^{147}Sm и ^{149}Sm , в бустерном режиме работы реактора с разрешением ≈ 6 нсек/м. В измерениях пропускания и радиационного захвата использовался жидкостный многосекционный сцинтилляционный детектор ^{6/}. При измерениях пропускания внутрь детектора помещался блок, состоящий из чередующихся слоев замедлителя (оргстекло) и вещества с большим сечением захвата (европий, кадмий, родий). Исследуемые образцы готовились из окиси самария. Образец ^{147}Sm имел вес 98,2 г и обогащение 96,4%, образец ^{149}Sm - соответственно 41,7 г и 96,9%. Для ^{147}Sm были проведены измерения выхода γ -лучей в резонансах для толщины (по ^{147}Sm) $4,23 \cdot 10^{-3}$ ат/бн и две серии измерения пропускания для толщин $4,23 \cdot 10^{-3}$ и $1,69 \cdot 10^{-2}$ ат/бн. Для ^{149}Sm измерения радиационного захвата и пропускания выполнены для образца толщиной (по ^{149}Sm) $2,80 \cdot 10^{-3}$ ат/бн. Измерения пропускания проведены в области 17-2000 эв, измерения радиационного захвата охватывали область 15-500 эв. Измерения проводились на 4096-канальном анализаторе, информация передавалась на ЭВМ БЭСМ-4, где записывалась на магнитную ленту. Вычисление пропускания выполнено с использованием программ обработки ПОФИ-2^{7/}.

Для правильного учёта фона в измерениях пропускания в пучке постоянно находился фильтр из натрия, который давал значение фона при энергии 2,8 кэв. Зависимость фона от времени пролёта была определена из значений отсчётов в "черных" резонансных провалах на спектрах ^{147}Sm и ^{149}Sm при разных энергиях в области 17-100 эв и в резонансе Na. Имея в виду, что фон содержит две компоненты: одну - собственный фон детектора, другую - реакторный фон, обусловленный запаздывающими и рецикличными нейтронами, и располагая информацией об изме-

нении фона в зависимости от времени по "черным" резонансам относительно значения фона в резонансе N_a , можно было определить закон фона. Оказалось, что фон хорошо аппроксимируется линейной зависимостью в виде $a + bt$. В предположении, что реакторный фон имеет один и тот же закон во всех измерениях (открытого пучка и с обоими образцами ^{147}Sm и ^{149}Sm), были вычислены абсолютные кривые фона для всех трех суммарных серий: без образца, с образцом ^{147}Sm и образцом ^{149}Sm . При этом, естественно, вычисляемые кривые фона нормировались на значение фона в резонансе N_a .

Кривые пропускания, найденные после учёта фонов делением спектра с образцом на спектр без образца, далее были приведены к единичному уровню на участках, далеких от резонансов, умножением на нормировочный множитель всего спектра. Таким образом, полученные кривые пропускания представляют собой только резонансную часть пропускания. Статистические ошибки пропускания составляют 2 - 4%. На рис. 1,2 представлены участки кривых пропускания ^{147}Sm и ^{149}Sm , использованные для вычисления площадей наблюдаемых резонансов.

При обработке кривых выхода γ - лучей от захвата нейтронов были вычислены площади резонансных пиков. Суммарное число отсчетов можно представить следующим образом:

$$\Sigma N_i = \Pi(E_0) \epsilon A \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma},$$

где $\Pi(E_0)$ - поток нейтронов, ϵ - эффективность регистрации актов захвата, A - площадь Юза. Зная относительную зависимость потока нейтронов от энергии (полученную по измерениям с борными счетчиками), можно пронормировать вычисленные площади по резонансам с известными параметрами. Такая нормировка для ^{147}Sm проведена по резонансам 27,1, 29,7, 49,3, а для ^{149}Sm - по резонансам 17,1 и 23,2 эв.

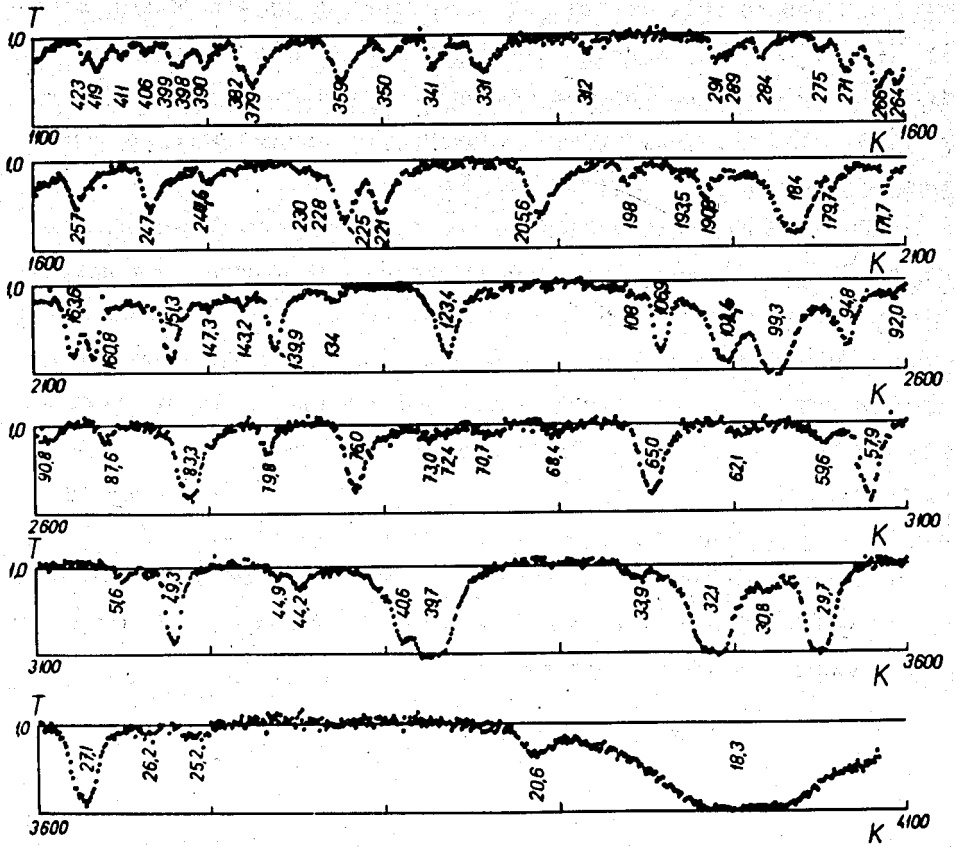


Рис. 1. Резонансное пропускание образца ^{147}Sm толщиной $4,23 \cdot 10^{-3}$ ат/бн.

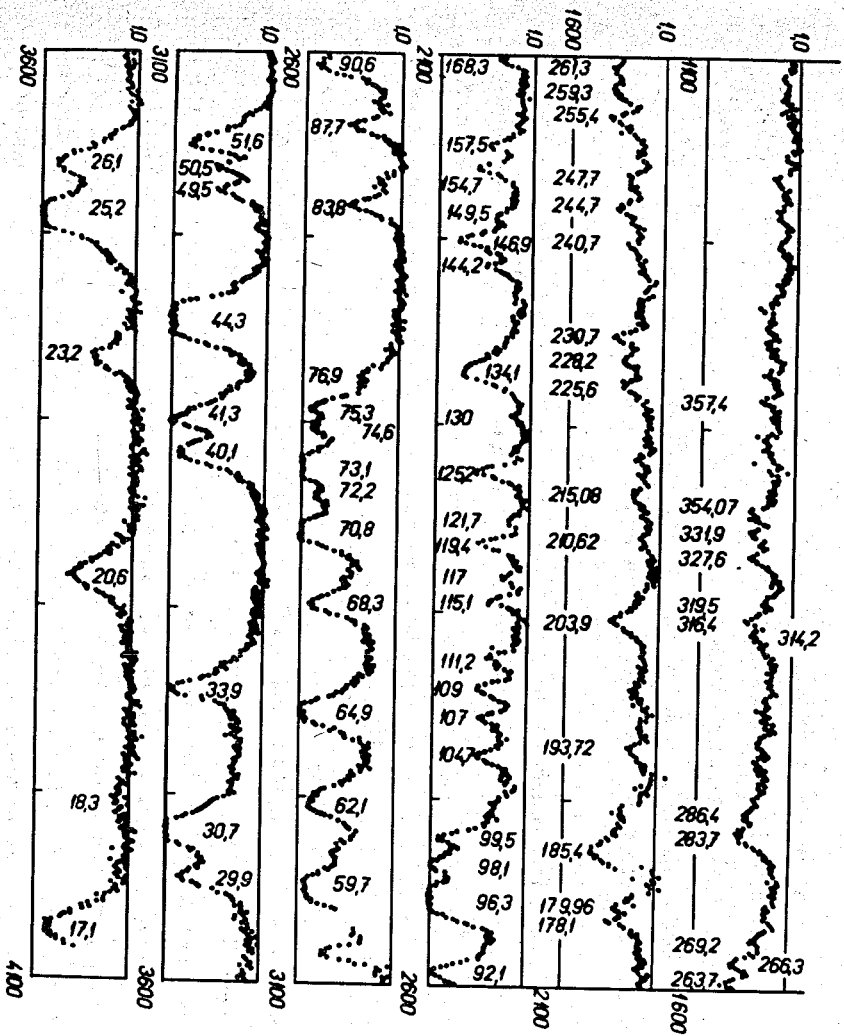


Рис. 2. Резонансное пропускание образца 1.48 см толщиной $2.80 \cdot 10^{-3} \text{ ат/см}$.

Это позволило получить для многих резонансов экспериментальные значения величины

$$\left(A \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \right)_k = (\sum N_i)_k / \Pi(E_{0k}) \epsilon$$

(k - номер резонанса).

При изотопической идентификации наблюдаемых резонансов использовались кривые радиационного захвата, полученные ранее для чётных изотопов самария. Кроме того, n, γ -кривые для образцов ^{144}Sm и ^{148}Sm были использованы также для вычисления $A \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma}$ для резонансов ^{147}Sm (по кривой для ^{144}Sm) и ^{149}Sm (по кривой для ^{148}Sm). При этом нормировка площадей проведена по указанным выше резонансам ^{147}Sm и ^{149}Sm . Толщина образца самария-144 по ^{147}Sm составляла $5,26 \cdot 10^{-5}$ ат/бн, а толщина образца самария-148 по ^{149}Sm - $8,76 \cdot 10^{-5}$ ат/бн.

На рис. 3-6 представлены кривые радиационного захвата образцов ^{147}Sm , ^{149}Sm , ^{144}Sm , ^{148}Sm .

Определение параметров резонансов проводилось методом площадей по программе И.И. Шелонцева^{/8/} на ЭВМ БЭСМ-4. Для резонансов ^{147}Sm ниже 220 эв мы могли использовать до 4 площадей из разных измерений на один резонанс, но поскольку для большинства резонансов число площадей было меньше, то для них были определены только нейтронные ширины в предположении, что радиационная ширина $\Gamma_{\gamma} = 50$ мэв. У ^{149}Sm расстояние между резонансами весьма мало, поэтому при оценке площадей близко расположенных уровней приходилось допускать определенный произвол. Для ^{149}Sm значения нейтронных ширин получены в предположении $\Gamma_{\gamma} = 60$ мэв.

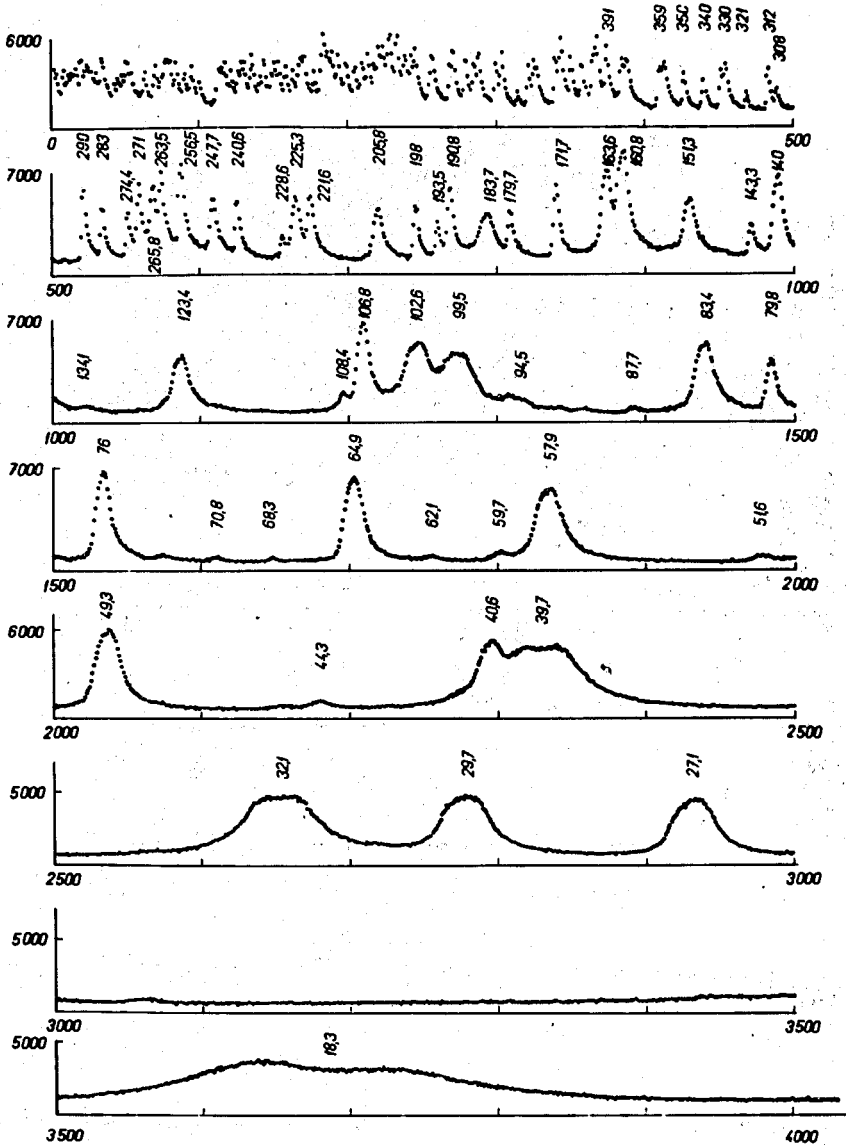


Рис. 3. Зависимость счёта p, γ -детектора от времени пролета (образец ^{147}Sm).

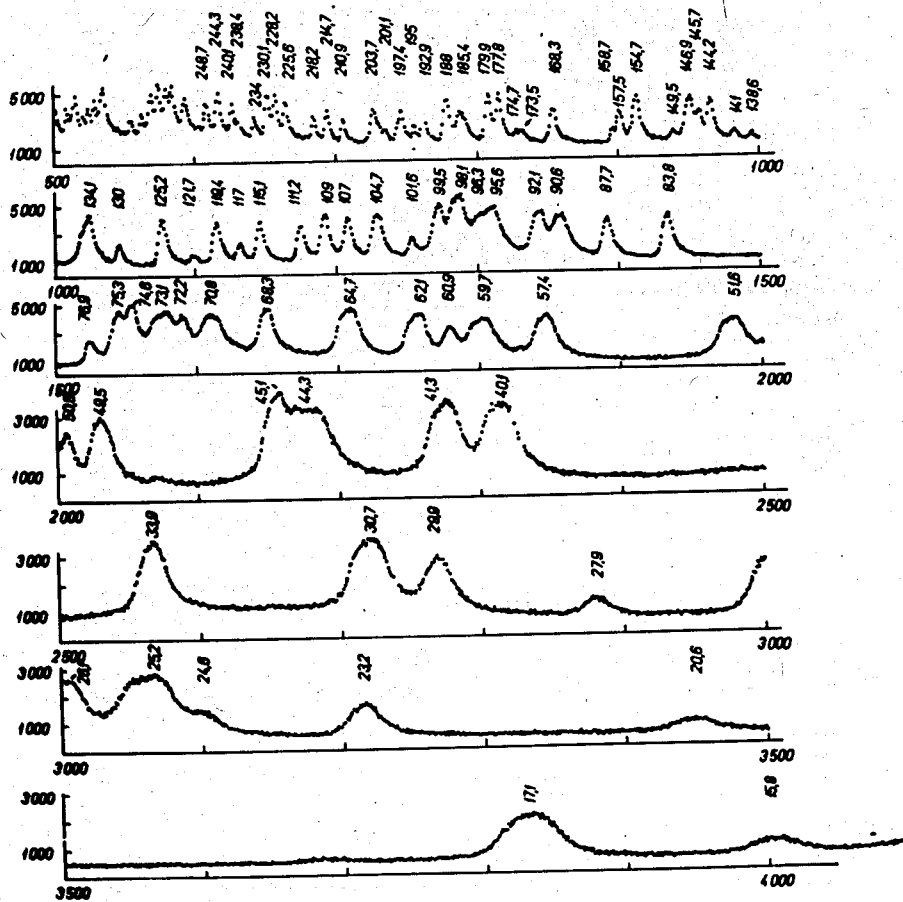


Рис. 4. Зависимость счёта п.у -детектора от времени пролета (образец ^{149}Sm).

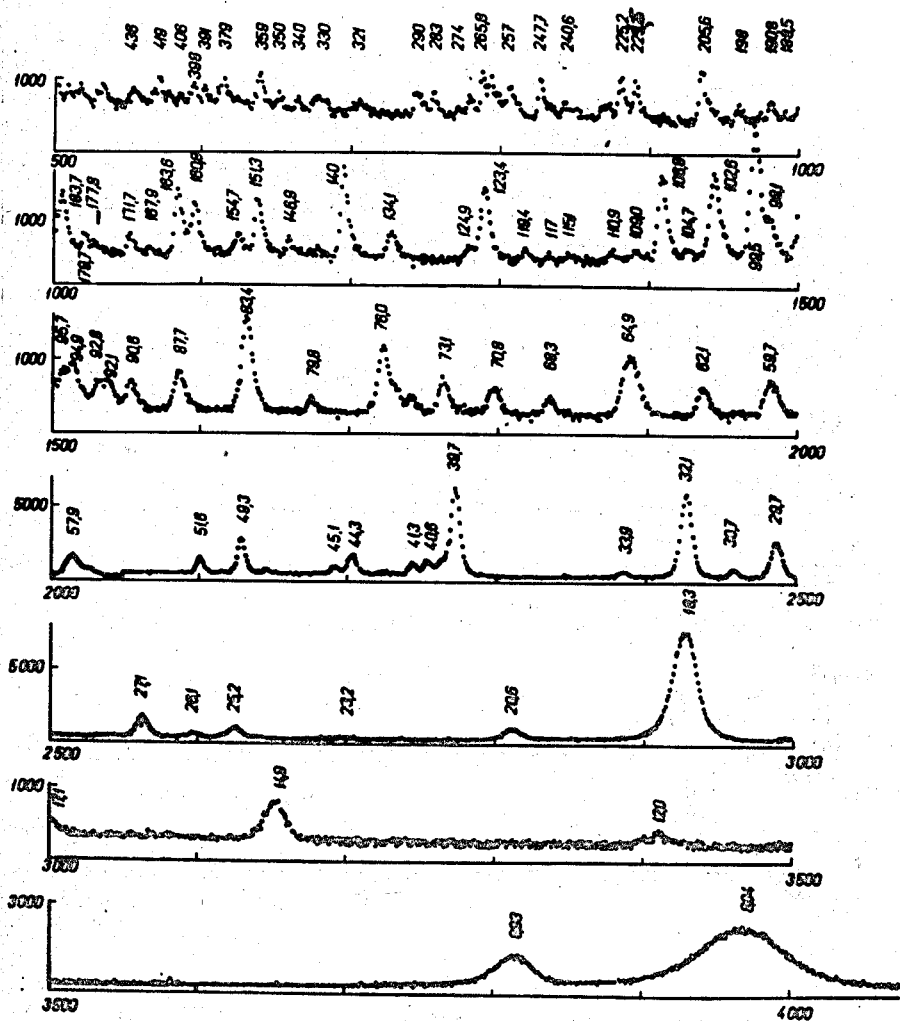


Рис. 5. Зависимость счёта p, γ -детектора от времени пролета (образец ^{144}Sm).

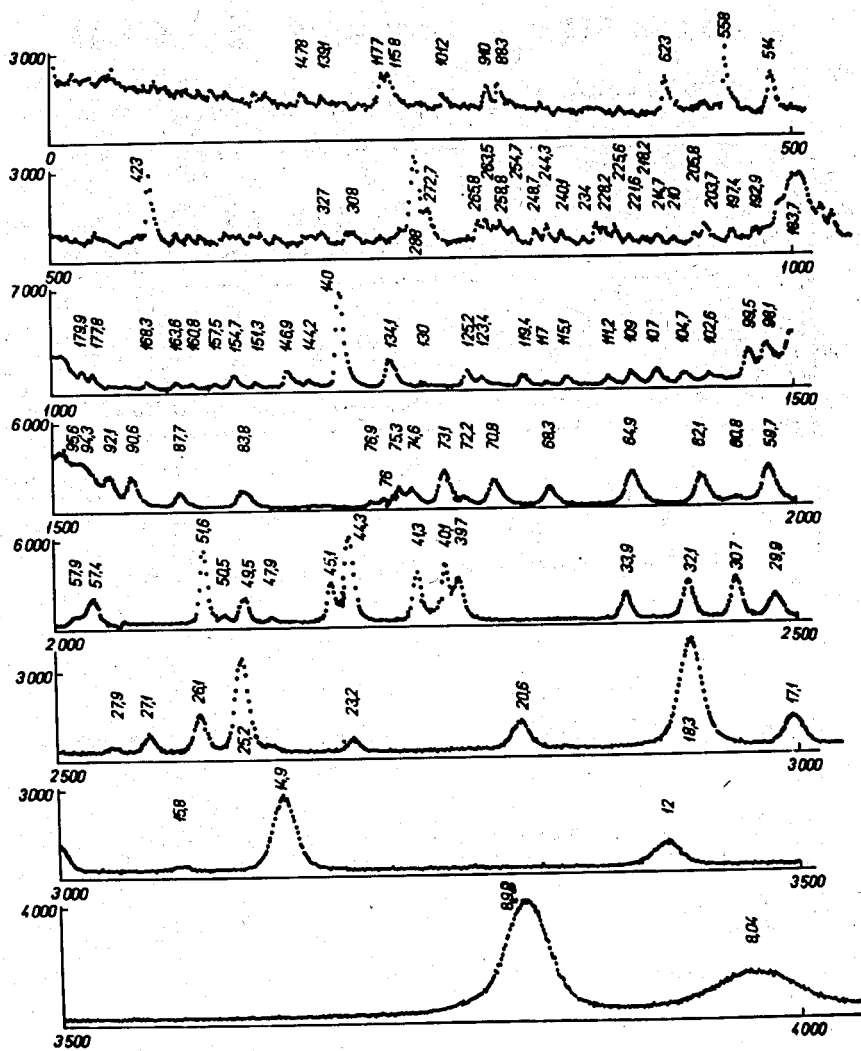


Рис. 6. Зависимость счёта n, γ -детектора от времени пролета (образец ^{148}Sm).

Результаты

Полученные параметры нейтронных резонансов изотопов ^{147}Sm и ^{149}Sm представлены в таблицах 1 и 2. Сравнение с известными ранее данными ^{/5/} показывает, что для ^{147}Sm наши результаты хорошо согласуются с имеющимися ниже 100 эв данными. В наших измерениях проявилось несколько дополнительных резонансов в этой области. Для ^{149}Sm совпадение наших результатов с известными данными менее удовлетворительное. Поскольку наши измерения проведены с лучшим разрешением, мы обнаружили в области ниже 100 эв значительно большее число резонансов, принадлежащих ^{149}Sm , чем указано в ^{/5/}. Полученные нами нейтронные ширины резонансов для одной трети приведенных в ^{/5/} резонансов заметно отличаются (до фактора 2), для остальных резонансов наблюдается согласие значений $2g\Gamma_n$ в пределах ошибок. Обращает на себя внимание тот факт, что в данных ^{/5/} отсутствует очень сильный резонанс 44,3 эв.

На рис. 7,8 показана зависимость числа наблюдаемых резонансов ^{147}Sm и ^{149}Sm в зависимости от энергии нейтронов. Для ^{147}Sm наблюдается линейная зависимость $n(E)$ до 400 эв, во всем исследованном интервале. Для ^{149}Sm выше 130 эв имеется заметный пропуск уровней. Определяя среднее расстояние между резонансами по линейным участкам, мы нашли, что

$$D = (7,2 \pm 0,9) \text{ эв для } ^{147}\text{Sm} \text{ и}$$

$$D = (2,3 \pm 0,3) \text{ эв для } ^{149}\text{Sm} .$$

Распределение приведенных нейтронных ширин для 60 резонансов ^{147}Sm , расположенных в интервале до 420 эв, хорошо согласуется с распределением Портера-Томаса (рис. 9,10), если допустить пропуск 4-5 уровней с Γ_n^0 меньше 0,09 мэв. Распределение приведенных

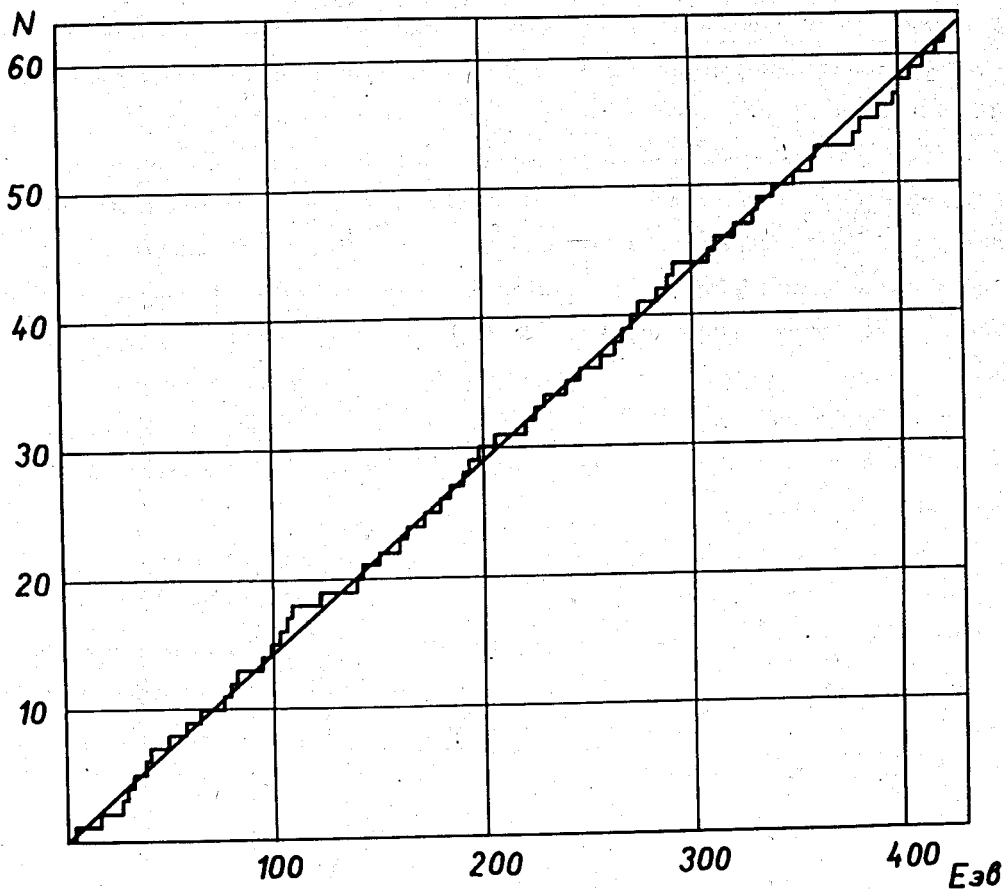


Рис. 7. Зависимость числа резонансов от энергии нейтронов для ^{147}Sm .

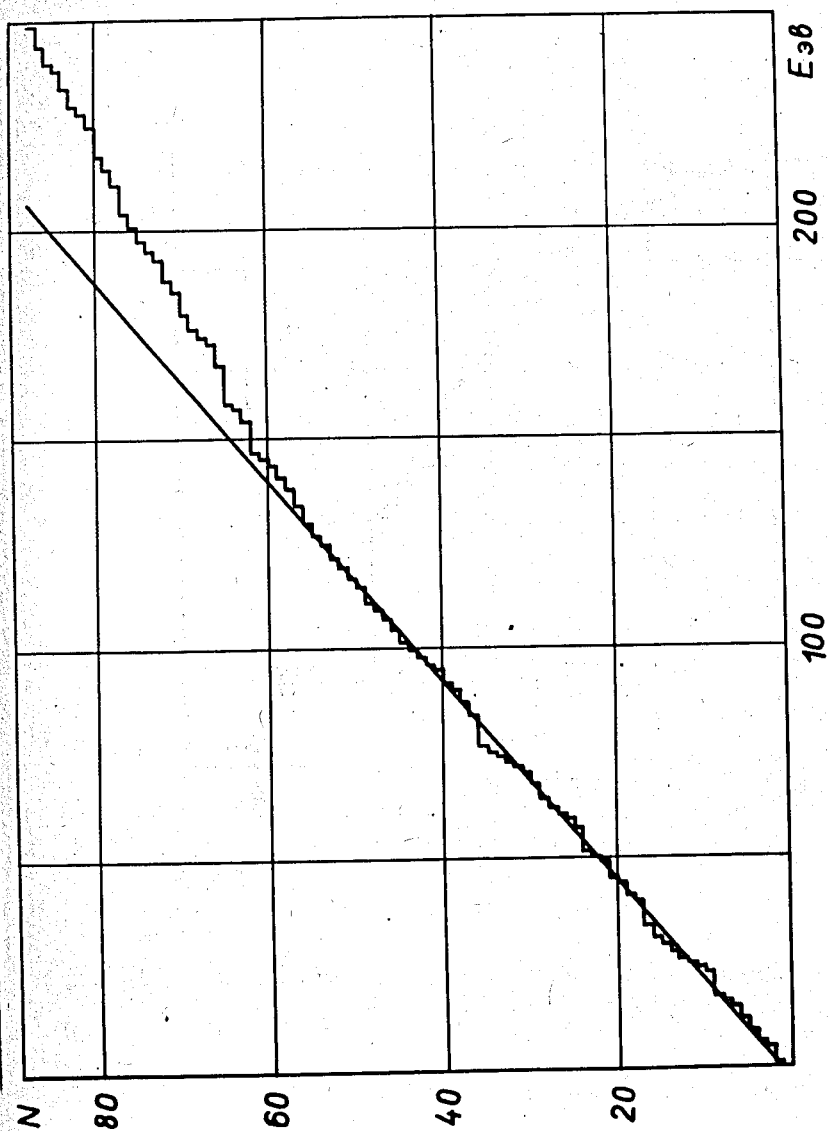


Рис. 8. Зависимость числа резонансов от энергии нейтронов для ^{149}Sm .

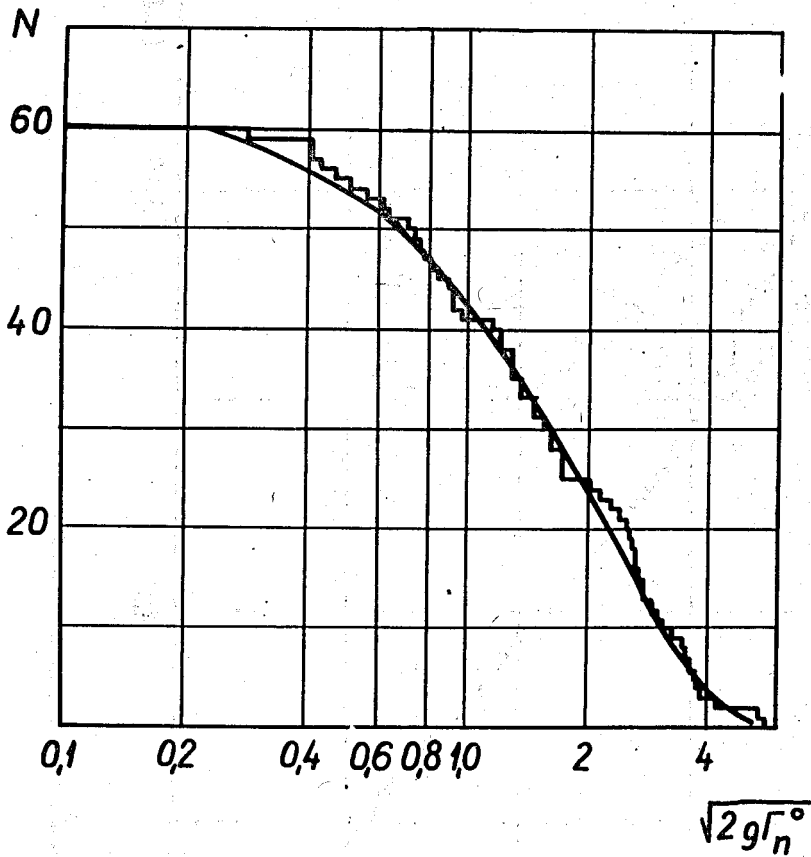


Рис. 9. Интегральное распределение приведенных нейтронных ширин резонансов ^{147}Sm , расположенных в области ниже 420 эв. Сплошная кривая - распределение Портера-Томаса.

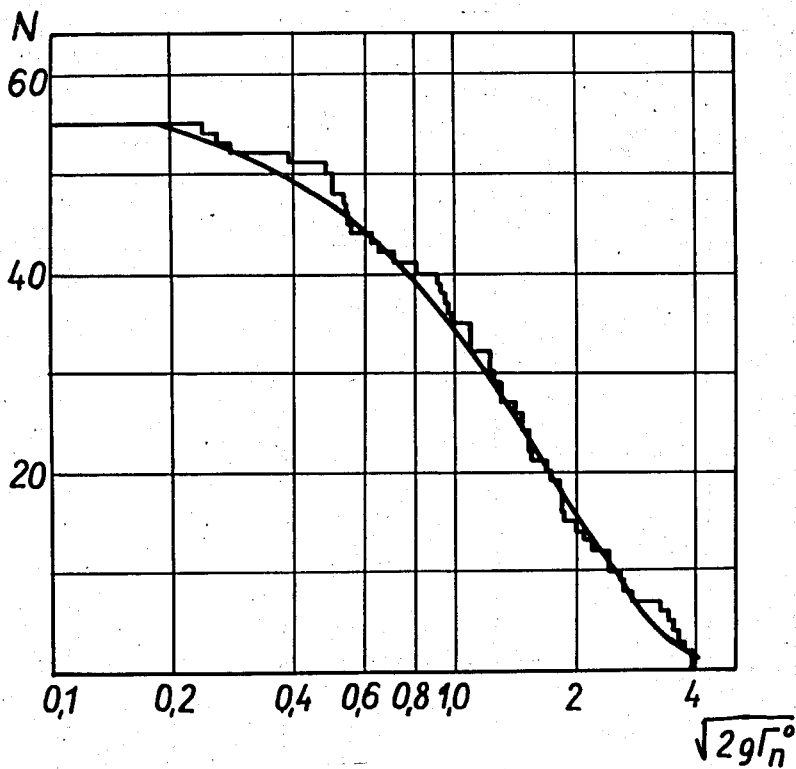


Рис. 10. Интегральное распределение приведенных нейтронных ширин резонансов ^{149}Sm , расположенных в области ниже 134 эв. Сплошная кривая - распределение Портера-Томаса.

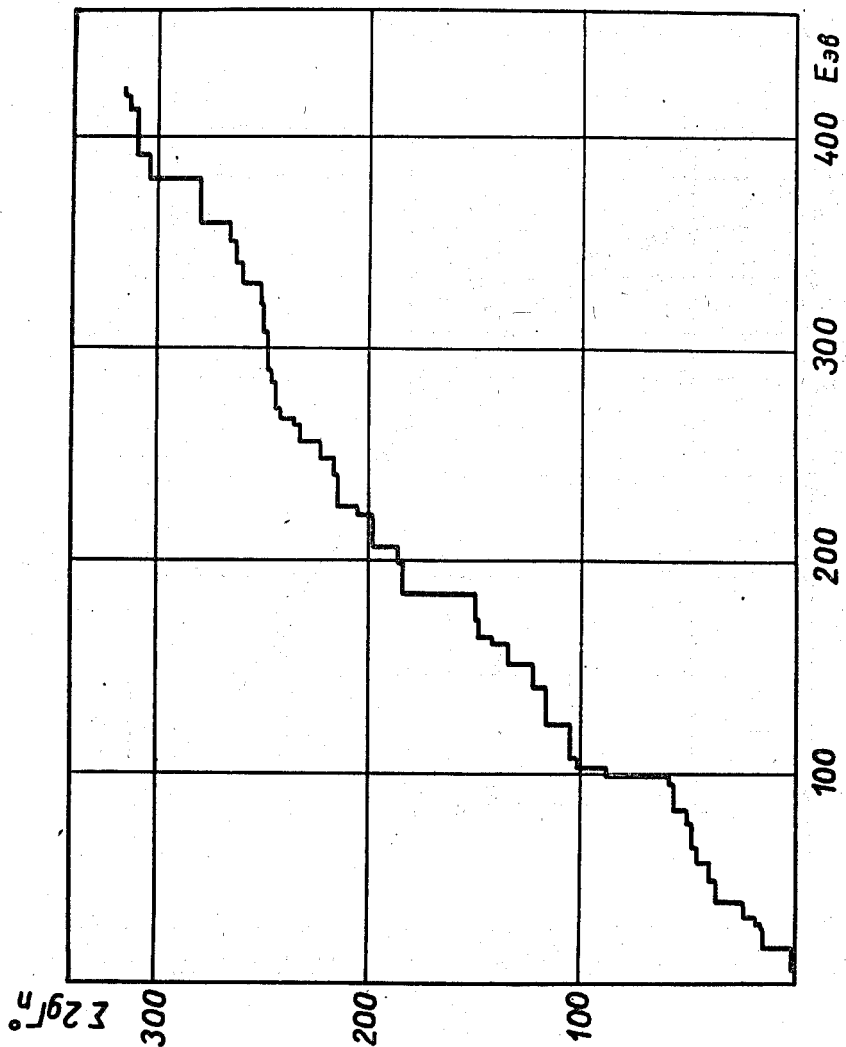


Рис. 11. Зависимость суммы приведенных нейтронных ширин от энергии нейтронов для ^{147}Sm .

Таблица I
 Параметры нейтронных резонансов Sm^{147}

E_0 эв	Γ мэВ	$2g\Gamma_n$ мэВ	Γ_γ мэВ	$2g\Gamma_n^\circ$
18,3±0,1		62±7		14,5±1,6
27,1		4,2±0,2		0,81±0,08
29,7	75±16	14±2	61±16	2,6±0,4
32,1	113±25	35±7	78±26	6,2±1,2
39,7		80±11		12,7±1,7
40,6±0,1		(2,4)		(0,38)
49,3±0,2	66±17	17±3	49±17	2,4±0,4
57,9	85±7	44±5	41±9	5,8±0,7
64,9		14±2		1,7±0,3
76,0	62±9	23±4	39±10	2,6±0,5
79,8		1,8±0,3		0,31±0,03
83,4±0,2	95±7	60±6	35±9	6,6±0,7
94,9±0,3		17±4		1,7±0,4
99,5		290±44		29±5
102,6		145±20		14±2
106,8		31±6		3,0±0,6
108,4		(0,6)		(0,08)
123,4±0,3	174±9	136±10		12,2±0,9
140,0±0,4		77±6		6,5±0,7
143,3		2,0±0,2		0,17±0,02
151,3±0,4		134±14		11±1
160,8±0,5		90±10		7,1±0,8
163,6		83±10		6,9±0,8
171,7		12±2		0,92±0,15
179,7		3,0±0,3		0,22±0,04
183,7		420±40		31±3
190,8		9,4±1,4		0,68±0,10
193,5		2,6±0,6		0,19±0,04
196,0±0,5		8,4±0,9		0,60±0,06
205,8±0,6		184±22		12,8±1,5

E_0 ЭВ	Γ МЭВ	$2g\Gamma_n$ МЭВ	Γ_r МЭВ	$2g\Gamma_n^0$
221,6		110±16		7,4±1,1
225,3		140±16		9,3±1,1
228,6		2,5±0,4		0,17±0,03
240,6±0,6		13±2		0,84±0,13
247,7±0,7		120±14		7,6±0,9
256,5±0,7		135±16		8,4±1,0
263,5±0,8		(55)		(3,4)
265,8		(112)		(6,9)
271,0		(36)		(2,2)
274,4		9±3		0,54±0,18
283,3±0,8		28±5		1,7±0,3
289,4±0,9		(25)		(1,5)
290,5		(25)		(1,5)
308,0		5,0±1,2		0,28±0,07
312,0±0,9		12±4		0,7±0,2
321±1		7±2		0,4±0,1
330	}	160±25		8,8±1,4
332				
340		76±12		4,1±0,6
350		57±8		3,0±0,4
359±1	}	270±30		14,2±1,6
379±1,2		350±80		18±4
382±1,2		(12)		(0,61)
389±1,3		102±22		5,3±1,1
398	}	(110)		(5,5)
399±1,3				
405±1,4		17±6		0,84±0,30
412±1,4		44±8		2,2±0,4
419±1,5		94±30		4,6±1,5
423±1,5		29±9		1,4±0,4

Таблица 2

Параметры нейтронных резонансов S_m^{149}

E_0 эВ	$2g\Gamma_n$ мэВ	$2g\Gamma_n^0$ мэВ
15,8±0,1	0,3±0,04	0,08±0,01
17,1	2,8±0,4	0,68±0,10
23,2	1,2±0,2	0,25±0,04
24,6	(0,36)	(0,07)
25,2	24±7	4,8±1,4
26,1	5,0±0,7	0,98±0,14
27,9	0,30±0,06	0,05±0,01
29,9	4,7±1,6	0,86±0,29
30,7	17±4	3,1±0,7
33,9	10±2	1,7±0,3
40,1	28±5	4,4±0,8
41,3	36±7	5,9±1,1
44,3	90±27	13,5±4,1
45,1±0,1	23±6	3,4±0,9
49,5±0,2	10±3	2,3±0,4
50,5	2,2±0,4	0,31±0,06
51,6	51±20	7,1±2,8
57,4	30±9	4,0±1,2
59,7	90±20	11,7±3
60,9	2,3±0,6	0,39±0,08
62,1	61±11	7,7±1,4
64,7	96±33	12,2±4,1
68,3	27±7	3,3±0,8
70,8	96±40	11,4±4,7
72,2		
73,1	(130)	(13)
74,6	29±6	3,4±0,7
75,3	30±6	3,5±0,7
76,9±0,2	4,5±0,6	0,51±0,09

E_0 ЭВ	$2g\Gamma_n$ МЭВ	$2g\Gamma_n^0$ МЭВ
83,8±0,2	20±5	2,2±0,5
87,7±0,3	22±4	2,3±0,4
90,6	64±36	6,7±3,8
92,1	57±17	5,9±1,8
95,6 } 96,3 }	(130)	(13)
98,1	(22)	(2,2)
99,5	(12)	(1,2)
101,6	2,8±0,5	0,28±0,05
104,7	20±4	2,0±0,4
107,0	12±2	1,2±0,2
109,0	16±3	1,5±0,3
111,2	13±2	1,2±0,2
115,1	10±2	0,93±0,20
117,0	3,2±1,2	0,29±0,11
119,4	19±4	1,7±0,4
121,7	1,7±0,8	0,15±0,07
125,2	33±8	2,9±0,7
127,1	2,6±0,4	0,23±0,04
130,3±0,3	4,7±0,6	0,42±0,05
134,1±0,4	180±60	15±5
138,6	0,8±0,2	0,07±0,02
141,0	1,7±0,3	0,14±0,03
144,2	31±6	2,6±0,5
145,7 } 146,9 }	(160)	(13)
149,5	8,6±1,4	0,62±0,12
154,7	54±16	4,3±1,3
157,5	19±4	1,5±0,3
158,7±0,4	4,0±0,5	3,2±0,4
168,3±0,5	20±4	1,5±0,3
173,5	(3,6)	(0,27)

E_0 ЭВ	$2g\Gamma_n$ МЭВ	$2g\Gamma_n^0$ МЭВ
174,7	(3,6)	(0,27)
177,8	(70)	(5,3)
179,9	(70)	(5,3)
185,4	52 ± 48	$3,8 \pm 3,5$
188,0	44 ± 26	$3,2 \pm 1,9$
192,9	12 ± 3	$0,87 \pm 0,22$
195,0	$2,2 \pm 0,4$	$0,16 \pm 0,03$
197,4 \pm 0,5	20 ± 6	$1,4 \pm 0,4$
201,1 \pm 0,6	(8,0)	(0,56)
203,7	44 ± 26	$3,1 \pm 1,8$
210,9	10 ± 2	$0,69 \pm 0,14$
214,7	17 ± 5	$1,2 \pm 0,3$
218,2	9 ± 2	$0,61 \pm 0,14$
225,6	51 ± 10	$2,1 \pm 0,7$
228,2	25 ± 8	$1,6 \pm 0,5$
230,1	52 ± 30	$3,4 \pm 2,0$
234,0	8 ± 3	$0,5 \pm 0,2$
238,4 \pm 0,6	(8,0)	(0,52)
240,1 \pm 0,7	14 ± 3	$0,9 \pm 0,2$
244,3	30 ± 11	$1,9 \pm 0,7$
248,7	18 ± 5	$1,1 \pm 0,3$

нейтронных ширин для 56 резонансов ^{149}Sm , расположенных на линейном участке $\sigma(E)$ (с включением данных о низковольтных уровнях из ^{5/}), также хорошо согласуется с распределением Портера-Томаса при допущении пропуска 4 уровней с $\Gamma_n^0 < 0,07$ мэв. Такое согласие распределений приведенных нейтронных ширин с распределением Портера-Томаса является дополнительным указанием на то, что мы не допускаем заметных ошибок при оценке средних расстояний между уровнями.

Оценка силовых функций как $S_0 = \frac{\sum 2g\Gamma_n^0}{2\Delta E}$ приводит к следующим значениям: $S_0 = (3,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$ для ^{147}Sm по интервалу до 420 эв; $S_0 = (7,1 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$ для ^{149}Sm по интервалу до 134 эв. На графике нарастающей суммы $2g\Gamma_n^0$ в зависимости от энергии нейтронов для ^{149}Sm (рис. 11,12) наблюдается заметное отклонение от линейности. Так, оценка S_0 по области ниже 40 эв дает значение $S_0 = (2,8 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$. Такая значительная флуктуация на интервалах, включающих значительное число уровней (18 и 57), обращает на себя внимание. Нами была проведена также оценка силовой функции ^{149}Sm по всему исследованному интервалу (до 250 эв). Мы нашли, что $S_0 = (5,1 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$. Распределение Γ_n^0 на этом интервале удовлетворительно согласуется с распределением Портера-Томаса, если допустить пропуск 10 слабых уровней (рис. 13), что вполне разумно при такой высокой плотности резонансов ^{149}Sm .

В работе Х. Малэчки и др. ^{9/} дан метод оценки вероятности наблюдения в эксперименте разности двух значений силовой функции для одной ядра в предположении, что наблюдаемые различия связаны со случайными отклонениями (т.е. в предположении, что истинные значения S_1 и S_2 равны). Вероятность наблюдаемого различия силовых функций у ^{149}Sm , оцененных по интервалам 0-40 эв и 40-100 эв ($S_0 = 2,8 \pm 1,0$ и $11,7 \pm 3,6$) или по интервалам 0-100 и 100-250 эв ($S_0 = 8,2 \pm 1,9$ и $3,1 \pm 0,7$), вычисленная методом ^{9/}, оказывается меньше 0,2% (везде S_0 в единицах 10^{-4}).

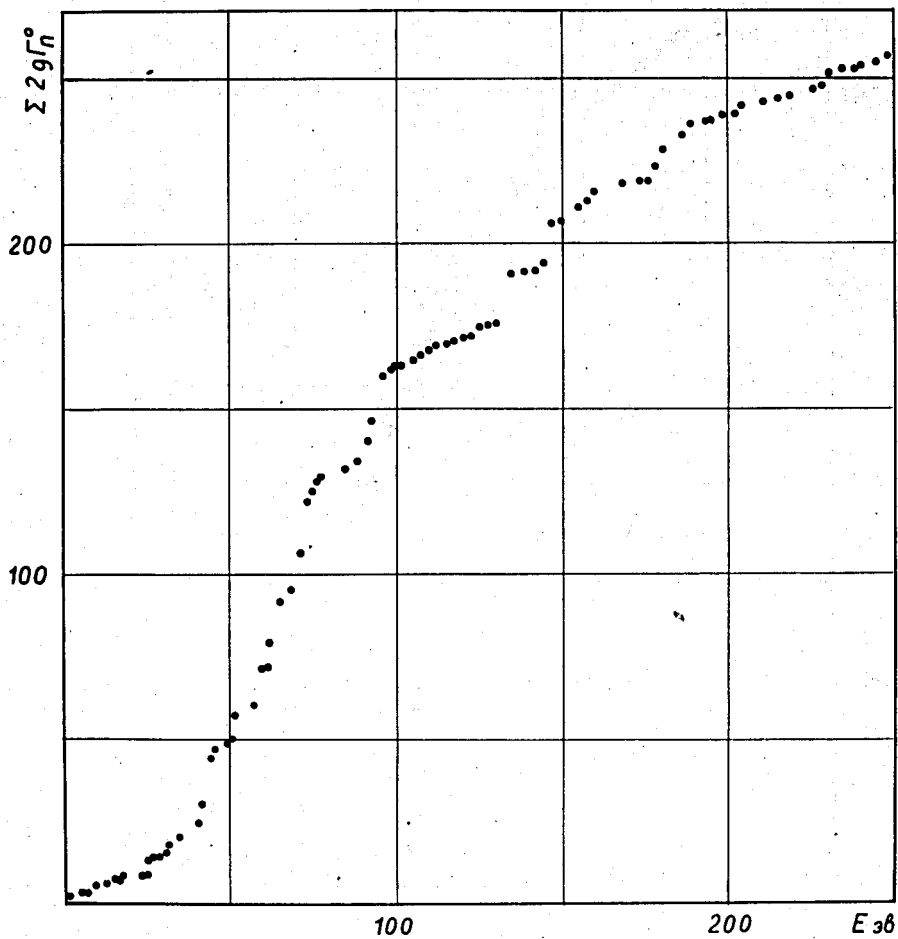


Рис. 12. Зависимость суммы приведенных нейтронных ширин от энергии нейтронов для ^{149}Sm .

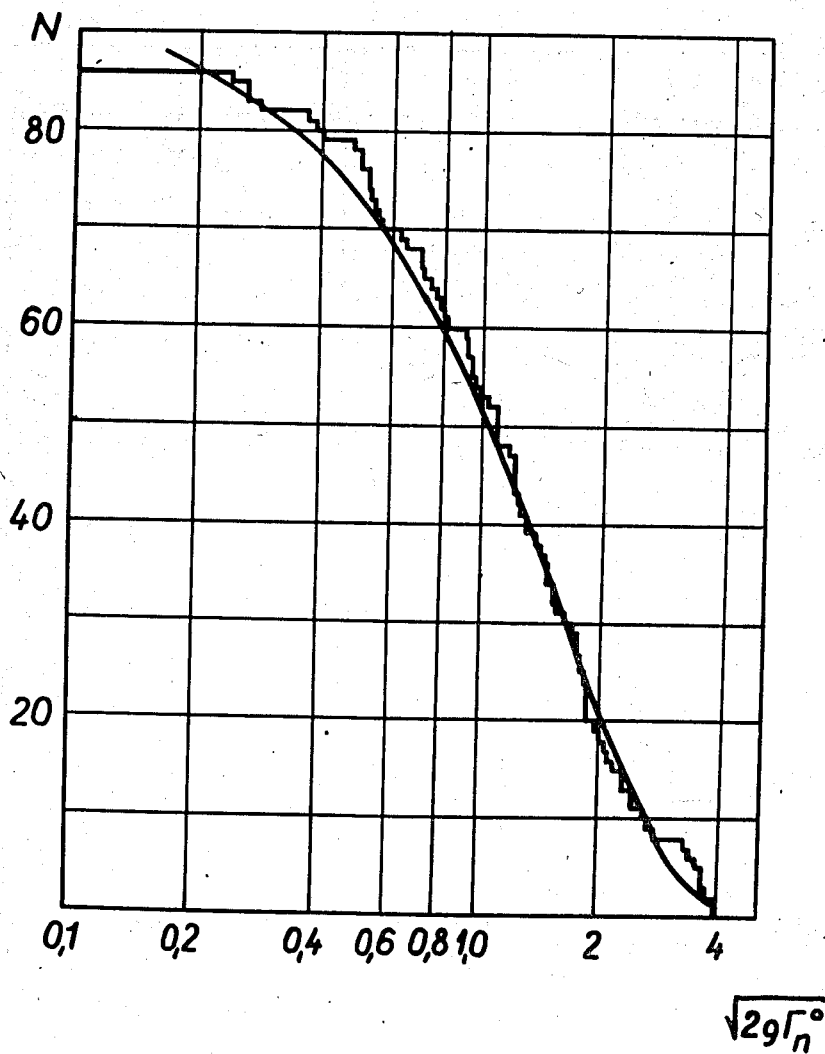


Рис. 13. Интегральное распределение приведенных нейтронных ширин ^{149}Sm , расположенных на интервал до 250 эв. Сплошная кривая - распределение Портера-Томаса.

Факт такого нерегулярного поведения силовой функции на соседних интервалах не является единственным. Так, для ^{139}La на интервалах 0-2,9 и 2,9-4,4 кэВ вычисления силовой функции по данным работы /10/ приводят к значениям $0,33 \pm 0,10$ и $2,6 \pm 1,3$. По данным этой же работы аналогичная ситуация наблюдается у ^{141}Pr (на интервале 0-1 кэВ $S_0 = 4,7 \pm 1,9$, на интервале 1-5,7 кэВ $S_0 = 1,7 \pm 0,3$). Вероятность, что наблюдаемое различие оценок S_0 по разным интервалам у ^{139}La и ^{141}Pr является случайным, также весьма мала - меньше 0,5%. Отмеченные здесь флуктуации силовых функций на разных интервалах, вероятность которых, вычисленная из принятых законов распределения расстояний между уровнями и приведенных нейтронных ширин, очень мала, требуют дальнейшего изучения с целью выяснения их природы.

В заключение отметим, что результаты настоящей работы были использованы Ю.П. Поповым с сотрудниками для оценки α -ширин резонансов ^{147}Sm /11/.

Авторы выражают признательность Э.И. Шарипову, Л.Б. Пикельнеру, И.И. Шелонцеву, Л.Г. Поповой, Ким Сек Су, оказавшим значительную помощь в проведении работы.

Л и т е р а т у р а

1. Э.Н. Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б. Попов. ЯФ, 9, 897 (1969).
2. А.Б. Попов. Автореферат диссертации, 3-4421, Дубна, 1969.
3. В.И. Фурман, А.Б. Попов. Препринт ОИЯИ Р4-3925, Дубна, 1968.
4. И. Квитек, Ю.П. Попов. Препринт ОИЯИ Р3-4982, Дубна, 1970.
5. Neutron Cross Section, BNL-325, Sp.2, vol II с (1966).
6. Х. Малэцки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шарипов. Доклад на советско-французском семинаре по ядерным данным, Дубна, 22-24 июня 1970 г.

7. Н.Н. Воробьева, Б. Жаргал, Л.С. Нефедьева и др. Препринт ОИЯИ 11-4655, стр. 245, Дубна, 1969.
8. И.И. Шелонцев. Препринт ОИЯИ Б2-10-4090, Дубна, 1968.
9. Х. Малэцки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шарапов. Препринт ОИЯИ РЗ-4484, Дубна, 1970.
10. J. Morgenstern, R.N. Alves, J. Julien, C. Samour. CEA-R-3609, Sacley (1968).
11. И. Вильгельм, Ю.П. Попов, М. Пшитула. Препринт ОИЯИ РЗ-5553, Дубна, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 марта 1971 года.