

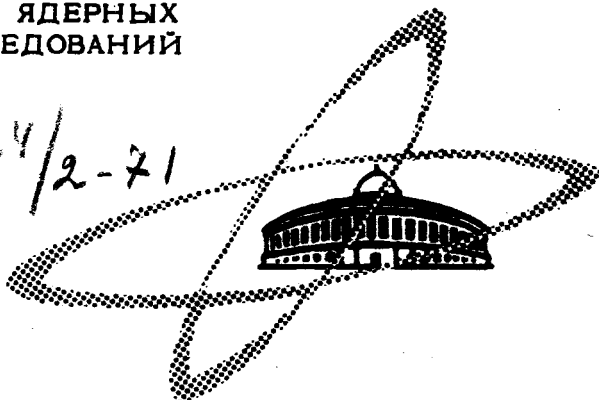
К-228  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

4224/2-71

22/411-71

P3 - 6092



Э.Н.Каржавина, Ким Сек`Су, А.Б.Допов

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
СПИНОВ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ  
ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ  $\gamma$ -КВАНТОВ

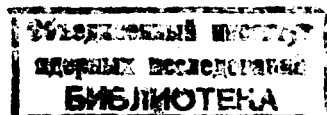
1971

РЗ - 6092

Э.Н.Каржавина, Ким Сек Су, А.Б.Попов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
СПИНОВ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ  
ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ  $\gamma$ -КВАНТОВ

Доклад, представленный на **XXII** совещание по ядерной  
спектроскопии и структуре атомного ядра  
(Киев, 25-28 января 1972 года)



В работе Драпера и Шпрингера<sup>/1/</sup> (1960 г.) было получено указание на существование зависимости числа испускаемых  $\gamma$ -квантов от спина нейтронного резонанса. Однако прошло несколько лет, прежде чем был предложен простой метод обнаружения вариации множественности  $\gamma$ -квантов и была показана возможность его применения для идентификации спинов нейтронных резонансов<sup>/2/</sup>. В настоящей работе описана попытка использовать имеющийся в ЛНФ ( $n, \gamma$ ) -детектор из 4 кристаллов  $NaI$  для определения спинов нейтронных резонансов этим методом.

#### Метод

Описываемый метод<sup>/2/</sup> основан на предположении, что среднее число ступеней в каскаде  $\gamma$ -квантов, испускаемых после захвата нейтронов, зависит от различия спинов начального и конечного состояний. То есть предполагается, что средняя множественность  $\langle \nu \rangle$  и распределение множественности имеют зависимость от спина резонансов. При этом

есть надежда, что портер-томасовские флуктуации будут существенно ослаблены, если подавляющая часть первичных переходов заканчивается в области с большой плотностью уровней. Используя двухкристальный детектор  $\gamma$ -лучей из кристаллов  $NaI$  в двух режимах (одиночного счёта и совпадений), авторы работы <sup>/2/</sup> показали, что при соответствующем выборе порогов регистрации  $\gamma$ -лучей отношение отсчётов по резонансам, полученных в режиме одиночного счёта, к отсчётам в режиме совпадений проявляет зависимость от эффективной множественности  $\gamma$ -квантов в каскаде и тем самым от спина резонансов.

Для многокристального детектора эффективность в режиме суммирования дается выражением

$$W_{\Sigma} = 1 - (1 - n\xi)^{\nu} ,$$

где  $n$  - число кристаллов,  $\xi$  - произведение телесного угла на эффективность для одного кристалла. Эффективность в режиме регистрации двойных и любых других совпадений определяется формулой

$$W_c = 1 + (n-1) (1 - n\xi)^{\nu} - n [1 - (n-1)\xi]^{\nu} .$$

Очевидно, что эффективная множественность регистрируемых каскадов существенно зависит от порога  $E_{\text{пор}}$  детектирования  $\gamma$ -квантов. Как показано в <sup>/2/</sup>, отношение множественностей для разных начальных спинов  $\nu_{I-\frac{1}{2}} / \nu_{I+\frac{1}{2}}$  меняется в зависимости от  $E_{\text{пор}}$  и заметное различие в  $\nu_I$  проявляется при достаточно высоком пороге: 2+3 Мэв. При этом эффективная множественность для меньшего начального спина будет большей, т.е.  $\nu_{I-\frac{1}{2}} > \nu_{I+\frac{1}{2}}$ . Если из соображения высокой скорости счёта в канале совпадений выбрать низкий порог, то можно ожидать, что эффективность в режиме совпадений будет слабо чувствительна к спинам резонансов. Тогда отношение площадей резонансов в режиме одиночного счёта с большим порогом к площадям резонансов в режиме

совпадений с низким порогом будет содержать в себе информацию о вариациях эффективной множественности и о спинах резонансов. При условии малости величины  $\xi$  это отношение площадей будет иметь вид

$$\frac{S_{\Sigma}}{S_c} = R_J = \frac{\nu^{\Sigma} \xi^{\Sigma}}{\frac{1}{2}(n-1)\nu^c(\nu^c-1)\xi_c^2}$$

Таким образом,  $R_J$  будет иметь определенную зависимость от спина резонанса, а именно:  $R_{I-\frac{1}{2}} > R_{I+\frac{1}{2}}$ .

Для сопоставления результатов разных серий измерений удобно ввести величину

$$R_J^0 = \frac{R_J}{\frac{1}{2}(\langle R_{I+\frac{1}{2}} \rangle + \langle R_{I-\frac{1}{2}} \rangle)}$$

где  $\langle R_{I \pm \frac{1}{2}} \rangle$  практически являются средними значениями "больших" и "малых"  $R_J$  для наблюдаемых резонансов.

Величина  $R_J$  нечувствительна к эффекту захвата нейтронов после рассеяния в резонансах, так как этот эффект зависит только от толщины образца и параметров резонанса. Что касается искажений  $R_J$  из-за различной чувствительности каналов совпадений и одиночного счёта к рассеянным нейтронам, то их можно оценить следующим образом. Площадь резонанса  $S$  пропорциональна  $A \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \epsilon_{\gamma} + A \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \epsilon_n$ , поэтому

$$\frac{S_{\Sigma}}{S_c} = \frac{\epsilon_{\gamma}^{\Sigma} + \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\gamma}} \epsilon_n^{\Sigma}}{\epsilon_{\gamma}^c + \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\gamma}} \epsilon_n^c} \approx \frac{\epsilon_{\gamma}^{\Sigma}}{\epsilon_{\gamma}^c} \left[ 1 + \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\gamma}} \left( \frac{\epsilon_n^{\Sigma}}{\epsilon_{\gamma}^{\Sigma}} - \frac{\epsilon_n^c}{\epsilon_{\gamma}^c} \right) \right],$$

где  $\epsilon_{\gamma}^{\Sigma}$ ,  $\epsilon_n^{\Sigma}$  - эффективность регистрации захвата и рассеяния нейтронов в канале одиночного счёта, а  $\epsilon_{\gamma}^c$ ,  $\epsilon_n^c$  - соответствующие эффективности в режиме совпадений. Искомое истинное отношение  $R_J = \epsilon_{\gamma}^{\Sigma} / \epsilon_{\gamma}^c$ . Видно, что для резонансов, у которых  $\Gamma_n \sim \Gamma_{\gamma}$ , необходимо иметь  $\epsilon_n \ll \epsilon_{\gamma}$ .

## Измерения и обработка данных

Четыре кристалла  $NaI$  (размером 100x100 мм каждый) располагались крестообразно в плоскости, нормальной к оси пучка нейтронов. Пучок формировался парафиновыми и свинцовыми коллиматорами до диаметра образцов 70 или 100 мм. Между образцами и кристаллами помещалась защита от рассеянных нейтронов толщиной 25 или 35 мм (парафин с карбидом бора).

На рис. 1 приведена блок-схема детектора. Схема совпадений работала в режиме любых двойных и выше совпадений, порог в каждом канале этой схемы был 330 кэв. С помощью схемы антипропускания на дискриминатор пропускались только одиночные импульсы с одного из кристаллов. Дискриминатор в канале одиночного счёта позволял устанавливать порог в пределах от 1 до 6 Мэв. Настройка порогов проводилась с помощью источников  $^{137}Cs$ ,  $^{60}Co$  и калибровочного генератора. Импульсы после дискриминатора и схемы совпадений передавались через формирователи по кабелю в измерительный центр ЛНФ. Детектор располагался на 750-метровой пролетной базе. В экспериментах использовались 4096-канальные временные анализаторы. Измерения проводились или одновременно на двух анализаторах, или на одном последовательно в разных режимах. Данные с анализаторов передавались на ЭВМ БЭСМ-4, где подвергались обработке. Методом наименьших квадратов экстраполировалась подложка под резонансными пиками, которая затем вычиталась из экспериментального спектра, вычислялись площади резонансов и проводилась нормировка по какому-либо изолированному резонансу спектра в режиме одиночного счёта на спектр в режиме совпадений. Полученные в двух режимах измерений значения площадей давали возможность вычислить отношение  $S_{\Sigma} / S_c = R$ . Графики совмещенных спектров давали наглядную картину разбиения резонансов на две группы, что позволяло качественно проводить идентификацию резонансов по спидам.

## Результаты

Измерения проводились в режиме реактора при разрешении 100 нсек/м и мощности 25 квт. В качестве образцов были выбраны  $^{165}\text{Ho}$ , обогащенные изотопы  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$  (содержание основного изотопа ~ 95%), естественный  $\text{Os}$ . Гольмий был взят как изотоп с известными спинами для проверки данной методики. Однако многократные измерения и варьирование порога в одиночном канале не дали положительного результата: не удалось установить корреляции величины  $R$  со спинами резонансов. Так, вычисленные средние значения  $\langle R_J \rangle$  для разрешенных трех уровней с  $J = 3$  (8,15; 18,1; 35,3 эв) и с  $J = 4$  (12,6; 21,0 и 39,4 эв) при изменении порога в одиночном канале от 1,6 до 3,0 Мэв отличаются не более чем на 2%. Отсутствие корреляции  $R^0$  со спином видно из табл. 1. Отсутствие заметного спинового эффекта у  $^{165}\text{Ho}$  показывает также рис. 2, на котором сплошной кривой изображен спектр в одиночном канале, а точками - спектр в канале совпадений. Нормировка спектров выполнена по резонансу 12,6 эв.

Изотопы  $^{147,149}\text{Sm}$  представляли интерес в связи с выполненными недавно измерениями параметров резонансов этих ядер <sup>/4/</sup>, а также в связи с исследованием спектров  $\alpha$ -частиц в резонансах  $^{147}\text{Sm}$  <sup>/5/</sup>.

Эксперименты с  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$  выполнены при трех значениях порога в одиночном канале (1,6 ; 2,3; и 3,0 Мэв), а с  $^{149}\text{Sm}$  - и при разной толщине защиты между образцом и кристаллами. На рис. 3 и 4 приведены некоторые результаты исследований  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$ , а в табл. 2 и 3 - некоторые результаты вычисления  $R^0$ . В таблицах даны значения спинов, которые можно приписать резонансам на основании полученных данных. В скобках указаны спины, найденные путем качественного анализа совмещенных спектров. В таблицах приведены также спины, измеренные другими авторами. Отметим совпадение идентификации спинов для  $^{147}\text{Sm}$  (за исключением резонанса 57,8 эв) в настоящей работе с аналогичными

данными, полученными при изучении спектров  $\alpha$ -распада нейтронных резонансов<sup>/5/</sup>. В табл. 3 приведены спины  $^{149}\text{Sm}$ , полученные в результате анализа  $\gamma$ -спектров<sup>/6/</sup>. В последнее время появилось сообщение о спинах резонансов  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$ , полученных аналогичной методикой в Сакле<sup>/7/</sup>. Наши результаты для  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$  хорошо согласуются с данными работы<sup>/7/</sup> и несколько расходятся для  $^{149}\text{Sm}$  с результатами работы<sup>/6/</sup>.

Данные исследования естественного  $O_s$  представлены на рис. 5 и в табл. 4. Изотопическая принадлежность резонансов  $O_s$  указана по<sup>/8/</sup>. Для  $^{189}\text{Os}$  имеется неоднозначность в идентификации спинов резонансов 6,72 и 18,7 эв по вычисленным значениям  $R^0$  или по виду совмещенных спектров для разных режимов измерений, пронормированных по резонансу 22,2 эв, которому однозначно можно приписать спин  $J = 1$ . Что касается резонансов  $^{187}\text{Os}$ , то за исключением резонанса 12,7 эв они слабо проявляются в спектре, и только исходя из равенства энергии связи  $^{187}\text{Os}$  и  $^{189}\text{Os}$  и подобия  $\gamma$ -спектров можно на основании рис.5 предположить, что первые три резонанса  $^{187}\text{Os}$  (9,43; 12,7 и 40,5 эв) имеют, возможно, спин 0, а резонанс 47,7 эв - спин 1.

На рис. 6 представлены сводные данные с  $R^0$  для всех исследованных ядер. Резонансы, относящиеся к группе с  $R^0 > 1,0$ , имеют спины  $1 - 1/2$ , а относящиеся к группе с  $R^0 < 1,0$  - спины  $1 + 1/2$ .

Оценка искажений  $R$  из-за регистрации рассеянных образцом резонансных нейтронов показала, что для  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$  при толщине защиты 25 мм эффект завышения  $R$  пренебрежимо мал в области до 100 эв и только для некоторых резонансов с  $\Gamma_n \sim \Gamma_\gamma$  достигает  $\sim 5\%$ . Тем не менее систематическое превышение кривой одиночного счёта над кривой совпадений в области выше 100 эв у  $^{147}\text{Sm}$  (рис. 3), по-видимому, объясняется этим эффектом. При толщине защиты 35 мм оценка отношений  $\epsilon_n / \epsilon_\gamma$  из результатов дополнительных измерений со свинцом дала для  $^{149}\text{Sm}$  следующие значения: 1/80 в режиме одиночного счёта и



1/1000 в режиме совпадений. При этих условиях эффект регистрации рассеянных нейтронов ничтожен.

### Заключение

Можно сделать вывод, что для исследованных чётно-нечётных изотопов  $^{147}\text{Sm}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ ,  $^{189}\text{Os}$  наблюдается эффект разбиения резонансов по  $R$  на две группы, который можно идентифицировать как проявление спиновой зависимости величины  $R$ . Отсутствие чёткой зависимости от спина у  $^{165}\text{Ho}$ , по-видимому, связано со структурой  $\gamma$ -спектра, в котором значительную долю составляют мягкие переходы с  $E_\gamma < 1,5$  Мэв, что свойственно нечётно-нечётным составным ядрам. Таким образом, метод идентификации спинов по множественности  $\gamma$ -квантов, будучи простым по своей реализации, не является универсальным. Тем не менее он оказывается удобным как дополнение к другим методам определения спинов. Результаты данной работы указывают на возможность и полезность проведения в ЛНФ ОИЯИ аналогичных измерений в условиях более высокого разрешения.

Авторы признательны В. Николенко за многократные полезные обсуждения.

### Литература

1. I.E. Draper, T.E. Springer. Nucl.Phys., 16, 27 (1960).
2. S. Coceva, F. Corvi, P. Giacobbe, G. Carrado. Nucl.Phys., A117, 586 (1968).
3. В.П. Алфименков и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-3208, Дубна, 1967.
4. Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов. Препринт ОИЯИ, РЗ-5655, Дубна, 1971.
5. И. Вильгельм, Ю.П. Попов, М. Пшитула, Р.Ф. Руми, М. Стэмпиньски. Сообщение ОИЯИ, РЗ-5553, Дубна, 1970.
6. F. Vecvar, R.E. Chrien, O.A. Wasson. BNL-15056 (1970).

7. B. Carvin, A. Lotton, A. Michaudon et al. Sacley (1971).

8. Neutron Cross Section. BNL-325, Sp. 2, vol. IIc (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 октября 1971 года.

Таблица I  
Значения  $R^c$  для резонансов  $^{165}\text{Ho}$

$E_0$ , эВ	$\Gamma$ [эВ]	$R^c$		
		$E_{ncp} = 1,6$ МэВ	2,3 МэВ	3,0 МэВ
8,15	3	$1,04 \pm 0,01$	$1,10 \pm 0,01$	$1,17 \pm 0,01$
12,6	4	$0,995 \pm 0,002$	$0,981 \pm 0,003$	$0,98 \pm 0,01$
18,1	3	$1,01 \pm 0,01$	$1,01 \pm 0,01$	$0,98 \pm 0,01$
21,0	4	$1,05 \pm 0,01$	$1,05 \pm 0,01$	$1,01 \pm 0,01$
35,3	3	$0,947 \pm 0,007$	$0,92 \pm 0,01$	$0,87 \pm 0,01$
39,4	4	$0,962 \pm 0,007$	$0,944 \pm 0,006$	$0,96 \pm 0,01$

Таблица 2  
Самарий-147

$E_0, \text{эВ}$	$R^\circ$			данная работа	$\gamma$ [5]	$\gamma$ [7]	$\gamma$ [8]
	$E_{\text{гип}} = 1,6 \text{ МэВ}$	2,3 МэВ	3,0 МэВ				
3,4		$1,047 \pm 0,002$		3	3		3
18,3	$0,905 \pm 0,001$	$0,901 \pm 0,002$	$0,832 \pm 0,005$	4	4	4	
27,1	$1,040 \pm 0,002$	$1,071 \pm 0,006$	$1,02 \pm 0,01$	3	3	3	3
29,7	$1,099 \pm 0,002$	$1,128 \pm 0,006$	$1,180 \pm 0,009$	3	3	3	3
32,1	$0,897 \pm 0,001$	$0,907 \pm 0,004$	$0,868 \pm 0,012$	4	(4)	4	
39,7	$0,935 \pm 0,001$	$0,966 \pm 0,004$	$0,916 \pm 0,008$	4	(4)	4	
40,6	$> 1,0$		$> 1,0$	3	3	3	
49,3	$0,891 \pm 0,002$	$0,890 \pm 0,006$	$0,826 \pm 0,015$	4	(4)		3
57,9	$1,107 \pm 0,002$	$1,144 \pm 0,007$	$1,22 \pm 0,01$	3	(4)		
64,9	$0,951 \pm 0,003$	$0,933 \pm 0,009$	$0,883 \pm 0,024$	4	(4)		
76,8	$0,804 \pm 0,003$	$0,881 \pm 0,008$	$0,844 \pm 0,021$	4	-		
79,8	$< 1,0$			(4)	-		4
83,4	$1,173 \pm 0,003$		$1,35 \pm 0,02$	3	3		3
94,9							
99,5	$> 1,0$		$> 1,0$	(3)			
102,6	$> 1,0$		$> 1,0$	3	3		
106,8	$< 1,0$		$< 1,0$	(4)			(4)
108,4							
123,4	$1,35 \pm 0,04$	$1,35 \pm 0,02$	$1,56 \pm 0,02$	3	3		3

Таблица 3  
Самарий-149

$E_{\gamma}$ , эВ	$R^0$		J данная работа	J [6]	J [8]	J [7]
	$E_{\text{пор}} = 2,3$ МэВ защита 25 мм	$E_{\text{пор}} = 2,3$ МэВ защита 35 мм				
4,93	$0,897 \pm 0,003$	$0,924 \pm 0,005$	4	4	4 <sup>ж</sup>	4
6,43	$1,123 \pm 0,015$	$1,139 \pm 0,009$	3	3	4	4
8,03	$1,98 \pm 0,02$	$1,64 \pm 0,02$	$S_m^{152}$			
8,94	$0,912 \pm 0,03$	$0,913 \pm 0,005$	4	3	4 <sup>ж</sup>	
12,0	$1,071 \pm 0,005$	$1,06 \pm 0,01$	3	3		3
14,9	$0,911 \pm 0,004$	$0,926 \pm 0,007$	4	3		4
15,8	$1,01 \pm 0,01$	$1,09 \pm 0,03$	3	3		3
17,1	$0,876 \pm 0,006$	$0,907 \pm 0,011$	4	4		4
20,6	$2,03 \pm 0,04$	$2,00 \pm 0,08$	$S_m^{150}$			
23,2	$0,911 \pm 0,012$	$0,957 \pm 0,014$	4	4		4
24,6						
25,2	$1,008 \pm 0,004$	$1,077 \pm 0,008$	3	3		
26,1	$< 1,0$	$< 1,0$	4	3		4
27,9	$1,09 \pm 0,02$	$1,073 \pm 0,038$	3	3		
29,9	$> 1,0$	$> 1,0$	3	3		
30,7	$1,007 \pm 0,005$	$0,965 \pm 0,009$	4	4		4
33,9	$0,941 \pm 0,007$	$0,92 \pm 0,01$	4	4		4
40,1			3			3
41,3	$1,128 \pm 0,005$	$1,065 \pm 0,008$	3			3
44,3	$0,953 \pm 0,004$	$0,90 \pm 0,01$	4			4
45,1			(4)			4
49,5	$> 1,0$	$> 1,0$	3			
50,5	$1,014 \pm 0,005$	$0,96 \pm 0,01$	—			
51,6	$< 1,0$	$< 1,0$	4			4
57,4	$< 1,0$	$< 1,0$	4			4
59,7	$< 1,0$	$< 1,0$	4			4
60,9	$1,012 \pm 0,003$		—			3
62,1	$< 1,0$	$< 1,0$	(4)			4
64,7	$< 1,0$	$< 1,0$	(4)			4

ж Отмечены слитки из поляризац. измерений

Таблица 4  
Осмий

$E_0, \text{эВ}$	Изотоп	$R^\circ$	$J$
6,72	I89	$1,052 \pm 0,007$	I
8,98	I89	$0,927 \pm 0,007$	2
9,43	I87	$> 1,0$	(0)
10,3	I89	$1,099 \pm 0,009$	I
12,7	I87	$> 1,0$	(0)
18,7	I89	$1,01 \pm 0,01$	?
20,3	$\gamma$ - $\gamma$	—	
22,2	I89	$1,12 \pm 0,01$	I
27,5 } 28,4 }	I89	$0,883 \pm 0,009$	2
30,4	I89	$0,70 \pm 0,04$	2
38,9	$\gamma$ - $\gamma$	$1,18 \pm 0,02$	
40,5	I87	$> 1,0$	(0)
43,5 } 44,6 }	I89	$0,97 \pm 0,02$	(2)
47,7	I87	$< 1,0$	(I)
50,5	I89	$1,02 \pm 0,01$	(I)
55,1	I89	$0,911 \pm 0,046$	2
60,8	I89	$0,856 \pm 0,018$	2

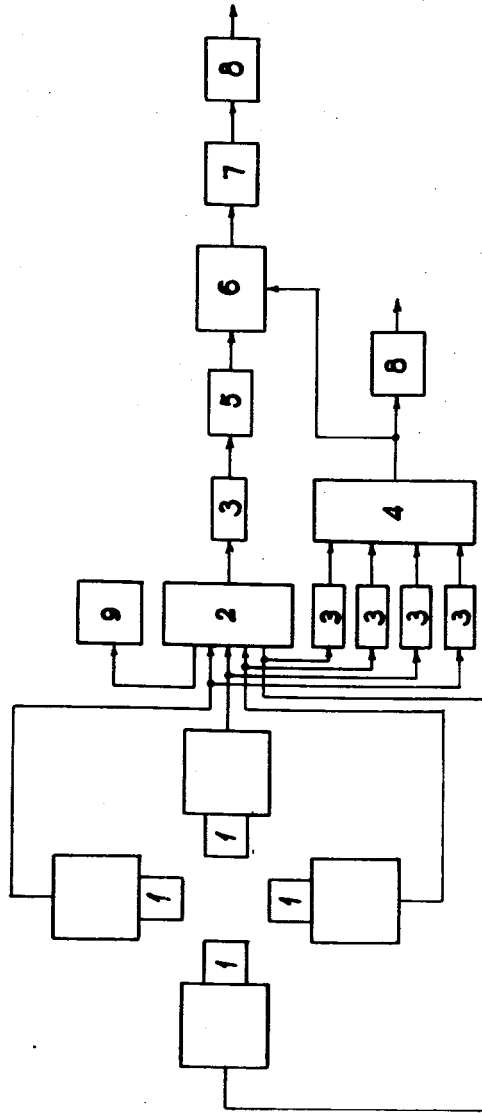


Рис. 1. Блок-схема детектора. 1 - кристалл  $NaI$ ; 2 - сумматор; 3 - усилитель; 4 - схема совпадений; 5 - линия задержки; 6 - линейная схема антипропускания; 7 - дискриминатор; 8 - формирователь; 9 - ка- либровочный генератор.

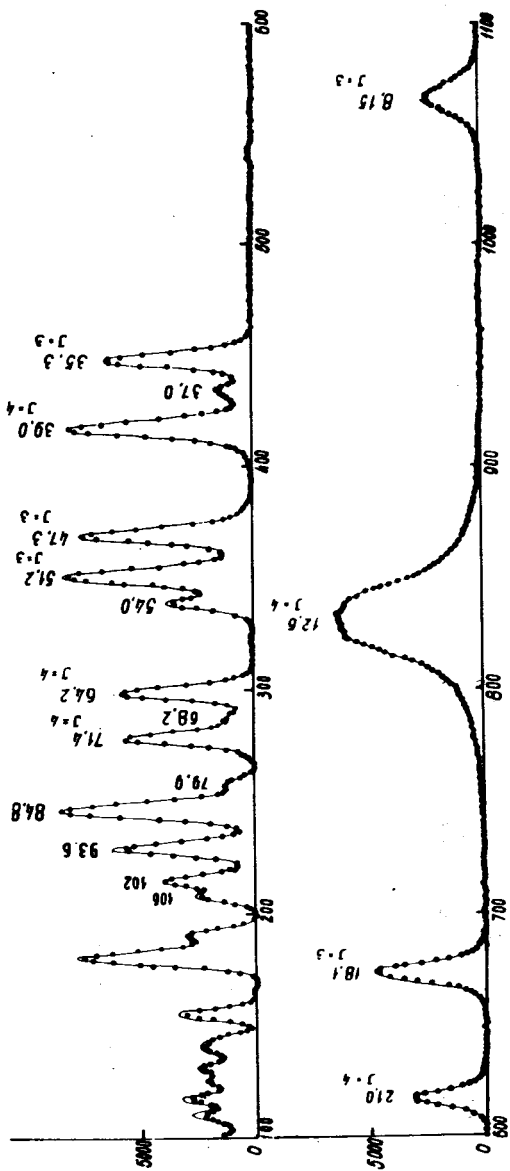


Рис. 2. Гольмий-165. Сплошная кривая - спектр в режиме одиночного счёта при  $E$  пор  $\approx 2,3$  Мэв, точки - спектр в режиме совпадений. (Нормировка проведена по резонансу 12,6 эв).

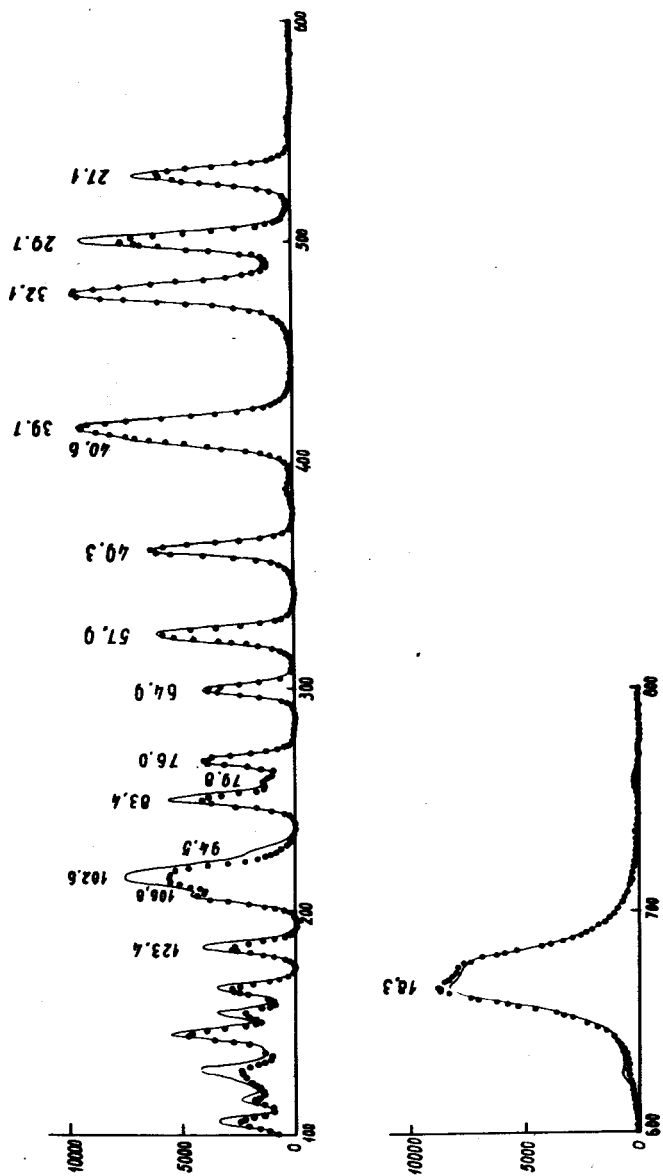


Рис. 3. Самарий-147. Сплошная кривая - спектр в режиме одиночного счёта при  $E$  пор  $\approx 2,3$  Мэв, точки - спектр в режиме совпадений. (Нормировка проведена по резонансу 18,3 эв).



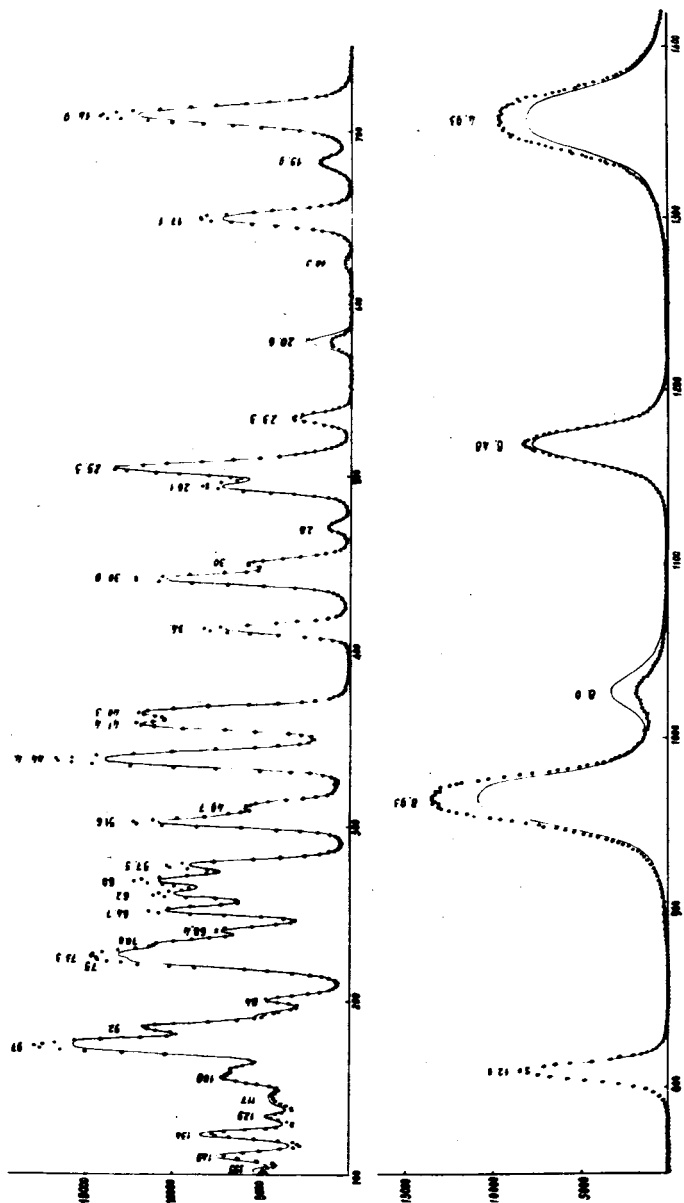


Рис. 4. Самарий-149. Сплошная кривая - спектр в режиме одиночного счёта при  $E$  пор  $\approx 1,6$  Мэв, точки - спектр в режиме совпадений. (Нормировка проведена по резонансу 12,0 эв).

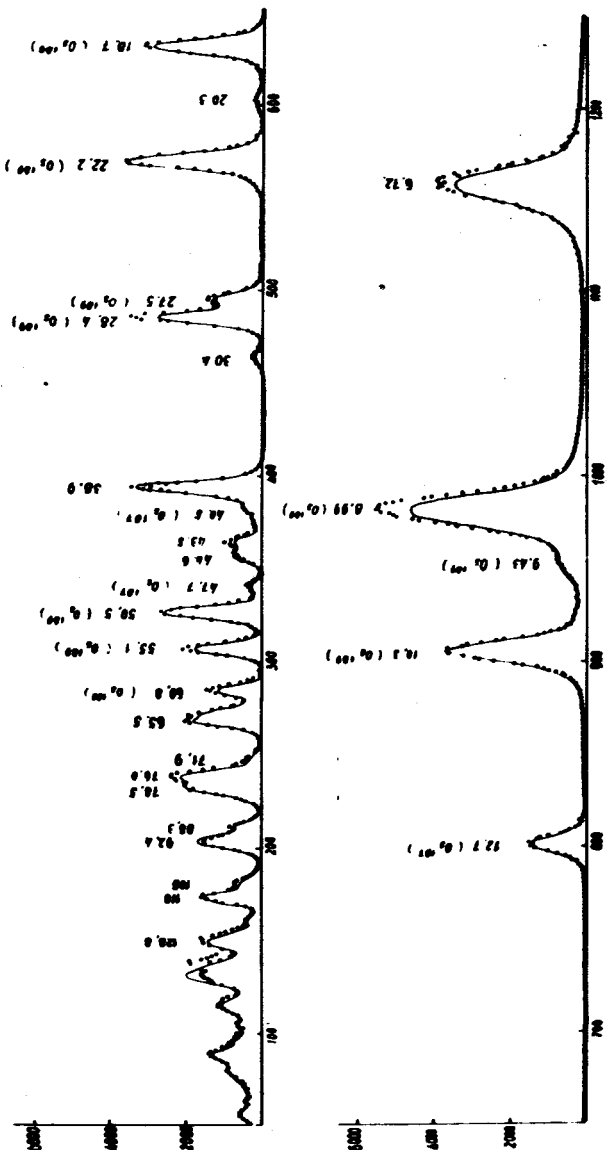


Рис. 5. Осмий. Сплошная кривая - спектр в режиме одиночного счёта при  $E$  пор  $\approx 2,3$  Мэв, точки - спектр в режиме совпадений. (Нормировка проведена по резонансу 22,2 эв).

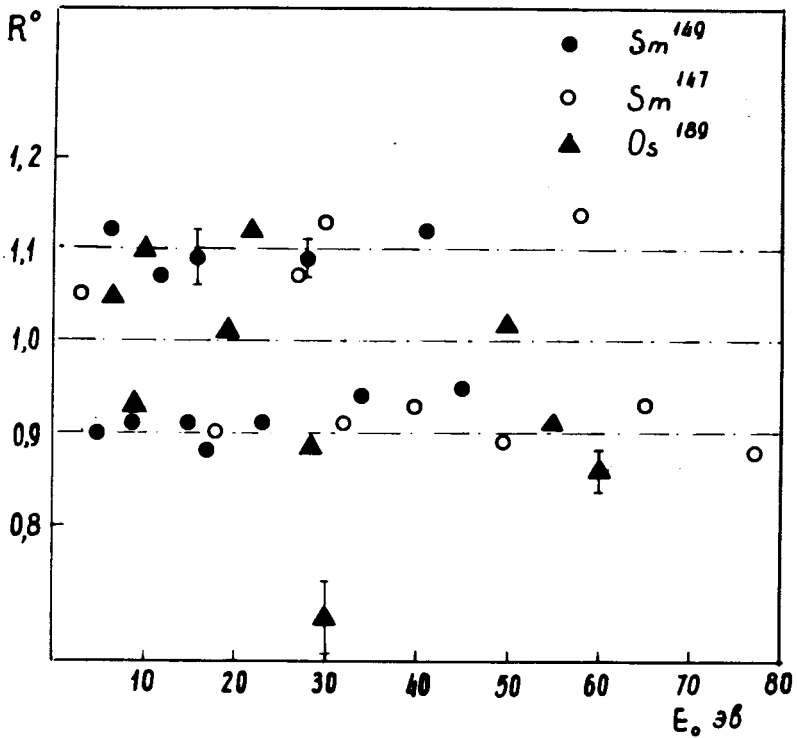


Рис. 6. Значения  $R^0$  для разрешенных резонансов исследованных изотопов. (Для большинства точек ошибки меньше их размера).