

С 343 г 1
П-58



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

CN-26/I25

P15 - 5163

АЛФА-ШИРИНЫ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Ю.П. Попов, М. Пшитула, Р.Ф. Руми, М. Стэмпински,
М. Флорек, В.И. Фурман.

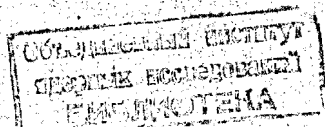
Объединенный институт ядерных исследований
Дубна, СССР

I. ВВЕДЕНИЕ

Исследование резонансных реакций (n, α), вызванных медленными нейтронами, дает ценные сведения для проверки теории ядерных реакций и дополнительную информацию о структуре высоковозбужденных состояний ядер.

Хотя сечение реакции (n, α) в этой области энергий нейтронов, как правило, значительно меньше сечений других реакций, однако радиационные повреждения вызванные α -частицами более значительны, чем в случае γ -лучей. Поэтому учёт сечения реакции (n, α) при выборе конструкционных материалов в некоторых случаях может оказаться необходимым.

В докладе приводятся экспериментальные значения полных α -ширин для ядер-мишеней ^{95}Mo , ^{123}Te , $^{143,145}\text{Nd}$,



$^{147,149}\text{Sm}$ и спектр α -частиц для резонанса ^{145}Nd .

Проводится сравнение экспериментального распределения полных α -ширин с рассчитанным на основе предположений статистической теории реакции. Даются спины некоторых резонансов, определенные из распределения ширин.

Сравниваются средние экспериментальные ширины с рассчитанными на основе оптической модели. Такое сравнение полезно для оценки точности и надежности предсказания сечений (n, α) - реакции на ядрах, для которых не имеется экспериментальных данных.

II. Эксперимент

В настоящее время в резонансной области энергий нейтронов исследование реакции (n, α) проведено лишь для шести ядер [1, 2, 3]. Приведенные в докладе данные включают полученные нами результаты дополнительных измерений и уточнения. Столь малое число изученных ядер связано с тем, что измерения полных α -ширин сильно затруднены малыми значениями сечений (n, α) - реакции и присутствием большого фона γ -лучей из конкурирующей реакции радиационного захвата нейтронов. Отношение $\sigma_{\alpha}/\sigma_{\gamma}$ для тяжелых ядер составляет $\leq 10^{-5} - 10^{-6}$. Еще более трудны измерения парциальных α -ширин, поскольку на детекторы налагаются дополнительные требования по спектрометрии вылетающих

α -частиц.

Для этих измерений разработаны нами специальные детекторы с большой рабочей площадью, малой эффективностью регистрации γ -квантов и малым собственным фоном.

Измерения проводились на импульсном реакторе ОИЯИ. Энергия нейтронов определялась по времени пролета с разрешением 0,1 мксек/м для полных и 0,6 мксек/м для парциальных ширин.

а) Измерения полных α -ширин.

Измерения полных α -ширин проводились ксеноновым сцинтилляционным детектором с использованием электрического поля для усиления светового выхода. Полная рабочая площадь мишени в детекторе 0,7 м².

Конструкция детектора позволяла одновременно проводить независимые измерения счета с мишенью и без мишени, что давало возможность определять уровень фона детектора на пучке, т.е. в условиях измерения. Применялись мишени толщиной 4-10 мг/см² из окиси естественных смесей или обогащенных изотопов ⁹⁵Mo, ¹²³Te, ^{143,145}Nd и ^{147,149}Sm, нанесенных на алюминиевые подложки. Независимо от измерений (n, α)-реакции, регистрировались γ -кванты из радиационного захвата нейтронов с помощью детектора нечувствительного к форме γ -спектра в отдельных резонансах.

Относительные α -ширины определялись из формулы

$$\frac{\Gamma_{\alpha}}{\Gamma_{\gamma}} = \frac{\sigma_{\alpha}}{\sigma_{\gamma}} = K \frac{N_{\alpha}}{N_{\gamma}}$$

где N_{α} и N_{γ} - числа счетов для соответствующих резонансов, зарегистрированные детекторами α -частиц и γ -квантов, а "K" - коэффициент, зависящий от характеристик детекторов и от отношения времен измерений.

Для вычисления абсолютного значения α -ширин значение "K" определялось из тепловой области, где были известны σ_{α} и σ_{γ} из других измерений, или из одновременных измерений с другим калибровочным элементом [4].

Таким образом были получены α -ширины почти пятидесяти резонансов для ^{95}Mo , ^{123}Te , $^{143,145}\text{Nd}$ и $^{147,149}\text{Sm}$.

б) Исследование парциальных α -ширин

Спектр α -частиц в отдельных резонансах измерялся ионизационной камерой с сеткой. Мишень из окиси обогаченного изотопа (например ^{145}Nd), толщиной $0,2 \text{ мг/см}^2$ наносилась на алюминиевую фольгу. Площадь мишени $0,14 \text{ м}^2$. Разрешение по энергии α -частиц $\Delta E_{\alpha} \approx 200 \text{ кэВ}$ для $E_{\alpha} = 4,2 \text{ МэВ}$. Импульсы из камеры записывались на магнитную ленту многомерного анализатора в режиме время пролета-амплитуда. Собственный фон импульсов с амплитудой $> 5 \text{ МэВ}$ составлял $\sim 3 \text{ имп/час}$. Типичный спектр α -частиц резонан-

са 4,37 эв ^{145}Nd показан на рис. I. Аналогичные измерения были проведены для резонансов ^{147}Sm .

III. Теория

а) Статистические свойства α -ширин.

Для ядер-мишеней со спином $I \neq 0$ захват S-нейтронов приводит к двум возможным значениям спинов составного ядра:

$J_1 = I - \frac{1}{2}$ и $J_2 = I + \frac{1}{2}$. Парциальная ширина α -распада возбужденного состояния λ составного ядра в выходной канал "с" дается формулой

$$\Gamma_{\lambda c} = 2 \gamma_{\lambda c}^2 P_c \quad (1)$$

а полная ширина

$$\Gamma_{\lambda} = \sum_c \Gamma_{\lambda c} = 2 \sum_c \gamma_{\lambda c}^2 P_c \quad (2)$$

где $\gamma_{\lambda c}$ - амплитуда приведенной ширины,

P_c - фактор проницаемости потенциального барьера, а индекс "с" фиксирует энергию и орбитальный момент вылетающей α -частицы. Суммирование проводится по всем выходным каналам, допускаемым правилами отбора по угловому моменту и четности.

По-видимому, для распада составного ядра можно принять предположения статистической теории о случайном характере распределения и взаимной независимости амплитуд приведен-

ных ширин для отдельных резонансов [4]. Предполагается, что $\gamma_{\lambda c}$ распределены по нормальному закону со средним значением $\langle \gamma_{\lambda c} \rangle = 0$ и заданной для определенного спина J дисперсией $\langle \gamma_{\lambda c}^2 \rangle$. В таком случае парциальные ширины $\Gamma_{\lambda c}$ подчиняются распределению χ -квадрат.

$$p(x) = \frac{\left(\frac{\nu}{2}\right)^{\frac{\nu}{2}}}{\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)} \cdot \frac{1}{\langle x \rangle^{\frac{\nu}{2}}} \cdot x^{\frac{\nu}{2}-1} \exp\left[-\frac{\nu x}{2\langle x \rangle}\right] \quad (3)$$

с числом степеней свободы $\nu = 1$. Дисперсия этого распределения дается формулой

$$D(x) = \frac{2\langle x \rangle^2}{\nu} \quad (4)$$

откуда для парциальных ширин получаем

$$D(\Gamma_{\lambda c}) = 2\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle^2 = 8\langle \gamma_{\lambda c}^2 \rangle^2 \rho_c^2 \quad (5)$$

Распределение $p_c(\Gamma_{\lambda})$ полных ширин (2), для распада состояний со спинами J_i , является сверткой парциальных распределений вида (3) с $\nu = 1$ и различающимися средними $\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle = 2\langle \gamma_{\lambda c}^2 \rangle \rho_c$. Попытки получить точный аналитический вид распределения полных ширин для общего случая (с различными средними парциальных ширин) путем свертки приводит к серьезным математическим затруднениям [4,5]. Для облегчения расчетов, исходя

из общих соображений, мы предположили, что распределение полных ширин можно аппроксимировать также формулой (3) со средним

$$\langle \Gamma_\lambda \rangle = \sum_c \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle = 2 \langle \gamma_{\lambda c}^2 \rangle \sum_c P_c \quad (6)$$

и дисперсией

$$D(\Gamma_\lambda) = \sum_c D(\Gamma_{\lambda c}) = 8 \langle \gamma_{\lambda c}^2 \rangle^2 \sum_c P_c^2 \quad (7)$$

Это предположение сразу приводит к выражению для числа степеней свободы

$$\nu = \frac{2 \langle \Gamma_\lambda \rangle^2}{D(\Gamma_\lambda)} = \frac{(\sum_c P_c)^2}{\sum_c P_c^2} \quad (8)$$

Справедливость этого предположения проверялась нами методом Монте-Карло для пяти выходных каналов и для различных наборов значений P_c . Проверка показала, что распределение полных ширин, в случае выполнения статистических предположений, хорошо описывается формулой (3) с параметрами (6) и (8).

На основе результатов этого рассмотрения проводился анализ распределений экспериментальных α -ширин. Для вычисления ν использовались значения факторов проницаемости потенциального барьера, приведенные в работе [6].

По формуле (8) рассчитывались значения ν_1 и ν_2 , соответственно для спинов J_1 и J_2 . Для привязки теоретических распределений α -ширин к экспериментальным применялась следующая методика. Поскольку во многих случаях спины резонансов неизвестны, из эксперимента могут быть определены значения полных α -ширин, усредненные как по энергии, так и по двум возможным спиновым состояниям

$$\langle \Gamma_\lambda \rangle_\alpha = \frac{\sum_{\lambda=1}^n \Gamma_{\lambda\alpha}}{n} = \frac{\rho_1}{\rho} \langle \Gamma_\lambda \rangle_1 + \frac{\rho_2}{\rho} \langle \Gamma_\lambda \rangle_2 \quad (9)$$

где

$$\rho_i = \rho_0 (2J_i + 1) \exp\left[-\frac{(J_i + \frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right] \quad (10)$$

- плотность уровней J_i , $i=1$ или 2 нумерует два возможных спиновых состояния, и $\rho = \rho_1 + \rho_2$. Величины $\Gamma_{\lambda\alpha}$ - измеренные полные α -ширины, а n - число резонансов в исследуемом диапазоне энергий.

Используя для оценки отношения средних полных α -ширин выражение

$$\frac{\langle \Gamma_\lambda \rangle_1}{\langle \Gamma_\lambda \rangle_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{(\sum_c \rho_c)_1}{(\sum_c \rho_c)_2} \quad (11)$$

мы получаем из формулы (9) нормированные на эксперимент средние значения α -ширин для каждого спинового состояния. На основе полученных таким образом параметров $\langle \Gamma_\lambda \rangle_i$ и v_i (см. таблица I) рассчитывались распределения $p_1(\Gamma_\lambda)$ и $p_2(\Gamma_\lambda)$.

В случае небольшого количества резонансов ($n = 10 \div 15$) и при неизвестных спинах удобнее для сравнения пользоваться интегральным распределением, сложенным из интегральных распределений для обоих спинов

$$n P(\Gamma_\alpha > \Gamma) = n_1 \int_{\Gamma}^{\infty} p_1(\Gamma_\lambda) d\Gamma_\lambda + n_2 \int_{\Gamma}^{\infty} p_2(\Gamma_\lambda) d\Gamma_\lambda \quad (12)$$

где

$$n_i = n \frac{\rho_i}{\rho}$$

На рисунке 2а в качестве примера приводится интегральное распределение полных α -ширин, рассчитанное по формуле (12), и экспериментальное распределение для ^{149}Sm (гистограмма). Тонкими линиями показаны распределения для ^{СПИНОВ}ширин с значениями J_1 и J_2 . В пределах имеющейся статистической точности, согласие экспериментального распределения с теоретически ожидаемым надо считать хорошим.

Если средние значения α -ширин для разных спинов, J_1 и J_2 заметно отличаются, то появляется возможность

определить спины тех резонансов, значение ширины которых оказывается в областях, где отношение $n_1 \rho_1 / n_2 \rho_2$ или очень большое или очень маленькое. Вероятность найти среди всех ширины ширину, принадлежащую резонансу со спином J_1 , равна

$$\eta(J_1) = \frac{n_1 \rho_1}{n_1 \rho_1 + n_2 \rho_2}$$

В области $\eta(J_1) > 0,95$ ширины принадлежат с большой вероятностью резонансам со спином J_1 , а в области $\eta(J_1) < 0,05$ - резонансам со спином J_2 .

На рис. 26 показана кривая $\eta(J_1)$ в зависимости от Γ . Несколько выше (2в) нанесены ширины с ошибками. Уровням, ширины которых лежат в области $\eta > 0,95$, приписываются значения $J^{\pi} = 3^-$. Аналогично определялись спины для других исследованных ядер. В результате получены спины 12 резонансов, из которых 7 не были известны ранее (см. таблицу II). Остальные совпадают со значениями спинов, измеренными другими авторами. Три спина, данные в скобках, приписаны с вероятностью $\approx 0,9$.

Имеется еще одна интересная возможность определения спинов нейтронных S-резонансов из данных по спектрам

α -частиц. Согласно закону сохранения четности, α -переход в конечное состояние 0^+ может происходить только для одного из двух возможных спиновых состояний. Тогда по

наличию (отсутствию) соответствующей линии α -спектра можно провести идентификацию распадающегося состояния по спину. Таким образом значение спина и четности 3^- было приписано следующим резонансам: ^{147}Sm : 3,4; 83,5; 161; 183 и 235 эв.

б) Расчет абсолютных значений α -ширин по оптической модели.

Для того, чтобы использовать оптическую модель для оценок абсолютных значений α -ширин, удобно рассматривать обратную реакцию. При этом усредненное сечение реакции взаимодействия α -частицы с конечным ядром представляется в виде разности сечения поглощения α -частиц, рассчитываемого в оптической модели, и среднего сечения упругого рассеяния через составное ядро. В нашем случае ($\Gamma_\alpha \ll \Gamma_n, \Gamma_\gamma$) вкладом упругого рассеяния через компаунд-ядро можно пренебречь и для l -ой компоненты парциальной ширины (2) можно записать:

$$2\pi \rho_i \langle \Gamma_{\lambda l} \rangle_i = T_{\alpha l i} \equiv T_{c i} \quad (13)$$

Или переходя к полным α -ширинам (9) имеем:

$$\langle \Gamma_\alpha \rangle_{оп} = \frac{D_n}{2\pi} \left(\sum_c T_{c1} + \sum_c T_{c2} \right) \quad (14)$$

Суммирование по "С" имеет тот же смысл, что и в формуле (2), а D_H - экспериментальное среднее расстояние между резонансами без различия спина.

Коэффициенты прилипания T_c вычислялись с использованием оптического потенциала α -частиц из работы [7]. Единственным подгоночным параметром была глубина мнимой части потенциала W_0 . Приведенные в таблице III величины $\langle \Gamma_\alpha \rangle_{оп}$ получены для $W_0 = -2$ мэв. (подробнее см [8]). Ошибки в значениях $\langle \Gamma_\alpha \rangle_{оп}$ связаны с неточностью определения D_H . Наглядное представление о соотношении экспериментальных и расчетных α -ширин дает рис.3, из которого видно, что оптическая модель приводит к несколько завышенным абсолютным значениям α -ширин. (среднее по ядрам отношение $\overline{\langle \Gamma_\alpha \rangle} / \langle \Gamma_\alpha \rangle_{оп} \approx 0,7$).

В то же время для отдельных ядер указанное отношение отклоняется от среднего до трех раз в ту и другую стороны.

Разброс точек на рис.3 отражает степень надежности экстраполяции расчетных величин $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ в область экспериментально неизученных ядер.

Таким образом, проведенный выше анализ статистических свойств α -ширин и их абсолютных значений показывает, что полученные к настоящему времени экспериментальные данные вполне укладываются в рамки современных теоретических представлений.

А. М. Дубинин
Д. М. Дубинин

ТАБЛИЦА I.

Параметры для расчета распределений α -ширин.

Ядро - мишень	$2\sigma^2$	$\frac{\rho(3)}{\rho(4)}$	$J_1^{\alpha} = 3^-$		$J_2^{\alpha} = 4^-$	
			ν_1	$\langle \Gamma \rangle_1 \cdot 10^7 \text{ эВ}$	ν_2	$\langle \Gamma \rangle_2 \cdot 10^7 \text{ эВ}$
^{143}Nd	47,8	0,92	1	146	1,8	1,21
^{147}Sm	54,9	0,90	1,8	9,25	2,2	0,88
^{149}Sm	58	0,89	2,6	3,48	2,5	0,58

ТАБЛИЦА П

Полные α -ширины и спины резонансов

Ядро - мишень 1	E_0 эВ 2	$\Gamma \cdot 10^7$ эВ 3	Спины резонансов	
			настоящая работа 4	Другие авторы 5
^{143}Nd	-6	51 ± 13	3	3 [10]
	55,8	$3,2 \pm 1,6$	-	-
	128	86 ± 12	3	3 [11]
	138	336 ± 30	3	3 [11]
	157	2	-	-
	184	17 ± 4	3	3 [11]
	190	4	-	3 [11]
	410	420 ± 120	3	-
	713	190 ± 100	3	-
^{147}Sm	3,4	$20 \pm 3,0$	3	3 [11]
	18,3	$2,8 \pm 0,3$	-	4 [12], 3 [10]
	27	$3,2 \pm 0,65$	-	(3) [10]
	29,8	$1,7 \pm 0,45$	-	3 [11]
	32,1	$3,08 \pm 1,10$	-	-
	39,9	$1,7 \pm 0,25$	-	-
	49,7	$4,8 \pm 1,0$	(3)	-
	58	$1,67 \pm 0,56$	-	-
	76	$2,8 \pm 1,3$	-	-
	83,5	$17,7 \pm 3,0$	3	-
	100	$8,4 \pm 4,2$	(3)	-
	183	27 ± 4	3	-

Продолжение табл. II

I	2	3	4	5
I49 Sm	0,098	0,63 ± 0,16	-	4 [II]
	0,87	0,40 ± 0,07	-	4 [II]
	4,98	0,43 ± 0,09	-	4 [II]
	6,48	0,76 ± 0,16	-	4 [II]
	9,0	0,44 ± 0,06	-	4 [II]
	12,2	2,4 ± 0,5	(3)	-
	14,9	0,64 ± 0,16	-	-
	17,1	0,54 ± 0,30	-	-
	25,2; 26,1	2,4 ± 0,31	-	-
	30,9	3,9 ± 0,9	3	-
	34,0	1,4 ± 0,7	-	-
	40,2	10,2 ± 1,4	3	-
	41,3	6,9 ± 0,9	3	-
	45,1	0,7 ± 0,7	-	-
	51,8	1,2 ± 0,6	-	-

ТАБЛИЦА III

Теоретические и экспериментальные полные α -ширины

Ядро - мишень	Число ширин	n	D_H (эВ)	$\langle \Gamma_\alpha \rangle_\Delta$ МКЭВ	$\langle \Gamma_\alpha \rangle_{оп}$ МКЭВ	$\langle \Gamma_\alpha \rangle_\Delta / \langle \Gamma_\alpha \rangle_{оп}$
^{95}Mo	6	12	80 ± 20	$5,6 \pm 3,6$	40 ± 10	$0,14 \pm 0,12$
^{123}Te	6	10	30 ± 7	$1,2 \pm 0,8$	$1,3 \pm 0,3$	$0,92 \pm 0,77$
^{143}Nd	8	13	38 ± 6	$8,3 \pm 2,8$	$6,6 \pm 1,1$	$1,26 \pm 0,63$
^{145x}Nd	3	3	20 ± 3	$2,6 \pm 0,7$	$2,6 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,4$
^{147}Sm	11	14	$6,8 \pm 1,6$	$0,49 \pm 0,12$	$2,4 \pm 0,6$	$0,2 \pm 0,1$
^{149}Sm	15	17	$2,7 \pm 0,5$	$0,19 \pm 0,04$	$0,4 \pm 0,08$	$0,47 \pm 0,2$

х) Примечание: В случае ^{145}Nd все три изученных резонанса имеют спин 3^- .

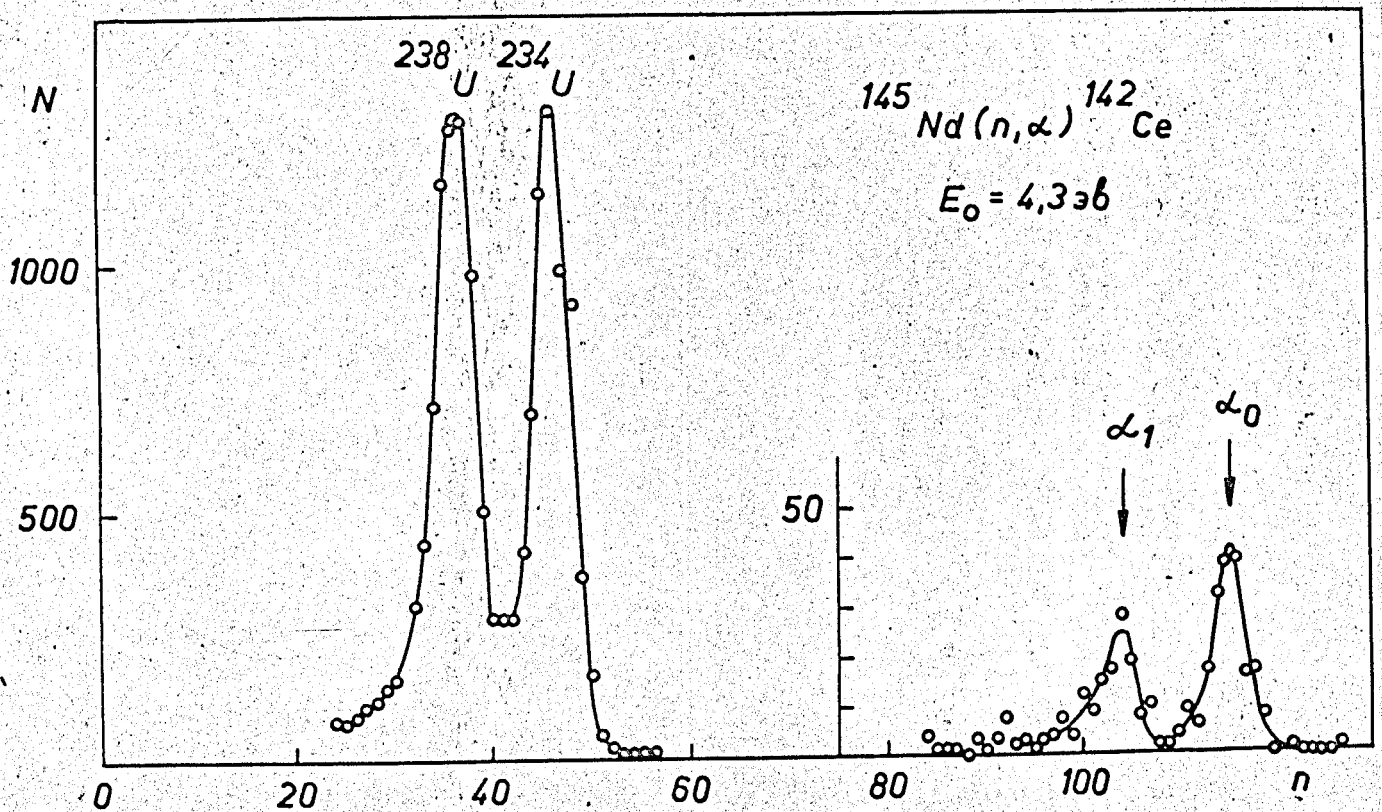


Рис. I

Спектр α - частиц из реакции $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)$ в резонансе 4,3 эв. Энергия α - частиц соответствующих переходам в основное (α_0) и первое возбужденное (α_1) состояние: 8,58 и 7,96 Мэв. Показан калибровочный спектр α - частиц урана.

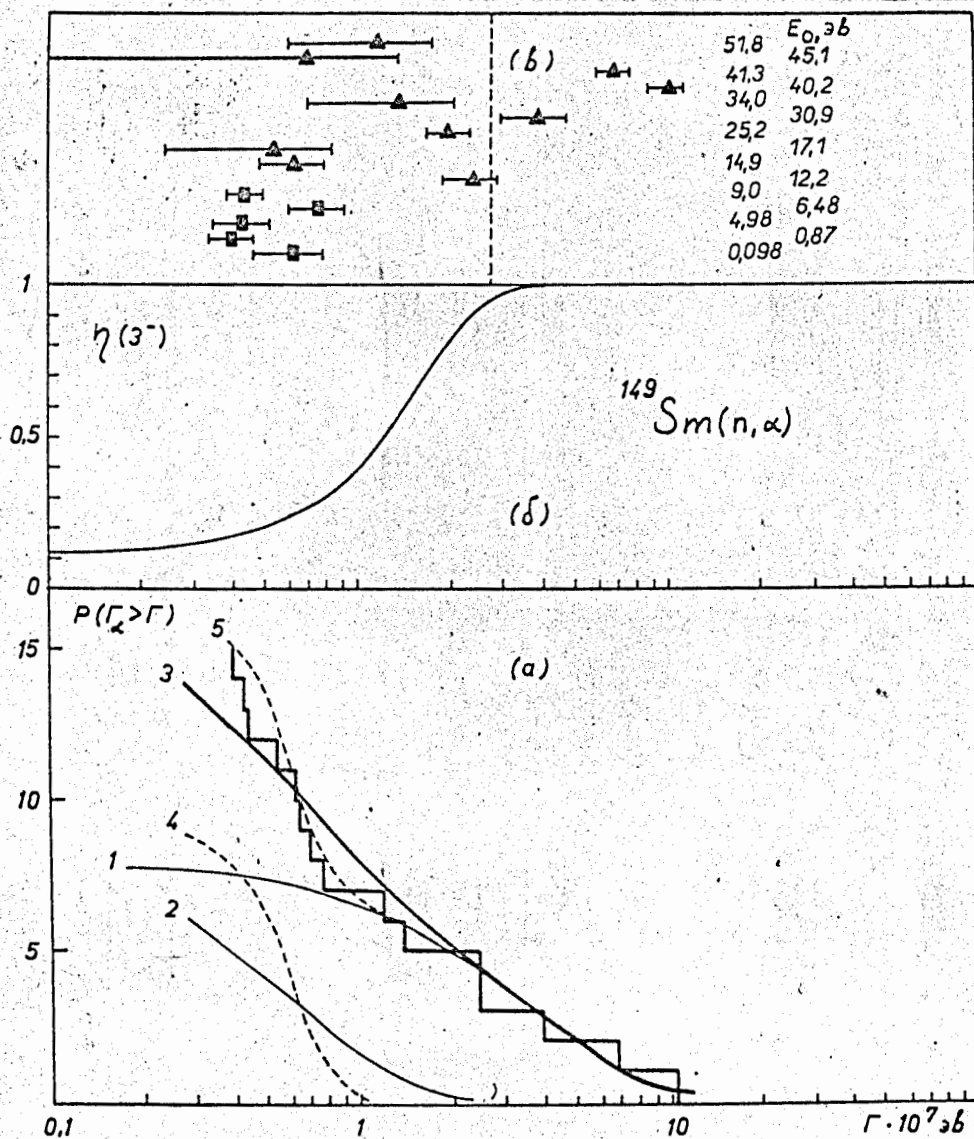


Рис. 2

(а) - экспериментальное и рассчитанное интегральное распределение полных α - шири из реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$
 1 - рассчитанное распределение α - шири резонансов со спином 3^- ; 2 - то же для резонансов со спином 4^- ;
 3 - суммарное распределение для спинов 3^- и 4^- ;
 4 - рассчитанное распределение для спинов 4^- в предположении $\gamma = 20$; 5 - сумма распределений 1 и 4.
 (б) - вероятность приписать спин 3 резонансу с α - шириной равной Γ .
 (в) - экспериментальные α - ширины с указанием ошибок и энергии резонансов. Ширины, лежащие справа от вертикальной линии, по расчетам принадлежат с вероятностью $\eta > 0,95$ резонансам со спином 3^- .

- Δ - спин резонанса неизвестен по другим работам,
- \square - спин резонанса 4 по другим работам.

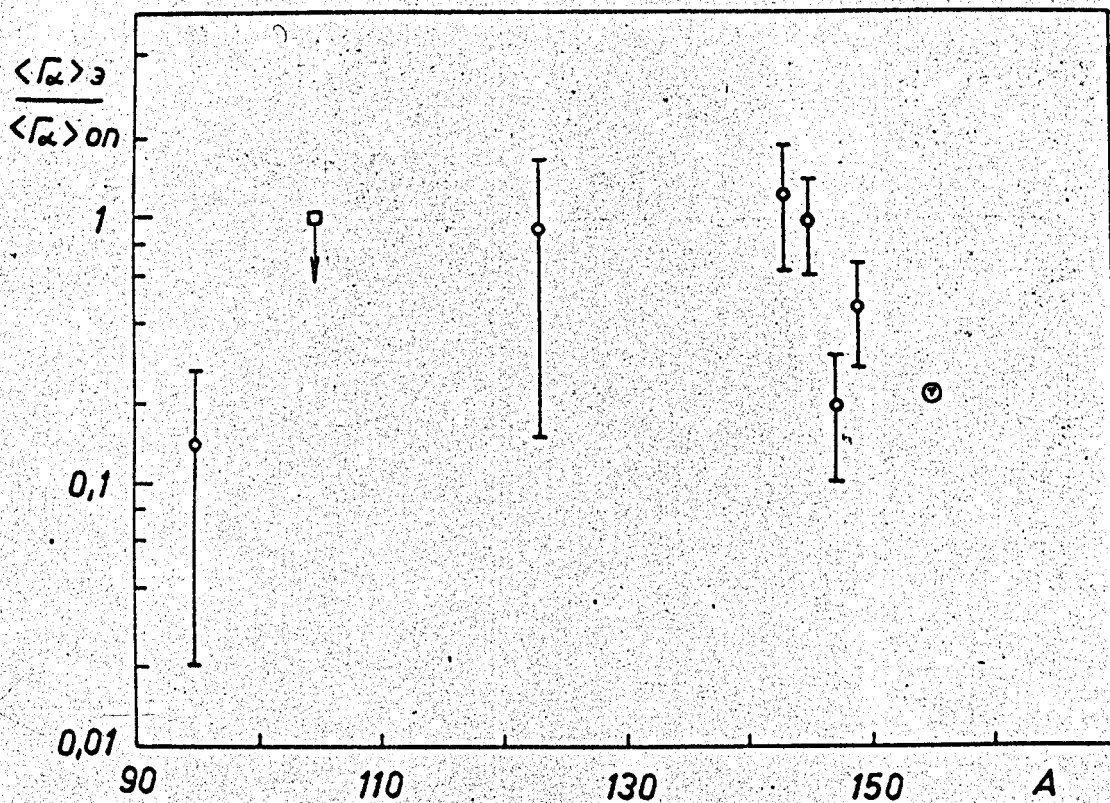


Рис.3

Отношения абсолютных значений экспериментальных и теоретических полных α - ширины из таблицы Ш. В случае ^{105}Pd (\square) использовалась верхняя оценка для $\langle \Gamma_\alpha \rangle_{\text{э}}$. Для ^{155}Gd (\odot) оценка $\langle \Gamma_\alpha \rangle_{\text{э}}$ получена из сечения реакции (n, α) в тепловой точке [9].

ЛИТЕРАТУРА:

1. Ю.П.Попов, М.Флорек, Я.Ф. 2 (1969), II63.
2. И.Квитек, Ю.П.Попов. Письма ЖЭТФ, 5, (1967), 365.
3. И.Квитек, Ю.П.Попов, Известия АН СССР, сер.физ. т.XXX, № 8 (1966), I37I.
4. С.Е.Porter, R.G.Thomas, Phys. Rev. 104 /1956/ 483
5. М.О.Shaker, А.А.Lukyanov, Phys. Lett. 19 /1965/ 197
6. А.Ф.Дадакина, Бюллетень информационного центра по ядерным данным, № 3, стр.226, Атомиздат, 1966.
7. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, В.И.Фурман и др. ЯФ, 10 (1969), 730.
8. А.А.Мартынов, Ю.П.Попов, В.И.Фурман. Программа и тезисы докладов на XX ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград, ч.II, стр.25I, 1970.
9. K.Beg, R.D.Macfarlane, Nucl. Phys. A129 /1969/ 57I
10. E.Cheifetz, J.Gilat, S.G.Cohen, Phys. Lett. I /1962/ 289
11. M.D.Goldberg, S.F.Mughabghab, S.N.Purohit et al., BNL-325, Second edition, Supplement No.2, vol. II B and C /1966/
12. F.Poortmans and H.Ceulemans, Conf. on Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp. /1965/