

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



13/x - 75

Б - 20

P3 - 9099

Н.П.Балабанов, Ю.М.Гледенов, Пак Хон Чер,  
Ю.П.Попов, В.Г.Семенов

3933/2 - 75

ПОЛНЫЕ  $\alpha$ -ШИРИНЫ НЕЙТРОННЫХ  
РЕЗОНАНСОВ  $^{147}\text{Sm}$  И  $^{149}\text{Sm}$

1975

P3 - 9099

Н.П.Балабанов, Ю.М.Гледенов, Пак Хон Чер,  
Ю.П.Попов, В.Г.Семенов

ПОЛНЫЕ  $\alpha$ -ШИРИНЫ НЕЙТРОННЫХ  
РЕЗОНАНСОВ  $^{147}\text{Sm}$  И  $^{149}\text{Sm}$

Направлено в "Nuclear Physics"

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Балабанов Н.П., Гledenov Ю.М., Пак Хон Чер,  
Попов Ю.П., Семенов В.Г.

РЗ - 9099

Полные  $\alpha$ -ширины нейтронных резонансов  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$

Измерены выходы реакции  $(n, \alpha)$  на изотопах  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$ .

Получены значения полных  $\alpha$ -ширин или их верхние оценки более чем для 90 резонансов. Проведено сравнение средних  $\alpha$ -ширин с предсказаниями оптической и кластерной моделей. В случае резонансов  $^{149}\text{Sm}$  со спином  $4^-$  получено значительно более узкое распределение полных  $\alpha$ -ширин по сравнению с ожидаемым по статистической теории.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований  
Дубна 1975

### Введение

В настоящее время свойства нейтронных резонансов описываются на базе статистической теории, в основе которой лежит концепция компаунд-состояний Н.Бора. Однако в последнее время на опыте, чаще в области сравнительно легких ядер ( $A \lesssim 100$ ), наблюдаются эффекты, не укладывающиеся в простую схему предельной статистической теории. Возможно, нейтронные резонансы не являются "чистыми" компаунд-состояниями, хотя и близки к ним, особенно в области тяжелых ядер. В связи с этим представляется интересным посмотреть, насколько хорошо описывает статистическая теория закономерности нового канала распада нейтронных резонансов - реакции  $(n, \alpha)$ .

К сожалению, из-за большого кулоновского барьера для  $\alpha$ -частиц в средних и тяжелых ядрах сечения этой реакции крайне малы ( $\sigma(n, \alpha)/\sigma(n, \gamma) < 10^{-5}$ ), поэтому ее изучение представляет значительные экспериментальные трудности.  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$  относятся к тому неширокому пока кругу ядер, у которых удается измерять выход реакции  $(n, \alpha)$  на сравнительно большом числе резонансов.

Изучение  $\alpha$ -распада резонансов  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$  уже было предметом исследования в ряде работ [1-3]. В результате этого были определены полные  $\alpha$ -ширины  $\approx 30$  резонансов в низкоэнергетической области, а также исследованы спектры  $\alpha$ -частиц от распада  $\approx 15$  резонансов этих ядер.

В последнее время был достигнут прогресс в изучении резонансных параметров ядер  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$  -нейтронных ширин и спинов в более широкой области энергии нейтронов [4-6]. С другой

стороны, развитие детекторов для регистрации  $\alpha$ -частиц в реакции  $(n, \alpha)$  /7,8/, а также повышение мощности источника нейтронов - импульсного реактора ИБР-30 в режиме бустера с линейным ускорителем электронов, дали нам возможность вернуться к изучению этой реакции с лучшей статистической точностью и таким разрешением, с которым еще нередко исследуется реакция  $(n, \gamma)$ , имеющая на несколько порядков большее сечение.

В настоящей работе приводятся новые и уточненные данные о полных  $\alpha$ -ширинах резонансов  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$  и результаты анализа усредненных характеристик  $\alpha$ -распада резонансных состояний с определенными спинами.

#### Методика измерения

Измерения выходов реакции  $(n, \alpha)$  проводились на пучках нейтронов импульсного реактора ИБР-30, работавшего в режиме бустера совместно с линейным ускорителем электронов. Спектрометрия нейтронов осуществлялась по методу времени пролета. В качестве детектора  $\alpha$ -частиц, возникающих в реакции  $(n, \alpha)$ , использовалась многосекционная пропорциональная камера /8/. При измерении  $^{149}\text{Sm}$  в камеру помещалась, кроме исследуемых мишеней, мишень из  $^{147}\text{Sm}$  в качестве калибровочной. Мишени представляли собой слой окиси самария с обогащением по основному изотопу  $\approx 97\%$ , нанесенные на **алюминиевые** подложки методом осаждения. Подробные сведения об использованных мишенях и условиях измерения приводятся в таблице I.

Таблица I

Условия эксперимента

Ядро-мишень	$E_{\alpha 0}$ , МэВ	Обогащение изотопа, %	Толщина мишени, мг/см <sup>2</sup>	Полная площадь мишени, см <sup>2</sup>	Временное разрешение, нсек/м	Время измерения, час
$^{147}\text{Sm}$	9,8	96,4	9,0	9400	17	150
$^{149}\text{Sm}$	9,3	96,9	9,1	6800	47	300

Таблица 2

Средние  $\alpha$ -ширины резонансов  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$  \*)

Ядро-мишень	$J^{\pi}$	Интервал энергии нейтронов, эВ	Число резонансов	$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$ , эксл, мкэВ	$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$ , ом, мкэВ	$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$ , км, мкэВ
$^{147}\text{Sm}$	3 <sup>-</sup>	0 - 300	20 (19)	2,3 $\pm$ 0,6 (1,4 $\pm$ 0,4)	5,1 $\pm$ 0,4	4,8 $\pm$ 0,5
	4 <sup>-</sup>	0 - 140	10	0,38 $\pm$ 0,12	0,72 $\pm$ 0,07	0,44 $\pm$ 0,04
$^{149}\text{Sm}$	3 <sup>-</sup>	0 - 70	13	0,21 $\pm$ 0,06	0,55 $\pm$ 0,05	0,40 $\pm$ 0,04
	4 <sup>-</sup>	0 - 70	18	0,029 $\pm$ 0,008	0,087 $\pm$ 0,006	0,056 $\pm$ 0,006

\*) Здесь и в последующих таблицах в скобках приведены значения, полученные при исключении резонанса с  $E_{\alpha} = 183,7$  эВ.

## Результаты измерения и обсуждение

### I. Полные $\alpha$ -ширины нейтронных резонансов.

На рис. 1 и 2 приведены зависимости числа отсчетов  $\alpha$ -частиц от времени пролета нейтронов. Стрелками отмечены положения известных нейтронных резонансов, значения энергии которых взяты из работы /4/. Суммарные отсчеты  $\alpha$ -частиц  $N_\alpha$  в отдельных резонансах при учете изменения потока нейтронов с энергией и вероятности их захвата позволяют определить полные  $\alpha$ -ширины.

Значения полных  $\alpha$ -ширин вычислялись по формуле:

$$(\Gamma_\alpha)_k = \frac{\varepsilon_0 S_0}{\varepsilon_k S_k} \cdot \frac{\phi_0}{\phi_k} \cdot \frac{A_0 \Gamma_k}{A_k \Gamma_0} \cdot \frac{(N_\alpha)_k}{(N_\alpha)_0} \cdot (\Gamma_\alpha)_0, \quad (I)$$

где  $\varepsilon$  - эффективность детектора к  $\alpha$ -частицам;  $S$  - площадь мишени;  $A$  - площадь резонанса над кривой пропускания;  $\phi$  - поток нейтронов;  $\Gamma$  и  $\Gamma_\alpha$  - полная и  $\alpha$ -ширины резонанса; индексы 0 и k означают калибровочный и исследуемый резонансы соответственно. Параметры нейтронных резонансов взяты из работ /5,6/ ж), а относительные значения потока нейтронов - из работы /9/. Калибровка проводилась относительно резонанса  $^{147}\text{Sm}$  с  $E_0 = 3,4$  эВ, полная  $\alpha$ -ширина которого по данным /1/ равна  $(2,5 \pm 0,3)$  мкэВ жж).

ж) Для резонанса  $^{147}\text{Sm}$  с  $E_0 = 160,8$  эВ мы взяли  $J^\pi = 3^-$  на основании наличия  $\alpha$ -перехода на основное состояние дочернего ядра /2/. Для резонанса  $^{147}\text{Sm}$  с  $E_0 = 50,5$  эВ в работах /5,6/ приводятся различные значения спина. Мы предпочли  $J^\pi = 3^-$  ввиду большого значения  $\alpha$ -ширины этого резонанса ( см., например, /14/). жж) Хотя в работе /10/ приводится значение  $(1,8 \pm 0,2)$  мкэВ, это не приводит к заметному различию в калибровке, если учесть, что величины  $\Gamma_\alpha = 2,5$  и  $1,8$  мкэВ были получены при значениях  $2g\Gamma_n = 0,82$  /21/ и  $1,15$  /5/ мэВ соответственно.

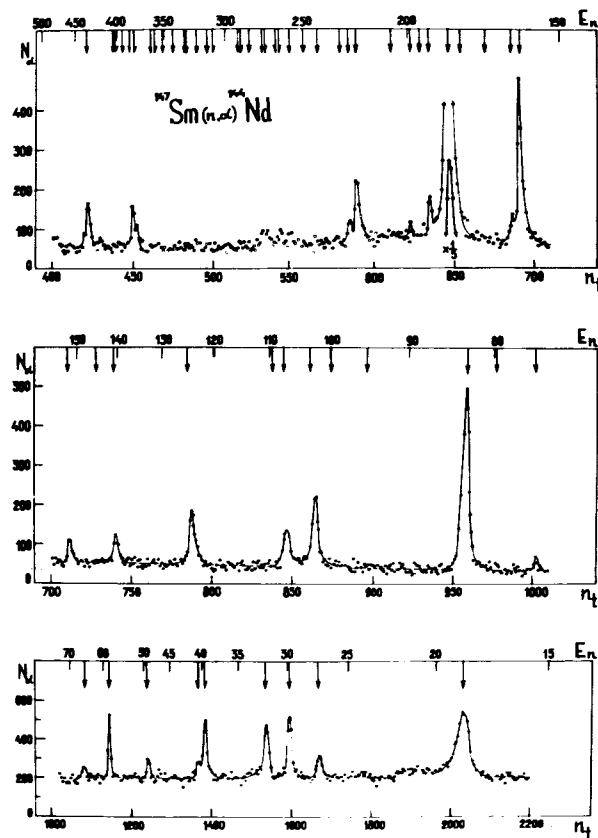


Рис. I Временной спектр  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ . Энергия нейтронов  $E_n$  в эВ.

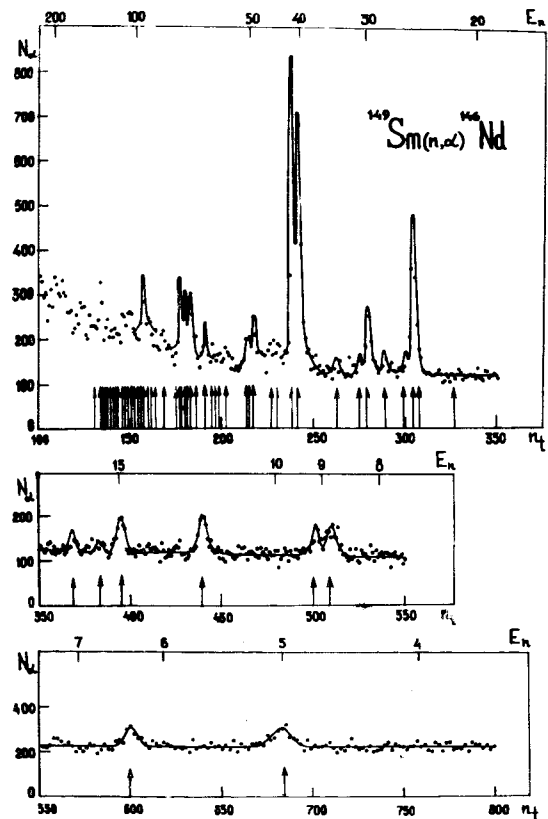


Рис.2 Временной спектр  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ . Энергия нейтронов  $E_n$  в эВ.

Улучшение разрешения дало нам возможность значительно повысить границу доступной для измерения энергии нейтронов и дополнительно разрешить несколько близлежащих резонансов. Для исследуемых ядер удалось удвоить число экспериментально измеренных полных

$\alpha$ -ширин. Сравнение с известными ранее данными показывает, что для  $^{147}\text{Sm}$  результаты настоящей работы в области до 200 эВ хорошо согласуются с имеющимися данными /2/, а для  $^{149}\text{Sm}$  - в области до 15 эВ с данными /3/.

Нужно отметить, что во временном спектре выхода реакции  $(n, \alpha)$  на  $^{149}\text{Sm}$  проявился дублет в районе 9 эВ, состоящий из резонансов с  $E_0 = 8,9$  и  $9,2$  эВ. Используя временные спектры  $\alpha$ -частиц в различных амплитудных окнах из работы /3/, можно приписать этим резонансам спины  $4^-$  и  $3^-$  соответственно. При измерениях нейтронных ширин резонанс с  $E_0 = 9,2$  эВ не был обнаружен, по-видимому, из-за малости нейтронной ширины. О возможном существовании этого дублета высказывалось в работе Бечваржа и др. /II/ в связи с неоднозначностью спиновой идентификации, получаемой с помощью различных методов.

## 2. Средние значения полных $\alpha$ -ширин.

Расширение сведений об  $\alpha$ -ширинах вместе с относительно полной спиновой идентификацией резонансных состояний исследуемых ядер позволяет более точно определить средние параметры, характеризующие  $\alpha$ -распад, и провести более достоверное сравнение с теоретическими оценками отдельно для состояний со спинами  $3^-$  и  $4^-$ .

Некоторую сложность в определении статистических свойств резонансов  $^{147}\text{Sm}$  со спином  $3^-$  вносит резонанс с  $E_0 = 183,7$  эВ,

имеющий anomalно большую  $\alpha$ -ширину  $\Gamma_\alpha = (19,5 \pm 4,5)$  мкэВ. Эта величина в 14 раз больше среднего значения, рассчитанного по остальным 19 резонансам с  $J^\pi = 3^-$ , и существенно влияет на корреляционные и флуктуационные свойства экспериментальных  $\alpha$ -ширин (см. таблицы 2-5 и рис.3). Такой резонанс имеет специфический спектр  $\alpha$ -частиц /2/, состоящий практически только из  $\alpha$ -перехода в основное состояние конечного ядра. Эти и некоторые другие факты заставили нас предположить, что резонанс с  $E_c = 183,7$  эВ характеризуется сравнительно большим вкладом простого типа возбуждения, возможно, типа частица-частица. В связи с этим мы исследовали статистические свойства резонансов  $^{147}\text{Sm}$  с  $J^\pi = 3^-$  с учетом резонанса с  $E_c = 183,7$  эВ и без него.

В таблице 2 приведены экспериментальные значения  $\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{эксп}}$  для двух изотопов самария и средние  $\alpha$ -ширины, рассчитанные по оптической ( $\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{оп}}$ )/12/ и кластерной ( $\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{км}}$ )/13/ моделям:

$$\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{теор}} = \frac{D^J}{2\pi} \sum_{\ell} P_{\ell}^{\text{теор}} \quad (2)$$

где  $P_{\ell}$  - проницаемость потенциального барьера для  $\alpha$ -частиц с орбитальным моментом  $\ell$ ;

$i$  - номер уровня дочернего ядра.

Ошибки в  $\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{эксп}}$  включают в себя как статистические ошибки и неопределенности в параметрах отдельных резонансов, так и ошибки усреднения, связанные с ограниченным набором  $\alpha$ -ширин. При теоретических расчетах средние значения расстояния между резонансными уровнями брались из работы /6/.

Таблица 3

Поведение полных  $\alpha$ -ширин резонансов  $^{147}\text{Sm}$  в различных интервалах энергии нейтронов.

$J^\pi$	$E_n < 100$ эВ			$100 \text{ эВ} < E_n < 200 \text{ эВ}$		
	Число резонансов	$\sum \Gamma_\alpha$ , мкэВ	$\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{эксп}}$ , мкэВ	Число резонансов	$\sum \Gamma_\alpha$ , мкэВ	$\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{эксп}}$ , мкэВ
$3^-$	6	$6,2 \pm 0,6$	$1,0 \pm 0,4$	8 (7)	$33 \pm 5$ (14 $\pm$ 3)	$4,2 \pm 1,7$ (2,0 $\pm$ 0,9)
$4^-$	8	$2,3 \pm 0,4$	$0,3 \pm 0,1$	6	$3,5 \pm 1,8$	$0,6 \pm 0,4$
$3^+$	14	$8,5 \pm 0,8$	$0,6 \pm 0,2$	14 (13)	$37 \pm 6$ (17 $\pm$ 4)	$2,6 \pm 1,1$ (1,3 $\pm$ 0,7)

Таблица 4

Значения эффективного числа степеней свободы для распределения полных  $\alpha$ -ширин.

Ядро-мишень	$J^\pi$	Интервал энергии нейтронов, эВ	Число резонансов	$\nu$ экп эфф	$\nu$ экп эфф
$^{147}\text{Sm}$	$3^-$	0 - 300	20 (19)	$1,2^{+0,7}$ -0,5	1,8
	$4^-$	0 - 140	10	$6,5^{+14,5}$ -3,5	2,5
$^{149}\text{Sm}$	$3^-$	0 - 70	13	$3,0^{+2,5}$ -1,3	2,6
	$4^-$	0 - 70	18	7 + 13	2,5

Можно указать на удовлетворительное согласие между теоретическими и экспериментальными значениями средних  $\alpha$ -ширин. Однако ожидаемые по кластерной модели значения оказались ближе к экспериментальным по сравнению с оптической моделью. Различие между средними значениями  $\alpha$ -ширин, получаемыми по оптической и кластерной моделям, особенно заметно в случае резонансов со спином  $4^-$ . Это связано с тем, что по оптической модели в районе исследуемых ядер предсказывается некоторое усиление  $\alpha$ -распада с четными значениями орбитального момента  $\ell$ . В случае резонансов с  $J^\pi = 4^-$ , для которых  $\alpha$ -распад в основное состояние дочернего ядра ( $I^\pi = 0^+$ ) запрещен по закону сохранения четности, значительный вклад в полную  $\alpha$ -ширину может вносить распад в состояние  $3^-$ , где реализуются четные значения  $\ell$ . В кластерной модели такого усиления по  $\ell$  не предсказывается.

Для резонансов  $^{147}\text{Sm}$  подтверждается отмечавшееся ранее существенное различие в значениях  $\sum \Gamma_\alpha$  в интервалах  $E_n < 100$  эВ и  $100 < E_n < 200$  эВ, особенно для резонансов с  $J^\pi = 3^-$  (таблица 3). Обращают на себя внимание малые  $\alpha$ -ширины в интервале  $E_n < 100$  эВ. Интересно отметить, что такая аномалия не проявляется в поведении нейтронных ширин. Энергетическая зависимость нарастающей суммы  $\sum \Gamma_n$  для  $^{147}\text{Sm}$  хорошо аппроксимируется прямолинейной зависимостью /4,6/.

### 3. Распределение полных $\alpha$ -ширин

В работах /14,15/ показано, что при разумных, с точки зрения статистической теории, предположениях значения полных  $\alpha$ -

ширин резонансов с одинаковым спином можно описать  $\chi^2$ -распределением с эффективным числом степеней свободы

$$V_{\text{эфф}}^{\text{теор}} = \left( \sum_{i\ell} P_{i\ell} \right)^2 / \sum_{i\ell} P_{i\ell}^2 \quad (3)$$

В случае  $\chi^2$ -распределения эффективное число степеней свободы может быть вычислено из экспериментально определяемых величин:

$$V_{\text{эфф}}^{\text{эксп}} = \frac{2 \langle \Gamma_\alpha \rangle^2}{\langle \Gamma_\alpha^2 \rangle - \langle \Gamma_\alpha \rangle^2} \quad (4)$$

На рис.3 представлены интегральные распределения полных  $\alpha$ -ширин резонансов  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$  отдельно со спинами  $3^-$  и  $4^-$ . Экспериментальные гистограммы сравниваются с  $\chi^2$ -распределениями при  $V_{\text{эфф}}$ , рассчитанном по формуле (3). Значения проницаемости  $P_{i\ell}$  брались из /16/.

Для полных  $\alpha$ -ширин резонансов  $^{147}\text{Sm}$  наблюдается удовлетворительное согласие теоретических распределений (для одного и другого значений спина) с экспериментальными, особенно если отбросить резонанс с  $E_0 = 183,7$  эВ.

В случае резонансов  $^{149}\text{Sm}$  хорошее согласие расчетного и экспериментального распределений имеется только для резонансов со спином  $3^-$ . Для резонансов со спином  $4^-$  наблюдается значительное расхождение.

Значения  $V_{\text{эфф}}^{\text{эксп}}$ , которые наилучшим образом описывали бы экспериментальные распределения, можно, в принципе, определить по формуле (4). Однако ограниченный статистический набор ширин



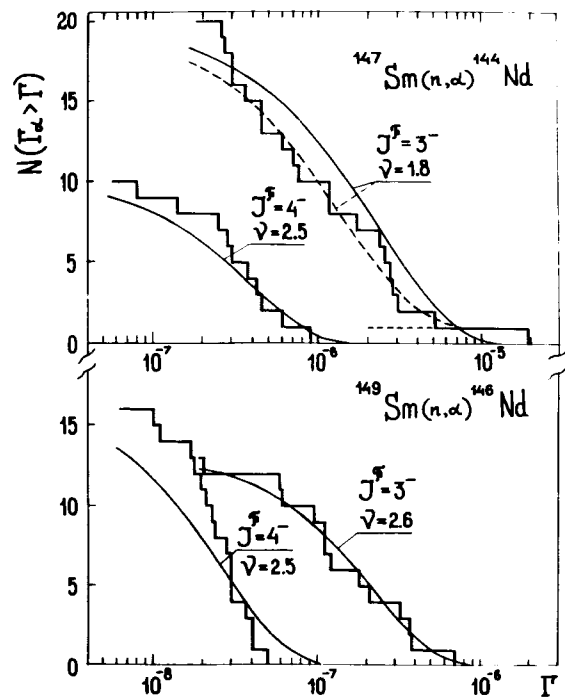


Рис.3 Интегральные распределения полных  $\alpha$ -ширин резонансов  $^{147}\text{Sm}$  (верхняя часть) и  $^{149}\text{Sm}$  (нижняя часть). Гистограммами показаны экспериментальные результаты, сплошными кривыми – ожидаемые распределения по статистической теории; пунктирная кривая рассчитана без учета резонанса с  $E_c = 183,7$  эВ.

и их экспериментальные ошибки могут привести к некоторому смещению оценок  $\nu_{\text{эфф}}^{\text{экс}}$ . Кроме того, здесь трудно оценить ошибку в определении  $\nu_{\text{эфф}}^{\text{экс}}$ . Поэтому для определения  $\nu_{\text{эфф}}^{\text{экс}}$  применялся статистический метод анализа, аналогичный использованному в работах /17,18/ при обработке парциальных  $\gamma$ -ширин.

Сравнение (таблица 4) экспериментальных значений  $\nu_{\text{эфф}}^{\text{экс}}$  с ожидаемыми по статистической теории также показывает удовлетворительное согласие за исключением случая резонансов  $^{149}\text{Sm}$  со спином  $4^-$ .

К сожалению, в случае резонансов  $^{149}\text{Sm}$  со спином  $4^-$  из-за больших экспериментальных ошибок использованный нами метод анализа не позволяет надежно определить значение  $\nu_{\text{эфф}}^{\text{экс}}$  и границы доверительного интервала. Для 16 таких резонансов, расположенных в интервале энергии нейтронов до 70 эВ, по формуле (4) получено  $\nu_{\text{эфф}}^{\text{экс}} = 12,6$ . Для оценки нижнего предела для  $\nu_{\text{эфф}}^{\text{экс}}$  можно поместить значения  $\alpha$ -ширин двух пропущенных резонансов ( $E_0 = 23,2$  и  $24,6$  эВ) на нулевом уровне (хотя верхние оценки для них не сильно отличаются от среднего значения), это приводит к  $\nu_{\text{эфф}}^{\text{экс}} = 6,6$ , что также значительно больше теоретического.

Для оценки достоверности такого заключения для ряда статистических наборов ширин, случайно выбираемых из совокупности с  $\nu = 2,5$ , вычисляли  $\nu$  по методу максимального правдоподобия. Из 1000 таких значений  $\nu$  не было ни одного, большего 12,6, и только 21 превысило 6,6.

Здесь уместно отметить, что в работах /1,15/, где распределения 15 полных  $\alpha$ -ширин  $^{149}\text{Sm}$  проводились без разделения по

спинам суммой двух распределений, указывалось, что лучшую подгонку дает сумма распределений с  $\gamma(3^-)=2,5$  и  $\gamma(4^-)=20-60$ . Однако малый набор  $\alpha$ -ширин и необходимость анализировать суммарное по спинам распределение не позволили тогда прийти к определенным заключениям.

В настоящее время трудно указать определенную физическую причину такого сужения распределения  $\alpha$ -ширин. Возможно, это связано с наличием некоторой корреляции волновых функций, ответственных за  $\alpha$ -переходы на низколежащие состояния дочернего ядра  $^{146}\text{Nd}$  для исследуемых резонансных состояний. Можно упомянуть, что в последнее время и для случая парциальных  $\gamma$ -ширин дискутируется вопрос о возможном превышении на 20-30 % по сравнению с  $\gamma = 1$  в этой же области атомных ядер /II/. В то же время  $\alpha$ -ширины, вероятно, определяются в основном вкладом маловыклонных типов возбуждения, и, следовательно, для них более обычными могут быть отклонения от статистической теории.

Имеется еще одна причина, которая может привести к сужению распределения полных  $\alpha$ -ширин /22/. При измерении выхода  $\alpha$ -частиц без анализа их по энергии  $\Gamma_{\alpha}^{\text{эксп}} = \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{\beta\alpha}$ , где  $\Gamma_{\beta\alpha}$  - ширина двухкаскадного процесса ( $n, \beta\alpha$ ), который в отдельных случаях может давать заметный вклад в выход  $\alpha$ -частиц. Величина  $\Gamma_{\beta\alpha}$  из-за сильного усреднения по промежуточным компаунд-состояниям должна быть константой для резонансов с определенным значением спина, что приведет к сужению распределения  $\Gamma_{\alpha}^{\text{эксп}}$  при  $\Gamma_{\beta\alpha} \approx \langle \Gamma_{\alpha} \rangle$ . Однако из работы Эссалема и Асгара /23/  $\Gamma_{\beta\alpha} = (2,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$  эВ  $\approx 0,1 \langle \Gamma_{\alpha} \rangle^{\text{эксп}}$ . Это может привести к уменьшению  $V_{\text{эгрр}}$  только на 10-15 %. Для того чтобы получить  $V_{\text{эгрр}} \approx 7$ , необходимо, чтобы  $\Gamma_{\beta\alpha} \geq 0,6 \langle \Gamma_{\alpha} \rangle^{\text{эксп}}$ , что крайне маловероятно.

#### 4. Корреляция между нейтронными и $\alpha$ -ширинами.

Относительно полное изучение резонансных состояний  $^{149}\text{Sm}$  и  $^{147}\text{Sm}$  позволяет поставить вопрос о поисках корреляции между нейтронными и  $\alpha$ -ширинами. Статистическая теория считает  $\Gamma_{\alpha}$  и  $\Gamma_n^0$  как характеристики независимых способов распада отдельного уровня составного ядра, флуктуирующие совершенно независимо. Нами были подсчитаны коэффициенты корреляции  $r[\Gamma_{\alpha}, 2\gamma\Gamma_n^0]$  методом, указанным в работе /19/. Результаты расчета даны в таблице 5. Если из рассмотрения исключить резонанс  $^{147}\text{Sm}$  с  $E_0 = 183,7$  эВ, то результаты совместимы с предположением о нулевой истинной корреляции. Аналогичные выводы были сделаны в работе Бечваржа и др. /20/, где изучались корреляции между ширинами  $\Gamma_{\beta\beta}$  и  $\Gamma_{\alpha\beta}$ .

В заключение можно отметить следующее. По-видимому, справедливость статистической теории в описании реакции ( $n, \alpha$ ) следует признать ограниченной.

С одной стороны, она позволяет с точностью до фактора 2 - 3 предсказывать средние значения полных  $\alpha$ -ширин, объясняет отсутствие корреляций с другими ширинами, в ряде случаев дает возможность оценить величину  $V_{\text{эгрр}}$ , характеризующую распределение полных  $\alpha$ -ширин.

С другой стороны, в эксперименте проявились эффекты, которые указывают на возможные отклонения от предельной статистической теории. Это аномально большая величина  $V_{\text{эгрр}}$  для резонансов  $^{149}\text{Sm}$  с  $J^{\pi} = 4^-$ ; отличие  $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$  для различных интервалов энергии нейтронов в  $^{147}\text{Sm}$ ; аномальность характеристик резонанса  $^{147}\text{Sm}$  с  $E_0 = 183,7$  эВ (см. также /2/).

В связи с этим было бы весьма интересно расширить диапазон

Таблица 5

Коэффициенты корреляции между полными  $\alpha$ -ширинами  $\Gamma_\alpha$  и приведенными нейтронными ширинами  $2g\Gamma_n$ .

Ядро-мишень	$J^\pi$	Число пар	Коэффициент корреляции $r[\bar{\Gamma}_\alpha, 2g\Gamma_n]$
$^{147}\text{Sm}$	$3^-$	20	$+0,6 \pm 0,2$
		(19)	$(-0,1 \pm 0,2)$
$^{149}\text{Sm}$	$4^-$	10	$-0,4 \pm 0,3$
		$3^-$	$-0,3 \pm 0,3$
	$4^-$	15	$+0,2 \pm 0,4$

исследуемых резонансов, а также измерить спектры  $\alpha$ -частиц в резонансах с  $J^\pi = 4^-$  для  $^{149}\text{Sm}$ .

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Л.Б.Пикельнеру за ряд ценных замечаний, В.И.Фурману за предоставление результатов расчета по кластерной модели, А.В.Грачевой, В.Е.Рыжову и А.А.Аврамовой за изготовление мишеней и помощь при измерениях.

## ЛИТЕРАТУРА.

1. I.Kvitek, Yu.P.Porov. Nucl.Phys., **A154**, 177 (1970).
2. Yu.P.Porov et al. Nucl.Phys., **A188**, 212 (1972).
3. П.Виниваргер, К.Недведок, Ю.П.Попов и др. ЯФ, **20**, 3 (1974).
4. Э.Н.Каржавина, А.Б.Попов. ОИЯИ, РЗ-5655, Дубна, 1971; ЯФ, **15**, 401 (1972).
5. Neutron Cross Sections, BNL-325, Third Edition, vol.1, 1973.
6. Э.Н.Каржавина, Ким Сек Су, А.Б.Попов. ОИЯИ, РЗ-6092, Дубна, 1971; ОИЯИ, РЗ-6237, Дубна, 1972.
7. Ю.П.Попов и др. В сб. "Нейтронная физика" (Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 1971), Ч.1, стр. 165, Издательство "Наукова думка", 1972.
8. Н.П.Балабанов, Ю.П.Попов и др. ОИЯИ, РЗ-6602, Дубна, 1972.
9. В.В.Голиков и др. ОИЯИ, 3-5736, Дубна, 1971.
10. В.А.Вторин, К.Недведок, Ю.П.Попов, В.И.Салацкий. ОИЯИ, РЗ-8800, Дубна, 1975.
11. F.Bečvář, R.V.Chrien, O.A.Wasson. Nucl.Phys., **A236**, 173 (1974); Nucl.Phys., **A236**, 198 (1974).
12. В.И.Фурман, Ю.П.Попов. В сб. "Нейтронная физика" (Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 1971), Ч.1, стр.159, Издательство "Наукова думка", 1972.
13. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман. ЭЧАЯ, т.6, 469 (1975).

14. Ю.П.Попов и др. Acta Phys.Pol., 24, 275 (1973).
15. Ю.П.Попов и др. Nuclear Data for Reactors, vol.1, p.669, Vienna, IAEA, 1970.
16. А.Ф.Ладакина. Бюллетень информационного центра по ядерным данным, вып.3, стр.226, Атомиздат, 1966.
17. L.M.Bollinger et al. Phys.Rev., 132, 1640 (1963).
18. D.L.Price et al. Nucl.Phys., A 121, 630 (1968).
19. Е.В.Гай, Н.С.Работнов. ИФ, 6, 1313 (1967).
20. Л.Алдеа, Ф.Бечварж и др. В сб. "Нейтронная физика" (Материалы II Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973), Ч.2, стр.289, Обнинск, 1974.
21. BNL - 325, Second Edition, Suppl. No.2, vol.IIC, 1966.
22. П.Винивартер, К.Недведюк, Ю.П.Попов и др. ОИЯИ, РЗ-6754, Дубна, 1972.
23. A.Emsalleem, M.Asghar. Proc.of the Second Intern.Symp.on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, September 2 - 6, 1974, Petten, Netherlands, p.369.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 июля 1975 года