

A-651



сообщения  
Объединенного  
Института  
Ядерных  
Исследований  
Дубна

4658/2-81

14/9-81

P3-81-433

Ю.Андреевски, Во Ким Тхань, В.А.Втюрин,  
Ю.П.Попов

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma)^{140}\text{Ce}$   
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ  
И МУЛЬТИПОЛЬНОСТЬ  $\gamma$ -ПЕРЕХОДОВ  
МЕЖДУ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯМИ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование двухступенчатой реакции  $(n, \gamma \alpha)$  вызывает повышенный интерес, поскольку является пока основным методом получения информации о  $\gamma$ -переходах между двумя сложными компаунд-состояниями ядра. Впервые реакция  $(n, \gamma \alpha)$  была обнаружена более 10 лет назад на ядре-мишени  $^{143}\text{Nd}$  с помощью тепловых нейтронов<sup>/1/</sup>. Позднее, измерив величину  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  в резонансе  $^{143}\text{Nd}$  с  $E_0 = 55$  эВ и сопоставив свои данные с результатами работы<sup>/1/</sup>, дубненская группа<sup>/2/</sup> получила первые сведения о  $\gamma$ -переходах между высоковозбужденными состояниями ядер. Они оказались довольно неожиданными, поскольку указывали на возможное преобладание  $\gamma$ -переходов мультипольности  $M1$ . Дело в том, что при измерении величин  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  в резонансах с разными спинами /в случае  $^{143}\text{Nd}$  тепловое сечение определяется резонансом  $E_0 = -6$  эВ с  $J^\pi = 3^-$ , а резонанс  $E_0 = 55$  эВ имеет  $J^\pi = 4^-$  / их отношение существенно зависит от мультипольности первичных  $\gamma$ -квантов, поскольку этим определяется орбитальный момент вылетающих  $\alpha$ -частиц<sup>/2/</sup>: при  $E1$   $\omega(E1) = \Gamma_{\gamma\alpha}(3^-) / \Gamma_{\gamma\alpha}(4^-) = 4,5$ ; при  $M1$   $\omega(M1) = 0,8$ . Экспериментальная оценка оказалась равной  $0,3 < \omega_{\text{эксп}} < 3$ . Правда, этот результат не считался авторами окончательным, поскольку относительная погрешность определения  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  для резонанса 55 эВ достигала 80%.

Появление нового источника данных о компаунд-ядре вызвало заметный интерес и у экспериментаторов, и, несмотря на малую величину эффекта ( $\sigma_{n, \gamma \alpha} < 1$  мб для тепловых нейтронов, исследование на тепловых нейтронах на ядре-мишени  $^{143}\text{Nd}$  были проведены в Гренобле группой Асгара-Эмсаллема<sup>/3/</sup>, в ЧССР Квитеком и др.<sup>/4/</sup>, нашей группой в Дубне<sup>/5/</sup>, а позже - Алдеа и др.<sup>/6/</sup> - в Юлихе /ФРГ/, а затем снова повторены в Гренобле<sup>/7/</sup>. В области отдельных резонансов, где потоки нейтронов на несколько порядков меньше, на ядре  $^{143}\text{Nd}$  новых измерений не было.

Тем не менее вопрос о природе мягких  $\gamma$ -переходов между компаунд-состояниями ядра /с  $E_\gamma \sim 1$  МэВ/, а в частности их мультипольности, остается пока открытым. Не ясно, определяются ли они "хвостами" гигантских мультипольных резонансов или при столь малых энергиях  $\gamma$ -переходов начинают проявляться иные механизмы. Такого типа  $\gamma$ -переходы дают существенный вклад в полные радиационные ширины, в неразрешаемую современной аппаратурой часть спектра  $\gamma$ -лучей радиационного захвата нейтронов

средними и тяжелыми ядрами, влияют на множественность  $\gamma$ -квантов в каскадах, на флуктуации от резонанса к резонансу заселенностей низколежащих состояний и т.д. И в то же время во многих расчетах, например, полных радиационных ширин, авторы ограничиваются учетом только  $\gamma$ -переходов мультипольности  $E1$  /8,9/.

Мы не можем считать окончательными выводы Алдеа и Сейфарта /6/ о преобладании  $\gamma$ -переходов мультипольности  $M1$  и зависимости фактора запрета от энергии, поскольку они пользовались для анализа экспериментальных данных недостаточно корректными формулами /см. ниже/.

Все это заставило нас вернуться к измерениям реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$  в отдельных резонансах, главным образом со спином  $J^\pi = 4^-$ , а наличие усовершенствованной в последние годы методики измерений реакций  $(n, \alpha)$  и  $(n, \gamma\alpha)$  /10/ позволило надеяться на получение более точных результатов и более определенных выводов о мультипольности  $\gamma$ -переходов между компаунд-состояниями ядер.

## 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ РЕАКЦИИ $(n, \gamma\alpha)$

Измерения проводились методом времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем в бустерном режиме. Для уменьшения фона быстрых нейтронов и перегрузки мы поместили в пучок нейтронов толстый алюминиевый фильтр, что позволило вдвое по сравнению с /2/ улучшить разрешение по энергии  $\alpha$ -частиц и в 3 раза сократить мертвое время детектора, обусловленное импульсом мощности реактора.

В качестве  $\alpha$ -спектрометра применялась цилиндрическая ионизационная камера с сеткой /10/. Параметры мишени /№1/ и основные данные, относящиеся к эксперименту, приведены в табл.1.

Таблица 1

№ мишени	Соединение	Обогащение $^{143}\text{Nd}$	Толщина, мг/см <sup>2</sup>	Площадь, см <sup>2</sup>	Время измерений, ч	Временное разрешение, нс/м
1	$\text{Nd}_2\text{O}_3$	83,5	0,67	3650	158	135
					322	135
2	$\text{Nd}_2\text{O}_3$	83,5	0,5	616	4x20	135

Регистрация сигналов с камеры производилась измерительным модулем на базе мини-ЭВМ "Электроника-100/16 И" /21/, работавшем в двухмерном /амплитуда сигнала - время пролета/ режиме с записью информации на магнитную ленту. Программное обеспечение модуля создано средствами комплекса САНПО /11,12/. Калибровка  $\alpha$ -ширин  $^{143}\text{Nd}$  проводилась при помощи плоской двухсекционной ионизационной камеры с сеткой методикой, описанной в работе /13/. В качестве эталона применялась мишень из  $^{147}\text{Sm}$ , использовавшаяся ранее в работе /13/. Параметры калибровочной мишени №2 из  $^{143}\text{Nd}$  приведены в табл.1. В результате точность калибровки была улучшена до 12%. Сравнение с калибровкой по данным работы /14/ показывает, что  $\alpha$ -ширины  $^{143}\text{Nd}$  должны быть увеличены на 10%. В то же время, принимая во внимание, что погрешность калибровки в работе /14/ составляет 30%, наши результаты этой работе не противоречат.

## 3. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Отличительной особенностью  $\alpha$ -распада компаунд-ядра  $^{144}\text{Nd}$  является большое расстояние /1,6 МэВ/ между основным и возбужденными состояниями дочернего ядра  $^{140}\text{Ce}$ . Вследствие падения проникаемости барьера с уменьшением энергии  $\alpha$ -частицы вероятность  $\alpha$ -распада на возбужденные состояния здесь примерно в 500 раз меньше, чем на основное. Это обстоятельство, помимо облегчения выделения вклада реакции  $(n, \gamma\alpha)$  в резонансах со спином  $4^-$  /где запрещен прямой  $\alpha$ -переход в основное состояние/, позволяет пренебречь вкладом реакции  $(n, \gamma\alpha)$  с  $\alpha$ -переходом на возбужденные состояния дочернего ядра. Выделение площадей резонансов со спином  $4^-$  проводилось в 2 этапа. Сначала для уточнения положения резонансов со спином  $4^-$  и выбора соответствующих временных окон был получен спектр по времени пролета в узком амплитудном окне вблизи максимума спектра реакции  $(n, \gamma\alpha)$  /рис.1/. Затем в соответствующих временных окнах были получены амплитудные спектры.

Амплитудный спектр к окну резонанса  $E_0 = 159$  эВ с  $J^\pi = 4^-$  /рис.2/ содержит в себе заметный вклад  $\alpha$ -перехода в основное состояние  $^{140}\text{Ce}$  / $\alpha_0$ -перехода/ от расположенного рядом резонанса  $E_0 = 179$  эВ со спином  $3^-$ . Для вычитания вклада этого резонанса мы воспользовались формой спектра  $\alpha_0$ -перехода из суммарного спектра резонансов  $E_0 = 127$  и  $135$  эВ, пронормировав его по площади фонового  $\alpha_0$ -перехода в резонансе  $E_0 = 159$  эВ. Кроме того, в области спектра  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \gamma\alpha)$  вычиталась фоновая подложка, полученная плавной экстраполяцией хода фоновой кривой в область высоких энергий.

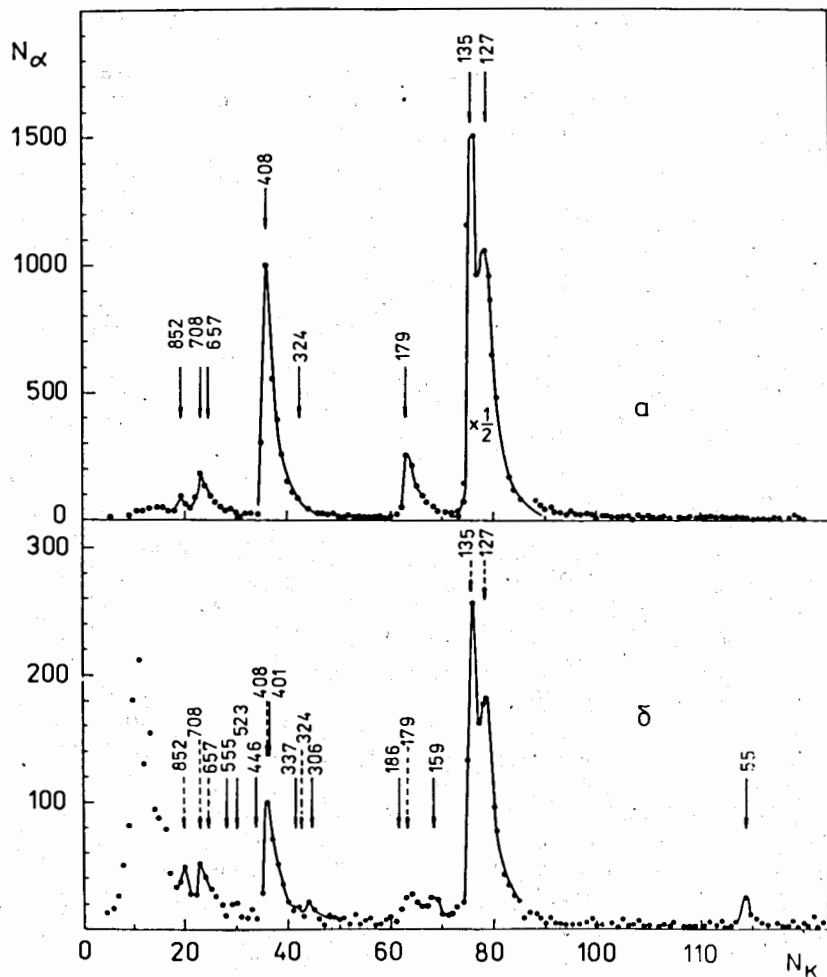


Рис.1. Времяпролетные спектры: а/ реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$  в амплитудном окне перехода  $\alpha_0$ ; б/ реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma) \ ^{140}\text{Ce}$  с примесью реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha) \ ^{140}\text{Ce}$  /спектр получен в окрестности максимума спектра реакции  $(n, \gamma \alpha)$ /. Пунктирными стрелками на рисунке б показаны положения резонансов со спином  $3^-$ .

Наиболее удобен для выделения спектра реакции  $(n, \gamma \alpha)$  резонанс  $E_0 = 55$  эВ, далеко отстоящий от резонансов со спином  $3^-$  и позволяющий получить наибольшую статистическую точность.

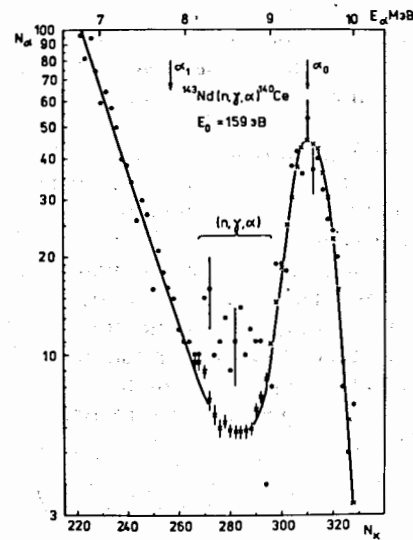
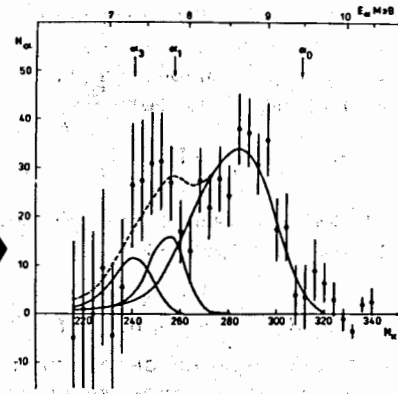


Рис.2. Амплитудный спектр во временном окне резонанса  $E_0 = 159$  эВ  $^{143}\text{Nd}$ . Крестиками показан спектр суммы резонансов  $E_0 = 127$  и  $135$  эВ  $^{143}\text{Nd}$ , пронормированный по площади перехода  $\alpha_0$ .

Рис.3. Амплитудный спектр резонанса  $E_0 = 55$  эВ  $^{143}\text{Nd}$ , полученный после вычитания фона. Сплошные кривые: спектры реакции  $(n, \gamma \alpha)$  при  $z=3$  и  $n=1$  и реакции  $(n, \alpha_f)_{f=0}$ , соответствующие минимуму  $\chi^2$ .



Примесь линии  $\alpha_0$ , наблюдаемая в амплитудном спектре, полученном во временном окне этого резонанса, значительно слабее и обусловлена в основном постоянным фоном околотепловых нейтронов /рециклических и термализовавшихся в помещении/. Это позволяет для выделения эффекта пользоваться обычной процедурой вычитания фона, полученного в межрезонансных промежутках.

Амплитудный спектр резонанса  $E_0 = 55$  эВ, полученный после вычитания фона, показан на рис.3.

#### 4. СПЕКТР РЕАКЦИИ $(n, \gamma \alpha)$

Для дальнейшего анализа наших данных необходимо знать теоретическую форму спектра  $\alpha$ -частиц в реакции  $(n, \gamma \alpha)$ , которая в существенной степени определяется энергетической зависимостью средней вероятности первичных  $\gamma$ -переходов /энергетическая зависимость средних парциальных  $\alpha$ -ширин хорошо воспроизводится при учете соответствующих кулоновского и центробежного барьеров/. Поскольку в реакции  $(n, \gamma \alpha)$  происходит хорошее усреднение по промежуточным состояниям  $1/2$ , то форма спектра первичных

$\gamma$ -переходов должна слабо флуктуировать от резонанса к резонансу, а следовательно, для анализа наших спектров можно воспользоваться результатами измерений в других резонансах или в тепловой области.

Первые анализ формы спектра  $(n, \gamma a)$  проводился в работе /2/. За прошедшие годы точность экспериментально измеренных спектров существенно выросла /6,7/, что требует более точного учета некоторых делавшихся ранее приближений. Следуя работе /2/, представим спектр  $\alpha$ -частиц в реакции  $(n, \gamma a)$  для резонанса  $(\lambda)$  усредненным по узкому интервалу энергий  $\Delta$ , такому, что  $D \ll \Delta \ll E_{a_j}$ , где  $D$  - среднее расстояние между резонансами. Тогда для  $j$ -го интервала, выражая среднее значение ширины /по интервалу  $\Delta_j$  первичного  $\gamma$ -перехода в промежуточное состояние  $i$  / через радиационную силовую функцию соответствующей мультипольности  $S_{\gamma}^{cc} / \text{см.} /^{15} /$ :

$$\langle \Gamma_{\gamma \lambda_i} \rangle = D S_{\gamma}^{cc} E_{\gamma}^{2\ell_{\gamma}+1} \quad /1/$$

среднее значение ширины вторичного  $\alpha$ -перехода - через проницаемость барьера:

$$\langle \Gamma_{\alpha i f} \rangle = \frac{D_j}{2\pi} \sum_{\ell_{\alpha, f}} P_{\ell_{\alpha, f}}(E_{\alpha i f}) \quad /2/$$

а также выражая энергетическую зависимость среднего значения полной ширины промежуточного состояния в виде

$$\langle \Gamma_i \rangle (E_{\gamma}) = \Gamma_{\gamma} (B_n) \left(1 - \frac{E_{\gamma}}{B_n - \delta}\right)^n \quad /3/$$

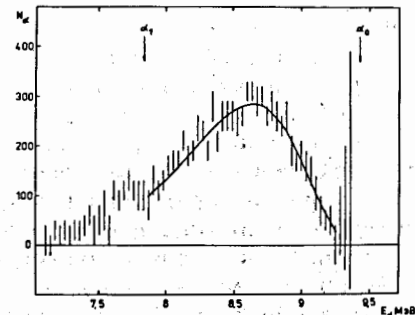
можно получить теоретическую форму спектра  $\alpha$ -частиц в реакции  $(n, \gamma a)$  для определенной мультипольности первичных  $\gamma$ -переходов\*:

$$(W_{\gamma a})_j^* = \frac{\Delta_j D S_{\gamma}^{cc} E_{\gamma}^{2\ell_{\gamma}+1}}{2\pi \Gamma_{\gamma} (B_n) \left(1 - \frac{E_{\gamma j}}{B_n - \delta}\right)^n \sum_{\ell_{\alpha, f}} P_{\ell_{\alpha, f}}(\bar{E}_{\alpha j})} \quad /4/$$

Здесь  $B_n$  - энергия связи нейтрона;  $\delta$  - энергия спаривания. Показатель степени  $n$  во всех предыдущих работах /2,5-7/ полагался равным нулю, однако из систематик полных ширин следует  $1 \leq n \leq 2,2$ , в зависимости от того, какой из систематик /16-18/ пользоваться. Черта над  $E$  означает, что энергия относится к середине интервала  $\Delta_j$ ;  $\bar{E}_{\gamma j} = E_{\alpha i f} - \bar{E}_{\alpha j}$ .

\*Ширина  $\Gamma_{\gamma a}(\Delta_j)$ , соответствующая интервалу  $\Delta_j$ , будет равна сумме величин  $(W_{\gamma a})_j$  по всем возможным мультипольностям /и пропорциональна числу  $\alpha$ -частиц в интервале  $\Delta_j$  /.

Рис.4. Спектр реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma a)$  на тепловых нейтронах из работы /6/. Сплошная кривая - форма спектра реакции  $(n, \gamma a)$  при  $2\ell_{\gamma}+1=3$  и  $n=1$ , соответствующая минимуму  $\chi^2=29$  /при  $\nu=39$  /.



$P_{\ell_{\alpha, f}}(E_{\alpha})$  - зависимость проницаемости барьера для  $\alpha$ -частицы рассчитывалась с помощью потенциала Иго /19/ и для контроля - с помощью оптического потенциала /20/. Вычисленные значения проницаемостей были пронормированы по экспериментальному значению  $\langle \Gamma_{\alpha 0} \rangle$ , измеренному в работе /21/. Отличие значений

проницаемостей, полученных двумя методами при  $E_{\alpha} = 8,7$  МэВ /максимум спектра  $n, \gamma a$  /, не превышало 8%.

Поправка формы спектра, которая получается при использовании в выражении /3/  $n \geq 1$  /а не  $n=0$ , как раньше /6//, составляет в случае  $^{143}\text{Nd}$  примерно 15% в области  $E_{\alpha} \sim 8,7$  МэВ. Поэтому мы попытались сами описать форму спектра  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma a)$  на тепловых нейтронах, полученного в работе /6/ с помощью выражения /4/, полагая  $z = 2\ell_{\gamma}+1 = 3$ , и задавая значения  $n=1; 1,8; 2,2$  /рис.4/. Для 39 степеней свободы были получены вполне удовлетворительные значения  $\chi^2 = 29 - 42$ . Значимых различий /за пределами стандартного отклонения/ между этими вариантами описания  $\Gamma_i(E)$  не обнаружено. Несколько хуже описывается спектр в предположении  $\Gamma_{\gamma} = \text{const}$  ( $n=0$ ):  $\chi^2 = 50$ . Его описание становится заметно хуже при изменении величины  $z (\neq 3)$ , например, при  $z=2,5$   $\chi^2 > 70$ , при  $z=3,5$   $\chi^2 > 100$  для всех видов зависимости  $\Gamma_i(E)$  /соответствующий уровень достоверности  $P(\chi^2) < 1\%$ . Эти результаты могут служить более надежным подтверждением сделанного ранее /2,6/ вывода о зависимости  $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle (E_{\gamma}) = E_{\gamma}^3$  и дают нам основание не рассматривать в дальнейшем варианты  $z \neq 3$ .

## 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИН $\Gamma_{\gamma a}(4^-)$

Как правило, условия эксперимента не позволяют выделить полного вклада реакции  $(n, \gamma a)$  из экспериментального спектра, и полученная площадь спектра /и соответствующее сечение/ должна быть либо отнесена к энергетическому интервалу, в котором проводилось выделение, либо экстраполирована на полный энергетический интервал.

ческий интервал /при этом, конечно, возникает погрешность экстраполяции, связанная с неточностью знания формы спектра/. Для выделения вклада реакции  $(n, \gamma\alpha)$  использовалась зависимость /4/ при  $l_\gamma=1$ , "размазанная" с учетом формы линии толстого  $\alpha$ -источника /22/ и разрешения детектора, которая сравнивалась с экспериментальным спектром по критерию  $\chi^2$ . Параметры формы  $\alpha$ -линии определялись подгонкой по экспериментальному спектру  $\alpha_0$ -перехода в окне резонансов  $E_0=127$  и  $135$  эВ.

В табл.2 приведены значения счета  $\alpha$ -частиц в резонансе  $E_0=55$  эВ из реакций  $(n, \alpha)$  и  $(n, \gamma\alpha)$ , полученные для разных вариантов обработки, и значения  $\chi^2$  для 27 степеней свободы.

Таблица 2

n	$0^{2/}$	$1^{18/}$	$1,8^{17/}$	$2,2^{18/}$
$N_{\gamma\alpha}$	348 $\pm$ 30	355 $\pm$ 30	361 $\pm$ 30	363 $\pm$ 30
$N_{\alpha_1}$	84 $\pm$ 14	77 $\pm$ 12	71 $\pm$ 11	68 $\pm$ 11
$N_{\alpha_3}$	60 $\pm$ 20	62 $\pm$ 21	64 $\pm$ 22	64 $\pm$ 22
$\chi^2$	22	23	25	26

Несмотря на невысокую статистическую точность наших результатов, мы попытались описать экспериментальный спектр зависимостью /4/ при  $S_{\gamma}^{cc} \approx E_\gamma$  ( $z=4$ ) и  $n=1$ , что соответствует механизму гигантского дипольного резонанса с постоянной шириной  $\Gamma_0^{16/}$ . Результаты оказались несколько хуже  $\chi^2=60$ . Для определения ширины  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  резонанса с  $E_0=55$  эВ мы использовали среднее по всем вариантам отклонение от среднего было учтено в погрешности  $\Delta N_{\gamma\alpha}$  как ошибка выделения  $N_{\gamma\alpha}$ . Для выделения вклада реакции  $(n, \gamma\alpha)$  из спектра резонанса  $E_0=159$  эВ мы использовали фрагмент спектра на участке  $8,1 \text{ МэВ} < E_\alpha < 8,95 \text{ МэВ}$  /см.рис.2/, где не очень велики погрешности отделения вклада реакции  $(n, \gamma\alpha)$  от фонов.

Число  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \gamma\alpha)$ , выделенных в резонансах  $E_0=55$  эВ и  $E_0=159$  эВ  $^{143}\text{Nd}$  и полученных методом, описанным в работе /21/, ширины  $\Gamma_{\gamma\alpha}$ , приведены в табл.3.

В погрешности величин  $N_{\gamma\alpha}$ , полученных в настоящей работе, помимо вышеуказанных ошибок, включена и погрешность, вносимая неточностью энергетической калибровки  $\alpha$ -спектра. Значение  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  в последнем столбце таблицы получено путем экстраполяции значения  $\Gamma_{\gamma\alpha}^{J^\pi}(\Delta E_\alpha)$  в интервале выделения  $\Delta E_\alpha$  на полный энергетический интервал с использованием зависимости /4/ при  $n=1$  и  $z=3$ , как указывалось выше, с учетом формы  $\alpha$ -линий и разре-

Таблица 3

$E_0$ , эВ	$J^\pi$	Интервал выделения $\Delta E_\alpha$ , МэВ		$N_{\gamma\alpha}$ ( $\sigma_{n, \gamma\alpha}$ ) <sub>th</sub> мкб	$\Gamma_{\gamma\alpha}^{J^\pi}(\Delta E_\alpha)$ мкэВ	$\Gamma_{\gamma\alpha}^{J^\pi}$ мкэВ
159	$4^-$	8,1	8,95	100 $\pm$ 17	0,058 $\pm$ 0,013	0,087 $\pm$ 0,024
55	$4^-$	7,65	9,45	360 $\pm$ 40	0,084 $\pm$ 0,016	0,089 $\pm$ 0,017
-6/8/	$3^-$	7,8	9,3	/768 $\pm$ 14/	0,206 $\pm$ 0,037	0,22 $\pm$ 0,04
-6/7/	$3^-$	6,7	9,5	/905 $\pm$ 25/	0,24 $\pm$ 0,04	0,25 $\pm$ 0,04
55/2/	$4^-$			365 $\pm$ 48		0,11 $\pm$ 0,08

шения детектора. Как можно видеть из табл.3, экстраполированные значения  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  для резонансов  $E_0=55$  и  $159$  эВ совпадают в пределах ошибок /в случае справедливости статистической теории они не должны отличаться больше чем на 2%/. В нижней части табл.3 помещены результаты измерений реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$  на тепловых нейтронах. Приводимые ширины  $\Gamma_{\gamma\alpha}^{3^-}$  получены нами при помощи соотношения

$$(\Gamma_{\gamma\alpha})_{th} = \left( \frac{\sigma_{n, \gamma\alpha}}{\sigma_{n, \gamma}} \Gamma_{\gamma} \right)_{th} \quad /5/$$

Значения  $\sigma_{n, \gamma}$  и  $\Gamma_{\gamma}$  взяты из компиляции /23/.

## 6. СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ ПЕРВИЧНЫХ $\gamma$ -ПЕРЕХОДОВ

Проведенный выше анализ подтверждает предыдущие /2,5-7/ результаты о том, что  $z=3$ , то есть основную роль в первичных  $\gamma$ -переходах могут играть мультипольности  $E1$  и  $M1$ . Поэтому попытаемся из полученных нами ширин  $\Gamma_{\gamma\alpha}^{4^-}$  и ширины  $\Gamma_{\gamma\alpha}^{3^-}$  из данных на тепловых нейтронах найти значения силовых функций  $E1$ - и  $M1$ -переходов при помощи выражений /П3/, /П4/ приложения. Погрешности значений силовых функций /табл.4/, обусловленные погрешностями ширин  $\Gamma_{\gamma\alpha}$ , получены при помощи выражений /П5/ приложения. Неопределенность, вносимая видом зависимости  $\Gamma_t(E)$ , оценивалась путем сравнения результатов, полученных для разных вариантов, и включена в погрешность рекомендуемых значений силовых функций, помещенных в последнем столбце табл.4. Следует отметить, что в погрешностях силовых функций, приведенных в табл.4, не учтены погрешность нормировки проницаемости по экспериментальной ширине  $< \Gamma_{\alpha_0} > /20\%$  и погрешность плотности уровней  $D /10\%$ , которые влияют только на величину силовых функций, но не на их отношение.

Таблица 4

n	0	1	1,8	2,2	Рекоменд.
$S_{\gamma}^{cc}(M1) \times 10^9$	8,6 $\pm$ 2,8	7,0 $\pm$ 2,3	6,0 $\pm$ 1,9	5,6 $\pm$ 1,8	7 $\pm$ 3
$S_{\gamma}^{cc}(E1) \times 10^9$	9,7 $\pm$ 3,3	7,9 $\pm$ 2,7	6,8 $\pm$ 2,3	6,2 $\pm$ 2,1	8 $\pm$ 3

Хотя величина  $S_{\gamma}^{cc}(M1)$  в настоящей работе в три раза меньше, чем в работе /5/, следует принять во внимание, что раньше  $S_{\gamma}^{cc}(M1)$  рассчитывалась в предположении  $n=0$ , и вся сила  $\gamma$ -переходов приписывалась мультипольности  $M1$ , и следовательно, этот результат не противоречит работе /5/. Значение  $S_{\gamma}^{cc}(E1)$  получено впервые.

Этот результат подтверждает сделанный ранее /2/ вывод о большом вкладе  $M1$ -переходов как по сравнению с теоретическим предсказанием /17/, так и по сравнению с данными по  $s-s$  переходам /24/, где отношение  $S_{\gamma}^{cs}(E1) / S_{\gamma}^{cs}(M1) \approx 7$  ( $A=150$ ), в то же время, поскольку вклады мультипольностей  $E1$  и  $M1$  оказались примерно равными, обе эти мультипольности необходимо учитывать в расчетах реакций, идущих с участием  $ss-\gamma$ -переходов. /Как уже упоминалось, в расчетах, например полных радиационных ширин, до сих пор учитывалась только мультипольность  $E1$  /8,9/.

В свете полученного результата следует отметить недавнюю работу /25/, где была дана теоретическая оценка величин  $S_{\gamma}^{cc}(E1)$  и  $S_{\gamma}^{cc}(M1)$  и отношение их оказалось близким к единице.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе впервые удалось определить соотношение  $\gamma$ -переходов с мультипольностями  $E1$  и  $M1$  /до сих пор имелись только экспериментальные указания на возможное преобладание мультипольности  $M1$  /. Был проведен более корректный анализ формы спектра реакции  $(n, \gamma a)$ , который показал, что при достигнутой в настоящее время точности измерений не следует пренебрегать зависимостью полной радиационной ширины от энергии. Сравнение разных видов зависимости средней вероятности первичных  $\gamma$ -переходов от энергии показало большую чувствительность уровня достоверности описания к показателю степени в зависимости /4/. Отклонение от значения  $z=3$  на 0,5 уменьшает уровень достоверности до 1%. Можно надеяться, что, несмотря на то, что этот случай является частным, результаты могут послужить ориентиром при разработке моделей, описывающих структуру высоковозбужденных состояний и механизм

гамма-распада. Следует также отметить, что проведенные измерения показали перспективность применения алюминиевого фильтра в сочетании с методом времени пролета. Благодаря этому удалось в 2 раза улучшить разрешение  $\alpha$ -спектрометра и в 3 раза увеличить точность определения  $\Gamma_{\gamma a} (4^-)$ .

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И.Чадраабалу и Ле Банг Шионгу, принявшим участие в калибровке  $\alpha$ -ширин  $^{143}\text{Nd}$ , а также В.И.Фурману за полезные обсуждения.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Получение силовых функций $S_{\gamma}^{cc}(E1)$ и $S_{\gamma}^{cc}(M1)$

Ранее в работе /15/ силовые функции  $S_{\gamma}^{cc}$  определялись из экспериментальных ширин  $\Gamma_{\gamma a}$  в предположении чистых  $E1$ -или  $M1$ -переходов. В настоящей работе точность измеренных  $\Gamma_{\gamma a}$  улучшена в 3 раза по сравнению с работой /2/. Поэтому можно обойтись без этих упрощающих предположений и развить более общий подход, позволяющий получать из наших данных силовые функции обеих мультипольностей.

Воспользовавшись выражением /4/, получим ширину  $\Gamma_{\gamma a}^{J\pi} (\Delta E_a)$  в широком интервале энергий  $\Delta E_a$ :

$$\Gamma_{\gamma a}^{J\pi} (\Delta E_a) = \frac{D_{J\pi}}{2\pi\Gamma_{\gamma}(B_n)} \sum_{E_{\gamma}^{\ell}, M_{\gamma}^{\ell}} S_{\gamma}^{cc} \left( \frac{E_{\gamma}^{\ell}}{M_{\gamma}^{\ell}} \right) \int_{E_1}^{E_2} \frac{E_{\gamma}^{\ell} \sum_{\ell, t} P_{a,t}^{\ell}(E_a) dE_a}{\left(1 - \frac{E_{\gamma}^{\ell}}{B_n - \delta}\right)^n} \quad /П1/$$

Здесь сумма по малым интервалам  $\Delta_j$  заменена интегралом. В случае интервала  $[E_{a0}, 0]$  выражение /П1/ дает нам полную ширину  $\Gamma_{\gamma a}^{J\pi}$ . Пренебрегая высшими мультипольностями и вкладом реакции  $(n, \gamma a)$  с переходом на возбужденные состояния дочернего ядра ( $f \neq 0$ ), выражение /П1/ для двух спиновых состояний компаунд-ядра  $^{144}\text{Nd}$  можно записать в виде системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Gamma_{\gamma a}^{3-}(\Delta E_a)}{D_3} &= S_{\gamma}^{cc}(M1) a_{11} + S_{\gamma}^{cc}(E1) a_{12} \\ \frac{\Gamma_{\gamma a}^{4-}(\Delta E_a)}{D_4} &= S_{\gamma}^{cc}(M1) a_{21} + S_{\gamma}^{cc}(E1) a_{22} \end{aligned} \right\} \quad /П2/$$

Здесь

$$a_{11} = \int_{E_1}^{E_2} \frac{E_\gamma^{2\ell_\gamma+1} P_{0,3}(E_\alpha) dE_\alpha}{\langle \Gamma_t \rangle (E_\gamma, 1)}; \quad a_{22} = \int_{E_1}^{E_2} \frac{E_\gamma^{2\ell_\gamma+1} P_{0,2}(E_\alpha) dE_\alpha}{\langle \Gamma_t \rangle (E_\gamma, 1)};$$

$$a_{12} = \int_{E_1}^{E_2} \frac{E_\gamma^{2\ell_\gamma+1} (P_{0,2}(E_\alpha) + P_{0,4}(E_\alpha)) dE_\alpha}{\langle \Gamma_t \rangle (E_\gamma, 1)}; \quad a_{21} = \int_{E_1}^{E_2} \frac{E_\gamma^{2\ell_\gamma+1} (P_{0,3}(E_\alpha) + P_{0,5}(E_\alpha)) dE_\alpha}{\langle \Gamma_t \rangle (E_\gamma, 1)}$$

/П.3/

Решая систему уравнений /П2/ относительно  $S_\gamma^{cc}(E1)$  и  $S_\gamma^{cc}(M1)$ , получим

$$\left. \begin{aligned} S_\gamma^{cc}(M1) &= \frac{1}{\Delta} \left( \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}^3(\Delta E_\alpha)}{D_3} a_{22} - \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}^4(\Delta E_\alpha)}{D_4} a_{21} \right) \\ S_\gamma^{cc}(E1) &= \frac{1}{\Delta} \left( \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}^4(\Delta E_\alpha)}{D_4} a_{11} - \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}^3(\Delta E_\alpha)}{D_3} a_{12} \right) \end{aligned} \right\} /П4/$$

Здесь  $\Delta$  – определитель системы.

Абсолютные погрешности силовых функций, обусловленные экспериментальными погрешностями  $\delta\Gamma_{\gamma\alpha}$ , будут выражаться в виде

$$\left. \begin{aligned} \Delta S_\gamma^{cc}(M1) &= \frac{1}{\Delta} \sqrt{a_{22}^2 \left( \frac{\delta\Gamma_{\gamma\alpha}^3}{D_3} \right)^2 + a_{21}^2 \left( \frac{\delta\Gamma_{\gamma\alpha}^4}{D_4} \right)^2} \\ \Delta S_\gamma^{cc}(E1) &= \frac{1}{\Delta} \sqrt{a_{11}^2 \left( \frac{\delta\Gamma_{\gamma\alpha}^4}{D_4} \right)^2 + a_{12}^2 \left( \frac{\delta\Gamma_{\gamma\alpha}^3}{D_3} \right)^2} \end{aligned} \right\} /П5/$$

здесь  $\delta\Gamma_{\gamma\alpha}^{J^\pi}$  – абсолютные погрешности ширин  $\Gamma_{\gamma\alpha}^{J^\pi}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Oakey N.S., Macfarlane R.D. Phys.Lett., 1968, 26B, p.662.
2. Furman W.I. et al. Phys.Lett., 1973, 44B, p.465; Винивартер П. и др. ОИЯИ, РЗ-6754, Дубна, 1972.
3. Asghar M., Emsallem A. Z.Phys., 1977, A282, p.375.
4. Kvitek J., Kosina Z., Popov Yu.P. Preprint UJF 3303 F, Rez, 1974.
5. Втюрин В.А. и др. В кн.: Нейтронная физика, часть 4. "ЦНИИАтоминформ", М., 1976, с.65.

6. Aldea L. et al. Z.Phys., 1977, A283, p.39.
7. Emsallem A., Asghar M. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Plenum Press, New York, 1979, p.549.
8. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. ЯФ, 1978, т.27, вып.6, с.1534.
9. Захарова С.М., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н. В сб.: Ядерные константы. ЦНИИАтоминформ, М., 1971, вып.7/приложение 2/с.4.
10. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, 13-12458, Дубна, 1979.
11. Балука Г. и др. ОИЯИ, Р10-80-734, Дубна, 1980.
12. Балука Г. и др. ОИЯИ, Р10-12960, Дубна, 1980.
13. Втюрин В.А. и др. ЯФ, 1976, т.23, вып.6, с.1165.
14. Квитек И., Попов Ю.П. ОИЯИ, РЗ-4982, Дубна, 1970.
15. Попов Ю.П. ОИЯИ, РЗ-8140, Дубна, 1974.
16. Axel P. Phys.Rev., 1962, 126, p.671.
17. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИИЛ, М., 1954, с.505.
18. Малэчки Х. и др. ЯФ, 1971, т.32, вып.2, с.240.
19. Igo G. Phys.Rev.Lett., 1958, 1, p.72.
20. Кадменский С.Г., Калечиц В.Е., Фурман В.И. ЯФ, 1969, 10, с.730.
21. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, 3-80-564, Дубна, 1980.
22. Абросимов Н.К., Кочаров Г.Е. Изв. АН СССР, сер.физ., 1962, т. XXVI, с.238.
23. Neutron Cross Sections. BNL-325, ed. by Mughabghab S., Kinsey H., Third Ed., vol.1, New York, 1973.
24. Jackson H.E. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. RCN, Petten, 1975, p.437.
25. Кадменский С.Г., Маркушев В.Т., Фурман В.И. ЯФ, 1980, т.31, с.382.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 июня 1981 года.