

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1791/2-80

21/4-80

P3 - 13013

Ю.Анджеевски, В.П.Вертебный, Во Ким Тхань,  
В.А.Втюрин, В.А.Долгов, А.Л.Кирилюк,  
Ю.П.Попов

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$   
и  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$

ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 24,5 КЭВ

1980

## ВВЕДЕНИЕ

Исследования реакции  $^{147}\text{Sm}(n,\alpha)^{144}\text{Nd}$ , проведенные нами ранее на нейтронах с энергией 2 кэВ<sup>1/</sup>, показали перспективность использования высокоинтенсивных пучков фильтрованных нейтронов для изучения редких реакций, идущих под воздействием резонансных нейтронов. Настоящая работа является продолжением такого рода исследований в другом энергетическом диапазоне - 24,5 кэВ.

В отличие от проведенных недавно измерений сечений реакции  $(n,\alpha)$  на нейтронах со средней энергией 30 кэВ из реакции  $^7\text{Li}(p,n)^{2,3/}$ , данная методика позволяет получить большую величину потока нейтронов, что создает условия для измерения  $\alpha$ -спектров. Кроме того, спектр нейтронов из фильтра имеет полуширину порядка 2 кэВ, что, с одной стороны, довольно точно фиксирует среднюю энергию /в работах<sup>2,3/</sup> спектр нейтронов простирался от 8 до 70 кэВ/, с другой - позволяет получить сравнительно хорошее усреднение по резонансам.

## МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Схема эксперимента не отличалась от схемы опыта с нейтронами, имеющими энергию 2 кэВ<sup>1/</sup>. Пучок нейтронов со средней энергией 24,5 кэВ и с шириной спектра на полувысоте ~2000 эВ получен с помощью железного фильтра /см. рис. 1/, который был установлен в горизонтальном канале реактора ВВР-М Института ядерных исследований АН Украинской ССР<sup>1/</sup>. Для подавления фона нейтронов с энергией, большей, чем 27 кэВ, в состав фильтра введены алюминий и сера, имеющие небольшие полные нейтронные сечения в области энергий 24,5 кэВ. Со стороны активной зоны реактора на входном торце фильтра помещался тонкий борный фильтр из карбида бора с пропусканием  $T=0,95$  для нейтронов с энергией 24,5 кэВ и  $T=8,6 \cdot 10^{-4}$  - для нейтронов с  $E_n = 0,025$  эВ. Соотношение компонент фильтра было следующим: 30 см Fe + 40 см Al + 7 см S + 0,164 г/см<sup>2</sup>В. Все элементы фильтра были вставлены в специальную систему коллиматоров из текстолита и стали, обеспечивающую формирование нейтронного пучка диаметром 42 мм /на выходе/. Поток нейтронов на выходе составлял  $5 \cdot 10^5$  нейтр./см<sup>2</sup>с; мощность дозы  $\gamma$ -лучей - 0,4 мР/с.

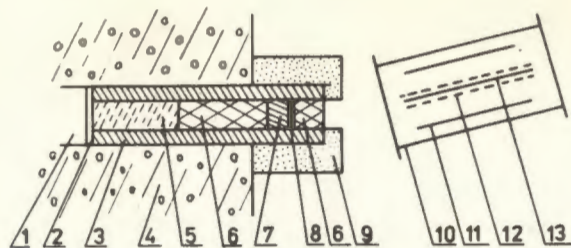


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 - горизонтальный канал реактора ВВР-М; 2 - борный фильтр; 3 - оправка комплекса железного фильтра; 4 - биологическая защита реактора; 5 - Fe-фильтр; 6 - Al-фильтр; 7 - S-фильтр; 8 - место для Ti-фильтра; 9 - защита выносной части; 10 - цилиндрическая ионизационная камера; 11 - мишень  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ /или  $\text{Nd}_2\text{O}_3$  /; 12 - сетка; 13 - центральный электрод.

Фон нейтронов с энергией, отличной от основной группы, не превышал 2% /для  $^3\text{He}$ -детектора/ и измерялся с помощью дополнительного титанового фильтра толщиной 15 мм. При постановке в отфильтрованный пучок такого титанового фильтра сквозь всю систему проходило 2,5% нейтронов с энергией 24,5 кэВ /по сравнению с потоком таких же нейтронов без титана в пучке/ и 70% нейтронов фона с  $E_n \geq 27$  кэВ. Особое внимание было уделено защите детектора от фона нейтронов, рассеянных титаном. Для максимального уменьшения этого фона титановый фильтр помещался в специальное гнездо в основном фильтре и, кроме того, нейтронный пучок был тщательно сколлимирован на всей трассе от фильтра до детектора борводородными коллиматорами и свинцовой защитой.

В качестве  $\alpha$ -спектрометра использовалась цилиндрическая ионизационная камера с сеткой, подобная описанной в работе<sup>1/</sup>, но имеющая большие размеры. Диаметр цилиндрического электрода составлял 200 мм, длина 250 мм. Это позволило увеличить количество исследуемого вещества в пучке при той же толщине мишени. В отличие от предыдущей камеры<sup>1/</sup>, собирающий электрод находился под потенциалом, близким к нулю. Для снижения электрических наводок все электроды камеры были изолированы от корпуса, а корпус заземлялся. Все высоковольтные вакуумные вводы и уплотнения были изготовлены из фторо-

пласта. Наполненная смесью аргона с метаном до давления - 2,5 атм /7%  $\text{CH}_4$  /, камера показала хорошую надежность и стабильность параметров. Для защиты от нейтронов, рассеянных элементами защиты, а также от соседних каналов /фон зала/, камера со всех сторон была окружена кадмием толщиной 1 мм. Исследуемое вещество наносилось на полоску алюминиевой фольги толщиной 50 мкм, которая укреплялась в специальном продолговатом окне цилиндрического электрода камеры. Нормировка сечения ( $\sigma, \alpha$ )-реакции проводилась по реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ , энергетическая зависимость сечения которой хорошо известна. Литиевая мишень наносилась также на алюминиевую фольгу и укреплялась в окне цилиндрического электрода под углом  $120^\circ$  к исследуемой мишени. Для учета фона от подложки в третьем окне электрода помещалась чистая алюминиевая фольга. Большое внимание было уделено юстировке камеры на пучке в обоих случаях: когда измерялся выход  $\alpha$ -частиц из исследуемой мишени и из калибровочной литиевой. С этой целью был изготовлен специальный поворотный держатель, жестко и однозначно фиксирующий камеру в обоих положениях.

Энергетическая калибровка  $\alpha$ -спектров осуществлялась по положениям максимумов  $\alpha$ -пиков от уранового источника, помещенного в камеру. При измерениях эффекта с исследуемыми мишенями в пучке счет с литиевой мишени, находящейся вне пучка, обусловленный тритонами от реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ , характеризовал фон рассеянных нейтронов. Он мог использоваться для дополнительного мониторингования. Основные данные об использованных мишенях и о некоторых деталях эксперимента приведены в таблице 1.

Таблица 1

Мишень	Обогащение %/	Толщина /мг/см <sup>2</sup> /	Время измерения /ч/
$\text{Sm}_2\text{O}_3$	95,3	0,41+0,04	115
$\text{Nd}_2\text{O}_3$	95	0,50+0,05	116
LiF	3,65	0,10+0,01	0,5

Мишени из редкоземельных элементов изготавливались обычным методом, описанным в работе<sup>4/</sup>, а мишень LiF -методом напыления в вакууме. Толщина мишеней определялась взвешиванием.

Измерения эффекта проводились короткими сериями по 17-20 ч, попеременно с измерениями фона и мониторингованием пучка с помощью литиевой мишени. Фон измерялся как на чистой

подложке, так и путем установки в пучок титанового фильтра. Поскольку предварительные эксперименты дали совпадающие результаты для обоих методов, основные измерения фона проводились только с титановым фильтром.

### ОБРАБОТКА И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Предварительная обработка отдельных серий измерений проводилась независимо с целью проверки внутренней согласованности результата. Окончательный результат был получен для суммы всех серий. Экспериментальные  $\alpha$ -спектры реакций  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$  и  $^{148}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$  приведены на рис. 2 и 3. Ниже показаны спектры фоновых измерений. На вставке к рис. 3 показан спектр из реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ . Как можно видеть, вклад рассеянных нейтронов вместе с прошедшими через титановый фильтр не превышает 10-15%. Помимо калибровочных пиков урана и эффекта из реакции  $(n, \alpha)$ , на всех спек-

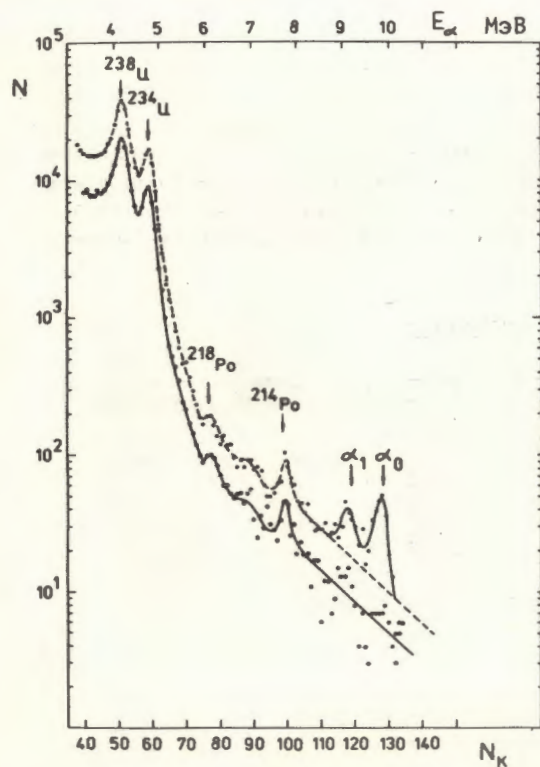
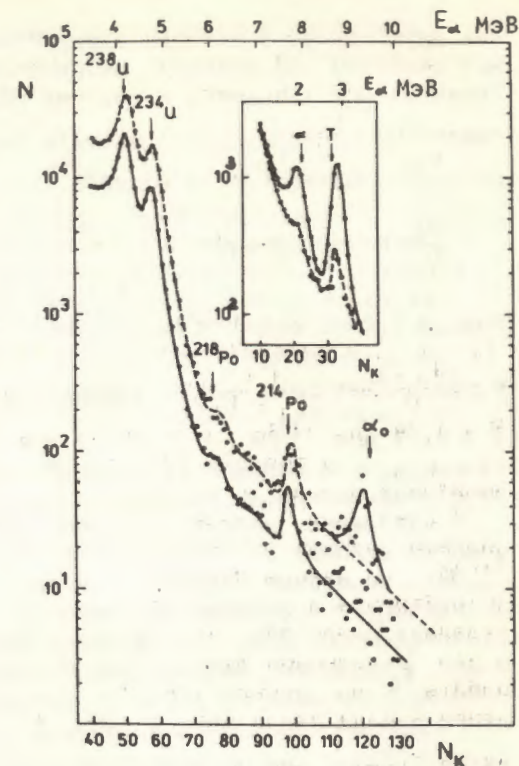


Рис. 2. Амплитудный спектр  $\alpha$ -частиц реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ .

Рис. 3. Амплитудный спектр  $\alpha$ -частиц реакции  $^{148}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ . На вставке показан спектр из реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ . Время измерения - 0,5 ч.



рах наблюдаются  $\alpha$ -пики  $^{218}\text{Po}$  и  $^{214}\text{Po}$  - членов семейства радиоактивного распада урана, содержащихся в урановом источнике.

Сечения реакций  $(n, \alpha)$  определялись по обычной формуле

$$\langle \sigma_{n, \alpha_f} \rangle = \frac{N_{\alpha_f} n_{\text{Li}} t_{\text{Li}}}{N_{\alpha_{\text{Li}}} n_{\text{Sm}} t_{\text{Sm}}} \sigma_{n, \alpha}(\text{Li}), \quad (1)$$

где  $N_{\alpha_f}$  - площадь  $\alpha$ -пика для перехода в конечное состояние  $f$  дочернего ядра,  $n$  - толщина мишени /ядро/см<sup>2</sup>/ и  $t$  - время измерений.

Выделенные площади  $\alpha$ -переходов и полученные из них сечения и параметры  $\langle \frac{\Gamma_{\alpha_f}}{D} \rangle_j$  для  $s$ -нейтронов приведены в табл. 2. Здесь же приведены полные сечения, измеренные ранее на нейтронах со средней энергией 30 кэВ, полученных из реакции  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}^{2,3/}$ . Можно видеть, что результаты измерения сечений, полученные обоими методами, не противоре-

чат друг другу. В области энергий нейтронов порядка нескольких десятков кэВ реакция, вызываемая р-нейтронами, имеет существенное значение, и поэтому при корректном определении параметра  $\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}}{D} \rangle_J$  нужно оценить вклад р-нейтронов. Величины  $\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}}{D} \rangle_J$  находятся по формуле <sup>5/</sup>:

$$\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}}{D} \rangle_J = \sum_J g_J \langle \frac{\Gamma_{\alpha f}^J}{D_J} \rangle = \frac{\langle \sigma_{n,\alpha f} \rangle_s}{2\pi^2 \lambda^2 \langle \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \rangle \cdot F}, \quad /2/$$

где J - спин исходного состояния,  $\lambda$  - длина волны нейтрона,  $\Gamma_n$  и  $\Gamma$  - соответственно нейтронная и полная ширина,  $F = \langle \frac{\Gamma_n \Gamma_\alpha}{\Gamma} \rangle \frac{\langle \Gamma \rangle}{\langle \Gamma_n \rangle \langle \Gamma_\alpha \rangle}$  - фактор усреднения /при  $E_n = 25$  кэВ,  $F = 0,79$  для  $^{147}\text{Sm}$  и  $F = 0,82$  для  $^{143}\text{Nd}$  см. <sup>5/</sup>/. Сечение  $\langle \sigma_{n,\alpha f} \rangle_s$  в формуле /2/ получено из выражения /1/ после вычитания вклада р-нейтронов.

К сожалению, данные о р-волновой нейтронной и радиационной силовых функциях малочисленны и ненадежны. Для ядра  $^{147}\text{Sm}$ , по данным работ <sup>7,8/</sup>, можно получить оценку вклада р-нейтронов в сечение при энергии  $E_n = 25$  кэВ, которая составляет около 30%. Что касается ядра  $^{143}\text{Nd}$ , то данные о его р-волновой функции еще беднее <sup>9/</sup>. Используя данные работы <sup>9/</sup>, мы оценили вклад р-нейтронов в сечение. Величина этого вклада около 50%. В табл. 2 приведены значения параметра  $\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}}{D} \rangle_J$  для s-нейтронов.

Следует отметить, что наша методика позволила использовать в 15 раз более тонкие образцы, чем в работах <sup>2/</sup> и <sup>3/</sup>. Благодаря этому оказалось возможным разделить вклад  $\alpha$ -переходов  $^{147}\text{Sm}$  и найти  $\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}}{D} \rangle_J$  и экспериментальную величину

Таблица 2

Ядро-мишень	$\alpha$ -переходы	$N_\alpha$ площадь пика	$\sigma_{(n,\alpha f)}$ /мкб/	$\sigma_{n,\alpha}$ / $E_n = 30$ кэВ/	$\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}}{D} \rangle_J \cdot 10^8$
$^{147}\text{Sm}$	$\alpha_0$	176+19	13+3		7+1,7
	$\alpha_1$	108+21	8+2		5+1,2
	$\sum_f \alpha_f$	329+33	24+6	32+8 <sup>2/</sup>	14+3,6
$^{143}\text{Nd}$	$\alpha_0$	211+27	15+4	20+3 <sup>3/</sup>	6,0+2,1

отношения приведенных  $\alpha$ -ширин для переходов на первое возбужденное и основное состояния. Величина отношения находилась /см. <sup>6/</sup> / по формуле

$$\frac{\langle \gamma_{\alpha_1}^2 \rangle}{\langle \gamma_{\alpha_0}^2 \rangle} = \frac{N_{\alpha_1}}{N_{\alpha_0}} \cdot \frac{g_3^2 P_{3,0}}{g_3^2 (P_{1,1} + P_{3,1} + P_{5,1}) + g_4^2 (P_{3,1} + P_{5,1})}, \quad /3/$$

где  $P_{\ell,f}$  - проницаемость кулоновского барьера для  $\alpha$ -частицы, испускаемого в конечном состоянии f с угловым моментом  $\ell$ . Величина отношения, полученная в данной работе, составила  $\langle \gamma_{\alpha_1}^2 \rangle / \langle \gamma_{\alpha_0}^2 \rangle = 1,23 \pm 0,32$ . Результат не противоречит как статистической теории, согласно которой отношение приведенных ширин должно равняться единице, так и сделанному ранее <sup>5,6/</sup> для интервала 0-10 кэВ выводу о возможности не которого /примерно в полтора раза/ усиления  $\alpha_1$ -перехода по сравнению с  $\alpha_0$ .

Погрешности полученных сечений определяются в основном статистической ошибкой, ошибкой толщины мишеней и ошибкой калибровки. Кроме этих ошибок, погрешности значений  $\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}}{D} \rangle_J$  включают в себя ошибку, связанную с конечным числом резонансов на исследуемом интервале энергий нейтронов. Подробное рассмотрение метода расчета этой ошибки см. в работах <sup>5,6/</sup>. В нашем случае она оказалась примерно в 3 раза меньше статистической. Для отношения приведенных  $\alpha$ -ширин погрешность определяется только ошибкой определения площадей пиков  $\alpha$ -переходов  $N_{\alpha f}$  и упомянутой выше ошибкой, связанной с конечным числом резонансов. Так как основной вклад в погрешности средних и отношения приведенных  $\alpha$ -ширин дает статистическая ошибка, это позволяет надеяться на получение более надежного результата в будущем.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты на железном фильтре показали существенные преимущества данной методики в этой области энергий. Высокая интенсивность пучка нейтронов и сравнительно низкий уровень фона позволяют использовать тонкие мишени и проводить измерения  $\alpha$ -спектров при вполне удовлетворительном разрешении по энергии  $\alpha$ -частиц. Сравнительно большая ширина энергетического окна /-2 кэВ/ позволяет получать хорошее усреднение по резонансам, однако полностью использовать возможности данной методики не удалось, и имеет смысл продолжать исследования с целью уменьшения экспериментальной погрешности /например, для отношения приведенных  $\alpha$ -ширин  $^{147}\text{Sm}$  в 2-3 раза/.

К сожалению, корректное определение самих средних  $\alpha$ -ширин на основе полученных сечений в этой области энергий в настоящее время затрудняет отсутствие надежных данных о  $p$ -волновой нейтронной силовой функции  $S_1$ . И хотелось бы надеяться, что измерения спектров реакции  $(p, \gamma)$  на железном фильтре позволят уточнить вклад  $p$ -нейтронов.

Авторы благодарны Т.С.Зваровой за изготовление мишеней, А.В.Мурзину и его сотрудникам - за помощь при проведении измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вертебный В.П. и др. ОИЯИ, РЗ-11392, Дубна, 1978.
2. Втюрин В.А. и др. ОИЯИ, РЗ-10733, Дубна, 1977.
3. Попов Ю.П., Салацкий В.И., Хуухэнхуу Г. ОИЯИ, З-12095, Дубна, 1979.
4. Томикова Й. ОИЯИ, Р13-4083, Дубна, 1968. ПТЭ, 1969, №6, с.204.
5. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, РЗ-12755, Дубна, 1979.
6. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, РЗ-12756, Дубна, 1979.
7. Кононов В.Н. и др. ЯФ, 1977, 26, вып. 5.
8. De L.Musgrove A.R. Australian Atomic Energy Commission Report, 1973, E277.
9. De L.Musgrove A.R. Australian Atomic Energy Commission Report, 1977, E401.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 декабря 1979 года.