

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

97

1206/2-81

9/ii-81

P3-80-779

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

ИЗУЧЕНИЕ (n, α)-РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ
 ^{147}Sm , ^{149}Sm И ^{143}Nd

ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 2 кэВ
С ПОМОЩЬЮ СВЕТОСИЛЬНОГО
СКАНДИЕВОГО ФИЛЬТРА

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением исследований (n, α) - реакций, проводимых на резонансных фильтрах атомного реактора ВВР-М Института ядерных исследований АН УССР^{/1/}. Эффективное использование интерференционных нейтронных фильтров для исследования (n, α) -реакций, идущих под воздействием резонансных нейтронов^{/1-3/}, стимулировало создание на этом реакторе нового светосильного скандиевого фильтра. В отличие от применявшегося в первых наших исследованиях^{/1,2/}, новый фильтр имеет больший диаметр, коническую форму, что позволяет "видеть" активную зону /источник нейтронов/ под телесным углом, в 2 раза превышающим угол первого Sc -фильтра. В результате этого максимальный поток нейтронов на площадь исследуемого образца был увеличен на порядок. Новый скандиевый фильтр использовался нами для исследования (n, α) -реакций на ^{149}Sm и ^{143}Nd , имеющих значительно меньший выход по сравнению с исследованной нами ранее аналогичной реакцией на изотопе ^{147}Sm . Были также повторены измерения на ^{147}Sm с целью повышения точности результатов и обнаружения новых α -переходов.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Измерение спектров α -частиц осуществлялось с помощью цилиндрической ионизационной камеры с сеткой, приспособленной для работы с фильтрованными пучками^{/3/}. Геометрия эксперимента была такой же, как в предыдущих наших опытах^{/1-3/}. Светосильный скандиевый фильтр состоял из набора дисков толщиной 20-25 мм, диаметром от 48 до 25 мм, и представлял собой конус, обращенный широкой частью к активной зоне реактора. Диски вставлялись в специальные коллиматоры, часть которых изготавливалась из боро-парафиновой смеси, часть - из свинца. Такая коллимация обеспечивала надежную защиту от γ -лучей и нейтронов реактора, проходящих мимо фильтра.

Основная часть 96-сантиметрового скандиевого фильтра смонтирована в трех дисках шибера и лишь небольшая /10 см/ - в выносном коллиматоре. В выносном коллиматоре была также предусмотрена ячейка для помещения дополнительного марганцевого фильтра толщиной 11,16 г/см², служившего для определения и учета эффекта от нейтронов с энергией выше 3 кэВ /фон скандиевого

пучка/. Перед фильтром и за ним размещались свинцовые и боросодержащие коллиматоры, обеспечивавшие формирование нейтронного пучка. Ионизационная камера устанавливалась на расстоянии ~1 м от выходного торца фильтра сразу же после расходящегося коллиматора, формировавшего на мишени пучок $\varnothing 40$ мм. Для защиты от нейтронного фона камера была размещена внутри защитного домика, изготовленного из борированного полиэтилена с толщиной стенки 80 мм. Кроме того, детектор со всех сторон был окружен кадмием толщиной 1 мм. Такая система защиты вместе с более тщательной коллимацией пучка обеспечила значительное снижение нейтронного фона сторонних источников по сравнению с нашим первым опытом^{/1,2/}. Усиление импульсов от α -частиц производилось предусилителем и усилителем фирмы "Polon".

В эксперименте использовались те же мишени, что и в работах^{/1-3/}, помещенные внутрь камеры под углом 120°. Энергетическая калибровка α -спектров осуществлялась по положениям максимумов α -пиков от уранового источника, также размещенного в камере. Фон рассеянных из пучка нейтронов, а также фон от камеры при измерениях эффекта могли быть определены по тритоновому пику реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{T}$, идущей на литиевой мишени, которая также находилась во время измерения эффекта в камере, но вне пучка.

Основные данные об использованных мишенях и условия экспериментов приведены в табл.1, в которой даны исправленные значения толщины мишени ${}^{147}\text{Sm}$, использовавшейся в этой работе и работе^{/3/}, определенные по естественной α -активности ядра ${}^{147}\text{Sm}$.

Таблица 1

Мишень	Обогащение, %	Толщина, мг/см ²	Время измерения, ч
${}^{143}\text{Nd}_2\text{O}_3$	95	0,50 \pm 0,05	101
${}^{147}\text{Sm}_2\text{O}_3$	95,3	0,22 \pm 0,01	117
${}^{149}\text{Sm}_2\text{O}_3$	96,6	0,51 \pm 0,05	153
LiF	3,65	0,10 \pm 0,01	1

ОБРАБОТКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Типичные экспериментальные α -спектры реакции (n, α) для Sm-147 и Sm-149 показаны на рис.1 и 2. Как и раньше^{/2,3/}, предварительная обработка отдельных серий измерений проводи-

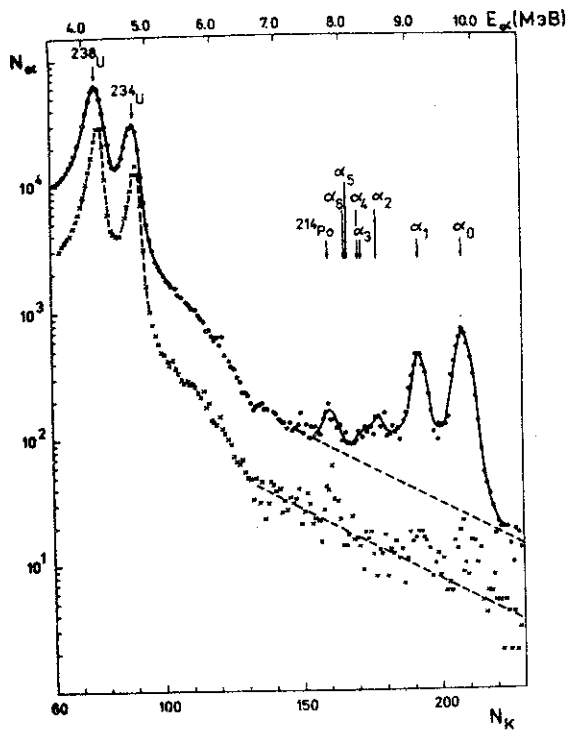


Рис.1. Экспериментальный спектр α -частиц из реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$.

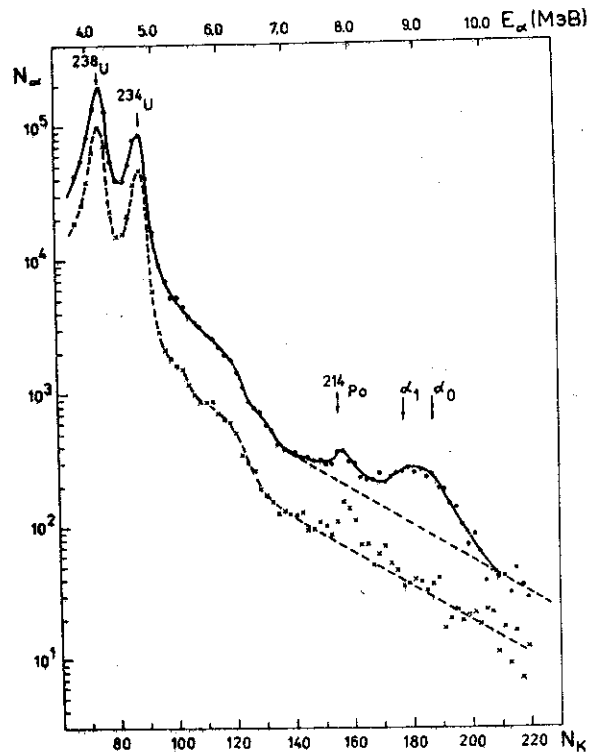


Рис.2. Экспериментальный спектр α -частиц из реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$.

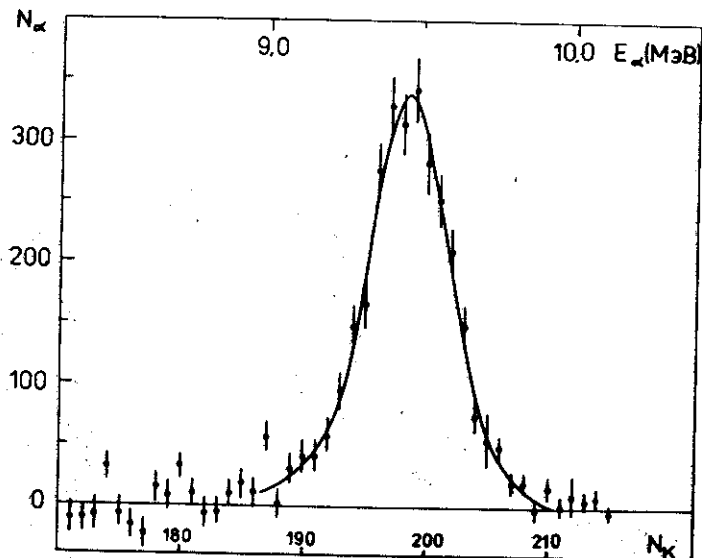


Рис.3. Альфа-спектр реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$.

лась независимо, с целью проверки внутренней согласованности результата, а окончательный результат был получен для суммы всех серий.

Нижние кривые на рис.1 и 2 показывают фоновые спектры, измеренные с помощью дополнительного марганцевого фильтра. При наличии такого фильтра в пучке фон изменяется за счет уменьшения доли быстрых нейтронов вместе с нейтронами основной группы. Коэффициент изменения фона был получен двумя способами: при помощи отношения фоновых отсчетов в одинаковых окнах в интервалах $6,5 \div 7,5$ и $10,5 \div 11,5$ МэВ, где нет эффекта, и при помощи измерения пропускания фильтра детектором с эффективностью $\sim 1/v$ /счетчик с ^3He /. Результаты обоих способов совпадают.

Спектры α -частиц реакций $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ и $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ после вычитания фона приведены на рис.3,4.

Для ядра-мишени Nd-143, благодаря большому расстоянию между основным и первым возбужденным состояниями дочернего ядра Ce-140, вероятность α -переходов на первое возбужденное состояние / α_1 -переходов/ на два порядка меньше α_0 -переходов, и мы получили практически только спектр α_0 -частиц /см. рис.3/.

При исследовании реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ использовалась сравнительно толстая мишень, поэтому не удалось разделить α -переходы на отдельные конечные состояния, был получен только общий выход α -частиц всех переходов.

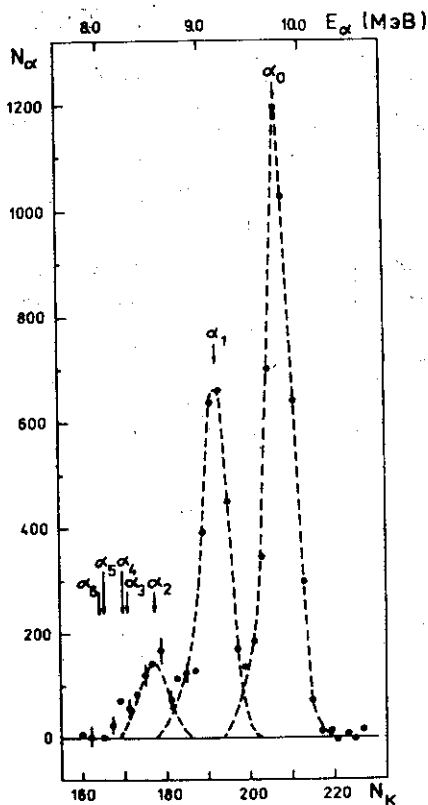


Рис. 4. Альфа-спектр реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$. Стрелками указаны энергии α -переходов в конечные состояния дочернего ядра.

Для ^{147}Sm мы получили возможность определить α -переходы на различные состояния. Разделение переходов проводилось методом последовательных приближений, использованным ранее в работе ^{2/}. При этом предполагалось, что формы линий α_f ($f=1,2$) идентичны форме линии α_0 . Благодаря наличию тонкой мишени /по сравнению с пробегами α -частиц из реакции (n, α) исследуемого ядра: толщина мишени $\text{Sm}-147$ на два порядка меньше пробега α -частиц нижайших линий $\alpha_4 / E_{\alpha_4} = 8,2$ МэВ/ это предположение представляется разумным. Кроме того, с целью повышения надежности в качестве стандарта была использована также форма линии α_0 реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$, поскольку,

во-первых, обе реакции измерялись в одних и тех же условиях, во-вторых, различие в толщине мишеней $\text{Nd}-143$ и $\text{Sm}-147$ практически не влияет на форму линий. Форма хорошо изолированной линии α_0 реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$ /см. рис. 3/ позволила легко получить вклад хвоста соседних α -линий для $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$ -реакции.

С целью дополнительной проверки результат разделения по методу последовательных приближений был сравнен с подгонкой по методу наименьших квадратов /МНК/. В МНК была использована теоретическая форма линий α -переходов, полученная способом, аналогичным приведенному в работе ^{4/} с учетом разрешения самого детектора и толщины мишени. Эта подгонка сделана для части спектра, состоящей из трех линий α_0 , α_1 и α_2 . В результате получено хорошее согласие между двумя методами.

Результаты обработки и полученные параметры реакции (n, α) для $\text{Nd}-143$, $\text{Sm}-147, 149$ приведены в табл. 2.

Таблица 2

Ядро мишень	α -переход	N_{α} - площадь пика	$\sigma_{n, \alpha f}$ (мкб)		$\langle \delta_{\alpha f}^2 \rangle / \langle \delta_{\alpha_0}^2 \rangle$
			наст. работа	рассчитанное	
Nd-143	α_0	2964 ± 81	$42,2 \pm 4,3$	б) 101 ± 57	в) 86 ± 26
Sm-147	α_0	4410 ± 79	130 ± 13		
	α_1	2694 ± 68	$79,6 \pm 9,2$		
	α_2	459 ± 94	$13,4 \pm 2,8$		
	$\alpha_3 + \alpha_4$ $\sum \alpha_f$	(120) а) 7957 ± 118	(3,5) а) 231 ± 24	107 ± 72	230 ± 70
Sm-149	$\alpha_0 + \alpha_1$	1369 ± 69	$13,4 \pm 1,5$	$21,6 \pm 8,1$	$15,7 \pm 2,8$

а) Предварительная оценка.

б) По средним параметрам из резонансной области /7/.

в) По кластерной модели.

Сечения реакций (n, α) нормировались на сечение реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$, равное $13,3 \pm 0,2 / 6^{1/5}$, и определялись по обычной формуле

$$\langle \sigma_{n, \alpha f} \rangle = \frac{N_{\alpha f} n_{\text{Li}} t_{\text{Li}}}{N_{\alpha_0} n_{\text{M}} t_{\text{M}}} \sigma_{n, \alpha}^{\text{Li}}$$

где $N_{\alpha f}$ - площадь α -пика для перехода в конечное состояние f дочернего ядра, n - толщина мишени /ядро/см²/, t - время измерений.

Для Sm-147 в табл.2 показаны также отношения средних приведенных альфа-ширин. Они рассчитаны из экспериментальных данных по выражению /8/:

$$\frac{\langle \gamma_{\alpha f}^2 \rangle}{\langle \gamma_{\alpha_0}^2 \rangle} = \frac{N_{\alpha f}}{N_{\alpha_0}} \cdot \frac{g_3^2 P_{0,8}}{g_3^2 \sum_{l_3} P_{f, l_3} + g_4^2 \sum_{l_4} P_{f, l_4}}$$

Здесь g_J - статистический фактор компаунд-состояний, P_{f, l_J} - проникаемость α -частиц с моментом l_J для перехода из состояния J на конечное состояние f .

Следует заметить, что в погрешность парциальных сечений входят, кроме статистической ошибки, неопределенность толщины мишени /~10%/ и ошибка разделения площадей α -переходов /~1% для α_1 -перехода, ~13% - для α_2 -перехода/. Что касается погрешности величины отношений приведенных α -ширин, она вклю-

чает в себя погрешность, связанную с конечным числом резонансов. Эта погрешность определяется дисперсией распределения Фишера /или $\chi^2 / 6$ /:

$$D_{\mu_f, \mu_0} = \frac{2\mu_0^2(\mu_f + \mu_0 - 2)}{\mu_f(\mu_0 - 2)^2(\mu_0 - 4)},$$

где μ_f - эффективное число степеней свободы для перехода на состояние Γ .

В табл.2 для сравнения представлены сечения, рассчитанные в предположении о постоянстве средней α -ширины, величина которой получена непосредственным усреднением α -ширин отдельных резонансов/7/, а также сечения, рассчитанные по кластерной модели. Можно видеть, что наши результаты не противоречат предположению о постоянстве средней α -ширины для $^{147,149}\text{Sm}$. Для ядра ^{143}Nd полученное нами сечение в $2 \pm 2,5$ раза меньше, чем ожидаемое из расчета. Это может быть обусловлено флуктуациями в исследуемой области энергии нейтронов, либо числа резонансов со спином 3^- в ядре ^{144}Nd , из которых происходит α_0 -переход, либо ширин α_0 -переходов. Если принять, что флуктуация расстояний между резонансами описывается распределением Вигнера, а флуктуация α_0 -ширин - распределением Портера-То-маса, то вероятность получения значения сечения, меньшего, чем экспериментально измеренное $P \leq 0,04$ /погрешность расчетного значения сечения при этом не учитывалась/.

Экспериментальное определение отношения средних приведенных α -ширин представляется весьма интересным для понимания влияния структуры конечных состояний на вероятность α -распада компаунд-ядер. Ранние работы/2,3,6/ указывали на возможное отличие от единицы этого отношения для переходов в первое возбужденное и основное состояния в случае ядра мишени ^{147}Sm , что согласуется с качественным предсказанием полумикроскопической теории ядра об усилении α -переходов на однофонное состояние четно-четных ядер по сравнению с α -переходами на основное/8,9/. Однако в работах/2,3,6/ не удалось получить эти величины для α -переходов на другие, более высокие состояния дочернего ядра. В настоящих измерениях /см. табл.2/ статистическая точность улучшена, погрешности отношения определяются практически лишь конечным числом резонансов в исследуемом интервале энергии нейтронов, и в пределах ошибки величина $\langle \gamma_{a_1}^2 \rangle / \langle \gamma_{a_0}^2 \rangle$ совпадает с данными работ/3,6/.

Кроме того, здесь были впервые получены отношения средних приведенных α -ширин для переходов во второе /4⁺/, первое /2⁺/ и основное /0⁺/ состояния. Их величины составляют

$$\frac{\langle \gamma_{a_2}^2 \rangle}{\langle \gamma_{a_1}^2 \rangle} = 1,10 \pm 0,30 \quad \text{и} \quad \frac{\langle \gamma_{a_2}^2 \rangle}{\langle \gamma_{a_0}^2 \rangle} = 1,34 \pm 0,41.$$

Как следует из результатов наших измерений, средние приведенные ширины α -распада составного ядра Sm-148 на конечные состояния различной природы /основное, однофононное, двухфононное/ практически совпадают в соответствии с предсказаниями статистической теории. Возможные отклонения, предсказанные полумикроскопической теорией, согласно нашим данным, не превышают для этого ядра фактор $1,5 \pm 2$.

В заключение авторы благодарят А.В.Мурзина за полезные обсуждения и Т.С. Зварову за изготовление мишеней.

ЛИТЕРАТУРА

1. Попов Ю.П. и др. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г. ЦНИИАтоминформ, М., 1977, ч.2, с.309.
2. Вертебный В.П. и др. ОИЯИ, РЗ-11392, Дубна, 1978.
3. Анджеевски Ю и др. ОИЯИ, РЗ-13013, Дубна, 1980.
4. Абросимов Н.К., Кочаров Г.Е. Изв. АН СССР, сер. физ., 1962, т. XXVI, с.238.
5. Neutron Cross Section, vol.2, Curves, BNL-325, Third Ed., 1976.
6. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, РЗ-12756, Дубна, 1979.
7. Гледенов Ю.М., Пак Хон Чер, Попов Ю.П. Бюллетень ЛИЯФ, Л., 1977, вып.4, с.3.
8. Соловьев В.Г. ЯФ, 1971, т.13, с.48.
9. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, т.3, вып.4, с.770.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 декабря 1980 года.