

8 - 61

3-80-753

Во Ким Тхань

ИССЛЕДОВАНИЕ
УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ
(n, α) НА ЯДРАХ ^{143}Nd И ^{147}Sm

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

Научный руководитель:

старший научный сотрудник,
доктор физико-математических наук

Ю.П. Попов

Официальные оппоненты:

старший научный сотрудник,
доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник,
кандидат физико-математических наук

В.А. Карнаухов

А.В. Мурзин

Ведущее предприятие:

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва.

Защита диссертации состоится " _____ " _____ 198 года
в " _____ " час. на заседании специализированного совета Д.047.01.05
при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций
Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.
Автореферат разослан " _____ " _____ 198 года.

Ученый секретарь
специализированного совета

Ю.В. ТАРАН

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность

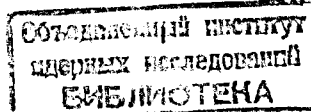
Реакция (n, α) является одним из видов взаимодействия нейтронов с атомными ядрами. Она дает возможность получить новые сведения о высоковозбужденных состояниях ядер, а также о самом механизме α -распада. Исследования данной реакции на тепловых нейтронах начались около двадцати лет назад, а на резонансных нейтронах они проводятся в ЛНФ ОИЯИ уже более десяти лет. К настоящему времени реакция (n, α) на резонансных нейтронах изучалась для полтора десятков изотопов в диапазоне $A \sim 60 + 178$, при этом исследован α -распад, примерно, 120 высоковозбужденных состояний - нейтронных резонансов.

На основании экспериментальных данных по α -ширинам были сделаны сравнения с некоторыми моделями ядер и ядерных реакций для извлечения информации о свойствах высоковозбужденных состояний, о механизме α -распада и реакции (n, α) , идущей через стадию компаунд-ядра. В общих чертах большинство полученных данных об указанной реакции может объясняться в рамках статистической теории, которая удовлетворительно описывает распределение α -ширин и позволяет оценить их средние значения. Однако в этих исследованиях данные о средних параметрах носят пока предварительный характер. Дело в том, что для большинства изученных ядер реакцию (n, α) удавалось наблюдать в нескольких резонансах, а в лучшем случае в ~ 30 (изотопы $Sm-147$). Малое число резонансов приводило к большой погрешности в определении средней α -ширины. Кроме того, исследуемый диапазон энергий возбуждения (энергий падающих нейтронов) составлял всего 200-300 эВ, что не позволяло проследить поведение средней α -ширины в зависимости от энергии возбуждения, и т.д. Тем более эти вопросы представляют большой интерес для лучшего понимания механизма α -распада и сравнения с некоторыми развивавшимися в последнее время теоретическими подходами: кластерной моделью α -распада, полумикроскопической теорией ядра и др.

Решение этих вопросов требует расширения исследуемого диапазона энергий нейтронов в килоэлектронвольтовую область, захватывающую большое число резонансов, т.е. необходимо проводить измерения сечений реакции (n, α) , усредненных по большому числу резонансов.

Цель работы

Диссертация посвящена первым исследованиям усредненных (полных и парциальных) сечений реакции (n, α) в килоэлектронвольтовой об-



ласти энергии нейтронов *) и получениям более точных средних характеристик α -распада компаунд-ядер. Приводятся методики измерений и анализа усредненных сечений данной реакции. Целью работы являлись также сравнения полученных экспериментальных данных с результатами различных модельных представлений о α -распаде и реакции (n, α) на медленных нейтронах.

Научное и прикладное значение

Исследование усредненных характеристик реакции (n, α) имеет большое значение для важнейшего вопроса ядерной физики – о строении высоковозбужденных состояний ядер. Точные значения этих характеристик в сравнительно широком диапазоне энергии нейтронов (т.е. энергии возбуждения) позволяют лучше понимать свойства состояний ядер, ядерные процессы и т.д. Эти данные также нужны при изучении подбарьерных процессов, таких как реакции (α, n) на медленных α -частицах, что может оказаться полезным для разработки астрофизических концепций.

Исследования усредненных характеристик реакции (n, α) имеют и существенное прикладное значение для реакторостроения. Экспериментальные данные о средних α -ширинах и сечениях необходимы для оценок радиационных повреждений в конструкционных материалах ядерных реакторов, возникающих в результате накопления гелия из реакции (n, α) .

Апробация работы

Материалы, положенные в основу диссертации, докладывались на семинарах ОИЯИ, на XXIX совещании по ядерной спектроскопии атомного ядра (Рига, 1979), на II международном симпозиуме по реакциям, вызываемым нейтронами (Смоленицы, СССР, 1979) и на У Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1980).

Объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. В ней содержится 98 страниц машинописного текста, включая 13 таблиц, 27 рисунков и список литературы из 72 наименований.

*) Параллельно с нами проводятся исследования усредненных сечений реакции (n, α) при энергии нейтронов $E_n \sim 30$ кэВ (В.А.Вторин и др. ОИЯИ, РЗ-10733, Дубна, 1977).

Во введении дан краткий обзор исследования реакции (n, α) на медленных нейтронах, представлены актуальность и цель работы.

В первой главе рассматриваются вопросы о механизме α -распада, о свойствах высоковозбужденных состояний, поднятые исследованиями α -распада индивидуальных резонансов, и сделаны сравнения экспериментальных данных с разными теоретическими моделями α -распада компаунд-ядра. В результате показано, что статистическая модель успешно описывает флуктуации α -ширин, но оказались открытыми многие вопросы, связанные со свойствами средних α -ширин, такие, как их абсолютные значения и поведение в зависимости от энергии возбуждения, влияние структуры конечных состояний на приведенные вероятности α -распада высоковозбужденных состояний.

Во второй главе приводится сравнительный анализ методов измерения усредненных сечений реакции (n, α) на разных нейтронных источниках. Изложена методика исследований при помощи метода времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 и квазимонохроматических (фильтрованных) источников нейтронов, а также делаются описания используемой аппаратуры.

Измерение усредненных сечений, особенно парциальных, предъявляет определенные требования как к источнику нейтронов, так и к α -спектрометру. Поскольку ожидаемые величины сечений составляют в лучшем случае сотни микробарн, то, исходя из разумного времени измерений, при использовании в качестве α -спектрометра ионизационной камеры, имеющей 50% эффективность, интегральный поток нейтронов на образец должен составлять $10^6 - 10^7$ н/с при сравнительно малом фоне от δ -лучей и быстрых нейтронов. К настоящему времени в ЛНФ ОИЯИ используются три метода исследований, в том числе метод времени пролета и метод измерения на фильтрованных пучках нейтронов, которые излагаются в диссертации.

С целью использования метода времени пролета на базе импульсного реактора ИБР-30 был модернизирован α -спектрометр. Он представляет собой цилиндрическую ионизационную камеру с сеткой, конструкция и положение которой на пучке показаны на рис. I. Цилиндрическая геометрия камеры позволяет использовать кольцевой коллиматор, который защищает основную часть камеры от прямого пучка нейтронов и δ -лучей из реак-

тора, что уменьшит перегрузку усилительного тракта в момент вспышки мощности реактора. Кроме того, такая геометрия позволяет использовать мишень с большой площадью, сохранив малую емкость камеры, а следовательно и приемлемое разрешение по энергии α -частиц. В результате,

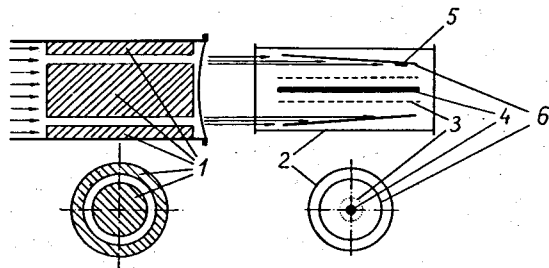


Рис. 1. Схема камеры и коллимации пучка нейтронов. 1 - коллиматор, 2 - корпус ионизационной камеры, 3 - сетка, 4 - собирающий электрод, 5 - калибровочный источник, 6 - мишень.

благодаря новой камере удалось измерять усредненный α -спектр реакции (n, α) до энергии нейтронов ~ 14 кэВ на реакторе ИБР-30. Параметры спектрометра: полезная площадь мишени $S \sim 3000$ см², облучаемая часть объема $\sim 15\%$ и разрешение по энергии α -частиц $\Delta E_\alpha \sim 270$ кэВ при $E_\alpha \sim 9$ МэВ на пучках импульсного реактора.

В этой же главе сделано общее описание принципа действия резонансных фильтров, приводятся параметры используемых фильтров, которые созданы в Институте ядерных исследований АН УССР, и методика измерения на них усредненных сечений. Эти фильтры дают квазимонохроматические пучки нейтронов с достаточно высокой интенсивностью ($\sim 7 \cdot 10^7$ н/с для Sc-фильтра и $\sim 7 \cdot 10^6$ н/с для Fe-фильтра), что при наличии специальной ионизационной камеры позволяет измерять средние сечения редких реакций, как реакции (n, α) и, в частности, дает возможность получения парциальных усредненных сечений реакции (n, α) с высокой точностью.

Третья глава диссертации посвящена первым результатам измерений усредненных сечений реакции (n, α) на ядрах ^{143}Nd и ^{147}Sm .

В ней представлено описание проведенных измерений на пучках импульсного реактора и на фильтрованных пучках, а также методики обработки.

На импульсном реакторе ИБР-30, работающем в бустерном режиме с линейным ускорителем ЛУЭ-40, проводились многомерные (временное и амплитудное) измерения реакции (n, α) . В результате были получены спектры α -частиц в разных интервалах энергии нейтронов. Параметры

мишеней и данные, относящиеся к условиям измерений, приведены в табл. I. На рис. 2 и 3 представлены экспериментальные α -спектры, усредненные в указанных интервалах энергии нейтронов для случаев ^{143}Nd и ^{147}Sm , соответственно. Усредненные сечения реакции (n, α) нормировались по измеряемому одновременно резонансу в электронвольтовой области, параметры которого известны.

Таблица I.

Мишень	Обогащение (%)	Площадь см ²	Толщина мг/см ²	Время измерения (час)
$^{143}\text{Nd}_2\text{O}_3$	83,5	3650	0,67	140
$^{147}\text{Sm}_2\text{O}_3$	95,3	3150	0,2	190

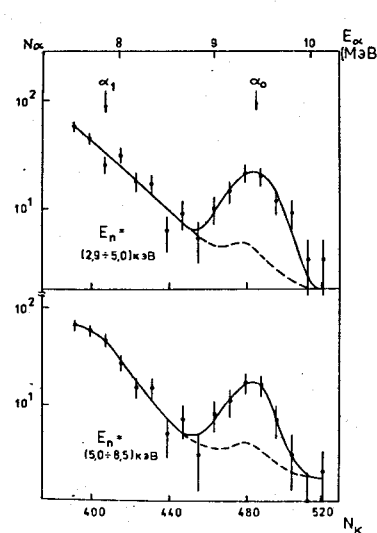


Рис. 2. Экспериментальные α -спектры реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$. Пунктирной линией показан ход фона.

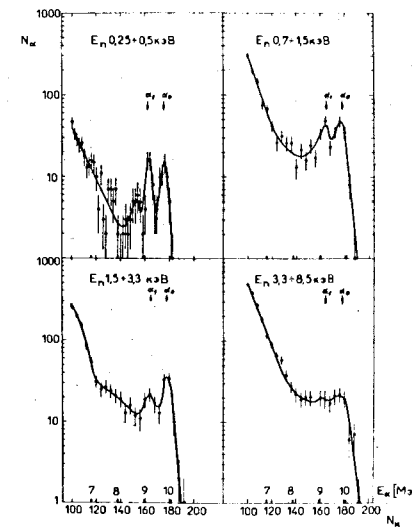


Рис. 3. Экспериментальные α -спектры реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$.

Измерения с фильтрованными пучками проводились на двух фильтрах Sc и Fe , которые устанавливались в горизонтальном канале реактора ВВР-М Института ядерных исследований АН УССР^{4/}. Условия эксперимента приведены в таблице II, а на рис. 4,5 показаны типичные α -спектры реакции (n, α) ядра ^{147}Sm на Sc -фильтре. Нормировка сечений реакции (n, α) проводилась по реакции $^6Li(n, \alpha)^3T$, сечение которой хорошо известно, а её энергетическая зависимость близка энергетической зависимости измеряемых сечений реакции (n, α) . Число зарегистрированных α -частиц и полученные из них сечения приведены в табл. III и IV для случаев ^{143}Nd и ^{147}Sm , соответственно.

Таблица II.

Мишень	Обогащение (%)	Толщина (мг/см ²)	Время измерения (час)	
			Sc -фильтр <E _n >=2 кэВ	Fe -фильтр <E _n >=24,5 кэВ
$^{143}Nd_2O_3$	95	0,50±0,05	101	116
$^{147}Sm_2O_3$	95,3	0,22±0,01	117	115
6LiF	3,65	0,10±0,01	I	0,5

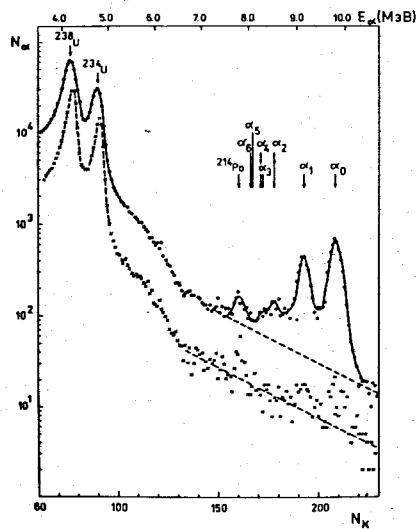


Рис. 4. Экспериментальные α -спектры реакции $^{147}Sm(n, \alpha)^{144}Nd$, полученные на Sc -фильтре. Верхняя - без Mn -фильтра. Нижняя (фоновая) - с Mn -фильтром.

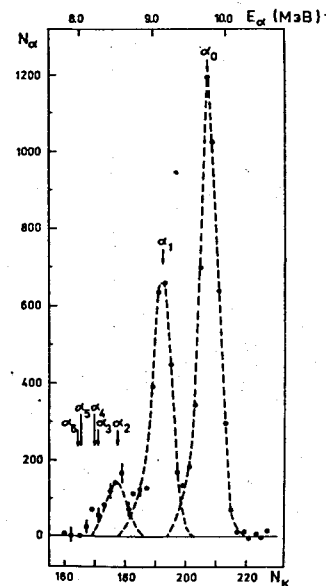


Рис. 5. Спектр α -частиц из реакции $^{147}Sm(n, \alpha)^{144}Nd$ при энергии нейтронов $(2 \pm 0,3)$ кэВ. Стрелками указаны энергии α -переходов в разные конечные состояния дочернего ядра.

Таблица III.

Ядро-мишень	ΔE_n (кэВ)	μ_0	N_{α_0}	$\langle \sigma_{n, \alpha_0} \rangle$ (10^{-6} барн)	$\langle \Gamma_{\alpha_0} / D \rangle_j$ (10^{-8})	$\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle$ (10^{-6} эВ)
^{143}Nd	0 - 1,2	15			13 ± 5	22 ± 8
	1,2-2,9	19	145 ± 30	150 ± 35	11 ± 5	18 ± 7
	1,7-2,3*	13	2964 ± 81	42 ± 4	$3,5 \pm 1,4$	$5,7 \pm 2,3$
	2,9-5,0	27	72 ± 11	105 ± 24	14 ± 5	23 ± 8
	5,0-8,5	44	44 ± 10	65 ± 21	13 ± 6	21 ± 9
	8,5-13,7	66	28 ± 15	45 ± 24	14 ± 9	23 ± 14
	22-27**	27		15 ± 4	11 ± 4	19 ± 7
	8-70	200		24 ± 8		

*) Результаты, полученные на фильтрованных пучках нейтронов.

Здесь и в табл. IV в первой строке представлены данные, рассчитанные непосредственным усреднением α -ширин отдельных резонансов. А в последней - результаты, полученные другими авторами с использованием нейтронов из реакции $^7Li(p, n)^6He$.

Таблица IV.

ΔE_n кэВ	M_0	N_{α_t}	N_{α_0}	N_{α_1}	$\langle \sigma_{n,\alpha_t} \rangle$ 10^{-6} барн	$\langle \sigma_{n,\alpha_0} \rangle$ 10^{-6} барн	$\langle \sigma_{n,\alpha_1} \rangle$ 10^{-6} барн	$\langle \Gamma_{\alpha_t} / D_J^{\pi} \rangle$ 10^{-8}	$\langle \Gamma_{\alpha_0} / D_J^{\pi} \rangle$ 10^{-8}	$\langle \Gamma_{\alpha_1} / D_J^{\pi} \rangle$ 10^{-8}	$\frac{\langle \delta_{\alpha_1}^2 \rangle}{\langle \delta_{\alpha_0}^2 \rangle}$
0 - 0,2	7							9±6	6,5±4	2,5±1,5	1,5±2
0,25 - 0,5	13	127±12	56±8	48±7	590±90	260±50	220±50	14±4	6±3	5,5±2	1,8±1,2
0,7 - 1,5	41	280±25	140±20	110±20	390±60	180±40	160±35	18±4	9±3	7±2	1,6±0,6
1,7 - 2,3*	54	4410±79	2694±68	459±94	231±24	130±13	80±9	19±3	11±2	6,5±1,1	1,22±0,31
1,5 - 3,3	92	170±20	87±12	64±12	230±35	110±25	90±20	21±4	10±3	7±1,8	1,48±0,45
3,3 - 8,5	247	150±30	70±11	55±11	160±50	70±20	55±15	28±9	12,5±4	10±2,8	1,6±0,45
10 - 20	750	< 20			< 100			< 50			
22 - 27*	140	329±33	176±19	108±21	48±12	28±6	16±4	28±7,2	14±3,4	10±2,4	1,23±0,32
8 - 70	10 ³				32±8			23,5±5,9			

Данные о реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ в разных интервалах энергии нейтронов.

В четвертой главе рассматривается метод анализа усредненных сечений с целью получения из них данных о средних характеристиках реакции (n, α) и обсуждаются полученные результаты. Исходя из особенностей реакции (n, α) (малой величины сечения, сильной флуктуации α -ширин) и условий эксперимента при рассмотрении связи между усредненным сечением и параметрами резонансов в реакции (n, α) учитывались следующие упрощающие предположения:

1. $n_0 \sigma_t \ll 1$ - образец тонкий (n_0 - число ядер образца и σ_t - полное сечение).
2. Средняя α -ширина $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$ постоянна на интервале усреднения.
3. $\Delta E_n \gg D_J^{\pi}$ - на интервале усреднения находится достаточно много резонансов. Здесь D_J^{π} - среднее расстояние между резонансами со спином J^{π} .
4. Поток нейтронов $\phi(E_n)$ является плавной функцией энергии нейтронов, т.е. можно разбить интервал усреднения на участки ΔE_n^i такие, что $\Delta E_n \gg \Delta E_n^i \gg D_J^{\pi}$, и поток на каждом из них считать постоянным.

Среднее парциальное сечение для интервала энергии нейтронов ΔE_n определяется выражением

$$\langle \sigma_{n,\alpha_f}^{J^{\pi}} \rangle = g_{J^{\pi}} \left\langle \frac{\Gamma_{\alpha_f}^{J^{\pi}}}{D_{J^{\pi}}} \right\rangle \frac{\int \phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle (E_n)}{\langle \Gamma \rangle (E_n)} F(E_n) dE_n}{2 \int \phi(E_n) dE_n \Delta E_n}$$

Здесь параметр $\langle \Gamma_{\alpha_f}^{J^{\pi}} / D_{J^{\pi}} \rangle$ отличается от силовой функции для α -частиц только множителем P_{α} -проницаемостью потенциального барьера ядра для α -частиц, а $F(E_n)$ - фактор усреднения для слущая реакции (n, α) .

Средняя приведенная α -ширина распада в состояние f может быть вычислена на основе измеренного парциального сечения следующим образом:

$$\langle \delta_{\alpha_f}^2 \rangle = \frac{D_{J^{\pi}} \langle \sigma_{n,\alpha_f}^{J^{\pi}} \rangle}{g_{J^{\pi}} \sum_{l(J^{\pi})} P_{l,f}} \frac{\int \phi(E_n) dE_n}{\int \phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle (E_n)}{\langle \Gamma \rangle (E_n)} F(E_n) dE_n}$$

Как известно, ввиду сильных флуктуаций α -ширин, в погрешности α -ширин кроме погрешностей эксперимента дают заметный вклад погрешности, обусловленные конечным числом резонансов на интервале ΔE_n . Как показано в диссертации, флуктуации, например, величины $\langle \Gamma_{\alpha_f} \rangle$ опре-

деляются χ^2 -распределением, эффективное число степеней свободы которого M_f выражается так:

$$M_f = \frac{1}{D_n} \frac{(\sum_{j^n} g_{j^n}^2 \sum_{l(f^n)} P_{l,f}^2)^2}{\sum_{j^n} g_{j^n}^3 \sum_{l(f^n)} P_{l,f}^2} \frac{[\int_{\Delta E_n} \phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle}{\langle \Gamma \rangle} F(E_n) dE_n]^2}{\int_{\Delta E_n} [\phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle}{\langle \Gamma \rangle} F(E_n)]^2 dE_n}$$

а соответствующая относительная погрешность

$$\Delta M_f (\langle \Gamma_{\alpha f} \rangle) = \sqrt{2/M_f}$$

Результаты анализа приведены в табл. III и IV для случаев ^{143}Nd и ^{147}Sm , соответственно.

На основании полученных данных в этой главе проводится обсуждение о свойствах средних α -ширин нейтронных резонансов и о влиянии различия структуры конечных состояний на α -распад компаунд-состояний.

Для проверки справедливости статистической теории были сделаны попытки описания средних сечений реакции (n, α) с гипотезой о постоянстве параметра $\langle \Gamma_{\alpha} / D \rangle_j$. Подгонка по критерию χ^2 для всех полученных в настоящее время данных о реакции (n, α) для ядер ^{143}Nd и ^{147}Sm дала $\chi^2_{\min} = 0,246$ при $\langle \Gamma_{\alpha} / D \rangle_j = 13 \cdot 10^{-8}$, что соответствует уровню достоверности указанной гипотезы $P(\chi^2) = 0,99$ в случае ^{143}Nd и $\chi^2_{\min} = 4,0$, $\langle \Gamma_{\alpha} / D \rangle_j = 18,8 \cdot 10^{-8}$ и $P(\chi^2) = 0,8$ в случае ^{147}Sm . Для примера на рис. 6 показаны усредненные сечения $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ в зависимости от энергии нейтронов.

В целом наши результаты для исследованных ядер не обнаруживают значимых отклонений от предположений статистической теории о свойстве средних α -ширин.

Свойства нейтронных резонансов и влияние структуры конечных состояний на α -распад компаунд-ядер обсуждаются с точки зрения полумикроскопической теории. В табл. IV показано отношение средних приведенных α -ширин переходов в первое возбужденное и основное состояние дочернего ядра ^{144}Nd . А отношение средних приведенных α -ширин переходов на второе возбужденное и основное состояние было получено только в измерении на Sc -фильтре. Оно составляет

$\langle \delta_{\alpha_2}^2 \rangle / \langle \delta_{\alpha_0}^2 \rangle = 1,34 \pm 0,41$. Как видно из наших результатов, средние приведенные ширины α -распада составного ядра ^{148}Sm на конечные состояния различной природы (основное, однофонное, двухфонное) фактически совпадают в соответствии с предсказаниями статистической теории. Возможные отклонения, предсказывавшиеся полумикроскопической теорией, согласно нашим результатам, не превышают для данного ядра фактора $1,5 + 2$.

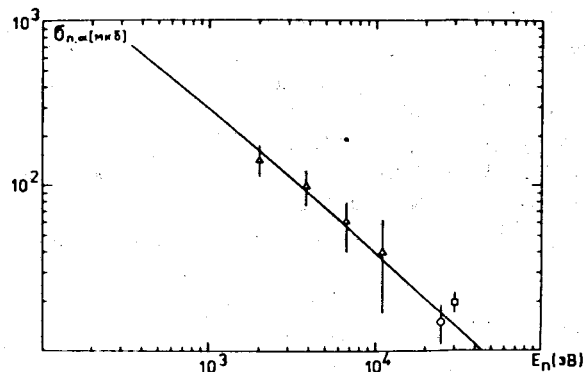


Рис. 6. Усредненные сечения реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ в зависимости от энергии нейтронов. Сплошная линия – расчетная зависимость, соответствующая минимуму χ^2 с учетом вклада только s -нейтронов.

В заключении содержатся основные результаты выполненной работы.

1. Введен в строй модернизированный α -спектрометр, обладающий большой площадью мишени, приемлемым разрешением по энергии α -частиц и малым фоном. Это позволило проводить измерения парциальных сечений реакции (n, α) в килоэлектронвольтовой области энергии нейтронов на импульсном реакторе ИБР-30.

2. Развивался метод исследования реакции (n, α) на фильтрованных пучках нейтронов, что дало возможность получить парциальные усредненные сечения с высокой точностью.

3. Разработан метод анализа усредненных сечений реакции (n, α) с целью получения из них средних параметров реакции.

4. Проведены первые измерения усредненных сечений реакции (n, α) для ядра ^{143}Nd и ^{147}Sm до энергии нейтронов ~ 14 кэВ на импульсном реакторе и на двух нейтронных фильтрах: скандиевом ($E_n = 2 \pm 0,3$ кэВ) и железом ($E_n = 24,5 \pm 1,0$ кэВ). При этом получены в случае ядра ^{147}Sm усредненные спектры α -переходов на различные конечные состояния.

5. На основании полученных усредненных α -ширин сделаны сравнения с предположением статистической теории. Справедливость этого предположения для ^{143}Nd и ^{147}Sm доказана постоянством усредненных

α -ширин в разных интервалах исследованной области энергии нейтронов.

6. С целью извлечения информации о свойствах высоковозбужденных состояний проведено обсуждение экспериментальных данных о приведенных ширинах α -распада составного ядра ^{148}Sm в рамках полумикроскопической теории. Делается вывод о том, что в α -распад данного ядра на конечное одно- и двухфононное состояния четырех-, шести- и восьмиквазичастичные компоненты волновых функций компаунд-состояний вносят, по-видимому, небольшой вклад.

Работы, положенные в основу диссертации

1. Ю.Анджеевски, Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво, М.Стэмпиньски. ОИЯИ, I3-I2458, Дубна, 1979.
2. Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво, Ю.П.Попов, М.Стэмпиньски. ОИЯИ, P3-I2755, Дубна, 1979.
3. Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво, Ю.П.Попов, М.Стэмпиньски. ОИЯИ, P3-I2756, Дубна, 1979.
4. Ю.Анджеевски, В.П.Вертебный, Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, В.А.Долгов, А.Л.Кирилик, Ю.П.Попов. ОИЯИ, P3-I3013, Дубна, 1980.
5. Ю.Анджеевски, Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво, Ю.П.Попов, М.Стэмпиньски. ОИЯИ, 3-80-564, Дубна, 1980.
6. Ю.Анджеевски, Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво, Ю.П.Попов, М.Стэмпиньски. Ядерная физика, т.32, вып. 6(12), 1980, с.1192.
7. Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво, Ю.П.Попов, М.Стэмпиньски. В сб. "Доклады XXIX совещания по ядерной спектроскопии атомного ядра", Рига, 1979, "Наука", Ленинград, 1979, стр. 294.
8. В.А.Втюрин, Во Ким Тхань, А.Корейво, Ю.П.Попов, М.Стэмпиньски. В сб. "Neutron Induced Reactions". Ed. I.Ribansky and E.Bétek, VEDA, Bratislava, 1980, p.423.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 ноября 1980 года.