

В-878

3-82-495

ВТЮРИН
Владимир Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ γ -ПЕРЕХОДОВ
МЕЖДУ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯМИ ЯДЕР
ПРИ ПОМОЩИ РЕАКЦИИ (n, γ, α)

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 –
доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Ю.П.Попов.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

В.А.Карнаухов,

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

А.И.Абрамов.

Ведущее предприятие: Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова,
г.Москва.

Защита диссертации состоится " " _____ 1982 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, Московская
область).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Автореферат разослан " " _____ 1982 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

Ю.В.Таран

Актуальность

Систематических исследований первичных мягких γ -переходов между компаунд-состояниями ($s \rightarrow s'$ -переходов) до сих пор не проводилось. Изучению их методами γ -спектроскопии пока препятствует сложность выделения вклада таких γ -переходов из суммарного спектра γ -лучей. Единственной возможностью экспериментального изучения $s \rightarrow s'$ -переходов является исследование двухступенчатых реакций $(n, \gamma\alpha)$ и $(n, \gamma\beta)$, где информацию о первичных γ -переходах получают опираясь на данные об α -распаде и делении высоковозбужденных состояний.

Реакция $(n, \gamma\alpha)$ была обнаружена 12 лет назад на тепловых нейтронах, но первые сведения о $s \rightarrow s'$ -переходах с ее помощью были получены только после начала исследований реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ на резонансных нейтронах в Дубне. В первой работе дубненской группы была получена теоретическая форма спектра реакции $(n, \gamma\alpha)$, и из сравнения ее с экспериментом был сделан вывод о пропорциональности средней вероятности первичных γ -переходов кубу их энергии. Из соотношения ширины $\sqrt{\delta\alpha^4}$, измеренной в резонансе $E_0 = 55$ эВ со спином 4^- , и ширины $\sqrt{\delta\alpha^3}$, полученной из данных по тепловому сечению, был сделан вывод о возможном преобладании мультипольности М1. Однако ввиду большой экспериментальной погрешности ширины $\sqrt{\delta\alpha^4}$ ($\Delta\sqrt{\delta\alpha^4}/\sqrt{\delta\alpha^4} = 80\%$) этот вывод носил предварительный характер. Неожиданность этого результата с точки зрения существовавших в то время теоретических представлений потребовала существенного уточнения экспериментальных данных, а также расширения круга исследуемых ядер с целью установления степени общности полученных результатов.

Цель работы

Диссертация посвящена исследованиям γ -переходов между компаунд-состояниями с целью получения новых сведений о структуре высоковозбужденных состояний ядра и механизме γ -распада. Основным методом является исследование реакции $(n, \gamma\alpha)$ на резонансных нейтронах. Получение данных о γ -распаде из этой реакции потребовало, с одной стороны, совершенствования методики измерений и анализа данных по реакции $(n, \gamma\alpha)$, а с другой стороны, дополнительных исследований реакции (n, α) с целью уточнения характеристик α -распада исследуемых ядер.

Объединенный институт
ядерных исследований
ОИЯИ

двух ядер, необходимых для получения данных о первом этапе реакции - этапе δ -распада.

Как дополнительные источники экспериментальной информации о $s \rightarrow s'$ -переходах были проанализированы данные по реакции $(n, \gamma f)$ и данные по полным радиационным ширинам. Весьма полезным для понимания механизма δ -распада компаунд-состояний является сопоставление результатов исследования $s \rightarrow s'$ -переходов с известными данными по δ -распаду, поскольку описание такой совокупности данных предъявляет более жесткие требования к теоретической модели.

Научное и прикладное значение

В отличие от жестких δ -переходов на нижние уровни ядра, вероятность которых определяется простыми типами возбуждений, составляющих $10^{-3} - 10^{-6}$ от нормировки волновой функции компаунд-состояния, мягкие δ -переходы могут определяться значительно большим числом компонент, характерных для компаунд-состояний, и потому являются источником новой информации о структуре высоковозбужденных состояний. Кроме того, исследования $s \rightarrow s'$ δ -переходов необходимы для понимания механизма δ -распада компаунд-состояний. Гамма-переходы между компаунд-состояниями являются начальной ступенью большого числа реакций типа $(n, \delta n')$, $(n, \delta \alpha)$, $(n, \delta p)$, $(n, \delta t)$ и т.д. и определяют основную часть каскадов δ -лучей. Исследования последних лет показали, что учет, например, вклада реакции $(n, \delta t)$ на быстрых нейтронах меняет величину $\alpha = \frac{\langle \sigma_{n,t} \rangle}{\langle \sigma_{n,r} \rangle}$ на 10 - 15%, а это имеет существенное значение при расчетах реакторов-размножителей на быстрых нейтронах.

Апробация работы

Материалы, положенные в основу диссертации, докладывались на 28 совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре ядра (Алма-Ата, 1978), на III и IV Всесоюзных конференциях по нейтронной физике (Киев, 1975 и 1977), на Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра (Дубна, 1976) и на III и IV Международных симпозиумах по спектрам δ -лучей радиационного захвата и связанным с этой проблемой вопросам (Брукхайвен, 1978 и Гренобль, 1981).

Объем работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. В ней содержится 124 страницы машинописного текста, включая 16 таблиц, 24 рисунка и список литературы из 115 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность работы, обсуждается ее научное и прикладное значение, а также цель работы. Обосновывается выбор метода исследования.

В первой главе описаны некоторые закономерности протекания двухступенчатой реакции $(n, \delta \alpha)$, приводятся основные сведения о δ -распаде, рассматриваются накопленные к настоящему времени данные об α -распаде компаунд-состояний.

В реакции $(n, \delta \alpha)$ компаунд-ядро, возникающее при захвате нейтрона, испускает сначала мягкий δ -квант, переходя в некоторое промежуточное состояние, которое затем претерпевает α -распад. При этом энергия вторичной α -частицы E_α однозначно связана с энергией первичного δ -кванта выражением $E_\alpha = E_{\alpha_0} - E_\delta$, где E_{α_0} - энергия прямого α -перехода (см. рис. I). Поскольку расстояние между промежуточными уровнями, как правило, много меньше энергетического разрешения α -спектрометра, то измеряемый экспериментально спектр вторичных α -частиц усреднен по большому числу δ - α -каскадов. Согласно статистической теории ширины δ - и α -этапов каскада флуктуирует независимо и средняя вероятность такого процесса $W_{\delta\alpha}$ равна произведению средних вероятностей δ - и α -распада. Поскольку зависимость средней вероятности α -распада от энергии известна достаточно хорошо, то по форме спектра вторичных α -частиц можно восстановить зависимость средней вероятности δ -распада от энергии. Понятно, что точность и надежность получаемых таким образом данных существенно зависят от точности данных об α -распаде высоковозбужденных состояний.

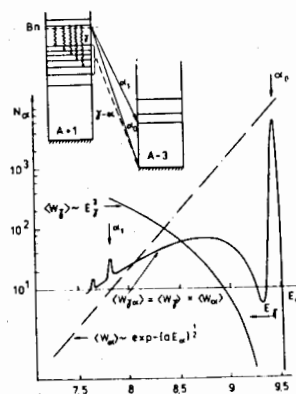


Рис. I

На основе данных об усредненных по резонансам сечениях реакции

(n, α) на ядрах ^{123}Te , ^{143}Nd , ^{147}Sm и ^{149}Sm показано, что предположение статистической теории о независимости средней приведенной α -ширины от энергии возбуждения ядра не противоречит экспериментальным данным. Получены средние для всего исследованного диапазона α -ширины указанных ядер. Проводится сравнение относительно хода зависимостей проникаемости барьера ядра $T_{\frac{1}{2}}^{\alpha}$, рассчитанных для разных вариантов потенциала, между собой и с экспериментальными данными по средним α -ширинам, исходя из чего дается оценка точности описания зависимости проникаемости $T_{\frac{1}{2}}^{\alpha}(E_{\alpha})$ от энергии и углового момента α -частицы.

На основе статистической теории получено уточненное выражение для усредненной формы α -спектра реакции ($n, \delta \alpha$), которое имеет вид

$$\frac{N_{\delta\alpha}^k}{\Delta E_{\alpha}^k} \approx \frac{\Gamma_{\delta\alpha}(\Delta E_{\alpha}^k)}{\Delta E_{\alpha}^k} = \sum_{\lambda} \frac{\rho_i S_{\delta}^{cc}(E_{\lambda}) E_{\delta}^m \sum_{\rho} T_{\frac{1}{2}}^{\alpha}(E_{\alpha}^k)}{2\pi \Gamma_{\delta}(B_n)(1+E_{\delta}/(B_n-\delta))^n}$$

Здесь $m=2\lambda+1+\eta$, где λ - мультипольность δ -лучей, а η учитывает возможную зависимость силовой функции от энергии. Показатель степени $1 \leq n \leq 3,5$ учитывает зависимость полной радиационной ширины промежуточных уровней от энергии возбуждения. Получено выражение для расчета относительной погрешности ширины $\Gamma_{\delta\alpha}$, обусловленной конечным числом промежуточных уровней. Приведен краткий обзор предшествовавших исследований реакции ($n, \delta \alpha$) на тепловых и резонансных нейтронах. Рассматриваются известные методы получения сведений о $s \rightarrow s'$ -переходах из реакции ($n, \delta \alpha$).

В диссертации получил дальнейшее развитие метод определения мультипольностей $s \rightarrow s'$ -переходов по соотношению экспериментальных значений ширин $\Gamma_{\delta\alpha}$ в резонансах с разным спином. Интегрируя выражение для формы спектра реакции ($n, \delta \alpha$) в интервале выделения вклада этой реакции и пренебрегая высшими мультипольностями, можно представить ширины $\Gamma_{\delta\alpha}$ для двух резонансных состояний в виде системы

$$\Gamma_{\delta\alpha}^{I+\frac{1}{2}} = a_{11} S_{\delta}^{cc}(M1) + a_{12} S_{\delta}^{cc}(E1),$$

$$\Gamma_{\delta\alpha}^{I-\frac{1}{2}} = a_{21} S_{\delta}^{cc}(M1) + a_{22} S_{\delta}^{cc}(E1).$$

В случае ядра ^{143}Nd коэффициенты a_{ik} оказываются сильно зависящими от спина исходного состояния и мультипольности первичных δ -лучей, детерминант системы по величине близок к a_{ik} , и при достаточной точности экспериментальных значений $\Gamma_{\delta\alpha}^I$, решая систему, можно получить значения силовых функций $S_{\delta}^{cc}(M1)$ и $S_{\delta}^{cc}(E1)$, усредненных

в интервале выделения. Формулируются основные нерешенные проблемы исследования $s \rightarrow s'$ -переходов: во-первых, данные о мультипольности носят предварительный, неоднозначный характер, во-вторых, неоднозначны данные о зависимости $\langle \Gamma_{\delta}^{cc} \rangle$ от E_{δ} , и, в-третьих, данные о $s \rightarrow s'$ -переходах относятся только к одному ядру ^{143}Nd .

Во второй главе рассматриваются особенности методики измерения спектров α -распада нейтронных резонансов.

Спектрометрия нейтронов проводится по методу времени пролета. В качестве нейтронного спектрометра применялся импульсный реактор ИБР-30. Для снижения фона пучка, обусловленного быстрыми нейтронами и γ -квантами, предложена и успешно применена дополнительная фильтрация пучка алюминием. Поскольку сечение алюминия при $E_n < 6$ кэВ постоянно и примерно вдвое меньше сечения в интервале $1 < E_n < 5$ МэВ, то, применяя фильтр, ослабляющий поток нейтронов в рабочей области в K раз, поток быстрых нейтронов ослабляется в K^2 раз. На рисунке 2

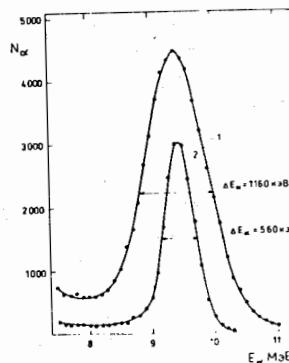


Рис.2

показаны амплитудные спектры реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ в окне резонансов $E_0 = 127$ и 135 эВ, измеренные на базе 30 м в одинаковых условиях с фильтром (2) и без фильтра (1). Можно видеть, что помимо снижения фона алюминиевый фильтр позволяет улучшить и разрешение по энергии α -частиц. Для спектрометрии в нейтронных резонансах с малыми α -ширинами был разработан светосильный α -спектрометр - цилиндрическая ионизационная камера с сеткой (ЦИК). Использование мишени в виде боковой поверхности усеченного конуса с малым углом при вершине в сочетании с коллимацией нейтронного пучка в виде кольца, засвечивающего поверхность мишени и лишь 15% рабочего объема камеры, позволило при площади мишени 3500 см^2 сохранить малую емкость камеры и получить приемлемое разрешение по энергии α -частиц и неплохие перегрузочные характеристики камеры.

На рис.3 показана конструкция камеры и расположение ее на пучке реактора ИБР-30.

На рис.4 приведена зависимость разрешения камеры по энергии α -частиц (ΔE_{α} [кэВ]) от времени с момента вспышки мощности реактора (T в мксек) на пролетных базах 30 и 85 м (кривая 1 и 2 со-

ответственно). Ниже шкалы времени пролета даны шкалы энергий нейтронов в эВ для соответствующих кривых.

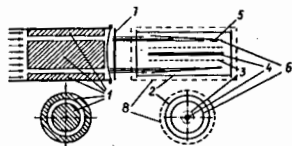


Рис.3. 1.Коллиматор.
2.Корпус камеры.
3.Сетка.
4.Коллектор.
5.Урановый источник.
6.Мишень.
7.Фильтр.
8.Кадмиевый экран.

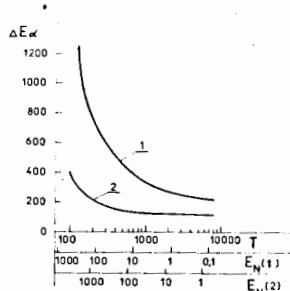


Рис.4

В третьей главе описываются измерения спектра реакции $(n, \gamma \alpha)$ на ядрах ^{143}Nd , ^{123}Te и ^{147}Sm .

При измерении ширины $\Gamma_{\delta\alpha}$ они нормируются по резонансам того же ядра с известными α -ширинами. Поэтому увеличение точности ширины $\Gamma_{\delta\alpha}$, в свою очередь, потребовало существенного уточнения α -ширин опорных резонансов. Были проведены дополнительные измерения, позволившие увеличить точность полных α -ширин опорных резонансов более чем в два раза. Результаты приведены в таблице I.

Таблица I

| Ядро-мишень | ^{147}Sm | ^{143}Nd | ^{123}Te |
|--------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| E_0 [эВ] | 3,42 | 135 | 24,1 |
| Γ_{α} [мкэВ] | $1,8 \pm 0,2$ | $35 \pm 6,5$ | $0,1 \pm 0,02$ |

Измерения реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)^{140}\text{Ce}$ проводились на камере ЦИК с использованием алюминиевого фильтра. Амплитудный спектр во временном окне резонанса $E_0 = 159$ эВ представлен на рис.5. Здесь наблюдается заметная примесь α -перехода в основном состоянии (α_0 -перехода) от расположенного рядом резонанса $E_0 = 179$ эВ. Для выделения вклада реакции $(n, \gamma \alpha)$ использовалась экспериментальная форма линии α_0 -перехода, полученная из спектра суммы резонансов $E_0 = 127$ и 135 эВ (крестики на рис.5). Эти резонансы имеют большие ширины α_0 -перехода, и примесью реакции $(n, \gamma \alpha)$ в их α -спектре можно

пренебречь. Фон в области $8,1 < E_{\alpha} < 8,95$ МэВ вычитался экстраполяцией со стороны меньших энергий (пунктир на рис.5).

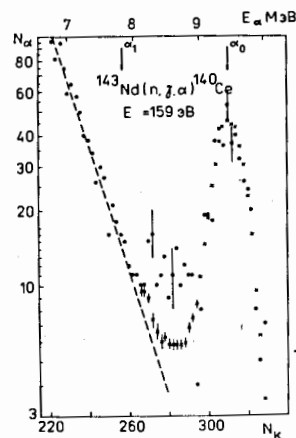


Рис.5

В резонансе $E_0 = 55$ эВ, далеко отстоящем от резонансов со спином 3^- , примесь α_0 -перехода значительно слабее и для выделения эффекта использовался фон, измеренный в межрезонансных промежутках. На рисунке 6 показан спектр во временном окне резонанса $E_0 = 55$ эВ, полученный после вычитания фона. Для разделения вкладов реакции $(n, \gamma \alpha)$ и прямых α -переходов была взята теоретическая форма спектра реакции $(n, \gamma \alpha)$ с учетом формы линии толстого α -источника, параметры которой определялись по экспериментальному спектру α -перехода в резонансах $E_0 = 127$ и 135 эВ.

Измерения реакции $^{123}\text{Te}(n, \gamma \alpha)^{120}\text{Sn}$ проводились на камере ЦИК. На рис.7 приведен амплитудный спектр во временном окне резонанса $E_0 = 2,33$ эВ, полученный после вычитания фона. Для разделения вкладов реакции $(n, \gamma \alpha)$ и α_0 -перехода использовалась экспериментальная форма линии α_0 -перехода, измеренная в резонансе $E_0 = 96$ эВ.

Измерения реакции $(n, \gamma \alpha)$ на ^{147}Sm в отличие от измерений на остальных ядрах проводились на плоской ионизационной камере с сеткой и электронной угловой коллимацией. Применение этой методики связано со значительно меньшими расстояниями между нижними уровнями дочернего ядра ^{144}Nd и необходимостью выделения вклада реакции $(n, \gamma \alpha)$ на фоне интенсивных прямых α -переходов.

В то же время большая величина параметра $\langle \Gamma_{\alpha} / \mathcal{D} \rangle$ у данного ядра позволяет пожертвовать светосилой и эффективностью α -спектрометра ради улучшения условий выделения вклада реакции $(n, \gamma \alpha)$. Основным источником погрешности ширины $\Gamma_{\delta\alpha}$ на этом ядре является ошибка разделения вкладов реакции $(n, \gamma \alpha)$ и прямых α -переходов. Счет α -частиц в интервале выделения ΔE_{α} и ширины $\Gamma_{\delta\alpha}$, полученные для измеренных в настоящей работе ядер, приведены в таблице 2.

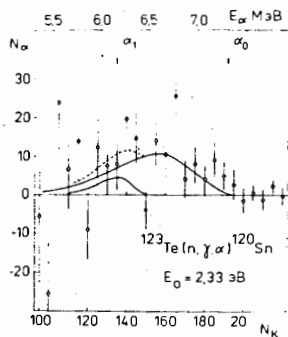


Рис.7

Значение ширины Γ_{α} , помеченное звездочкой, получено в первой работе дубненской группы. Данные по тепловому сечению реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)^{140}\text{Ce}$ (их значения в мкб приведены в скобках) получены Л.Алдеа в Юлихе и М.Асгаром в Гренобле.

Таблица 2

| Ядро-мишень | E_0 [эВ] | J^{π} | ΔE_{α} [МэВ] | $N_{\delta\alpha}$ ($\sigma_{n,\delta\alpha}$ [мкб]) | $\Gamma_{\delta\alpha}(\Delta E_{\alpha})$ [мкэВ] | $\Gamma_{\delta\alpha}$ [мкэВ] |
|-------------------|------------|-----------|------------------------------|--|--|-----------------------------------|
| ^{143}Nd | 55 | 4^- | | 246 ± 31 | | $0,11 \pm 0,08$ (*) |
| | 55 | 4^- | $7,69 \pm 9,45$ | 380 ± 40 | $0,084 \pm 0,016$ | $0,089 \pm 0,017$ |
| | 159 | 4^- | $8,10 - 8,95$ | 100 ± 17 | $0,058 \pm 0,013$ | $0,087 \pm 0,024$ |
| | -6 | 3^- | $7,8 - 9,3$ (768 ± 14) | | $0,206 \pm 0,037$ | $0,22 \pm 0,04$ |
| | -6 | 3^- | $6,7 - 9,5$ (907 ± 25) | | $0,24 \pm 0,04$ | $0,25 \pm 0,04$ |
| ^{123}Te | 2,33 | 1^+ | $3,7 - 7,3$ | 106 ± 31 | $0,018 \pm 0,08$ | $0,020 \pm 0,008$ |
| | 24,1 | 0^+ | $6,4 - 6,65$ | 15 | 0,01 | 0,04 |
| ^{147}Sm | 18,3 | 4^- | $8,8 - 8,95$ | 45 ± 25 (9 ± 5) $\cdot 10^{-3}$ | | $0,08 \pm 0,05$ |

В четвертой главе проводится анализ данных реакций $(n, \gamma \alpha)$ и $(n, \gamma \beta)$. На основе экспериментальных значений ширины Γ_{α} , измеренных в резонансах ^{143}Nd со спином 4^- и в тепловой точке, где сечение в основном обусловлено связанным состоянием $E_0 = -6$ эВ со спином 3^- , получены силовые функции $s \rightarrow s$ -переходов ^{144}Nd , усредненные в интервале $0,2 - 1,6$ МэВ мультипольности MI $S_{\delta}^{cc}(MI) = (8 \pm 3) \cdot 10^{-9}$ МэВ $^{-3}$ и EI $S_{\delta}^{cc}(EI) = (9 \pm 3) \cdot 10^{-9}$ МэВ $^{-3}$.

Проведен анализ формы спектра α -частиц из реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)^{140}\text{Ce}$, измеренного в тепловой точке. Сравнение уточненной теоретической формы спектра с экспериментом для разных видов зависимостей S_{δ}^{cc} и Γ_{δ}^{cc} от энергии E_{δ} по критерию χ^2 показывает, что при

$m = 3, n \geq 1$ значения χ^2 не выходят за пределы одного стандартного отклонения χ^2 -распределения. Несколько хуже описывается спектр при $m = 3, n = 0: P(\chi^2) < 5\%$. Описание становится заметно хуже при изменении m , даже при $|m - 3| = 0,5, P(\chi^2) < 1\%$. Эти результаты могут служить более надежным подтверждением вывода, сделанного в первой работе дубненской группы об энергетической зависимости $\langle \Gamma_{\delta}^{cc} \rangle \approx E_{\delta}^3$.

Результаты проведенного анализа в основном относятся к EI-переходам, поскольку в случае компаунд-состояния ^{143}Nd со спином 3^- , образующегося при захвате теплового нейтрона, α -распад промежуточных уровней, заселяемых δ -переходами мультипольности EI, разрешен с угловым моментом $\ell_{\alpha} = 2$ и проникаемость барьера при этом вдвое больше, чем для α -распада уровней, заселяемых MI-переходами, где $\ell_{\alpha} = 3$. Поэтому при условии $S_{\delta}^{cc}(EI) \approx S_{\delta}^{cc}(MI)$ форма α -спектра реакции $(n, \gamma \alpha)$ в тепловой точке на $2/3$ определяется EI δ -переходами.

В резонансах ^{143}Nd со спином 4^- наблюдается обратная картина: α -спектр обусловлен в основном MI-переходами. Вид зависимости $\langle \Gamma_{\delta}^{cc} \rangle(E_{\delta})$, полученной из спектра резонанса $E_0 = 55$ эВ, в пределах погрешностей совпадает с данными в тепловой точке. Полученная в настоящей работе величина $S_{\delta}^{cc}(MI)$ в 4 раза меньше $S_{\delta}^{cc}(MI)$, измеренной в реакции $^{144}\text{Nd}(\gamma, \delta)$ при $E_{\gamma} = 7,8$ МэВ, что указывает на возможный вклад MI гигантского резонанса при этой энергии.

Для других ядер ширины $\Gamma_{\delta\alpha}$ измерены только в одном захватном состоянии и мультипольность $s \rightarrow s$ -переходов неизвестна, поэтому силовые функции были найдены для двух крайних случаев чистых EI- и MI-переходов при помощи упрощенного выражения

$$S_{\delta}^{cc} = \frac{2\pi \Gamma_{\delta\alpha} \Gamma_{\delta}(B_n)}{2i \Delta E_{\alpha} \sum_{k=1, k_{\max}} E_{\delta}^3 T_{0e}(E_{\delta}^{\pm})}$$

Эти значения S_{δ}^{cc} , полученные на основе наших данных, а также на основе данных по тепловым сечениям реакции $(n, \gamma \alpha)$, показаны на рисунках 8 и 9 треугольниками.

Реакция $(n, \gamma \beta)$ в значительной степени похожа на реакцию $(n, \gamma \alpha)$ с тем отличием, что проникаемость барьера деления уменьшается быстрее, чем при α -распаде и потому расчетный спектр первичных γ -лучей в случае подбарьерной реакции $(n, \gamma \beta)$ мягче: максимум в районе 400 кэВ. Для надбарьерной реакции $(n, \gamma \beta)$, например, в случае ^{235}U и ^{239}Pu , он сдвигается на 300-400 кэВ. Сравнительная ограниченность данных по реакции $(n, \gamma \beta)$ обусловлена прежде всего невозможностью измерить спектр первичных γ -лучей.

Из эксперимента обычно удается получить лишь величину Γ_{δ} и, иногда, оценить мультипольность первичных δ -переходов.

Для сравнения с данными по реакции ($n, \gamma\alpha$) на основе ширины Γ_{δ} была получена силовая функция первичных δ -переходов при помощи выражения

$$S_{\delta}^{cc} = \frac{2\pi \Gamma_{\delta} \Gamma_{\delta}(Bn)}{\mathcal{D}_i \Delta E_{\gamma} \sum_k E_{\gamma}^3 P_k (1 - W_{\frac{1}{2}}^k)}$$

Здесь $P_k = [1 + \exp(\frac{E_k - E_{\frac{1}{2}}}{\hbar\omega})]^{-1}$ - проницаемость барьера деления. Параметры барьера деления $E_{\frac{1}{2}}$ и $\hbar\omega$, а также зависимость средней вероятности деления $W_{\frac{1}{2}}$ от энергии возбуждения компаунд-ядра были взяты из данных по реакции ($d, p\beta$).

Полученные таким образом на основе экспериментальных значений Γ_{δ} силовые функции представлены на рисунках 8 и 9 (квадратики). Исходя из близости S_{δ}^{cc} в районе редких земель и актиноидов были сделаны оценки ширины Γ_{δ} для делящихся ядер, которые приведены в таблице 3.

Таблица 3

| Ядро-мишень | ^{233}U | ^{235}U | ^{237}Np | ^{238}Pu | ^{239}Pu | ^{241}Pu | ^{241}Am | ^{243}Am |
|-------------------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| I | | | | | | | | |
| Γ_{δ} [мэВ] | 8,3 | 3,2 | 0,15 | 0,02 | 16,5 | 2 | $5 \cdot 10^{-6}$ | 10^{-4} |
| II | | | | | | | | |
| Γ_{δ} [мэВ] | 4,6 | 1,6 | $2 \cdot 10^{-7}$ | 0,032 | 12 | 1,4 | | |

Поскольку использовались параметры двугорбого барьера, то были получены две группы оценок ширины Γ_{δ} : $\Gamma_{\delta}^{\text{II}}$ для быстрой реакции (n, γ), соответствующей прохождению сразу обоих барьеров, и задержанной на время порядка периода полураспада состояний во второй яме - $\Gamma_{\delta}^{\text{I}}$.

Экспериментальные значения силовой функции S_{δ}^{cc} позволяют сравнительно просто оценить величины полных радиационных ширины этих ядер при помощи выражения

$$\Gamma_{\delta}^{\text{tot}} = \sum_{\gamma} \int_0^{\infty} \mathcal{D}_i S_{\delta}^{cc} E_{\gamma}^3 \rho((U - E_{\gamma}), J) dE_{\gamma}$$

Для определения погрешности, вносимой видом функции плотности уровней $\rho(E^*, J)$, расчет проводился с использованием $\rho(E^*, J)$ по модели ферми-газа с группировкой в оболочку и по модели ферми-газа с обратным смещением. Для ядер ^{123}Te и ^{147}Sm , где величины силовых

функций S_{δ}^{cc} сильно зависят от предположения о мультипольности $s \rightarrow s'$ -переходов, приводятся две оценки $\Gamma_{\delta}^{\text{tot}}$ соответствующие крайним случаям чистых EI-и MI-переходов. Для ^{149}Sm величины S_{δ}^{cc} для обоих мультипольностей близки, и в таблице 4 приведено среднее значение. Погрешности расчетных значений $\Gamma_{\delta}^{\text{tot}}$ включают в себя погрешность S_{δ}^{cc} и неопределенность функции $\rho(E^*, J)$. Усредненные по всем вариантам $\rho(E^*, J)$ полные радиационные ширины приведены в таблице 4.

Таблица 4

| Ядро - мишень | ^{123}Te | | ^{143}Nd | ^{147}Sm | | ^{149}Sm |
|--|-------------------|-------------|-------------------|-------------------|-------------|-------------------|
| | EI | MI | | EI | MI | |
| $\Gamma_{\delta}^{\text{tot}} \text{ расч. [мэВ]}$ | 80 ± 36 | 40 ± 13 | 30 ± 20 | 11 ± 6 | 19 ± 10 | 32 ± 9 |
| $\Gamma_{\delta}^{\text{tot}} \text{ экс. [мэВ]}$ | | 97 ± 3 | 64 ± 15 | 35 ± 9 | | 60 ± 1 |

В нижней строке приведены экспериментальные значения полных радиационных ширины за вычетом вклада жестких δ -переходов. Сравнение расчетных значений с экспериментальными указывает на то, что следует ожидать роста S_{δ} в области $2 < E_{\gamma} < 4$ мэВ по сравнению с S_{δ}^{cc} . Это предположение подтверждается также данными по жестким δ -переходам для ^{143}Nd , где S_{δ} в области $5 < E_{\gamma} < 7$ мэВ в 4 - 10 раз превышает S_{δ}^{cc} .

В пятой главе проводится сопоставление экспериментальных данных о мягких и жестких δ -переходах и сравнение их с известными моделями γ -распада компаунд-состояний ядер.

На рисунках 8 и 9 приведены полученные в настоящей работе значения S_{δ}^{cc} для случаев чистых EI-и MI-переходов (верхние оценки S_{δ}^{cc}) вместе с силовыми функциями жестких δ -переходов из обзора Макулах и Криена (точки и кружочки). Как можно видеть, для MI-переходов не обнаруживается различий между S_{δ}^{cc} и S_{δ}^{CS} и не обнаруживается зависимости от атомного веса. Для EI-переходов S_{δ}^{cc} в среднем меньше S_{δ}^{CS} .

Для ядер ^{144}Nd и ^{124}Te проведено сопоставление экспериментальных значений силовых функций $s \rightarrow s'$ -переходов, $s \rightarrow s$ -переходов и данных фотоядерных реакций с различными вариантами описания формы гигантского электрического дипольного резонанса (ГЭДР). Если предположить, что соотношение $S_{\delta}^{cc}(\text{EI}) / S_{\delta}^{cc}(\text{MI})$ для каждой экспериментальной точки такое же, как и для всего спектра, то зависимость

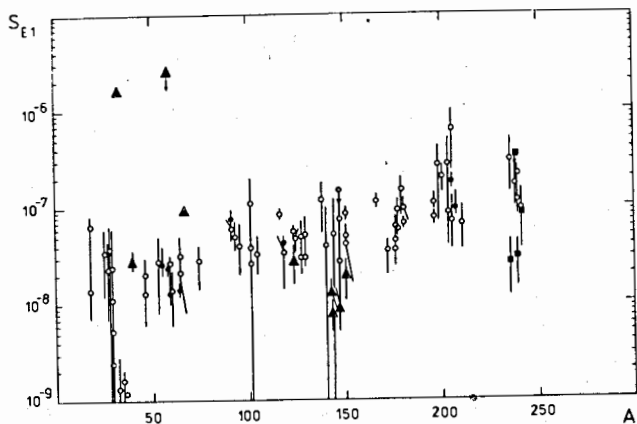


Рис.8. Силовые функции E1-переходов, МэВ^{-3} .

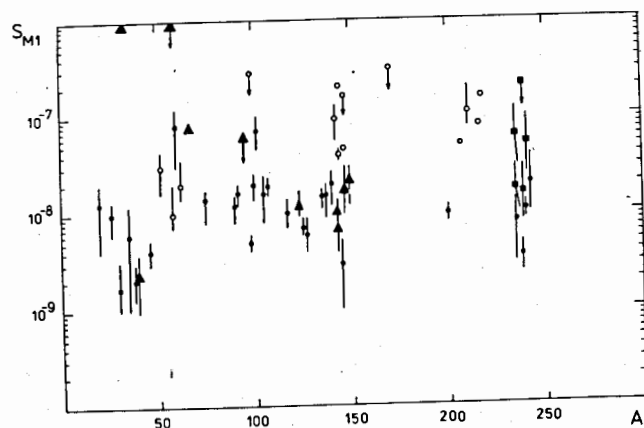


Рис.9. Силовые функции M1-переходов, МэВ^{-3} .

силовой функции s - s' -переходов может быть получена из спектра вторичных α -частиц реакции ($n, \gamma\alpha$) при помощи выражения

$$S_{\gamma_k}^{cc}(E_1) = \frac{2\pi \Gamma_{\gamma\alpha} N_{\gamma\alpha}^E \Gamma_{\gamma}(B_n) [1 - E_{\gamma}^2 / (B_n - \delta)]^n}{2i N_{\gamma\alpha} \Delta E_{\alpha} E_{\gamma}^3 (T_e(E_1) + T_e(M_1) S_{\gamma}^{cc}(M_1) / S_{\gamma}^{cc}(E_1))}$$

Оценка силовой функции, усредненной в интервале $1,6 < E_{\gamma} < 4$ МэВ, была получена на основе полной радиационной ширины. Силовые функции

в области $E_{\gamma} > B_n$ получены на основе данных фотоядерных реакций с помощью выражения

$$S_{\gamma_0} = 8,67 \cdot 10^{-8} \frac{\langle \sigma_0 \rangle [\text{мб}]}{E_{\gamma} [\text{МэВ}]}$$

На рисунке 10 приведены экспериментальные значения силовых функций ^{144}Nd мультипольности E1 для всех трех видов данных о γ -распаде.

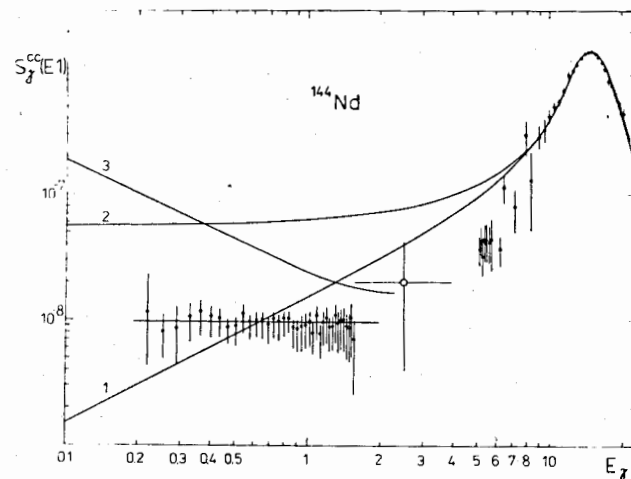


Рис.10

Как можно видеть, они не согласуются ни с лоренцевской (кривая 1), ни с брейт-вигнеровской (кривая 2) формой линии ГЭДР. В то же время данные при $E_{\gamma} \ll E_D$ хорошо согласуются с результатами работы С.Г.Кадменского, В.П.Маркушева и В.И.Фурмана ^{X/} (прямая). В работах этой группы также находит объяснение относительно большая, по сравнению с жесткими γ -переходами, роль мультипольности M1 s - s' -переходов, что обусловлено эффектами фрагментации, приводящими к обогащению волновых функций начального и конечного состояний одной четности одинаковыми компонентами, между которыми возможны M1- и E2-переходы, а E1 - переходы запрещены. Оценка силовых функций, полученная авторами, дает равные величины S_{γ}^{cc} для E1- и M1-переходов с точностью до множителя 2, совпадающие с экспериментом.

^{X/} Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ОИЯИ, Р4-82-210, Дубна, 1982.

В заключении приводятся основные результаты выполненной работы.

1. Проведены измерения полных α -ширин опорных резонансов ^{147}Sm , ^{143}Nd и ^{123}Te , что позволило вдвое улучшить точность нормировки ширин Γ_α и $\Gamma_{\gamma\alpha}$ указанных ядер.

2. Проведены измерения ширин реакции $(n, \gamma\alpha)$ на ^{143}Nd , позволившие в три раза увеличить точность их определения для резонансов со спином 4^- , и впервые измерены ширины реакции $(n, \gamma\alpha)$ резонансов ^{123}Te и ^{147}Sm .

3. Впервые получено значение радиационной силовой функции ЕI-переходов $s \rightarrow s'$ и уточнено значение силовой функции MI-переходов для ^{144}Nd . Для компаунд-ядер ^{124}Te и ^{147}Sm определены суммарные силовые функции EI-и MI-переходов. Рассчитаны силовые функции из данных по реакции $(n, \gamma\alpha)$ на тепловых нейтронах.

4. Уточнено описание формы спектра вторичных α -частиц в реакции $(n, \gamma\alpha)$. Анализ формы экспериментального спектра реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ подтвердил вывод о независимости силовой функции $s \rightarrow s'$ -переходов от энергии E_γ . Установлено, что это имеет место и для EI-переходов $s \rightarrow s'$.

5. Получено приближенное выражение, связывающее радиационную силовую функцию с шириной реакции $(n, \gamma\alpha)$, и на основе экспериментальных значений ширин $\Gamma_{\gamma\alpha}$ получены оценки силовых функций делящихся ядер. Для других делящихся ядер сделаны оценки ширин $\Gamma_{\gamma\alpha}$.

6. Проведено сравнение значений силовых функций мягких и жестких γ -переходов для широкого круга ядер. Для компаунд-ядер ^{144}Nd и ^{124}Te проведено детальное сопоставление экспериментальных значений силовых функций в широком диапазоне энергий γ -лучей.

7. Показано, что данные для EI-переходов в ядре ^{144}Nd не согласуются ни с лоренцевской, ни с брейт-вигнеровской формой линии ГЭДР. В то же время данные в области $E_\gamma < E_g$, видимо, оказываются возможным описать на основе подхода, использующего учет свойств поляризационного оператора и зависимость силовой функции от температуры конечного состояния ядра.

8. Для MI-переходов в ядре ^{144}Nd не исключается возможность вклада MI гигантского резонанса в районе $E_\gamma \approx 8$ МэВ. В области $E_\gamma < 1,6$ МэВ относительное увеличение роли мультипольности MI-переходов может быть объяснено эффектами фрагментации, что приводит к обогащению волновых функций начального и конечного состояний одной четности одинаковыми компонентами, между которыми возможны MI-и E2-переходы, а EI-переходы запрещены.

9. Методическими результатами диссертации являются, во-первых, предложение и использование метода фильтрации пучка импульсного ре-

актора алюминием в сочетании с методом времени пролета, и, во-вторых, разработка и исследование характеристик цилиндрических ионизационных камер с сеткой, что позволило создать светосильный α -спектрометр для исследования реакций (n, α) и $(n, \gamma\alpha)$.

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-II381, Дубна, 1978.
3. В.А.Втюрин, К.Недведюк, Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми, В.И.Фурман, В.И.Салацкий. В кн.: Нейтронная физика, ч.4, ЦНИИатоминформ, М., 1976, с.65.
4. В.А.Втюрин, Ю.П.Попов, ОИЯИ, P3-I0775, Дубна, 1977.
5. Ю.Анджеевски, Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, Ю.П.Попов. ОИЯИ, P3-81-433, Дубна, 1981.
6. В.А.Втюрин. ОИЯИ, P3-82-305, Дубна, 1982.
7. В.А.Втюрин, Ю.П.Попов. ОИЯИ, P3-82-309, Дубна, 1982.
8. В.А.Втюрин, К.Недведюк, Ю.П.Попов, В.И.Салацкий. ЯФ, 1976, т.23, вып.6, с.1165.
9. Vo Kim Thanh, V.A.Vtiurin, A.Korejvo, Yu.P.Popov, M.Stempinski. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, ed. by R.Chrien and R.W.Kane. Plenum Press, New York, 1979, p.772.
10. В.А.Втюрин, Ю.П.Попов. In: Nuclear Structure; ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976, с.114.
11. В.А.Втюрин, Ю.П.Попов. В кн.: Нейтронная физика, ч.3, ЦНИИатоминформ, М., 1977, с.268.
12. Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво, Ю.П.Попов, М.Стэмпиньски. В кн.: Тезисы докладов XXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. "Наука", Л., 1978, с.162.
13. Vo Kim Thanh, V.A.Vtiurin, Yu.P.Popov. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics. Ed. von Egidy, Conf. Series No.62, Bristol-London, 1981, p.431.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июня 1982 года.