

РАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯМИ

Ю. П. Попов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дается обзор экспериментальных и теоретических исследований радиационных переходов между сложными высоковозбужденными состояниями атомных ядер — нового направления в изучении механизма γ -распада компаунд-ядер.

The paper reviews the experimental and theoretical investigation of radiative transitions between the complex high excited states of atomic nuclei — which is an new source of information about the mechanism of γ -decay.

ВВЕДЕНИЕ

Открытие 50 лет назад нейтрона [1] дало мощный толчок в развитии нашего понимания строения атомного ядра, физики возбужденных ядер и механизма ядерных реакций. Уже через несколько лет после открытия наблюдались индивидуальные нейтронные резонансы. Для объяснения существования и свойств таких узких высоковозбужденных состояний Нильсом Бором была выдвинута гипотеза составного (компаунд) ядра [2], на основе которой успешно развивается современная статистическая теория. Этой довольно простой теории удастся правильно описывать средние характеристики высоковозбужденных состояний тяжелых ядер, общие свойства взаимодействия медленных нейтронов с атомными ядрами, несмотря на продолжающиеся с переменным успехом многочисленные и настойчивые попытки обнаружить «нестатистические» эффекты в компаунд-ядрах.

Несколько десятилетий назад использование тепловых, а затем и резонансных нейтронов позволило перейти к широким и систематическим исследованиям γ -распада высоковозбужденных состояний — основного и наиболее информативного в настоящее время канала распада тяжелых составных ядер. Мы получили возможность изучать γ -переходы не только между сравнительно простыми состояниями (переходы типа $S - S'$ — поле

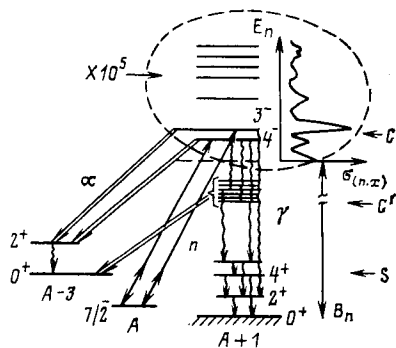


Рис. 1. Схема каналов распада компаунд-состояний, образующихся при захвате резонансных нейтронов

деятельности классической ядерной спектроскопии), но и между сложными начальными компаунд-состояниями и довольно простыми конечными вблизи основного (переходы $C - S$) состояния ядра (рис. 1).

Таким образом, была получена обширная информация о спинах, четности, положении на шкале энергий возбуждения начальных (нейтронных резонансов) [3] и конечных состояний [4], а также о самом механизме γ -распада, в частности о влиянии гигантского электрического дипольного резонанса (ГЭДР) на вероятности γ -переходов $C - S$ [5]. Особенно успешными для исследований жестких γ -переходов $C - S$ оказались последние годы, когда были получены результаты, позволившие подойти к анализу роли различных механизмов радиационного распада, характерных для разных классов ядер (см., например, [6, 7]).

Радиационные переходы $C - S$ в заметной мере определяются перекрытием сравнительно простых малоквазичастичных компонент волновых функций состояний S с аналогичными компонентами в C . В связи с этим хотелось бы привести замечание В. Г. Соловьева [8] о том, что современная экспериментальная информация о структуре компаунд-ядер базируется практически лишь на данных о нейтронных и парциальных радиационных ширинах для жестких γ -переходов на нижние уровни ядра, т. е. относится лишь к малоквазичастичным компонентам волновой функции компаунд-состояния, каждая из которых описывает примерно $10^{-4} \div 10^{-6}$ часть полной волновой функции возбужденного состояния тяжелого ядра. По сути дела, мы переносим закономерности, присущие малой части волновой функции, на компаунд-состояние как целое.

Дальнейший прогресс в изучении как структуры высоковозбужденных состояний, так и самого процесса γ -распада ожидает нас при исследовании сравнительно мягких γ -переходов между двумя компаунд-состояниями (переходы $C - C'$). Здесь (см. рис. 1) и начальное, и конечное состояния сложны по структуре и в вероятность γ -перехода между ними может давать вклад практически любая компонента волновой функции.

Какова же природа таких γ -переходов с энергиями ≤ 2 МэВ? Определяются ли они «хвостами» гигантских мультипольных резонансов (ГМР) или при столь малых энергиях переходов ГМР уже «вымирают», и это позволяет проявиться иным механизмам γ -переходов? Проявляют ли себя в этих переходах многоквазичастичные компоненты волновых функций компаунд-состояний, или это — переходы, определяемые какой-то выделенной компонентой, например фрагментированным по компаунд-состояниям одночастичным состоянием? Какова иерархия по мультипольностям γ -переходов?

Исследования γ -переходов $C - C'$ интересны и потому, что эти переходы имеют определяющее значение на начальной стадии образования многочисленных γ -каскадов распада компаунд-состояний (для тяжелых ядер через интервал примерно 2 МэВ от энергии связи нейтрона B_n проходит более 50% всех каскадов), а следовательно,

существенно влияют на полную радиационную ширину, на ее флуктуации от резонанса к резонансу, на флуктуации заселенностей низколежащих состояний, на сечения двухступенчатых реакций типа $(n, \gamma n')$, $(n, \gamma \alpha)$, $(n, \gamma p)$, $(n, \gamma f)$, $(p, \gamma \alpha)$ и др.

Таким образом, можно констатировать, что круг вопросов, возникающих при изучении γ -переходов $C - C'$, весьма интересен.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ γ -ПЕРЕХОДОВ $C - C'$

Поскольку нас интересует γ -распад сравнительно долгоживущих (по ядерным временам) высоковозбужденных состояний, то, видимо, весьма перспективны исследования с нейтронами. Захват тепловых или резонансных нейтронов позволяет, как правило, возбуждать ядро в определенное компаунд-состояние с энергией возбуждения вблизи энергии связи нейтрона $B_n \approx 8$ МэВ, с известными значениями спина и четности. Последнее может оказаться важным при установлении мультипольности исследуемых γ -переходов. При этом имеем дело со сравнительно мягким γ -излучением $C - C'$ ($E_\gamma \approx 1 \div 2$ МэВ), суммарная интенсивность которого значительна, достигая в тяжелых ядрах нескольких десятков процентов на один захваченный нейтрон.

К сожалению, выделение индивидуальных γ -переходов этого типа и даже получение их усредненных спектров с помощью средств современной γ -спектроскопии оказывается чрезвычайно сложным делом, поскольку отдельные линии γ -переходов $C - C'$ отличаются друг от друга по энергии на среднее расстояние между конечными состояниями $D_{C'} \approx 10^2 - 10^3$ эВ, а их средние интенсивности, согласно статистической теории, оказываются на уровне примерно 10^{-4} общего числа γ -распадов состояния C . Не простой задачей является отделение индивидуальных переходов $C - C'$ от слабых γ -переходов типа $S - S'$ с близкой энергией, хотя здесь можно указать на некоторые различия в свойствах γ -переходов $C - C'$ и $S - S'$, которые используются для их идентификации (табл. 1).

Таблица 1

Метод идентификации типа γ -перехода	$S \rightarrow S'$	$C \rightarrow C'$
По сдвигу положения γ -линии ΔE_γ при изменении энергии нейтрона на ΔE_n По изменению интенсивности γ -линии от резонанса к резонансу По форме спектра вторичных частиц в каскаде	$\Delta E_\gamma = 0$ $v \gg 1$ (меняется слабо) Узкие линии с энергией, определяемой схемой нижних уровней	$\Delta E_\gamma = \Delta E_n$ $v = 1$ (по закону Портера — Томаса) Размытый спектр

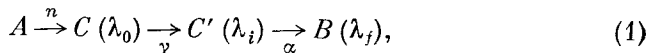
В связи с тем, что прямые методы изучения (и обнаружения) мягких γ -переходов типа $C - C'$ на фоне комптоновских «хвостов» от более жесткого и интенсивного излучения являются пока нерешенной задачей, основным источником сведений об этих γ -переходах служат исследования двухступенчатых реакций типа $(n, \gamma n')$, $(n, \gamma \alpha)$, $(n, \gamma f)$. И хотя, например, вероятность вылета в тяжелом ядре на втором этапе ($\gamma - \alpha$)-каскада α -частицы, уносящей всю остаточную энергию возбуждения ядра, составляет в благоприятных случаях всего примерно 10^{-5} вероятности вылета второго γ -кванта, регистрация α -частицы и фиксация ее энергии позволяет однозначно идентифицировать γ -переход $C - C'$ и определить энергетическое распределение таких γ -квантов.

$(n, \gamma n')$ -Реакцию целесообразно исследовать на быстрых нейтронах и в легких ядрах, где достаточно высоким энергетическим порогом регистрации вторичного нейтрона в совпадении с γ -квантом можно обеспечить надежное отделение этой реакции от $(n, n'\gamma)$ -реакции — обычного неупругого рассеяния [9].

Кроме изучения упомянутых выше двухступенчатых реакций, идущих через составное ядро, имеются косвенные методы получения информации о γ -переходах $C - C'$. Это — анализ заселенностей (и их флуктуаций) низколежащих состояний в результате каскадного испускания γ -квантов при распаде компаунд-состояний, анализ неразрешенной части γ -спектра радиационного захвата нейтронов и др. Тем не менее в настоящее время наибольший объем сведений о γ -переходах $C - C'$ получен из анализа данных о $(n, \gamma \alpha)$ -реакции на медленных нейтронах.

2. $(n, \gamma \alpha)$ -РЕАКЦИЯ НА МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНАХ

Особенности $(\gamma - \alpha)$ -распада компаунд-ядер. $(n, \gamma \alpha)$ -Реакция на резонансных нейтронах представляет собой трехступенчатый процесс, каждая из ступеней которого отделена от следующей долгоживущим (по ядерным временам) компаунд-состоянием. Схематически это можно представить в виде



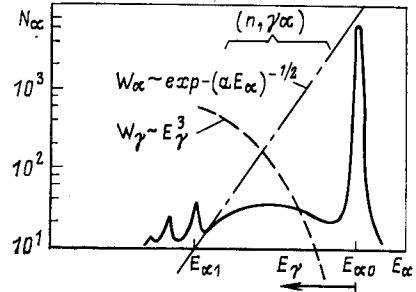
где λ_0 , λ_i , λ_f — квантовые характеристики индивидуальных состояний промежуточных и конечного ядер. Согласно гипотезе Н. Бора о свойствах компаунд-состояний можно считать каждую из ступеней реакции независимой, т. е. сечение $(n, \gamma \alpha)$ -реакции будет пропорционально произведению трех вероятностей: образования составного ядра, испускания мягкого γ -кванта и вылета α -частицы из ядра, находящегося в промежуточном состоянии:

$$\sigma(n, \gamma \alpha) \sim W_n(E_n, l_n) W_\gamma(E_\gamma, l_\gamma) W_\alpha(E_\alpha, l_\alpha). \quad (2)$$

Здесь l_n и l_α — орбитальные моменты нейтрона и α -частицы; l_γ — мультипольность излучаемого γ -кванта.

Спектр α -частиц при захвате медленного нейтрона схематически приведен на рис. 2. Здесь наряду с узкими пиками, соответствующими α -переходам в основное α_0 и возбужденные α_i состояния конечного ядра, имеется широкий максимум, состоящий из большого числа неразрешенных альфа-спектрометром отдельных α -переходов. Этот

Рис. 2. Схематическое изображение спектра α -частиц из (n, α) - и $(n, \gamma\alpha)$ -реакций при захвате медленных нейтронов и энергетические зависимости вероятностей испускания компаунд-ядром γ -кванта или α -частицы



максимум обусловлен двухступенчатым ($\gamma - \alpha$)-процессом, в котором участвует большое число промежуточных состояний. Здесь же представлены энергетические зависимости парциальных вероятностей испускания γ -квантов (для случая дипольных переходов) и α -частиц. Произведение этих вероятностей [см. (2)] и определяет форму α -спектра в $(n, \gamma\alpha)$ -реакции.

Необходимо подчеркнуть, что хорошее усреднение вероятности ($\gamma - \alpha$)-процесса по большому числу промежуточных состояний позволяет делать довольно общие заключения о свойствах γ -переходов типа $C - C'$ на основе измерений в одном-двух резонансах или даже в тепловой точке (правда, если нам известны закономерности α -распада компаунд-ядер).

Для сравнения с экспериментом интересно получить теоретические выражения для полной ширины ($\gamma - \alpha$)-процесса $\Gamma_{\gamma\alpha}$ и формы энергетического спектра α -частиц в $(n, \gamma\alpha)$ -реакции $W_{\gamma\alpha}(E_\alpha)$.

Впервые такие выражения были приведены в работах [10, 11] (см. также [12]). Здесь будем следовать этим работам, отказавшись лишь от некоторых используемых в них приближений. Этого требует возросшая точность анализируемых экспериментальных данных.

Парциальную ширину двухступенчатого распада состояния λ_0 через промежуточное состояние λ_i в конечное состояние λ_f можно представить в виде

$$\Gamma_{\gamma\alpha i}(\lambda_0 \rightarrow \lambda_i \rightarrow \lambda_f) = \Gamma_{\gamma i}(\lambda_0 \rightarrow \lambda_i) \sum_{\alpha} \Gamma_{\alpha i f}(E_\alpha, l_\alpha) / \Gamma_{\lambda_i}. \quad (3)$$

Здесь $\Gamma_{\alpha i f}$ — парциальная ширина α -перехода из состояния λ_i в конечное λ_f ; Γ_{λ_i} — полная ширина состояния λ_i (суммарная вероятность распада состояния λ_i по всем каналам). Суммирование в выражении (3) ведется по всем возможным (допускаемым законами сохра-

нения момента и четности) значениям орбитального момента вылетающей α -частицы.

В выражении (3) предполагается, что промежуточное состояние λ_i заселяется только прямым γ -переходом из состояния λ_0 . Расчеты по статистической теории вклада процесса с испусканием двух γ -квантов в заселение состояний λ_i показали, что при суммарной энергии γ -квантов $\leq 1,5$ МэВ этот вклад составляет менее 10%.

Теперь, для того чтобы воспользоваться закономерностями статистической теории, описывающими компаунд-состояния, усредним значения $\Gamma_{\gamma\alpha i}$ по промежуточным состояниям в сравнительно узком интервале энергий возбуждения $\Delta_j \approx 100$ кэВ. Если $D_i \ll \Delta_j \ll \bar{E}_\alpha$, то в этом интервале можно пренебречь зависимостью средних значений $\langle \Gamma_{\gamma i} \rangle$ от $\bar{E}_{\gamma i} = E_{\alpha f} - E_{\alpha i f}$ (здесь $E_{\alpha f}$ — энергия α -перехода из состояния λ_0 в λ_f , а $E_{\alpha i f}$ — из состояния λ_i в λ_f) и $\langle \Gamma_{\alpha i f} \rangle$ от $\bar{E}_{\alpha i f}$ (черта означает, что величина берется для середины интервала усреднения Δ_j). Отметим, что внутри первого интервала усреднения (вблизи $E_\alpha = E_{\alpha 0}$ на рис. 2), когда $\bar{E}_{\gamma i} \lesssim \Delta_1$, зависимостью $\langle \Gamma_{\gamma i} \rangle$ от $\bar{E}_{\gamma i}$ пренебречь нельзя, но вклад этого интервала усреднения в общий спектр α -частиц от $(n, \gamma\alpha)$ -реакции ничтожен.

Переход к усредненным величинам в выражении (3) соответствует и реальной экспериментальной картине, поскольку в любом эксперименте для области средних и тяжелых ядер имеет место усреднение по интервалу энергий δE_α в связи с конечным разрешением используемых спектрометров α -частиц (для этих ядер $\delta E_\alpha \gg D_i$).

Теперь рассмотрим более подробно каждую из величин, входящих в правую часть уравнения (3) после его усреднения по интервалу Δ_j :

$$\langle \Gamma_{\gamma\alpha i} \rangle_j = \langle \Gamma_{\gamma i} \rangle_j \sum_{l_\alpha} \langle \Gamma_{\alpha i f}(E_\alpha, l_\alpha) \rangle_j / \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle_j. \quad (4)$$

а. Среднюю парциальную радиационную ширину $\langle \Gamma_{\gamma i} \rangle$ можно выразить через одночастичную оценку Вайскопфа вероятности γ -перехода мультипольности l_γ [13]:

$$S^W(E_\gamma, l_\gamma) \sim E_\gamma^{2l_\gamma+1} \quad (5)$$

и фактор запрета $HF(l_\gamma)$, аналогичный используемому Лобнером в ядерной спектроскопии [14]:

$$\langle \Gamma_{\gamma i} \rangle = \sum_{l_\gamma} S^W(E_\gamma, l_\gamma) / [HF(l_\gamma)]. \quad (6)$$

Интересно в дальнейшем оценить факторы запрета из анализа экспериментальных результатов и сравнить их с данными ядерной спектроскопии. Для сравнения с результатами анализа жестких γ -переходов при распаде компаунд-ядер (переходы $C - S$) вместо факторов запрета удобнее пользоваться понятием радиационной

силовой функции

$$S_{\gamma}(l_{\gamma}) = (1/D) \langle \Gamma_{\gamma i} / E_{\gamma i}^{2l_{\gamma}+1} \rangle_j, \quad (7)$$

которая связана с $HF(l_{\gamma})$ простым соотношением:

$$S_{\gamma}(l_{\gamma}) = \frac{1}{D} \frac{S^W(E_{\gamma}, l_{\gamma})}{HF(l_{\gamma}) E_{\gamma}^{2l_{\gamma}+1}}. \quad (8)$$

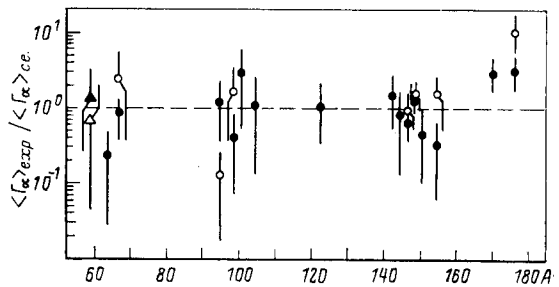
6. Для определения среднего по интервалу Δ_j значения полной ширины α -распада промежуточного состояния λ_i воспользуемся формулой статистической теории:

$$\langle \Gamma_{\alpha i} \rangle_j = \frac{D_i}{2\pi} \sum_{l_{\alpha}, f} T_{\alpha l f}, \quad (9)$$

где D_i — среднее расстояние между уровнями λ_i на интервале Δ_j ; $T_{\alpha l f}$ — коэффициент трансмиссии для вылетающей α -частицы, зависящий от ее орбитального момента и энергии. В свое время формула (9) предлагалась [13] лишь для оценки средних ширин различных каналов распада компаунд-состояний по порядку величины, однако сравнения с экспериментальными значениями средних ширин показывает, что формула типа (9) позволяет получать средние ширины заметно точнее. Правда, при этом необходимо правильно рассчитывать фактор проницаемости $T_{l f}$ (например, для вылета нейтрона следует учитывать эффекты, предсказываемые оптической моделью).

Рис. 3. Зависимость отношения средних значений полных α -ширин нейтронных резонансов, полученных экспериментально, к рассчитанным по кластерной модели от атомной массы A :

кружки и точки — экспериментальные данные дубненской группы [15] для резонансов с разными спинами; треугольники — экспериментальные данные американской группы [17]



Возможность рассчитать средние значения полных α -ширин нейтронных резонансов с помощью современной статистической теории иллюстрируются рис. 3. На этом рисунке представлены отношения величин $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{эксп}}$, измеренных в основном в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ [15] для широкого круга ядер в диапазоне атомных масс $60 \leq A \leq 180$, к $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{стат}}$, подсчитанным по формуле (9) с использованием кластерной модели Кадменского — Фурмана [16]. Величины погрешностей точек обусловлены здесь в основном малым числом резонансов, по которым производилось усреднение экспериментальных данных. Дело в том, что парциальные α -ширины

флуктуируют от состояния к состоянию согласно χ^2 -распределению с числом степеней свободы $\nu = 1$ (по закону Портера — Томаса), а полные α -ширины — с эффективным числом степеней свободы [18]:

$$\nu_{\text{эф}} = \left(\sum_{i,j} T_{\alpha i j} \right)^2 / \sum_{i,j} T_{\alpha i j}^2. \quad (10)$$

Поэтому в погрешность определения среднего экспериментального значения α -ширины входит и фактор, обусловленный конечным числом состояний N , по которому проводилось усреднение. Этот фактор для относительной погрешности будет порядка $\sqrt{2/N\nu_{\text{эф}}}$, т. е. интервал усреднения необходимо выбирать таким образом, чтобы $\Delta_j \gg D$.

в. При исследовании $(n, \gamma\alpha)$ -реакции на резонансных нейтронах промежуточные состояния λ_i будут лежать ниже энергии связи нейтрона B_n и нейтронный канал распада для этих состояний будет закрыт. Поэтому полная ширина распада таких состояний Γ_{λ_i} определяется практически лишь полной радиационной шириной. Вкладом α -ширины для средних и тяжелых ядер можно пренебречь, хотя в отдельных случаях этого уже делать нельзя и при $A \approx 60$ (например, для ядра-мишени ^{59}Ni [17]). Особенно аккуратным в этом отношении следует быть с нейтронодефицитными ядрами, где энергия связи нейтрона велика и вероятность испускания α -частицы может возрасти на несколько порядков.

Таким образом, для средних и тяжелых ядер можно положить:

$$\Gamma_{\lambda_i} = \Gamma_{\gamma}(E_{\lambda_i}). \quad (11)$$

К сожалению, в настоящее время нет теоретических выражений, удовлетворительно описывающих зависимость полной радиационной ширины от энергии возбуждения ядра. Обычно при анализе $(n, \gamma\alpha)$ -реакции полагалось [11, 12, 19], что

$$\Gamma_{\lambda_i} = \Gamma_{\gamma}(B_n), \quad (12)$$

считая, что полная радиационная ширина изменится несущественно при уменьшении энергии возбуждения на 1—1,5 МэВ. При этом ссылались на то, что $\Gamma_{\gamma}(B_n)$ слабо меняется от изотопа к изотопу при изменении B_n на энергию порядка 1 МэВ. Однако если воспользоваться систематиками полных радиационных пиринов для широкого круга ядер [20—22], то приближение (12) можно уточнить. И это весьма важно при анализе формы спектра α -частиц в $(n, \gamma\alpha)$ -реакции.

Обычно [20—22] формула для Γ_{γ} подбирается в виде

$$\Gamma_{\gamma}(B_n) = f(A, a)(B_n - \delta)^n, \quad (13)$$

где f — фактор, учитывающий зависимость Γ_{γ} от A и a — параметра плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми; δ — энергия спаривания; n — один из параметров подгонки формулы (13) к экспериментальным данным. Поскольку нас интересует только энергетическая зависимость Γ_{γ} в пределах одного изотопа,

то примем: $f(A, a) = f_0 = \text{const}$, тогда

$$\Gamma_\gamma(\bar{E}_{\lambda_i}) = f_0(B_n - \delta - \bar{E}_{\gamma_i})^n = \Gamma_\gamma(B_n) [1 - \bar{E}_{\gamma_i}/(B_n - \delta)]^n. \quad (14)$$

Показатель степени n принимает разные значения в зависимости от того, какой систематикой пользоваться: $n = 1$ [21]; 2,2 [20]; 3,5 [22]. Например, при $\bar{E}_{\gamma_i} = 1,5$ МэВ для реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ поправочный множитель в выражении (14) будет порядка 0,7 [21] или 0,5 [20], т. е. существенно будет менять форму теоретического спектра α -частиц в $(n, \gamma\alpha)$ -реакции.

Теперь вернемся к выражению (4), отдельные множители которого были подробно обсуждены. Пользуясь формулами (6), (9), (14) и учитывая, что число промежуточных состояний на интервале Δ равно Δ/D , получаем выражения для усредненного по интервалам Δ спектра α -частиц в $(n, \gamma\alpha)$ -реакции в зависимости от номера интервала j :

$$W_{\gamma\alpha}(\bar{E}_\alpha)_j = \frac{\Delta}{2\pi\Gamma_\gamma(B_n)} \left[\sum_{l_\gamma} \frac{S^W(E_\gamma, l_\gamma)}{[1 - E_\gamma/(B_n - \delta)]^n HF(l_\gamma)} \sum_{l_\alpha f} T_{\alpha l f}(E_\alpha) \right]_j, \quad (15)$$

а также для ширины реакции $\Gamma_{\gamma\alpha}$, являющейся суммой средних значений ширин $\langle \Gamma_{\gamma\alpha i} \rangle$ по всем интервалам j :

$$\Gamma_{\gamma\alpha} = \frac{\Delta}{2\pi\Gamma_\gamma(B_n)} \sum_j \left[\sum_{l_\gamma} \frac{S^W(E_\gamma, l_\gamma)}{[1 - E_\gamma/(B_n - \delta)]^n HF(l_\gamma)} \sum_{l_\alpha f} T_{\alpha l f}(E_\alpha) \right]_j. \quad (16)$$

Отметим, что ни полная ширина $\Gamma_{\gamma\alpha}$, ни форма спектра α -частиц $W_{\gamma\alpha}(E_\alpha)$ не зависят от плотности промежуточных состояний $1/D_C$.

О влиянии различных факторов на форму α -спектра в $(n, \gamma\alpha)$ -реакции и вероятность (ширину) реакции. Поскольку вероятность испускания α -частицы экспоненциально падает с ее энергией (подбарьерный процесс), как правило, достаточно учитывать только α -переходы в основное состояние конечного ядра ($\lambda_i \rightarrow 0$). В этом случае энергия первичного γ -кванта в каскаде ($\gamma - \alpha$) будет $E_{\gamma_i} = E_{\alpha 0} - E_{\alpha i}$. Однако в отдельных случаях (см. ниже) вероятности вторичных α -переходов в основное и возбужденные состояния могут оказаться сравнимыми, и тогда это необходимо будет учитывать.

Анализируя форму спектра α -частиц в $(n, \gamma\alpha_0)$ -реакции, описываемую выражением (15), при $f = 0$, отметим, что наиболее существенное влияние на нее оказывает мультипольность первичных γ -квантов [см. (5)]. Правда, таким образом не различаются мультипольности $M1$ и $E1$, так как в этом случае

$$W_\gamma(E_\gamma, l_\gamma) \sim \frac{S^W(E_\gamma M1)}{HF(M1)} \sim \frac{S^W(E_\gamma, E1)}{HF(E1)} \sim E_\gamma^3. \quad (17)$$

Но если первичные γ -переходы определяются соответствующим гигантским мультипольным резонансом (ГМР), то энергетические зависимости для $E1$ - и $M1$ -переходов могут различаться. И это уже можно заметить по форме экспериментального α -спектра.

Орбитальный момент вылетающей α -частицы значительно слабее влияет на форму α -спектра, но может заметно сказываться на $\Gamma_{\gamma\alpha}$. Последнее обстоятельство в [10, 11] было предложено использовать для выяснения того, какая мультипольность первичных γ -квантов играет доминирующую роль, $E1$ или $M1$, поскольку от этого зависит четность промежуточных состояний λ_i , а следовательно, и набор значений орбитальных моментов в последующем α -распаде.

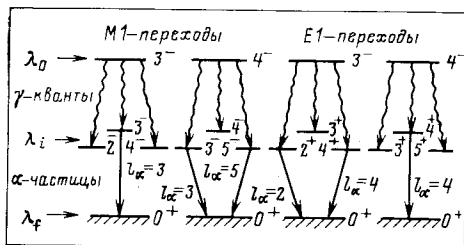


Рис. 4. Схема заселения уровней в реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ для резонансов со спинами $J^\pi = 3^-$ и 4^- и в предположении, что мультипольности первичных γ -переходов или $M1$, или $E1$

На рис. 4 представлена схема, иллюстрирующая наборы спинов и четностей промежуточных состояний и орбитальных моментов вылетающих α -частиц в двухступенчатой реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$, реализуемые при $M1$ и $E1$ γ -переходов из состояний со спинами 3^- и 4^- (нейтронных резонансов). За счет усреднения по промежуточным состояниям вероятности первичных γ -переходов одной и той же мультипольности для резонансов с $J^\pi = 3^-$ и 4^- будут мало различаться. Тогда теоретические отношения ширин $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$ -реакции для резонансов с разными спинами будут следующие:

для чистых $E1$ γ -переходов

$$\omega_T(E1) = \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}(3^-)}{\Gamma_{\gamma\alpha}(4^-)} \approx \frac{D(3^-)(T_{\alpha 2} + T_{\alpha 4})}{D(4^-)T_{\alpha 4}} \approx 5,8; \quad (18)$$

для чистых $M1$ γ -переходов

$$\omega_T(M1) = \frac{D(3^-)T_{\alpha 3}}{D(4^-)T_{\alpha 3} + T_{\alpha 5}} = \frac{I+1}{I} \frac{T_{\alpha 3}}{T_{\alpha 3} + T_{\alpha 5}} = 1,1, \quad (19)$$

где I — спин ядра-мишени. Заметим, что здесь ω_T определяются только правилами отбора и отношениями проницаемостей потенциального барьера для α -частиц с разными l_α и слабо зависят от каких-либо приближений, использованных при выводе выражения (16).

Своеобразная ситуация возникает для нейтронных резонансов, если для части из них спин равен нулю (спин ядра-мишени $I = 1/2$). Рассматривая, например, схему заселения уровней, аналогичную

рис. 4, в реакции $^{123}\text{Te}(n, \gamma\alpha)^{120}\text{Sn}$ ($J^\pi = 0^+$ и 1^+), можно видеть, что при мультипольности $M1$ для первичных γ -переходов ($n, \gamma\alpha_0$ -реакция в резонансах с $J^\pi = 0^+$ запрещена законами сохранения момента и четности (при этом надо учесть запрет $0^+ \rightarrow 0^-$ γ -переходов), но разрешена в случае $E1$ γ -переходов. В последнем случае $\Gamma_{\gamma\alpha}(0^+) = \Gamma_{\gamma\alpha}(1^+)$.

Существенное искажение формы α -спектра в ($n, \gamma\alpha$)-реакции по сравнению с представленной на рис. 2 наступает, если энергия первого возбужденного состояния конечного ядра невелика ($E_{\alpha_0} - E_{\alpha_1} \approx 0,5$ МэВ). В этом случае вероятность ($n, \gamma\alpha_1$)-реакции,

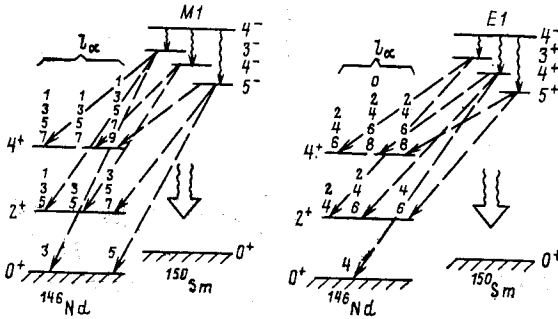


Рис. 5. Схема заселения уровней в реакции $^{148}\text{Sm}(n, \gamma\alpha)^{146}\text{Nd}$ для различных конечных состояний ^{146}Nd и в предположении, что мультипольности первичных γ -переходов или $M1$, или $E1$

идущей на первое возбужденное состояние конечного ядра, может оказаться сравнимой с вероятностью ($n, \gamma\alpha_0$)-реакции или даже превышать ее, как это ожидается для реакции $^{148}\text{Sm}(n, \gamma\alpha)^{146}\text{Nd}$ (рис. 5), в связи с уменьшением центростремительного барьера для α -частиц на второй стадии ($\gamma - \alpha$)-каскада.

Эксперименты по исследованию ($n, \gamma\alpha$)-реакции. Впервые на возможность регистрации ($n, \gamma\alpha$)-реакции указали Хейфец и др. [23], оценив ее вероятность на уровне 0,1% вероятности прямого α_0 -перехода из захватного в основное состояние дочернего ядра. Первое экспериментальное наблюдение ($n, \gamma\alpha$)-реакции принадлежит Оакею и Макферлайну [24], которые в 1968 г., облучая тепловыми нейтронами мишень ^{143}Nd , зарегистрировали широкое распределение α -частиц, которые возникают в реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ между узкими пиками α -частиц, соответствующими α -переходам в основное и первое возбужденное состояния конечного ядра ^{140}Ce . Для того чтобы не портить хорошее энергетическое разрешение полупроводникового детектора, помещая его рядом с образцом в большие потоки нейтронов и γ -излучения в тепловой колонне реактора, авторы использовали специальный электростатический α -провод, который транспортировал α -частицы от образца площадью 50 см^2 ,

размещенного в тепловой колонке реактора, на расстояние около 6 м, фокусируя их на детектор площадью примерно 5 см^2 . Это и позволило получать α -спектры из (n, α) -реакции с лучшим в то время разрешением и зарегистрировать $(n, \gamma\alpha)$ -реакцию (рис. 6). Однако никакого анализа экспериментальных данных в [24] проведено не было.

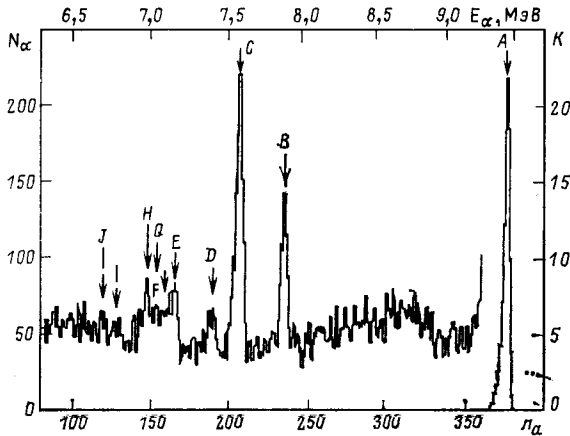


Рис. 6. Спектр α -частиц в реакциях $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ и $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ на тепловых нейтронах [24]

Позднее Квитек и др. [25] повторили это измерение. Для надежного отделения α -частиц из $(n, \gamma\alpha)$ -реакции от фона они использовали полупроводниковый телескоп, состоящий из двух детекторов: тонкого, регистрировавшего удельную потерю энергии частицей, и толстого, регистрировавшего полную энергию частицы. Измерения подтвердили, что широкий горб между узкими пиками действительно обусловлен α -частицами, происхождение которых можно объяснить только $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$ -реакцией. Для иллюстрации масштаба сечений, отметим, что полученное сечение $\sigma(n, \gamma\alpha_0) = 0,9 \text{ мбн}$ составляет $5 \cdot 10^{-2}$ от $\sigma(n, \alpha_0)$ и примерно 10^{-6} $\sigma(n, \gamma)$.

Интерес экспериментаторов при изучении $(n, \gamma\alpha)$ -реакции к ядру-мишени ^{143}Nd не случаен, поскольку составное ядро ^{144}Nd при энергии возбуждения порядка энергии связи нейтрона имеет относительно высокую проникаемость ядерного барьера для вылета α -частицы, кроме того, конечное ядро ^{140}Ce обладает магическим числом нейтронов $N = 82$, а следовательно, большой энергетической щелью (1,6 МэВ) между первым возбужденным и основным состояниями (рис. 7). Последнее позволяет наблюдать двухступенчатый распад с минимальными помехами от прямого α -распада захватного состояния. Отметим, что для резонансов с $J^{\pi} = 4^{-}$ (прямой α -переход $4^{-} \rightarrow 0^{+}$ запрещен) в $(n, \gamma\alpha)$ -реакции получают α -частицы с максимальной

энергией в спектре. Это облегчает регистрацию данного процесса даже при плохом разрешении альфа-спектрометра.

Исследования ($n, \gamma\alpha$)-реакции с помощью резонансных нейтронов были начаты в ОИЯИ в 1972 г. [10, 11]. В этих работах была впервые

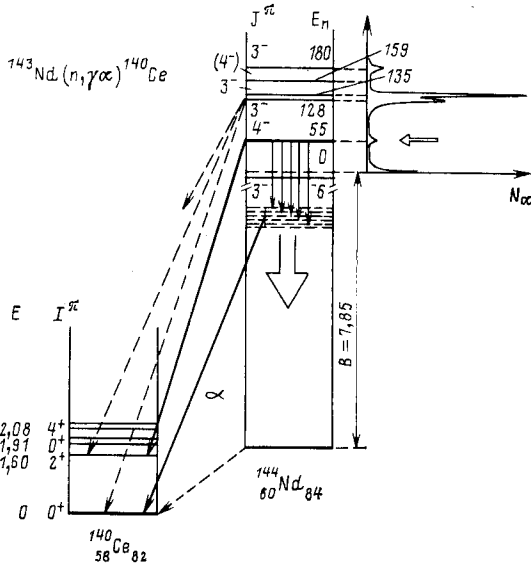


Рис. 7. Схема α -распада высоковозбужденных состояний составного ядра ^{144}Nd . (Энергия E_n дана в эВ; E и B — в МэВ).

показана возможность получения специфической информации о γ -переходах между компаунд-состояниями.

Эксперимент проводился с помощью нейтронного спектрометра по времени пролета на базе реактора ИБР, работавшего в качестве импульсного бустера-размножителя с линейным ускорителем электронов. Коэффициент размножения нейтронов составлял 200. Однако даже на таком светосильном нейтронном спектрометре поток резонансных нейтронов был на много порядков ниже потока тепловых нейтронов от современных стационарных реакторов. Поэтому в исследованиях с резонансными нейтронами пришлось использовать более светосильные альфа-спектрометры на основе сдвоенных ионизационных камер с большой рабочей площадью мишени (более 1000 см^2 , а позднее — более 3000 см^2) предельно возможной толщины. Результаты двухмерного анализа событий — время пролета (энергия захваченных нейтронов) и амплитуда импульса (энергия вылетевшей α -частицы) записывались в течение двухнедельного эксперимента на магнитную ленту.

Результаты обработки экспериментальных данных приведены на рис. 8 и 9. Зависимость числа отсчета α -частиц в (n, α) - и $(n, \gamma\alpha)$ -реакциях на ядре ^{143}Nd от времени пролета, а также схема расположения ионизационной камеры на пучке нейтронов дана на рис. 8. «Скольльзящее» падение нейтронов на мишень позволяет использовать узкий нейтронный коллиматор и облучать в процессе эксперимента лишь небольшую (около 15%) долю объема ионизационной камеры

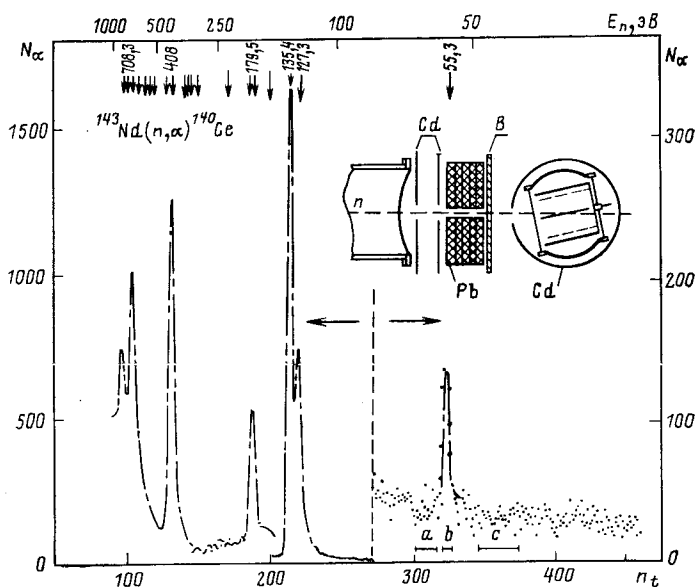


Рис. 8. Зависимость суммарного выхода α -частиц в (n, α) - и $(n, \gamma\alpha)$ -реакциях на ядра ^{143}Nd от времени пролета резонансных нейтронов:

вверху по оси отложена энергия нейтронов и дано положение известных нейтронных резонансов; b — временное окно для получения амплитудного спектра α -частиц в резонансе $E_0 = 55,4$ МэВ; a и c — то же для получения фона; на вставке — схема расположения вакуумированного нейтронвода, щелевых коллиматоров и сдвинутой ионизационной камеры с двухсторонней мишенью на пучке нейтронов

с сеткой, что приводит к улучшению ее спектрометрических свойств. На рис. 9 представлены амплитудный спектр α -частиц в резонансе $E_0 = 55,4$ эВ со спином и четностью $J^\pi = 4^-$ (гистограмма), а также результат разделения вкладов в спектр $(n, \gamma\alpha_0)$ -реакции (b) и (n, α_1) -реакции (a). Подробный анализ результатов этого эксперимента проведен в работе [10]. Попытки описать экспериментальный α -спектр только α -переходом в первое возбужденное состояние оказались на уровне достоверности ниже 1% по критерию Пирсона.

Для разделения вкладов $(n, \gamma\alpha_0)$ - и (n, α_1) -реакций здесь использовали форму спектра ^{143}Nd $(n, \gamma\alpha_0)$ -реакции на тепловых нейтро-

нах [24]. Проведенная обработка экспериментального спектра α -частиц в резонансе 55 эВ дала значения $\Gamma_{\gamma\alpha}$ (табл. 2), а совместный анализ имеющихся данных для тепловой точки ($J^\pi = 3^-$) и резонанса

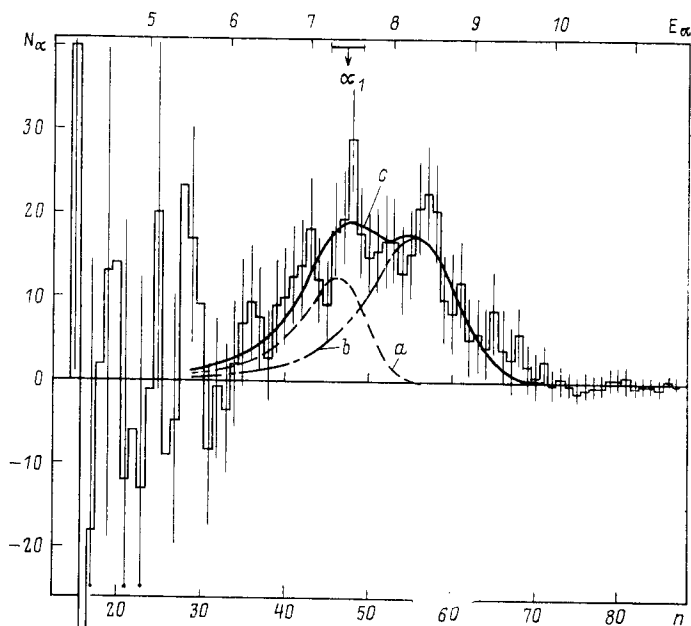


Рис. 9. Амплитудный спектр α -частиц из (n, α_1) - и $(n, \gamma\alpha_0)$ -реакций на ядре ^{143}Nd в резонансе $E_0 = 55,4$ эВ [10] (гистограмма) и вариант его разделения, соответствующий наименьшей величине χ^2 :

a — спектр (n, α_1) ; b — спектр $(\gamma - \alpha)$ -распада; c — суммарная кривая

Таблица 2

Ядро-мишень	E_n , эВ	J^π	$\sigma(n, \gamma\alpha)$, мб	$\Gamma_{\gamma\alpha}^{\text{эксп}}$, мкэВ	Литература
^{38}S	Тепловые	—	1,7	$\sim 2 \cdot 10^6$	[26]
^{37}Ar	»	—	$\leq 5 \cdot 10^3$	—	[26]
^{40}K	»	—	26 ± 4	900	[26]
^{58}Ni	»	(1 $^-$)	≤ 13	≤ 300	[27]
^{67}Zn	»	(2 $^-$)(3 $^-$)	(0,04)	(2,6)	[27]
^{67}Zn	223	2 $^-$	—	$\leq 7,6$	[15]
^{96}Mo	44,7	3 $^+$	—	$\leq 45 \cdot 10^{-3}$	[15]
^{98}Ru	10,05	3 $^+$	—	$\leq 0,3$	[15]
^{123}Te	Тепловые	(1 $^+$)	$(9 \pm 5) \cdot 10^{-3}$	$(2,9 \pm 1,6) \cdot 10^{-3}$	[19]
^{123}Te	2,33	1 $^+$	—	$(2,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$	[28]
^{143}Nd	Тепловые	3 $^-$	0,3	0,07	[24]
^{143}Nd	»	3 $^-$	0,9	0,21	[25]
^{143}Nd	»	3 $^-$	—	$0,18 \pm_{0,06}^{0,04}$	[29]

Ядро-мишень	E_n , эВ	J^π	$\sigma(n, \gamma\alpha)$, мб	$\Gamma_{\gamma\alpha}^{\text{эксц}}$, мкэВ	Литература
^{143}Nd	Тепловые	3^-	$0,768 \pm 0,014$	$0,173 \pm 0,004$	[19]
^{143}Nd	»	3^-	$0,905 \pm 0,025$	$0,200 \pm 0,005$	[28]
^{143}Nd	55,4	4^-	—	$0,11 \pm 0,08$	[10, 11]
	55,4	4^-	—	$0,085 \pm 0,030$	—
	159,4	4^-	—	$0,082 \pm 0,050$	—
^{147}Sm	Тепловые	$3^-, 4^-$	$\leq 35 \cdot 10^{-3}$	$\leq 0,04$	[30]
	18,3	4^-	—	$\leq 0,05$	[29]
^{149}Sm	Тепловые	$(3^-), 4^-$	$1,7 \pm 0,3$	$(2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$	[30]

($J^\pi = 4^-$) позволил получить первые сведения о зависимости интенсивностей первичных γ -переходов между компаунд-состояниями от их энергии, которая оказалась кубической, и сделать предположение о их мультипольности (см. ниже).

Последующие эксперименты подтвердили справедливость кубической зависимости одночастичной оценки Вайскоффа от энергии γ -квантов, однако сечение $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$ -реакции в тепловой точке, а следовательно и $\Gamma_{\gamma\alpha}(3^-)$, оказались в 3 раза выше, чем давалось в [24].

Интерес к исследованиям $(n, \gamma\alpha)$ -реакции заметно возрос, для них стали использовать специально оборудованные пучки нейтронов. В Юлихе (ФРГ) на исследовательском реакторе FRJ-2 для изучения $(n, \gamma\alpha)$ - и (n, α) -реакций на тепловых нейтронах использовали вертикальный тангенциальный канал реактора с охлаждаемым до 77 К монокристаллом висмута длиной 20 см [31]. Это позволило существенно улучшить работу полупроводникового альфа-спектрометра.

В Институте Лауэ — Ланжевена (Гренобль) для систематических исследований $(n, \gamma\alpha)$ - и $(n, \gamma p)$ -реакций, а также (n, α) - и (n, p) -реакций на тепловых нейтронах используется специальный «чистый» пучок, получаемый с помощью транспортировки тепловых нейтронов к образцу 87-м изогнутым зеркальным нейтронотомом с сечением 3×5 см. Это позволяет иметь на образце около 10^9 нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ при потоке надтепловых нейтронов всего примерно 10^3 нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и снижении потока γ -излучения на шесть порядков. Фоновые условия позволяют измерять сечения реакций с вылетом α -частиц до 1 мкб при $E_\alpha \geq 4$ МэВ [32]. Следует также отметить, что здесь в качестве мишеней используются радиоактивные ядра, что позволяет провести поиски $(n, \gamma\alpha)$ -реакции в довольно широком диапазоне атомных ядер [26, 27].

Результаты измерений сечения и ширины $(n, \gamma\alpha)$ -реакции на тепловых и резонансных нейтронах различными экспериментальными группами представлены в табл. 2. Здесь приводятся также верхние

оценки сечений или резонансных ширин ($n, \gamma\alpha$)-реакции в случае, если реакцию наблюдать не удалось. Для резонанса, α -распад которого в основном состоянии конечного ядра запрещен законами сохранения момента и четности, величина $\Gamma_{\gamma\alpha}$ оказывается близкой к полной α -ширине Γ_{α} , поэтому факт ненаблюдения α -частиц в таком резонансе (или наблюдения, но без их энергетического анализа) позволяет получить мало искаженную верхнюю оценку $\Gamma_{\gamma\alpha}^{\text{эксп}}$.

Анализ экспериментальных данных. Форма спектра α -частиц в ($n, \gamma\alpha$)-реакции и мультипольность первичных γ -переходов. Исследуемый спектр $W_{\gamma\alpha}$ может быть обусловлен одновременным вкладом различных мультипольностей электрических и магнитных γ -переходов [см. выражение (15)], поскольку среди промежуточных состояний λ_i возможны состояния с любым спином и четностью. Тем не менее, сравнивая форму расчетного спектра $W_{\gamma\alpha}$ для определенных мультипольностей γ -переходов с экспериментальным спектром, можно попытаться получить сведения о том, какие из мультипольностей дают определяющий вклад в ($n, \gamma\alpha$)-реакцию.

Уже первый довольно грубый анализ формы экспериментального α -спектра в $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ на тепловых нейтронах, проведенный в работе [10, 11], показал, что мультипольность первичных γ -квантов может быть только $E1$ или (и) $M1$. Этот вывод был подтвержден и в работе [25], результат которой представлен на рис. 10. Здесь для расчета вероятности испускания γ -квантов каждой из мультипольностей использовалась одночастичная оценка Вайскофа [см. выражение (5)]. Вопрос о соотношении вкладов γ -переходов мультипольностей $E1$ и $M1$ остался в данном случае открытым, поскольку для этих мультипольностей энергетическая зависимость одинакова [см. выражение (17)], пока не учитывается влияние гигантских мультипольных резонансов. Если же допустить, например, что γ -кванты мультипольности $E1$ определяются ГЭДР, точнее его хвостом в области низких энергий, то аппроксимируя форму ГЭДР кривой Лоренца с постоянной полушириной, получим в области энергий $E_{\gamma} \approx 1$ МэВ иную зависимость вероятности испускания γ -квантов мультипольности $E1$:

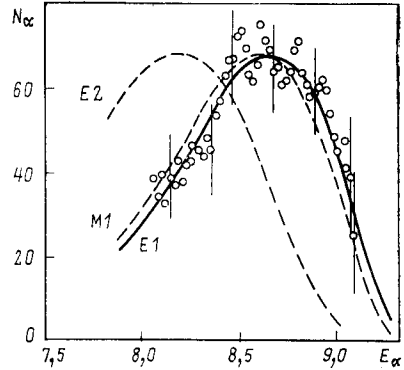


Рис 10. Описание спектра α -частиц из реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ на тепловых нейтронах с помощью выражения (15) при значении показателя степени $n = 0$, в предположении различных мультипольностей первичных γ -квантов. Нормировка теоретических кривых проводилась по площади спектра [25]

$$W_{\gamma}(E_{\gamma}; E1) \sim E_{\gamma}^4. \quad (20)$$

Сравнение зависимости (20) с экспериментальными данными показало [33], что вклад хвоста ГЭДР в форме кривой Лоренца в γ -переходы реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma)^{140}\text{Ce}$ не может быть существенным. Отметим, что хорошее описание своих экспериментальных данных, используя зависимость (17) для вероятностей первичных γ -переходов, получили Асгар и Эмсаллем [27].

В настоящее время спектр α -частиц из (n, γ) -реакции с наилучшей точностью измерен, видимо, в Юлихе для ядра-мишени ^{143}Nd [19].

Эти данные подробно анализируются в диссертации Алдеа [34]. Хорошее энергетическое разрешение при измерении α -спектра и высокая статистическая точность отдельных точек привели к тому, что при описании экспериментальной формы спектра теоретической кривой типа (15) с помощью метода наименьших квадратов (МНК) стало необходимым при определении веса точек учитывать не только погрешность их измерения, но и остаточные флуктуации Портера — Томаса парциальных γ - и α -ширины, вызванные усреднением по конечному числу промежуточных состояний λ_i на интервале порядка разрешения альфа-спектрометра (около 50 кэВ). Заметим, что для составного ядра ^{144}Nd число состояний λ_i со спином 3^- на интервале усреднения меняется примерно от 800 при $E_{\text{возб}} = B_n$ до 80 при $E_{\text{возб}} - B_n - 1,6$ МэВ. Причем, как можно видеть из рис. 4, при (n, γ) -реакции в резонансе с $J^\pi = 3^-$ для γ -переходов мультипольности $E1$ число промежуточных состояний, участвующих в двухкаскадном процессе, будет в 2 раза больше, чем для мультипольности $M1$. А это приводит к тому, что в подгонке по МНК вес отдельных точек будет меняться в зависимости от того, какая мультипольность γ -излучения играет основную роль.

Этот факт использовали авторы работ [19, 34] при попытке найти соотношение вкладов мультипольностей $E1$ и $M1$ в γ -переходы $C - C'$.

В качестве основного параметра, определяемого при сопоставлении экспериментальной формы γ -спектра с теоретической кривой, они взяли отношение факторов запрета для γ -переходов мультипольностей $E1$ и $M1$:

$$R(EM) = HF(E1)/HF(M1). \quad (21)$$

Результаты анализа для $HF(l_\gamma) = \text{const}$ представлены на рис. 11. Зависимость $P(\chi^2 \geq \chi_{\text{мин}}^2)$ от $R(EM)$ характеризует вероятность случайного появления $\chi^2 \geq \chi_{\text{мин}}^2$ при данном значении $R(EM)$. На основе этого анализа авторы [19, 34] приходят к выводу, что $HF(E1) = 3 \cdot 10^8$ и $HF(M1) = 3 \cdot 10^4$, т. е. практически все γ -переходы $C - C'$ имеют мультипольность $M1$.

Однако недостаточно удовлетворительное описание экспериментального спектра с помощью указанных параметров (пунктирные кривые на рис. 12) заставило авторов работ [19, 34] ввести еще один

варьируемый параметр подгонки. Они отказались от постоянства факторов запрета HF и попытались описать экспериментальный спектр α -частиц из $(n, \gamma\alpha)$ -реакции, варьируя отношение $R(EM)$ и показатель степени для энергетической зависимости $HF(E_\gamma)$.

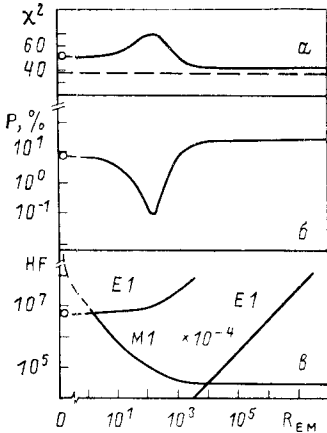


Рис. 11. Результаты анализа [19] по МНК формы спектра α -частиц в реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma)^{140}\text{Ce}$ при варьировании отношения факторов запрета для γ -переходов мультипольностей $E1$ и $M1$:

a — зависимость χ^2 от $R(EM)$; пунктир — число степеней свободы, равное 38; b — зависимость $P(\chi^2 \geq \chi^2_{\text{мин}})$ от $R(EM)$; c — абсолютные значения факторов запрета для определенных мультипольностей первичных γ -переходов

тата: во-первых, факторы запрета для мягких γ -переходов типа $C - C'$ линейно изменяются с энергией γ -квантов для мультипольностей $M1$ и $E1$; во-вторых, вклады обеих мультипольностей в γ -переходы $C - C'$ сравнимы (тогда как для переходов $C - S$ вклад γ -переходов мультипольности $M1$ составляет в этой области атомных масс всего 15% [35]).

К сожалению, однозначность результатов анализа экспериментальных данных вызывает определенные сомнения. Дело в том, что авторы работ [19, 34] использовали упрощенную зависимость проходимости α -частицами ядерного барьера от энергии вылетающей частицы: правило Гейгера — Нэттола с необычно малым значением константы в экспоненте. Это дает неплохое описание α -спектра в $(n, \gamma\alpha)$ -реакции (см. рис. 12), но приводит к тому, что изменение проходимости для α -частиц на исследуемом интервале энергий

Удовлетворительный результат этого варианта подгонки приведен на рис. 12 сплошными кривыми, он получен при $HF(E1) = 4,7 \cdot 10^7 E_\gamma \text{ МэВ}$ и $HF(M1) = 3,2 \cdot 10^5 E_\gamma \text{ МэВ}$. Иными словами, если перейти к средним вероятностям γ -переходов $C - C'$, то оказывается, что вклад γ -переходов мультипольности $M1$ составляет 60%, а мультипольности $E1$ — 40%.

Таким образом, Алдея и Сейфарт [19] получили два весьма интересных резуль-

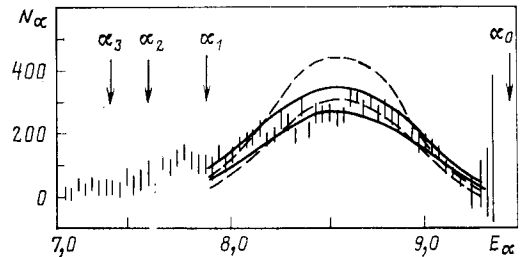


Рис. 12. Спектр α -частиц в реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma)^{140}\text{Ce}$ и результаты описания его теоретическими зависимостями [19, 34]:

пунктир — $R(EM) = 900$ и $HF = \text{const}$; сплошные кривые — $R(EM) = 150$ и $HF = cE_\gamma$. Коридор между двумя кривыми каждого типа характеризует возможный разброс, связанный с наличием остаточных (после усреднения) флуктуаций парциальных γ - и α -ширины

около 1,6 МэВ уменьшается в 20 раз по сравнению с расчетами для других форм ядерных потенциалов, хорошо описывающих всю совокупность данных по α -распаду основных и компаунд-состояний ядер [36, 37]. Кроме того, авторы работ [19, 34] вели расчеты в приближении постоянства полной ширины промежуточных состояний ($\Gamma_{\lambda i} = \text{const}$), вместо того чтобы воспользоваться более точной зависимостью (14) (с учетом (11)).

Возможность удовлетворительного описания экспериментальных данных юлихской группы с помощью выражения (15) при постоянном значении HF и $W_{\gamma} \sim E_{\gamma}^3$ (17) показана на рис. 13. Видимо,

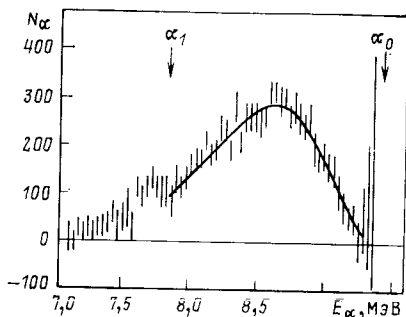


Рис. 13. Экспериментальный спектр α -частиц из реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$, полученный в Юлихе [19, 34], и его описание с помощью выражений (15) и (17) (сплошная кривая)

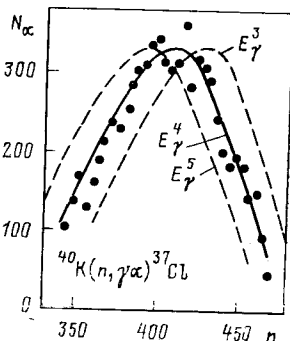


Рис. 14. Спектр α -частиц в реакции $^{40}\text{K}(n, \gamma\alpha)^{37}\text{Cl}$ (точки) и результаты описания его теоретическими кривыми типа (15) при $n=0$ и различными зависимостями $W_{\gamma}(E_{\gamma})$ [28]

в настоящее время нет необходимости для улучшения описания экспериментальных α -спектров вводить дополнительно энергетическую зависимость факторов запрета. Тем более, что последнее заставило авторов использовать нереалистическую зависимость от энергии проницаемости ядерного барьера для вылетающих α -частиц (см. выше).

Недавно гренобльская группа Асгара — Эмсалема провела поиски $(n, \gamma\alpha)$ - и $(n, \gamma\gamma)$ -реакций на ряде легких ядер [37]. Ими в частности, был подробно исследован спектр α -частиц из реакции $^{40}\text{K}(n, \gamma\alpha)^{37}\text{Cl}$, который на интервале энергий α -частиц $2,2 \leq E_{\alpha} \leq 3,2$ МэВ содержит около десяти пиков промежуточной структуры. После сглаживания α -спектра по более широком энергетическом интервалам авторы работы [37] пришли к выводу, что наилучшее описание спектра достигается при $W_{\gamma}(E_{\gamma}) \sim E_{\gamma}^4$ (рис. 14) в соответствии с аппроксимацией хвоста кривой Лоренца, описывающей форму гигантского электрического дипольного резонанса. Однако окончательный вывод о том, что в данном случае форма спектра из $(n, \gamma\alpha)$ -реакции целиком определяется хвостом ГЭДР делать,

наверное, еще рано. В области легких ядер в связи с недостаточным усреднением по промежуточным состояниям не всегда можно пользоваться рассмотренными выше для тяжелых ядер выражениями, основанными на статистическом подходе. Здесь существенное влияние на вероятность α - и γ -переходов могут оказывать определенные структуры. Кроме того, положение осложняется тем, что на легких ядрах флуктуирующие ширины Γ_α и Γ_p могут оказаться одного порядка с полной радиационной шириной Γ_γ , и это необходимо учитывать в выражении (14) и далее.

Таковы на сегодня результаты анализа формы спектров α -частиц в двухступенчатой ($n, \gamma\alpha$)-реакции, проведенные с целью извлечения сведений о первом этапе реакции — γ -переходах между компаунд-состояниями.

Ширинь ($n, \gamma\alpha$)-реакций и факторы запрета для первичных γ -переходов. Информацию о γ -переходах между компаунд-состояниями несет не только форма спектра вторичных α -частиц, но и ее площадь, т. е. полная ширина реакции $\Gamma_{\gamma\alpha}$ [см. выражение (16)]. Воспользуемся здесь выводом предыдущего раздела о том, что на основании имеющихся экспериментальных данных существенный вклад в ($n, \gamma\alpha$)-реакцию могут давать лишь γ -кванты мультипольностей $M1$ и $E1$, поскольку справедливо выражение (17).

Таблица 3

γ -Переход	Компаунд-ядро	J^π	$HF(M1)$	$HF(E1)$	$(HF)_{\text{одн}}$	Литература		
$C - C'$	^{34}S	$(2^-, 3^-)$ 1^+	(0, 13)	∞	$6 \cdot 10^{10}$	[26] *		
	^{41}K		(350)	∞		[26] *		
	^{68}Zn		~ 50	∞		[27] *		
	^{124}Te		$4 \cdot 10^1$	∞		$2 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^{10}$	[12, 28]
			∞	∞				
	^{144}Nd		3^-	$3 \cdot 10^1$		∞	$4 \cdot 10^9$	[26]
			3^-	∞		$5 \cdot 10^6$		[19]
			3^-	$3 \cdot 10^4$		$> 3 \cdot 10^8$		[19]
			3^-	$1,3 \cdot 10^1$		∞		[29]
			4^-	∞		$2 \cdot 10^6$	$9 \cdot 10^{11}$	—
	4^-	$1,6 \cdot 10^1$	∞	[10, 11]				
	4^-	∞	$1,6 \cdot 10^6$	[39]				
	^{150}Sm	$4^-, (3^-)$	$\sim 10^1$	$\sim 10^6$	$9 \cdot 10^{11}$	[30] *		
			$4 \cdot 10^5$	∞				
$C - S$	^{106}Pd	—	$4 \cdot 10^1$	$1 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^7$	[40]		
	^{116}In	—	10^5	$1,5 \cdot 10^6$		[41]		
$S - S'$	$A \approx 100 \div \div 160$ **	—	$10^1 \div 10^4$	$10^2 \div 10^5$	10^3	[14]		

* Факторы запрета оценивались нами по сечениям, измеренным в указанных работах, с использованием формулы (16).

** Для разрешенных по квантовому числу K γ -переходов.

Учитывая это, можно из экспериментальных значений $\Gamma_{\gamma\alpha}$ получить оценки факторов запрета HF для двух крайних случаев, когда в $(n, \gamma\alpha)$ -реакции участвуют или только $M1$, или только $E1$ γ -переходы. Результаты такого анализа представлены в табл. 3. Здесь же для сравнения приводятся оценки факторов запрета для γ -переходов между компаунд-состояниями и простыми низколежащими состояниями ($C - S$), а также для разрешенных по квантовому числу K γ -переходов между простыми состояниями ядра ($S' - S$).

В свое время Лобнер [14] исследовал факторы запрета для γ -переходов из низковозбужденных состояний в основное. При отсутствии дополнительных факторов запрета по квантовому числу K величины HF варьируются довольно нерегулярно в зависимости от конкретного для данной пары состояний смешивания конфигураций. Так что сравнение с факторами запрета для γ -переходов $C - C'$ носит лишь качественный характер.

Полуколичественное сравнение можно провести с факторами запрета для $C - S$ -переходов. Для этого можно воспользоваться тем фактом, что средние значения парциальных радиационных ширин для γ -переходов мультипольностей $E1$ и $M1$ из низковозбужденных состояний в основное с точностью до порядка можно представить выражением (см., например, [38]):

$$\Gamma_{\gamma}(C \rightarrow 0) \approx S_{\gamma}^W D_C / D_0, \quad (22)$$

где $D_0 \approx 15$ МэВ — среднее расстояние между одночастичными состояниями в потенциальной яме. Следовательно, для переходов рассматриваемого типа факторы запрета есть просто отношение D_C / D_0 и являются мерой фрагментации одночастичного состояния по уровням составного ядра.

В таком подходе для γ -переходов типа $C - C'$ можно получить одночастичную оценку фактора запрета в модели черного ядра:

$$(HF)_{\text{одн}} \approx D_0^2 / D_C D_{C'}. \quad (23)$$

Конечно, использование формул (22), (23) для переходов $C - S$ и $C - C'$ дает верхний предел для факторов запрета, поскольку здесь мы игнорировали вклады более высоких компонент волновой функции компаунд-состояний и не рассматривали усиление вероятности распада за счет суммирования вкладов от переходов между компонентами различных одночастичных состояний.

В то же время можно отметить, что наличие максимумов нейтронных силовых функций S_n^0 в определенных областях атомных масс A говорит о большем вкладе одночастичной компоненты в этой области A (модель полупрозрачного ядра). Поскольку эффект квадратичен [см. (22)], $(HF)_{\text{одн}}$ может уменьшаться в области максимумов S_n^0 ($A \approx 60$ и $150 \div 170$) на порядок или два, а в области минимума ($A \approx 90 \div 120$) увеличиваться на столько же.

Подсчитанные по (23) оценки одночастичных факторов запрета $(HF)_{\text{одн}}$ приведены в табл. 3. Сравнение их с экспериментальными

значениями факторов запрета, например, для γ -переходов мультипольности $M1$, показывает, что для переходов $C - S$ имеется «усиление» порядка $10^2 \div 10^3$, а для переходов $C - C'$ — примерно $10^5 \div 10^6$.

Анализируя экспериментальные значения факторов запрета, приведенные в табл. 3, следует отметить их близкие значения для различных ядер при $A \geq 120$, а также для переходов $C - C'$ и $C - S$.

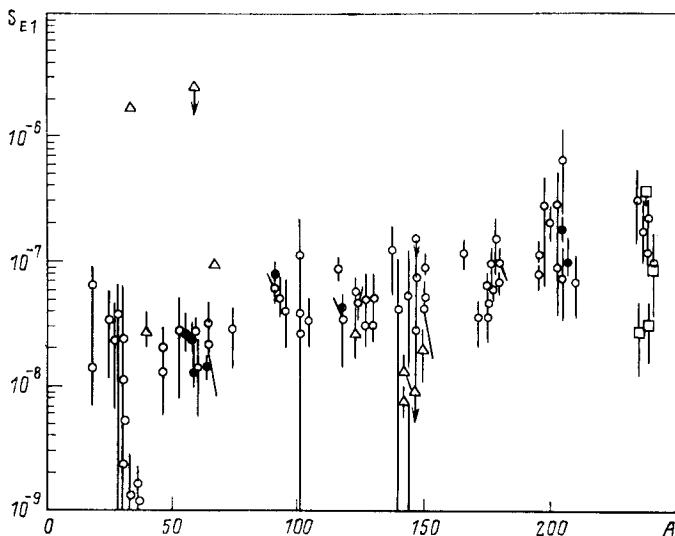


Рис. 15. Сравнение радиационных силовых функций для γ -переходов $C - S$ (кружки, точки) и $C - C'$ (треугольники, квадраты) при мультипольности $E1$

(Заметим, что различие вдвое между HF для ^{144}Nd с $J^\pi = 3^-$, полученными в Юлихе и Гренобле, с одной стороны, и данными Дубны и Ржежа, с другой, обусловлены лишь абсолютной нормировкой проницаемостей для α -частиц, о чем говорилось выше.)

Факт, что «коэффициент усиления» для γ -переходов $C - C'$ по сравнению с одночастичной оценкой больше, чем для γ -переходов $C - S$ при постоянстве HF для обоих типов переходов, вероятно, говорит о существенной роли не только (а может и не столько) одночастичных γ -переходов, но и переходов с участием значительно большего числа компонент волновых функций компаунд-ядра, например многоквaziчастичных. Подробнее этот вопрос будет обсуждаться ниже.

Более широкие сравнения с вероятностями жестких γ -переходов при распаде компаунд-ядер (переходы $C - S$) можно провести на основе радиационных силовых функций [см. формулу (7)]. На рис. 15 и 16 представлены зависимости S_{γ}^{CS} от атомной массы ядра для

мультипольностей γ -переходов $E1$ и $M1$ соответственно, взятые из обзорного доклада Лоуна [42] на III Международном симпозиуме по спектроскопии γ -излучения радиационного захвата нейтронов и связанным вопросам (см. также [35, 43]). При этом для γ -переходов мультипольности $E1$ использовалось следующее соотношение между

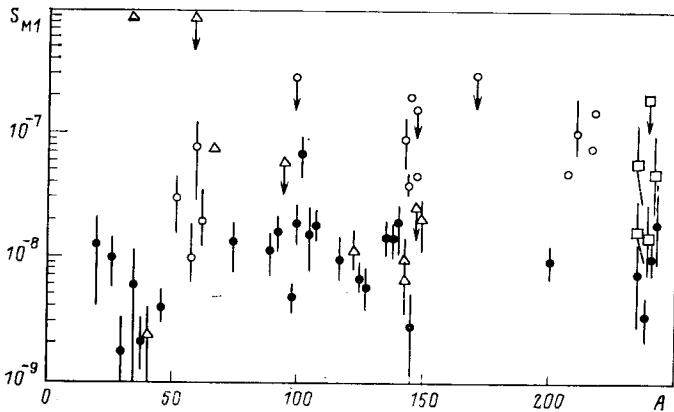


Рис. 16. Сравнение радиационных силовых функций для γ -переходов $C - S$ (точки, кружки) и $C - C'$ (треугольники, квадраты) при мультипольности $M1$

$S_{\gamma}^{CS}(E1)$ и значениями $k(E1)$, полученными из анализа экспериментальных спектров жесткого γ -излучения, радиационного захвата нейтронов, а также (γ, γ') - и (γ, n) -реакций на основе одночастичной модели без учета ГЭДР и приведенными в работе [42]

$$S_{\gamma}^{CS}(E1) = k(E1) A^{2/3}. \quad (24)$$

На рис. 15 и 16 приведены также значения $S_{\gamma}^{CC'}$ (или их верхние оценки), пересчитанные из факторов запрета HF согласно выражению (8). При этом предполагалось, что соответствующие первичные γ -переходы имели мультипольность или только $E1$, или только $M1$.

Анализируя данные, представленные на рис. 15 и 16, можно отметить интересный факт. Если вклад одной из мультипольностей в γ -переходы $C - C'$ преобладает, то для этой мультипольности в широком диапазоне атомных масс радиационные силовые функции для переходов $C - S$ и $C - C'$ хорошо совпадают друг с другом. В то же время для другой мультипольности оказывается в среднем $S_{\gamma}^{CS} > S_{\gamma}^{CC'}$. В случае, если вклады мультипольностей $E1$ и $M1$ в γ -переходы $C - C'$ приблизительно совпадают (как это имеет место для реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ [39]), это опустит точки, соответствующие $S_{\gamma}^{CC'}$ на рис. 15 и 16 в два раза, и тем не менее можно констатировать близость значений $S_{\gamma}^{CC'}$ и S_{γ}^{CS} для γ -переходов обеих мультипольностей.

Уже в первых работах [10, 11], посвященных анализу спектров α -частиц в реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$, было проведено сравнение величины $\omega_{\text{экс}}$ — отношения ширины реакции $\Gamma_{\gamma\alpha}$ для резонансов со спинами $J^\pi = 3^-$ [24] и $J^\pi = 4^-$ [10] — $0,3 \leq \omega_{\text{экс}} \leq 3$ с теоретическими оценками для γ -переходов соответствующей мультипольности $\omega_T(E1) = 5,8$ и $\omega_T(M1) = 1,1$ [см. выражения (18) и (19)]. На основании сравнения было высказано заключение, что «...вывод о преимущественной роли $M1$ γ -переходов между высоковозбужденными состояниями представляется весьма вероятным». Измерения сечения $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$ -реакции на тепловых нейтронах [25, 29, 30], выполненные после работы [24], показали, что сечения, а следовательно и $\Gamma_{\gamma\alpha}(3^-)$, в три раза выше, чем указано в [24]. Это изменило оценку $\omega_{\text{экс}}$ до значения $1,5 \pm 1,3$ и заставило более осторожно говорить о преобладании γ -переходов мультипольности $M1$ [12].

В последнее время были проведены новые, более точные, измерения $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$ -реакции на тепловых нейтронах [19, 40] и дубенской группой в резонансах при $E_0 = 55$ и 159 эВ с $J^\pi = 4^-$ [39], которые привели к заключению, что в реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ вклады мультипольностей $M1$ и $E1$ в первичные γ -переходы между компаунд-состояниями с точностью до $\sim 30\%$ совпадают. Факт этот интересен уже тем, что для γ -переходов $C - C'$ соотношение вкладов мультипольностей $E1$ и $M1$ оказывается иным, чем для γ -переходов $C - S$, где в этой области ядер интенсивности γ -переходов $E1$ почти на порядок превышают интенсивности $M1$ переходов [35, 42, 43]. Если средние вероятности γ -переходов $C - C'$ мультипольностей $E1$ и $M1$ окажутся одинаковыми и для других ядер, то это будет говорить о различной энергетической зависимости средних вероятностей $E1$ и $M1$ γ -переходов в области энергий $E_\gamma \approx 1 \div 10$ МэВ, что не согласуется с косвенным выводом Копецкого [35] об одинаковой энергетической зависимости указанных γ -переходов.

3. ДРУГИЕ ИСТОЧНИКИ ИНФОРМАЦИИ О γ -ПЕРЕХОДАХ $C - C'$

К сожалению, в настоящее время другие возможности получения данных о γ -переходах между компаунд-состояниями дают более косвенную информацию. Тем не менее ниже остановимся на результатах изучения с этой точки зрения $(n, \gamma f)$ -реакции и каскадов γ -квантов в реакции радиационного захвата тепловых и резонансных нейтронов.

$(n, \gamma f)$ -Реакция. Результаты исследования на медленных нейтронах $(n, \gamma f)$ -реакции, идущей с испусканием γ -кванта перед процессом деления ядра, значительно труднее поддаются интерпретации [по сравнению с $(n, \gamma\alpha)$ -реакцией] ввиду сложности последнего этапа реакции — деления. Однако в связи с тем что вероятность деления на заключительной стадии сравнима с вероятностью испускания вторичного γ -кванта, значение $\Gamma_{\gamma f}$ на три порядка (и более) выше, чем $\Gamma_{\gamma\alpha}$. Поэтому, видимо, раньше удастся непосредственно изме-

ритель спектр γ -переходов $C - C'$, используя совпадения с осколками деления. По аналогии с $(n, \gamma\alpha)$ -реакцией из величины $\Gamma_{\gamma f}$ можно извлекать значения факторов запрета для γ -переходов HF или радиационной силовой функции с помощью выражения (16), где $T_{\alpha l}$ должна быть заменена проницаемостью барьера деления.

Возможности извлечения информации о γ -переходах $C - C'$ рассмотрены в [33], результатами которой мы здесь воспользуемся. Так, для ширины $(n, \gamma f)$ -процесса по аналогии с формулой (16) [предполагая, что здесь, как и в $(n, \gamma\alpha)$ -реакции, основную роль играют γ -переходы мультипольности $E1$ и $M1$], можно записать выражение

$$\Gamma_{\gamma f} = \frac{D_c \Delta}{2\pi \Gamma_{\gamma}(B_n)} \sum_j \left[\sum_{l_{\gamma}} \frac{S_{\gamma}^{CC'}(l_{\gamma})}{[1 - E_{\gamma}/(B_n - \delta)]^n} \sum_{J^{\pi_K}} \langle E_{\gamma}^3 P_{J^{\pi_K}} (1 - W_f^{J^{\pi_K}}) F \rangle \right]_j. \quad (25)$$

Здесь F — фактор усреднения (порядка единицы); $P_{J^{\pi_K}}$ — проницаемость барьера деления по каналу с квантовыми числами J^{π} и K :

$$P_{J^{\pi_K}} = \{1 + \exp [(E - E_f^{J^{\pi_K}})/\hbar\omega^{J^{\pi_K}}]\}^{-1}; \quad (26)$$

$W_f^{J^{\pi_K}}$ — относительная вероятность деления из промежуточного состояния C' :

$$W_f^{J^{\pi_K}} = \Gamma_f^{J^{\pi_K}} / (\Gamma_{\gamma}^{J^{\pi_K}} + \Gamma_f^{J^{\pi_K}}). \quad (27)$$

Выражения (25) и (26) позволяют рассчитать радиационную силовую функцию в предположении одногорбого и двугорбого барьера деления. Параметры барьера деления для расчета проницаемостей и зависимости средней вероятности деления от энергии (27) можно взять из экспериментов по изучению (d, pf) -реакции, например из работы [44], где определялись параметры двугорбого барьера. Правда, при этом приходится делать предположение, что в (d, pf) - и $(n, \gamma f)$ -реакциях дают вклад в среднем одни и те же промежуточные состояния C' . $(n, \gamma f)$ -Реакция может идти и через изомерное состояние, когда после испускания первичного γ -кванта ядро оказывается в одном из состояний второй ямы и делится с периодом полураспада соответствующего изомерного состояния. Поэтому результаты измерения $\Gamma_{\gamma f}$ могут зависеть от методики — регистрируется ли только «мгновенное» деление или также и «затраченное».

Погрешность рассмотренного здесь метода расчета радиационных силовых функций для γ -переходов $C - C'$ в делящихся ядрах определяется в значительной мере неопределенностью параметров барьера деления (возможная погрешность в S_{γ} в 1,5—2 раза), упомянутым выше предположением о применимости параметров (d, pf) -реакции для описания делительного этапа $(n, \gamma f)$ -реакции, а также неточностью фактической замены при расчетах среднего значения от произведений $P_{J^{\pi_K}}$ и $(1 - W_f)$ произведением средних величин.

Таблица 4

Ядро-мишень	$\Gamma_{\gamma f}$, мэВ (эксп.)	$S_{\gamma}^{CC'} \cdot 10^8$	Оценки, мэВ	
			$\Gamma_{\gamma f}$ (I)	$\Gamma_{\gamma f}$ (II)
^{233}U	—	—	8,3	4,6
^{235}U	$2,0 \pm 0,7$ [45] 4^{+4}_{-2} [46]	~ 16 ~ 60	3,2	1,6
^{237}Np	—	—	0,15	$2 \cdot 10^{-7}$
^{238}Pu	~ 1 [47] $< 10^{-1}$ [3]	— < 120	0,02	0,003
^{239}Pu	10 ± 3 [45] $6,1 \pm 2,9$ [48]	15 10	— 16	— 12
^{241}Pu	4 ± 2 [49]	50	2	1,4
^{241}Am	—	—	$5 \cdot 10^{-6}$	—
^{243}Am	—	—	$\sim 10^{-4}$	—

В табл. 4 [33] представлены имеющиеся экспериментальные данные о ширине $\Gamma_{\gamma f}$ и подсчитанные на ее основе радиационные силовые функции для первичных γ -переходов $C - C'$ в предположении, для определенности, что основной мультипольностью является $M1$. На вероятное преобладание переходов мультипольности $M1$ в ^{235}U ($n, \gamma f$)-реакции указывалось в работе [46]. Точность таких оценок $S_{\gamma}^{CC'}$ можно оценить фактором, равным $2 \div 3$. Сравнивая полученные таким образом значения $S_{\gamma}^{CC'}$ в области делящихся ядер со значениями $S_{\gamma}^{CC'}$ для более легких ядер на рис. 16, можно отметить их близость. Таким образом, поведение $S_{\gamma}^{CC'}$ не противоречит ожидаемой из приближения Вайскопфа независимости $S_{\gamma}(M1)$ от атомной массы. На основании этого в предположении, что $S_{\gamma}^{CC'}(M1) = 2 \cdot 10^{-8}$, была рассчитана [33] ширина реакций ($n, \gamma f$) для ряда не исследованных еще ядер. Полученные оценки $\Gamma_{\gamma f}$ приведены в табл. 4. При этом значения $\Gamma_{\gamma f}$ с индексом (I) учитывают «задержанную» компоненту деления, идущую через изомерное состояние, а с индексом (II) относятся только к мгновенной компоненте.

Таким образом, с помощью (n, γ)-реакции удалось получить сведения о γ -переходах между компаунд-состояниями в новой области ядер. И хотя область атомных масс ядер, в которой можно проводить такие исследования, довольно узка, а погрешности результатов пока велики, можно надеяться в скором времени на получение новой, более интересной информации, в частности измерения спектра предделительных γ -квантов. Такие измерения ставит своей задачей группа ЛИЯФ [48].

Гамма-каскады при распаде компаунд-ядер. Некоторую пока не очень богатую информацию о γ -переходах между компаунд-состояниями можно извлечь при изучении γ -каскадов, разряжающих высоковозбужденные состояния, которые образуются, например, при захвате тепловых и резонансных нейтронов. Остановимся здесь на результатах анализа формы той части спектра γ -излучения распада компаунд-состояний, которая не разрешается на отдельные линии современными гамма-спектрометрами. Этот широкий максимум при энергии около 3 МэВ обусловлен главным образом γ -квантами из каскадов, разряжающих начальное состояние. Кроме того, представляет интерес проанализировать закономерности заселения низколежащих состояний ядер в результате γ -каскадов, например, при распаде нейтронных резонансов.

В свое время было обнаружено, что отношение интенсивностей вторичных γ -переходов, испускаемых при распаде низколежащих состояний ядра в результате захвата резонансных нейтронов, иногда зависит от спина резонанса [50]. Этот факт лег в основу нового метода определения спинов нейтронных резонансов. Позднее, используя в рамках статистической теории метод последовательной разрядки состояний через все возможные каскады [51], удалось количественно описать этот эффект. Однако в работе дубненской группы [52] при изучении флуктуаций от резонанса к резонансу интенсивностей вторичных γ -переходов составного ядра ^{148}Sm было обращено внимание на то, что экспериментальные флуктуации заметно превышают рассчитанные по различным моделям статистической теории с учетом флуктуаций отдельных переходов по Портеру — Томасу. Аналогичный результат был получен и для изотопов ^{176}Lu и ^{177}Lu [53].

Чтобы попытаться понять причину этого явления, другая дубненская группа исследовала ряд ядер как в области $4S$ максимума нейтронной силовой функции для s -нейтронов, так и в области ее минимума [54]. Было обнаружено статистически значимое превышение флуктуаций заселенности низколежащих уровней при захвате резонансных нейтронов в ^{148}Sm по сравнению с рассчитанным по статистической теории. В то же время в пределах точности эксперимента не было обнаружено превышения экспериментальных флуктуаций для изотопов ^{111}Cd и ^{113}Cd , находящихся в области минимума нейтронной силовой функции S_0 . Исследования были продолжены [55], кроме того, был проведен аналогичный анализ опубликованных ранее экспериментальных данных для широкого

круга ядер. Результаты анализа [56] приведены на рис. 17. В зависимости от атомной массы отложены относительные приведенные флуктуации заселенности низколежащих состояний компаунд-ядер:

$$\Delta = \sigma_{\text{рт}} / (\langle R \rangle \sqrt{D_c}), \quad (28)$$

где $\sigma_{\text{рт}}$ — дисперсии отношений интенсивностей γ -переходов; $\langle R \rangle$ — среднее по резонансам с данным спином отношение интенсивностей; фактор $\sqrt{D_c}$ введен, чтобы исключить зависимость $\Delta_{\text{эксн}}$ от числа γ -квантов в каскаде для ядер с различной плотностью уровней.

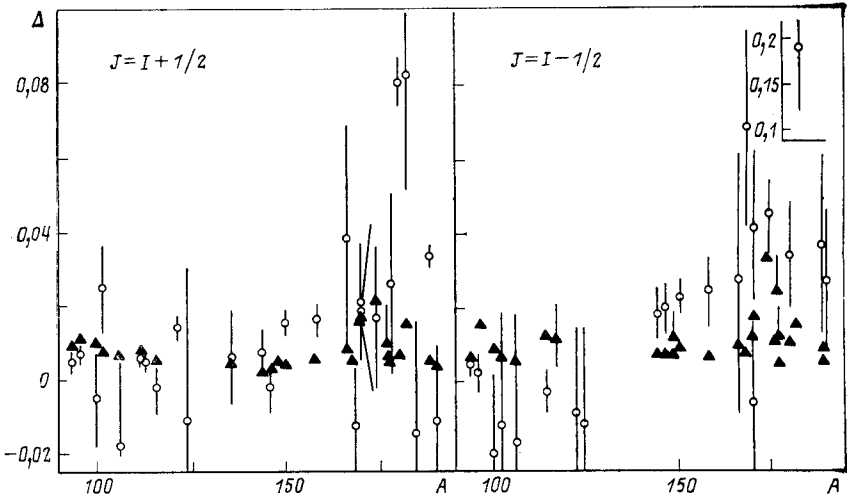


Рис. 17. Зависимость экспериментальных (○) и расчетных (▲) значений приведенных относительных флуктуаций заселенностей низколежащих уровней от атомной массы составных ядер

Отметим, что величина $\Delta_{\text{расч}}$, определенная выражением (28), остается практически постоянной в широком диапазоне атомных масс. В то же время $\Delta_{\text{эксн}}$ в области $A \gtrsim 140$ образует распределение широким максимумом (более четким для резонансов с $J = I - 1/2$) в области A , совпадающей с положением $4S$ максимума нейтронной силовой функции. Другими словами эксперимент указывает на недостаточное теоретически усреднение в каскадах флуктуаций индивидуальных γ -переходов по закону Портера — Томаса.

В связи с этим авторы [56] высказывают предположение, что увеличение флуктуаций отношений интенсивностей γ -распада низколежащих уровней составного ядра по сравнению с расчетами по статистической теории может быть вызвано тем, что каскады γ -квантов, заселяющие эти низколежащие уровни, идут не через все промежуточные состояния, допускаемые правилами отбора и статистической теорией, а только через выделенные. При этом необходимо

предположить, что плотность таких выделенных промежуточных состояний, участвующих в каскадах, в несколько раз (до порядка) меньше, чем предсказывается в модели ферми-газа или испарительной моделью. Возможно, что такие выделенные состояния имеют большую компоненту одночастичного $4S$ -состояния. В этом случае вероятность γ -переходов в каскадах, идущих через выделенные состояния, может увеличиваться как за счет усиления начальных сравнительно мягких γ -переходов $C - C'$ мультипольности $M1$ (в пределах фрагментации $4S$ -состояния [57]), так и за счет усиления более жестких γ -переходов $C - S$ мультипольности $E1$, идущих на низколежащие уровни с большой компонентой $3P$ -состояния (эффект, аналогичный наблюдавшемуся австралийской группой при исследовании радиационных ширин в районе $3S$ -резонанса формы [58]).

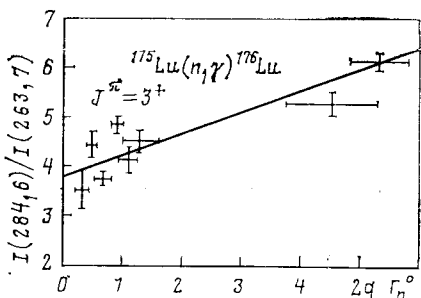
Другим фактом, указывающим на наличие связи вероятности заселения в каскаде γ -квантов определенных низколежащих состояний с одночастичной компонентой волновой функции нейтронных резонансов, может служить обнаруженная в работе [53] корреляция ряда отношений интенсивностей вторичных γ -переходов в составных ядрах ^{176}Lu и ^{177}Lu с приведенной нейтронной шириной (a , следовательно, и одночастичной компонентой волновой функции компаунд-ядра, поскольку речь идет о ядрах в районе максимума $4S$ резонанса).

В качестве примера такой корреляции на рис. 18, взятом из работы [53], приведена зависимость от приведенной нейтронной ширины отношения интенсивностей двух вторичных γ -переходов R_γ : с энергией 284,6 кэВ, разряжающего состояние $E_f = 660,7$ кэВ с $J^\pi = 5^+$, и с энергией 263,7 кэВ, разряжающего состояние $E_f =$

Рис. 18. Зависимость от приведенной нейтронной ширины для резонансов с $J^\pi = 3^+$ вероятности заселения в каскаде γ -квантов состояния $E_f = 660,7$ кэВ составного ядра ^{176}Lu , разряжаемого γ -переходом с $E_\gamma = 284,6$ кэВ

$= 390,2$ кэВ с $J^\pi = 1^-$ в составном ядре ^{176}Lu . Коэффициент корреляции в этом случае $\rho(R_\gamma, \Gamma_n^0) = 0,9$, а вероятность наблюдения такого или большего значения $\rho(R_\gamma, \Gamma_n^0)$ в предположении нулевой истинной корреляции T составляет всего $2 \cdot 10^{-4}$.

Аналогичная ситуация наблюдалась в реакции $^{173}\text{Yb}(n, \gamma)^{174}\text{Yb}$ [59], где с достоверностью 99,99% обнаружена корреляция между приведенными нейтронными и радиационными ширинами переходов на уровни двухквасичастичных состояний и их ротационные полосы, а также в реакции $^{167}\text{Er}(n, \gamma)^{168}\text{Er}$ [60], где имеется значимая корреляция как с приведенной нейтронной шириной, так и с сечениями



(d, p)-реакции на соответствующие уровни. В последнем случае авторы предполагают, что «причиной наблюдаемых корреляций является прямой радиационный переход нейтрона из двухквантовых состояний $(633 \uparrow \pm 651 \downarrow)_{n,n}$ и $(633 \uparrow \pm 640 \uparrow)_{n,n}$ при энергии связи нейтрона [61] в связанное состояние $(\uparrow 633 \pm 521 \downarrow)_{n,n}$ ». Однако вопрос о том, заселяется ли нижнее связанное состояние прямым переходом из резонансного или существенную роль в его заселении играет каскад γ -квантов, остается пока открытым и ждет выяснения экспериментально.

Обнаружение таких корреляций — явление пока еще редкое. Для подробно исследованных изотопов Lu зарегистрировано лишь по одному γ -переходу, для которых $\rho(R_\gamma, \Gamma_n^0)$ достаточно велико, так что $T < 1\%$. Поэтому предположение о существенном влиянии одночастичной компоненты волновой функции компаунд-состояния на вероятность каскадных γ -переходов при распаде такого состояния (и, в частности, мягких γ -переходов типа $C - C'$) для широкого круга ядер пока можно рассматривать лишь как интересную рабочую гипотезу. Нужны новые экспериментальные данные, новые методические подходы, например изучение спектров γ -квантов или их множественностей в совпадении с вторичными γ -переходами, для которых значения $\rho(R_\gamma, \Gamma_n^0)$ близки к единице. Действительно ли γ -каскады в заметной степени «каналлированы», т. е. следуют в основном через определенные выделенные состояния? А если так, то по какому параметру (признаку) эти состояния выделяются?

Еще одна возможность получить сведения о γ -переходах между компаунд-состояниями состоит в анализе неразрешенной части спектра γ -излучения радиационного захвата нейтронов. Такая попытка была предпринята в работе [62], где авторы наряду с изучением заселения низколежащих состояний в результате γ -каскадов при радиационном захвате нейтронов нечетными изотопами Gd попытались в рамках тех же моделей описать форму неразрешенной части γ -спектров этих ядер, измеренных при захвате тепловых нейтронов [63]. При этом отношения интенсивностей переходов мультипольности $E1$ к $M1$ и $E2$ брались из работы [64], а кроме того, для вероятностей γ -переходов $E1$ использовалась энергетическая зависимость типа (17) или в модели ГЭДР.

Сравнение экспериментального спектра γ -квантов, полученного после захвата тепловых нейтронов ядрами ^{155}Gd , со спектрами, рассчитанными теоретически (исправленными на эффективность комптоновского γ -спектрометра и нормированными на высоту экспериментального спектра при $E_\gamma = 3 \text{ МэВ}$), дано на рис. 19. Авторы работы [62] приходят к заключению, что результаты статистического описания неразрешенной части спектра γ -излучения и отношений интенсивностей вторичных γ -переходов для составных ядер $^{156,158}\text{Gd}$ хорошо совпадают с экспериментом, а энергетическая зависимость для вероятностей $E1$ переходов типа (17) оказывается предпочтительнее, чем описание по модели ГЭДР. Это согласуется с рассмотренны-

ми выше результатами анализа γ -спектров в $(n, \gamma\alpha)$ -реакции о том, что для мягких γ -переходов $C - C'$ хвост ГЭДР в форме кривой Лоренца не играет существенной роли.

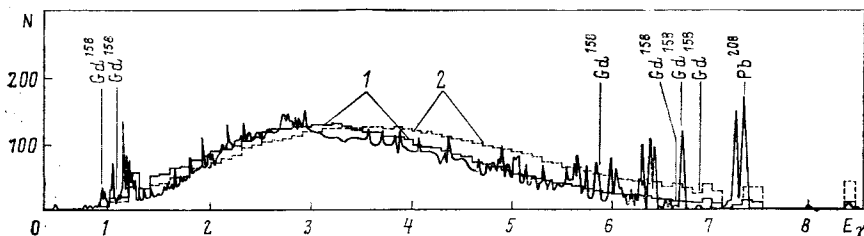


Рис. 19. Сравнение аппаратного спектра γ -излучения радиационного захвата тепловых нейтронов ядром ^{155}Gd с рассчитанными:

1 — расчет с $W_\gamma(E1) \sim E_\gamma^3$; 2 — расчет с $W_\gamma(E1)$ по модели ГЭДР

Правда, такие выводы пока опираются на экспериментальный материал, относящийся лишь к небольшому числу ядер, следовательно, представляет интерес провести систематический анализ такого рода для более широкого набора ядер.

Последнее время круг экспериментально изучаемых реакций, в которых существенную роль играют γ -переходы между высоковозбужденными состояниями, расширяется. Так, в работе [65] при исследовании неупругого рассеяния быстрых нейтронов с энергией около 14 МэВ на ядрах Fe, Co, Nb был обнаружен заметный подъем на кривой спектра нейтронов, регистрируемых в совпадении с γ -квантами при энергии рассеиваемых нейтронов $E_n' \leq 1$ МэВ. Для объяснения данного эффекта авторы предлагают учесть вклад процесса $(n, \gamma n')$ на предравновесной стадии при переходе от трехэкситонного возбуждения ядра к пятиэкситонному (и только). Это позволило, по мнению авторов, «описать наблюдаемую форму нейтронного спектра». Несколько улучшилось также описание жесткой части γ -спектра радиационного захвата нейтронов с энергией 15 МэВ. Однако такой подход носит довольно качественный характер и не связан пока количественно с результатами других экспериментов. По-видимому, это дело ближайшего будущего.

Приятно отметить, что начинаются исследования γ -переходов между компаунд-состояниями с помощью возбуждения ядер протонами. В работе [66] сообщается о первых результатах изучения $(p, \gamma\alpha)$ -реакции на ядре ^{20}Ne , в результате которых были получены пока верхние оценки для ширины γ -переходов $C - C'$.

Прежде чем переходить к теоретическим аспектам описания γ -переходов между компаунд-состояниями ядер, попробуем вслед за авторами работы [36] сформулировать основные результаты экспериментальных исследований:

1) обнаружено усиление относительного вклада γ -переходов мультипольности $M1$;

2) показано наличие близости радиационных силовых функций $S_{\gamma}^{CC'}$ и S_{γ}^{CS} , несмотря на то, что природа конечных состояний в обоих случаях сильно отличается;

3) для основной компоненты γ -переходов $C - C'$ можно, по-видимому, исключить случай растущей с энергией E_{γ} силовой функции $S_{\gamma}^{CC'}(E_{\gamma})$, в то же время варианты $S_{\gamma}^{CC'}(E_{\gamma}) \doteq \text{const}$ и убывающей с E_{γ} силовой функции $S_{\gamma}^{CC'}(E_{\gamma})$ не противоречат эксперименту. Тогда в последнем случае мы не можем исключить предположения о существенном вкладе переходов $C - C'$ более высокой мультипольности, например $E2$;

4) для области ядер с $145 < A < 190$ замечено усиление по сравнению с расчетами по статистической теории флуктуаций заселенностей низколежащих состояний;

5) для некоторых ядер в области $4S$ -максимума нейтронной силовой функции обнаружена положительная корреляция вероятности заселения в результате γ -каскадов отдельных состояний и приведенных нейтронных ширин резонансов.

Вот с этим набором экспериментальных фактов, видимо, придется считаться любой теоретической модели, претендующей на описание γ -переходов между компаунд-состояниями тяжелых ядер.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ОПИСАНИЯ γ -ПЕРЕХОДОВ $C - C'$

Теоретический анализ природы γ -переходов между компаунд-состояниями ядра находится, видимо, еще на начальной стадии. В. Г. Соловьевым [8, 67] качественно обсуждаются возможные вклады в вероятности γ -переходов $C - C'$ многочастичных компонент волновых функций. Поскольку с увеличением энергии возбуждения растет плотность уровней и экспоненциально убывает вклад мало-квазичастичных компонент в нормировку волновых функций, роль многоквазичастичных компонент будет возрастать с увеличением возбуждения. Так, вероятность γ -перехода $C - C'$ может оказаться порядка величины одночастичного перехода, если, например, в состоянии C имеется большая восьмиквазичастичная компонента, а в состоянии C' — шестиквазичастичная с $\Delta I = 0$ или ± 1 , причем эти шесть квазичастиц находятся в восьмиквазичастичной компоненте.

Возможное влияние одночастичных компонент и усиление роли γ -переходов мультипольности $M1$ в пределах одной оболочки рассматривалось автором [57], а позднее С. Г. Кадменским и др. [68]. Попытки количественного описания вероятностей γ -переходов $C - C'$ чаще связываются с экстраполяцией свойств более подробно исследованных переходов $C - S$ в область малых энергий.

В настоящее время для описания свойств жестких γ -переходов распада компаунд-состояний, образующихся при захвате нейтронов

и протонов, широко используется гипотеза Акселя — Бринка [20, 69], согласно которой механизм γ -переходов определяется гигантскими, в основном, электрическими дипольными резонансами, имеющимися над основным и любым возбужденным состоянием ядра-продукта. Поскольку энергия таких γ -переходов на несколько ширин ГЭДР отстоит от энергии максимума ГЭДР, то существенным становится вопрос о хорошей параметризации формы ГЭДР, особенно в области малых энергий $E_\gamma < B_n$. Обычно теоретическая силовая функция $S_\gamma^{CS}(E_\gamma)$ при использовании различных вариантов модели Акселя — Бринка получается растущей с энергией для $E_\gamma \ll B_n$ (например, $S_\gamma(E_\gamma) \sim E_\gamma$ [20] или E_γ^3 [22]).

Такой подход позволяет правильно воспроизвести энергетическую зависимость средних вероятностей жестких γ -переходов мультипольности $E1$ в (n, γ) - и (p, γ) -реакциях от энергии γ -квантов. Что касается их абсолютной величины, то существует систематическое различие приблизительно в 2 раза с результатами, полученными из фотонейтронных экспериментов [38].

Однако рост радиационной силовой функции $S_\gamma(E_\gamma)$ с энергией E_γ трудно согласовать с экспериментальными данными для γ -переходов $C - C'$, которые указывают на постоянство $S_\gamma^{CC'}(E_\gamma)$. Конечно не исключено, что со временем и на пути уточнения параметров модели Акселя — Бринка удастся получить удовлетворительное описание вклада мультипольности $E1$ в γ -переходы $C - C'$, например с помощью оптикооболочечного подхода, развиваемого сейчас М. Г. Уриным и сотрудниками [70, 74].

Альтернативным подходом к описанию свойств γ -распада компаунд-ядер является развитие идеи Блатта и Вайскопфа [13], проведенное В. Е. Бунаковым и С. Г. Оглоблиным [72], где с помощью формализма статистических матриц Вигнера [73] разработана схема расчета распределений парциальных радиационных ширин не только для переходов $C - S$, как это делалось раньше [74], но и для γ -переходов между компаунд-состояниями. В работе С. Г. Кадменского и др. [68] этот подход нашел свое дальнейшее развитие и был использован для получения количественных результатов: расчета средних радиационных ширин $C - C'$ переходов. При этом авторы предполагали наличие «главных» компонент для волновых функций состояний s и C' , вклады которых в среднем приблизительно одинаковы, но существенно больше вкладов других, «малых», компонент соответствующей волновой функции. При этом число главных компонент волновой функции состояния C увеличивается с ростом энергии возбуждения и все больший вклад в их число дают компоненты с большим числом квазичастиц. Для четно-четных ядер с $A \approx 150$ при $B_n \approx 7,5$ МэВ число таких квазичастиц составляет примерно 10. Анализируя ситуацию для одночастичных мягких γ -переходов $C - C'$ с $E_\gamma \leq 2$ МэВ, авторы работы [68] отмечают, что такие переходы должны происходить в пределах одной оболочки. Но между состояниями одной оболочки возможны γ -переходы мультипольности

$M1$, $E2$ и невозможны, в принципе, переходы $E1$. И хотя при энергии E_C можно ожидать одинаковой плотности состояний с одинаковыми спинами, но разной четности, структура этих состояний такова, что переходы мультипольности $E1$ между главными компонентами волновых функций состояний C и C' невозможны. Они возможны лишь за счет малых компонент волновых функций состояний C и C' , обусловленных, например, фрагментацией высоколежащих состояний 1^- . Таким образом, γ -переходы $C - C'$ мультипольностей $M1$ и $E1$ оказываются разной природы.

Количественные расчеты, выполненные С. Г. Кадменским и др. [68] (скорее оценки, поскольку на промежуточных этапах расчета им приходилось использовать полуколичественные оценки отдельных параметров модели), дали значение радиационной силовой функции для мультипольности $M1$:

$$S_{\gamma}^{CC}(M1) = S_{\gamma}^{CS}(M1) \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}. \quad (29)$$

Это значение хорошо согласуется с экспериментальными данными для γ -переходов $C - S$ (см. рис. 16) и переходов $C - C'$, если в последнем случае мультипольность $M1$ играет заметную роль не только для составного ядра ^{144}Nd , но и для других ядер.

Близкие значения дали оценки силовых радиационных функций для γ -переходов мультипольности $E1$ с использованием параметров ГЭДР по формуле Аксея [20] или в подходе Д. Ф. Зарецкого и В. И. Сироткина [22] были получены в [68] для $E_{\gamma} = 1$ МэВ:

$$S_{\gamma}^{CC'}(E1) = (1,6 \div 2,3) \cdot 10^{-8} (\text{МэВ}^{-3}). \quad (30)$$

К сожалению, теоретические оценки $S_{\gamma}^{CC'}(E1)$, использующие определенную экстраполяцию формы ГЭДР в область фотонов малых энергий ($E_{\gamma} < B_n$), нельзя считать надежными. В ряде работ вклад таких низкоэнергетических фотонов в энергетически взвешенное правило сумм оценивается всего на уровне примерно 1% [75, 76]. Если это окажется так, то следует ожидать для $S_{\gamma}^{CC'}(E1)$ оценок более низких, чем (30).

Экспериментальное подтверждение (правда, пока только для случая ^{144}Nd) справедливости выражений (17) и (29), т. е. отсутствия энергетической зависимости силовой функции $S_{\gamma}^{CC'}$ указывает и на незначительную роль в γ -переходах $C - C'$ малых компонент волновых функций состояний C и C' , даже связанных с гигантским резонансом мультипольности $M1$. Отметим, что согласно расчетам В. В. Воронова и др. [77] максимум такого резонанса для ядер с $A \approx 140$ может располагаться довольно низко, вблизи энергии связи нейтрона $B_n \approx 7,5$ МэВ.

Следовательно, теоретический анализ вероятностей γ -переходов между компаунд-состояниями [68] говорит о том, что они обусловлены скорее всего одночастичными переходами между многочастичными компонентами волновых функций состояний C и C' . Переходы,

определяемые малыми компонентами волновых функций C и C' , даже если матричные элементы таких переходов усилены за счет гигантских резонансов, видимо, не играют основной роли. Иначе для них должна была бы появиться дополнительная энергетическая зависимость $S_{\gamma}^{CC'}(E_{\gamma})$, обусловленная формой гигантского мультипольного резонанса (ГМР), чего пока не наблюдается в экспериментах (может быть, за исключением легких ядер, например ^{40}K). Правда, нельзя исключить заметной роли ГМР в случае, если их форма при малых энергиях γ -квантов заметно отличается от лоренцевой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящее время имеется довольно широкий, хотя и разрозненный экспериментальный материал, связанный с исследованиями радиационных переходов между сложными компаунд-состояниями ядер и следствиями таких переходов. Начинают развиваться новые теоретические переходы, позволяющие описать экспериментальные факты и (или) предсказать особенности таких γ -переходов. По-видимому, складывается новое направление теоретических и экспериментальных исследований, которому предстоит еще большая работа.

Тем не менее уже сейчас можно отметить, что в некоторых случаях приходится отходить от традиционных представлений о свойствах γ -переходов, а может быть, и о свойствах компаунд-состояний тяжелых ядер.

Получены серьезные указания на изменение иерархии мультипольностей γ -переходов — существенный вклад в переходы $C - C'$ вносят γ -переходы мультипольности $M1$. Причем интересно, что для объяснения величины $S_{\gamma}^{CC'}(M1)$ не требуется привлечения ГМР, а достаточно рассмотреть сложение интенсивностей некогерентных γ -переходов, обусловленных главными компонентами состояний C и C' .

Эти результаты требуют нового подхода к проблеме расчета начальных ступеней γ -каскадов, в существенной мере определяющих как полную радиационную ширину и форму низкоэнергетической части γ -спектра распада компаунд-состояний тяжелых ядер, так и законы заселения низколежащих состояний. Экспериментальные указания на усиление флуктуаций заселенности низколежащих состояний по сравнению с рассчитанными по статистической теории и на положительную корреляцию в вероятностях заселения отдельных уровней с приведенными нейтронными ширинами еще требуют своего теоретического объяснения. Не исключено, что уже в ближайшее время мы окажемся свидетелями новых экспериментальных и теоретических исследований радиационных переходов между компаунд-состояниями ядер.

В заключение автору приятно выразить благодарность В. И. Фурману за многочисленные полезные дискуссии и ценные замечания и Ю. С. Язвickому, прочитавшему рукопись и сделавшему ряд замечаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chadwick J.— Nature, 1932, v. 129, p. 312.
2. Bohr N.— Nature, 1936, v. 1337, p. 344.
3. Mughabghab S. F., Garber D. I. Neutron Cross Sections. BNL—325, 3 Edition. V. 1, N. Y., 1973.
4. Bartholomew G. A. e. a.— Nucl. Data A, 1967, v. 3, p. 367; 1968, v. 5, p. 1; 1969, v. 5, p. 243.
5. Боллингер Л. М.— ЭЧАЯ, 1972, т. 2, вып. 4, с. 885.
6. Mughabghab S. F.— In: III Intern. School on Neutron Physics. JINR D3-11787, Dubna, 1978, p. 326.
7. Mughabghab S. F., Chrien R. E.— In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Eds R. E. Chrien, W. R. Kane. N. Y., Plenum Press, 1979, p. 265.
8. Soloviev V. G.— In: Proc. Intern. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei. V.1. Lowell, 1976, p. 421.
9. Поярко В. А., Прокопец Г. А., Стрижак В. И.— Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 705.
10. Винивартер П. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-6754, Дубна, 1972.
11. Furman W. e.a.— Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 465.
12. Попов Ю. П. Сообщение ОИЯИ РЗ-8140, Дубна, 1974; Попов Ю. П.— In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Ed. K. Abrahams. Petten, 1975, p. 379.
13. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
14. Lobner K.E.G.— Phys. Lett. B, 1968, v. 26, p. 369.
15. Антонов А. и др.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 18.
16. Кадменский С. Г., Фурман В. И.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, вып. 2, с. 469.
17. Harvey J. A.— In: Proc. Intern. Conf. on the Interactions of Neutron with Nuclei. V.1. Lowell, 1976, p. 69.
18. Попов Ю. П. и др.— Acta Physica Polonica B, 1973, v. 4, p. 272.
19. Aldea L., Seyfarth H.— In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Ed. R. Chrien, W. Kane. N. Y., Plenum Press, 1979, p.526.
20. Axel P.— Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 671.
21. Малецкий Х. и др.— Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 240.
22. Заренский Д. Ф., Сироткин В. И.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1534.
23. Cheifetz E. e.a.— Phys. Lett., 1962, v. 1, p. 289.
24. Oakey N. S., Macfarlane R. D.— Phys. Lett. B, 1968, v. 26, p. 662.
25. Kvitck J., Kosina Z., Popov Yu. P. Report UJF 3303F, Rež. 1974.
26. Asghar M., Emsallem A.— In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Ed. R. Chrien, W. Kane. N. Y., Plenum Press, 1979, p. 549.
27. Asghar M., Emsallem A., Sjöstrand N. G.— Z. Phys. A, 1977, Bd. 282, S. 375.
28. Во Ким Тхань и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-113-81, Дубна, 1978.
29. Втюрин В. А. и др.— В сб.: Нейтронная физика. (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 9—13 июля 1975). Ч. 4. М., ЦНИИатоминформ, 1976, с. 65.
30. Emsallem A., Asghar M.— In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Ed. K. Abrahams. Petten, 1975, p. 395.
31. Delang W., Göttel P., Seyfarth H.— Nucl. Instr. Meth., 1972, v. 99, p. 13.
32. Emsallem A., Asghar M.— Z. Phys. A, 1975, Bd 275, S. 157.
33. Втюрин В. А., Попов Ю. П. Сообщение ОИЯИ РЗ-10775, Дубна, 1977.
34. Aldea L. Dissertation. Universität zu Köln. 1979, p. 79.
35. Kopecki J.— In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Eds R. Chrien, W. Kane. N. Y., Plenum Press, 1979, p. 665.
36. Попов Ю. П., Фурман В. И.— В кн.: III Международная школа по нейтронной физике. ОИЯИ ДЗ-11787, Дубна, 1978, с. 390.
37. Griffioen R. C., Rasmussen J. P. Preprint UCRL-9566, 1960, p. 147.
38. Bollinger L. M.— In: Nuclear Structure. Vienna, IAEA, 1968, p. 317.
39. Андриеевски Ю. и др. Сообщение ОИЯИ, РЗ-81-433, Дубна, 1981.

40. Coceva C. e.a.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 170, p. 151.
41. Coceva C.— In: II International School on Neutron Physics. JINR D3-7991, Dubna, 1974, p. 266.
42. Lone M. A.— In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Eds. R. Chrien, W. Kane, N. Y., Plenum Press, 1979, p. 161.
43. McCullagh C. M., Chrien R. E.— Ibid., p. 87.
44. Back B. B. e.a.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 165, № 3, p. 449.
45. Trochon J., Simon G., Sükoso C.— In: Proc. Intern. Symp. on Neutron Induced Reactions. (Smolenice, 1974); Acta Physica Slovaca, 1976, v. 26, № 1, p. 25.
46. Длюугы З., Криштиак Й., Пантелеев Ц.— В кн.: Избранные вопросы структуры ядра. Т. 1. ОИЯИ Д-9682, Дубна, 1976, с. 113.
47. Vowman C. D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, № 1, p. 16.
48. Борухович Г. З. и др. Препринт ЛИЯФ № 452, Ленинград, 1978.
49. Simon G., Trochon J. Preprint CEA-N-1798, 1975, p. 67.
50. Poenitz W. P.— Z. Phys., 1966, Bd 197, S. 262.
51. von Egidy T.— In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Vienna, IAEA, 1969, p. 541.
52. Алдеа Л. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-7885, Дубна, 1974.
53. Aldea L. e.a.— Czech. J. Phys. B, 1978, v. 28, p. 17.
54. Попов Ю. П. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-11243, Дубна, 1978.
55. Попов Ю. П. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-12750, Дубна, 1979.
56. Khitrov V. A., Popov Yu. P., Sukhovej A. M., Yasvitsky Yu. S.— In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Eds R. Chrien, W. Kane. N. Y., Plenum Press, 1979, p. 655.
57. Попов Ю. П. Сообщение ОИЯИ Р4-10805, Дубна, 1977.
58. Allen B. J., de L. Musgrove A. R. — In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Eds R. Chrien, W. Kane. N. Y., Plenum Press, 1979, p. 532.
59. Aldea L. e. a.— Czech. J. Phys. B, 1977, v. 27, p. 1002.
60. Алдеа Л. и др.— В кн.: Избранные вопросы структуры ядра. Т. 1. ОИЯИ Д-9682, Дубна, 1976, с. 116.
61. Соловьев В. Г.— ЭЧАЯ, 1972, т. 3, вып. 4, с. 770.
62. Алдеа Л. и др.— В кн.: Нейтронная физика (Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 9—13 июня 1975). Ч. 4. М., ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 55.
63. Грошев Л. В. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1962, т. 26, с. 1119.
64. Bollinger L. M., Thomas G. E.— Phys. Rev. C, 1970, v. 2, p. 1951.
65. Козырь Ю. Е., Прокопец Г. А.— Ядерная физика, 1978, т. 27, вып. 3, с. 616.
66. Солин Л. М. и др.— В кн.: Тезисы докладов XXVI Совещания по ядерной спектроскопии и структуры атомного ядра. Самарканд, 14—16 апреля 1981 г. Л., Наука, 1981, с. 319.
67. Соловьев В. Г.— В кн.: Структура ядра. ОИЯИ Д4-80-385, Дубна, 1980, с. 57.
68. Кадменский С. Г., Маркушев В. П., Фурман В. П.— Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 382.
69. Brink D. Thesis. Oxford University, 1955.
70. Урин М. Г.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 4, с. 817; 1980, т. 11, вып. 4, с. 991.
71. Бондаренко В. И., Урин М. Г.— В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1. (Материалы V Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 15—19 сентября 1980 г.). М., ЦНИИАтоминформ, 1980, с. 105.
72. Бунаков В. Е., Оглоблин С. Г. Сообщение ЛИЯФ, № 319, Ленинград, 1977.
73. Wigner E. P.— Ann. Math., 1955, v. 62, p. 548; 1957, v. 65, p. 203; 1958, v. 67, p. 326.
74. Porter C., Thomas R.— Phys. Rev., 1953, v. 104, p. 483.
75. Соловьев В. Г.— В кн.: III Международная школа по нейтронной физике. ОИЯИ ДЗ-11787, Дубна, 1978, с. 307.
76. Базнат М. И., Игнатюк А. В., Пятов Н. И. Препринт ОИЯИ, Р4-12048, Дубна, 1978.
77. Воронов В. В., Соловьев В. Г., Стоянов Ч. Препринт ОИЯИ Р4-11591, Дубна, 1978.