

ДВУХКВАНТОВЫЕ КАСКАДЫ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

I. Спектроскопия возбужденных состояний сложных ядер в диапазоне энергии связи нейтрона

*С. Т. Бонева, Э. В. Васильева, Ю. П. Попов,
А. М. Суховой, В. А. Хитров*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Анализируются возможности выявления и размещения в схеме распада возбужденных состояний в сложных (деформированных, в первую очередь) ядрах до энергии возбуждения $E^* \lesssim 4 \div 6$ МэВ и выше.

Описан алгоритм построения схемы распада состояний, возбуждаемых каскадами из двух переходов с интенсивностью $i_{\gamma\gamma} \gtrsim 5 \cdot 10^{-4}$ на распад.

Обоснована возможность и перспективность построения схем распада ряда высоколежащих состояний совместным анализом спектроскопической информации реакций (n, γ) и $(n, 2\gamma)$.

Сделан вывод о том, что в распаде компаунд-состояний ядер области 4S-максимума нейтронной силовой функции важную роль играет «каналирование» — наличие сильных каскадов, возбуждающих группы из нескольких десятков уровней в каждом из исследованных ядер. На долю таких каскадов приходится до половины общей интенсивности всех первичных переходов распада компаунд-состояния.

Possibilities of the revealing of excited states and their placing in a decay scheme of complex (deformed) nuclei are analysed up to the excitation energies $E^* \lesssim 4 \div 6$ MeV and higher. An algorithm is described of the construction of a decay scheme for the levels excited by two-step cascades with intensities $i_{\gamma\gamma} \gtrsim 5 \cdot 10^{-4}$ per decay.

The possibility and perspectives of the construction of a decay scheme are established for a group of high-lying states on the basis of the joint analysis of the spectroscopic information from the (n, γ) and $(n, 2\gamma)$ reactions.

A conclusion is drawn about the important role of the «chanalling» effect in compound-states decay for nuclei from the 4S-maximum neutron strength function region. They are intensive cascades which excite groups of several dozens of levels in every nuclei investigated. These cascade intensities exhaust about half total intensity of all the primary transitions in the gamma-decay of compound states.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время возбужденные состояния сложных (тяжелых) ядер детально изучены в двух сравнительно узких энергетических диапазонах возбуждения — вблизи основного состояния, в интервале

2 МэВ, и в области энергии связи нейтрона, где с помощью нейтронной спектроскопии по времени пролета, позволяющей работать с энергетическим разрешением доли электрон-вольта в интервале 10 кэВ, зарегистрированы десятки и сотни нейтронных резонансов, исследованы каналы их распада.

Для области вблизи основного состояния ядерная спектроскопия накопила богатейшую информацию как о схеме возбужденных состояний, так и об их природе. На основе этих данных получили свое развитие различные теоретические модели, такие, как модель взаимодействующих бозонов, квазичастично-фононная и ряд других.

Исследования нейтронной спектроскопии позволили получить сведения о сотнях состояний при возбуждениях 6—8 МэВ. Эти данные, в первом приближении, неплохо воспроизводятся в рамках статистической теории, базирующейся на понятии компаунд-ядра и оперирующей параметрами, усредненными по большому числу нейтронных резонансов, но не дающей определенных сведений о природе отдельного компаунд-состояния.

Промежуточная область возбуждения, обсуждаемая ниже, исследована крайне слабо, что обусловлено экспериментальными трудностями. С одной стороны, современные установки не обладают достаточным энергетическим разрешением, чтобы возбуждать индивидуальные состояния в сложных ядрах, лежащие выше 2—3 МэВ. С другой стороны, при γ -распаде (например, после захвата нейтрона) заселение этих состояний не удается зарегистрировать однозначно с помощью обычного однодетекторного гамма-спектрометра, поскольку нет критериев отбора первичных γ -квантов распада с энергиями порядка или меньше половины энергии связи нейтрона. А кроме того, в связи со сложностью природы этих состояний вероятность их заселения будет флуктуировать довольно слабо по закону Портера — Томаса.

Тем не менее известны отдельные попытки получения сведений о заселении промежуточных состояний. В частности, по виду спектра α -частиц из двухступенчатой реакции ($n, \gamma\alpha$) на резонансных нейтронах [1] удалось определить радиационные силовые функции первичных мягких γ -переходов. Это привело к уточнению формы энергетической зависимости радиационной силовой функции («хвоста» гигантского электрического дипольного резонанса), что вместе с экстраполяцией в область промежуточных состояний [2] (по плотности низколежащих состояний и нейтронных резонансов) позволило, например, довольно точно воспроизводить полные радиационные ширины Γ_γ для изученных ядер и предсказывать их для еще неизученных, в частности радиоактивных. Такие данные представляют интерес и для астрофизики [3], и для реакторостроения [4].

Однако необходимы новые экспериментальные методы, позволяющие вести систематические исследования состояний в промежуточной области энергий возбуждения, где происходит усложнение структуры ядерных уровней — переход от простейших состояний известной

природы вблизи основного состояния («порядок») к предельно сложным компаунд-состояниям («хаос»). Динамика такого процесса перехода может иметь существенное значение при отборе ядерных моделей, наиболее эффективных для описания свойств возбужденного ядра. С практической же точки зрения исследование свойств промежуточных состояний сложных ядер может обеспечить необходимое увеличение точности предсказания полных радиационных шириин нейтронных резонансов и, соответственно, нейтронных сечений ядер, удаленных от полосы бета-стабильности, в том числе и короткоживущих, экспериментальное изучение которых практически невозможно.

1. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ ИЗУЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ($n, 2\gamma$)

Возможность прямого экспериментального изучения промежуточных состояний открывает методика суммирования амплитуд совпадающих импульсов (САСИ), осуществляемая с помощью Ge(Li)-детекторов, с фиксацией на долговременном носителе информации об энергии совпадающих γ -квантов, зарегистрированной в каждом детекторе.

Этот метод, обозначаемый ниже термином «реакция ($n, 2\gamma$)», впервые позволил начать систематические экспериментальные исследования в области возбуждений, до настоящего времени не изучавшихся. Основой методики является то, что полупроводниковый германиевый детектор линейно преобразует энергию γ -излучения в амплитуду измеряемого сигнала, а сумма энергий E_1 и E_2 двух последовательных переходов $E_1 + E_2 = E_\lambda - E_f$ определяется только энергиями E_λ и E_f распадающегося (λ) и заселяемого двухквантовым каскадом (f) уровней и не зависит от энергии возбуждаемого промежуточного состояния. При этом те случаи регистрации каскада, при которых произошло одновременное полное поглощение энергии двух γ -квантов в двух детекторах, приводят к появлению в спектре сумм амплитуд пика совпадающих импульсов. Неполное поглощение энергии хотя бы одного из квантов смещает сумму амплитуд в область меньших энергий и формирует соответствующее сплошное распределение.

На рис. 1 представлен спектр амплитуд совпадающих импульсов от радиоактивного источника ^{88}Y . Отмечен пик полного поглощения энергии каскада $E_1 + E_2 = 898 + 1836$ кэВ, а также те пики на сплошном распределении, которые связаны с процессом образования и регистрации пар квантов $511 + 511$ кэВ.

При записи кодов амплитуд совпадающих импульсов на долговременный носитель информации (магнитную ленту, например) с помощью спектров, аналогичных представленному на рис. 1, легко выделить из массы $\gamma - \gamma$ -совпадений только те случаи, когда вся энергия каскада полностью поглотилась в двух детекторах.

Хотя светосила такого метода довольно мала — обычно на 10^6 распадов приходится не более 10 полезных событий, возможность исклю-

чения фонового распределения, связанного с неполным поглощением энергии γ -излучения, обеспечивает методике реакции $(n, 2\gamma)$ информативность большую, чем в случае традиционной методики реакции (n, γ) .

Метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов является традиционным в классической ядерной спектроскопии. С его помощью осуществлялось «сжатие» информации [5], полученной с Ge(Li)-детекторов при изучении γ -распада нестабильных ядер, изучались схе-

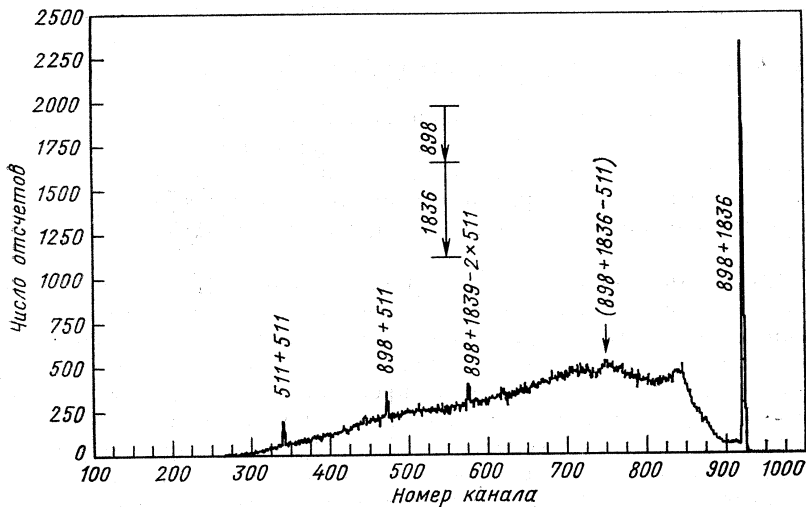


Рис. 1. Спектр сумм амплитуд совпадающих импульсов ^{88}Y . Пики отмечены значениями регистрируемой энергии, кэВ

мы распада легких и околоматричных ядер [6] [детекторы NaI(Tl)], определялись спины нейтронных резонансов [7] (такие же детекторы).

Принципиально новым в использовании этой методики является то, что полупроводниковые детекторы применены нами для выделения каскадов из двух γ -переходов при их суммарной энергии, равной или меньшей энергии связи нейтрона в сложных составных четно-нечетных и четно-четных ядрах с большой плотностью уровней.

Использованные нами детекторы с эффективностью 5, а затем 10 % относительно эффективности регистрации кванта 1332 кэВ кристаллом NaI(Tl) размером 76×76 мм позволили нам набирать полезные случаи γ -совпадений со скоростью до 1000 событий в сутки в пике полного поглощения каскадов заданной суммарной энергии при захвате образцом тепловых нейтронов.

2. ФОРМА ЛИНИИ ИНДИВИДУАЛЬНОГО КАСКАДА

Решающим обстоятельством, обусловившим значительную эффективность реакции ($n, 2\gamma$) при изучении свойств состояний в диапазоне $0 < E^* < B_n$, где B_n — энергия связи нейтрона, оказалась почти идеальная форма линии, которой изображается один каскад в спектре-распределении их интенсивности. Отбор только случаев полного поглощения энергии каскадного излучения (формирующих пики, аналогичные наблюдаемому на рис. 1) при отсутствии фона позволяет получить в распределении интенсивности только пики полного поглощения. Фоновая подложка при этом полностью исключается.

Некоторую проблему при работе составляет перенос γ -излучения между детекторами. На рис. 2 представлена рабочая геометрия эксперимента, использующего Ge (Li)-детекторы с эффективностью 5%. Комptonовское рассеяние «назад» и перенос излучения аннигиляционными квантами в этой геометрии подавлены с помощью двух фильтров из свинца, имеющих общую толщину 6 г/см^2 .

Эффективность применения фильтров иллюстрирует рис. 3, где представлено распределение каскадных переходов для источника ^{60}Co при отсутствии фильтров (рис. 3, а) и при наличии фильтров (рис. 3, б). На рис. 3, а помимо пиков 1173 и 1332 кэВ наблюдаются дополнительные пики, связанные с тем, что в одном из детекторов происходит потеря энергии комptonовски рассеянного назад кванта, а в другом регистрируется дополнительный переход каскада плюс рассеянный назад квант. Общая площадь связанного с этим процессом распределения составляет здесь около 12%. Фильтры из свинца уменьшают его долю до нескольких десятых долей процента в диапазоне энергий каскадов 1785—4123 кэВ [8].

При практическом изучении с помощью реакции ($n, 2\gamma$) конкретных ядер, как правило, пик, соответствующий регистрации каскада, наблюдается на большей или меньшей подложке. Соответствующий фон может быть исключен из анализируемых распределений интенсивности каскадов с помощью $\gamma - \gamma$ -совпадений, суммы которых попадают в интервал, равный ширине пика у его основания. Отбор полезных событий, как правило, производится из интервала суммарных энергий ΔE , ширина которого относится к энергии каскада E_K как: $\Delta E/E_K \leq 0,005$. Можно показать, что в первом приближении как раз-

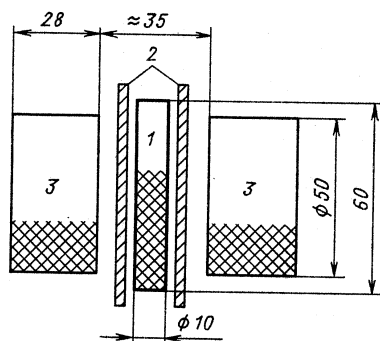


Рис. 2. Рабочая геометрия эксперимента:

1 — образец; 2 — фильтры из свинца толщиной 3 мм каждый; 3 — детекторы. Размеры — в мм

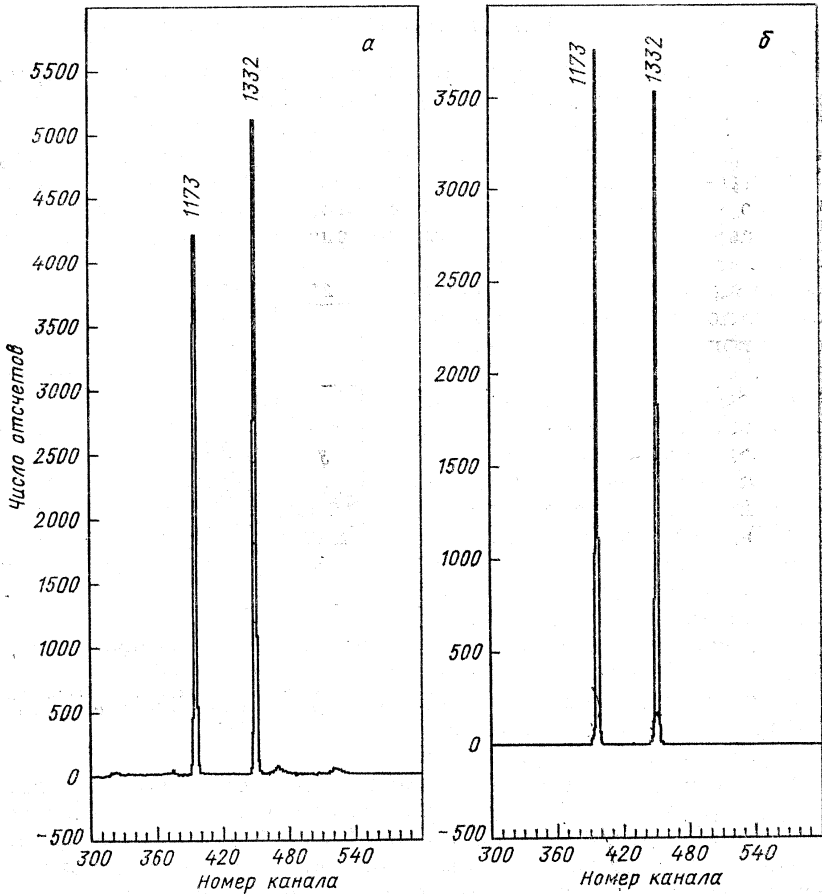


Рис. 3. Распределение интенсивности каскада ^{60}Co :
 а — без свинцовых фильтров; б — с фильтрами

ность отсчетов в интервале ΔE и в двух соседних интервалах шириной $0,5 \Delta E$ каждый, так и поканальная разность полученных распределений интенсивностей каскадов имеют практически нормальное распределение с нулевым средним и дисперсией, определяемой только статистикой отсчетов, если в интервале $E_k \pm 0,5 \Delta E$ спектра, аналогичного приведенному на рис. 1, нет пика, связанного с регистрацией каскада из двух переходов на другое конечное состояние.

На рис. 4 представлено распределение интенсивностей «каскадов» с суммарной энергией $E_k \approx 6,7$ МэВ, полученных из интервала шириной $\Delta E \approx 20$ кэВ, и на рис. 5 — аналогичное распределение, полученное из этого же интервала за вычетом распределений, накоп-

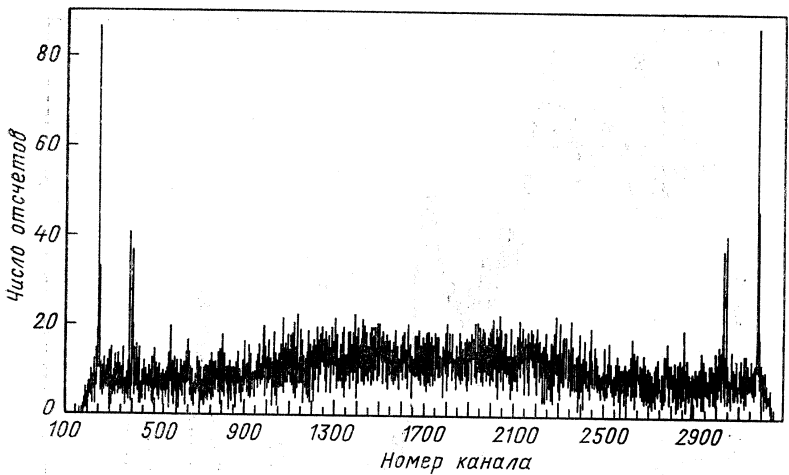


Рис. 4. Распределение интенсивности каскадов из фоновой части спектра САСИ реакции $^{167}\text{Er} (n, 2\gamma)$. Сумма амплитуд соответствует энергии $E_1 + E_2 \approx 6,7$ МэВ

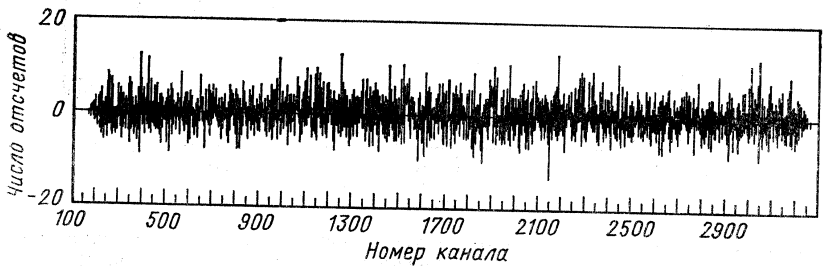


Рис. 5. Пример фонового распределения при суммарной энергии $E_1 + E_2 \approx 6,7$ МэВ в реакции $^{167}\text{Er} (n, 2\gamma)$

ленных в двух соседних интервалах шириной около 40 кэВ каждое. Это типичные условия отбора полезной информации о каскадном распаде с помощью пиков спектра САСИ. В данном конкретном случае отношение площади распределения на рис. 5 к площади распределения на рис. 4 равно 150/15502, а среднее отношение квадрата поканального счета на рис. 5 к поканальному отсчету на предыдущем рисунке (χ^2 на степень свободы) равно 1,02.

Заключение о практически нормальном законе распределения фоновой подложки при его вычете (см. рис. 5) с помощью совпадений, формирующих подложку в спектре сумм амплитуд совпадающих импульсов, справедливо только при отсутствии в распределениях интенсивностей сильных каскадов. Это обстоятельство следует из анализа

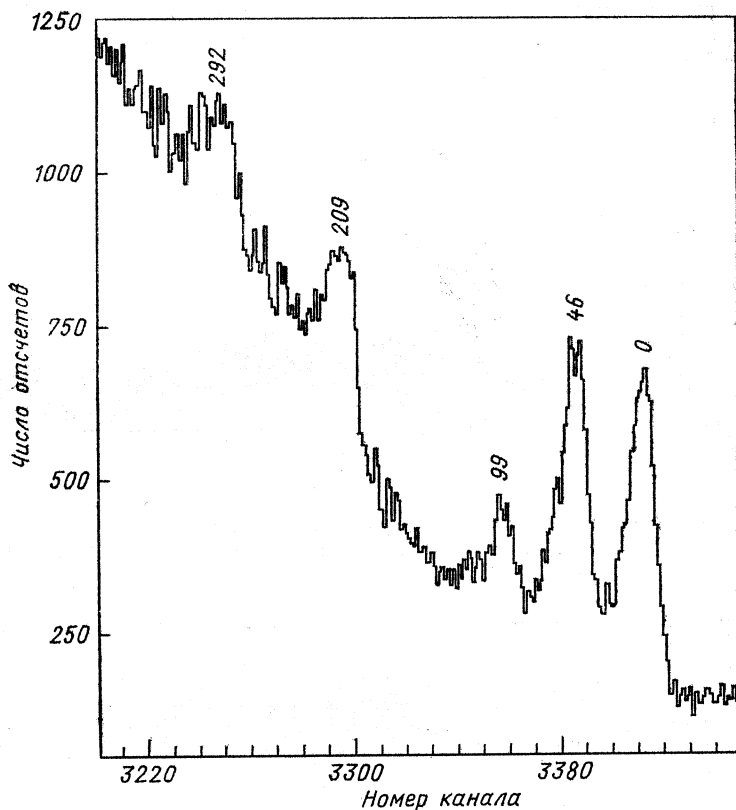


Рис. 6. Часть спектра сумм амплитуд совпадающих импульсов из реакции $^{182}\text{W}(n, 2\gamma)$. Отмечены энергии конечных уровней каскадов (кэВ)

компонент, формирующих фоновую подложку в спектре САСИ. В районе максимальных наблюдаемых энергий каскадов фоновая подложка этого спектра обусловлена в первую очередь наложением импульсов в спектрометрической части схемы совпадений, а также захватом прямых и рассеянных нейтронов в геометрии эксперимента, представленной на рис. 2, если результирующая энергия каскада выше энергии связи нейтрона в исследуемом изотопе. При меньших значениях регистрируемых сумм энергий каскадных переходов основную роль в формировании фона начинает играть процесс неполного поглощения энергии каскада в активном объеме детекторов. Этот процесс, как видно из рис. 6, значительно ухудшает соотношение площадей пика и подложки под ним при энергии возбуждения конечного уровня каскада выше 300–500 кэВ.

Примененный способ вычета фона с помощью совпадений, попадающих в соседние с пиком участки спектра САСИ, при использовании

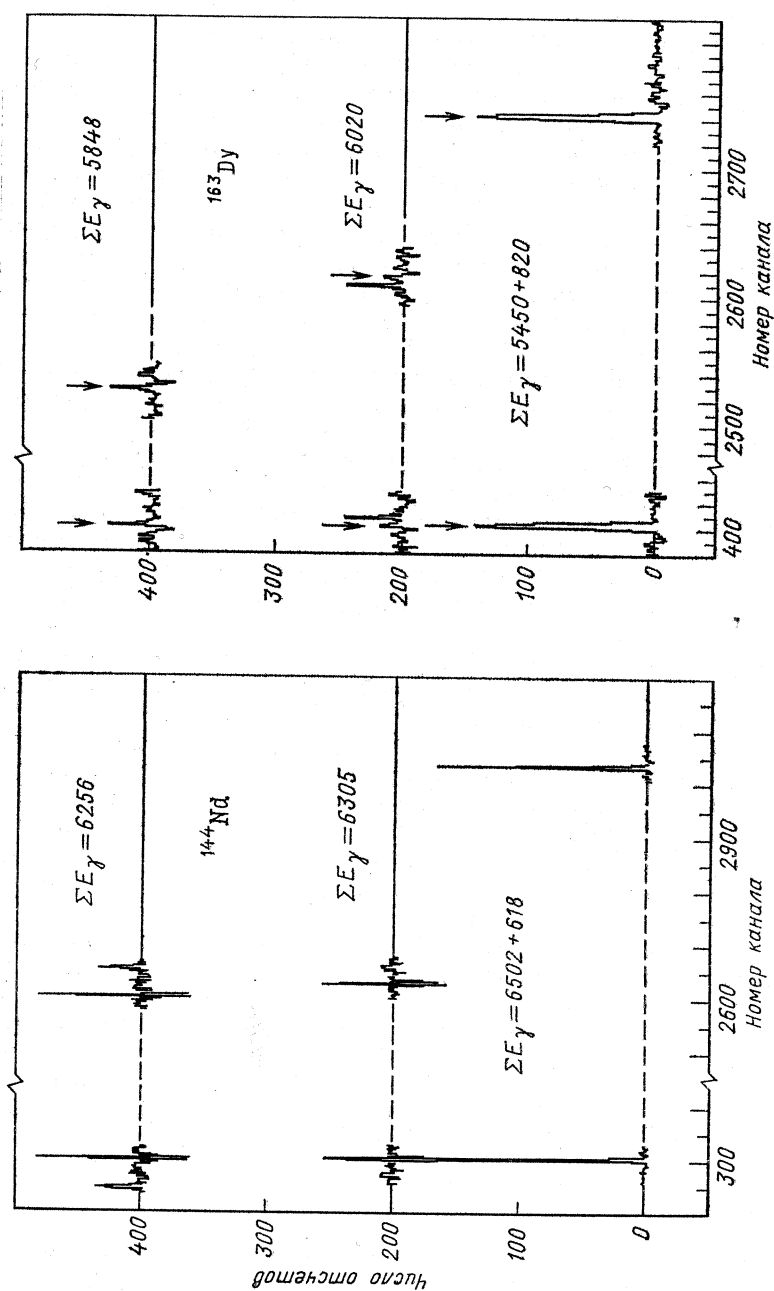


Рис. 7. Трансформация формы интенсивного каскада при его регистрации в распределенных интенсивностей каскадов с меньшей суммарной энергией. Спектры помечены значением ΣE_γ их суммарной энергии. Каждый последующий спектр сдвинут вверх на 200 отсчетов

численного метода улучшения разрешения [9] (не уменьшающий эффективность регистрации) приводит к появлению в распределениях интенсивности двухквантовых каскадов, характерных «знакопеременных» структур. Они связаны со случаями, когда мягкий переход достаточно интенсивного каскада полностью поглощается в одном из детекторов, а в другом — часть энергии жесткого кванта, равная разности энергий каскада с меньшей суммарной энергией и мягкого перехода каскада на нижележащий уровень. Примеры таких случаев приведены для ^{144}Nd и ^{163}Dy на рис. 7. Практически «знакопеременные» структуры при отсутствии антикомптоновской защиты спектрометра следует учитывать при наборе статистики выше 500—1000 импульсов в любом пике распределений каскадов максимальных суммарных энергий.

Данный эффект наиболее существенно искажает результаты в тех случаях, когда отрицательная часть «знакопеременной» структуры накладывается на возможный интенсивный каскад.

Конечной задачей излагаемой здесь методики является определение энергий и интенсивностей каскадных γ -переходов и построение на основе этих данных максимально достоверной схемы γ -распада. Последняя, в свою очередь, может быть использована для определения энергетической зависимости интенсивности каскадов в практически доступном диапазоне энергии возбуждения E^* , равном $520 \leq E^* \leq B_n - 520$ кэВ.

Возможные систематические погрешности, которые могут исказить определяемые интенсивности каскадов, определяются физикой процесса излучения и регистрации каскадного γ -излучения. Общая проверка методики эксперимента была выполнена измерением интенсивностей каскадов в реакции $^{35}\text{Cl}(n, 2\gamma)$ и сопоставлением полученных значений с рассчитываемыми на основе литературных данных. Сопоставление полученных нами данных для шести каскадов с суммарной энергией 8579 кэВ, представленное в табл. 1, с результатами работы [10] показывает практически полное их согласие — значение χ^2 на степень свободы оказалось равным 1,3.

Тем не менее необходим анализ источников и возможных значений систематических погрешностей, поскольку нельзя исключить возможность их взаимной компенсации.

Среди систематических погрешностей при измерении интенсивности каскадов отметим следующие:

- а) регистрация трехквантового каскада как двухквантового;
- б) энергетическая зависимость ширины кривой разрешающего времени от соотношения энергий каскадных переходов;
- в) внутренняя конверсия γ -квантов;
- г) угловые корреляции каскадных переходов;
- д) самопоглощение в образце;
- е) погрешности определения эффективности;
- ж) энергетическая зависимость ширины пиков полного поглощения.

Таблица 1. Интенсивности каскадов γ -переходов с суммарной энергией $E_1 + E_2 = 8579$ кэВ в ^{36}Cl

Каскад $E_1 + E_2$, кэВ	Интенсивность, %	
	Реакция ($n, 2\gamma$)	Из схемы распада ^{36}Cl [10]
7791 + 788	$8,1 \pm 0,8$	$8,5 \pm 0,4$
7414 + 1165	$8,5 \pm 0,8$	$10,3 \pm 0,5$
6978 + 1600	$1,8 \pm 0,4$	$1,8 \pm 0,1$
6628 + 1950	$10,6 \pm 0,9$	$10,3 \pm 0,4$
6620 + 1959		
5716 + 2864	$6,7 \pm 0,9$	$5,3 \pm 0,3$
3062 + 5517	$2,5 \pm 0,5$	$2,1 \pm 0,1$
Сумма	38,3*	$38,3 \pm 0,8$

* Нормировано на сумму интенсивности каскадов из работы [10].

Анализ этих погрешностей показывает:

а. Вероятность регистрации трехквантового каскада в виде изолированного пика достаточно мала. Например, в ^{146}Nd [11] каскад из трех последовательных переходов $6523 + 589 + 454$ наблюдается в виде экспериментально разрешенной пары пиков с интенсивностью $(2,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$ на распад.

Данный случай является наиболее неприятным. Прочие каскады из трех последовательных квантов при других соотношениях энергий для всех изученных нами к настоящему времени ядер могут вносить в наблюдаемые распределения интенсивности каскадов только существенно меньший вклад из-за меньшей вероятности одновременной регистрации пары переходов в качестве общего пика. Такие интенсивные каскады хорошо известны для всех ядер в реакции (n, γ), и учет их влияния не представляет сложности.

В реальном эксперименте выделяются каскады на какое-то возбужденное состояние исследуемого ядра. Оно, в свою очередь, распадается с испусканием γ -квантов большей или меньшей энергии, или каскада γ -переходов. Такие γ -переходы при попадании в детектор уменьшают площади соответствующих пиков в спектрах САСИ, поскольку детекторами регистрируется большая энергия γ -излучения. Некоторое искажение измеряемых распределений интенсивностей каскадов в этом случае, однако, возможно было бы только при условии, что способ распада состояния зависел бы от способа его заселения.

б. Ширина кривой, которой можно описать временное распределение импульсов совпадений, зависит от энергии кванта [12]. При слишком узком интервале времени, из которого отбираются совпадающие γ -кванты, этот эффект может существенно исказить форму рас-

предела интенсивности каскадов в функции энергии каскадного перехода. Но этот эффект становится пренебрежимо малым в случае, если порог регистрации γ -излучения достаточно велик (например, —520 кэВ), а окно, из которого отбираются совпадения, шире, чем 3Δ , где Δ — полная ширина на половине высоты кривой разрешения для пары квантов 511 кэВ.

в. В реакции ($n, 2\gamma$) практически наблюдаются только переходы мультипольности $E1, M1$ и $E2$. Амплитудный порог регистрирующей схемы, соответствующий энергии γ -квантов 520 кэВ, позволяет не вводить поправки в измеряемое распределение интенсивности каскадов, связанные с конкуренцией процесса внутренней конверсии γ -квантов.

г. Угловые корреляции каскадных переходов в принципе могут исказить наблюдаемое распределение интенсивности каскадов, возбуждающих промежуточные уровни различного спина (при фиксированных исходном и конечном состояниях каскада). Однако в используемой геометрии (рис. 2) этот эффект невелик. Моделирование показывает, например, что увеличение за счет анизотропии регистрируемой интенсивности каскада $1/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/3$ относительно изотропного распределения не превышает 5 %.

д. Роль самопоглощения квантов в образце как источника систематической погрешности существенно ослабляется при выборе порога регистрации, равного 520 кэВ. Моделирование по методу Монте-Карло показывает, что в нашем случае относительная эффективность регистрации каскада $5,5 + 0,5$ МэВ равна 0,95 эффективности регистрации каскада $3 + 3$ МэВ; а в случае каскада $5,0 + 1,0$ МэВ — 0,985 соответственно. Эта оценка получена для мишени из порошка оксида иттербия в геометрии, приведенной на рис. 2.

е. При восстановлении истинных значений интенсивности каскадов из полученных экспериментально распределений необходимо задать ход энергетической зависимости относительной эффективности регистрации γ -излучения полупроводниковым детектором в диапазоне энергии $0,5 < E_\gamma < 9$ МэВ.

Для описания функциональной зависимости эффективности ϵ от энергии кванта E_γ использовано выражение:

$$\ln \epsilon = a + b \ln E_\gamma + \alpha \ln (E_\gamma/1022) + \beta \ln^2 (E_\gamma/1022), \quad (1)$$

где параметры b, α и β получены подгонкой значений площадей пиков полного поглощения γ -квантов в реакции $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)$ на тепловых нейтронах и их выходов, определенных в работе [10].

Пример одной из полученных относительных зависимостей для детектора 5 %-ной эффективности дан на рис. 8. Для минимизации возможных погрешностей определения зависимости $\epsilon = f(E_\gamma)$ использовался образец из NaCl в той же геометрии, что и при изучении конкретных ядер, а сама зависимость определялась как среднее по измерениям реакции $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)$, выполненным перед началом и после окончания основного эксперимента.

Неустранимый источник погрешности определения эффективности связан с различной множественностью квантов для разных мод распада возбуждаемого при захвате нейтрона компаунд-состояния ядра ^{35}Cl . При этом основным фактором, обуславливающим искажения, является уменьшение площади пика полного поглощения из-за попадания двух квантов каскада в один и тот же детектор.

Экспериментальная вероятность регистрации кванта с энергией $E_\gamma \sim 1$ МэВ в сплошном распределении неполного поглощения энергии составляет в использованной геометрии около 20 %.

Множественности квантов в разных каскадах реакции $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)$ различаются в основном на единицу. Поэтому в качестве верхней оценки систематической погрешности определения энергетической зависимости эффективности может быть принято значение 20 %. Реальная погрешность определения интенсивности каскада в исследуемом ядре должна быть еще меньше как из-за взаимной компенсации погрешностей кривых, аппроксимирующих эффективности обоих детекторов, так и из-за сглаживания возможных систематических отклонений для квантов распада ^{35}Cl с различной энергией при аппроксимации ε выражением (4).

Ширина пика спектра САСИ не зависит от энергии γ -квантов каскада, поскольку квадрат ширины пика в спектре одиночного детектора связан с энергией γ -кванта линейной зависимостью. В случае, если расстояние между пиками в спектре САСИ сравнимо с шириной пика, что известно заранее из расположения низколежащих состояний, заселяемых двухквантовыми каскадами, вычет фона при получении распределений интенсивности каскадов может быть выполнен таким образом, что ширина окна «пик плюс фон» была бы меньше ширины пика при его основании, а фоновые окна левее и правее пика содержали бы «крылья» пика. Оснований ожидать систематических искажений в получаемых распределениях интенсивностей в этом случае нет, так как при любых соотношениях энергий каскадных квантов E_1 и E_2 квадрат ширины пика зависит только от разности $E_\lambda - E_f$.

Таким образом, экспериментальные значения интенсивностей каскадов между компаунд-состоянием и заданным конечным уровнем при достигнутой степени точности эксперимента характеризуются в первую очередь статистической погрешностью определения площади под пиками в получаемых распределениях.

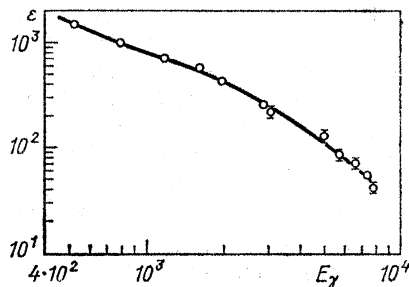


Рис. 8. Пример хода относительной энергетической зависимости $\varepsilon(E_\gamma)$ -детектора: точки — эксперимент; линия — аппроксимация

Наилучшая статистическая точность определения интенсивности наиболее сильных каскадов в изученных нами к настоящему времени ядрах $144 \leq A \leq 187$ обычно составляет 5—10 %, основной массы разрешенных экспериментально каскадов — 20 — 30 %, при пороге чувствительности — 50 %.

3. МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ СХЕМЫ γ -РАСПАДА И ДОСТОВЕРНОСТЬ ПОЛУЧАЕМОЙ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Общепринятым методом построения схемы γ -распада из определенных в реакции (n, γ) значений и интенсивностей γ -переходов является комбинационный принцип Ритца. Считается, что этот метод позволяет установить схему распада до энергии возбуждения 1,5 — 2 МэВ. В условиях, когда вероятность случайного совпадения значений энергий переходов и разностей энергий уровней достаточно велика, очень необходим независимый и эффективный способ установления схемы распада. Такую возможность открывает использование реакции ($n, 2\gamma$).

Первичный переход, возбуждая заданный промежуточный уровень, может вызвать появление либо одного, либо нескольких вторичных переходов на различные конечные уровни ядра. Соответственно в распределениях интенсивностей каскадов на различные конечные уровни интенсивные первичные и вторичные каскадные γ -переходы образуют пары пиков; первичный переход в различных спектрах имеет одно и то же значение энергии. Вторичные — отличаются друг от друга на разность энергий конечных уровней каскадов. Отсюда задача построения схемы распада сводится к поиску такой группы пиков в нескольких распределениях интенсивности каскадных переходов на различные конечные уровни, для которых математическое ожидание разности положений любой пары пиков i и j равно нулю.

Максимальное число распределений, получаемых экспериментально для изучаемого ядра, ограничивается только эффективностью используемых детекторов и изменяется от 3 до 10. В этой ситуации (ограниченный статистический набор) задача поиска общего первичного перехода должна решаться максимально эффективным и корректным способом.

Практически при применении метода максимального правдоподобия необходимо для описания совместного распределения вероятности случайного отклонения экспериментальных положений пиков от значения их математического ожидания в качестве функции максимального правдоподобия использовать многомерное нормальное распределение.

Определим разность положений пиков номеров k и l в спектрах-распределениях интенсивности каскадов с номерами i и j соответственно:

$$R_{ijkl} = E_{ik} - E_{jl}, \quad (2)$$

где положение пиков E может быть задано как в аппаратурной, так и в энергетической шкале. Если σ^2 — дисперсия распределения экспериментальных значений E относительно их математического ожидания $\langle E \rangle$ и ξ — случайная нормально распределенная величина с нулевым средним и единичной дисперсией, то (2) можно представить в форме

$$R_{ijk} = \sigma_{ik} \xi_{ih} - \sigma_{jl} \xi_{jl} + q. \quad (3)$$

Параметр q в выражении (3) равен неизвестной разности значений $\langle E_{ik} \rangle$ и $\langle E_{jl} \rangle$. Для пиков, соответствующих одному и тому же переходу, математическое ожидание q равно нулю. Таким образом, задача размещения каскадов в схеме распада сводится к поиску тех N пиков из M спектров реакции $(n, 2\gamma)$, для которых математическое ожидание q равно нулю.

Функция правдоподобия с переменными (3) задается следующим образом:

$$L = \text{const} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} (\mathbf{R}^T \cdot \mathbf{B}^{-1} \cdot \mathbf{R}) \right] (\det B)^{-1/2}. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{R} — вектор-столбец, $N - 1$ компонента которого определена соотношением (3). Знак T — транспонирование. Значения элементов матрицы B определяются математическими ожиданиями элементов матричного произведения $(\mathbf{R} \cdot \mathbf{R}^T)$, выраженного через значения σ^2 с соответствующими индексами номера спектра и номера пика.

Максимум выражения (4) относительно параметра q определяется численным решением этого уравнения. Малость по модулю «наилучшего» значения q является необходимым, но недостаточным условием того, что N пиков из M спектров соответствуют одному и тому же γ -переходу. Однозначность выбора достигается анализом выражения $\mathbf{R}^T \mathbf{B}^{-1} \cdot \mathbf{R}$. Распределение значений этого выражения в случае, если анализируемые пики принадлежат к одному и тому же γ -переходу и значения σ^2 не смещены, может быть описано χ^2 -распределением с $N - 1$ степенью свободы.

Практически N пиков считаются совпадающими, если для них выполняются условия:

$$\left. \begin{aligned} |q| &\leq 2 \langle \sigma \rangle; \\ \mathbf{R}^T \mathbf{B}^{-1} \mathbf{R} &< \chi_{N-1}^2, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где $\langle \sigma \rangle$ — средняя погрешность определения энергий переходов в реакции $(n, 2\gamma)$, а χ_{N-1}^2 равно значению параметра этого распределения, соответствующего 99 % площади.

Условия (5) проверяются независимо для первого и второго переходов каскада. В качестве первичного выбирается переход с минимальным значением q . Если для обоих квантов каскада значения сопо-

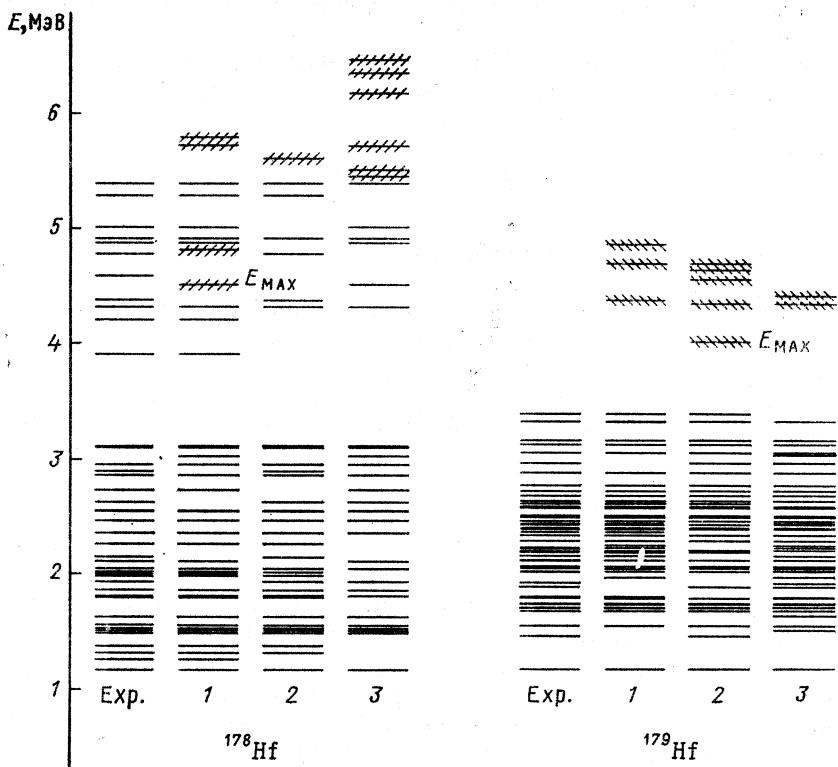


Рис. 9. Экспериментальная (*Exp.*) и модельные схемы возбужденных состояний $^{178}, ^{179}\text{Hf}$. Заштрихованы ложные уровни

ставимы и удовлетворяют условиям (5), то в качестве первичного выбирается переход с большей кратностью N .

Принятая функция правдоподобия и условия (5) недостаточны для достижения однозначности размещения всех каскадов в схеме γ -распада. Дополнительные возможности по отбору переходов в схему распада дает анализ уровня достоверности последней.

Такой анализ проделан в [13] для характерных ядер $^{178}, ^{179}\text{Hf}$. Основное положение анализа — отклонение полученной в реакции $(n, 2\gamma)$ по описанному выше алгоритму схемы распада от реальной — может в первом приближении считаться равным расхождению между схемой из реакции $(n, 2\gamma)$ и ее же новым значением, полученным при искажении значений энергии переходов случайными погрешностями и последующем восстановлении схемы распада.

Полученные экспериментально «эталонные» схемы распада искажались следующим образом: к энергиям каскадных переходов E_1 и E_2 добавлялась случайная нормально распределенная величина

Рис. 10. Зависимость доли (%) M/N_y — пропущенных, F/N_y — ложных и энергии E_{\max} — наивысшего из ложных уровней в функции параметра σ

$\sigma\xi$, имеющая дисперсию σ^2 и нулевое среднее:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{1i} &= \langle E_{1i} \rangle + \sigma\xi_i; \\ \tilde{E}_{2i} &= \langle E_{2i} \rangle - \sigma\xi_i. \end{aligned} \quad (6)$$

Это соотношение непосредственно следует из того факта, что при использовании метода улучшения разрешения [9] погрешности определения энергий каскадных переходов полностью антикоррелированы.

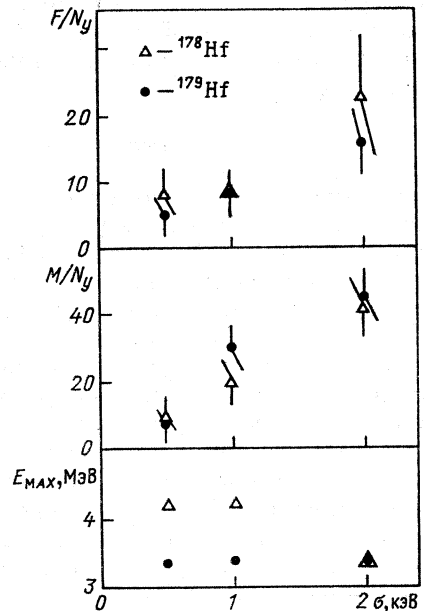
Наборы (6) генерировались по 10 раз для значений $\sigma = 0,5; 1$ и 2 кэВ. Полученные по алгоритму, описанному выше, схемы распада сопоставлялись с «эталонной». В последнюю также были включены и все неразмещенные в схеме распада каскады. (Такие каскады появляются в первую очередь из-за того, что промежуточный их уровень распадается с появлением только одного интенсивного γ -перехода.) Они размещались в схеме распада в предположении, что их жесткий переход считался первичным, поскольку в среднем вероятность испускания γ -кванта пропорциональна E_γ^3 ($E1$ - и $M1$ -переходы) или E_γ^5 ($E2$ -переходы). Основанием для такого утверждения может быть и то обстоятельство, что основная часть размещенных в схеме распада переходов удовлетворяет этому же условию.

Уровни наблюдаемой экспериментально и трех из полученных схем распада приведены в качестве примера на рис. 9. Они отмечены 1, 2 и 3 и соответствуют значению $\sigma = 1$ кэВ, характерному для большей части полученных каскадов.

На рис. 9 E_{\max} — положение низшего из «ложных» уровней, выявленного в каждом из десяти наборов схем для различных значений σ . Они могут появиться из-за случайного совпадения значений энергий вторичных γ -переходов в распределениях интенсивности каскадов на различные конечные уровни.

На рис. 10 приведены значения доли пропущенных и ложных уровней, а также значения E_{\max} в функции параметра σ .

Моделирование показывает, что ложные уровни при достигнутой точности эксперимента концентрируются в верхней части схемы распада. Практически при энергии меньшей, чем половина энергии связи



нейтрона, их появление маловероятно. Поэтому уровни, устанавливаемые описываемой методикой, следует рассматривать как опорные при использовании, например, комбинационного принципа Ритца.

4. О ВОЗМОЖНОСТИ ПОСТРОЕНИЯ ПОЛНЫХ СХЕМ РАСПАДА

Совместное рассмотрение хорошо установленной в реакции ($n, 2\gamma$), но неполной схемы распада в широком диапазоне энергии возбуждения, с одной стороны, и большого набора спектроскопической информации, получаемой с помощью одиночного детектора в реакции (n, γ), с другой, позволяет существенно увеличить объем информации, извлекаемой из спектроскопических данных.

Эффективность комбинирования спектроскопической информации из реакций (n, γ) и ($n, 2\gamma$) обуславливается тем обстоятельством, что они взаимно дополняют друг друга. Разумеется, отбор случаев полного поглощения квантов в каскадах из двух, трех (и т. д.) переходов системой из достаточно большого числа полупроводниковых детекторов высокой эффективности позволил бы выявить все γ -переходы и их место в γ -распаде (начиная с некоторой пороговой интенсивности) независимо от измерений с одиночным детектором. Но таких установок на основе Ge (Li)-детекторов пока нет.

а. Построение схемы распада комбинированием спектроскопической информации двух типов измерений позволяет эффективно учесть такую информацию, как однозначность задания конечного уровня каскада. Это особенно существенно в тех случаях, когда изучается распад деформированного ядра с высокой плотностью возбужденных состояний. Многочисленные мультиплеты γ -переходов как угодно близких энергий при этом не только эффективно идентифицируются, но и однозначно размещаются в схеме распада.

б. Совместный анализ также позволяет выявить дублеты близколежащих уровней ($\Delta E \sim 1 \div 3$ кэВ) при любых энергиях возбуждения, если только они заселяются интенсивными первичными переходами.

в. Может быть однозначно определена сумма $\sum j_\gamma$ интенсивностей вторичных переходов при распаде состояний любой промежуточной энергии. В случае, если из спектров одиночного детектора определены интенсивности i_γ γ -переходов из компаунд-состояния в промежуточное и из промежуточного — в одно из конечных (j_γ), для двухквантового каскада эта возможность вытекает из выражения для отношения интенсивности каскада $i_{\gamma\gamma}$ к интенсивности первичного перехода, отнормированных на абсолютное число распадов:

$$i_{\gamma\gamma}/i_\gamma = (i_\gamma j_\gamma / \sum j_\gamma) / i_\gamma = j_\gamma / \sum j_\gamma. \quad (7)$$

Отсюда и однозначно определяется сумма $\sum j_\gamma$ ненаблюдаемых в реакции ($n, 2\gamma$) интенсивностей переходов на конечные высоколежащие уровни каскадов. Это значение может представлять интерес при

сравнении различных моделей γ -распада в статистическом подходе к описанию этого процесса. Сумма $\sum j_{\gamma}$, очевидно, равна сумме интенсивностей всех каскадов из двух, трех ... γ -квантов на соответствующее состояние, возбуждаемое переходом i_{γ} .

В рамках таких возможностей построена полная схема распада компаунд-состояния ^{187}W , возбуждаемого при захвате тепловых нейтронов. Из данных о каскадных переходах работы [14] (235 каскадов с пороговой интенсивностью $3 \cdot 10^{-4}$ на распад, возбуждающих 102 промежуточных уровня ядра ^{187}W и заканчивающихся на пяти конечных состояниях с энергией $0 \leq E_j \leq 303$ кэВ) и данных о 520 γ -переходах [15], измеренных со средней погрешностью их энергий $\langle \sigma \rangle = 0,196$ кэВ, построена схема распада, содержащая положения около 130 возбужденных состояний. Они разряжаются более чем 500 вторичными γ -переходами.

Моделирование условий, определяющих точность построения схемы распада и уровень ее достоверности, показывает, что в схеме устойчиво (надежно) воспроизводится положение около 420 вторичных γ -переходов. При этом следует отметить, что около 270 вторичных переходов в полученной схеме распада зафиксированы либо на основании данных реакции ($n, 2\gamma$), либо на основании ранее установленной схемы распада (распад уровней с энергией возбуждения ниже 780 кэВ).

Необходимо также отметить, что наличие возбужденных состояний, заселяемых интенсивными первичными переходами, при этом установлено достаточно надежно. В энергетическом диапазоне $780 \leq E^* \leq 3380$ кэВ положение около 60 возбужденных состояний определено из данных реакции ($n, 2\gamma$) практически со 100%-ной достоверностью.

Оставшиеся неразмещенными в [13] каскады с одним вторичным переходом размещены в схеме распада таким образом, что их первичный переход практически везде — более жесткий. Такое заключение получено из сопоставления двух альтернативных схем, в которых либо один, либо другой кванты каскада предполагались первичными, положение возбужденного состояния тем самым фиксировалось и из сопоставления возможных вторичных переходов (список энергий из [14]) определялся более вероятный вариант размещения каскадных переходов в схеме γ -распада в таком случае.

Продемонстрируем на примере ядра ^{179}Hf перечисленные выше положения. Это ядро изучено на максимально достигнутом в настоящее время уровне [16] традиционных методик изучения реакции (n, γ). Одновременно и независимо оно изучено в реакции ($n, 2\gamma$) [17].

В табл. 2 представлено сопоставление энергий γ -переходов, измеренных на спектрометре GAMS в ИЛЛ (Франция, Гренобль) и нами в реакции ($n, 2\gamma$). Предельно высокое разрешение GAMS при энергиях $E_{\gamma} \leq 1$ МэВ и относительно небольшое число переходов такой же энергии, выявленных в конкретных условиях регистрации каскадов, приводят к тому, что неразрешенные мультиплеты выявляются в данных [16] только для переходов с энергией $E_{\gamma} > 1$ МэВ.

Таблица 2. Мультиплеты γ -переходов реакции $^{178}\text{Hf} (n, \gamma)$

Энергия кванта [16], кэВ	Энергия каскадного перехода [17], кэВ	Интенсивность каскада $i_{\gamma\gamma}$ (на 10^4 распадов)	Энергия E_i промежуточного уровня каскада, кэВ	Энергия E_f конечного уровня каскада, кэВ
1605,1 (4)	1606,2	8,9	2394,9	788
	1605,8	25,7	2082,9	476
1588,4 (5)	1589,5	9,5	2309,7	720
	1588,9	6,3	(2268,9)	680
1462,24 (9)	1464,3	6,9	2183,7	720
	1462,9	11,5	2250,3	788
1446,16 (7)	1446,0	5,6	2149,0	701
	1445,6	19,5	1821,1	375
—	1438,5	7,3	1813,2	375
	1436,9	8,7	(2116,9)	680
1391,09 (17)	1392,3	5,0	(1606,3)	214
	1391,6	8,8	2093,6	701
1387,84 (6)	1388,5	63,9	1764,0	375 *
	1387,2	11,9	(1808,1)	421
—	1383,70	11,4	(1997,8)	614
	1383,70	6,0	2082,9	701
1350,75 (9)	1352,9	6,3	2053,9	701
	1351,5	31,2	1727,0	375 *
	1350,7	11,0	2071,2	720
1334,23 (8)	1335,3	82,7	1757,3	420 *
	1334,4	9,2	(2035,4)	701
	1333,1	15,6	(1947,2)	614
1330,95 (20)	1332,7	9,3	2053,3	720
	1332,6	13,6	(2120,8)	788
	1332,5	43,1	1707,1	375 *
1293,49 (18)	1295,6	5,4	1813,2	518 *
	1293,7	14,4	1669,1	375
1192,94 (4)	1193,1	21,5	1912,6	720 *
	1192,8	5,3	1669,1	476

Примечания: а. Средняя статистическая погрешность определения энергии каскадных переходов 1,1 кэВ.

б. Статистическая погрешность определения интенсивностей каскадов $i_{\gamma\gamma}$, в единицах 10^{-4} кванта на распад:

около 30–50% для $5 < i_{\gamma\gamma} < 10$;

около 15–30% для $10 < i_{\gamma\gamma} < 30$;

менее 6% для $i_{\gamma\gamma} > 60$.

в. Звездочкой отмечены соответствия энергий уровней, возбуждаемых вторичным переходом каскада, схеме работы [16].

Таблица 3. Распад некоторых уровней ^{179}Hf

Уровень E_i , кэВ	Конечный уровень E_f [16], кэВ	Энергия перехода E_γ [16], кэВ	Интенсивность каскада $i_{\gamma\gamma}$, 10^4	Интенсивность перехода i_γ , 10^4	$E_\gamma + E_f$, кэВ
1572,34	375,032(2)	1197,46(8)	11(4)	7,65	1572,49(8)
	476,331(1)	1095,77(8)	9(3)	2,45	1572,10(8)
	518,332(2)	1054,25(3)	12(2)	14,81	1572,57(3)
	679,512(3)	892,00(10)	3(1)	0,51	1571,51(10)
	788,179(3)	782,78(7)	9(2)	0,45	1570,96(7)
1706,12	375,032(2)	1330,95(20)	43(4)	8,79	1705,98(20)
	420,890(1)	1285,97(8)	7(4)	3,24	1706,86(8)
	518,322(2)	1187,83(13)	38(3)	6,16	1706,15(13)
	614,124(2)	1092,00(13)	15(4)	1,49	1706,12(13)
	679,512(3)	1024,71(8)	9(2)	2,99	1704,23(8)
	720,611(3)	985,46(3)	31(4)	3,96	1706,07(3)
1725,85	375,032(2)	1350,75(9)	31(5)	5,04	1725,78(9)
	420,890(1)	1305,45(13)	12(4)	2,14	1726,34(13)
	518,332(2)	(1240,6)	18(3)	—	—
	614,120(2)	1111,55(7)	66(4)	4,78	1725,67(7)
	679,512(3)	1046,16(6)	17(2)	3,89	1725,67(6)
	701,052(3)	1024,71(8)	21(3)	2,99	1725,76(8)
	720,607(3)	1005,24(3)	28(3)	4,70	1725,85(3)
	788,179(3)	937,55(3)	17(3)	1,34	1725,73(3)
1756,68	214,336(2)	1543,75(30)	14(3)	1,14	1758,08(30)
	375,032(2)	1381,24(30)	44(4)	3,50	1756,27(30)
	420,890(1)	1334,23(8)	83(9)	10,74	1755,11(8)
	476,331(1)	1279,45(11)	54(3)	3,59	1755,78(11)
	518,322(2)	1239,48(23)	34(3)	2,20	1757,50(23)
	614,120(2)	1141,16(3)	99(16)	11,31	1755,38(3)
	616,751(2)	1138,03(16)	50(17)	1,15	1754,78(16)
	679,512(3)	1078,37(8)	21(2)	1,76	1757,88(8)
	701,052(3)	1055,06(5)	80(3)	9,88	1756,11(5)
	720,607(3)	1038,11(4)	15(4)	2,91	1758,71(4)
	788,179(3)	969,49(11)	19(3)	0,94	1757,67(11)
	1763,12	375,032(2)	1387,84(6)	64(4)	9,0
420,890(1)		1342,60(30)	43(9)	4,4	1763,52(30)
476,331(1)		1285,97(8)	11(3)	3,2	1762,30(8)
518,322(2)		1244,73(6)	24(3)	5,9	1763,05(6)
701,052(3)		1061,63(5)	25(3)	9,2	1762,68(5)
720,607(3)		1042,28(7)	24(4)	1,4	1762,89(7)
788,179(3)		975,72(6)	18(3)	4,1	1763,90(6)

Следует отметить, что в силу этого обстоятельства такие мультиплеты в большей части случаев размещены в схеме распада ^{179}Hf авторами [16] либо неверно, либо вообще там не размещены.

Здесь следует отметить, что наличие кванта с энергией $E_\gamma \pm \Delta E_\gamma$ в каскаде, заканчивающемся уровнем E_f , является фактом безусловным. Хотя алгоритм построения схемы распада, описанный выше, не позволяет в ряде случаев определить порядок следования квантов в каскаде, а в некоторых — дает ложный порядок их следования, различие значений E_f в табл. 2 означает, что размещение перехода в схеме [16] является ложным.

Не менее существенно и то обстоятельство, что ряд уровней является мультиплетом. Это следует из данных табл. 3. Здесь представлен распад пяти промежуточных уровней ^{179}Hf , возбуждаемых наиболее сильными каскадами; представлена энергия конечного уровня E_f , определенная по прецизионным данным [16], и наиболее вероятные энергии вторичных переходов E_γ . Часть этих переходов представлена в схеме распада этого ядра [16], часть включена на основании результатов изучения реакции $(n, 2\gamma)$. Средняя погрешность энергий каскадных переходов $\langle \sigma \rangle = 1,1$ кэВ в [17] на порядок выше погрешности определения энергий квантов в работе [16]. Поэтому из списка [16] выбраны такие энергии квантов, для которых суммы $E_f + E_\gamma$ были бы минимально различающимися по сравнению с включенными в схему [16].

Из таблицы следует, что приведенные в ней уровни, весьма вероятно, являются мультиплетами возбужденных состояний, поскольку вариации сумм $E_\gamma + E_f$ лежат за пределами погрешностей установления значений энергий E_γ и E_f .

Данный пример демонстрирует:

- а. Степень приближенности данных о схемах распада сложных ядер.
- б. Принципиально возрастающие возможности эксперимента, вносимые в традиционные методики изучением реакции $(n, 2\gamma)$.

5. «КАНАЛЫ» γ -РАСПАДА В ЯДРАХ 4S-ОБОЛОЧКИ

Наиболее существенный вывод, полученный при изучении каскадного γ -распада компаунд-состояний ядер области 4S-максимума нейтронной силовой функции, заключается в том, что примерно половина значения полной радиационной ширины резонанса приходится на долю нескольких десятков очень интенсивных первичных переходов. Их интенсивность явно превышает значения, ожидаемые в случае, если:

- а) матричные элементы переходов мультипольности $E1$, $M1$ и $E2$ не зависят от структуры связываемых ими уровней;
- б) флуктуации парциальных ширин относительно их среднего значения чисто случайны, а закон, их описывающий, — распределение Портнера — Томаса [18].

В рамках первого утверждения легко получить, что интенсивность $i_{\gamma\gamma}$ одного отдельно взятого каскада должна очень быстро уменьшаться с увеличением энергии возбуждения его промежуточного уровня.

Интенсивность

$$i_{\gamma\gamma} = \Gamma_{\lambda g} \Gamma_{gf} / \Gamma_{\lambda} \Gamma_g \quad (8)$$

определяется парциальными ширинами переходов каскада между состояниями $\lambda \rightarrow g \rightarrow f$ и полными радиационными ширинами Γ

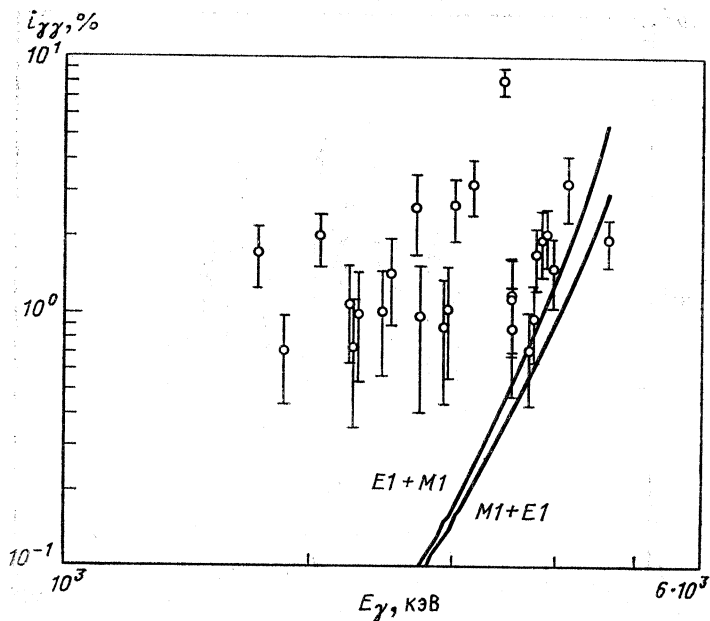


Рис. 11. Интенсивность $i_{\gamma\gamma}$ наиболее сильных каскадов с суммарной энергией 5556 кэВ в ^{165}Dy при различных энергиях их первичных переходов E_{γ} : точки — эксперимент; линии — расчет при различных возможных порядках следования переходов различной мультипольности в каскаде

распадающихся состояний λ и g . Отношение $\Gamma_{\lambda g} / \Gamma_{\lambda}$ имеет ту же энергетическую зависимость, что и парциальные ширины первичных переходов $\Gamma_{\lambda g}$, поскольку для компаунд-состояния $\Gamma_{\lambda} \cong \text{const}$. $\Gamma_{\lambda g}$ пропорционально какой-то степени энергии γ -перехода, в частности, при описании ширин $E1$ -переходов моделью гигантского электрического дипольного резонанса (ГЭДР) $\Gamma_{\lambda g} \sim E_{\lambda}^5$. Отношение Γ_{gf} / Γ_g с ростом энергии возбуждения быстро падает, так как очень быстро возрастает число возможных γ -переходов его распада из-за экспоненциального увеличения плотности возбужденных состояний.

Сопоставление интенсивностей наблюдаемых индивидуальных каскадов в функции энергии их первичного перехода для ядер ^{165}Dy , ^{168}Er и ^{179}Hf с расчетным значением (8) выполнено на рис. 11—13.

Здесь каскады, не размещенные в схеме распада, включены в набор в предположении, что их первичный переход — более жесткий.

Видно, что ход экспериментально наблюдаемой энергетической зависимости интенсивности модельному расчету не соответствует.

Следует отметить, что существует общая тенденция, характерная для всех изученных нами ядер, — отклонение энергетической зависимости экспериментально наблюдаемых каскадов от теоретически

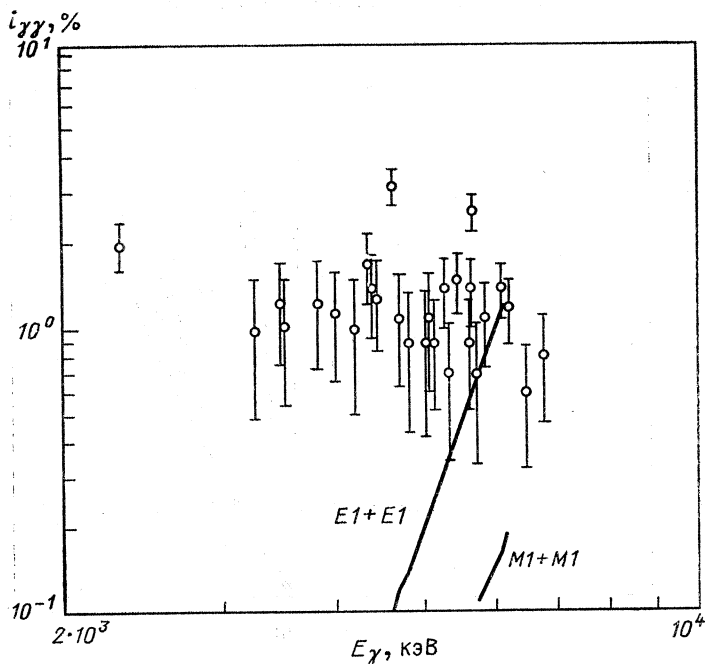


Рис. 12. Энергетическая зависимость интенсивности каскадов с суммарной энергией 7507 кэВ в ^{168}Er . Обозначения см. рис. 11

предсказываемой максимально в районе $A \approx 165$ и довольно быстро уменьшающейся с увеличением A . Такая зависимость качественно может быть понята, если предположить, что наблюдаемое усиление интенсивности каскадов связано с наличием одночастичных переходов между $4S$ - и $3P$ -оболочками. Большое значение нейтронной силовой функции исследованных нами ядер из области $144 \leq A \leq 187$ обусловлено фрагментацией силы состояния $4S$ по нейтронным резонансам. Оболочка $3P$ фрагментирована при меньших энергиях возбуждения. В частности, в районе $A \approx 165$ ее компонента $K^{\pi} [Nn_z \Lambda] = \frac{1}{2} [510]$ находится [19] в районе половины энергии связи нейтрона. С увеличением A эта компонента опускается по энергии возбуж-

Рис. 13. Каскады с суммарной энергией 5262 кэВ в ^{175}Yb . Обозначения см. рис. 11

дения вниз. Для всех изученных нами ядер наиболее сильные каскады имеют интенсивность в районе нескольких процентов от суммы интенсивностей всех возможных каскадов между компаунд-состоянием и заданным низколежащим уровнем. Такие же интенсивности каскадов ожидаются и с первичными переходами максимальных энергий (рис. 11—13).

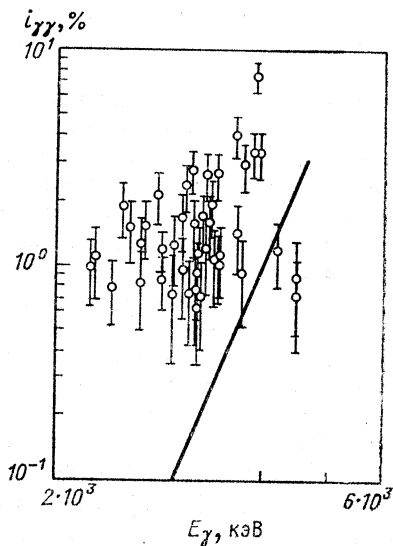
Ясно, что наблюдаемое расхождение экспериментально определенных интенсивностей каскадов и предсказываемых расчетом значений наиболее наглядно проявляется в районе минимальных значений расчетных интенсивностей даже в том случае, если природа и масштаб усиления одинаковы в различных ядрах.

Одночастичные переходы между оболочками $3S$ и $2P$, $3P$ и $3S$ наблюдались ранее экспериментально [20]. Одночастичные переходы между состояниями $4S$ и $3P$ наблюдать экспериментально в реакции (n, γ) трудно — сила одночастичного состояния «размазана» по ряду уровней, и ожидаемые эффекты корреляций ширин различных процессов в деформированных ядрах существенно ослаблены по сравнению со сферическими ядрами [20].

Наблюдаемое (см. рис. 11—13) экспериментально усиление интенсивностей каскадов чисто формально может быть объяснено и случайными флуктуациями ширин первичных и вторичных переходов. Однако анализ распределения интенсивностей каскадов относительно ожидаемого среднего значения показывает, что это не так — общая сумма интенсивности наиболее сильных каскадов превышает аналогичное значение, ожидаемое в случае, если интенсивность каскадов флуктуирует в соответствии со сверткой двух распределений Портера—Томаса.

Доказательство приведено в работе [21]. Оно выполнено в рамках нескольких предположений, выбранных таким образом, чтобы полученная оценка вероятности случайного появления такого или большего отклонения интенсивностей от среднего была бы завышена. Для этого:

а) разрешенные в эксперименте каскады, не размещенные в схеме уровней, включены в анализ в предположении, что их жесткий переход — первичный. В этом случае отклонение экспериментальной интенсивности от расчетной (8) минимально;



б) каскады, не разрешенные детекторами, включены в анализ в предположении, что первичным является γ -переход с меньшей энергией;

в) интенсивность любого не разрешенного экспериментально каскада не превышает рассчитанную по модели более чем в K раз в дальнейшем принято $K = 30$). Это означает, что при энергии первичного перехода $E_\gamma \geq 2$ МэВ интенсивность любого неразрешенного индивидуального каскада не превышает 0,5 % суммы интенсивностей всех двухквантовых каскадов на данный уровень. Это обычный практический порог наблюдения отдельного каскада в эксперименте;

г) сопоставление производится для относительных экспериментальных и расчетных интенсивностей каскадов. Поскольку экспериментальные абсолютные интенсивности каскадов практически во многих случаях значительно превышают расчетные, это условие очень сильно завышает полученную ниже верхнюю оценку вероятности появления группы таких или более интенсивных каскадов, чем наблюдается в эксперименте.

Обозначив $Z = i_{\gamma\gamma}^3 / \langle i_{\gamma\gamma}^p \rangle$ отношение экспериментальной интенсивности каскада $i_{\gamma\gamma}^3$ к соответствующему расчетному $\langle i_{\gamma\gamma}^p \rangle$ значению, для n разрешенных экспериментально каскадов определим нарастающую сумму в функции параметра Z превышения интенсивности:

$$D(Z) = \sum^n Z. \quad (9)$$

Для каскадов, не разрешенных в эксперименте, аналогичное выражение может быть определено для произвольного достаточно малого интервала энергий переходов, на котором можно пренебречь изменением величины $\langle i_{\gamma\gamma}^p \rangle$:

$$C(K) = \sum_j \frac{1}{\langle i_{\gamma\gamma}^p \rangle} \int_0^K Z \langle i_{\gamma\gamma}^p \rangle F(Z) dZ. \quad (10)$$

Значение интеграла в (10) просто равно сумме интенсивностей не разрешенных экспериментально каскадов, а параметр K из условия в) определяет тот уровень, выше которого можно анализировать «хвост» распределения интенсивностей каскадов.

Функция $F(Z)$ — распределение, дисперсия которого не может превышать дисперсию свертки двух распределений Портера—Томаса.

Сумма (9) и (10) при значениях $Z > K$ может быть сопоставлена с теоретическим распределением:

$$T(Z) = \int_0^Z ZF(Z) dZ. \quad (11)$$

Графики распределений $T(Z)$ и $Q(Z) = D(Z) + C(K)$ для ядра ^{165}Dy представлены на рис. 14. Вероятность отклонения распреде-

ления $Q(Z)$ от ожидаемого $T(Z)$ может быть выполнена прямым расчетом величины $Q(Z)$ при $Z = K$ для набора случайных величин из распределения $F(Z)$. Число m таких величин однозначно определяется числом возможных каскадов в исследуемом ядре между компаунд-состоянием и заданным низколежащим уровнем. Модельная оценка — $m \sim 10^3$ — для четно-нечетного компаунд-ядра.

В табл. 4 приведены значения $q = 1 - Q(K)$ — доли площади распределения и оценка P_{\max} — вероятность случайного наблюдения

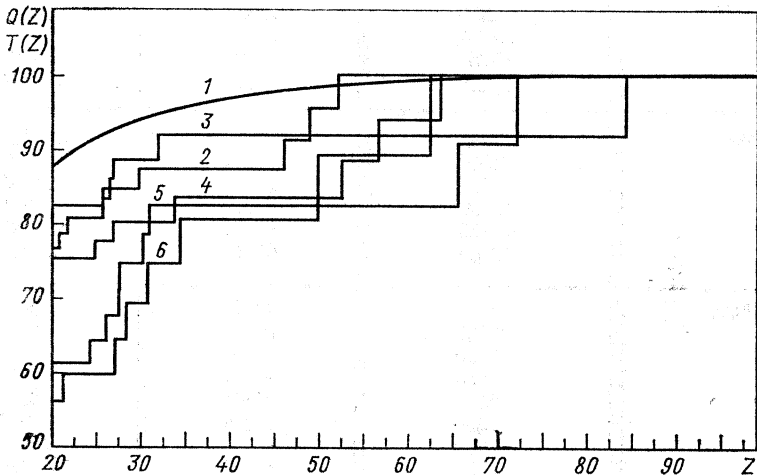


Рис. 14. Доли площади теоретического (кривая 1) и экспериментальных распределений (кривые 2—6) для различных суммарных энергий каскадов в ^{165}Dy .

Цифрами отмечены каскады с суммарной энергией:
 2—5607; 3—5556; 4—5534; 5—5176 и 6—5142 кэВ

такого или большего отклонения q от теоретического значения $q = 6,2\%$ для $K = 30$.

Необходимо отметить, что помимо условий а)—г), завышающих значение P_{\max} , последнее также очень завышено условием, что функция $F(Z)$ — свертка двух распределений Портера — Томаса. Если реальные флуктуации ширины $\Gamma_{\lambda g}$ и Γ_{gf} описываются таким или более узким распределением, то из-за корреляции случайных величин Γ_{gf} и Γ_g распределение $F(Z)$ будет более узким, а вероятность P_{\max} — меньшей. Другими словами, в эксперименте выявлены «каналы» γ -распада.

Общий характер заключения о том, что при γ -распаде компаунд-состояний ядер $4S$ -оболочки проявляются «каналы» распада, был сделан [22] нами ранее, при анализе флуктуаций заселенности низколежащих состояний каскадами γ -переходов.

Возможность оценки «эффективного» числа первичных переходов (т. е. наличия небольшого числа интенсивных каскадов — каналов

Таблица 4. Экспериментальная доля q вклада в полную площадь распределения флуктуаций интенсивности $Q(Z)$ каскадов с интенсивностью, превышающей среднее расчетное значение в 30 раз и более; верхняя оценка вероятности случайного появления таких или больших значений P_{\max} для каскадов с суммарной энергией $\sum E_{\gamma}$

Ядро	$\sum E_{\gamma}$, кэВ	q	P_{\max} , %
^{165}Dy	5607	0,13	7
	5556	0,11	13
	5534	0,20	0,4
	5175	0,31	< 0,1
	5142	0,25	< 0,1
^{168}Er	7691	0,17	< 0,1
	7507	0,10	< 0,1
	7222	0,53	< 0,1
	6950	0,65	< 0,1
	6875	0,43	< 0,1
	6775	0,65	< 0,1
^{175}Yb	5307	0,12	9
	5267	0,18	2
	5220	0,15	5
	5183	0,25	0,3
	5011	0,18	2
	4950	0,23	0,3
	4902	0,07	30
	4830	0,57	< 0,1

распада) при γ -распаде компаунд-состояния определяется [23] следующими соображениями:

а. Первичный γ -переход со средней относительной интенсивностью $\langle i_m \rangle$ заселяет низколежащий уровень f с вероятностью $\langle i_m \rangle b_{mf}$ через распад возбуждаемого им уровня m .

б. Тогда, в предположении, что флуктуации приведенных шири первичных переходов подчиняются распределению Портера — Томаса, дисперсия заселенности $P_{\lambda f}$ уровня f в различных резонансах равна величине $2 \langle i_m \rangle^2 b_{mf}^2$, просуммированной по всем возможным первичным переходам.

в. Вероятность b_{mf} заселения уровня f при распаде состояния m , заселяемого первичным переходом, определяется средними радиационными ширинами и плотностью состояний ниже энергии связи нейтрона.

Относительные флуктуации заселяемости уровня f тем выше, чем ниже эффективное число первичных переходов в сумме:

$$P_{\lambda f} = \sum_m \langle i_m \rangle b_{mf}. \quad (12)$$

Заселяемость $P_{\lambda f}$ и ее дисперсия могут быть просто вычислены в рамках модельного описания ширин переходов и плотности уровней, а практически в эксперименте может быть измерено отношение интенсивностей R_{gf} γ -переходов, возникающих при распаде низколежащих возбужденных состояний f и g для различных резонансов одного и того же спина.

Дисперсия величины R_{gf} является суммой двух дисперсий, отражающих различные источники ее флуктуаций: S^2 -дисперсии, определяемой статистикой отсчетов в измеряемых спектрах, и $\sigma_{PT}^2 \sim \langle \nu \rangle^{-1}$ — дисперсии, определяемой случайными флуктуациями ширин первичных переходов в различных резонансах.

Согласно [23], математическое ожидание разности величин R в резонансах номер i и номер $i + 1$ равно

$$M [(R_{i+1} - R_i)^2] = S_i^2 + S_{i+1}^2 + 2\sigma_{PT}^2. \quad (13)$$

Используя в качестве функции правдоподобия многомерное нормальное распределение (4), нами был разработан [23] алгоритм определения величины σ_{PT}^2 .

Сопоставление расчетных и экспериментальных значений σ_{PT}^2 было выполнено как для специальных измерений отношений интенсивностей вторичных переходов в нейтронных резонансах ядер-мишеней $^{111,113}\text{Cd}$, ^{149}Sm [23], ^{95}Mo и ^{157}Cd [24], так и на основании соответствующих литературных данных для широкого круга ядер из области $93 \leq A \leq 189$ [22].

Результаты такого сопоставления для двух возможных спинов компаунд-состояний s -резонансов представлены на рис. 15.

Вариации экспериментальных значений σ_{PT}^2 в различных ядрах сильно зависят от плотности резонансов D . Редукция этой зависимости обеспечивается тем, что сопоставляются расчетные и экспериментальные значения новой переменной $\Delta = \sigma_{PT} / ((R)\sqrt{D})$, которые слабо зависят от атомной массы изучаемого изотопа.

Из рисунка видно, что в районе $4S$ -максимума нейтронной силовой функции приведенные относительные флуктуации заселяемости и определяемого ими отношения заселяемости низколежащих состояний таких ядер явно выше, чем предсказывает расчет. В районе минимума силовой функции s -нейтронов ($A \leq 130$) такого превышения нет.

Следовательно, наличие усиленных каскадов распада компаунд-состояния ядер $4S$ -оболочки (примеры приведены на рис. 11—13) является типичным. Другими словами — эффективное число $\langle \nu \rangle$ первичных переходов в процессе γ -распада ядер из области $4S$ -максимума нейтронной силовой функции меньше, а значение $\sigma_{PT}^2 \sim \langle \nu \rangle^{-1}$ выше, чем это дает модельный расчет в рамках представленной о том, что вероятность испускания γ -кванта не зависит от структуры состояний, связываемых этим переходом. Это основное положение статистической теории γ -распада, таким образом, опровергается перечисленными выше двумя экспериментами различного типа. Очень

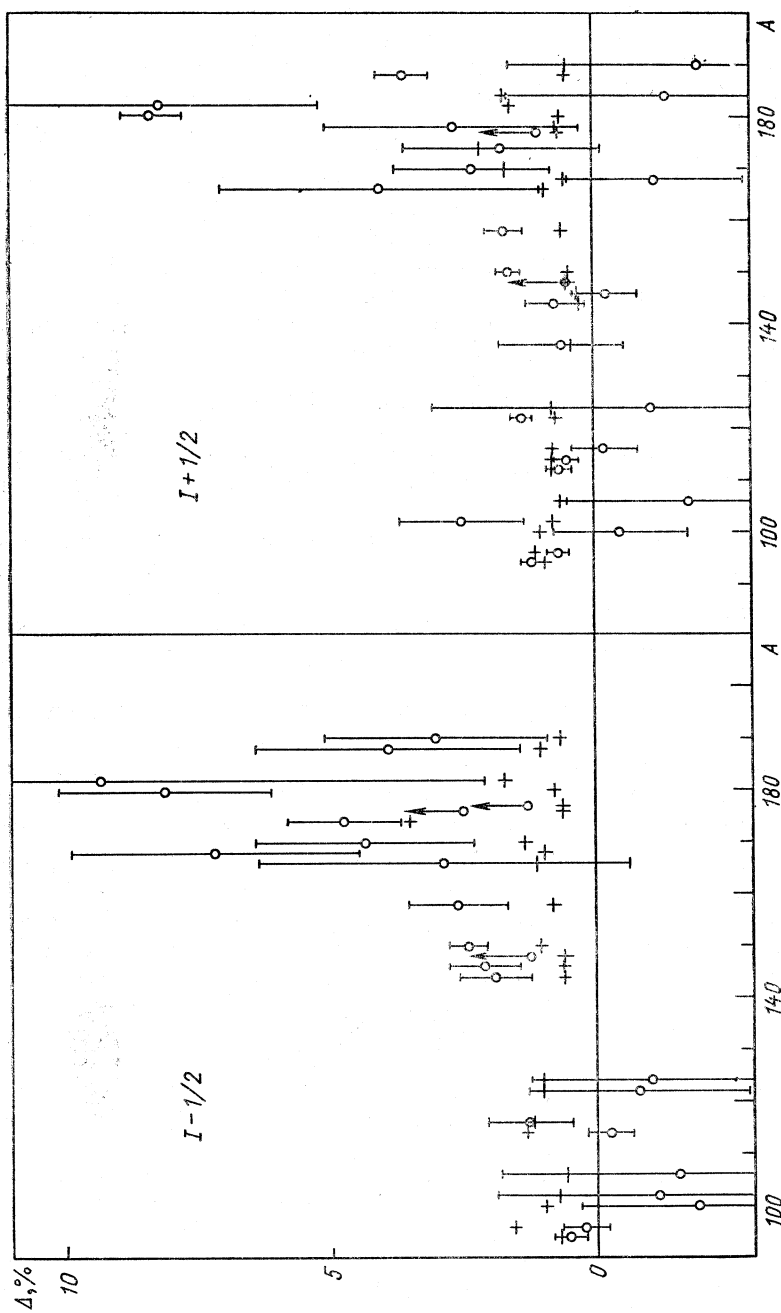


Рис. 15. Экспериментальные (O) и расчетные (+) приведенные относительные флуктуации в функции атомной массы A составного ядра. Стрелками отмечены нижние оценки

существенно то, что анализ флуктуаций отношений интенсивностей вторичных γ -переходов резонансного захвата нейтронов не выявил такого эффекта в районе минимума силовой функции. Этим одновременно устанавливается:

а. Отсутствие заметных систематических погрешностей в методике работ [22—24].

б. Существующие особенности γ -распада связываются с относительно большими одно- (двух) квазичастичными состояниями в волновых функциях компаунд-состояния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана и реализована методика, позволяющая проводить систематическое исследование процесса γ -распада в области возбуждений, не исследованной до настоящего времени.

2. Установлено, что моды распада уровней сложных ядер, возбуждаемых интенсивными первичными переходами, можно устанавливать с высокой степенью достоверности до энергии возбуждения 4 МэВ и выше в любом четно-четном или четно-нечетном деформированном ядре.

3. В эксперименте прямо наблюдаются группы каскадов высокой интенсивности, возбуждающие несколько десятков уровней исследуемого ядра. Усиление этих каскадов не может быть объяснено случайными флуктуациями ширин первичных и вторичных γ -переходов распада компаунд-состояния. Это заключение справедливо только в предположении, что случайные отклонения от среднего отношения парциальных ширин переходов к полной радиационной ширине распадающегося состояния описываются распределением Портера — Томаса (или любым другим, с меньшей дисперсией).

4. Каскады γ -переходов высокой интенсивности наблюдаются в ядрах $4S$ -максимума нейтронной силовой функции.

Наиболее простое объяснение этого феномена — в эксперименте наблюдаются переходы между $4S$ и $3P$ нейтронными оболочками, фрагментированными по ряду состояний деформированных ядер.

5. Существенно уточнены и расширены данные о схемах распада следующих ядер: ^{144}Nd [25], ^{146}Nd [11], ^{163}Dy [26], ^{165}Dy [27, 19], ^{168}Er [28], ^{174}Yb [29], ^{175}Yb , [30], ^{178}Hf [31], ^{179}Hf [17], ^{183}W [32], ^{187}W [14].

Получены новые спектроскопические данные о схемах распада и ряда других ядер.

Авторы хотели бы воспользоваться случаем и выразить благодарность А. А. Богдзелью, В. А. Бондаренко, О. И. Елизарову, Г. П. Жукову, И. Л. Куваге, В. Д. Кулику, Б. П. Осипенко, П. Т. Прокофьеву, Г. Л. Резвой, Л. И. Симоновой, В. Г. Тишину, В. И. Хорозовой, А. С. Хрыкину, Я. Юрковски, внесшим свой вклад в реализацию описанной здесь методики и получение на ее основе результатов.

Мы с благодарностью вспоминаем Ю. С. Язвницкого, начинавшего с нами экспериментальные исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анджевски Ю., Во Ким Тхань, Втюрин В. А. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-81-433. Дубна, 1981; Балабанов Н. П., Втюрин В. А., Гледенов Ю. М. и др.//ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. Вып. 2. С. 317—364.
2. Reffo G. CNEN-RT/FI (78) 11; Довбенко А. Г., Захарова С. М., Колесов В. Е. и др.//Атомная энергия. 1965. Т. 18. С. 114—118.
3. Holmes J. A., Woostley S. E., Fowler W. A. e.a.//Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1976. Vol. 18. P. 306—412.
4. Бобков Ю. Г., Кривцов А. С., Усачев Л. Н.//Нейтронная физика. М.: ЦНИИатоминформ, 1980. Ч. 3. С. 231—236.
5. Громов К. Я., Зайдлер З., Орманжиев С. И. и др.//ПТЭ. 1974. № 4. С. 64—68.
6. Draper J. E., Fleischer A. A.//Phys. Rev. 1961. Vol. 122. P. 1585—1589.
7. Bollinger L. M.//Experimental Neutron Resonance Spectroscopy. N. Y. Academic Press, 1970. P. 235—345.
8. Богдзель А. А., Васильева Э. В., Елизаров О. И. и др. Препринт ОИЯИ Р15-82-706. Дубна, 1982.
9. Суховой А. М., Хитров В. А.//ПТЭ. 1984. № 5. С. 27—30.
10. Krusche V., Lieb K. P., Daniel H. e.a.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A386. P. 245—268.
11. Бонева С. Т., Васильева Э. В., Войнов А. В. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. № 12. С. 2401—2406.
12. White D. C. S., McDonald W. J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 115. P. 1—11.
13. Бонева С. Т., Васильева Э. В., Суховой А. М.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 1882—1887.
14. Бондаренко В. А., Бонева С. Т., Васильева Э. В. и др. Сообщения ОИЯИ Р6-89-10. Дубна, 1989.
15. Simonova L. I., Beitins M. R., Rezvaya G. L. e.a. Preprint LAFI-149, Salaspils, 1989.
16. Richter R., Förster I., Gelberg A. e.a.//Nucl. Phys. 1989. Vol. A499. P. 224—249.
17. Бонева С. Т., Васильева Э. В., Попов Ю. П. и др. Препринт ОИЯИ Р6-86-493. Дубна, 1986; Бонева С. Т., Хитров В. А., Попов Ю. П. e.a.//Capture Gamma-Ray Spectroscopy. 1987. Bristol, Institute of Physics, 1987. P. 615—617; Бонева С. Т., Васильева Э. В., Попов Ю. П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 2082—2087.
18. Porter G. F., Thomas R. G.//Phys. Rev. 1956. Vol. 104. P. 483—491.
19. Соловьев В. Г.//ЭЧАЯ, 1972. Т. 3. Вып. 4. С. 770—831.
20. Mughabghab S. F., Chrien R. E.//Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. N. Y.: Plenum Press, 1979. P. 265—284.
21. Попов Ю. П., Суховой А. М., Хитров В. А. и др. Препринт ОИЯИ Р3-83-651. Дубна, 1983.
22. Khitrov V. A., Popov Yu. P., Suknovoj A. M. e.a.//Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. N. Y.: Plenum Press, 1979. P. 655—658.
23. Попов Ю. П., Суховой А. М., Хитров В. А. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-11243. Дубна, 1978.
24. Попов Ю. П., Суховой А. М., Хитров В. А. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-12750. Дубна, 1979.
25. Попов Ю. П., Суховой А. М., Хитров В. А. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 1830—1832.
26. Бонева С. Т., Васильева Э. В., Попов Ю. П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1832—1840.
27. Попов Ю. П., Суховой А. М., Хитров В. А. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 891—900.

28. Васильева Э. В., Попов Ю. П., Суховой А. М. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-85-22. Дубна, 1985.

29. Бонева С. Т., Васильева Э. В., Попов Ю. П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. С. 2092—2097.

30. Васильева Э. В., Попов Ю. П., Суховой А. М. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 1907—1913.

31. Богдзель А. А., Бонева С. Т., Васильева Э. В. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 1882—1889.

32. Бонева С. Г., Васильева Э. В., Попов Ю. П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. С. 7—12.