

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-87-98

С.Т.Бонева, Э.В.Васильева, А.М.Суховой

О ДОСТОВЕРНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
СХЕМ γ -РАСПАДА
МЕТОДОМ СУММИРОВАНИЯ АМПЛИТУД
СОВПАДАЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ

Направлено в журнал "Известия АН СССР,
серия физическая"

1987

Современные методы спектроскопии позволяют установить схему γ -распада сложного ядра только в довольно узком интервале энергии его возбуждения, составляющем приблизительно четверть значения энергии связи нейтрона B_n . Развитый при исследовании реакции радиационного захвата тепловых нейтронов в ЛНФ ОИЯИ метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов (САСИ) расширяет эту область, по крайней мере, вдвое.

В полученных с помощью метода САСИ схемах γ -распада деформированных ядер редкоземельной области /1-6/, как правило, размещено порядка сотни интенсивных двухквантовых каскадов из $\approx 150+250$, выделенных экспериментально. При этом найденные схемы γ -распада согласуются с известными данными в области возбуждений $E_f \leq 2$ МэВ, исследованной известными средствами современной спектроскопии. При энергии возбуждения, большей ≈ 2 МэВ, данные метода САСИ о положении уровней и модах их γ -распада оказываются, как правило, оригинальными. Поэтому необходимо проанализировать источники погрешности экспериментальных данных и влияние этих ошибок на полученную схему γ -распада с целью получения объективных критериев, характеризующих достоверность её установления, учитывая, что процедура получения схем γ -распада посредством метода САСИ имеет ряд особенностей:

- а) не используются традиционные средства спектроскопии, как, например, принцип Ритца;
- б) не используется информация об интенсивностях каскадов;
- в) доступная область значений спинов определяемых промежуточных уровней ограничивается преимущественно дипольным характером γ -переходов и наличием флуктуаций их γ -ширин.

Возможность того, что в полученном наборе энергий каскадных переходов исследуемого ядра содержится ложная информация, определяется качеством основных спектров эксперимента – так называемых дифференциальных спектров (ДС) (эти амплитудные спектры, накопленные из кодов амплитуд одного детектора, представляют собой распределение интенсивности двухквантовых каскадов с заданной суммарной энергией). ДС получаются из записанных на магнитную ленту кодов γ - γ -совпадений /7/ в два этапа:

1. Построение спектра САСИ. Пики, наблюдаемые в таких спектрах, обусловлены случаями полного поглощения энергии обоих каскадных переходов детекторами; подложка – фоновыми γ - γ -совпадениями разного типа.

2. Из кодов, суммы которых попадают в интервал "1" спектра САСИ, накапливается спектр одного детектора. Это – сумма искомого и фонового спектров. Последний исключается с помощью дополнительного спектра, накопленного из кодов совпадений, суммы которых попадают в интервалы "2" и "3" спектра САСИ. Процедуру получения собственно ДС иллюстрирует рис. 1.

Общее число возможных каскадов в каждом ДС определяется плотностью уровней исследуемого ядра. В чётно-нечётном ядре из редкоземельной области возможны сотни каскадов; в чётно-чётном – тысячи или десятки тысяч. Из этой массы удаётся, как правило, выделить не более сотни каскадов. Общее число выделенных каскадов и надёжность их идентификации определяются в первую очередь числом S_φ фоновых γ - γ -совпадений. Значение S_φ равно площади незаштрихованной части участка "1", типа приведённого на рис. 1. Объём накопленной информации определяется фоновыми γ - γ -совпадениями посредством двух факторов:

- а) ограничения минимальной интенсивности регистрируемых каскадов. Найдено, что пики ДС, площадь S которых меньше граничного значения

$$\tilde{S} = \alpha \sqrt{S_\varphi / N}, \quad (1)$$

Объединённый институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

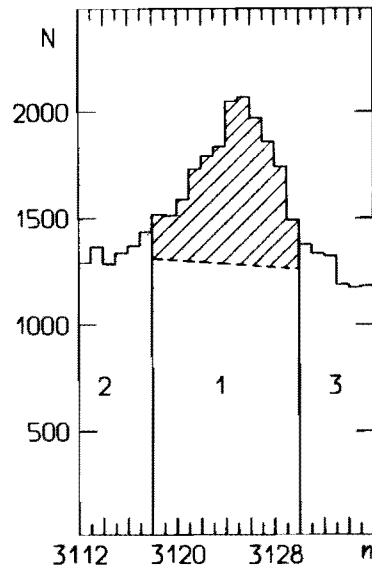


Рис. 1. Иллюстрация схемы отбора совпадений при построении распределения интенсивностей двухквантовых каскадов. Пик 6272 кэВ из реакции $^{162}\text{Dy}(n, 2\gamma)$ на рисунке заштрихован.

могут появиться вследствие случайных флуктуаций числа отсчётов в фоновых спектрах. Параметр α порядка нескольких единиц определяется разрешением эксперимента; N - общее число каналов в анализируемом ДС. Обычно в эксперименте значение N равно ~ 3000 .

б) Фоновая подложка под пиками спектра САСИ с меньшей суммарной энергией каскадных γ -переходов в основном определяется случаями неполного поглощения квантов каскадов с большей суммарной энергией. Поэтому ДС, соответствующие регистрации каскадов на возбуждённые состояния E_f компаунд-ядра с энергией $E_f > 0,5$ МэВ, содержат пики двух разных форм. Истинные каскады регистрируются в виде пиков, описываемых кривой Гаусса; ложные - в форме знакопере-

менных структур, типа изображённых на рис. 2 для ДС со значениями $\Sigma E_\gamma = 6256, 6305, 5848$ и 6020 кэВ. Такое преобразование формы пиков двух исходных каскадов с суммарной энергией 7120 и 6270 кэВ обусловлено тем, что обычно в рассматриваемой части спектра САСИ мягкий квант каскада регистрируется одним из детекторов в пике полного поглощения, а жёсткий - в сплошном распределении неполного поглощения энергии γ -излучения Ge(Li) детектором. Отбор γ - γ -совпадений, как видно из рис. 1, ведётся из узкого окна спектра САСИ. Поэтому при использовании метода улучшения разрешения [8] ширина положительного выброса знакопеременных структур оказывается

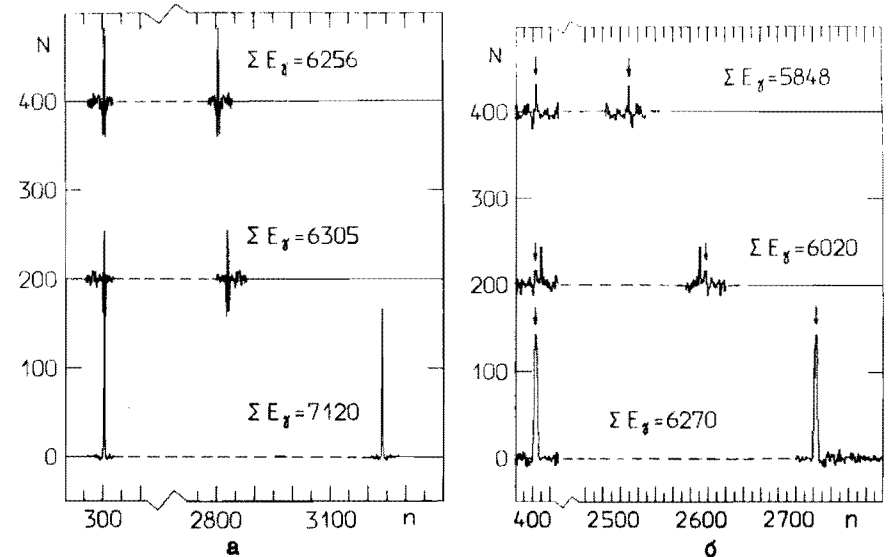


Рис. 2. Изображение каскадов 6502+618 кэВ и 5450+820 кэВ в амплитудных спектрах одиночного детектора с различной суммарной энергией ΣE_γ (кэВ) в компаунд-ядрах ^{144}Nd и ^{163}Dy . Стрелки на рис. 2б соответствуют положению пиков каскада 5450+820 кэВ. Спектры сдвинуты друг относительно друга на 200 импульсов.

близкой к ширине пиков истинных каскадов. Общая площадь знакопеременных структур, соответствующих зарегистрированным в ДС частям энергии каскада, в среднем равна нулю.

Как показывает опыт, знакопеременные структуры типа изображённых на рис. 2, появляются тогда, когда в ДС каскады с большей суммарной энергией имеют интенсивный пик, площадь которого превышает 500-1000 импульсов, а энергия мягкого перехода каскада не превышает $1 \pm 1,5$ МэВ. В некоторых случаях отрицательные выбросы могут компенсироваться, например, за счёт находившихся рядом пиков истинных каскадов или случайных флуктуаций. В этом случае возможно включение в набор данных также и ложных каскадов, параметры которых могут быть определены на основе положительных выбросов рассматриваемых структур. При этом в схеме распада появляются ложные уровни. Энергия их возбуждения отличается от энергии связи нейтрона на величину, равную энергии мягкого кванта каскада.

Ложные уровни могут появиться в схеме распада и вследствие неверного определения порядка следования квантов в каскадах. Алгоритм размещения /1/ основан на том факте, что положение пика, соответствующее регистрации первичного γ -перехода, в различных ДС сохраняется постоянным в пределах погрешности определения энергии γ -перехода. Эта статистическая погрешность в методе САСИ в среднем достигает значения $\sigma = 1 \pm 1,5$ кэВ. Поэтому некоторое количество пиков в получаемых экспериментальных спектрах может быть приписано регистрации одного и того же перехода даже в случае, если их энергия на самом деле несколько различается. Как правило, подобная ситуация обычно характеризуется тем обстоятельством, что и первому и второму квантам каскада можно найти близкие по энергии пики в распределениях интенсивности двухквантовых каскадов с другим значением суммарной энергии. В используемом алгоритме /1/ в этом случае предусмотрено, что первичным должен считаться переход с большим числом наблюдаемых пиков одинаковой энергии в разных спектрах или тот, для которого разность положений пиков в разных спектрах минимальна.

Вероятность появления ложного уровня в некотором интервале энергии возбуждения, вероятность неразмещения каскада в схеме γ -распада при использовании метода САСИ определяется только погрешностью найденных значений энергий каскадных переходов.

Количественные параметры, характеризующие достоверность найденной схемы γ -распада, можно получить методом математического моделирования. В данной работе эта оценка выполнена для двух изотопов гафния, исследованных с помощью метода САСИ в последнее время. Один из них, ^{178}Hf , достаточно полно исследован /9/ с использованием всех средств современной спектроскопии. Благодаря этому можно считать, что схема γ -распада ^{178}Hf при энергии возбуждения $E_f \leq 2$ МэВ определена достаточно надёжно.

Полученная методом САСИ схема γ -распада при энергии возбуждения $E_f < 2$ МэВ хорошо согласуется с известной /9/; при $E_f > 2,1$ МэВ определены энергии ещё 25 уровней, возбуждаемых интенсивными каскадами. Всего в этом ядре определены энергии $N_K = 167$ пар каскадных переходов. В схеме распада, содержащей $N_U = 42$ уровня, размещено $N_P = 93$ каскада. Соответствующие данные для ^{179}Hf : $N_K = 236$, $N_U = 48$ и $N_P = 158$.

Найденные экспериментально с помощью метода САСИ схемы γ -распада этих изотопов гафния приняты в качестве эталонных. При моделировании к значениям энергий каскадных переходов E_1 и E_2 эталонной схемы распада добавлялась случайная нормально распределённая величина $\sigma \xi$, имеющая дисперсию σ^2 и нулевое среднее:

$$\tilde{E}_{1i} = E_{1i} + \sigma \xi_i \quad \text{и} \quad \tilde{E}_{2i} = E_{2i} - \sigma \xi_i. \quad (2)$$

Это соотношение непосредственно следует из того факта, что при использовании метода улучшения разрешения /8/ ошибки определения энергий каскадных переходов полностью антикоррелированы.

Наборы (2) генерировались по 10 раз для значений $\sigma = 2, 1$ и $0,5$ кэВ. Полученные по алгоритму /1/ из этих наборов схемы γ -распада сопоставлялись с эталонной схемой, в которую помимо N_U найденных

с помощью метода САСИ уровней, включено также и $N_k - N_p$ дополнительных состояний. Их энергии получены в предположении, что первичным квантом в неразмещённых каскадах является жёсткий γ -переход. Средние по 10 наборам значения числа F -ложных (по сравнению с эталонной схемой распада) уровней принимались в качестве меры, которой можно характеризовать разницу между схемой распада исследуемого ядра и полученной с помощью метода САСИ.

Энергия E_{max} - энергия наимизшего из полученных ложных уровней - принималась в качестве оценки ширины интервала возбуждённых состояний, для которого вероятность наблюдения ложного уровня в найденной экспериментально схеме распада достаточно мала.

В качестве иллюстрации на рис. 3 приведены экспериментально найденные энергии возбуждённых состояний ^{178}Hf и ^{179}Hf , и по 3 (из 30 смоделированных) схем γ -распада. Они отмечены символами "1", "2" и "3" и характеризуются постоянным значением $\tilde{\sigma} = 1$ кэВ.

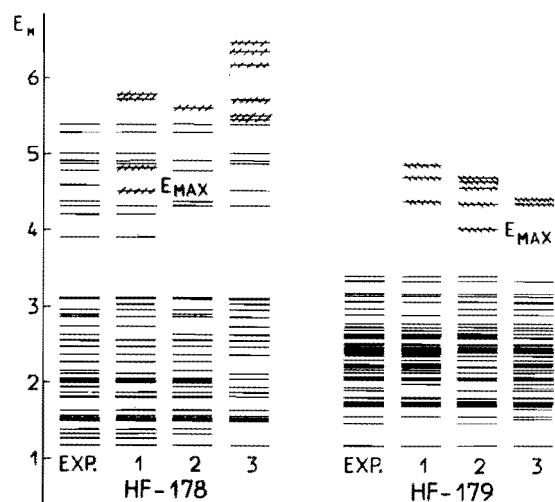


Рис. 3 Экспериментальные (EXP) и модельные схемы γ -распада изотопов гафния. Заштрихованы ложные уровни.

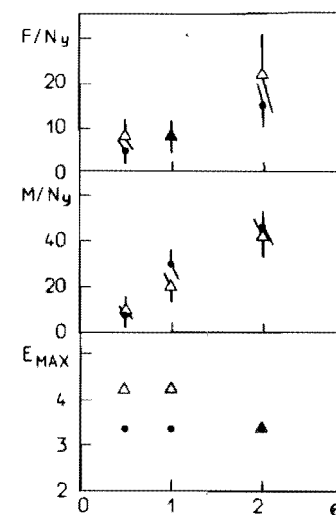


Рис. 4 Зависимость доли (процентов) M/N_y - пропущенных, F/N_y - ложных и энергии E_{max} - наимизшего из ложных уровней в функции параметра $\tilde{\sigma}$. Треугольники - ^{178}Hf , кружки - ^{179}Hf .

Из приведенной на рис. 4 зависимости доли ложных и пропущенных M уровней, а также значений E_{max} в функции погрешности $\tilde{\sigma}$ определения энергий каскадных переходов можно оценить достоверность получения схемы распада при произвольной погрешности данных (среднее экспериментальное значение $\tilde{\sigma}$ составляет 1,4 и 1,1 кэВ для ^{178}Hf и ^{179}Hf соответственно).

Наиболее существенный вывод, полученный из описанной выше процедуры, заключается в том, что основная погрешность полученной с помощью метода САСИ схемы распада - неразмещение каскадов в ней. При энергии промежуточного уровня $E_n \ll 0,5 B_n$ вероятность наблюдения ложного уровня достаточно мала даже при исследовании распада сложных компаунд-ядер.

Литература

1. Попов Ю.П. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т. 48, с. 891.
2. Васильева Э.В. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т. 48, с. 1907.
3. Попов Ю.П. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т. 48, с. 1830.
4. Васильева Э.В. и др. ОИЯИ, Р6-85-22, Дубна, 1985.
5. Бонева С.Т. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т. 50, с. 1832.
6. Бонева С.Т. и др. ОИЯИ, Р6-86-493, Дубна, 1986.
7. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, Р15-82-706, Дубна, 1982.
8. Суховой А.М., Хитров В.А. ПТЭ, 1984, № 4, с. 27.
9. Hague A.M.J. et al. Nucl. Phys., 1986, A 455, p. 231.

Рукопись поступила в издательский отдел

18 февраля 1987 года.

Бонева С.Т., Васильева Э.В., Суховой А.М. Р6-87-98
О достоверности определения схем γ -распада
методом суммирования амплитуд совпадающих импульсов
Метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов /САСИ/
Ge(Li) детекторов расширяет, по крайней мере, вдвое по сравнению с традиционными способами γ -спектроскопии, доступный для изучения интервал возбужденных состояний сложного ядра. Выполнен анализ влияния фоновых γ - γ -совпадений на достоверность получаемой при этом схемы γ -распада. Методом математического моделирования оценена вероятность включения в полученный результат ложного уровня. Для исследованных методом САСИ $^{178,179}\text{Hf}$ найдено; что при энергии возбуждения $E \leq 3,5$ МэВ вероятность наличия хотя бы одного ложного уровня в схемах γ -распада этих ядер не превышает 10%.
Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Boneva S.T., Vasiljeva E.V., Sukhovej A.M. Р6-87-98
On the Reliability of γ -Decay Schemes Determined
by the Summation Method of Amplitudes of Coinciding
Pulses
Excited state interval of a complex nucleus accessible to investigation was extended at least by twice by the method of summation of amplitudes of coinciding pulses (SACP) from two Ge(Li) detectors. The analysis of influence of background $\gamma\gamma$ -coincidences on the reliability of determined γ -decay scheme is performed. The probability of inclusion of a false level into final result is evaluated by the mathematical modelling method. The probability of availability of least one false level in γ -decay schemes of $^{178,179}\text{Hf}$ nucleus investigated by the SACP method does not exceed 10% at $E \leq 3.5$ MeV excitation energy.
The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.
Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987