



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

В 842

РЗ -88-106

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

**СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ
МЕТОДА СУММИРОВАНИЯ АМПЛИТУД
СОВПАДАЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ
ПРИ РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ**

Направлено в Оргкомитет совещания по ядерной
спектроскопии и структуре атомного ядра, Баку,
1988 г.

1988

В последние годы детальная информация о довольно полной схеме γ -распада сложных ядер в области возбуждений $E^* \lesssim 2$ МэВ получается при объединении результатов исследований таких реакций, как (n, γ) , (n, e) , (d, p) , и других. Изучение схемы распада более высоколежащих состояний и связанного с этим снижения (в среднем) интенсивностей индивидуальных γ -переходов, а также ухудшения разрешения основного инструмента ядерной спектроскопии - $Ge(Li)$ -детектора при увеличении энергии γ -переходов - становится очень затруднительным.

Расширения области возбужденных состояний, в которой может быть получена схема их γ -распада, удалось достичь применением методики суммирования амплитуд совпадающих импульсов (САСИ) двух $Ge(Li)$ -детекторов для выделения двухквантовых каскадов между компаунд-состоянием, возбуждаемым при захвате теплового нейтрона, и заданным низколежащим уровнем. В настоящее время в ЛФФ ОИЯИ по методике САСИ исследован ряд деформированных ядер редкоземельной области /1-7/. Интересная информация, полученная методом САСИ, связана с анализом средних характеристик двухквантовых каскадов. Промежуточный уровень каскада может иметь энергию возбуждения почти во всём интервале энергий, близком к энергии связи нейтрона. Поэтому средние интенсивности двухквантовых каскадов, зависящие от радиационных силовых функций и функции плотности уровней, оказались удобным объектом для изучения возможностей модельного описания каскадного γ -распада ниже энергии связи нейтрона.

Этим самым удалось выявить неизвестные ранее особенности процесса γ -распада, в частности, обнаружить области фрагментации одночастичных состояний в районе энергии возбуждения 2+3 МэВ, которые качественно согласуются с предсказаниями квазичастично-фонной модели ядра /8,9/.

Помимо изучения усредненных характеристик метод САСИ позволяет выделить из массы γ - γ совпадений несколько сотен наиболее сильных двухквантовых каскадов, определить их интенсивность и энергии каскадных переходов. Благодаря таким особенностям метода, как

а) выделение только случаев полного поглощения двух каскадных γ -переходов в двух детекторах независимо от энергии промежуточного уровня каскада /10/;

б) исключение подавляющей массы фоновых событий (включая случаи неполного поглощения энергии γ -излучения $Ge(Li)$ -детектором) при регистрации двухквантовых каскадов на конечные уровни с энергией возбуждения $0 \leq E_f \leq 1+2$ МэВ, удается получить значительный объем новой спектроскопической информации.

Это стало возможным постольку, поскольку при общем уменьшении эффективности регистрации каскада на 2-3 порядка относительно эффективности одиночного $Ge(Li)$ -детектора достигается практически полное подавление фона, сопутствующего регистрации γ -излучения спектрометрическим детектором.

Дополнительно удается разделить ряд мультиплетов, появляющихся в спектрах одиночного детектора при регистрации γ -переходов близкой энергии между уровнями различных ротационных полюсов. Это обусловлено тем фактом, что метод САСИ однозначно определяет начальный и конечный уровни любого двухквантового каскада, а каскады с различной суммарной энергией регистрируются в различных спектрах /10/.

Хотя в общем случае определить порядок следования двух переходов каскада невозможно, однозначность задания начального и конечного уровней ограничивает число возможных размещений каждого из переходов всего двумя вариантами. (Общее число вариантов размещения набора из M каскадов в схеме γ -распада при этом равно 2^M).

Очень часто порядок следования квантов в двухквантовых каскадах удается определить независимо от всех известных способов построения схемы γ -распада. Алгоритм такого размещения детально описан в /1/. Он основан на том очевидном факте, что несколько двухквантовых каскадов на различные конечные уровни составного ядра, возбуждающие один и тот же промежуточный уровень, характеризуются одним и тем же значением энергии первичного γ -перехода.

Соответственно вторичные γ -переходы распада промежуточного уровня, возбуждаемого первичным переходом, отличаются по энергии на величину разности энергий конечных уровней. Таким сравнительно простым образом обычно удается разместить в схеме

γ -распада по крайней мере 60+70% из наблюдаемых в эксперименте 150+250 наиболее сильных каскадов, а после определения абсолютной интенсивности — дополнительно определить коэффициенты ветвления при распаде промежуточного уровня.

Дополнительно следует отметить, что фиксированные значения спинов начального и конечного уровней каскадов при преимущественно дипольном типе каскадных переходов позволяют существенно ограничить, а в ряде случаев однозначно приписать значение J^π промежуточному уровню каскада.

В таблице I приведен ряд данных, характеризующих полученные нами схемы γ -распада восьми изученных к настоящему времени ядер. Следует отметить, что полученные схемы /1-7/ являются неполными по нескольким причинам:

а) порог регистрации γ -излучения в эксперименте был выбран равным 520 кэВ;

б) из-за ограниченной эффективности использованных детекторов в основном наблюдались только достаточно интенсивные

Таблица I

Некоторые данные о схемах γ -распада ядер, исследованные методом САСИ

Ядро	I44 Nd	I63 Dy	I65 Dy	I68 Er	I75 Yb	I78 Hf	I79 Hf	I83 W
Число конечных уровней каскадов	5	7	7	6	9	9	10	5
Выделено каскадов	39	250	180	131	155	166	236	150
Размещено каскадов	19	160	113	76	105	93	158	90
Получено уровней в схеме распада	9	58	43	34	33	42	48	33
Сумма интенсивности выделенных каскадов (процентов)	27	19	33	15	46	10	41	26
То же для размещенных каскадов	14	13	21	9	34	6	30	19
Максимальная энергия возбуждения E*(МэВ) схемы распада	5,7	4,9	4,0	5,8	3,6	5,4	3,4	3,7
Плотность ζ^* уровней при энергии возбуждения E*	650	1700	320	6000	150	5000	150	250
Литература	2	5	1	4	3	7	6	

*Рассчитано по модели /12/ ферми-газа для уровней со спином, равным сумме спинов ядра-мишени и спина нейтрона (МэВ⁻¹).

каскады дипольных переходов на ограниченное число низколежащих уровней;

в) промежуточный уровень каскада без привлечения дополнительной информации можно установить при помощи примененного метода /I/ только в том случае, если зарегистрирован его распад минимум двумя способами.

Несмотря на перечисленные ограничения метод САСИ в применении к задаче получения схемы γ -распада имеет и существенные достоинства:

1. Четко фиксируется конечный уровень всех без исключения каскадов. Соответствующая информация крайне полезна при конструировании схемы γ -распада с помощью метода Ритца.

2. Уменьшение доли фоновых событий при одновременном применении метода улучшения разрешения /II/ позволяет существенно повысить порог чувствительности при выделении каскадов, возбуждающих высоколежащие $E^* \gtrsim 2$ МэВ промежуточные уровни компаунд-ядра. Максимальное значение E^* , для которого получена информация о схеме γ -распада изученных ядер, приведено в таблице I вместе с рассчитанным значением плотности уровней при этой же энергии возбуждения.

Из-за ограниченной эффективности регистрации метод САСИ позволяет выделить и разместить в схеме распада только наиболее сильные каскады. Поэтому можно ожидать, что в районе энергии возбуждения $E^* \gtrsim 1+2$ МэВ получена спектроскопическая информация об уровнях, по своим характеристикам сильно отличающихся от основной массы возбужденных состояний ядра. Прямое доказательство того, что большую интенсивность ряда наблюдаемых с помощью метода САСИ двухквантовых каскадов невозможно объяснить случайными флуктуациями парциальных радиационных ширин каскадных переходов, приведено в /I3, I4/.

В целом, благодаря своим преимуществам, рассматриваемый метод позволяет уверенно получать спектроскопическую информацию в области возбужденных состояний, по крайней мере вдвое более широкой, чем это доступно традиционным методикам.

Спектроскопические возможности метода САСИ в сравнении с известными методами ядерной спектроскопии можно проиллюстрировать на примере схемы γ -распада ^{179}Hf . При изучении реакции $^{178}\text{Hf}(n, 2\gamma)^{179}\text{Hf}$ было выделено /6/ 236 наиболее интенсивных двухквантовых каскадов, возбуждающих конечные уровни составного ядра с $E_f = 214, 375, 421, 476, 518, 614, 679, 701, 720$ и 788 кэВ. В энергетическом интервале $200+800$ кэВ двухквантовые каскады возбуждают все без исключения уровни, если разность спинов компаунд-состояния λ и конечного уровня f $|I_\lambda - I_f| \leq 2$ и один уровень $|I_\lambda - I_f| = 3$ со значениями $\pi_\lambda \pi_f = -1$.

Интенсивность остальных каскадов с $\Delta I \geq 3$ лежит ниже порога чувствительности эксперимента (для использованных детекторов). Общая интенсивность всех наблюдаемых в эксперименте двухквантовых каскадов для этого ядра составляет $67 \pm 4\%$ от полной вероятности γ -распада компаунд-состояния. Суммарная интенсивность каскадов с $\Delta I = 3$ при этом составляет $2 \pm 0,9\%$ от полной вероятности γ -распада. Все это прямо свидетельствует о том, что основную роль в процессе γ -распада компаунд-состояния ^{179}Hf играют дипольные электрические и магнитные переходы.

Данные об интенсивных каскадах, размещенных в схеме распада ^{179}Hf , приведены в таблице 2. Всего из 236 наиболее сильных каскадов по алгоритму /I/ в схеме распада размещено 157, и определена со средней погрешностью $\sigma \lesssim 1,5$ кэВ энергия возбуждения 48 уровней ^{179}Hf . Дополнительно в таблицу 2 включены уровни E_M из компиляции /I5/, которые по значениям их спинов

и четности могут возбуждаться первичными переходами E_I дипольного типа. Для каскадов с заданной суммарной энергией в таблице 2 указана интенсивность каждого каскада, нормированная на 10^4 распадов компаунд-состояния. Каскады, приведенные в /15/, отмечены в таблице 2 символом "ж".

Видно, что в целом наблюдается согласие схем распадов, полученных различными методами. Разница, как отмечалось выше, определяется частично очень малой интенсивностью некоторых первичных переходов (например, на уровни I269, I296, I432, I437 кэВ). Подтверждено наличие /16/ уровней I814, I948, 2048 и 2054 кэВ, отсутствующих в компиляции /15/, и получена схема их γ -распада.

Введены уровни I732, 2072 и 2151 кэВ, ранее никем не наблюдавшиеся. Возможность выявления двух первых уровней из дублетных структур обусловлена как использованным методом улучшения разрешения /II/, так и подавлением подложки неполного поглощения в анализируемых спектрах - распределениях интенсивности двухквантовых каскадов.

Из таблицы видно, что предлагаемая методика установления схемы γ -распада позволяет включать в схему распада дополнительно ряд γ -переходов. Следует отметить, что в некоторых случаях в компиляции /15/ и в полученной схеме γ -распада γ -переходы практически одной и той же энергии связывают различные уровни. В этом случае получаемой в реакции ($n, 2\gamma$) схеме распада следует отдать предпочтение, так как определение энергий каскадных γ -переходов и энергии конечного уровня однозначно, а статистические и систематические погрешности метода Ритца обуславливают достаточно большую вероятность неверного размещения γ -перехода в схеме γ -распада при большой плотности уровней.

Таблица 2

Энергии: E_I - первичных γ -переходов, E_M - промежуточного уровня каскадов, возбуждающихся состоянием E_f ядра ^{179}Hf . $I_{\gamma\gamma}$ - интенсивность индивидуальных каскадов

E_γ (кэВ)	E_I (кэВ)	E_M (кэВ)	E_f (кэВ)	$I_{\gamma\gamma}$	$I_{\gamma\gamma}$	$I_{\gamma\gamma}$	$I_{\gamma\gamma}$	$I_{\gamma\gamma}$	$I_{\gamma\gamma}$			
						(на 10^4 распадов)						
4910,9	1189,2	-	214,1	374,8	420,7	476,1	518,2	614,0	679,3	700,7	720,2	788,0
4830,5	1269,1	*	-	-	8,6*	-	*	*	*	-	*	-
4667,8	1432,7	-	-	-	-	*	*	*	*	-	*	-
4662,4	1437,0	*	-	-	-	*	*	*	*	-	*	-
4617,0	1483,1	-	-	-	*	[6,0]	-	-	-	3,5*	-	-
4568,3	1532,0	-	-	-	-	*	*	*	*	*	*	-
4527,4	1572,7	-	-	-	*	[9,3ж]	[12,2]	*	2,6	-	*	3,6
4434,1	1666,0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
4392,6	1707,5	-	-	-	7,4*	-	38,4*	15,4	[8,9]	-	31,0*	*
4372,7	1727,4	-	-	-	12,0*	-	18,1	[66,3ж]	17,1*	[21,4ж]	[28,4]	17,4
4367,0	1732,5	-	-	-	34,7	-	-	47,6	[15,2]	-	-	-
4342,3	1757,8	13,9	-	44,0*	82,7*	54,1*	34,0*	50,4*	20,8*	[80,7ж]	15,5*	19,3
4335,9	1764,2	*	-	63,9*	42,9*	-	23,7*	-	-	25,0*	24,0	-
4286,0	1814,1	-	-	[7,3]	-	17,9	5,4	[25,7]	-	[17,9]	-	-

Следует добавить, что во многом по этой причине в схеме γ -распада /15/ отсутствуют 29 наблюдаемых в реакции ($n, 2\gamma$) уровней при энергии возбуждения $2216 \leq E_M \leq 3410$ кэВ. При этом их интенсивность превышает интенсивность многих каскадов, возбуждающих промежуточные уровни при $E_M \leq 2184$ кэВ.

Достоверность схемы γ -распада, установленной с помощью метода САСИ, определяется рядом факторов. Среди них такие общие для любой методики вопросы, как подбор уровня чувствительности, гарантирующего отсутствие ложных каскадов при минимальной потере каскадов малой интенсивности, выявление всех дублетов и корректный учёт особенностей фона /17/.

В целом достоверность полученной с помощью метода САСИ схемы γ -распада можно охарактеризовать:

- а) отношении числа неразмещенных к общему числу наблюдаемых каскадов;
- б) вероятным числом ложных уровней в схеме γ -распада;
- в) энергетическим интервалом возбужденных состояний, в котором вероятность наличия хотя бы одного ложного уровня достаточно мала.

Методика оценки достоверности схемы γ -распада, определяющая эти параметры методом математического моделирования, представлена в работе /17/.

Основные результаты моделирования, проделанного для ядра ^{179}Hf , показывают, что:

- а) доля ложных уровней, связанная с неверным определением порядка следования квантов в каскаде, растет линейно с ростом средней погрешности σ экспериментально измеренных энергий каскадных переходов, достигая $\sim 15\%$ при $\sigma = 2$ кэВ;

б) эти ложные уровни концентрируются в верхней части схемы γ -распада. При энергии возбуждения $E^* \leq 3+3,5$ МэВ вероятность

появления хотя бы одного ложного уровня не превышает 10% даже при $\sigma = 2$ кэВ;

в) основным типом погрешности полученных методом САСИ схем γ -распада является неразмещение каскада в ней. При средней погрешности определения энергии каскадных переходов $\sigma = 2$ кэВ доля неразмещенных каскадов достигает 40% общего числа каскадов, линейно уменьшаясь при уменьшении σ .

Достигнутое в эксперименте /1-7/ значение $\sigma = 1,5+2$ кэВ в принципе может быть уменьшено в несколько раз при использовании полупроводниковых детекторов большой эффективности.

Поскольку для ^{179}Hf , как и для всех исследованных ядер, ложные уровни ожидаются лишь при энергии возбуждения $E^* \geq 3,5$ МэВ, полученные схемы γ -распада (см. табл.2) целесообразно использовать как основу при конструировании полной схемы γ -распада, использующей всю доступную спектрометрическую информацию.

Таким образом, метод САСИ с $Ge(Li)$ -детекторами является независимым и весьма эффективным способом установления схем γ -распада компаунд-состояний любых стабильных ядер-мишеней.

Сочетание метода САСИ с традиционными способами ядерной спектроскопии обеспечит возможность получения максимального количества спектрометрической информации из энергетического интервала возбуждения сложного деформированного ядра, достигающего значения $3+4$ МэВ.

Литература

1. Попов Ю.П. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.891.
2. Попов Ю.П. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.1890.
3. Васильева Э.В. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.1907.
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. Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.1882.
8. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, т.3, в.4, с.770.
9. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, в.2, с.357.
10. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, Р15-82-706, Дубна, 1982.
11. Сухой А.М., Хитров В.А. ПТЭ, 1984, № 5, с.27.
12. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
13. Попов Ю.П. и др. ЯФ, 1984, т.40, с.573.
14. Васильева Э.В. и др. ЯФ, 1986, т.44, с.857.
15. Nuclear Data Sheets, 1976, v.17, No 2, p. 291.
16. Aletius G. et al. Nucl. Phys., 1972, A 86, p. 209.
17. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Сухой А.М. Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.2023.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 февраля 1988 года.

Бонева С.Т. и др.
Спектроскопические возможности метода суммирования амплитуд
совпадающих импульсов при радиационном захвате нейтронов

P3 -88-106

Анализируются возможности применения метода суммирования амплитуд совпадающих импульсов двух Ge(Li)-детекторов для изучения схемы распада компаунд-состояний сложных ядер. Показано, что благодаря фиксации конечного уровня каскада, значительному подавлению фона при регистрации совпадений и хорошему разделению мультиплетов из спектров одиночного Ge(Li)-детектора в схеме распада произвольного сложного ядра можно разместить как минимум 100:150 каскадов из 150:250 наблюдаемых в эксперименте. Достоверность полученных схем распада может быть при этом оценена количественно с помощью математического моделирования. Показано, что методика позволяет получать спектроскопическую информацию при энергии возбуждения $E^* \leq 4$ МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Boneva S.T. et al.
The Spectroscopic Possibilities of the Method for
Summation of Coinciding Pulse Amplitudes at Neutron
Radiative Capture

P3 -88-106

The possibility is analysed to study decay schemes of compound states of complex nuclei by the method of summation of amplitudes of coinciding pulses from two Ge(Li) detectors. At least 100-150 cascades from 150-250 observed in the experiment are shown to be placed in the scheme of an arbitrary complex nucleus by fixing the final cascade level, by considerable suppression of the coincidence detection background and fine separation of multiplets in spectra of a single Ge(Li) detector. The reliability of the schemes can be estimated quantitatively by means of the mathematical modelling. The method is demonstrated to allow obtaining the spectroscopic information at $E^* \leq 4$ MeV excitation energies.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988