

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б 812

3-88-710

УДК 539.172.4

БОНЕВА
Стефка Тодорова

ИССЛЕДОВАНИЕ КАСКАДНОГО γ -РАСПАДА
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ

ЯДЕР ¹⁶³Dy, ¹⁷⁹Hf и ¹⁸³W

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1988

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

Научный руководитель -
кандидат физико-математических наук,
научный сотрудник

Суховой А. М.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Попов В. И.

Вдовин А. И.

Ведущее предприятие: Научно-исследовательский институт физики
Ленинградского государственного университета.

Защита диссертации состоится " " -----198 г.
в " " час на заседании специализированного совета
Д 047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории
ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований,
г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " -----198 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

Таран Ю. В.

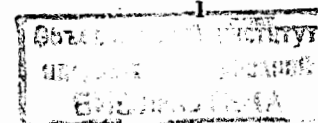
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

АКТУАЛЬНОСТЬ ТЕМЫ. До настоящего времени остается почти неизученным процесс радиационного распада компаунд - состояний сложных ядер с испусканием каскадных γ -квантов, хотя его доля обычно значительна. Считается, что испускание первичных квантов γ -каскадов подчиняется статистическим закономерностям, но в последние годы получено много указаний на то, что с помощью статистического подхода не всегда удается адекватно описать экспериментальные данные. Для развития общего понимания механизма γ -распада компаунд-ядер необходимо прямое экспериментальное изучение каскадов в реакции (n, γ) .

Исследования γ -каскадов, разряжающих компаунд-состояния, представляют интерес и с точки зрения получения новой информации о схемах уровней ядер, особенно в переходной области промежуточных возбуждений - области предкомпаундных состояний, очень плохо изученной до настоящего времени. Наряду с усложнением структуры и увеличением плотности состояний по мере роста их энергии возбуждения, здесь же возможно проявление различных промежуточных структур, обусловленных фрагментацией простых состояний по многим ядерным уровням.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: экспериментальное исследование двухквантовых каскадов, возникающих в реакции (n, γ) на тепловых нейтронах. Эта работа состояла из следующих этапов:

1. Получения спектров каскадных γ -квантов в трех четно-нечетных компаунд-ядрах.
2. Определения значений энергий и интенсивностей каскадных γ -квантов, разрешенных использованной в эксперименте аппаратурой.
3. Уточнения схемы уровней исследуемых ядер и изучения состояний, расположенных в области промежуточных энергий возбуждения компаунд-ядра.
4. Сопоставления экспериментальных и рассчитанных по простым ядерным моделям интенсивностей двухквантовых каскадов и выявления факторов, определяющих адекватность модельного



описания экспериментально изучаемому процессу каскадного γ -распада.

Задача исследования γ -распада высоковозбужденных состояний сложных ядер решалась методом выделения двухквантовых каскадов с заданной суммой энергий переходов (метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов - САСИ). Измерения проводились на разработанном в ЛНФ ОИЯИ (γ - γ)-спектрометре, включающем измерительную часть на основе двух Ge(Li) - детекторов и электронную часть для отбора совпадений и накопления многомерной информации.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА И ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ РАБОТЫ: В настоящей работе впервые проведено исследование реакции ($n, 2\gamma$) на тепловых нейтронах на ядрах-мишенях ^{162}Dy , ^{178}Hf и ^{182}W . Эти ядра находятся в области 4S - максимума нейтронной силовой функции, где нестатистические эффекты в γ -каскадах проявляются сильнее, чем в районе минимума силовой функции. Основные результаты проведенных исследований состоят в следующем:

1. Получены спектры двухквантовых каскадов, заселяющих состояния ядер-продуктов в широком энергетическом диапазоне их возбуждений. Определены значения энергий и абсолютных выходов 250 пар каскадных переходов для ^{163}Dy , 236 для ^{179}Hf и 150 для ^{183}W .

2. На основе данных о γ -переходах 150-250 наиболее сильных каскадов получены и дополнены схемы γ -распада ^{163}Dy , ^{179}Hf и ^{183}W в области промежуточных энергий возбуждения (1-4) МэВ.

3. Выполнен анализ влияния фоновых (γ - γ)-совпадений на достоверность получаемых схем γ -распада. Методом математического моделирования оценена вероятность наличия в полученных результатах ложных уровней и определена область их локализации.

4. Исследованы средние распределения интенсивности двухквантовых γ -каскадов в функции энергии одного из переходов. Экспериментально выделено 27% для ^{163}Dy , 67% для ^{179}Hf и 34% для ^{183}W общей интенсивности каскадов, разряжающих компаунд-состояние.

5. Впервые выполнено сопоставление интенсивности двухквантовых каскадов и расчетных распределений силы нейтронных одноквантовых состояний с $K^\pi=1/2^-$ и $3/2^-$.

6. Установлено, что наблюдаемые усиленные (нестатистичес-

кие) каскады заметнее проявляются в тех ядрах, компаунд-состояния которых сформированы резонансами с большими значениями их приведенных нейтронных ширин Γ_n^0 .

Полученная экспериментальная информация о каскадных γ -переходах и об особенностях состояний, лежащих в области предкомпаундных возбуждений, может способствовать развитию моделей для описания механизма захвата нейтронов и структуры атомного ядра. А улучшение модельного описания γ -распада (невозможное без наличия нового экспериментального материала) является необходимым при расчете сечений захвата быстрых нейтронов в задачах реакторостроения и астрофизики.

АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ: Материалы, положенные в основу диссертации, докладывались на 36, 37 и 38- м Совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на 5 - я Международной школе по нейтронной физике (Алушта-86), на 6- м международном симпозиуме по спектроскопии захватных γ -лучей (Бельгия, 1987) и на Международной конференции по нейтронной физике (Киев, 1987).

ОБЪЕМ РАБОТЫ: Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Объем работы - 150 страниц машинописного текста, 16 таблиц и 28 рисунков. Список литературы включает 98 наименований.

ПУБЛИКАЦИИ: по материалам диссертации опубликовано 10 работ.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ: Во введении показана актуальность работы, сформулирована ее цель, обсуждается ее научное и прикладное значение, кратко изложено содержание диссертации и приведены основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе делается краткий анализ особенностей используемого метода выделения двухквантовых γ -каскадов. Перечислены основные этапы получения информации и вероятные источники систематических погрешностей. Подробно рассмотрена возможность появления ложного каскада из-за совпадения с комптоновским хвостом высокоэнергетичных интенсивных γ -переходов.

Методом математического моделирования определена зависимость доли пропущенных и ложных уровней в функции средней погрешности эксперимента. Показано, что даже при средней погрешности экспериментальных значений энергий

каскадных переходов $\sigma=2$ кэВ ложные уровни в получаемых схемах γ -распада концентрируются при энергии возбуждения $E_M > 3,5$ МэВ.

Продemonстрировано, что метод САСИ является независимым и весьма эффективным способом установления схем γ -распада компаунд-состояний любых стабильных ядер-мишеней. Сочетание метода САСИ с традиционными способами ядерной спектроскопии обеспечивает возможность получения максимального количества достоверной спектроскопической информации в энергетическом интервале возбуждения, достигающем значений 3-4 МэВ в сложном деформированном ядре.

Во второй главе рассматриваются простейшие модели парциальных радиационных ширин и модели плотности уровней, дающие наилучшее соответствие с экспериментальными результатами, и некоторые аспекты квазичастично-фононной модели ядра (КФМЯ). Приводятся основные формулы для описания плотности уровней ниже энергии связи нейтрона и радиационных силовых функций в той же области энергии возбуждения ядра. Квазичастично-фононная модель рассмотрена только в аспекте фрагментации силы одноквазичастичного состояния и корреляции важнейших процессов, инициируемых нейтронами.

Третья глава содержит основные экспериментальные результаты исследования реакции $(n, 2\gamma)$ на ядрах-мишенях ^{162}Dy , ^{178}Hf и ^{182}W .

ТАБЛИЦА 1

ядро	число конечных уровней	всего каскадов	размещено каскадов	получено уровней	из них новых	E_{\max} [МэВ]
^{163}Dy	7	250	160	58	33	4,9
^{179}Hf	10	236	158	48	29	3,4
^{183}W	5	150	90	33	15	3,7

В таблице 1 приведены спектроскопические данные о трех рассматриваемых ядрах: число выделенных каскадных γ -переходов, число переходов, размещенных в схеме распада, и максимальная энергия уровней в полученной схеме распада. Новые уровни в получаемых схемах распада установлены при энергии возбуждения

$E_M > 2$ МэВ. При меньших энергиях возбуждения в целом наблюдается согласие полученных схем γ -распада с литературными данными.

На примере схемы распада ^{179}Hf показано, что более качественная спектроскопическая информация получается за счет:

а) выделения только случаев полного поглощения энергии каскадных переходов;

б) исключения основной массы фоновых событий;

в) фиксации конечного уровня каскада и наблюдения каскадов в разных дифференциальных спектрах.

Из-за ограниченной эффективности регистрации метод САСИ позволяет выделить и разместить в схеме распада в основном интенсивные переходы дипольного типа. Соответственно новая информация в районе энергии возбуждения $E^* > 2$ МэВ связана прежде всего с низкоспиновыми состояниями ($J^\pi < 5/2^+$) простой структуры. Анализ спектроскопических возможностей метода САСИ показывает, что полученные схемы γ -распада целесообразно использовать как основу при конструировании полной схемы γ -распада, используя при этом всю доступную спектроскопическую информацию.

В четвертой главе суммарные экспериментальные интенсивности двухквантовых каскадов сопоставляются с рассчитанными в рамках статистической теории гамма-распада высоковозбужденных состояний. Расчет проводился на базе таких моделей парциальных ширин, как модель Вайскопфа (для $M1$ и $E2$ -переходов) и модель гигантского электрического дипольного резонанса (ГЭДР) для $E1$ -переходов. Для зависимости плотности уровней от энергии возбуждения использовалась модель ферми-газа, учитывающая оболочечные неоднородности одночастичного спектра с помощью метода оболочечной поправки В.М.Струтинского.

На рис.1 приведено рассчитанное в рамках статистической теории (называемое также "дифференциальный спектр" - ДС) распределение интенсивностей каскадов между компаунд-состоянием ^{163}Dy ($B_n=6272$ кэВ) и низколежащим уровнем $E_x=422$ кэВ. Все расчетные спектры имеют похожую форму, так как с возрастанием энергии возбуждения интенсивность каскадов быстро уменьшается, а их число увеличивается.

На рис. 2, 3 и 4 в качестве примера приведены дифференциальные спектры ядер ^{163}Dy , ^{179}Hf и ^{183}W соответственно. Площади всех спектров нормированы на 100. Энергии (кэВ) наиболее интенсивных переходов отмечены на рисунках.

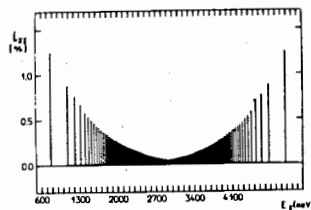


Рис. 1. Расчетный ДС каскадов в ядре ^{163}Dy . По оси ординат - интенсивность, отн. ед. E_{γ} - энергия одного из переходов.

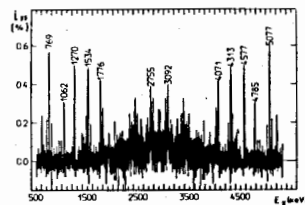


Рис. 2. Экспериментальный ДС каскадов с суммарной энергией 5847 кэВ в ядре ^{163}Dy . E_{γ} - энергия одного из переходов.

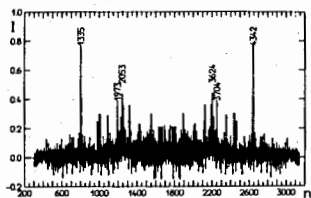


Рис. 3. Экспериментальный ДС каскадов с суммарной энергией 5679 кэВ в ядре ^{179}Hf . n-номер канала спектра.

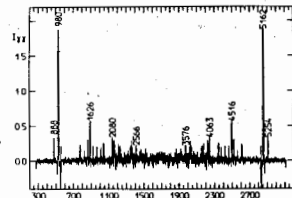


Рис. 4. Экспериментальный ДС каскадов, с суммарной энергией 6144 кэВ в ядре ^{183}W . n-номер канала спектра.

Ряд важных заключений об особенностях γ -распада изучаемых ядер получен как из анализа значений полного выхода каскадов на заданный низколежащий уровень (равный сумме интенсивностей индивидуальных каскадов, возбуждающих промежуточные уровни практически любой энергии ниже энергии связи нейтрона - B_n), так и формы их распределения. Хотя экспериментальные распределения имеют общие черты, но для них наблюдаются и ряд различий в форме (например, ^{179}Hf (рис. 3) и ^{183}W (рис. 4)), сохраняющихся и при других суммарных энергиях каскадов. Так, помимо сплошного распределения, спектры содержат ряд интенсивных, выделенных пиков. Часть из них наблюдается при энергиях возбуждения,

где расчет в рамках использованных моделей их наличие не предсказывает. Например, в ядре ^{179}Hf группы наиболее интенсивных каскадов соответствуют возбуждению промежуточных уровней составного ядра в районе энергии возбуждения 1,7 и 2,4 МэВ. Поскольку по своим свойствам (деформация, область массовых чисел, нейтронная силовая функция и т. д.) анализируемые ядра мало отличаются друг от друга, наблюдаемое различие распределений интенсивности двухквантовых каскадов может быть объяснено только влиянием структуры уровней, связываемых каскадом, на его парциальные радиационные ширины.

Сопоставление расчетных $I_{\gamma\gamma}^T$ и экспериментальных $I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}}$ интенсивностей проводится в таблице 2. Величины $I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}}$ и $I_{\gamma\gamma}^T$ являются суммами по большому числу индивидуальных каскадов между компаунд-состоянием λ и конечным уровнем f . Этим обеспечивается усреднение Портер - Томасовских флуктуаций парциальных радиационных ширин первичных γ -переходов. Поэтому величины $I_{\gamma\gamma}$ и их суммы $\Sigma I_{\gamma\gamma}$ по конечным уровням f отражают наиболее общие закономерности γ -распада исследуемых ядер. В табл. 2 приводятся также и отношения $r_{\gamma\gamma} = I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}} / I_{\gamma\gamma}^T$ для каскадов на каждый конечный уровень f и отношение суммарных интенсивностей для каждого ядра $R_{\gamma\gamma} = (\Sigma I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}} / \Sigma I_{\gamma\gamma}^T)$.

Следует отметить, что если величина $r_{\gamma\gamma}$ чувствительна как к значениям парциальных ширин первичных, так и вторичных переходов, то величина $R_{\gamma\gamma}$ (точнее, ее отклонение от единицы) отражает в первую очередь особенности распада, характерные для первичных переходов.

В изотопах ^{163}Dy , ^{179}Hf и ^{183}W практически совпадают как энергия связи нейтрона, так и среднее расстояние между резонансами. Поэтому различия значений $R_{\gamma\gamma}$ в отмеченных ядрах следует приписать именно различию процесса γ -распада, а не возможной неточности отдельных параметров моделей, на которых базируется расчет.

Ряд особенностей γ -распада сложных ядер можно выявить при детальном сопоставлении экспериментальных и расчетных интенсивностей каскадов, используя их нарастающие суммы.

На рис. 4а, 4б приведены нарастающие суммы относительных интенсивностей каскадов в ^{163}Dy ($R_{\gamma\gamma} = 1,1$) и ^{179}Hf ($R_{\gamma\gamma} = 1,9$) как функции энергии одного из каскадных переходов (без учета последовательности вылета γ -квантов). Кроме экспериментальных

ТАБЛИЦА 2.

Экспериментальная $I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}}$ и расчетная $I_{\gamma\gamma}^{\text{р}}$ интенсивности двухквантовых каскадов с суммарной энергией E_c на уровни E_f ротационных полос состояний $K^{\pi} [Nn_z \lambda]$ (процентов на распад).

компаунд-ядро	E_c кэВ	E_f кэВ	I_f^{π}	$K^{\pi} [Nn_z \lambda]$	$I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}}$	$I_{\gamma\gamma}^{\text{р}}$	$r_{\gamma\gamma}$
^{163}Dy	6272	0	$5/2^-$	$5/2^- [523]$	$5,9 \pm 0,4$	4,7	1,2
	6198	73	$7/2^-$	---	$1,1 \pm 0,2$	0,09	12,0
	6020	251	$5/2^+$	$5/2^+ [642]$	$2,7 \pm 0,2$	3,7	0,7
	5920	351	$1/2^-$	$1/2^- [521]$	$5,2 \pm 0,4$	4,7	1,1
	5881	390	$3/2^-$	---	$4,9 \pm 0,9$	4,4	1,1
	5847	422+	$3/2^+$	$3/2^+ [521]^+$	$6,3 \pm 1,1$	6,2	1,0
		427	$5/2^-$	$1/2^- [521]$			
	5797	475	$5/2^-$	$3/2^- [521]$	$1,5 \pm 0,5$	1,9	0,8
$\Sigma I_{\gamma\gamma} =$					$27,6 \pm 1,3$	25,7	1,1
^{179}Hf	5886	214	$7/2^-$	$7/2^- [514]$	$2,1 \pm 0,9$	0,03	70,0
	5725	375	$1/2^-$	$1/2^- [510]$	$15,5 \pm 1,6$	6,3	2,5
	5679	421	$3/2^-$	---	$16,5 \pm 2,1$	6,0	2,8
	5621	476	$5/2^-$	---	$7,6 \pm 0,6$	3,6	2,1
	5581	518	$5/2^-$	$5/2^- [512]$	$4,0 \pm 0,8$	3,3	1,2
	5485	614	$1/2^-$	$1/2^- [521]$	$9,5 \pm 1,6$	4,7	2,0
	5420	679	$3/2^-$	---	$3,8 \pm 0,8$	4,1	0,9
	5400	701	$5/2^-$	---	$2,6 \pm 0,5$	2,1	1,2
	5379	721	$3/2^-$	$3/2^- [512]$	$3,1 \pm 0,7$	3,8	0,8
	5311	788	$5/2^-$	---	$2,7 \pm 0,8$	1,8	1,5
$\Sigma I_{\gamma\gamma} =$					$67,4 \pm 3,7$	36,0	1,9
^{183}W	6191	0	$1/2^-$	$1/2^- [510]$	$13,3 \pm 1,1$	9,3	1,4
	6144	46	$3/2^-$	---	$10,2 \pm 0,7$	8,7	1,2
	6092	99	$5/2^-$	---	$1,4 \pm 0,2$	4,2	0,3
	5982	209	$3/2^-$	$3/2^- [512]$	$8,1 \pm 1,9$	7,2	1,1
		207	$7/2^-$	$1/2^- [510]$			
	5899	292	$5/2^-$	$3/2^- [512]$	$4,3 \pm 0,6$	3,3	1,3
$\Sigma I_{\gamma\gamma} =$					$37,3 \pm 2,3$	32,7	1,1

Примечание: Дана только статистическая погрешность значения $I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}}$.

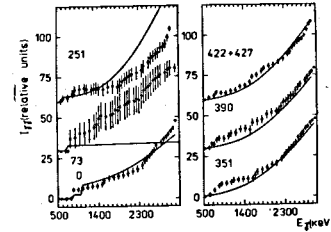


Рис. 4а

Зависимость значений нарастающих сумм интенсивностей двухквантовых каскадов $I_{\gamma\gamma}$ ядер ^{163}Dy (рис. 4а) и ^{179}Hf (рис. 4б) от энергии E_f (кэВ) одного из каскадных переходов. Цифры - энергия конечного уровня каскада. Точки - эксперимент, линия - расчет.

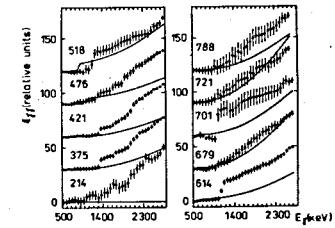


Рис. 4б

точек. на рисунках изображены расчетные кривые. Для экспериментальных распределений указаны их статистические погрешности.

Если исключить каскады на уровень $7/2^-$, 73 кэВ, то для ^{163}Dy наблюдается хорошее согласие между расчетом и экспериментом - практически одинаковая скорость нарастания сумм. Общая тенденция, наблюдаемая в случае ^{179}Hf (рис. 4б), повторяет наблюдавшуюся ранее в ^{175}Yb *) , т.е. при малых энергиях одного из каскадных переходов расчетные и экспериментальные распределения совпадают, а при больших энергиях - суммы интенсивностей существенно превышают значения, получаемые в расчете. При повышении энергии возбуждения конечного уровня каскадов и, следовательно, усложнения его структуры, различие форм распределений убывает.

Самая значительная разница между расчетом и экспериментом наблюдается для каскадов, заканчивающихся конечными уровнями со спином $7/2^-$ (^{163}Dy - уровень с $E_f=73$ кэВ, ^{179}Hf - уровень с $E_f=214$ кэВ). Единственное их отличие от прочих каскадов - изменение спина на 3 единицы. Это обстоятельство требует, чтобы одним

*) Васильева З.В. и др. -ЯФ, 1986, т. 44, с. 857.

из квантов каскада был чистый E2-переход. Более вероятно, что каскады состоят из γ -переходов типа E1+E2 в соответствии со значениями J^π начального и конечного уровней каскада: $1/2^+$ и $7/2^-$. Альтернативная возможность (M1+M2) является менее вероятной с точки зрения существующих представлений о процессе γ -распада компаунд-состояния. Усиление каскадов, заселяющих уровни $7/2^-$, указывает на то, что E2-радиационные силовые функции при распаде промежуточных состояний каскадов у исследованных ядер значительно больше, чем при распаде компаунд-состояний.

Наблюдаемые вариации отношения $R_{\gamma\gamma}$ (табл. 2) от ядра к ядру качественно объяснены в рамках выводов КФМ корреляцией приведенных нейтронных ширин резонансов Γ_n^0 и матричных элементов $M_{\lambda\gamma}$ группы первичных переходов каскадов. Такое заключение следует из того обстоятельства, что как значения Γ_n^0 , так и величины $M_{\lambda\gamma}$ зависят от одних и тех же одноквазичастичных компонент волновой функции компаунд-состояний. КФМ также предсказывает, что положительная корреляция Γ_n^0 и $\Gamma_{\lambda\gamma}$ может наблюдаться только для части парциальных ширин первичных переходов.

В исследованных к настоящему времени четно-нечетных ядрах наибольшее усиление значений $I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}}$ относительно $I_{\gamma\gamma}^{\text{т}}$ наблюдается именно в тех случаях, когда каскад начинается компаунд-состоянием, одноквазичастичные компоненты которого велики (т.е. Γ_n^0 больше среднего значения $\langle \Gamma_n^0 \rangle$), а заканчивается практически чистым одноквазичастичным уровнем с $K^\pi=1/2^-$. Данных о значениях $I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}}$ в отдельных резонансах одного и того же ядра в настоящее время нет. Поэтому некоторые предварительные заключения о возможности наличия корреляции $I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}}$ и Γ_n^0 компаунд-состояния могут быть получены только при сопоставлении значений $R_{\gamma\gamma}$ в ядрах одного и того же типа с относительными значениями $\Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle$ резонансов, определяющих сечение захвата тепловых нейтронов в каждом из исследованных ядер.

В рамках гипотезы о том, что практически все коррелирующие переходы являются первичными переходами двухквантовых каскадов на конечные одночастичные уровни составного ядра (только $\Gamma_{\lambda\gamma}$

коррелирует с Γ_n^0), а не коррелирующие некоторым образом распределены между всеми модами распада (включая рассматриваемые двухквантовые каскады), отношение $R_{\gamma\gamma}$ может быть связано с величиной $\Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle$ простой функциональной зависимостью с двумя свободными параметрами:

$$R = \frac{1 + \kappa \alpha \Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle}{1 + \kappa \Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle} \quad (1)$$

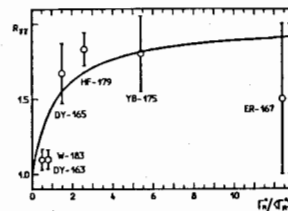


Рис. 5. Зависимость отношения $R_{\gamma\gamma}$ от значений $\Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle$ для четно-нечетных деформированных ядер. Значение Γ_n^0 определено посредством взвешивания по вкладу в сечение захвата тепловых нейтронов величин Γ_{n1}^0 резонансов, определяющих σ_a . Точки - эксперимент, кривая - зависимость (1), для $\kappa=0,8$ и $\alpha=2$.

Как видно из рис. 5, значения $R_{\gamma\gamma}$ для всех изученных в реакции $(n, 2\gamma)$ четно-нечетных ядер неплохо соответствуют предсказываемой (в случае наличия корреляции нейтронного и радиационных каналов) связи $R_{\gamma\gamma}$ и $\Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle$.

Найденное объяснение экспериментально наблюдаемого усиления интенсивности части парциальных ширин первичных переходов является простейшим. Нельзя исключать и возможности того, что для более детального описания каскадного γ -распада в дальнейшем потребуется учитывать также какие-либо дополнительные факторы.

Согласно рис. 5, достоверно установлено максимальное расхождение расчета и эксперимента для ядер ^{165}Dy , ^{175}Yb и ^{179}Hf . В этих ядрах сумма ΣI_γ интенсивностей прямых переходов из компаунд-состояний на конечные уровни двухквантовых каскадов и интенсивностей разрешенных аппаратурой двухквантовых каскадов (как размещенных в схеме распада, так и неразмещенных) несколько превышает 50% общей интенсивности

всех первичных переходов распада компаунд-состояния. Поэтому экспериментально наблюдаемое усиление интенсивности групп первичных переходов в этих ядрах отражает действительное усиление части парциальных радиационных ширин первичных переходов и может быть качественно объяснено скорее всего тем, что волновая функция уровня, возбуждаемого первичным переходом, содержит заметные (по сравнению с остальными состояниями) одноквазичастичные (либо трехквазичастичные, квазичастица плюс фюнон, как наиболее вероятные) компоненты.

Анализ распределений интенсивности двухквантовых каскадов выявил, что усиление наблюдается для некоторых групп промежуточных уровней при определенных энергиях возбуждения E^* . Сопоставление значений E^* и расчетных положений состояний деформированного потенциала Саксона-Вудса с $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$ (необходимое условие того, чтобы первичный переход каскада мог иметь мультипольность $E1$) показывает их согласие в пределах нескольких сот кэВ.

Прямое сопоставление нижней оценки суммы парциальных ширин

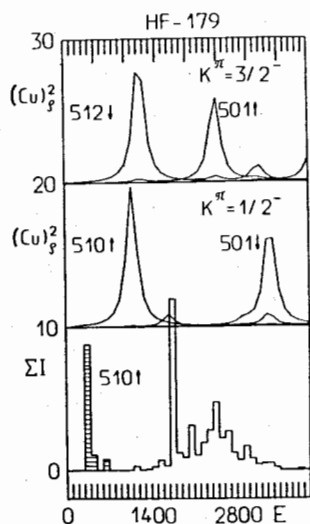


Рис. 6 Распределение сумм ΣI_γ экспериментально выделенных интенсивностей первичных переходов и распределение силы $(Cu)_\rho^2$ фрагментации одноквазичастичных состояний в функции энергии E (кэВ) возбуждения ядра ^{179}Hf . Гистограмма - эксперимент (процентов на распад), сплошные линии - расчет фрагментации силы (отн. ед.) ряда состояний с заданным значением K^π .

ΣI_γ первичных переходов с распределением силы фрагментируемых одноквазичастичных состояний как функции энергии возбуждения E^* составного ядра ^{179}Hf приведено на рис. 6. Зависимости, аналогичные рис. 6, получены и для ядер ^{165}Dy и ^{175}Yb .

Значения $Nn_2 A \Sigma$ асимптотических чисел состояния, соответствующего данному максимуму распределений, отмечены на рис. 6. Расчет $(Cu)_\rho^2$ сдвинут на 10 и 20 единиц соответственно вверх. Штриховкой отмечены прямые переходы на конечные уровни известной структуры.

Видно, что расчеты по КФМЯ предсказывают концентрацию силы одноквазичастичных состояний $510\uparrow$, $501\uparrow$ и $501\downarrow$ в тех же областях возбуждений, где наблюдается усиление сумм парциальных ширин некоторых групп первичных переходов. Имеющееся расхождение в несколько сот кэВ вполне объясняется погрешностью модельного расчета в рамках КФМЯ. Структура промежуточных уровней интенсивных каскадов к настоящему времени не установлена, но то, что: а) наблюдается явное усиление жестких прямых переходов (заштрихованы на рис. 6) на конечные уровни одноквазичастичной природы; б) расчеты в рамках КФМЯ удовлетворительно воспроизводят экспериментальные характеристики ядер не только около поверхности Ферми, но и в районе возбуждений порядка энергии связи нейтрона - может рассматриваться как серьезное основание того, что в структуре ряда уровней составных ядер имеются заметные компоненты отмеченного типа.

В заключении приводятся основные результаты выполненной работы, выносимые на защиту:

1. Двухквантовые каскады изучены в реакциях $^{162}\text{Dy}(n, 2\gamma)^{163}\text{Dy}$, $^{178}\text{Hf}(n, 2\gamma)^{179}\text{Hf}$ и $^{182}\text{W}(n, 2\gamma)^{183}\text{W}$ на тепловых нейтронах. Получено и проанализировано 22 распределения интенсивности каскадов с фиксированной суммой энергий переходов, заселяющих низколежащие состояния с энергиями возбуждения $E_f < 475$ кэВ, $E_f < 788$ кэВ и $E_f < 292$ кэВ в ядрах ^{163}Dy , ^{179}Hf и ^{183}W соответственно.

2. Дополнены схемы распада ^{163}Dy , ^{179}Hf и ^{183}W в области малых энергий возбуждения и впервые получены при энергии возбуждения выше 2 МэВ. Для всех трех исследованных компаунд-

ядер зафиксированы достаточно узкие интервалы наиболее вероятных значений спинов промежуточных уровней, возбуждаемых каскадными γ -переходами.

3. Методом математического моделирования доказано, что основная погрешность полученной с помощью метода САСИ схемы распада - неразмещение каскадов в ней. Для имеющегося среднего значения погрешности определения энергий каскадных переходов вероятность включения ложного уровня достаточно мала ($<10\%$ для энергии промежуточного уровня $E_n < 3,5$ МэВ).

4. Анализ распределения средних интенсивностей двухквантовых каскадов подтверждает и уточняет наблюдаемую для других ядер этой области зависимость интенсивности каскадов от структуры трех состояний, связываемых ими.

5. Впервые обнаружено влияние структуры компаунд-состояний (точнее - значения его приведенной нейтронной ширины) на форму распределения и интенсивность первичных переходов, возбуждающих уровни составного ядра в широком энергетическом диапазоне.

6. Впервые проведено сопоставление рассчитанной силы фрагментируемых одноквазичастичных состояний деформированного потенциала Саксона-Вудса с распределением сумм парциальных ширин прямых и первичных γ -переходов. В пределах погрешности расчетной модели наблюдается достаточно хорошее соответствие положений их максимумов. Этот факт следует рассматривать как указание на существенную роль простых компонент волновых функций сильно возбужденных состояний в формировании каскадных γ -переходов.

Работы, положенные в основу диссертации:

1. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвический Ю.С. Исследование γ -распада ^{163}Dy с помощью реакции $(n, 2\gamma)$. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т. 50, N 9, с. 1832-1840.
2. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвический Ю.С. Исследование возбужденных состояний ^{179}Hf с помощью двухквантовых γ -каскадов, Дубна, 1986, -8с. (препринт/Объед. ин-т ядерн. исслед. :Р6-86-493).

3. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Суховой А.М. О достоверности определения схем γ -распада методом суммирования амплитуд совпадающих импульсов. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т. 51, N 11, с. 2023 -2030.
4. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвический Ю.С. Каскадный γ -распад компаунд-состояния ядер ^{163}Dy , ^{167}Er и ^{179}Hf . - Дубна, 1987, - 19с. (препринт/Объед. ин-т ядерн. исслед. :Р6-87-513).
5. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А. Спектроскопические возможности метода суммирования амплитуд совпадающих импульсов при радиационном захвате нейтронов. - Дубна, 1988. -13с. (препринт/Объед. ин-т ядерн. исслед. :Р3-88-106).
6. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвический Ю.С. Интенсивные двухквантовые каскады и новые уровни в ^{183}W . - Дубна, 1988. -11с. (препринт/Объед. ин-т ядерн. исслед. :Р6-88-118).
7. Boneva S.T., Khitrov V.A., Popov Yu.P., Sukhovej A.M., Vasiljeva E.V., Yazvitsky Yu.S. Spectroscopic Information from $^{178}\text{Hf}(n, 2\gamma)^{179}\text{Hf}$ Reaction. - In: Capture Gamma-ray Spectroscopy 1987/Ed. by K.Abrahams and P.Van Assche - Bristol and Philadelphia: Institute of Physics, 1988, p. 615-617
8. Boneva S.T., Khitrov V.A., Popov Yu.P., Sukhovej A.M., Vasiljeva E.V., Yazvitsky Yu.S. On the Influence of the Final States Structure on the Intensity of Two-Quanta Cascades Reaction. - In: Capture Gamma-ray Spectroscopy 1987/Ed. by K.Abrahams and P.Van Assche - Bristol and Philadelphia: Institute of Physics, 1988, p. 661-663.
9. Boneva S.T., Khitrov V.A., Popov Yu.P., Sukhovej A.M., Vasiljeva E.V., Yazvitsky Yu.S. On Peculiarities of the Cascade γ -decay of Heavy Nuclei. - In: Capture Gamma-ray Spectroscopy 1987/Ed. by K.Abrahams and P.Van Assche - Bristol and Philadelphia: Institute of Physics, 1988, p. 640 - 642.
10. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Малов Л.А., Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А. Интенсивные двухквантовые каскады и фрагментация квазичастичных состояний в некоторых деформированных ядрах. - Дубна, 1988, -12с. (препринт/Объед. ин-т ядерн. исслед. :Р3-88-371).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 сентября 1988 года.