

P3-2002-276

А. М. Суховой, В. А. Хитров

**ВОЗМОЖНОСТИ СОВРЕМЕННОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА ПО БЕЗМОДЕЛЬНОМУ  
ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ  $\gamma$ -РАСПАДА  
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ ТЯЖЕЛОГО ЯДРА**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

# 1 Введение

Плотность уровней (ПУ)  $\rho = D^{-1}$  и радиационную силовую функцию (РСФ)

$$k = \Gamma_{\lambda i} / (E_{\gamma}^3 \times A^{2/3} \times D_{\lambda}) \quad (1)$$

$E1$ - или  $M1$ -перехода с энергией  $E_{\gamma}$  и средней шириной  $\Gamma_{\lambda i}$ , связывающего состояния  $\lambda$  и  $i$  в диапазоне возбуждений от  $E_{\dots} \simeq 1-2$  МэВ до энергии связи нейтрона  $B_n$  в ядре с массой  $A$ , до недавнего времени определяли только из испарительных спектров реакций типа  $(p, n)$  и спектров первичных  $\gamma$ -переходов соответственно. Основной недостаток указанных методик - необходимость использования чисто модельных представлений о проницаемости поверхности ядра для испарительных нуклонов [1] или плотности уровней при определении РСФ [2].

Ситуация изменилась, когда авторы [3] показали, что полная радиационная ширина  $\Gamma_{\lambda} = \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle \times m_{\lambda i}$  и интенсивность двухквантовых каскадов  $I_{\gamma\gamma}$

$$I_{\gamma\gamma} = \sum_{J, \pi} (\Gamma_{\lambda i} / \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle m_{\lambda i}) \times n_{\lambda i} \times (\Gamma_{if} / \langle \Gamma_{if} \rangle m_{if}), \quad (2)$$

связывающих компаунд-состояние  $\lambda$  с заданными низколежащими уровнями ядра  $f$  и возбуждающих при этом  $n_{\lambda i} = \rho_i \Delta E$  промежуточных состояний  $i$  из любого интервала шириной  $\Delta E$ , могут быть воспроизведены в расчете с точностью эксперимента. Это возможно только в том случае, если бесконечное число возможных ПУ и РСФ (каждое из которых позволяет точно воспроизвести  $\Gamma_{\lambda}$  и  $I_{\gamma\gamma}$ ) находится в очень узком интервале вариации их значений для любой энергии  $\gamma$ -кванта и возбуждения ядра  $E_{\dots} < B_n$ .

В выражении (2) суммирование выполнено по всем возможным значениям  $J^{\pi}$  промежуточных, конечных уровней каскадов и, при необходимости, по обоим значениям спина компаунд-состояния, возбуждаемого тепловым нейтроном. Известные значения  $J^{\pi}$  начального и конечных уровней каскадов и правила отбора по мультипольности однозначно определяют интервал спинов и четность уровней, которые следует учесть в анализе.

Полные радиационные ширины распадающихся состояний  $\lambda$  и  $i$  в (2) представлены в виде произведения средней по спектру парциальной ширины  $\langle \Gamma_{\lambda i} \rangle$  или  $\langle \Gamma_{if} \rangle$  на число  $m = \rho \times \Delta E$  возбуждаемых при их распаде уровней. Усреднение проведено по спектру всех возможных значений парциальных ширин первичных и вторичных переходов каскадов, возбуждающих  $m_{\lambda i}$  и  $m_{if}$  уровней соответственно. Эта замена выполнена на основании теоремы математического анализа о среднем с целью наглядного представления формы зависимости измеряемых в эксперименте величин  $\Gamma_{\lambda}$  и  $I_{\gamma\gamma}$  от параметров  $\rho$  и  $k$  рассматриваемого процесса.

К сожалению, методика [3] имеет помимо обычных погрешностей любого эксперимента и две специфические:

а) погрешность разделения [4] экспериментального спектра двухквантовых каскадов на две зеркально-симметричные части, зависящие от энергии только первичного  $E_1$  и только вторичного  $E_2$  перехода каскада;

б) неопределенность, связанная с необходимостью введения какого-либо предположения о соотношении РСФ первичных и вторичных  $\gamma$ -переходов каскада для квантов одной и той же энергии и мультипольности при распаде уровней  $\lambda$  и  $i$  соответственно.

Следует учесть, что степень влияния этих погрешностей на определяемые в [3] ПУ и РСФ безусловно убывает при увеличении статистики полезных  $\gamma\gamma$ -совпадений и при уменьшении фона.

## 2 О степени достоверности оценки ПУ и РСФ

### 2.1 Роль погрешности определения интенсивности каскадов

Все измеряемые в эксперименте распределения интенсивностей каскадов представляют собой [5] суперпозицию некоторого числа пар пиков различной интенсивности и "шумовой" полосы с нулевым средним (результат вычитания фона). Поэтому при достаточно высокой статистике совпадений из любого спектра двухквантовых каскадов, связывающих компаунд-состояние и заданный низколежащий уровень, практически возможно выделить даже в любом деформированном ядре несколько сотен пар разрешенных интенсивных пиков, что соответствует 90 и более процентам интенсивности каскадов с энергией их промежуточного уровня менее  $\leq 0.5B_n$ . При использовании метода максимального правдоподобия для этих каскадов может быть определен [6] порядок следования  $\gamma$ -переходов. При этом с достаточно высокой достоверностью [7] устанавливаются энергии уровней ядра и размещаются переходы в схеме  $\gamma$ -распада. Последнее справедливо только для случаев, когда промежуточный уровень каскада разряжается не менее чем парой достаточно интенсивных  $\gamma$ -переходов. В противном случае ситуация с определением порядка следования квантов каскада может быть неопределенной.

Затем интенсивности размещенных [6] в схеме распада каскадов с первичными переходами с энергией  $E_1 > 0.5B_n$  вычитаются [4] из экспериментальных спектров. Оставшаяся часть спектра представляет из себя в основном суперпозицию интенсивностей большого числа каскадов с энергией первичного перехода, меньшей  $0.5B_n$ , и "шумово-

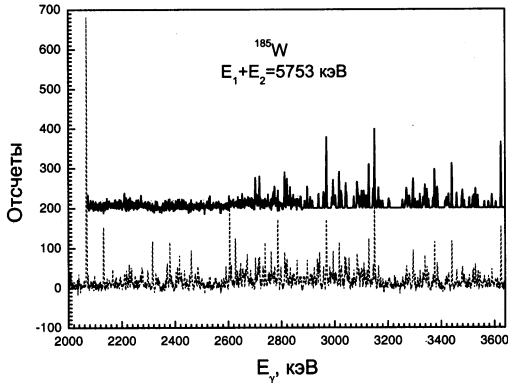


Рис. 1. Часть экспериментально измеренного распределения интенсивностей двух-квантовых каскадов на основное состояние  $^{185}\text{W}$  в функции энергии  $\gamma$ -кванта и его компонент, соответствующий регистрации только первичного перехода с энергией  $E_1 = E_\gamma$  (сдвинуто вверх)

го" распределения с нулевым средним. Пример разложения представлен на рис. 1.

Поскольку существует не равный нулю порог интенсивности каскада  $i_{\gamma\gamma}$  с первичными переходами с энергией  $E_1 > 0.5B_n$ , интенсивность и энергии квантов которого могут быть определены из спектра, то процедура [4] может несколько завышать значение суммарной интенсивности каскадов с  $E_1 < 0.5B_n$  и, соответственно, занижать на ту же величину для симметричных энергий каскадных квантов. Возможна и ситуация, когда порядок квантов в некотором количестве разрешенных каскадов определен неверно. Такая ошибка уменьшает рассматриваемую погрешность и может даже изменить ее знак (если суммарная интенсивность каскадов с ошибочным определением порядка следования переходов достаточно велика).

Оценка максимальной относительной величины рассматриваемой погрешности не превышает 25% для основной массы экспериментальных данных, полученных в Дубне, и значительно меньше для последних экспериментов, выполненных на спектрометре совпадений большей эффективности в Ржеже [9]. Это видно из рис. 2, где приведен пример аппроксимации [10] кумулятивных сумм интенсивностей всех каскадов, заселяющих один и тот же промежуточный уровень в фиксированном вблизи  $0.5B_n$  интервале энергии возбуждения для четырех рассматриваемых здесь ядер:  $^{185,187}\text{W}$  и  $^{191,193}\text{Os}$ .

Модуль экстраполированной зависимости для  $i_{\gamma\gamma} = 0$  определяет ожидаемое абсолютное значение интенсивности неразрешенных слабых каскадов с энергией их промежуточного уровня в указанном интервале его значения.

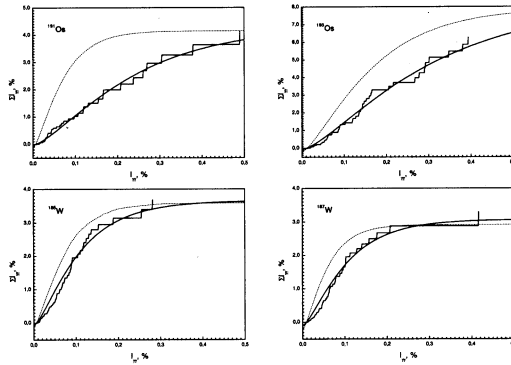


Рис. 2. Кумулятивные суммы  $I_{\gamma\gamma}$  интенсивности наблюдаемых экспериментально в  $^{185,187}\text{W}$  и  $^{191,193}\text{Os}$  каскадов (гистограмма) для интервала энергии их промежуточного уровня от 2.5 до 2.75 МэВ (% распадов композит-состояния), аппроксимированная зависимость (сплошная линия) и ожидаемая для числа уровней, предсказываемых моделью [12] (пунктир) для той же суммарной интенсивности каскадов

Из анализа данных такого типа, полученных для других интервалов в нижней половине энергии возбуждения, следует, что в современных экспериментах доля интенсивности слабых каскадов с  $E_1 > 0.5B_n$ , не выделенных из спектра и поэтому не размещенных в схеме распада, гарантированно не превышает  $\approx 1\%$ , если только отклонения интенсивностей первичных переходов от среднего значения описываются распределением Портера – Томаса [11] (или любым другим с меньшей дисперсией).

Из этого анализа следует также заключение, что плотность промежуточных уровней каскадов в диапазоне энергии возбуждения порядка 1.5 МэВ, или даже более широком, существенно ниже предсказаний модели ферми-газа [12]. Это видно, в частности, из значительно более быстрого нарастания кумулятивных сумм интенсивностей каскадов, вычисленных в рамках этой модели с нормировкой на экспериментальную суммарную интенсивность. Еще большее расхождение этих зависимостей наблюдается для случая, когда суммарная интенсивность каскадов для ожидаемой кумулятивной суммы равна расчетной, существенно меньшей величине.

Если известна к настоящему времени и приведенная в литературе (например, [13]) интенсивность  $i_1$  группы наиболее сильных первичных переходов каскадов, используемая для нормировки  $I_{\gamma\gamma}$ , не содержит заметных (например, больших чем 5 – 10%) систематических погрешностей, то полученная в соответствии с [4] и приведенная на рис. 3 суммарная интенсивность двухквантовых каскадов в  $^{185,187}\text{W}$  и  $^{191,193}\text{Os}$  имеет погрешность не более 10% в каждом из интервалов энергии возбуждения их промежуточных уровней. Это заключение в какой-то степени следует из данных таблицы, в которой,

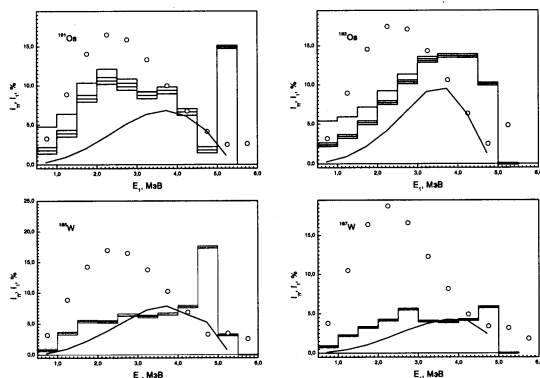


Рис. 3. Зависимость интенсивности двухквантовых каскадов от энергии  $E_1$  из первичного перехода (процентов распадов) со статистической ошибкой – гистограмма. Сплошная линия – расчет с использованием моделей [12,21,23], точки – ожидаемый для тех же моделей ПУ и РСФ спектр первичных  $\gamma$ -переходов

в частности, сопоставляются интенсивности каскадов в изотопах  $^{183,187}\text{W}$ , измеренных в различных условиях эксперимента (геометрия эксперимента, спектр захватываемых нейтронов) в Дубне [14], Риге [15] и Ржеже [16]. Для однозначности сделанных заключений в таблице сопоставляются суммарные интенсивности каскадов на конечные уровни – члены ротационной полосы одноквазичастиного нейтронного состояния [510]  $\uparrow$  – также и для всех четно-нечетных ядер, для которых имеется соответствующая экспериментальная информация. При такого рода сравнении возможное влияние структуры конечных уровней каскадов на парциальные ширины каскадных переходов должно приводить к коррелированному изменению  $I_{\gamma\gamma}$  в соседних ядрах. Непостоянство суммарной интенсивности каскадов, приведенных в таблице, в первую очередь отражает индивидуальные особенности изучаемых ядер. Они могут быть обусловлены, как можно качественно предположить, изменением положения состояния [510]  $\uparrow$  относительно уровня Ферми и связанной с этим вариацией коэффициентов  $u$  и  $v$  канонического преобразования Боголюбова. В частности, из степени расхождения аппроксимирующей зависимости и ПУ, ожидаемой в рамках модели ферми-газа (рис. 2), прямо следует, что плотность уровней в изотопах  $\text{W}$  больше, чем в изотопах  $\text{Os}$  по крайней мере для  $E_{e.o.s} < 3$  МэВ. Соответственно, интенсивность каскадов в изотопах  $\text{W}$  меньше, чем в изотопах  $\text{Os}$  (что и следует из выражения (2)).

Локальные отклонения от общей тенденции могут также рассматриваться в качестве возможной максимальной оценки систематической погрешности определения интенсивности каскадов в конкретном ядре. Из данных таблицы следует, что возможная систематическая погрешность определения  $I_{\gamma\gamma}$  даже в худшем случае не может превы-

**Таблица.** Сопоставление экспериментальных и расчетных интенсивностей двух-квантовых каскадов на уровни полосы  $[510] \uparrow$  (процентов распадов), измеренных в различных экспериментах

Ядро	$E_f$ , кэВ	$I_{\gamma\gamma}^{экс}$	$I_{\gamma\gamma}^{рас}$	Ядро	$E_f$ , кэВ	$I_{\gamma\gamma}^{экс}$	$I_{\gamma\gamma}^{рас}$
$^{175}\text{Yb}$ [17]	515	17.2(40)	7.4	$^{179}\text{Hf}$ [18]	375	15.5(16)	5.8
	556	18.1(47)	6.7		421	16.5(21)	5.4
	602	9.0(16)	3.1		476	7.6(6)	3.0
	Сумма	44(6)	17		Сумма	40(3)	14.2
$^{181}\text{Hf}$ [19]	0	15.2(20)	10.5	$^{183}\text{W}$ [14]	0	13.3(11)	8.7
	46	15.6(20)	11.0		46	10.2(7)	8.7
	99	8.9(20)	5.2		99	1.4(2)	3.9
	Сумма	40(4)	26.7		Сумма	24.9(24)	21.3
$^{183}\text{W}$	0	11.1(7)	8.7	$^{185}\text{W}$	23	11.0(6)	6.5
	46	9.7(4)	8.7		93	12.0(7)	6.6
	99	[1.3]	3.9		188	3.8(2)	2.3
	Сумма	22.1(8)	26.7		Сумма	26.8(9)	15.4
$^{187}\text{W}$ [15]	146	8.0(9)	6.3	$^{187}\text{W}$	146	7.8(2)	6.3
	205	8.3(12)	6.0		205	9.9(2)	6.0
	305	4.9(15)	2.5		305	4.8(5)	2.5
	Сумма	21.2(21)	14.8		Сумма	22.5(6)	14.8
$^{191}\text{Os}$ [16]	84	19.1(5)	3.8	$^{193}\text{Os}$	41	12.2(2)	5.6
	142	7.5(3)	3.1		102	19.0(2)	5.1
	[272]	3.5(3)	1.3		[296]	3.9(2)	2.0
	Сумма	30.1(7)	8.2		Сумма	35.1(4)	12.7

Примечание: приведена только статистическая ошибка. Точная идентификация уровня  $5/2$  ротационной полосы состояния  $1/2[510] \uparrow$  в изотопах Os отсутствует. Представлены самые низколежащие уровни с этим спином и не определенной экспериментально структурой.

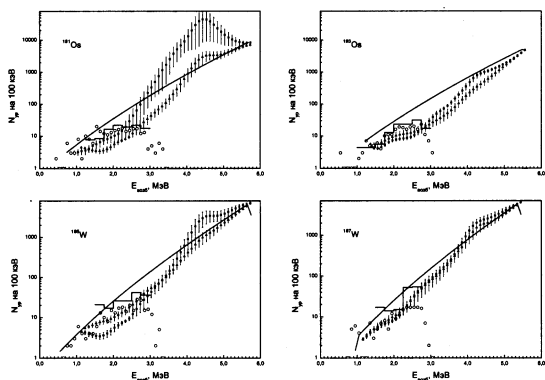


Рис. 4. Число  $N$  уровней обеих четностей, возбуждаемых первичными дипольными переходами в интервале 100 кэВ в функции энергии  $E_{\text{возб}}$ . Кружки – число экспериментально наблюдаемых промежуточных уровней двухквантовых каскадов, гистограмма – их наиболее вероятные ожидаемые значения для нулевого порога регистрации каскада [10]. Точки с ошибками – наиболее вероятные значения, удовлетворяющие соотношению (2) и экспериментальному значению полной радиационной ширины компунд-состояния. Сплошная и пунктирная линии – расчеты по моделям [12] и [20] соответственно (их параметры подобраны индивидуально для воспроизведения экспериментального расстояния между нейтронными резонансами). Треугольники – среднее значение ПУ, воспроизводящей уменьшенные в 1.5 раза значения  $I_{\gamma\gamma}$  рис. 3

шать 25 – 50%, если только в данных [13] нет единой для различных ядер систематической методической погрешности.

Погрешность такого масштаба, как можно показать моделированием, не вносит принципиальных изменений в полученные в соответствии с [3] формы зависимости ПУ от энергии возбуждения (рис. 4) и РСФ от энергии  $\gamma$ -перехода (рис. 5). Такая проверка была выполнена в предположении, что интенсивности каскадов в анализируемых ядрах завышены на 50%.

Результат моделирования приведен там же для сопоставления.

Экспериментальная интенсивность каскадов определяется конкретными значениями ПУ и РСФ в заданном интервале энергий возбуждения и  $\gamma$ -переходов. Расчетная интенсивность определяется их средними значениями. Это обстоятельство требует оптимизации расчета относительно степени возможных локальных случайных вариаций ПУ и РСФ.

В основном практический интерес представляет необходимость включения в анализ [3] существенного локального усиления РСФ в интервалах энергии возбуждения мень-



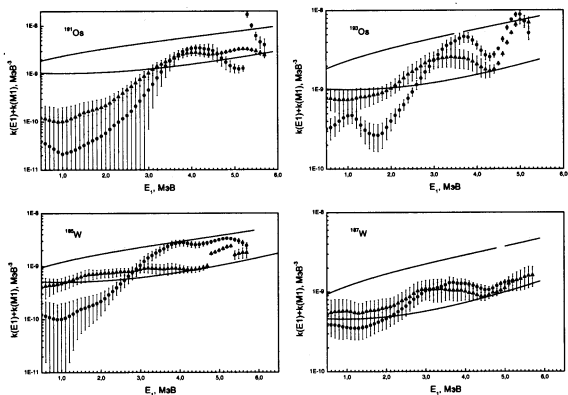


Рис. 5. Наиболее вероятная сумма силовых функций  $k(E1) + k(M1)$   $E1$ - и  $M1$ -переходов радиационного захвата тепловых нейтронов с ее расчетной неопределенностью в функции энергии первичного перехода каскада  $E_1$ . Сплошные линии – данные модельных представлений [21,22] в сумме с отнормированным на эксперимент значением  $k(M1) = const$  [23]. Треугольники – аналогично рис. 4 для РСФ

ших, чем интервал суммирования  $\Delta E$ . Эту ситуацию можно без труда реализовать в методике [3] либо для группы близлежащих уровней каскадов, либо даже для одного наиболее интенсивного первичного перехода (например, для очень интенсивного каскада с первичным  $\gamma$ -переходом с энергией 5147 кэВ в  $^{191}\text{Os}$ ). Такая коррекция существенно ускоряет скорость сходимости итерационного процесса [3], но приводит к появлению локальных вариаций РСФ (рис. 5). В принципе такие вариации могут быть обусловлены не случайными отклонениями  $i_1$  от среднего, а сильным влиянием структуры уровней, связываемых  $\gamma$ -переходом, на его ширину (и на РСФ). На такую возможность указывает выполненный Л.А.Маловым [24] расчет заселяемости изомерных состояний. Из его анализа следует, что основную роль в этом процессе играет только часть возбуждаемых уровней, в волновых функциях которых содержатся значительные фоновые компоненты. Аналогичный механизм может, в принципе, определять и параметры каскадного гамма-распада. А на возможное наличие значительных фоновых компонентов в волновой функции промежуточных уровней, по крайней мере, наиболее интенсивных каскадов указывает наблюдаемая во всех изученных к настоящему времени ядрах [25] эквидистантность их спектров возбуждения.

В целом опыт анализа [3] показывает, что учет возможной немонотонности РСФ необходим в первую очередь в четно-нечетных деформированных и околомagicеских ядрах с любой четностью нуклонов. Данные рис. 4 и 5 получены с учетом указанного уточнения процедуры [3]. Основной результат анализа – существенно меньшая плот-

ность уровней по сравнению с предсказываемым моделью [12] значением – при этом сохраняется как при выполнении процедуры [3] со "сглаженной" РСФ, так и для РСФ типа приведенной на рис. 5 для  $^{185}W$  и  $^{191}Os$ .

Заключение о несоответствии реальной ПУ предсказаниям модели [12] следует также и из сопоставления наблюдаемых в эксперименте интенсивностей каскадов с модельными расчетами. В частности, это следует из сопоставления распределений  $I_{\gamma\gamma}$  и расчетных спектров первичных переходов. Для  $^{185}W$ ,  $^{191,193}Os$  в виде двухквантовых каскадов наблюдается от 60 до 82% общей интенсивности их первичных переходов с  $E_{\gamma} > 0.52$  МэВ. С учетом интенсивностей первичных переходов на основное состояние и каскадов с одним из квантов малой энергии (не включенных в данные рис. 3) можно получить, что ненаблюдаемая в эксперименте интенсивность первичных переходов в  $^{191,193}Os$  составляет приблизительно 10 процентов распадов. Эта недостающая интенсивность должна быть распределена по достаточно большому интервалу энергий первичных переходов каскадов. Поэтому реальный спектр первичных переходов в двух рассматриваемых ядрах при  $E_1 < 3 - 4$  МэВ находится в промежутке между интенсивностью каскадов и модельно рассчитанной зависимостью (рис. 3) и, более того, достаточно близок к  $I_{\gamma\gamma}$ . Для примера на этом же рисунке приведен вариант распределения ненаблюдаемой интенсивности первичных переходов в интервале шириной 3 МэВ (с линейным возрастанием добавляемой интенсивности к  $I_{\gamma\gamma}^{exp}$ ). Этот пример на базе наилучшей на сегодня экспериментальной информации независимо демонстрирует недостаточную точность модельных представлений типа [12,20-23] о свойствах тяжелою ядра выше  $E_{\alpha\alpha} \sim 1 - 2$  МэВ.

## 2.2 Роль модельных предположений

Извлекаемые из эксперимента с помощью методик [3] и [10] значения ПУ должны соответствовать друг другу, что и наблюдается для многих ядер. Максимальное несоответствие наблюдается преимущественно в области  $A > 180$  и не только для рассматриваемых здесь четно-нечетных ядер, но и для четно-четных и нечетно-нечетных ядер. В указанной области масс методика [10] дает большее значение ПУ, чем методика [3]. Это можно объяснить тем, что часть неразмещенных по [6] каскадов имеет первичный переход меньшей энергии, чем вторичный. В таком случае аппроксимация [10] распределения случайных интенсивностей каскадов соответственно дает завышенную оценку ПУ. Возможны однако и другие объяснения:

- имеется некоторый набор значений ПУ и РСФ, которые позволяют одновременно воспроизводить  $I_{\gamma\gamma}$  и значений ПУ из [10], но которые не выявлены в работе [3];
- принятые в [3] предположения о соотношении РСФ первичных и вторичных переходов каскада нуждаются в существенной коррекции.

Данные по  $I_{\gamma\gamma}$  для рассматриваемых изотопов  $W$  и  $Os$  были проанализированы в модифицированной версии процедуры [3], предусматривающей ограничение минимального значения ПУ ниже 2 – 3 МэВ. Во всех случаях в функциональной зависимости ПУ от энергии возбуждения, используемой для воспроизведения  $I_{\gamma\gamma}$ , при этом появляется вторая, еще более ярко выраженная, чем на рис. 4, "ступенька" при  $E_{\alpha\alpha} \simeq 5$  МэВ. И

плотность уровней при этой энергии сопоставима с плотностью уровней для  $B_n$  или даже превышает ее. Но даже при этом в изотопе  $^{191}\text{Os}$  точного воспроизведения интенсивности каскадов достичь оказалось невозможно. Как следствие перечисленного, можно ожидать, что для дальнейшего увеличения достоверности определяемых значений ПУ и РСФ потребуются учет различия в энергетической зависимости РСФ первичных и вторичных переходов каскадов.

### 3 Возможное влияние структуры уровней каскада на определяемые параметры процесса $\gamma$ -распада

Из теоретических представлений следует, что структура распадающегося уровня наиболее сильно влияет на вероятность  $\gamma$ -распада при наименьших энергиях возбуждения. В применении к рассматриваемой здесь проблеме это означает, что отношения парциальных ширин

$$R = \Gamma_{\lambda i} / \Gamma_{i f} \quad (3)$$

и, соответственно, РСФ для первичных и вторичных переходов одной и той же мультипольности и энергии могут зависеть от  $E_\gamma$ . В этом случае неизбежная систематическая погрешность значений параметров, извлекаемых из анализа [3], будет зависеть от степени отклонения  $R$  от постоянной величины. Возможное включение новых переменных в анализ [3] очень резко увеличит неопределенность найденных значений ПУ и РСФ. Поэтому в настоящее время возможность раздельного определения РСФ для первичных и вторичных переходов каскадов реально не просматривается (кроме потенциальной возможности получить информацию о двухквантовых каскадах на их конечные уровни с  $E_f > 1$  МэВ).

Следует заметить, что если отношение ширин  $R$  зависит только от энергии уровня  $i$  и не зависит от энергии кванта, то определенные в соответствии с методом [3] параметры не содержат рассматриваемую здесь систематическую ошибку.

В случае, если  $R$  сильно зависит от  $E_\gamma$ , возможна компенсация систематической ошибки в найденной ПУ (рис. 4) систематической ошибкой в результирующей РСФ (рис. 5).

Здесь возможны два варианта:

- а) РСФ вторичных переходов возрастает при увеличении  $E_\gamma$  значительно быстрее, чем первичных;
- б) РСФ первичных переходов возрастает при увеличении  $E_\gamma$  значительно быстрее, чем вторичных.

В первом случае реальная плотность уровней может оказаться большей, нежели дает анализ [3], во втором ситуация может быть обратной.

Расчет [26] полных спектров  $\gamma$ -квантов радиационного захвата тепловых и быстрых нейтронов с различными предположениями о форме зависимости РСФ первичных и вторичных переходов от  $E_\gamma$  показал, что вариант б) дает лучшее соответствие с экспериментом по сравнению с вариантом, использующим только данные анализа

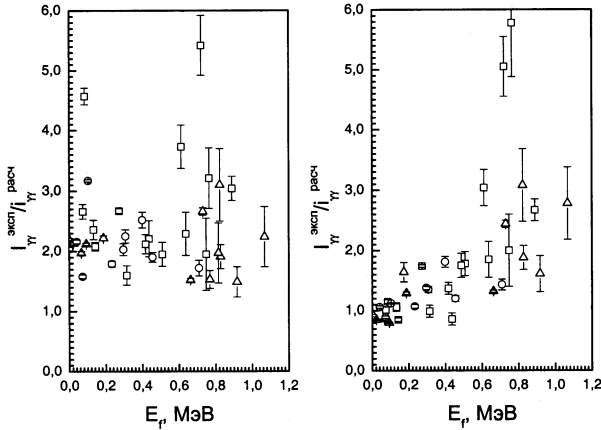


Рис. 6. Зависимость отношения  $I_{\gamma\gamma}^{\text{эксп}}/I_{\gamma\gamma}^{\text{расч}}$  от  $E_f$  для  $^{185}\text{W}$  и  $^{191,193}\text{Os}$ . Слева – расчет с использованием моделей [12, 21, 23], справа – расчет с параметрами из [3]

[3] для первичных и для вторичных  $\gamma$ -переходов, практически для всех ядер области  $114 \leq A \leq 200$ . И, следовательно, приведенная на рис. 4 ПУ отражает наиболее общие закономерности ее зависимости от энергии возбуждения.

Тем не менее, необходима независимая проверка этого заключения. Ее можно осуществить следующим образом: отклонение энергетической зависимости РСФ вторичных переходов каскадов от полученной в [3] при условии  $\Gamma_{\lambda i}/\Gamma_{if} = \text{const}$  приводит к расхождению расчетной и экспериментальной интенсивностей каскадов для различной энергии их конечных уровней. При этом следует учесть, что даже для соседних уровней  $E_f$  интенсивность каскадов может зависеть от структуры их волновой функции или даже только от спина (что и наблюдается, как видно из таблицы, в изотопах  $^{183}\text{W}$  и  $^{191,193}\text{Os}$ ).

С учетом этого обстоятельства на рис. 6 сопоставляются отношения экспериментальных и рассчитанных для различных ПУ и РСФ интенсивностей двухквантовых каскадов в ядрах  $^{185}\text{W}$  и  $^{191,193}\text{Os}$  в функции энергии  $E_f$ . (Условия эксперимента ограничили  $E_f$  для  $^{187}\text{W}$  значением 305 кэВ).

Рост отношения  $I_{\gamma\gamma}^{\text{эксп}}/I_{\gamma\gamma}^{\text{расч}}$  с ростом  $E_f$  в расчетах с ПУ и РСФ из [3] означает, что РСФ вторичных переходов каскадов может иметь форму зависимости от  $E_f$ , более близкую к модельной [21-23], чем результирующая методики [3] (рис. 5). Но даже в этом случае для диапазона изменения энергий  $E_f \sim 1$  МэВ ее усредненное по энергии промежуточного уровня каскада отклонение, скорее всего, не превышает двойки. Хотя данные рис. 6 нельзя прямо экстраполировать на область больших значений  $E_f$ , но расширение интервала значений  $E_f$  позволит не только фиксировать расхождение экс-

перимента и расчета, но и решить проблему более достоверного определения значений ПУ и РСФ путем привлечения в анализ дополнительной информации.

## 4 Заключение

Новые и, видимо, наиболее точные на сегодняшний день экспериментальные данные о двухквантовых каскадах в изотопах  $W$  и  $Os$  подтвердили наличие потребности в улучшении теоретического описания свойств ядра в области перехода от "простых" состояний при  $E_f \leq 1 - 2$  МэВ к состояниям максимальной сложности (например, к нейтронным резонансам). Наблюдением излома в энергетической зависимости ПУ подтвержден сделанный в [3] вывод о неприменимости представлений о "плавном" изменении свойств ядра при его переходе от состояния "порядка" к состоянию "хаоса".

Полученные к настоящему времени экспериментальные данные о процессе каскадного  $\gamma$ -распада возбужденных состояний из области энергий возбуждения  $E_{ex} \sim B_n$  показывают, как минимум, что общепринятые представления о свойствах ядра ниже энергии связи нейтрона нуждаются в достаточно серьезной коррекции и дальнейшем развитии. А представления о статистическом характере процесса  $\gamma$ -распада (выражаемые, в частности, представлениями модели невзаимодействующего ферми-газа) явно не в состоянии обеспечить воспроизведение его экспериментально измеряемых параметров с точностью, достигнутой в эксперименте. Соответствующий "статистический" подход приводит к недооценке влияния структуры ядра на величины, определяющие этот процесс, либо для всего интервала возбуждений  $B_n$ , либо большей его части.

Экспериментальные данные для рассматриваемых здесь ядер подтверждают основной физический вывод, который сделан на основе результатов выполненных до сих пор экспериментов и их анализа [3,25]: ниже энергии возбуждения 3-4 МэВ свойства ядра, проявляющиеся в эксперименте при захвате тепловых нейтронов, определяются преимущественно его колебаниями. А при больших возбуждениях в структуре уровней, вероятно, доминируют преимущественно квазичастичные компоненты их волновой функции.

Работа поддержана грантом РФФИ 99-02-17863.

Авторы выражают искреннюю признательность Ярославу Гонзатко и Иво Томандлу, выполнившим в Ржеже эксперимент, и Валерию Бондаренко, предоставившему полученные им данные об абсолютных интенсивностях первичных  $\gamma$ -квантов радиационного захвата тепловых нейтронов в изотопах  $^{184,186}W$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Растопчин Е.М., Свирин М.И., Смиринкин Г.Н.// ЯФ., 1990, 52, С.1258
2. Bartholomew G.A. et al// Advances in nuclear physics. 1973. V. 7. P. 229.
3. Vasilieva E.V., Sukhovoja A.M., Khitrov V.F.// Physics of Atomic Nuclei. 2001. V. 64(2) P.153
4. Boneva S.T. et. al.//Z. Phys. 1991. V. A338. P. 319.  
Boneva S.T. et. al.//Nucl. Phys. 1995. V. A589. P.293.
5. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А. // ЭЧАЯ, 1991. Т.22, в.2, С.479.
6. Попов Ю.П. и др. //Иzv. АН СССР, сер. Физ. 1984, т.48, N<sup>o</sup> 5, с. 891
7. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Суховой А.М.// Изв. АН СССР, сер. физ. 1987, т.51, N<sup>o</sup>11, С.2023
8. Суховой А.М., Хитров В.А.// ПТЭ. 1984. N<sup>o</sup>5. С.27.
9. Honzátko J. et al.// Nucl. Instr. and Meth. 1996. A376. p.434
10. Суховой. А.М., Хитров В.А.//ЯФ., 1999, т.62. N<sup>o</sup> 1, С. 24.
11. Porter C.F., Thomas R.G.// Phys. Rev. 1956, v.104, N<sup>o</sup>2, P.483.
12. Dilg W. et. al.//Nucl. Phys. 1973. V.A217. P.269.
13. Lone M.A., Leavitt R.A., Harrison D.A.// Nuclear Data Tables. 1971. V.26. P.511.
14. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвицкий Ю.С. //Иzv. АН СССР, сер. физ. 1989. Т.53, N<sup>o</sup>1. С.7
15. Veitins M.P., Boneva S.T., Khitrov V.A., Malov L.A., Popov Yu.P., Prokofiev P.T., Rezvaya G.L., Simonova L.I., Sukhovoja A.M., Vasilieva E.V. //Z. Phys. A - Hadrons and Nuclei. 1992. V.341. P.155
16. V.A. Bondarenko, V.A.Khitrov, A.M.Sukhovoja, J.Honzatko, I.Tomandl// JINR preprint E3-99-343, Dubna, 1999
- 17.Васильева Э.В., Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвицкий Ю.С. //Иzv. АН СССР, сер. физ.-1984.-Т.48, N<sup>o</sup>10.-С.1907
18. Бонева С.Т. и др.,//Иzv. АН СССР, сер. физ.-1991.-Т.55, N<sup>o</sup>11.-С.2091.
20. Ignatyuk A.V. //Proc. IAEA Consultants meeting on the use of nuclear theory neutron nuclear data evaluation (Trieste, Italy, December 1975):IAEA-190, 1976. V.1. P.211.
21. Axel P.//Phys. Rev. 1962. V. 126. P.671.
22. Kadmenskij S.G., Markushev V.P., Furman W.I.//Sov. J. Nucl Phys. 1983. V. 37. P.165.
23. Блатт Дж., Вайскопф В.// Теоретическая ядерная физика, М., ИЛ, 1953
24. Малов Л.А. LI Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Тезисы докладов, ВНИИФ, Саров, 2001, С. 107.
25. Суховой. А.М., Хитров В.А.//Иzv. РАН, сер. физ., 1997, т.61, N<sup>o</sup> 11, С. 2068.
26. Khitrov V.A., Sukhovoja A.M., Grigoriev E.P. In: IX International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, May 2001, E3-2001-192, Dubna, 2001, P. 173.  
Суховой А.М., Хитров В.А., Григорьев Е.П.// Вопросы атомной науки и техники, серия ядерные константы, 2001, вып. 1, С. 94.

Получено 6 декабря 2002 г.

Суховой А. М., Хитров В. А.

P3-2002-276

Возможности современного эксперимента  
по безмодельному определению параметров  $\gamma$ -распада  
компаунд-состояния тяжелого ядра

Экспериментальные данные по двухквантовым каскадам при захвате тепловых нейтронов в ядрах  $^{184,186}\text{W}$  и  $^{190,192}\text{Os}$  анализируются с точки зрения перспектив увеличения достоверности безмодельного определения плотности уровней в заданном интервале  $J^\pi$  и радиационных силовых функций возбуждающих их  $E1$ - и  $M1$ -переходов для области  $E_{\text{воз}} \leq B_n$ .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

Sukhovej A. M., Khitrov V. A.

P3-2002-276

The possibilities of Modern Experiment  
on Model-Free Determination of the Parameters  
of the Cascade  $\gamma$ -Decay of the Heavy Compound Nucleus

The experimental data on the two-step  $\gamma$ -cascades following thermal neutron capture in the  $^{184,186}\text{W}$  and  $^{190,192}\text{Os}$  nuclei is analysed from the point of view of perspectives to increase the reliability of model-free determination of the level density in a given interval of  $J^\pi$  and the radiative strength functions of populating them  $E1$  and  $M1$  transitions for the excitation energy region  $E_{\text{ex}} \leq B_n$ .

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

**Редактор *М. И. Зарубина***  
**Макет *Н. А. Киселевой***

Подписано в печать 20.12.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,88. Уч.-изд. л. 1,46. Тираж 290 экз. Заказ № 53672.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)