

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ
ЭФФЕКТА ПРЕДПОЛАГАЕМОГО РАЗРЫВА
КУПЕРОВСКИХ ПАР НУКЛОНОВ
В ЯДРАХ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

А. М. Суховой, В. А. Хитров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	698
ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОСТОВЕРНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ρ И k В СОВРЕМЕННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ	700
МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КАСКАДНОЙ ЗАСЕЛЯЕМОСТИ УРОВНЕЙ	702
СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ЗАСЕЛЯЕМОСТИ УРОВНЕЙ	705
ВОЗМОЖНОСТИ ТОЧНОГО РАСЧЕТНОГО ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ЗАСЕЛЯЕМОСТИ УРОВНЕЙ	706
ФОРМА ЗАВИСИМОСТИ НАИЛУЧШИХ ЗНАЧЕНИЙ k И ρ ОТ ЭНЕРГИИ ДИПОЛЬНОГО ГАММА-ПЕРЕХОДА И ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА	716
ВОЗМОЖНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ МОДИФИКАЦИИ МОДЕЛЬНЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ПАРАМЕТРАХ КАСКАДНОГО ГАММА-РАСПАДА КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ	720
О ПРЯМОЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ НАЙДЕННЫХ ЭФФЕКТОВ	723
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	725
ПРИЛОЖЕНИЕ	726
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	729

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ЭФФЕКТА ПРЕДПОЛАГАЕМОГО РАЗРЫВА КУПЕРОВСКИХ ПАР НУКЛОНОВ В ЯДРАХ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

А. М. Суховой, В. А. Хитров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Из сопоставления абсолютных интенсивностей индивидуальных двухквантовых каскадов с известными интенсивностями их же первичных и вторичных переходов захвата тепловых нейтронов определена каскадная и полная заселяемость до ~ 100 уровней каждого из ядер: ^{40}K , ^{60}Co , ^{74}Ge , ^{114}Cd , ^{118}Sn , ^{124}Te , $^{137,138}\text{Ba}$, ^{150}Sm , $^{156,158}\text{Gd}$, ^{165}Dy , ^{168}Er , ^{175}Yb , ^{181}Hf , $^{183,184,185,187}\text{W}$, ^{196}Pt и ^{200}Hg . Эти экспериментальные результаты, а также интенсивности двухквантовых каскадов на низколежащие уровни для тех же ядер воспроизведены с максимальной точностью при использовании в расчете плотности уровней с ярко выраженной «ступенчатой» структурой. При этом радиационные силовые функции первичных переходов разрядки компаунд-состояний указанных ядер на уровни в области такой структуры существенно усилены по сравнению с силовыми функциями гамма-переходов на выше- и нижележащие уровни. А заселяемости уровней ядер с любой четностью нуклонов ниже $\approx 3\text{--}5$ МэВ могут быть воспроизведены только при учете существенного локального увеличения радиационных силовых функций вторичных переходов на уровни вблизи точек излома в энергетической зависимости плотности уровней и довольно значительного уменьшения радиационных силовых функций гамма-переходов на нижележащие состояния ядра. Одновременное сильное локальное изменение как плотности уровней, так и радиационных силовых функций всех каскадных гамма-переходов в небольшой области возбуждения ядра соответствует определению фазового перехода второго рода.

From a comparison of absolute intensities of the individual two-step cascades with the known intensities of their primary and secondary transitions, the cascade and total population of about 100 levels has been determined for each of the following nuclei: ^{40}K , ^{60}Co , ^{74}Ge , ^{114}Cd , ^{118}Sn , ^{124}Te , $^{137,138}\text{Ba}$, ^{150}Sm , $^{156,158}\text{Gd}$, ^{165}Dy , ^{168}Er , ^{175}Yb , ^{181}Hf , $^{183,184,185,187}\text{W}$, ^{196}Pt и ^{200}Hg . These experimental results and intensities of two-step cascades to the low-lying levels of these nuclei were reproduced with a good enough accuracy using energy dependence of level density with the clearly expressed «step-like» structure and radiative strength functions which were considerably increased for the primary transitions to the region of this structure as compared with predictions of conventional models. Besides, population of levels of nuclei with any nucleon parity below 3–5 MeV could be reproduced only accounting for considerable local strengthening in the radiative strength functions of the secondary transitions to the levels lying in the vicinity of the break point in the energy dependence of level density and rather considerable decrease of wave functions of secondary transitions to low-lying levels of a nucleus. Simultaneous strong local change in both level density and radiative strength functions of two-step gamma-cascades in the small excitation region of a nucleus corresponds to the definition of the second order phase transition.

ВВЕДЕНИЕ

Основной целью экспериментальных и теоретических исследований в ядерной физике низких энергий является создание непротиворечивого модельного представления о свойствах ядер в заданном интервале энергий их возбуждения. Соответствующие модели должны обеспечивать сопоставимую с экспериментом точность расчета любых важных для практики параметров ядра. Для решения этой задачи эксперимент должен предоставить теории комплекс экспериментальных данных, отражающих в достаточно явной форме наиболее существенные свойства ядерной материи. Практически для этого необходимо определить плотность возбужденных уровней ядра в заданном интервале значений их квантовых чисел во всей рассматриваемой области энергий его возбуждения и вероятность эмиссии продуктов соответствующей ядерной реакции. Если ограничиться энергией связи нуклона в ядре, то основным продуктом реакции его захвата являются гамма-кванты, а определяемый в этом процессе параметр — их радиационные силовые функции.

В ядрах с достаточно высокой плотностью возбуждаемых уровней ($\rho > 10^3 \text{ МэВ}^{-1}$) практически невозможно выделить каждый гамма-переход и определить положение связываемых им уровней. Поэтому классическая ядерная спектроскопия не может решить рассматриваемую здесь задачу. Но, как впервые отмечал В. Г. Соловьев, для развития ядерной теории и не требуется столь детальной информации. Вполне достаточно экспериментально определить усредненные параметры ядра: плотность уровней и радиационные силовые функции испускаемых им гамма-квантов. К сожалению, экспериментаторы до сих пор не смогли найти универсального и полного решения такой задачи.

Существенный прогресс в этом направлении достигнут к настоящему времени только благодаря определению и последующему анализу [1] интенсивностей двухквантовых гамма-каскадов

$$I_{\gamma\gamma} = \sum_{\lambda, f} \sum_l \frac{\Gamma_{\lambda l} \Gamma_{lf}}{\Gamma_{\lambda} \Gamma_l} = \sum_{\lambda, f} \frac{\Gamma_{\lambda l}}{(\Gamma_{\lambda l})_{m_{\lambda l}}} n_{\lambda l} \frac{\Gamma_{lf}}{(\Gamma_{lf})_{m_{lf}}}, \quad (1)$$

связывающих нейтронный резонанс с заданными низколежащими уровнями изучаемого ядра. Их величина определяется отношением парциальных ширин первичных $\Gamma_{\lambda l}$ и вторичных Γ_{lf} гамма-переходов между уровнями λ , l и f к соответствующим значениям полных радиационных ширин и числам m и n уровней, возбуждаемых каскадами в различных интервалах их энергий. Величина m соответствует всем возможным уровням, возбуждаемым первичными или вторичными гамма-переходами, а $n = \rho \Delta E$ — число промежуточных уровней каскадов в интервале $\Delta E = 50 \text{ кэВ}$ их усреднения. Поскольку разность спинов начального и конечного уровней наблюдаемых каскадов, как

правило, не превышает 2, то значения $I_{\gamma\gamma}$ определяются практически только дипольными переходами и плотностью уровней в однозначно устанавливаемых интервалах J^π .

Для уменьшения неопределенности получаемых по методике [1] значений плотности уровней и радиационных силовых функций в выражение (1) целесообразно включать всю имеющуюся информацию об исследованном ядре: энергии и квантовые числа известных низколежащих уровней, коэффициенты ветвления при их распаде и т. д. Область энергий возбуждения, где следует использовать экспериментальную информацию такого рода, варьируется от ~ 1 до ~ 3 МэВ в зависимости от плотности низколежащих уровней и надежности такого рода спектроскопической информации. В этом случае удается уменьшить влияние индивидуальных особенностей ядра на систематическую ошибку определяемых значений плотности уровней и радиационных силовых функций.

Интенсивности двухквантовых каскадов при захвате тепловых нейтронов для всех возможных энергий гамма-квантов к настоящему времени измерены в ряде ядер от ^{28}Al до ^{200}Hg на спектрометрах совпадений Дубны, Риги и Ржежа. Для большинства из них с помощью процедуры [2] из экспериментальных спектров определена доля интенсивности, соответствующая заданным интервалам энергии первичного гамма-перехода.

Несмотря на то, что число неизвестных в уравнении (1) всегда больше числа измеренных экспериментально значений, форма функциональной зависимости $I_{\gamma\gamma}$ от определяющих ее параметров позволяет выделить конечные интервалы их значений, используя которые можно точно воспроизводить эксперимент. Естественно, достичь такого результата в рамках процедуры [1] невозможно без обязательного использования известных значений полной радиационной ширины компаунд-состояния и информации о плотности низколежащих уровней и нейтронных резонансов $\rho_\lambda = D_\lambda^{-1}$.

Весьма существенное систематически наблюдаемое расхождение значений экспериментальных и рассчитанных для 51 ядра распределений интенсивностей каскадов с суммарной энергией $E_1 + E_2 = B_n - E_f$ (для энергий их конечного уровня $E_f < 1$ МэВ) показало, что существующие представления и модели, описывающие процесс каскадного гамма-распада, нуждаются в весьма серьезной коррекции. Иной возможности довести точность модельного расчета параметров каскадного гамма-распада любого ядра до точности современного эксперимента нам найти не удалось.

Из анализа всей совокупности данных, полученных при изучении двухквантовых каскадов (особенно полученных в соответствии с [1] значений радиационных силовых функций каскадных переходов k и плотности возбуждаемых ими уровней ρ), следует, что структура волновых функций возбужденных уровней существенно различается для областей их энергий ниже и выше $\sim 0,5B_n$. Этот вывод сделан чисто экспериментально исходя как

из формы зависимости плотности уровней и вероятности их возбуждения (разрядки) от энергии, так и из сильного отличия указанных параметров от предсказанных величин, базирующихся на моделях, представляющих ядро как чисто фермионную систему (см., например, [3, 4]).

Значимость такого вывода следует из того, что соответствующие модельные представления о ядре до сих пор используются как для анализа эксперимента, так и для расчета спектров гамма-излучения и сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. При этом специфика полученных в [1] данных и анализ условий соответствующего эксперимента требует не только перехода к более реалистичным моделям плотности уровней ρ и радиационных силовых функций (в форме, максимально ослабляющей зависимость k от массы ядра A):

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

(типа [5, 6] и [3, 7] соответственно), но и более точной параметризации и дальнейшего развития моделей радиационных силовых функций. Достаточно современные теоретические представления о зависимости плотности уровней от энергии возбуждения ядра позволяют выявить основной ядерный процесс, который требуется более корректно учесть в современных моделях ρ и k . Согласно [6], это процесс разрыва спаренных нуклонов.

Необходимость дальнейших теоретических разработок и прецизионной параметризации моделей следует не только из недостаточного соответствия теоретических представлений эксперименту, она обусловлена также стремлением к более точной интерпретации происходящих в ядре процессов. Достижению этой же цели будет служить и разработка новых методик анализа уже полученных экспериментальных данных.

1. ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОСТОВЕРНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ρ И k В СОВРЕМЕННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Ординарные HPGe-детекторы (относительная эффективность не более 30 %, отсутствие антикомптоновской защиты) позволяют на пучке тепловых нейтронов за 300–700 ч эксперимента получать распределения интенсивности каскадов в функции энергии их первичного перехода с приемлемой погрешностью для конечных уровней с энергией возбуждения E_f не выше 1 МэВ и определять суммарную интенсивность двухквантовых каскадов на вышележащие уровни с E_f до ≈ 2 МэВ. Другими словами, они дают возможность наблюдать в эксперименте в форме предельно простых и очень удобных для анализа спектров от ~ 50 до ~ 95 % общей интенсивности первичных гамма-переходов разрядки возбужденного компаунд-состояния.

Это обстоятельство позволяет получать детальную, точную и достоверную информацию о процессе каскадного гамма-распада при захвате тепловых

нейтронов в любом стабильном ядре-мишени. Прежде всего это плотность промежуточных уровней каскадов и радиационные силовые функции каскадных гамма-переходов. Но, к сожалению, определенные в соответствии с [1] значения ρ и k содержат некоторую неизвестную систематическую погрешность. Ее ординарная часть определяется неточностями значений сечений захвата нейтронов, измеренной интенсивности гамма-квантов в спектрах радиационного захвата тепловых нейтронов, конкретными экспериментальными условиями регистрации гамма-гамма-совпадений и т. д.

Специфическая часть систематической погрешности может иметь два различных источника.

1. Потенциально возможное различие как форм распределения случайных интенсивностей первичных и/или вторичных каскадных переходов, так и их среднего значения. Оно может быть обусловлено сильным влиянием структуры волновых функций уровней на парциальные радиационные ширины первичного и/или вторичного гамма-переходов, т. е. селективностью изучаемого процесса. Ее проявление следует ожидать в форме зависимости средней интенсивности каскадов от соотношения фононных и квазичастичных компонентов в структурах промежуточного и конечного уровней каскадов для одних и тех же значений их спина и четности, в частности в форме корреляции различной силы значительной доли интенсивности каскадов с приведенной нейтронной шириной резонанса, который формирует распадающееся компаунд-состояние.

2. Зависимость значений силовой функции не только от энергии E_γ кванта заданной мультипольности, но и от энергии возбуждения E_{ex} распадающегося уровня, т. е. наличие функции $k = F(E_\gamma, E_{ex})$ вместо принятого при выводе выражения (1) предположения $\Gamma_{lf}/\Gamma_l = F(E_\gamma)$ для любых энергий распадающихся уровней l .

Ординарная часть погрешности определения $I_{\gamma\gamma}$ может быть минимизирована в современном эксперименте без существенных проблем до уровня, не превышающего 5–20 %. Специфическая часть обуславливает неустранимое или трудно устранимое в настоящее время расхождение между извлеченными из эксперимента и реальными значениями ρ и k .

Потенциально большое влияние первого источника специфической части систематической погрешности может потребовать пересмотра представлений о неселективности реакции (n, γ) для какого-то интервала энергий возбуждаемых в ней уровней и, соответственно, внесения больших или меньших изменений в уравнение (1). Естественно, что соответствующие коррекции потребуются внести и в любые иные методики анализа эксперимента по изучению гамма-распада высоковозбужденных состояний.

Возможности для оценки влияния энергии распадающегося уровня E_{ex} на относительную величину радиационных силовых функций гамма-переходов одной и той же мультипольности и энергии существуют уже сейчас.

Для 51 изученного ядра получен значительный объем информации по интенсивностям индивидуальных каскадов

$$i_{\gamma\gamma} = i_1 i_2 / \sum i_2, \quad (3)$$

энергетически разрешенных в спектрах в виде пар пиков. Их параметры, включая наиболее вероятный порядок следования квантов, надежно извлечены из эксперимента до энергии возбуждения промежуточного уровня каскада 3–5 МэВ с помощью созданной в Дубне оригинальной методики анализа с использованием численного алгоритма [8] улучшения разрешения, не приводящего к потере эффективности и обеспечивающего предельно возможное разрешение для всех получаемых спектров $E_1 + E_2 = \text{const}$.

Для ^{181}Hf и четно-нечетных изотопов W в Риге и Ржеже также измерены [9–11] наиболее полные спектры интенсивностей испускаемых при захвате тепловых нейтронов первичных i_1 и вторичных i_2 гамма-квантов вплоть до B_n . Для ^{184}W аналогичные данные получены в Гатчине [12]. Данные по i_1 и i_2 имеются в файле «EGAF» [13] и позволяют получить вполне приемлемую, точную (хотя и явно недостаточную по объему) информацию об этой же величине и для ядер ^{28}Al , ^{40}K , ^{60}Co , ^{74}Ge , ^{114}Cd , ^{118}Sn , ^{124}Te , $^{137,138}\text{Ba}$, ^{150}Sm , $^{156,158}\text{Gd}$, ^{165}Dy , ^{175}Yb , ^{196}Pt и ^{200}Hg .

Для 30 оставшихся ядер весьма ограниченный объем данных [13] о спектрах гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов, к сожалению, не позволяет получить сколько-нибудь значимой информации из описанного ниже анализа. В первую очередь это относится к составным сферическим и деформированным нечетно-нечетным ядрам средней массы. А ядро ^{28}Al исключено из анализа из-за очень сильных структурных эффектов, практически не позволяющих использовать для описания процесса его каскадного гамма-распада понятия «плотность уровней» и «радиационная силовая функция» в их существующей трактовке.

2. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КАСКАДНОЙ ЗАСЕЛЯЕМОСТИ УРОВНЕЙ

Из уравнения (3) для совокупности имеющихся данных по $i_{\gamma\gamma}$, i_1 и i_2 можно определить суммарную заселяемость $P = \sum i_2$ примерно 100 уровней для большинства вышеперечисленных ядер до энергии их возбуждения 3–4 МэВ и выше. Разность P и интенсивности первичного перехода i_1 на каждый из этих уровней равна сумме их заселяемости только двух-, трех- и т. д. квантовыми каскадами. Она может быть рассчитана различными способами при некоторых предположениях о плотности возбуждаемых при захвате теплового нейтрона уровней и радиационных силовых функциях каскадных

гамма-переходов. Для этого могут быть использованы, например, существующие модельные представления о соответствующих величинах или возможные гипотезы на их счет (включая полученные согласно [1] значения k и ρ).

Области максимального расхождения эксперимента и различных вариантов расчета при этом показывают, где и в каком направлении следует модифицировать модельное описание процесса каскадного гамма-распада.

Поскольку в настоящее время практически нет возможности экспериментально определить заселяемости всех без исключения промежуточных уровней двухквантовых каскадов даже при небольших энергиях их возбуждения (из-за наличия порога регистрации интенсивностей $i_{\gamma\gamma}$, i_1 и i_2), то сопоставление эксперимента и расчета целесообразно осуществлять для просуммированных по небольшому интервалу энергий возбуждения значений $P - i_1$. Эти

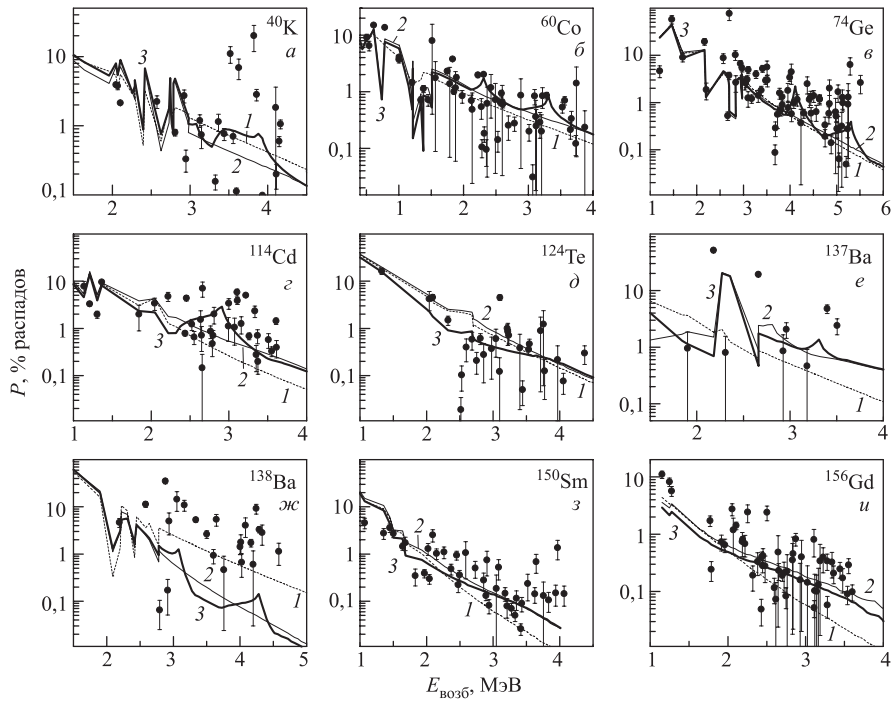


Рис. 1. Точки с ошибками — полная заселяемость промежуточных уровней двухквантовых каскадов в ядрах ^{40}K (а), ^{60}Co (б), ^{74}Ge (в), ^{114}Cd (г), ^{124}Te (д), $^{137,138}\text{Ba}$ (е, ж), ^{150}Sm (з), ^{156}Gd (и). 1 — расчет с использованием данных моделей [4, 16]; 2 — расчеты с использованием значений ρ и k , полученных по методике [1]; 3 — для расчета использована плотность уровней из [1], а соответствующие силовые функции вторичных переходов изменены согласно выражениям (4), (5)

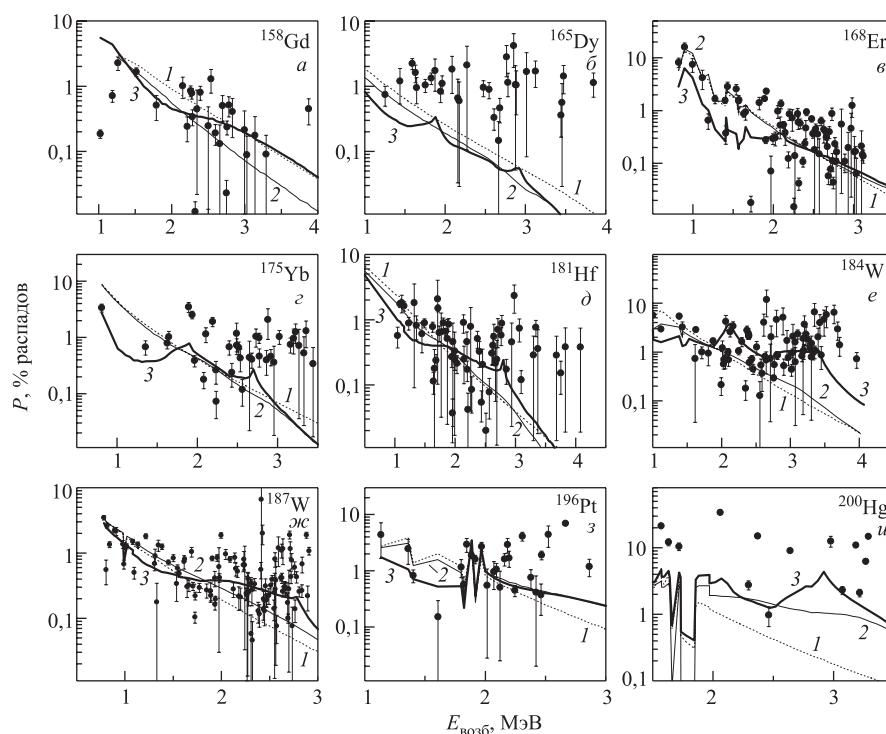


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для ^{158}Gd (а), ^{165}Dy (б), ^{168}Er (в), ^{175}Yb (г), ^{181}Hf (д), $^{184,187}\text{W}$ (е, ж), ^{196}Pt (з) и ^{200}Hg (и)

суммы следует рассматривать как нижнюю оценку для каждого из интервалов. Такого рода сопоставление было выполнено нами для всех перечисленных выше составных ядер. Одновременно для этих же ядер воспроизводилась и зависимость интенсивности двухквантовых каскадов от энергии их первичного перехода E_1 (кроме ^{165}Dy и ^{175}Yb , где недостаточная эффективность спектрометра совпадений не позволила выделить из экспериментальных спектров эту функцию).

Расхождение расчетной заселяемости $P - i_1$ с ее нижней экспериментальной оценкой определяется как неполнотой данных об интенсивностях каскадов и переходов, так и возможным сильным влиянием структуры волновой функции возбужденного уровня на вероятность его каскадного заселения. Необходимость учета последней возможности следует из того, что каскадная заселяемость для энергий возбуждения выше 2–3 МэВ может сильно зависеть от конкретной структуры возбужденного уровня. На это указывают очень сильные флуктуации (рис. 1, 2) полной заселяемости даже соседних уровней.

Во всех рассматриваемых ядрах первичными дипольными переходами двухквантовых каскадов возбуждаются уровни обеих четностей в спиновом окне, отличающемся от спина компаунд-состояния на одну единицу (с учетом правил отбора по мультипольности).

Каскадная заселяемость любых уровней определяется не только суммарной интенсивностью заканчивающихся ими двухквантовых каскадов, но и интенсивностью трех-, четырехквантовых каскадов. Последние обусловлены разрядкой уровней из более широкого спинового окна. Поэтому связать различие в заселяемости промежуточных уровней каскадов только с различием их спинов представляется некорректным. Хотя при использовании информации о спинах низколежащих уровней возможна приблизительная оценка спинов и вышележащих уровней благодаря их некоторой группировке относительно различных средних значений.

3. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ЗАСЕЛЯЕМОСТИ УРОВНЕЙ

Минимально возможная систематическая погрешность искомой заселяемости уровня достигается только в том случае, когда имеется максимально возможная положительная корреляция систематических ошибок входящих в (3) величин, т. е. тогда, когда абсолютные интенсивности $i_{\gamma\gamma}$ определяются [14] из их относительных значений с использованием данных типа [9–13] через рассчитанные с их помощью абсолютные интенсивности $i_1 i_2 / \sum i_2$ нескольких наиболее сильных каскадов с самыми низколежащими промежуточными уровнями. Для последних схема распада обычно хорошо установлена и, соответственно, значение $\sum i_2$ имеет минимальную погрешность (и обычно может быть независимо определено с использованием накопленного массива гамма-гамма-совпадений традиционными способами их анализа). В результате относительная погрешность интенсивности любого каскада $\delta i_{\gamma\gamma}$ по величине и знаку практически полностью коррелирует с погрешностью δi_1 независимой интенсивности его первичного перехода, а полная относительная погрешность заселяемости $P - i_1$ определяется в основном полной относительной погрешностью значений i_2 .

В современном эксперименте [9–14] погрешность величин i_1 и i_2 лимитируется ошибкой, с которой известны [15] сечения захвата тепловых нейтронов в исследуемом изотопе. В большинстве случаев она не превышает 5–10%. Соответственно, заселяемость любого уровня из выражения (3) имеет точность, определяемую только систематической погрешностью данных [9–14] и случайной погрешностью конкретных значений i_1 и i_2 . Некоторую проблему при определении $P - i_1$ создают неразрешенные дублиеты вторичных переходов каскадов, для которых в эксперименте определена только сумма

i_2 интенсивностей их компонентов, и в несколько меньшей степени (благодаря меньшей плотности пиков в спектрах) — первичных. Так как в выражении (3) необходимо использовать интенсивности одиночных гамма-переходов, то возникает проблема разделения интенсивностей соответствующих мультиплетов. Частично они могут быть идентифицированы и разрешены в процессе аппроксимации спектров одиночного HPGe-детектора при использовании информации об имеющихся двухквантовых каскадах и оцененных схемах распада рассматриваемого ядра. Естественно, это справедливо только для спектров гамма-лучей, полученных при захвате тепловых нейтронов в высокообогащенной по изучаемому изотопу мишени. В остальных случаях интенсивность i_2 может быть поделена между каскадами, в которых проявляется такой мультиплет, пропорционально $i_{\gamma\gamma}$. Но предпочтительно его исключать из процедуры определения P при избыточности данных по $i_{\gamma\gamma}$, i_1 и i_2 для одного и того же промежуточного уровня каскада.

Другую проблему создает неизбежное наложение пиков в спектрах гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов, особенно в районе около и ниже $E_\gamma \approx 0,5B_n$, где число возможных интенсивных гамма-переходов максимально. Как следствие этого эффекта, определяемые значения интенсивностей i_1 , i_2 и заселяемости дополнительно занижаются. И степень этого занижения возрастает при увеличении энергии уровня, для которого определяется значение P .

Некоторые данные, существенные для оценки достоверности определенных величин P , для рассматриваемых здесь ядер приведены в таблице в приложении.

4. ВОЗМОЖНОСТИ ТОЧНОГО РАСЧЕТНОГО ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ЗАСЕЛЯЕМОСТИ УРОВНЕЙ

Сопоставление экспериментально определенных каскадных заселяемостей возбужденных уровней рассматриваемых ядер с модельным расчетом осуществлялось в двух различных вариантах:

а) заселяемость каждого из N_i промежуточных уровней, включая интенсивность возбуждающего его первичного перехода, сопоставлялась (рис. 1, 2) с несколькими вариантами расчетов;

б) с теми же расчетами сопоставлялась (рис. 3, 4) суммарная каскадная заселяемость $P - i_1$, соответствующая интервалу шириной 200 кэВ энергии возбуждения промежуточных уровней каскадов.

Необходимость двух этих вариантов определяется, во-первых, тем, что в экспериментах существует порог регистрации интенсивностей, ограничивающий возможность получения информации о всех уровнях изучаемого ядра, во-вторых, тем, что из-за наличия ошибок определения $i_{\gamma\gamma}$, i_1 и i_2 величина

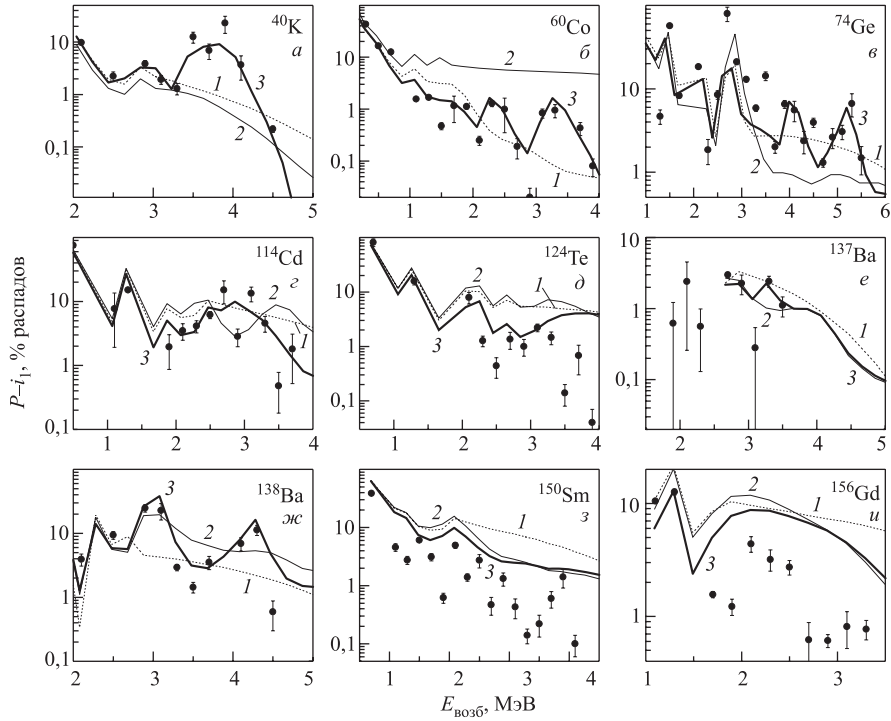


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для суммарной каскадной заселяемости промежуточных уровней каскадов в ядрах ^{40}K (а), ^{60}Co (б), ^{74}Ge (в), ^{114}Cd (г), ^{124}Te (д), $^{137,138}\text{Ba}$ (е, ж), ^{150}Sm (з), ^{156}Gd (и)

$P - i_1$ иногда имеет отрицательное значение (что сильно проявляется при малой по сравнению с i_1 каскадной заселяемости уровня). Причем расчетное значение полной заселяемости P уровней зависит от модельных значений плотности уровней и радиационных силовых функций слабее, чем значение только каскадной заселяемости $P - i_1$. Это происходит из-за компенсации влияния на заселяемость уменьшения ρ , например, увеличением k для первичных переходов каскадов.

Поэтому сопоставление данных эксперимента и модельных расчетов только для просуммированных значений $P - i_1$ не может дать исчерпывающей картины процесса. Дополнительное, но только качественное подтверждение наличия существенного расхождения, масштаб его величины и степени разброса результатов дает сопоставление расчета и данных эксперимента для полной заселяемости индивидуальных уровней.

Количество доступных для расчета значений $P - i_1$ вариантов различных функциональных зависимостей силовых функций и плотности уровней

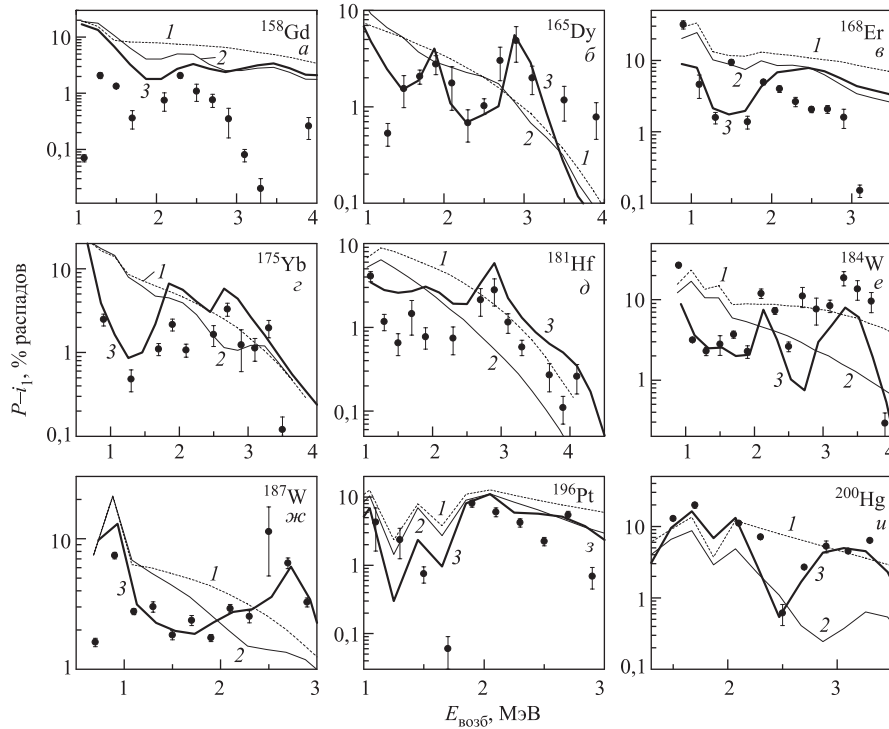


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для суммарной каскадной заселяемости промежуточных уровней каскадов в ядрах ^{158}Gd (а), ^{165}Dy (б), ^{168}Er (в), ^{175}Yb (г), ^{181}Hf (д), $^{184,187}\text{W}$ (е, ж), ^{196}Pt (з) и ^{200}Hg (и)

от энергии гамма-кванта и возбуждения уровня может быть неограниченно велико. Но общие закономерности изменения заселяемости уровней с изменением энергии их возбуждения можно выявить с использованием всего трех вариантов расчета:

а) плотность уровней предсказывается любым вариантом модели невзаимодействующего ферми-газа, силовая функция $E1$ -переходов задается известными экстраполяциями гигантского электрического дипольного резонанса в область ниже B_n , а $k(M1) = \text{const}$ с нормировкой значения $k(M1)/k(E1)$ на эксперимент около B_n ;

б) используются полученные в соответствии с [1] значения ρ и k , точно воспроизводящие интенсивность двухквантовых каскадов в функции энергии их первичного перехода (в настоящее время — только для конечных уровней каскадов с $E_f < 1$ МэВ);

в) подбирается набор таких значений плотности уровней и силовых функций, которые одновременно точно ($\chi^2/f \ll 1$) воспроизводят значения

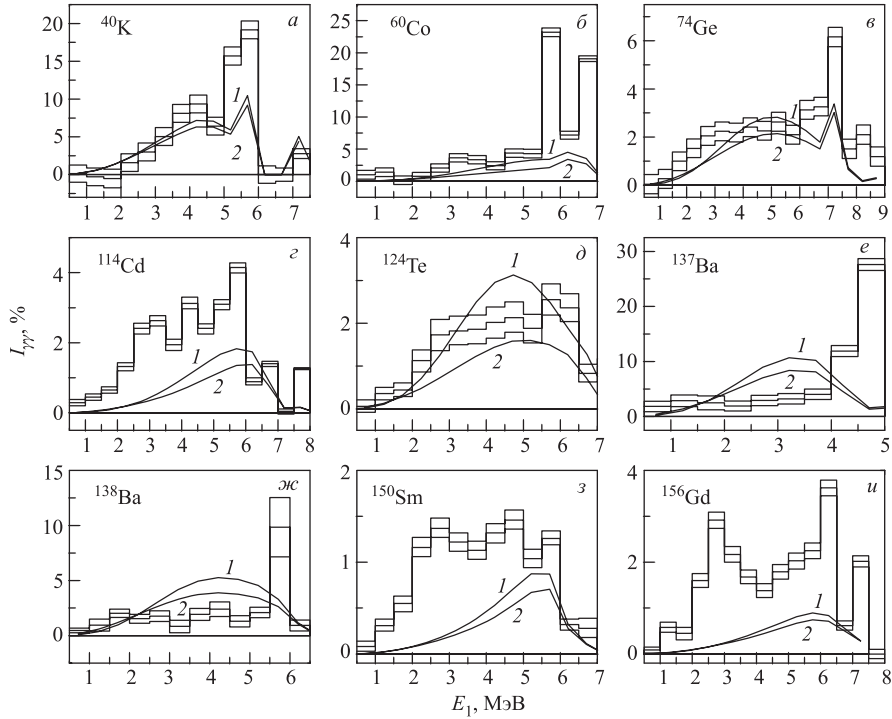


Рис. 5. Интенсивности двухквантовых каскадов в функции энергии их первичного перехода для ядер ^{40}K (а), ^{60}Co (б), ^{74}Ge (в), ^{114}Cd (г), ^{124}Te (д), $^{137,138}\text{Ba}$ (е, ж), ^{150}Sm (з), ^{156}Gd (и), просуммированные по интервалам энергий первичных переходов E_1 шириной 0,5 МэВ. 1 — расчет по выражению (1) для набора моделей [4] и [16]; 2 — [3, 4]

$I_{\gamma\gamma} = F(E_1)$ (рис. 5, б), полной радиационной ширины Γ_γ распадающегося компаунд-состояния и значения каскадной заселяемости уровней. Простейшее решение этой проблемы — умножить радиационную силовую функцию первичных переходов каскадов на функцию h , зависящую только от энергии $U = E_{\text{ex}} - E_\gamma$ уровня, возбуждаемого вторичным гамма-переходом, и использовать для ее определения дополнительную по отношению к [1] экспериментальную информацию.

Реализация варианта в) возможна в итерационном режиме: для полученных согласно [1] значений k подбирается некоторая функциональная зависимость, изменяющая значения силовых функций вторичных переходов относительно этой силовой функции таким образом, чтобы наилучшим образом воспроизвести значения $P - i_1$. Необходимый результат достигается в случае, когда функция h ниже некоторой граничной энергии возбуждения U_2^{max}

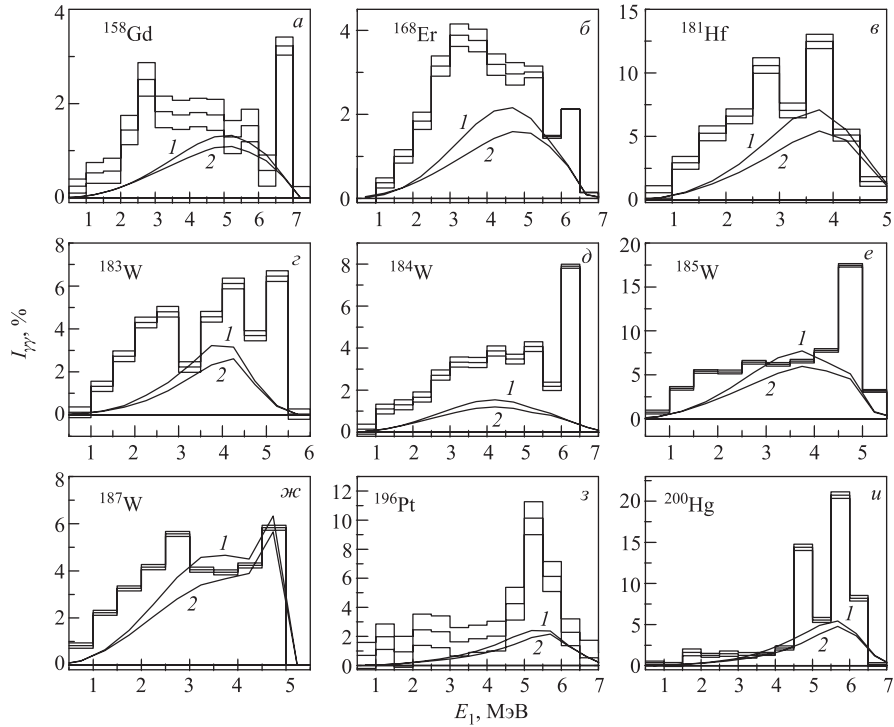


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для ^{158}Gd (а), ^{168}Er (б), ^{181}Hf (в), $^{183,184,185,187}\text{W}$ (г–ж), ^{196}Pt (з) и ^{200}Hg (и)

содержит несколько узких пиков. Зависимость их формы от энергии возбуждения ядра можно определить по аналогии с теплоемкостью идеальных макросистем в точке фазового перехода второго рода как

$$h = 1 + \alpha(\ln(|U_c - U_1|) - \ln(|U_c - U|)) \quad \text{в случае } U < U_c, \quad (4)$$

$$h = 1 + \alpha(\ln(|U_c - U_2|) - \ln(|U_c - U|)) \quad \text{в случае } U > U_c \quad (5)$$

с некоторыми параметрами α , U_1 , U_2 , U_c . Условие $(U_c - U_1) \neq (U_2 - U_c)$ обеспечивает требуемую асимметрию пиков и дает несколько более точное воспроизведение каскадной заселяемости уровней на хвостах пиков по сравнению, например, с кривой Лоренца. Амплитуда α в наилучшем из опробованных нами вариантов обязательно должна возрастать (например, линейно) с уменьшением энергии возбуждения U от нуля при $U = B_n$ до максимально возможного значения, приведенного на рис. 7–10. Положения пиков, их амплитуда и форма вполне однозначно определяются значениями $P - i_1$.

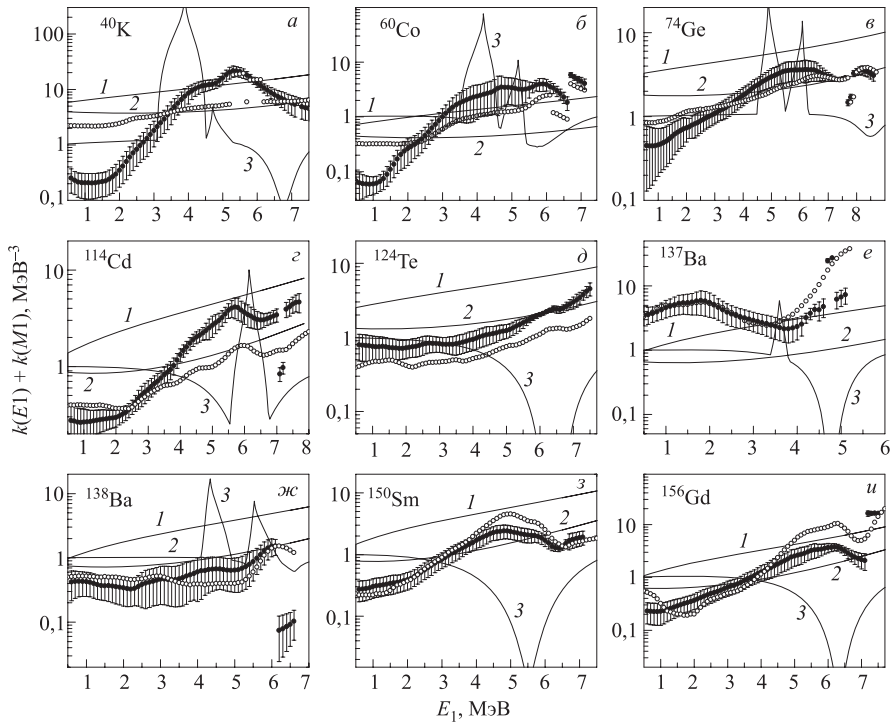


Рис. 7. Точки с ошибками — суммы радиационных силовых функций дипольных электрических и магнитных первичных переходов каскадов, позволяющих точно воспроизводить их интенсивность для рассматриваемого здесь различия их значений с силовыми функциями вторичных переходов (умножено на 10^9), в ядрах ^{40}K (а), ^{60}Co (б), ^{74}Ge (в), ^{114}Cd (г), ^{124}Te (д), $^{137,138}\text{Ba}$ (е, ж), ^{150}Sm (з), ^{156}Gd (и). Светлые кружки — те же величины для случая $h = 1$. 1 — предсказания модели [16]; 2 — [3] в сумме с $k(M1) = \text{const}$; 3 — максимальное значение функций h для вторичных гамма-переходов на уровни E_l

Расчетная заселяемость любого уровня с номером l определяется рекуррентным соотношением

$$P_l = \sum_m P_m \Gamma_{m,l} / \Gamma_m, \quad (6)$$

зависящим как от заселяемости P_m всех вышележащих уровней m , так и от коэффициентов ветвления при их распаде. Хотя данные рис. 1–4 зависят от обоих сомножителей этого выражения, но соотношения величин P для различных низколежащих уровней в основном определяются соотноше-

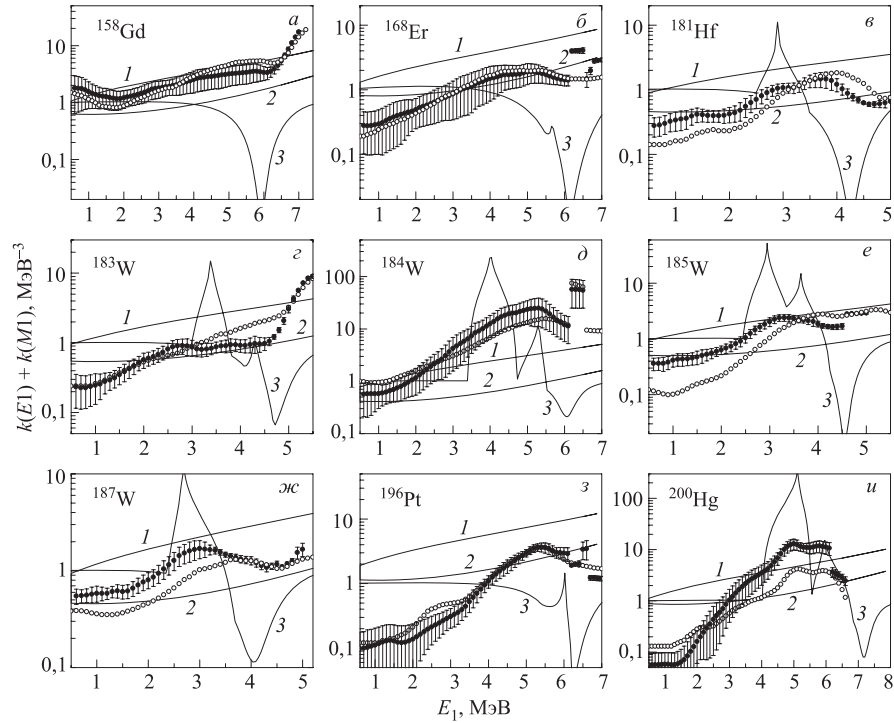


Рис. 8. То же, что на рис. 7, для ^{158}Gd (а), ^{168}Er (б), ^{181}Hf (в), $^{183,184,185,187}\text{W}$ (г–ж), ^{196}Pt (з) и ^{200}Hg (и)

ниями парциальных ширин возбуждающих их вторичных переходов. Иной возможности обеспечить существенное увеличение заселяемости высоколежащих уровней при уменьшении заселяемости низколежащих выражение (6) дать не может.

Найденные корректирующие функции затем включаются в анализ [1] для определения значений ρ и k , точно воспроизводящих интенсивности каскадов с учетом предполагаемого различия энергетических зависимостей силовых функций первичных и вторичных переходов каскадов. Значения $I_{\gamma\gamma}$ приведены на рис. 5, 6, а переопределенные плотности уровней и силовые функции — на рис. 7–10. Этот цикл при необходимости повторяется максимум один раз при использовании гипотезы о линейно нарастающих искажениях значений $k(E1)$ и $k(M1)$ при уменьшении энергии распадающихся уровней и несколько раз для гипотезы $\alpha = \text{const}$. Для минимизации количества подбираемых параметров предполагалось, что корректирующие функции рис. 7–10 одинаковы как для электрических, так и для магнитных гамма-переходов.

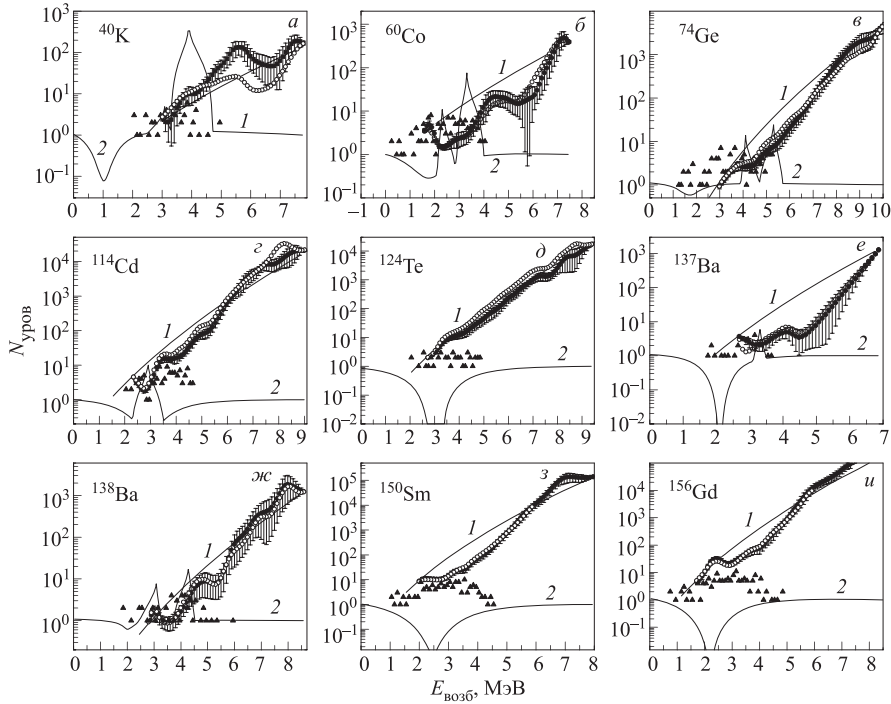


Рис. 9. Темные кружки — суммарное число всех промежуточных уровней двухквантовых каскадов, воспроизводящее весь набор данных эксперимента в функции энергии промежуточного уровня каскада, для ядер ^{40}K (а), ^{60}Co (б), ^{74}Ge (в), ^{114}Cd (г), ^{124}Te (д), $^{137,138}\text{Ba}$ (е, ж), ^{150}Sm (з), ^{156}Gd (и); светлые кружки — те же величины для случая $h = \text{const}$; треугольники — наблюдаемое число промежуточных уровней разрешенных каскадов (просуммировано по интервалу шириной 100 кэВ). 1 — предсказания модели [4]; 2 — наилучшее значение функции h

Следует заметить, что каскадные заселяемости уровней, лежащих ниже «ступенчатых» структур в плотности уровней, невозможно воспроизвести без предположения об уменьшении соответствующих радиационных силовых функций также в некотором интервале значений их энергий. В целом функция h повторяет практически во всех ядрах наиболее общую форму зависимости, полученную в соответствии с [1]: значительное увеличение k в районе «ступенчатых» структур и существенное уменьшение для гамма-переходов на нижележащие уровни. Если эти закономерности не имеют альтернативного, не найденного нами объяснения, то простая экстраполяция полученных результатов на область $E_{\text{ex}} > B_n$ приводит к выводу о возможной аналогичной

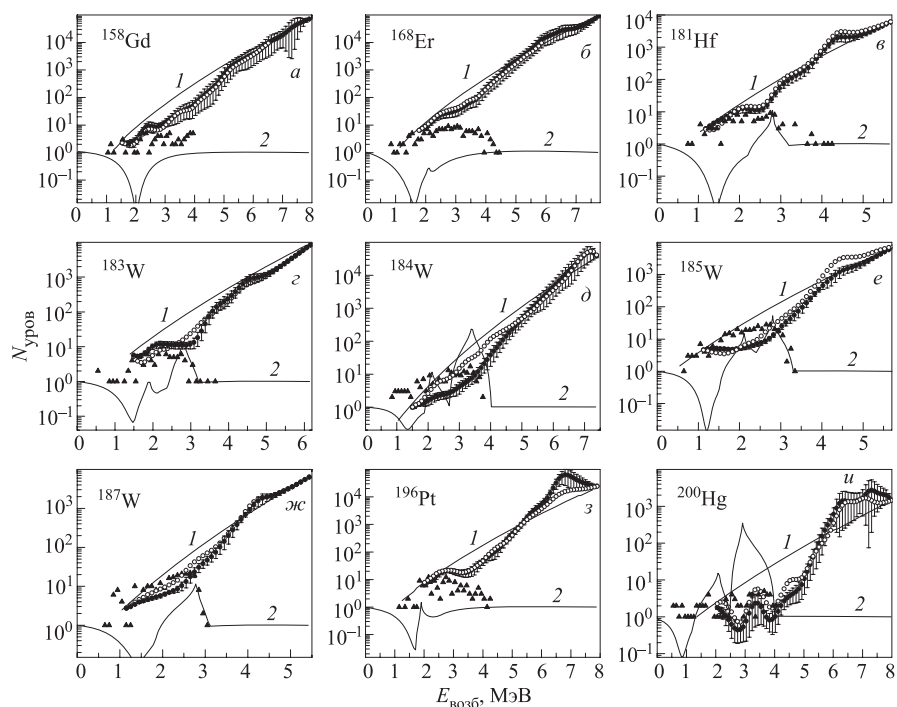


Рис. 10. То же, что на рис. 9, для ^{158}Gd (а), ^{168}Er (б), ^{181}Hf (в), $^{183,184,185,187}\text{W}$ (г–ж), ^{196}Pt (з) и ^{200}Hg (и)

форме зависимости радиационных силовых функций для первичных гамма-переходов и при радиационном захвате быстрых нейтронов. И, следовательно, о необходимости как экспериментальной проверки моделей радиационных силовых функций и плотности уровней для этих областей возбуждения, так и — в большей или меньшей степени — модификации алгоритмов расчета и оценки соответствующих сечений.

Большое количество используемых гипотез неизбежно для достигнутого этапа решаемой здесь задачи. Но в таком случае все выводы и заключения о процессе каскадного гамма-распада компаунд-состояния на данном этапе следует рассматривать скорее как качественные, нежели как количественные. Так, наличие ярко выраженной «ступенчатой» структуры в плотности уровней и связанное с ней увеличение $k(E1) + k(M1)$ (рис. 7, 8) можно с высокой степенью вероятности считать установленным. Но количество и форма таких «ступенек», скорее всего, могут быть установлены только в последующих экспериментах. То же самое следует сказать о параметрах корректиру-

ющих функций h . Если положение области энергий возбуждения, которой соответствует значительное увеличение k для 2-го, 3-го и т. д. переходов каскада, не вызывает особого сомнения (благодаря количеству апробированных вариантов), то конкретные параметры функции h , скорее всего, следует рассматривать как сугубо предварительные и использовать в первую очередь для планирования уточняющих экспериментов.

В этом отношении показательна область значений $h < 1$. Действительно ли происходит перераспределение силы гамма-переходов от меньших энергий возбуждаемых ими уровней к большим, или такая структура h обеспечивает только уменьшение ширины области максимального увеличения значений $k(E1) + k(M1)$ (рис. 7, 8), в настоящее время сказать нельзя. Но следует отметить, что без заметного уменьшения значений k для вторичных гамма-переходов при небольших энергиях возбуждаемых уровней воспроизвести в расчете наблюдаемые значения $P - i_1$ не удалось ни для одного ядра из имеющегося набора. Здесь не может служить возможным объяснением и то обстоятельство, что экспериментально получена только нижняя оценка $P - i_1$.

Порог регистрации интенсивности индивидуального каскада $i_{\gamma\gamma}$ в форме пары энергетически разрешенных пиков в экспериментальных спектрах практически не зависит от энергии его промежуточного уровня. А пороги регистрации индивидуальных гамма-квантов в ординарных экспериментах типа [13] возрастают при увеличении энергии возбуждения разряжаемого ими уровня. Практически это означает, что доля найденной экспериментально величины $P - i_1$ относительно ее значения для нулевого порога при увеличении энергии возбуждения должна регулярно уменьшаться. И, соответственно, должно нарастать различие в зависимости силовых функций первичных и вторичных переходов от энергии гамма-кванта.

Сама возможность существования специфической зависимости произведения kh (локальные пики во втором сомножителе) качественно соответствует теоретически изученным [17] закономерностям фрагментации состояния любой структуры по ядерным уровням. Один из важнейших выводов этого теоретического анализа состоит в том, что сила любого состояния (N квазичастиц и M фононов) концентрируется в асимметричных пиках ограниченной ширины с «хвостами» в область больших энергий возбуждения.

Определяемые на основе методики [1] значения заселяемости и плотности возбуждаемых уровней, как и параметры силовых функций, могут иметь дополнительную систематическую погрешность от превышения интенсивности первичного перехода на основное и низколежащие ($E_f < 0,5$ МэВ) состояния изучаемых ядер относительно среднего значения. Такие переходы обычно не наблюдаются в каскадах для использованных в эксперименте порогов регистрации гамма-квантов. Конкретные значения их интенсивности не были включены во все расчеты типа [1] и расчеты, выполненные в этой работе. Их

большая интенсивность может привести к уменьшению экспериментального значения коэффициентов ветвления $\Gamma_{\lambda l}/\Gamma_{\lambda}$ для всех первичных переходов и уменьшить экспериментальную интенсивность $I_{\gamma\gamma}$. В таком случае наблюдаемое расхождение приведенных на рис. 7–10 значений ρ и k с существующими модельными представлениями всегда уменьшается. В максимальной степени эффект проявляется для ^{181}Hf , где прямой переход на основное состояние имеет интенсивность 23 % [13], и в меньшей степени — в других ядрах.

5. ФОРМА ЗАВИСИМОСТИ НАИЛУЧШИХ ЗНАЧЕНИЙ k И ρ ОТ ЭНЕРГИИ ДИПОЛЬНОГО ГАММА-ПЕРЕХОДА И ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА

Реализованная методика определения ρ и k с использованием информации о каскадной заселяемости уровней обеспечивает получение их практически безмодельных, максимально точных и достоверных значений. К сожалению, помимо возможной систематической погрешности, источники которой обусловлены спецификой эксперимента, их значения могут включать дополнительные ошибки, различные для конкретных ядер. Например, абсолютная величина k может быть искажена локальным отклонением плотности нейтронных резонансов $\rho = D_{\lambda}^{-1}$ от ее общей тенденции или из-за возможных, но не учитываемых в (1) структурных эффектов. Или, как видно из рис. 5, 6, близость изучаемого ядра к магическим непосредственно проявляется в форме уменьшения интенсивности каскадов с небольшими энергиями первичных переходов и существенного увеличения — для больших значений E_1 . И неизбежных соответствующих вариаций как ρ , так и k . Вероятная корреляция части парциальных радиационных ширин каскадных переходов и приведенной нейтронной ширины резонанса, определяющего основную часть сечения захвата тепловых нейтронов, может также изменить форму и абсолютную величину экспериментально определяемых интенсивностей каскадов. Соответственно, определяемые согласно [1] из эксперимента с тепловыми нейтронами значения ρ и k могут отличаться от полученных в других резонансах величин.

Уменьшения влияния этих факторов в настоящее время можно достичь только усреднением радиационных силовых функций и плотности уровней раздельно по четно-четным, четно-нечетным и нечетно-нечетным составным ядрам. При усреднении необходимо принять во внимание довольно значительное различие энергии связи нейтрона в рассматриваемых ядрах и очень сильно различающиеся зависимости плотности уровней от энергии возбуждения ядер. В предлагаемом ниже варианте усреднения значение B_n принималось равным единице для каждого ядра, а плотность уровней представлялась в виде ее отношения к простейшей интерполирующей функции $\text{const} \times \exp(\kappa E_{\text{ex}})$.

Значения ее параметров полностью определяются плотностями нейтронных резонансов и уровней в районах энергии возбуждения около 1–2 МэВ. Поскольку k в форме (2) слабо зависит от массы ядра, сумма силовых функций дипольных переходов усреднялась по ядрам с одинаковой четностью нуклонов непосредственно. Усреднение было выполнено как для набора из большей части 40 ядер, в которых с помощью методики [1] были определены значения ρ и k , так и только для тех, в которых были определены заселяемости индивидуальных уровней. И в том, и в другом вариантах для первичных переходов с $E_1 < 0,3B_n$, как видно из рис. 11, независимо от типа ядра энергетическая зависимость $k(E1) + k(M1) \approx \text{const}$. Это подтверждает принципиальную справедливость базовых представлений модели [3] для гамма-переходов из компаунд-состояния на высоколежащие уровни (в предположении о приблизительном равенстве или превышении радиационных силовых функций $E1$ -переходов над значениями $k(M1)$). Для нечетно-нечетных же ядер максимальные значения силовых функций в 2–3 раза больше аналогичных данных Z -четных ядер. Предельно возможные значения $k(E1) + k(M1)$ для всех ядер наблюдаются в районе $E_1 \approx (0,7-0,8)B_n$, и они убывают при дальнейшем повышении энергии первичного перехода.

Функция $R = \text{const} \times \rho \times \exp(-\kappa E_{\text{ex}})$, как видно из рис. 12, имеет пики в районах $E_{\text{ex}} \sim 0,2B_n$ и $\sim 0,8B_n$ и минимум около $0,5B_n$. Из сопоставления двух вариантов данных для нечетно-нечетных ядер (рис. 12) можно ожидать, что их положение может несколько измениться при изменении массы ядра. Так, среди нечетно-нечетных ядер заселяемость была определена только для ^{40}K и ^{60}Co , а основная масса значений ρ и k получена для тяжелых деформированных ядер.

В анализе [1], как принято в аналогичных расчетах, вся область возбуждения изучаемого ядра разбивается на «непрерывную» и «дискретную» части (с известной схемой распада для последней). А также в нем предусматривается возможность локальных вариаций k на основе экспериментально наблюдаемых в некоторых случаях значительных «скачков» интенсивности каскадов (рис. 5, 6). Это и приводит к появлению «разрывов» в функциональных зависимостях данных рис. 11, 12.

Достаточно общий тип зависимости рассматриваемых параметров для ядер с различной четностью N и Z позволяет сделать предположение, что методика экстракции ρ и k из интенсивностей двухквантовых каскадов (особенно с использованием информации о каскадной заселяемости уровней ядра) позволяет выявить действительно наиболее общие свойства рассматриваемых параметров ядра.

Нельзя, разумеется, исключить возможность того, что в отдельных ядрах значения ρ и k зависят от их других параметров. Так, в ядре ^{137}Ba максимум функции $k(E1) + k(M1) = F(E_\gamma)$, возможно, «смещен» (рис. 7) в сторону меньших энергий гамма-переходов приблизительно на 1,5 МэВ относительно

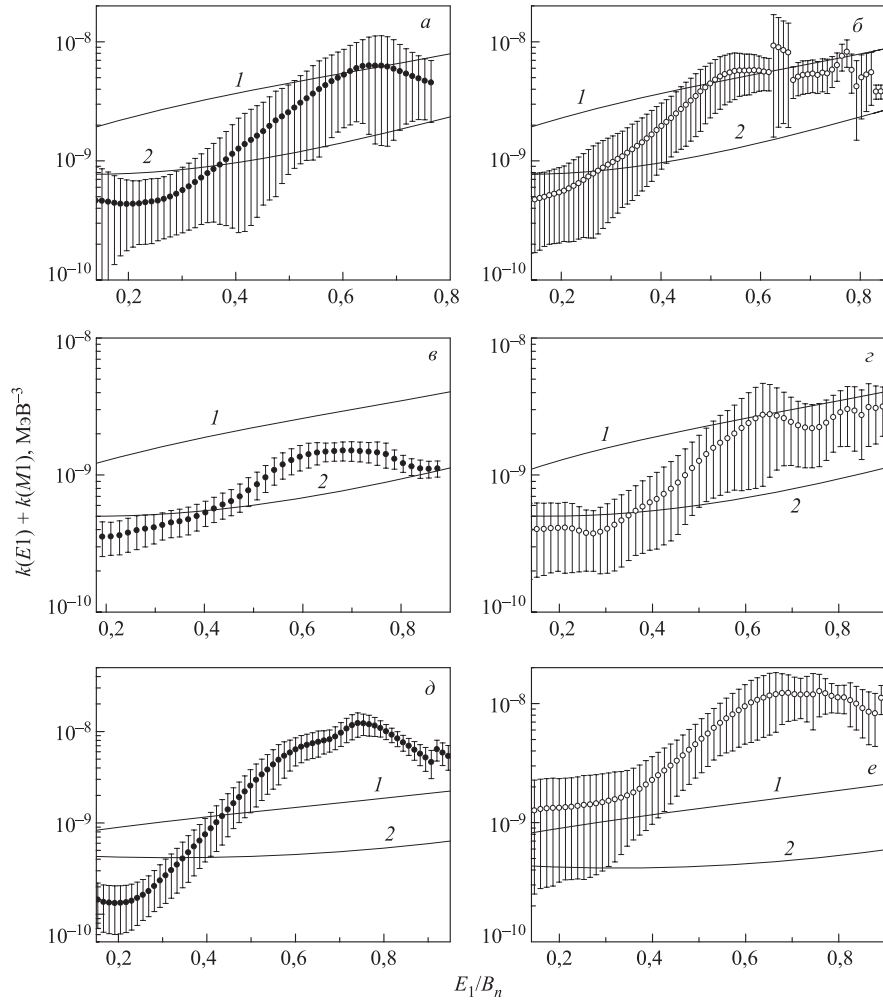


Рис. 11. Сопоставление средних значений сумм радиационных силовых функций для ядер с различной четностью числа нейтронов и протонов: *a, б*) четно-четные ядра; *в, г*) четно-нечетные ядра; *д, е*) нечетно-нечетные ядра. Темные кружки с ошибками — только ядра, в которых определена заселяемость уровней; светлые кружки — все ядра, для которых выполнен анализ [1] без учета различия энергетической зависимости силовых функций первичных и вторичных гамма-переходов. *1* — предсказания модели [16]; *2* — [3] в сумме с $k(M1) = \text{const}$

его положения для изотопов гафния и вольфрама. Это может быть следствием близости числа нейтронов к магическому числу $N = 82$.

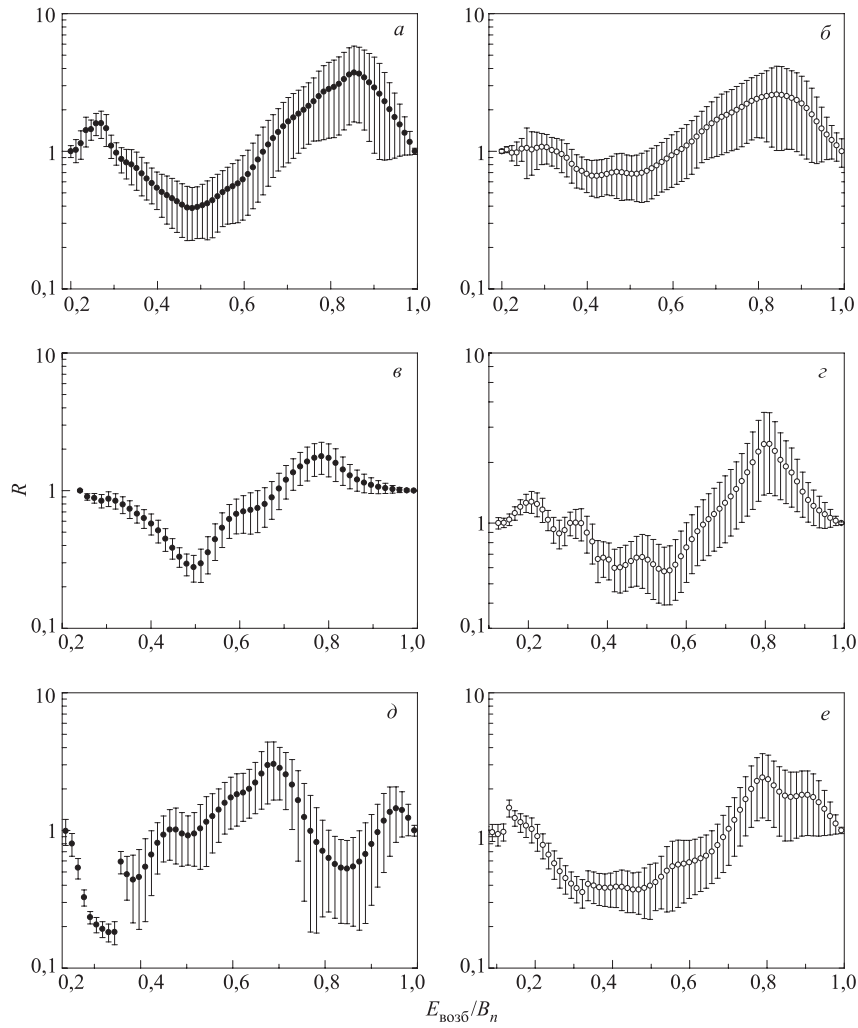


Рис. 12. Средние относительные вариации плотности уровней: *a*, *б*) четно-четные ядра; *в*, *г*) четно-нечетные ядра; *д*, *е*) нечетно-нечетные ядра. Обозначения такие же, как на рис. 11

Из данных рис. 12 следует, что в ядрах любых типов и масс (за исключением нескольких ядер) имеется две, как минимум, области возбуждения с пониженной плотностью уровней. При общей природе их проявления можно предполагать наличие дополнительной модуляции радиационных силовых функций типа той, что представлена на рис. 7–10 и при больших энергиях возбуждения. Поэтому, по аналогии с рис. 11, 12, можно предпола-

гать, что более точные радиационные силовые функции вторичных переходов каскадов обеспечат точное воспроизведение данных рис. 5, 6 при меньших плотностях уровней. Это особенно актуально для хорошо деформированных четно-четных ядер, где данные об экспериментальных заселяемостях уровней и ожидаемых изменениях силовых функций выше ≈ 3 МэВ отсутствуют.

6. ВОЗМОЖНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ МОДИФИКАЦИИ МОДЕЛЬНЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ПАРАМЕТРАХ КАСКАДНОГО ГАММА-РАСПАДА КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ

Для 19 из 21 рассматриваемого здесь ядра был выполнен анализ, описанный в [1], т. е. была определена область значений ρ и k , позволяющих воспроизводить экспериментально полученную зависимость интенсивности каскадов в функции энергии их первичного перехода со значением $\chi^2/f \ll 1$. Соответствующие результаты для $^{183,185,187}\text{W}$ опубликованы в [1] и [18]. А оценка влияния наиболее существенного из источников систематической погрешности (ошибки определения абсолютного значения $I_{\gamma\gamma}$) на искомые параметры каскадного гамма-распада выполнена в [19]. В этой работе было показано, что плотности уровней, требующиеся для точного расчетного воспроизведения $I_{\gamma\gamma}$, для любых систематических ошибок определения абсолютных значений интенсивности каскадов всегда много меньше, чем это предсказывает модель невзаимодействующего ферми-газа в любой ее форме (в частности — для ее варианта [4]). И она качественно вполне соответствует разработанным А. В. Игнатьевым и Ю. В. Соколовым представлениями [6] о ступенчатом характере зависимости плотности уровней от энергии, являющемся следствием разрыва куперовской пары (нескольких пар [5]) нуклонов при достижении достаточной для этого энергии возбуждения ядра.

В рамках представлений обобщенной модели сверхтекучего ядра [5] плотность уровней выше энергии фазового перехода из сверхтекучего в обычное состояние определяется преимущественно возбуждениями многоквартичного типа. Ниже этой точки на свойства ядра сильно влияют бозонные ядерные возбуждения. На основании приведенных выше результатов можно полагать, что это влияние проявляется не только в уменьшении плотности уровней по сравнению с возбуждением чисто фермионной системы, но и в изменении соотношения среднего значения приведенной вероятности гамма-переходов на уровни выше и ниже точки предполагаемого фазового перехода. Причем увеличение значений k связано с энергиями возбуждения, где в соответствии с представлениями [5] в структуре возбужденных уровней должны иметься, как минимум, существенные компоненты фононного типа.

Следует отметить, что авторы обобщенной модели сверхтекучего ядра [5] из-за полного отсутствия экспериментальных данных ввели в свою модель

фиксированную энергию фазового перехода, которая соответствует известному значению температуры этого перехода

$$T_{cr} = \frac{\delta}{1,76}, \quad (7)$$

в бесконечной, однородной бозонной системе для известной величины корреляционной функции нуклона δ . Экспериментальные данные [1] дают основание считать, что для ядра как конечной и неоднородной смеси ферми- и бозе-систем энергия перехода $U = aT^2$ должна рассматриваться только в качестве параметра. И ее возможное значение примерно в 2 раза меньше величины, соответствующей (7).

Все эксперименты по изучению общей картины каскадного гамма-распада ниже B_n , которые были выполнены до сих пор, не могли выявить это обстоятельство из-за недостаточного разрешения спектрометров, тем более в случае, когда уменьшение плотности возбуждаемых уровней компенсируется увеличением интенсивности заселяющих их переходов. В пользу такой возможности свидетельствуют и расчеты суммарной заселяемости P для различных ρ и k : относительная вариация заселяемости для протестированных функциональных зависимостей изменяется довольно слабо.

Полного воспроизведения экспериментальной зависимости $P-i_1$ от энергии возбуждения промежуточных уровней каскадов не удастся достичь ни при использовании наборов традиционных моделей ρ и k [3, 4], ни с параметрами, полученными с помощью методики [1]. В первом случае этот результат можно рассматривать как дополнительный аргумент, подтверждающий вывод [1] о неприменимости моделей типа [4] для предсказания ρ ниже B_n с точностью эксперимента, во втором — как указание на необходимость принимать во внимание возможность существования зависимости k не только от энергии гамма-кванта E_γ , но и от энергии возбуждения промежуточных уровней каскадов E_i и, возможно, от иных крупномасштабных деталей структуры ядра. Аналогичное заключение было сделано как при сопоставлении [18, 19] расчетных и экспериментальных интенсивностей двухквантовых каскадов на уровне с энергией возбуждения до ≈ 2 МэВ, так и при сопоставлении [20] экспериментальных и расчетных полных спектров гамма-излучения в большой группе ядер различного типа. Качественно, с точки зрения теоретических представлений о ядре, этот факт не вызывает удивления: различная структура уровней, связываемых гамма-переходом, обуславливает различие их матричных элементов. Но влияние этого различия на среднее значение матричного элемента ниже энергии связи нейтрона в ядре можно выявить (и включить в выражение (1)) только экспериментально. И, скорее всего, сделать это в настоящее время возможно только косвенно при подборке параметров прецизионного воспроизведения экспериментальных спектров. Прямое доказательство различия энергетических зависимостей силовых функций

гамма-переходов от структуры связываемых уровней требует определения абсолютной вероятности их эмиссии.

Таких возможностей для произвольных гамма-переходов современный эксперимент не предоставляет. Но гипотеза о том, что в некотором интервале энергий промежуточных уровней каскадов наблюдается значительное относительное увеличение матричных элементов гамма-переходов, представляется вполне реальной. Ее обоснованием служит полная невозможность воспроизведения данных рис. 1–4 всеми проделанными нами расчетами, использующими представление об одинаковой форме зависимости $k = F(E_\gamma)$ для первичных и последующих квантов каскадов, из-за нарастающего расхождения результатов расчета и эксперимента при увеличении энергии возбуждения уровня. С другой стороны, расхождение уменьшается при использовании предположения о локальном и достаточно сильном увеличении радиационных силовых функций вторичных переходов каскадов на уровни, лежащие в районе «ступенчатой» структуры в энергетической зависимости плотности уровней.

Отсутствие детальной спектроскопической информации о гамма-переходах разрядки уровней в области возбуждения от ≈ 2 МэВ до B_n не позволяет более детально решить следующие практически важные вопросы:

а) каким образом и насколько сильно локальное увеличение матричного элемента вторичного гамма-перехода каскада увеличивает значение k , полученное из анализа [1] для заданной энергии распадающегося и возбуждаемого уровней;

б) действительно ли такое усиление радиационных силовых функций вторичных каскадных гамма-переходов приводит к перераспределению приведенных вероятностей гамма-переходов на различные конечные уровни (и, соответственно, к уменьшению значений k для вторичного перехода на уровень четно-нечетного ядра с энергией от $\sim 0,5$ до $\sim 2,5$ МэВ и с несколько большей энергией для четно-четного)?

Следует заметить, что полученное заключение о локальном усилении радиационных силовых функций вторичных гамма-переходов на уровни в области «ступенчатой» структуры в плотности уровней позволяет воспроизвести не только основные особенности каскадной заселяемости уровней ниже 3–4 МэВ, но и зависимость $I_{\gamma\gamma} = F(E_1)$, используя практически одинаковые для различных ядер функциональные зависимости $\rho = \phi(E_{ex})$ и $k = \psi(E_1)$. Причем с заметно более выраженным по сравнению с [1] их расхождением с существующими моделями (рис. 11, 12).

Представленные здесь результаты следует рассматривать как предварительное и, в некоторой степени, качественное описание происходящих в ядре процессов. Претендовать на полное и единственно возможное воспроизведение экспериментальной картины процесса каскадного гамма-распада приведенные здесь результаты не могут по причинам:

а) потенциально возможной неадекватности существующих представлений о процессе каскадного гамма-распада, использованных в выражении (1), эксперименту;

б) невозможности определения числа N_c наблюдаемых промежуточных уровней каскадов с погрешностью менее нескольких десятков процентов в эксперименте, выполненном для единственного компаунд-состояния (нет возможности исключить или оценить корреляцию приведенной нейтронной его ширины с парциальными радиационными ширинами первичных переходов);

в) невозможности оценить суммарную величину каскадной заселяемости тех уровней, для которых значение $i_{\gamma\gamma}$ лежит ниже порога регистрации, и/или тех промежуточных уровней, для которых значения i_1 и i_2 неизвестны. Сопоставление рис. 1, 2 и 3, 4 позволяет предполагать меньшие значения заселяемости уровней в таких случаях.

Тем не менее, даже с этими ограничениями, можно заключить, что основные свойства наблюдаемого процесса каскадного гамма-распада могут быть воспроизведены только в рамках моделей, предполагающих значительное локальное усиление радиационных силовых функций гамма-переходов на уровни из интервала шириной ~ 1 МэВ в окрестностях энергии возбуждения тяжелого деформированного ядра 3–4 МэВ.

7. О ПРЯМОЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ НАЙДЕННЫХ ЭФФЕКТОВ

Для прямого доказательства наличия локального изменения радиационных силовых функций при некоторых значениях энергии возбуждения ядра и определения формы их энергетической зависимости необходимо определить приведенную вероятность большого количества вторичных гамма-переходов. Это требуется сделать, например, в случае четно-нечетного тяжелого деформированного ядра для гамма-переходов с энергией E_γ от нескольких сотен кэВ до нескольких МэВ, возбуждающих уровни с E_{ex} не менее 3 МэВ. Эту задачу невозможно решить средствами классической ядерной спектроскопии с использованием любых типов существующих детекторов и методик установления энергий возбужденных уровней и мод их распада.

Единственная реалистичная возможность решения указанной задачи — экспериментальное измерение распределений интенсивностей двухквантовых каскадов на все возможные их конечные уровни до энергии возбуждения порядка 3 МэВ и выше для тяжелого деформированного четно-нечетного ядра. Для четно-четных и более легких сферических ядер эта энергия должна достигать как минимум 4–5 МэВ. При наборе полезной статистики в несколько тысяч событий для каждого спектра с $E_1 + E_2 = B_n - E_f = \text{const}$ некоторая доля вторичных гамма-переходов будет разрешена в этих спектрах в виде

пар изолированных пиков. Используя разработанные к настоящему времени методики анализа эксперимента, из этих данных можно будет определить относительные интенсивности вторичных индивидуальных гамма-переходов при разрядке одних и тех же уровней ядер на все нижележащие с энергией $E_f \leq 3-4$ МэВ. Это позволит получить большой набор значений относительных вероятностей гамма-переходов в область возбуждений, где выявлено максимальное изменение свойств ядра, и тем самым прямо оценить реальную форму энергетической зависимости k для гамма-переходов, разряжающих уровни E_i заданной энергии.

Единственная причина, по которой такие спектры не были получены [14] к настоящему времени, состоит в том, что в спектрах сумм амплитуд совпадающих импульсов соответствующие пики со все уменьшающейся площадью появляются на все более возрастающей комптоновской подложке. Потенциальная возможность решения проблемы — это выделение трехквантовых каскадов на основное и несколько низколежащих состояний ядра в спектре сумм амплитуд трех совпадающих импульсов при использовании для этой цели спектрометров из нескольких HPGe-детекторов. Поскольку энергии вторичных переходов двухквантовых каскадов известны (и могут быть определены в том же эксперименте), то оказывается вполне возможным получение высококачественных распределений интенсивностей двухквантовых каскадов на любые конечные уровни с $E_f > 1$ МэВ простым фиксированием энергии третьего кванта каскада. Можно также использовать в эксперименте только пары таких детекторов, но с обязательным подавлением комптоновской подложки для каждого в несколько десятков раз. В обоих вариантах эффективность HPGe-детекторов должна быть близка к эффективности детекторов современных «crystall-balls».

Такой эксперимент позволит дополнительно уменьшить относительную систематическую погрешность определения [2] зависимости интенсивности каскадов от энергии их первичного перехода. Она оценивается по методике [21] величиной от $\sim 0,01$ до $\sim 0,1-0,2$ от значения $I_{\gamma\gamma}$, приведенного на рис. 5, 6 для результатов современного эксперимента, но может оказаться заметно большей в случае, если реакция (n, γ) крайне селективна в области возбуждений ниже $0,5B_n$.

Необходимость использования процедуры [2] разложения экспериментальных спектров двухквантовых каскадов на компоненты «первичные» и «вторичные» с использованием техники ядерной спектроскопии однозначно определяется тем, что она снижает [22] разброс возможных значений ρ и k (данные рис. 7–10), точно воспроизводящих экспериментальные распределения интенсивности каскадов, практически на два порядка по сравнению с результатами применения методики [1] непосредственно к экспериментальным распределениям интенсивностей каскадов с неустановленным порядком следования квантов в них.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Атрибутом фазового перехода второго рода является резкое изменение внутренних свойств изучаемой системы при изменении ее энергии. Если достаточно резкое изменение плотности уровней (т. е. фактически — теплоемкости ядра) было установлено ранее экспериментально в [1] с достаточно высокой надежностью, то результаты выполненного анализа указывают также и на резкое изменение приведенной вероятности гамма-переходов (минимум — первичных) в некоторой достаточно узкой области возбуждаемых ими уровней любого ядра.

Приведенные выше результаты, указывающие на существенное увеличение радиационных силовых функций вторичных гамма-переходов на уровни практически в той же области энергий, можно рассматривать как дополнительное и независимое подтверждение существования в ядре области энергий возбуждения, в которой происходит резкое изменение его структуры. Предположительно это переход от доминирования возбуждений вибрационного типа к доминированию квазичастичных возбуждений. По-видимому, это можно трактовать как фазовый переход из сверхтекучего в обычное состояние такой весьма специфичной системы, как ядро. Возможно, этот эффект связан с разрывом единственной пары нуклонов при энергиях возбуждения, соответствующих резкому увеличению плотности уровней.

Вся совокупность имеющихся в настоящее время данных по каскадному гамма-распаду компаунд-состояний, возбуждаемых при захвате тепловых нейтронов, позволяет предполагать, что ниже энергии связи нейтрона сильное изменение структуры возбужденных уровней наблюдается, как минимум, при двух значениях энергии возбуждения (рис. 12). Из комбинации модельных представлений [4] и [6] можно оценить соответствующие энергии: около 50 и $\approx 100\%$ от значения B_n . Экстраполяция этого заключения на область больших энергий возбуждения приводит к выводу о необходимости прецизионного определения плотности уровней и при больших энергиях возбуждения безмодельными независимыми методиками.

Полученные при изучении свойств ядра в рассмотренной здесь области возбуждения данные в настоящее время следует рассматривать, скорее всего, как предварительное указание на возможность существования предполагаемого фазового перехода. Количественная информация может быть полезной при планировании более детальных экспериментов по решению указанной физической задачи — прямого экспериментального изучения динамики разрыва куперовских пар в разнообразных конечных неоднородных (по соотношению числа квазичастиц и фононов, а также по значению внутренней энергии куперовских пар относительно поверхности Ферми) ядерных системах.

Благодарности. Авторы выражают свою искреннюю признательность Э. В. Васильевой, обеспечившей практическое выполнение всех эксперимен-

тов в Дубне, В. А. Бондаренко со всеми сотрудниками Института физики в Риге, Я. Гонзатко и И. Томандлу — за высококачественные экспериментальные данные по гамма-гамма-совпадениям при захвате тепловых нейтронов для более чем десятка ядер.

Авторы благодарны **В. Г. Соловьеву** за постановку рассмотренной здесь проблемы, частично уже решенной к настоящему времени, **Ю. П. Попову** — за идею эксперимента по изучению флуктуаций интенсивностей вторичных гамма-квантов захвата резонансных нейтронов, впервые продемонстрировавшему [23] наличие принципиальных расхождений между экспериментальным процессом каскадного гамма-распада и модельными представлениями о нем ниже энергии связи нейтрона.

На различных этапах нашей деятельности нам оказывали весьма существенную помощь в обработке и анализе экспериментальных данных С. Т. Бонева, Г. Л. Резвая, Л. И. Симонова, Ле Хонг Кхьем и Фам Динг Кханг. А сотрудники ИВЦ ЛНФ обеспечили бесперебойное функционирование измерительных модулей, на которых была получена необходимая информация.

Представленные здесь результаты было бы весьма затруднительно получить без существенной поддержки дирекции ЛНФ как на этапе подготовки, так и на этапе проведения всех экспериментов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Так как прямых методов определения ρ и k для энергий возбуждения сложного ядра выше нескольких МэВ не существует, то для всех ныне существующих алгоритмов их определения из спектров, измеренных в ядерной реакции, основной становится проблема оценки достоверности найденных значений параметров. В первую очередь это выявление, оценка и уменьшение предельной величины всех возможных систематических ошибок. Некоторые заключения на этот счет для найденных значений заселяемости уровней можно сделать из данных таблицы. Прежде всего следует отметить, что современные методики определения интенсивности i гамма-квантов радиационного захвата медленных нейтронов потенциально обеспечивают достаточно малую систематическую погрешность. Это видно, в частности, из факта, что взвешенная по энергии суммарная интенсивность наблюдаемых квантов в [9–13] практически не превышает своего предельно возможного значения $d = 1$. Сопоставление значений d с данными рис. 5, 6 для ^{40}K , ^{137}Ba и ^{200}Hg прямо показывает, что ожидать сколь-нибудь существенного завышения i оснований нет (в таблице для ^{40}K использованы интенсивности гамма-квантов из [24]; в [13] число выделенных квантов примерно в 2 раза меньше и для со-

ответствующих данных $d = 0,73$). Этот вывод вполне однозначно следует из того факта, что суммарная интенсивность каскадов с неразрешенными в [13] низкоэнергетическими первичными переходами в этих ядрах очень мала (рис. 5, 6) и, как следствие, их учет может увеличить величину d только на несколько сотых. При этом нельзя исключить и возможность появления локальных систематических погрешностей при нормировке i , например, для составного ядра ^{184}W , где интенсивности i , приведенные в [12], примерно в 1,5 раза превышают данные [13]. В этом варианте анализа они уменьшены в 1,54 раза для обеспечения равенства сумм интенсивностей жестких первичных переходов с аналогичными данными [13] будапештской группы с одновременной коррекцией значений $I_{\gamma\gamma}$. Результаты анализа каскадного гамма-распада компаунд-состояния этого ядра при использовании некорректированных данных [12] приведены в [25].

Сопоставление значений $N_{2\gamma}$, N_c и N_i позволяет выявить нерешенные проблемы, часть из которых имеет принципиальное значение для разработки новых модельных представлений о свойствах ядра. Три указанные величины при полном отсутствии систематических погрешностей должны быть равны друг другу.

Число промежуточных уровней энергетически разрешенных каскадов N_c в данном варианте анализа включает не только те, которые установлены [26] с помощью метода максимального правдоподобия, но и те, которые возбуждаются единственным каскадом и поэтому реально могут иметь промежуточный уровень с энергией $E_{ex} > E_m$. Но это возможно только в случае, когда из-за случайных флуктуаций большая интенсивность первичного низкоэнергетического гамма-перехода обеспечивает возможность его регистрации над порогом эксперимента. В первую очередь это замечание относится к изотопам вольфрама. Выполненный в Ржеже (Чехия) эксперимент обеспечил максимальную статистику полезных гамма-гамма-совпадений и наилучшее разрешение (и тем самым обеспечил минимальную величину порога регистрации индивидуального каскада в форме пары энергетически разрешенных пиков по сравнению со всеми выполненными ранее экспериментами). К тому же при уменьшении порога регистрации разрешенных энергетически каскадов должны наблюдаться самые сильные из каскадов с первичными $E2$ - и $M2$ -переходами. Хотя их суммарная интенсивность много меньше погрешности определения $I_{\gamma\gamma}$, но полное их число превышает число каскадов с дипольными первичными переходами. Поэтому некоторое превышение N_c для изотопов вольфрама над $N_{2\gamma}$ имеет вполне логичное объяснение. В этом случае указанный выше способ разделения интенсивности мультиплетов вторичных переходов анализа обеспечивает минимально возможную систематическую погрешность определения сумм $P - i_1$.

Альтернативой указанному является то, что средняя интенсивность каскадов, возбуждающих промежуточные уровни с энергией в несколько МэВ и

Основные спектроскопические данные для изученных ядер. Изученное ядро; $N_{2\gamma}$ — определенное согласно [1] полное число уровней, возбуждаемых первичными $E1$ - и $M1$ -переходами ниже E_m ; N_c — экспериментально определенное число промежуточных уровней энергетически разрешенных двухквантовых каскадов в ядре; N_i — число уровней, для которого определена каскадная заселяемость и k — доля (в процентах) мультиплетов вторичных переходов i_2 с множественностью M ; $\sum i_1$ и $\sum i_2$ — суммарные интенсивности первичных и вторичных гамма-переходов, включенные в анализ (процент распадов); E_f — максимальная энергия конечного уровня изученных каскадов; $d = i_\gamma E_\gamma / B_n$ — представленная в данных [9–13] доля полного гамма-спектра

Ядро	$N_{2\gamma}$	E_m , МэВ	N_c	N_i	k ($M = 2$)	k ($M \geq 3$)	$\sum i_1$, %	$\sum i_2$, %	E_f , кэВ	d
^{40}K	77	4	58	29	≤ 6	0	61,5	120,5	800	1,01
^{60}Co	110	4	132	57	≤ 15	≤ 8	75,7	127,6	288	0,95
^{74}Ge	83	5	94	57	0	0	32,5	186,3	2165	0,72
^{114}Cd	124	4	59	36	≤ 15	0	15,7	149,1	558	0,25
^{118}Sn	106	5	95	48	≤ 10	≤ 3	60,3	154,5	1229	0,56
^{124}Te	101	4	33	27	≤ 8	0	10,5	107,3	603	0,25
^{137}Ba	97	4	23	9	0	0	72,6	71,7	279	0,91
^{138}Ba	84	5	48	23	0	0	41,0	54,4	1436	0,61
^{150}Sm	507	4	132	39	≤ 3	0	5,8	98,1	773	0,18
^{156}Gd	777	4	130	53	0	0	15,6	44,8	288	0,31
^{158}Gd	217	4	73	27	0	0	9,5	14,6	261	0,14
^{165}Dy		3	89	23	0	0	21,4	22,8	184	0,32
^{168}Er	330	4	106	73	≤ 13	0	12,0	83,8	995	0,32
^{175}Yb		3	65	27	≤ 10	≤ 8	36,5	84,6	602	0,20
^{181}Hf	260	3	103	51	≤ 14	0	31,6	35,3	332	0,63
^{183}W	167	3	145	70	≤ 29	≤ 3	29,2	40,4	210	0,55
^{184}W	135	4	160	74	≤ 8	≤ 4	35,6	70,7	364	0,54*
^{185}W	156	3	261	123	≤ 24	≤ 25	53,3	74,8	1068	0,60
^{187}W	200	3	193	112	≤ 25	≤ 17	41,2	65,6	303	0,47
^{196}Pt	438	4	60	26	0	0	21,9	29,4	688	0,30
^{200}Hg	88	5	74	15	≤ 5	0	95,4	169,2	368	1,00

*Данные [12] перенормированы на данные [13].

одним и тем же значением J^π , очень сильно зависит от их структуры (соотношения компонентов волновой функции различного типа). В предельном случае экспериментально наблюдаемые случайные интенсивности каскадов

могут соответствовать двум их независимым распределениям с отличающимися, например, в несколько десятков или сотен раз средними значениями. Возможность такой степени селективности реакции (n, γ) не принималась во внимание ни теоретиками, ни экспериментаторами. Такая гипотеза также может качественно объяснить значительное превышение наиболее вероятной плотности уровней (величина $N_{2\gamma}$) над плотностью промежуточных уровней энергетически разрешенных каскадов (величина N_c). Нельзя исключить и возможность того, что методика [1] дала завышенные значения $N_{2\gamma}$ для четно-четных хорошо деформированных ядер. Это возможно, если значения k вторичных переходов на конечные уровни с $E_{ex} > 4$ МэВ в них усилены, так же как и в прочих изученных ядрах.

Превышение N_c над N_i обусловлено как лучшими фоновыми условиями регистрации каскадов на низколежащие уровни по сравнению с экспериментом по определению i_1 и i_2 , так и использованием метода улучшения разрешения [8]. (В данные таблицы не включены все каскады с энергией возбуждения промежуточных уровней выше E_m .)

По этим причинам мы не можем исключить наличие неизвестных систематических ошибок в данных рис. 7–12. Но в настоящее время они могут быть обусловлены прежде всего:

а) существенным расхождением радиационных силовых функций вторичных переходов каскадов на уровни с энергией возбуждения выше 3–4 МэВ с силовыми функциями первичных переходов той же энергии и мультипольности;

б) сильнейшей селективностью реакции (n, γ) при энергиях возбуждения не менее $0,5B_n$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vasilieva E. V., Sukhovej A. M., Khitrov V. A.* Direct experimental estimate of parameters that determine the cascade gamma decay of compound states of heavy nuclei // *Phys. At. Nucl.* 2001. V. 64, No. 2. P. 153–168;
Khitrov V. A., Sukhovej A. M. New technique for a simultaneous estimation of the level density and radiative strength functions of dipole transitions at $E_{ex} < B_n - 0.5$ MeV // *INDC(CCP)-435*. Vienna, 2002. P. 21–42;
<http://arXiv.org/abs/nucl-ex/0110017>
2. *Boneva S. T., Khitrov V. A., Sukhovej A. M.* Excitation study of high-lying states of differently shaped heavy nuclei by the method of two-step cascades // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 589. P. 293–306.
3. *Кадменский С. Г., Маркушев В. П., Фурман В. И.* Радиационные ширины нейтронных резонансов и гигантские дипольные резонансы // *ЯФ.* 1983. Т. 37, вып. 2. С. 277–283.
4. *Dilg W. et al.* Level density parameters for the back-shifted Fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$ // *Nucl. Phys. A.* 1973. V. 217. P. 269–298.

5. *Расстончин Е. М., Свириш М. И., Смиринкин Г. Н.* Тестирование основных феноменологических моделей плотности уровней // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 1258–1272.
6. *Игнатюк А. В., Соколов Ю. В.* Распределение возбужденных квазичастиц и средние статистические характеристики ядер // ЯФ. 1974. Т. 19. С. 1229–1240.
7. *Plujko V. A.* Investigation of interplay between dissipation mechanisms in heated Fermi systems by means of radiative strength functions // Nucl. Phys. A. 1999. V. 649. P. 209–213;
Plujko V. A. et al. Testing and improvements of gamma-ray strength functions for nuclear model calculations // J. Nucl. Sci. Technol., Suppl. 2002. No. 2. P. 811–814;
<http://www-nds.iaea.or.at/ripl2/>
8. *Суховой А. М., Хитров В. А.* Метод улучшения разрешения спектров каскадов гамма-переходов при обработке кодов совпадений на электронной вычислительной машине // ПТЭ. 1984. № 5. С. 27–30.
9. *Bondarenko V. A. et al.* Interplay of quasiparticle and phonon excitations in ^{181}Hf observed through (n, γ) and $(d^{p\text{ol}}, p)$ reactions // Nucl. Phys. A. 2002. V. 709. P. 3–59.
10. *Prokofjevs P. et al.* Nuclear structure of ^{183}W studied in (n, γ) , $(n, n' \gamma)$ and (d, p) reactions // Nucl. Phys. A. 1997. V. 614. P. 183–216.
11. *Bondarenko V. A. et al.* Nuclear levels in ^{187}W // Nucl. Phys. A. 1997. V. 619. P. 1–48.
12. *Логинов Ю. Е., Малютенкова С. Э.* Гамма-линии из реакции $^{183}\text{W}(n, \gamma)^{184}\text{W}$ // Изв. РАН. Сер. физ. (в печати).
13. <http://www-nds.iaea.org/pgaa/egaf.html>;
Molnar G. L. et al. The new prompt gamma-ray catalogue for PGAA // App. Rad. Isot. 2000. V. 53. P. 527–533.
14. *Bondarenko V. A. et al.* Two-step cascades of the ^{185}W compound nucleus gamma-decay // Fizika B (Zagreb). 2002. V. 11. P. 201–222.
15. Neutron Cross Section / Ed. by S. F. Mughabhab, M. Divideenam, N. E. Holden. N. Y.: Academic Press, 1981. V. 1, Part A.
16. *Axel P.* Electric dipole ground transitions widths strength function and 7 MeV photon interactions // Phys. Rev. 1962. V. 126, No. 2. P. 671–683;
Blatt J. M., Weisskopf V. F. Theoretical Nuclear Physics. N. Y., 1952.
17. *Малов Л. А., Соловьев В. Г.* Общие закономерности фрагментации одночастичных состояний в деформированных ядрах // ЯФ. 1977. Т. 26, № 4. С. 729–739.
18. *Sukhovoj A. M., Khitrov V. A.* Potential of present-day experiments for determining the parameters of the gamma decay of compound states of heavy nuclei in a model-independent way // Phys. At. Nucl. 2004. V. 64, No. 2. P. 662–671.
19. *Khitrov V. A., Li Chol, Sukhovoj A. M.* Estimation of the value and localization of possible systematic errors in determination of level density and radiative strength functions from the $(n, 2\gamma)$ -reaction // Interaction of Neutrons with Nuclei: Proc. of the XI Intern. Seminar, Dubna, May 28–31, 2003. Dubna, 2003. P. 98–106.
20. *Sukhovoj A. M., Khitrov V. A., Grigor'ev E. P.* New possibilities for improving the accuracy of parameter calculations for cascade gamma-ray decay of heavy nuclei // INDC(CCP)-432. Vienna, 2002. P. 115–132.
21. *Суховой А. М., Хитров В. А.* Экспериментальная оценка плотности уровней тяжелого ядра, реально возбуждаемых в реакции (n, γ) при $E_{\text{воз}} < 3\text{--}4$ МэВ // ЯФ. 1999. Т. 62, № 1. С. 24–36.

22. *Sukhovej A. M., Khitrov V. A., Li Chol.* On correctness of some processing operations for two-step cascade intensities data from the $(n_{th}, 2\gamma)$ reaction. JINR Commun. E3-2004-100. Dubna, 2004.
23. *Khitrov V. A. et al.* Analysis of fluctuations of low-lying state populations in radiation neutron capture // Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy: Proc. of the III Intern. Symp. N. Y.; London, 1979. P. 655–658.
24. *Lone M. A., Leavitt R. A., Harrison D. A.* Prompt gamma rays from thermal neutron capture // Nucl. Data Tables. 1981. V. 26, No. 6. P. 511–559.
25. <http://arXiv.org/abs/nucl-ex/0406030>
26. *Понов Ю. П. и др.* Исследование гамма-распада ^{165}Dy с помощью реакции $(n, 2\gamma)$ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48, № 5. С. 891.