

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

99-202

P3-99-202

Э.В.Васильева, А.М.Суховой, В.А.Хитров

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ,
ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ КАСКАДНЫЙ γ -РАСПАД
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР.

Наиболее вероятная плотность возбужденных состояний
в интервале от 1–2 МэВ до B_n

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1999

Васильева Э.В., Суховой А.М., Хитров В.А.
 Экспериментальная оценка параметров,
 определяющих каскадный γ -распад компаунд-состояний тяжелых ядер.
 Наиболее вероятная плотность возбужденных состояний
 в интервале от 1–2 МэВ до B_n

Предложена методика одновременного извлечения информации о плотности уровней, возбуждаемых при радиационном захвате медленных нейтронов, и суммы радиационных силовых функций $E1$ - и $M1$ -переходов практически для всего интервала энергий, участвующих в этом состоянии. Анализ использует экспериментальную информацию о вероятности появления двухквантовых каскадов между компаунд- и заданными низколежащими состояниями изучаемого ядра. Он может быть выполнен в ядре с любой плотностью уровней, включая деформированные. Приведенные для 26 ядер данные определяют вероятную область их энергий возбуждения, где имеются максимальные расхождения между реальной плотностью уровней и, например, предсказаниями модели ферми-газа, и, как минимум, определяют область ядер и ядерных возбуждений, дальнейшее экспериментальное изучение которой может дать новую и принципиально важную информацию о свойствах ядерной материи.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1999

Перевод авторов

Vasilieva E.V., Sukhovej A.M., Khitrov V.A.
 Experimental Estimates of the Parameters of the Cascade γ -Decay
 of Heavy Compound Nuclei.
 The Most Probable Level Density
 in the Excitation Energy Interval 1–2 MeV to B_n

The method is suggested for simultaneous determination of the level density excited after the thermal neutron radiative capture and sum of the radiative strength functions for the $E1$ and $M1$ transitions in the excitation energy interval practically up to B_n . We analysed the intensities of the two-step γ -cascades proceeding between the compound state and a given low-lying level of a nucleus under study. Such investigations can be performed for any nucleus. The data given for 26 nuclei determine the probable excitation energy interval where the significant discrepancies between the experimental densities and predictions according to different level density models (for example, the Fermi-gas model) are observed. So, the ranges of nuclei and nuclear excitations are determined the further investigations of which can provide the original information on the properties of nuclear matter.

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

1 Введение

Полная радиационная ширина нейтронных резонансов Γ_γ и спектры испущенных γ -квантов (в том числе - измеряемые в реакции $(n, 2\gamma)$) экспериментальные интенсивности двухквантовых каскадов $I_{\gamma\gamma}$ на заданные низколежащие уровни) определяются средними значениями как плотности уровней (ПУ), так и радиационных силовых функций (РСФ) во всем интервале возбуждений ниже B_n , и, разумеется, случайным распределением их отклонений относительно среднего значения. Экспериментальные данные получены с погрешностью на уровне десятка процентов. Но возможности прямого экспериментального определения как ПУ, так и РСФ раздельно во всем интервале возбуждаемых состояний для любого ядра с достаточно высокой плотностью уровней с подобной точностью в настоящее время реально не существует.

Указанные параметры, определяющие развитие процесса каскадного γ -распада нейтронного резонанса, могут быть определены из эксперимента только при привлечении некоторых предположений. Например, плотность уровней из спектров-продуктов ядерных реакций может быть извлечена только при использовании модельных представлений об изучаемой реакции (например, при отсутствии либо корректном учете неравновесных процессов, близких к реальным расчетным значениям вероятности испускания продукта реакции и т.д.). Еще хуже обстоит дело с радиационными силовыми функциями. За исключением прямого определения этих величин из реакции $(n, \gamma\alpha)$ [1] и оценки из спектров двухквантовых каскадов для трех четно-нечетных составных ядер [2,3], экспериментальные данные по РСФ для всего интервала возбуждения $0 < E_{\text{воб}} < B_n$ отсутствуют вообще. Хотя некоторая информация о временах жизни ряда возбужденных состояний ниже B_n имеется.

Косвенные проверки модельных предположений при этом выполнялись многократно. Для этого использовалось, например, сопоставление расчетных и экспериментальных полных радиационных ширин [4], суммарных интенсивностей двухквантовых каскадов [5], спектров испускаемых γ -лучей и сечений [6] взаимодействия нейтронов с ядрами. Основной недостаток подобных методик определения ПУ и РСФ - принципиальная невозможность обоснованной вариации модельных предсказаний для целей поиска их значений, обеспечивающих лучшее соответствие расчета анализируемым экспериментальным данным.

И хотя измеряемые экспериментально параметры любой ядерной реакции определяются только ПУ, РСФ и вероятностью эмиссии прочих ее продуктов, возможности однозначного решения обратной задачи в общем случае не существует. Поэтому предсказания параметров не изученной экспериментально реакции захвата нейтрона для некоторого нестабильного ядра-мишени, как минимум, (например, для проблем трансмутации продуктов деления или расчета ядерных процессов в астрофизике) могут быть выполнены только на базе модельных представлений о ядре.

Но существующие сейчас модельные представления о процессах, происходящих в ядре при энергиях возбуждения выше нескольких МэВ, не позволяют достичь точности расчета определяемыми ими параметров ядра, соответствующей достигнутой экспериментом. Так, рассчитанные по существующим в настоящее время

моделям ПУ и РСФ (по крайней мере - достаточно простым и обычно используемым для анализа эксперимента) Γ_γ и $I_{\gamma\gamma}$ могут отличаться от экспериментальных в несколько раз, в первую очередь - для любых ядер из области 4S-резонанса нейтронной силовой функции. Отметим - ядер, наиболее сложных для экспериментального изучения.

Это расхождение ясно демонстрирует несовершенство достаточно простых существующих моделей плотности уровней и радиационных силовых функций. Анализ возможных систематических погрешностей определения $I_{\gamma\gamma}$ [7] не выявил оснований для объяснения наблюдаемого расхождения только ошибками эксперимента. И именно это обуславливает потребность в получении соответствующей прямой экспериментальной информации по плотности уровней и силовым функциям в максимально возможном интервале масс и энергий возбуждения. Использование современных многодетекторных систем в совокупности с развитой в ЛНФ ОИЯИ очень эффективной методикой извлечения информации из гамма-гамма совпадений в принципе позволяет прямо определить обсуждаемые здесь параметры для любого деформированного ядра до энергии возбуждения, не меньшей 3-4 МэВ, но только при соответствующих затратах на современные детекторы γ -излучения.

Тем не менее, достаточно полная и достоверная информация об областях возбуждений, где существует расхождение между модельными представлениями о ПУ и РСФ, и степени такого расхождения может получена уже сейчас при анализе накопленных данных об интенсивностях двухквантовых каскадов.

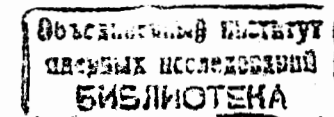
2 Экспериментальные данные

В настоящее время в экспериментах, выполненных в Дубне, Риге и Ржеже измерены и проанализированы спектры - распределения интенсивностей двухквантовых каскадов в 40 ядрах из области $114 \leq A \leq 200$. Это следующие ядра: ^{114}Cd , $^{124,125}\text{Te}$, ^{128}I , $^{135,137,138,139}\text{Ba}$, ^{140}La , $^{143,144,146}\text{Nd}$, ^{150}Sm , $^{156,158}\text{Gd}$, ^{160}Tb , $^{163,164,165}\text{Dy}$, ^{166}Ho , ^{168}Er , ^{170}Tm , $^{174,175,177}\text{Yb}$, $^{176,177}\text{Lu}$, $^{178,179,180,181}\text{Hf}$, ^{182}Ta , $^{183,187}\text{W}$, $^{188,190}\text{Os}$, ^{192}Ir , ^{196}Pt , ^{198}Au и ^{200}Hg .

Для 29 из них с вполне приемлемой точностью определена (например, [8]) также и форма энергетической зависимости вероятности появления двухквантового каскада, заканчивающегося на группе низколежащих конечных их состояний (практически - просуммированная по интервалу энергий возбуждения промежуточных уровней 0,5 МэВ).

Обычно сумма всей их наблюдаемой в эксперименте интенсивности составляет 20 - 50%, а в отдельных ядрах достигает $\sim 100\%$ общей интенсивности первичных переходов распада нейтронного резонанса. Поэтому зависимости $I_{\gamma\gamma}$ от энергии промежуточного уровня дают достаточно полное представление о том, как на самом деле развивается процесс разрядки компаунд-состояния (нейтронного резонанса) в любом ядре с любой плотностью уровней в заданном интервале энергии его возбуждения ΔE . Хотя это утверждение в принципе может быть ошибочным в двух случаях:

а) если процесс каскадного γ -распада компаунд-состояния (нейтронного резо-



нанса) сильно зависит от структуры его волновой функции. Основания для такого утверждения имеются - наблюдается сильная корреляция между отношениями экспериментальных и расчетных интенсивностей каскадов и приведенной нейтронной шириной компаунд-состояния в четно-нечетных составных ядрах [5];

б) если энергетическая зависимость вероятности эмиссии ненаблюдаемых в эксперименте вторичных переходов двухквантовых каскадов на конечные уровни с $E_{\text{воо}} > 1$ МэВ, например, существенно отличается от вероятности испускания тех вторичных γ -переходов, которые определяют параметры изученных нами каскадов.

В любом случае интенсивность двухквантовых каскадов $I_{\gamma\gamma}$ (здесь - вероятность появления каскадов с переходами, энергия которых находится в заданных интервалах при одном распаде компаунд-состояния) определяется отношением ширин $\Gamma_{\lambda i}$ и $\Gamma_{i f}$ первичного и вторичного переходов к полным ширинам Γ_{λ} и Γ_i компаунд- и промежуточного состояний каскадов. То есть - общим числом m состояний ниже уровней λ и i , которые достаточно интенсивно в среднем возбуждаются при их распаде. А также величиной $n_{\lambda i} = \rho \times \Delta E$, соответствующей числу промежуточных уровней каскадов с заданным значением J^{π} в интервале ΔE . Если заменить полные ширины на произведения "эффективных" парциальных ширин и число возбуждаемых при распаде состояний λ и i уровней, то интенсивность каскадов может быть выражена следующим образом:

$$I_{\gamma\gamma} = \sum_{J,\pi} (\Gamma_{\lambda i} / \Gamma_{\lambda}) \times n_{\lambda i} \times (\Gamma_{i f} / \Gamma_i) = \sum_{J,\pi} (\Gamma_{\lambda i} / \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle m_{\lambda i}) \times n_{\lambda i} \times (\Gamma_{i f} / \langle \Gamma_{i f} \rangle m_{i f}). \quad (1)$$

"Эффективное" среднее значение $\langle \Gamma \rangle$ в этом выражении определяется как отношение полной ширины Γ распадающихся состояний λ или i к общему числу возбуждаемых при этом уровней $m_{\lambda i}$ или $m_{i f}$. Суммирование по всему набору квантовых чисел J, π промежуточных и, при необходимости, начального и конечных уровней каскадов выполнено здесь для сопоставления с экспериментальными данными.

Выражение (1) может быть модифицировано использованием соотношения между полной экспериментальной радиационной шириной и определяющими ее величиной значением РСФ и ПУ следующим образом:

$$\Gamma_{\gamma}^{\text{оэк}} \times I_{\gamma\gamma} = \sum_{J,\pi} \Gamma_{\lambda i} \times n_{\lambda i} \times (\Gamma_{i f} / \Gamma_i) = \sum_{J,\pi} \Gamma_{\lambda i} \times n_{\lambda i} \times (\Gamma_{i f} / \langle \Gamma_{i f} \rangle m_{i f}). \quad (2)$$

Из (2) несложно получить соотношение, связывающее между собой интенсивность каскадов, полные расчетные и экспериментальные гамма-ширины компаунд-состояния и вероятность B_r появления заданных вторичных переходов, среднюю для заданного интервала i энергий промежуточных уровней каскадов.

$$\Gamma_{\gamma}^{\text{рас}} = \Gamma_{\gamma}^{\text{оэк}} \times \sum_i (I_{\gamma\gamma}^{\text{оэк}} / B_r^{\text{рас}})_i. \quad (3)$$

В представлении (2) экспериментальная интенсивность пропорциональна абсолютному значению РСФ первичных переходов

$$f = \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle / (E_{\gamma}^3 \times A^{2/3} \times D_{\lambda}) \quad (4)$$

и отношению числа $n_{\lambda i}$ возбуждаемых в интервале ΔE промежуточных уровней к полному числу состояний $m_{i f}$, возбуждаемых при распаде уровня i .

Представление (2) в максимальной степени пригодно для определения наиболее вероятной формы зависимости РСФ первичных переходов от их энергии (для заданной энергетической зависимости плотности уровней, возбуждаемых каскадными переходами)

Это следствие того, что неизбежные расхождения между модельно задаваемой плотностью уровней (т.е. их числом в заданном интервале) существенно компенсируются положительной корреляцией числителя и знаменателя отношения величин $n_{\lambda i} / m_{i f}$, определяемого конкретными значениями модельно заданной ПУ.

В представлении (1) суммарная вероятность возбуждения группы уровней ядра в заданном интервале энергий его возбуждения и их распада на группу заданных конечных уровней определяется отношением ширин каскадных переходов к их среднему значению. И обратно пропорциональна числу возбуждаемых в процессе каскадного γ -распада состояний. Естественно, это только сугубо качественная интерпретация выражения (1). Тем не менее, она позволяет сделать следующие заключения:

а) интенсивность каскадов определяется (1) только формой функциональной зависимости РСФ первичных и вторичных переходов каскадов от их энергии, а не ее абсолютной величиной, то есть, например, не зависит от ошибок определения расстояния D_{λ} между компаунд-состояниями;

б) в отличие от известных способов определения ПУ, где вероятность выхода продуктов реакции пропорциональна ρ , здесь наблюдается обратно пропорциональная (качественно) зависимость.

Этот вывод подтверждается приведенными в таблице отношениями R сумм наблюдаемых в эксперименте интенсивностей каскадов для всех 40 ядер в среднем к их расчетному (1) значению.

Таблица. Среднее для 40 ядер отношение R экспериментальной и рассчитанной для различных моделей интенсивностей двухквантовых каскадов.

Модели:	[9,11]	[10,11]	[9,12]	[10,12]
R	2.1(2)	2.6(2)	1.4(1)	1.6(1)

В расчете использовались две различные модели [9,10] РСФ для E1-переходов (и одночастичной модели Вайскопфа для M1-переходов) и две [11,12] - для плотности уровней. Данные таблицы вполне однозначно определяют направление, в котором следует модифицировать модельные представления о РСФ и ПУ для того, чтобы обеспечить адекватность теоретических представлений достигнутому уровню эксперимента. А именно: РСФ первичных переходов могут иметь энергетическую зависимость, возможно, несколько более сильную, чем предсказываемая для E1- [9,10] или для M1-переходов. Это прямо следует из данных таблицы. Заметим, что абсолютная же ее величина для основной массы переходов может быть и больше предсказаний [9,10]. Последнее заключение необходимо ввести для обеспечения соответствия полных экспериментальных и расчетных радиационных ширин при значительно меньшей, чем предсказываемая [11], ПУ. Прежде всего - в деформированных ядрах, где полученная из выражения (1) плотность уровней, как пра-

вило, дает значения Γ_γ , в несколько раз меньшие, чем экспериментальные. Такие значения полной ширины получаются, если для нормировки РСФ использовать экспериментальные данные о силовых функциях жестких первичных переходов и единственным извлекаемым параметром считать плотность уровней.

Здесь необходимо отметить существенное обстоятельство: авторы [10] разработали свою модель для сферических, но не для деформированных ядер. Но простая аналитическая форма даваемых моделью значений РСФ вместе с имеющей физический смысл формальной возможностью их вариации (путем изменения термодинамической температуры ядра) послужила основанием для ее использования в расчете $I_{\gamma\gamma}$ для всех без исключения ядер, изученных нами. Это оправдано, поскольку целью проделанного анализа является поиск наиболее вероятной неизвестной функциональной зависимости РСФ и ПУ от энергии возбуждения в форме их ожидаемого отклонения от некоторого модельного представления. Отметим главное условие, которое и позволяет определить одновременно из эксперимента возможные значения как плотности уровней, так и силовых функций. Как видно из (1) - (3), основной параметр, определяющий условие соответствия рассматриваемых интенсивностей и полной ширины экспериментальным значениям - это плотность возбуждаемых каскадными переходами состояний. (Значение $B_r = (\Gamma_{if} / < \Gamma_{if} > m_{if})$ определяется абсолютной величиной ПУ, но для РСФ - только их отношением). И именно непосредственно определяющая измеренные экспериментально интенсивности двухквантовых каскадов вероятность появления вторичного перехода эффективно сужает возможный набор значений искомых параметров. Если вероятность $B_r = 1$, то, как видно из выражения (3), для любой модельно заданной плотности уровней всегда можно найти силовые функции, которые обеспечивали бы совпадение экспериментальных и расчетных значений Γ_γ и $I_{\gamma\gamma}$, и ситуация с их реальными значениями оставалась бы полностью неопределенной.

Выражения (1) и (2) были использованы нами для реализации итерационного процесса поиска [13] наиболее характерных свойств РСФ и ПУ, определяющих развитие процесса каскадного γ -распада компаунд-состояний тяжелых ядер, а именно:

1) наиболее вероятной плотности возбужденных состояний, обеспечивающей наилучшее воспроизведение экспериментальных интенсивностей каскадов - при заданных модельных предположениях о РСФ;

2) наиболее вероятных значений силовых функций (точнее, суммы РСФ E1- и M1-переходов) - для различных модельных представлений о плотности уровней. Для этого из (1) для набора из нескольких моделей РСФ определяются [13] наиболее вероятные значения ПУ, обеспечивающие наилучшее воспроизведение зависимости $I_{\gamma\gamma}$ от энергии возбуждения ядра. Затем из полученных функциональных зависимостей ПУ выделяются наиболее характерные особенности и область ее возможных значений. Аналогичная процедура проводилась для выражения (2).

Результаты были использованы как исходные и контрольные для описываемого здесь последнего шага анализа: одновременного воспроизведения наиболее вероятной функциональной зависимости ПУ и РСФ от энергии первичного перехода E_1 (либо энергии возбуждения $E_{ex} = B_n - E_1$) и определения области их наиболее вероятных значений.

3 О соотношении вероятных и реальных значений определяемых параметров каскадного γ -распада

Отсутствие до настоящего времени методик определения (из наблюдаемых спектров γ -квантов или спектров их совпадений) значений ПУ и РСФ для всего интервала энергий возбуждаемых уровней означает, по нашему мнению, что эта проблема не может быть решена традиционными средствами анализа эксперимента. Именно это обстоятельство стимулировало появление описанного здесь анализа.

Принципиальным при этом, естественно, становится вопрос о соотношении между искомыми (реальными) значениями параметров процесса и их наиболее вероятной оценкой, полученной предлагаемым ниже методом. По нашему мнению, эта проблема полностью эквивалентна проблеме: "совпадает ли математическое ожидание определяемой в любом эксперименте величины с ее истинным значением"? Другими словами, мы полагаем, что если предлагаемая методика не содержит систематических ошибок, существенно превышающих полученный статистический разброс найденных значений ПУ и РСФ, то наиболее вероятные их значения отражают, как минимум, наиболее характерные особенности параметров, определяющих процесс каскадного γ -распада компаунд-состояния тяжелого ядра. Естественно, что эта проблема требует дальнейшего изучения, а полученные здесь результаты следует рассматривать как предварительные.

4 Анализ

Такая неординарная возможность одновременного определения основных параметров, определяющих процесс каскадного γ -распада ядра с максимально возможной плотностью уровней (в первую очередь - деформированного), возникает из-за того, что:

а) при определении значений двух неизвестных величин - ПУ и РСФ для заданного интервала энергий его состояний совместно анализируются результаты двух независимых экспериментов;

б) значения интенсивности каскадов, определенные для N интервалов энергии возбуждения плюс одно значение Γ_γ , позволяют определить (со сравнительно малой, хотя и неизбежной неопределенностью) $2N$ значений искомых параметров из-за очень жестко детерминированной (но не однозначной) связи между значениями ПУ и РСФ, определяющими интенсивности наблюдаемых каскадных переходов. Но сама возможность того, что $2N$ параметров процесса каскадного γ -распада скорее всего при этом обусловлена условиями $\rho > 0$ и $\Gamma > 0$ для любого интервала возбуждений и любой энергии перехода. Как результат, решение находится из системы из $N + 1$ уравнений и $2N$ неравенств.

Естественно, что в анализе такого рода используется и неявное предположение о том, что искомые значения ПУ и РСФ являются достаточно гладкими функциями энергии.

Из соотношений (1) и (2) нельзя определить искомые параметры в аналитиче-

ской форме. Поэтому был использован итерационный процесс поиска некоторых случайных значений ПУ и РСФ, обеспечивающих все большую степень соответствия как между экспериментальными интенсивностями каскадов, так и полной радиационной шириной и рассчитанными по (1,2) их же значениями. Для этого задавалась некоторая, в части вариантов расчетов весьма произвольная и даже иногда абсолютно нереальная форма функциональной зависимости РСФ от энергии перехода и ПУ от энергии возбуждения ядра. Как исходные использовались либо общепринятые [9-12] модели РСФ и ПУ, так и их же значения, искаженные с помощью функций (5) произвольным образом в различных интервалах энергий кванта или возбуждения ядра. Процедура поиска пар искомых величин осуществлялась следующим образом: исходные функциональные зависимости ПУ и РСФ искажались их умножением на некоторые случайные функции. В качестве последних использовалось следующее выражение:

$$f(E) = \exp(A \times (E - U)^2 / \sigma^2), \quad (5)$$

где для обеспечения сходимости описываемого итерационного процесса случайные значения параметров A , U и σ выбирались из интервалов $[-0,2; 0,2]$; $[0; B_n]$ и $[0,1 \text{ МэВ}; 0,3B_n]$ соответственно с использованием стандартизованной случайной величины, равномерно распределенной в $[0;1]$. Если искаженные таким образом значения ПУ и РСФ (для E1- и M1-переходов раздельно) обеспечивали лучшее соответствие между рассчитанными и измеренными интенсивностями каскадов, то они использовались как входные для следующего шага итерации.

Очевидный критерий этого - уменьшение суммы квадратов отклонений расчетного значения $I_{\gamma\gamma}$ от экспериментального для интервала $0 < E_{\text{воп}} < B_n$ по сравнению с предыдущей итерацией. Соответственно, "искаженная" описываемым способом плотность уровней и силовые функции рассматривалась как новое "модельное" представление, более соответствующее определяемым величинам. Оно становилось исходным для новой итерации. Такая процедура на современных компьютерах (в зависимости от степени расхождения между начальными значениями ПУ, РСФ и их реальными значениями, а также - от точности подгонки расчетных значений к экспериментальным) требует в среднем от нескольких десятков минут до нескольких часов для одного варианта расчета. Поэтому мы были вынуждены ограничиться максимум 30 вариантами для каждого из 26 ядер, описанных здесь. Расчет требует постоянного контроля только в начальной стадии итерационного процесса обычно в случаях, когда исходные значения параметров нереально далеки от ожидаемых в рамках существующих сегодня представлений на этот счет. Именно здесь возможен выход в точку локального минимума среднего квадрата отклонения.

Но подчеркнем, что значения ПУ и РСФ для наблюдавшихся локальных минимумов всегда имели большее расхождение с существующими модельными представлениями, чем приведенные ниже результаты.

Процедура поиска вероятных значений искомых параметров была проделана для ряда заметно различающихся исходных ПУ и РСФ и всегда сходилась к общей для этих вариантов функциональной зависимости, обеспечивающей наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных интенсивностей каскадов. Здесь

подразумевается, что термин "общая" соответствует некоторому распределению случайных величин со вполне определенным средним и дисперсией (приведенными далее на рисунках).

Естественно, что при описываемом способе определения значений ПУ и РСФ в максимальной степени использовалась имеющаяся экспериментальная информация о ядре. Это - плотность уровней при энергии связи нейтрона, энергии возбуждения и квантовые числа хорошо установленных низколежащих уровней и мод их распада ниже $E_{\text{дис}} \approx 1 - 2 \text{ МэВ}$ для нечетных и четных ядер соответственно. Они брались из соответствующих компиляций (последние, естественно, с максимальным учетом спектроскопической информации, полученной нами ранее при анализе параметров наиболее интенсивных двухквантовых каскадов). Дополнительно фиксировалось (на основании [14]) отношение ширин M1- и E1-переходов для их энергии, несколько меньшей, чем энергия связи нейтрона B_n .

4.1 Приближения, использованные в анализе

4.1.1 Плотность уровней

Поскольку ограниченность объема полученной экспериментальной информации не позволяет определить весь набор параметров, определяющих измеренные в эксперименте величины, возникает проблема обоснованного выбора предположений, снимающих эту проблему и в то же время в минимально возможной степени искажающих искомый результат. То, что плотность уровней различной четности при небольших энергиях возбуждения может быть различной - факт давно известный. Особенно это справедливо для околomagических ядер. Проблема изучалась теоретически, например, в [15]. Два вывода, существенные для нашего анализа, состоят в том, что:

а) в далеких от магических ядрах уже при умеренных энергиях (например, выше 3 МэВ в четно-четных деформированных ядрах) ждать существенных расхождений в ПУ для уровней с различной четностью нет особых оснований;

б) имеющиеся различия в плотности уменьшаются при увеличении энергии возбуждения ядра.

По этой причине в анализе мы использовали предположение о равенстве: $\rho(\pi = +) = \rho(\pi = -)$, но полученные о ПУ выводы относим только к сумме $\rho(\pi = +) + \rho(\pi = -)$.

Аналогичная ситуация наблюдается с переходами различной мультипольности, определяющими значения экспериментальных величин - E1- и M1. Их силовые функции являются независимыми параметрами анализа, но сумма силовых функций этих переходов для всех ядер имеет существенно меньшие отклонения от среднего, чем силовые функции для каждой мультипольности раздельно. Поэтому во второй части нашей работы анализируются не сами силовые функции дипольных переходов, а только их сумма.

Спиновая зависимость ПУ практически не варьировалась в различных вариантах расчетов и задавалась в соответствии с параметризацией [11] или [12]. Влияние выбора конкретной модели на конечный результат при этом практически отсутствует.

Необходимо особо подчеркнуть, что перечисленные выше недостатки предлагаемого здесь способа определения плотности уровней характерны для любого метода определения этой величины из спектров продуктов любой ядерной реакции. Но предлагаемый нами метод имеет максимальную чувствительность для минимальных значений искомой величины и позволяет абсолютно точно зафиксировать диапазон спинов, для которых определено значение ρ .

4.1.2 Проблемы модельного предсказания РСФ вторичных переходов каскадов

При расчете интенсивности каскадов по выражениям (1) и (2) искомыми параметрами следует рассматривать сумму возбуждаемых (в данном интервале энергий) первичными E1- и M1-переходами уровней и суммы $f(E1) + f(M1)$ силовых функций первичных переходов. Это приближение полностью обосновано тем, что экспериментально установленный вклад высших мультипольностей в развитие процесса каскадного γ -распада нейтронного резонанса существенно меньше погрешности экспериментально определенных интенсивностей каскадов.

Но помимо этого, для расчета $I_{\gamma\gamma}$ требуется определить также и отношение силовых функций вторичных переходов тех же мультипольностей к их же среднему по спектру значению, то есть величину B_r . Реально описываемый здесь анализ можно выполнить только в рамках некоторой гипотезы, определяющей связь значений РСФ первичных и вторичных переходов. Нулевое приближение очевидно: их силовые функции одинаковы, если одинакова энергия первичного и вторичного переходов.

Но считается не вызывающим сомнения то обстоятельство, что при уменьшении энергии возбуждения изучаемого ядра вероятность испускания γ -перехода все в большей степени определяется индивидуальной структурой волновых функций соответствующих состояний, и, возможно, во все меньшей степени - влиянием средних вероятностей испускания γ -кванта возбужденным ядром. Возможность экспериментального изучения этой проблемы опять-таки осложняется тем, что интенсивность наблюдаемых вторичных переходов каскадов определяется не только их ширинами, но и плотностью уровней, находящихся ниже промежуточного уровня каскада.

Мы не рассматриваем здесь вопрос о том, имеет ли определенный физический смысл понятие силовой функции вторичных переходов при малых энергиях возбуждения промежуточных уровней каскадов. Наличие вполне определенного значения $I_{\gamma\gamma}$ в каждом конкретном интервале энергий возбуждения означает, что существует некоторое среднее по интервалу ΔE значение Γ_{ij} , которое может быть использовано в выражении (4).

Но практическая ситуация не столь критична. Неопределенности значений РСФ вторичных переходов трансформируются в неопределенности расчетного значения коэффициента B_r в выражениях (1-3). Его среднее по всему спектру значение определено в эксперименте и равно вероятности появления всех выделенных в эксперименте каскадов при одном распаде компаунд-состояния. Для большинства изучен-

ных ядер она превышает 0,2-0,3 на распад и часто превышает значение $\sim 0,5$. При уменьшении энергии возбуждения B_r должно плавно возрастать от минимального значения до единицы. Это и получено в описываемом анализе в приближении, что силовые функции дипольных переходов зависят от энергии перехода, но не зависят от энергии возбуждения уровня. Если это не так, то значения величины B_r должны возрасти выше, например, половины энергии связи нейтрона, и, возможно, опуститься ниже по сравнению с зависимостью для одинаковых силовых функций (точнее - одинаковой формы их зависимости от энергии перехода). Прделанный нами анализ такой возможности никак не исключает. Но в этом гипотетическом случае возникает проблема введения радикально новых представлений о свойствах ядра. Например, объясняющих причину резкого увеличения силовых функций переходов на самые низколежащие уровни из достаточно узкого интервала (не более 1-3 МэВ) энергий возбуждения непосредственно ниже энергии связи нейтрона и существенного их уменьшения для уровней ниже $0,5B_n$. Если учесть, что приведенные ниже результаты по значениям ПУ выше $0,5B_n$, как минимум, не противоречат наиболее ее современной модели [12], то на данной стадии изучения свойств ядра в диапазоне энергии связи нейтрона возможность резкого различия силовых функций первичных и вторичных переходов не следует рассматривать как единственную причину расхождения между наблюдаемыми и модельно рассчитываемыми интенсивностями каскадов. К тому же эта проблема без труда может быть решена экспериментально, если с помощью современных многодетекторных систем выделить в произвольном ядре основную часть двухквантовых каскадов. Никаких физических или технических проблем при анализе таких результатов сейчас не видно.

На первой стадии анализа экспериментальных данных [13] наиболее существенным оказался результат, позволяющий сделать утверждение, что расхождение между $I_{\gamma\gamma}^{\text{эк}}$ и $I_{\gamma\gamma}^{\text{рас}}$ обусловлено преимущественно расхождением между плотностью реально возбуждаемых в реакции (n, γ) уровней и представлениями [11] по этому поводу.

Форма связи между ПУ, РСФ и $I_{\gamma\gamma}$ не позволяет определить из сопоставления эксперимента и расчета искомые величины однозначно и независимо как в анализе [13], так и в описываемом ниже. Неизбежна компенсация некоторого отклонения, например, ПУ от истинного значения отклонением РСФ соответствующей величины и знака. Тем не менее, можно сделать вполне однозначные и достоверные заключения о том, в каком направлении, где и даже насколько требуется модифицировать существующие представления о вероятности испускания γ -кванта и числе возбуждаемых при этом уровней.

Основанием для этого заключения являются результаты изучения проблемы сходимости значений ПУ и РСФ, демонстрирующие наличие вполне определенных их значений, относительно слабо зависящих от выбора начальных приближений искомых параметров изучаемого процесса. Основной аргумент в пользу заключения, что это действительно так, демонстрируется на рис. 1. В качестве исходных представлений о ПУ и РСФ для них, а также и для части остальных, приведенных в анализе, использовались абсолютно нереальные представления.

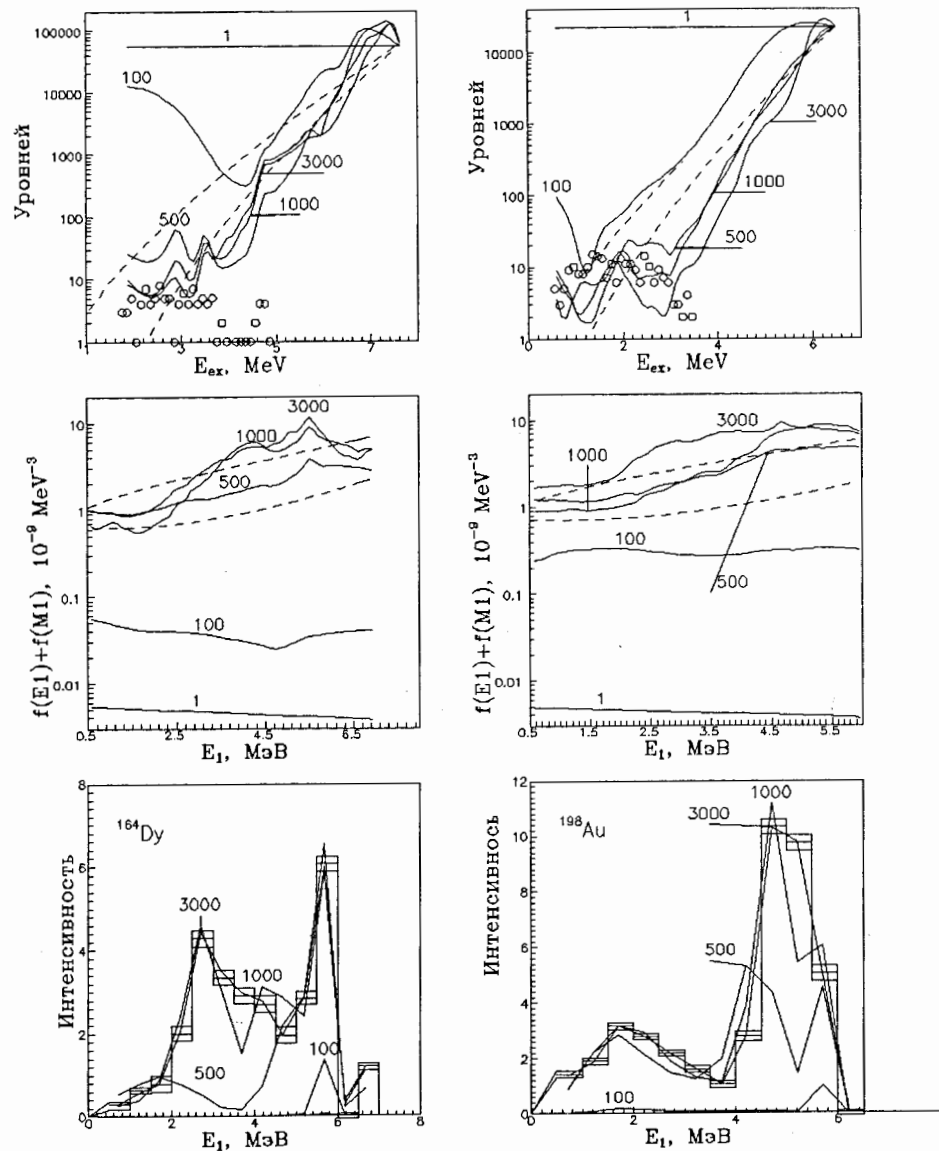


Рис. 1. Примеры промежуточных значений ПУ и РСФ в четно-четном ^{164}Dy и нечетно-нечетном ^{198}Au и соответствующая им интенсивность каскадов. Цифры у линий - число итераций

А именно: плотность уровней выше области хорошо установленных ядерной спектроскопией возбужденных состояний принималась равной плотности уровней при энергии связи нейтрона, а силовые функции линейно убывали при увеличении энергии перехода. Тем не менее, конечный результат итерационного процесса вполне вписывается в общую картину, которая была получена для достаточно большого набора различных реалистичных и нереалистичных исходных значений ПУ и РСФ.

4.2 Систематические ошибки определения $I_{\gamma\gamma}$ и их влияние на ПУ

Зависимость интенсивности каскадов от энергии их промежуточных уровней содержит параметры, заданные, естественно, с некоторыми систематическими погрешностями. Наиболее важной при этом является ошибка, с которой определено значение суммы интенсивностей всех наблюдаемых в эксперименте каскадов. А ее значение практически полностью формируется той систематической погрешностью, с которой определены в настоящее время абсолютные интенсивности наиболее сильных первичных высокоэнергетических переходов в спектрах γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов (именно они используются для нормировки значений $I_{\gamma\gamma}$). Для минимизации этой ошибки мы предпочитали использовать как реперные только данные компиляции [16], поскольку они были большей частью получены на одной и той же установке практически для элементов всей периодической таблицы. Если учесть, что для многих из изученных нами ядер измерены и полные спектры γ -лучей (для которых сумма произведения интенсивности на энергию кванта физически детерминирована [17] значением $100B_n$), то у нас нет серьезных оснований ожидать, что величина $I_{\gamma\gamma}$ содержит систематическую ошибку, заметно превышающую статистическую погрешность нашего эксперимента.

Реальное, но меньшее влияние на точность определения наиболее вероятных значений ПУ и РСФ оказывает систематическая ошибка, с которой выполнено разложение экспериментальных спектров на компоненты, зависящие от энергии только первичного (вторичного) перехода каскадов. Согласно [8], недостаточная статистика регистрируемых совпадений может завышать интенсивность каскадов с меньшей энергией первичного перехода каскада и занижать - с большей. Методика анализа формы распределения случайных отклонений интенсивностей каскадов от их среднего значения, описанная в [18], позволяет оценить эту ошибку. В наиболее важных интервалах энергий возбуждения ее величина не превышает $\sim 20\%$ от значения, полученного по методике [8]. Практическая оценка влияния этой ошибки не составляет проблем, если, например, предположить, что для каскадов с первичными переходами с энергией $E_\gamma < 0.5B_n$ наблюдаемая интенсивность должна быть уменьшена, например, на 25% с соответствующим увеличением интенсивности каскадов с большей энергией первичного перехода. Такая проверка была выполнена для всех ядер. Ее основной результат - плотность уровней при малых энергиях возбуждения может несколько повышаться относительно приведенных данных. В частности, этим может быть частично объяснено расхождение между наблюдае-

мым числом промежуточных уровней каскадов и определенной (рис. 4) ПУ для ^{192}Ir . Но при больших энергиях возбуждения заметного различия этих результатов с данными рис. 2-5 не наблюдается - разброс значений ПУ для различных вариантов расчета часто превышает наблюдаемое расхождение ПУ для различных форм зависимости интенсивности каскадов от энергии возбуждения ядра.

В целом можно заключить, что на данном этапе экспериментального исследования процесса каскадного γ -распада нейтронного резонанса приведенные здесь данные по плотности возбуждаемых в ней состояний следует рассматривать как наиболее вероятные, даже при наличии ошибок использованных для этого экспериментальных данных.

5 Наиболее вероятная форма энергетической зависимости плотности возбуждаемых каскадными γ -переходами состояний тяжелых ядер

Значения ПУ и РСФ, обеспечивающих возможность одновременного воспроизведения как значений $I_{\gamma\gamma}$, так и Γ_{γ} , безусловно, ограничены некоторым интервалом их допустимых значений (эти величины, как минимум, не могут быть отрицательными или бесконечно большими). Наиболее существенный, и не очевидный с самого начала проделанного анализа результат заключается в том, что реальная величина области возможных значений искомых величин оказалась настолько малой, что позволила получить вполне конкретные заключения о степени расхождения между существующими сейчас модельными предположениями и реальными значениями искомых величин.

Рассматриваемая здесь ПУ и ее вероятная неопределенность находились следующим образом: для различных исходных значений ПУ и РСФ (различные сочетания произвольно искаженных предсказаний моделей [9-12] или же их неискаженные значения) использовались как исходные для определения двух наборов ρ и $S = f(E1) + f(M1)$, обеспечивающих получение значения $((I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}} - I_{\gamma\gamma}^{\text{рас}}) / \delta I_{\gamma\gamma}^{\text{экс}})^2$, не превышающее 0,5-1,5 на один интервал. При этом большие значения этой невязки получались в случаях, когда экспериментально полученные интенсивности каскадов достаточно сильно флуктуируют относительно среднего значения в соседних по энергии возбуждения интервалах их промежуточных уровней. Из полученных таким образом наборов пар случайных значений ПУ и РСФ определялись как их средние значения, так и вероятные отклонения по обычным соотношениям математической статистики. Одновременно с этим был осуществлен и поиск максимально возможного значения ПУ. Это было сделано для всех без исключения ядер аналогично представленному на рис. 1, но для нескольких возможных вариантов РСФ. Использование максимальной исходной плотности (тем более, в явно нереально больших ее отклонениях от ожидаемого значения) при сравнительно реалистических представлениях о РСФ дает основания ожидать максимальную вероятность того, что в результате многочисленных искажений малой амплитуды исходной искомой зависимости будет получена оценка действительно максимально возможной

плотности уровней, способная воспроизвести рассматриваемые здесь параметры процесса каскадного γ -распада одновременно. Естественно, при условии (реализованном нами), что эта процедура повторяется много раз.

Полученные результаты приведены на рис. 2-5. Они позволяют сделать вполне определенные выводы о путях возможной модификации моделей плотности уровней, обеспечивающих уменьшение расхождения между расчетными и экспериментальными параметрами каскадного γ -распада.

Заметим, что в некоторых ядрах, в основном - околomagических, найденная плотность уровней при небольших энергиях возбуждения иногда лежит ниже той, которая соответствует полученным нам ранее данным по схемам их возбужденных состояний и модам распада. Возможное объяснение - принятые при анализе предположения о равенстве плотностей уровней с $\pi = +$ и $\pi = -$ и о независимости РСФ каскадных переходов от энергии возбуждения распадающегося уровня являются слишком грубым приближением. Но не исключена возможность и того, что часть найденных мультиплетов уровней на самом деле представляют из себя синглеты. К сожалению, точность спектроскопической информации, получаемой из регистрируемых Ge-детекторами совпадений, не позволяет пока дать однозначный ответ на этот счет. Имеемся и альтернативная гипотеза: средняя вероятность возбуждения каскадными переходами уровней с одним и тем же значением J^{π} , но с различной структурой волновой функции, отличается настолько сильно, что такое различие требует учета при расчете.

Наиболее вероятная плотность возбуждаемых при захвате теплового нейтрона состояний выглядит следующим образом: до 1-2 МэВ (в зависимости от четности числа нуклонов в ядре) имеющиеся данные не противоречат экспоненциальной экстраполяции модели ферми-газа с параметрами из [11]. От 1-2 МэВ до некоторого порогового значения E_b плотность уровней изменяется с энергией возбуждения ядра значительно слабее, чем предполагают любые существующие теоретические представления на этот счет. Выше значения $E_b \approx 2 - 3$ для нечетных и $\approx 3 - 4$ МэВ для четных по N ядер плотность уровней, скорее всего, лучше соответствует предсказаниям обобщенной модели сверхтекучего ядра (ОМСЯ) в ее простейшей первоначальной форме с некоторыми не принципиальными вариациями ее параметров.

Такое изменение поведения ПУ в районе энергии возбуждения E_b может означать качественное изменение свойств ядра. Регулярно наблюдавшийся ранее [19] факт возможной гармоничности спектра промежуточных состояний наиболее интенсивных каскадов позволяет предположить, что при малых энергиях возбуждения доминирующее влияние на свойства ядра оказывают возбуждения вибрационного типа (небольшое число фононов большой энергии, как можно предполагать). Очень быстрое экспоненциальное (или близкое к нему) возрастание плотности уровней выше E_b определяет тип их вероятной структуры - как доминирующее влияние внутренних возбуждений с участием довольно большого числа квазичастиц.

Для прямого ответа на вопрос, в какой степени справедливо это заключение, необходимо с высокой точностью прямо определить плотность уровней. Это можно сделать, если выделить из экспериментальных спектров и определить параметры

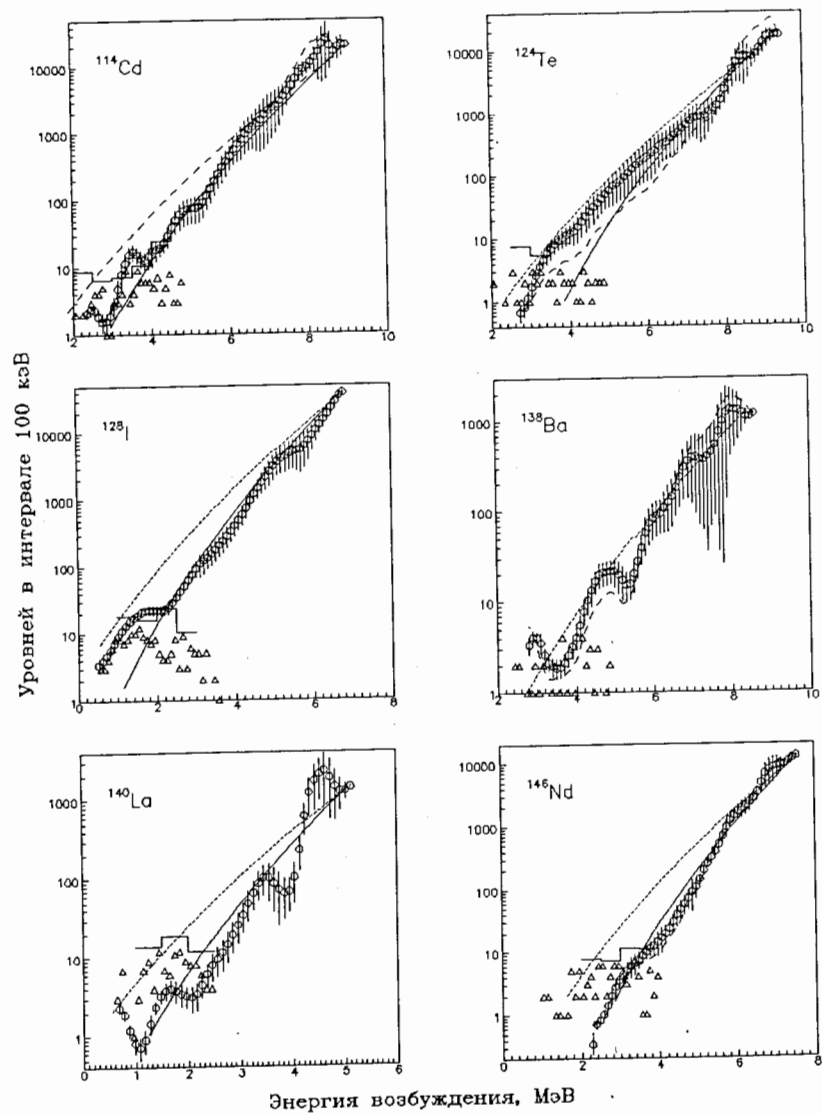


Рис. 2. Число уровней обеих четностей в ^{114}Cd , ^{124}Te , ^{128}I , ^{138}Ba , ^{140}La , ^{146}Nd с неопределенностью расчета - точки с ошибками. Гистограмма - данные [18]; треугольники - число выявленных в эксперименте уровней, возбуждаемых достаточно интенсивными каскадами. Пунктир - среднее значение ПУ, полученное для $\rho(E_{ex}) = \rho(B_n)$ - как начальных значений итерационного процесса. Верхняя и нижняя кривые - предсказания модели [11] и [12]

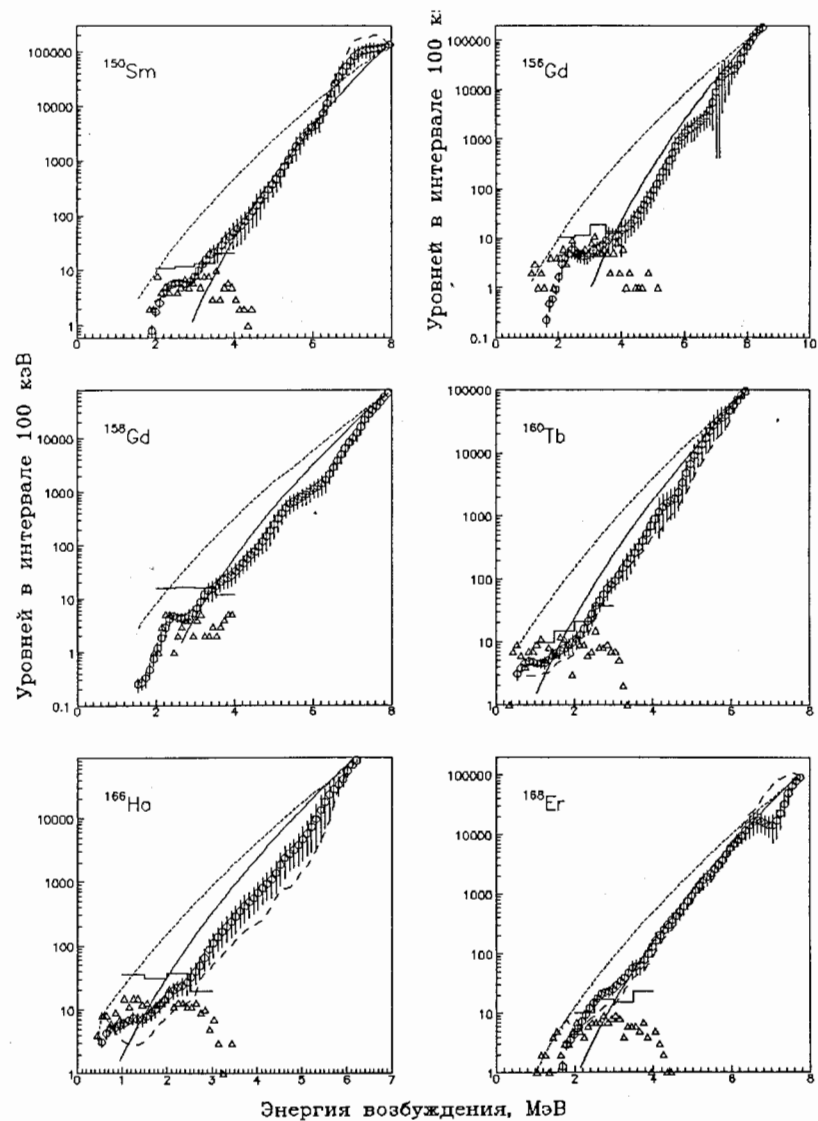


Рис. 3. То же самое, что на рис. 2, для ядер ^{150}Sm , $^{156,158}\text{Gd}$, ^{160}Tb , ^{166}Ho , ^{168}Er .

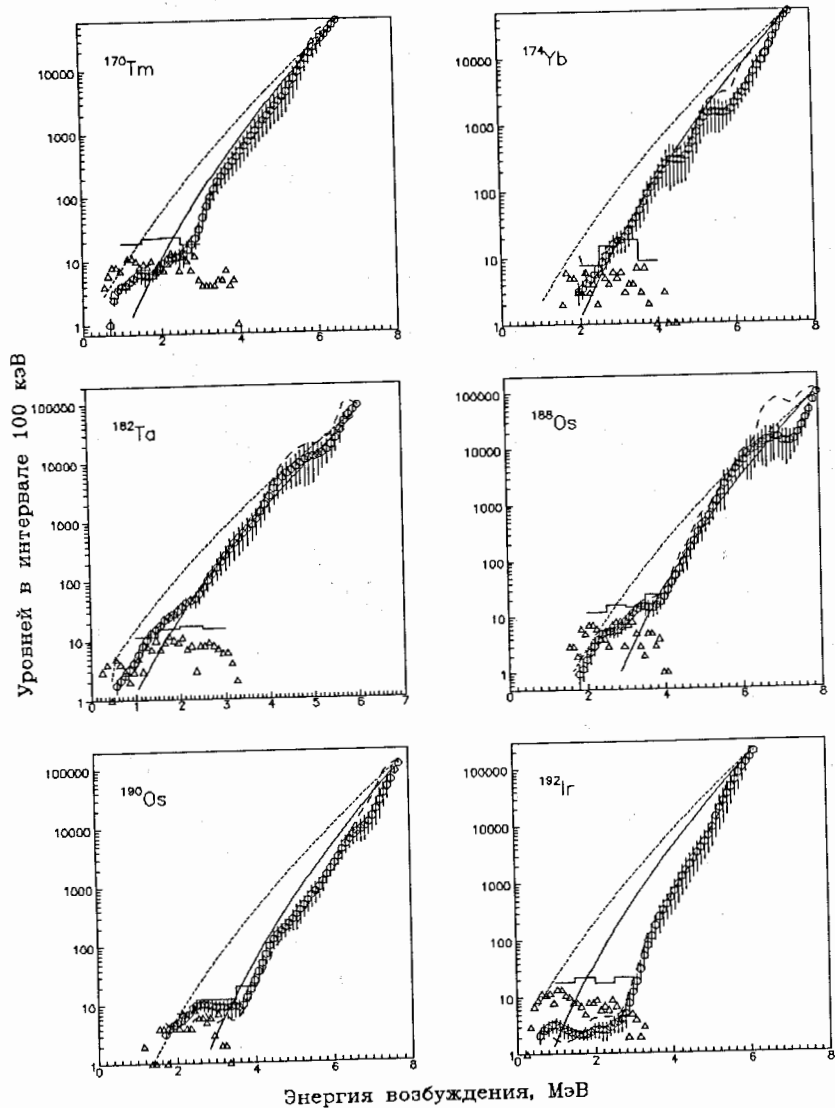


Рис. 4. То же самое, что на рис. 3, для ядер ^{170}Tm , ^{174}Yb , ^{182}Ta , $^{188,190}\text{Os}$, ^{192}Ir

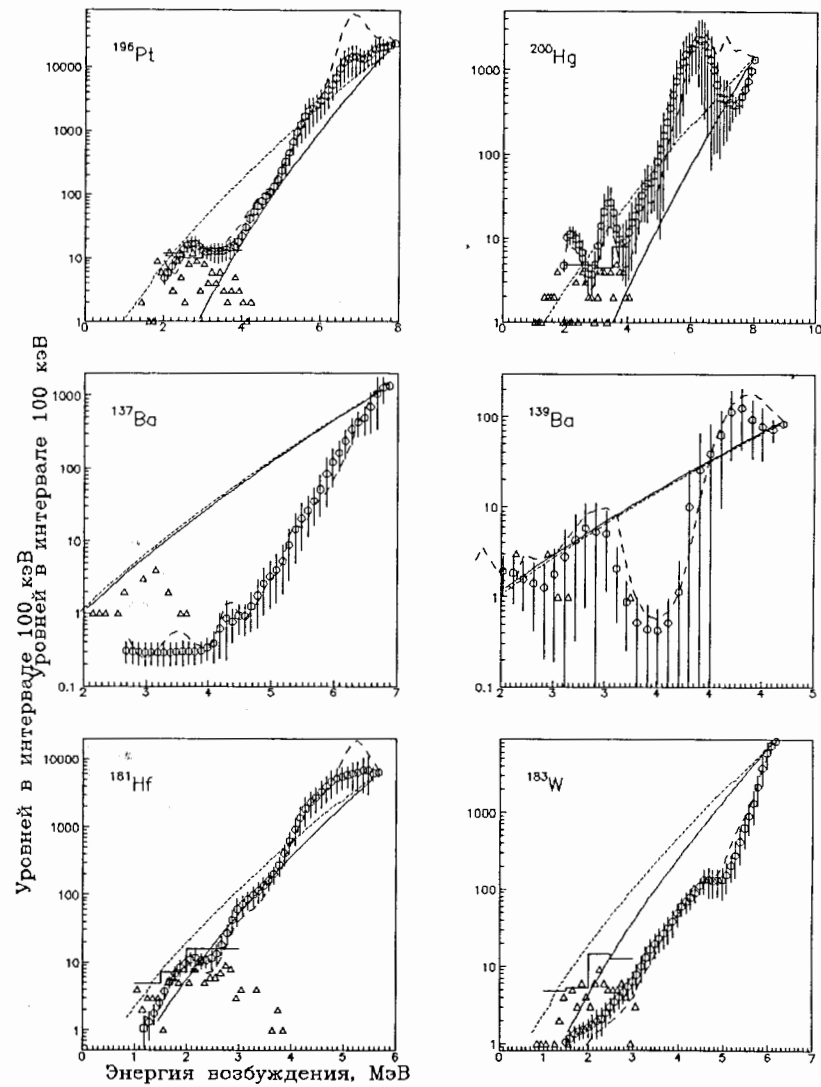


Рис. 5. То же самое, что на рис. 2, для ядер ^{196}Pt , ^{200}Hg , $^{137,139}\text{Ba}$, ^{181}Hf и ^{183}W

большого, чем достигнуто сейчас, числа двухквантовых каскадов в любом ядре до энергии возбуждения их промежуточных уровней, не меньшей 3-4 МэВ. Практически это можно сделать при уменьшении величины порога чувствительности при регистрации индивидуального каскада с достигнутого к настоящему времени значения $\sim 10^{-4}$ (на распад) в несколько раз, может быть, на порядок. К такому выводу приводит рассмотрение результатов [18] статистического анализа распределений отклонений случайных интенсивностей каскадов относительно их среднего значения и экстраполяция аппроксимирующей функции к нулевому значению порога чувствительности эксперимента. Именно этот анализ и дал впервые прямую оценку ПУ до энергии возбуждения 3-4 МэВ, принципиально не согласующуюся с представлениями модели Ферми-газа, но достаточно хорошо подтверждаемую полученными здесь результатами. Хотя здесь необходимо отметить, что для ряда ядер, близких к $N=126$ (трактуемых теоретиками как ядра вибрационного типа), выполненный здесь поиск наиболее вероятного значения ПУ демонстрирует (например, рис. 4) наличие явного "излома" в ходе ее зависимости от энергии. Такой излом характерен для термодинамических функций (например, теплоемкости), описывающих фазовый переход второго рода в веществе. Попытку полуфеноменологического его учета в предельно простом модельном подходе предприняли авторы [20]. И хотя параметризованная зависимость [20] выше критической точки описывает плотность уровней хуже, нежели [12], и приводимая здесь ее вероятная зависимость ниже 3-4 МэВ, представления [20] могут в какой-то степени отражать суть наиболее характерных особенностей ядерной материи.

6 Возможности независимой экспериментальной проверки

Основной недостаток проделанного здесь анализа и полученных результатов заключается в том, что они имеют вероятностный характер. Поэтому возникает необходимость их независимой проверки. Принципиальных нерешаемых проблем при этом нет. Как видно из данных рис. 2-5, до половины энергии связи нейтрона в изучаемых ядрах ожидаемое среднее расстояние между возбужденными в реакции (n, γ) уровнями не менее 2-3 кэВ. При использовании современных детекторов и численного метода улучшения разрешения [21] ширины пиков в спектрах - распределениях интенсивностей двухквантовых каскадов ненамного превышают эти значения. То есть - существует возможность непосредственно наблюдать в эксперименте практически все возбужденные состояния любого ядра до 3-4 МэВ, если приведенные на рис. 2-5 результаты соответствуют действительности. Необходимость такой проверки следует и из того, что в анализе использовались перечисленные выше предположения. А неизбежность использования набора гипотез прямо следует из полного отсутствия соответствующего объема экспериментальной информации.

Главный источник неопределенности полученных нами значений ПУ и РСФ - это неоднозначность соотношения РСФ E1- и M1-переходов во всем интервале их значений (от практического порога эксперимента, составляющего 0.52 МэВ, до

энергии связи нейтрона). Она обусловлена тем обстоятельством, что в большинстве изученных ядер в основном выделены каскады на конечные уровни одной и той же четности. Как правило, это каскады из E1- и M1-переходов. Поэтому существует достаточно широкий набор их значений, позволяющий воспроизвести одновременно как интенсивность каскадов, так и полную радиационную ширину, даже если их значения отклоняются от реальных. Описываемый здесь анализ в принципе хотя бы частично уже сейчас способен решить и эту проблему, если воспроизводить не только сумму всех наблюдаемых интенсивностей каскадов, но и их суммы на конечные уровни с различной четностью раздельно. Разумеется, при этом трудоемкость анализа резко возрастет. Тем не менее, мы предполагаем выполнить такого рода анализ для тех немногих нечетно-нечетных ядер, в которых двухквантовые каскады заканчиваются урониями как положительной, так и отрицательной четности. Для основной же массы описываемых здесь ядер для этого необходимо выполнить эксперименты с детекторами большей эффективности и с "антикомптоновской" защитой. Соответствующие данные позволят прямо получить и форму зависимости РСФ вторичных переходов от энергии возбуждения конечного уровня каскада.

7 Заключение

Несмотря на неизбежные неопределенности проведенного анализа, можно выделить наиболее характерные особенности каскадного γ -распада ядер с $A > 100$ на уровне более или менее реалистичных и частично проверенных гипотез. Это:

1. Меньшая плотность возбужденных состояний, чем то следует из общепринятых представлений модели невзаимодействующего ферми-газа практически во всем диапазоне возбуждений ниже B_n , по крайней мере - для ядер из области 4S-максимума нейтронной силовой функции. И, наиболее вероятно, что эта плотность при энергиях возбуждения выше $E_b \sim (E_{par} + 2)$ МэВ лучше всего воспроизводится обобщенной моделью сверхтекучего ядра. Хотя [12], скорее всего, регулярно завышает плотность уровней в нечетно-нечетных ядрах.

- Это заключение справедливо только в том случае, когда средняя вероятность возбуждения двухквантовым каскадом в заданном малом интервале энергии возбуждения его промежуточного уровня J^π не зависит от структуры состояния i . В противном случае заключение следует отнести к некоторой эффективной плотности возбужденных состояний.

2. Возможное качественное изменение свойств немагического деформированного ядра в районе энергии его возбуждения $\sim 2 - 4$ МэВ.

Ограниченный только техническим обеспечением эксперимента объем полученных данных по каскадному γ -распаду компаунд-состояний сложных ядер определяет тип полученных заключений - как достаточно предварительных и в какой-то степени гипотетических. Но заключение о настоятельной необходимости дальнейшего экспериментального и теоретического изучения свойств ядра в рассмотренной области его возбуждений следует считать безусловным. Именно оно может дать принципиально важную и неизвестную до сих пор информацию о свойствах ядерной материи при небольших энергиях ее возбуждения.

Описанный здесь метод анализа и его результаты являются частью итерационного процесса. Его вторая половина - подбор функциональной зависимости РСФ, обеспечивающей одновременно как наиболее точное воспроизведение значения полной радиационной ширины компаунд-состояния, так и интенсивности каскадов. описывается в следующей нашей работе.

Работа поддержана грантом РФФИ 99-02-17863.

Литература

1. Анджеевски Ю. и др. // Сообщение ОИЯИ. P3-81-433. Дубна. 1981.
2. Boneva S.T. et. al. // Z. Phys. 1993. V. A346. P.35.
3. Бондаренко В.А. и др. // Ядерная физика. 1991. Т.54. С.901.
4. Захарова С.М. и др. // Ядерные константы, 1971. вып. 7.
Ломаченков И.А., Фурман В.И. // Сообщение ОИЯИ. P4-85-466. Дубна. 1985.
5. Boneva S.T. et al. // Sov. J. Part. Nucl. 1991. V. 22. N°6. p.698.
6. Грудзевич О.Т. // Вопросы атомной науки и техники. Ядерные константы. 1997. в.3-4. С. 94.
7. Бонева С.Т. и др. // ЭЧАЯ. 1991. Т.22. в.2. С.479.
8. Boneva S.T. et. al. // Z. Phys.- A. 1991. V. A338. P. 319.
Boneva S.T. et. al. // Nucl. Phys. 1995. V. A589. P.293.
9. Axel P. // Phys. Rev. 1962. V. 126. N° 2. P.671.
10. Kadmenskij S.G., Markushev V.P., Furman W.I. // Sov. J. Nucl Phys. 1983. V. 37. P.165.
11. Dilg w. et. al. // Nucl. Phys. 1973. V.A217. P.269.
12. Ignatyuk A.V. // Proc. IAEA Consultants meeting on the use of Nuclear Theory Neutron Nuclear Data Evaluation (Trieste, Italy, December 1975) IAEA-190, Vol.1 (1976) p.211.
13. Khitrov V.A., Sukhovej A.M. // VI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, 1998. E3-97-202. Dubna. 1998. P. 207.
14. Kopecky J. // Proc. Neutron capture Gamma-ray spectroscopy and related topics 1981. P.423.
15. Вдовин А.И. и др. // ЭЧАЯ. 1976. Т.7. вып. 4. С.952.
16. Lone M.A. et al. // Nuclear Data Tables. 1971. V.26. P.511.
17. Groshev L.V. et al. // Nuclear Data Table. 1968. V.5. N°1 - 2.
18. Суховой А.М., Хитров В.А. // ЯФ. 1999. Т.62. N° 1. С.24.
19. Khitrov V.A., Sukhovej A.M. // Proc. International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, May 19-24, 1997, Trieste, Italy, Ed. Reffo G., Ventura A., Grandi G., Italian Physical Society, Bologna-Italy, 1997, p.750.
20. Boneva S.T. et al. // Proc. International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, May 19-24, 1997, Trieste, Italy, Ed. Reffo G., Ventura A., Grandi G. Italian Physical Society, Bologna-Italy, 1997. P.799.
21. Суховой А.М., Хитров В.А. // ПТЭ. 1984. N°5. С.27.