

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ
СОСТОЯНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НА ПРОЦЕСС
КАСКАДНОГО γ -РАСПАДА В ДИАПАЗОНЕ
ЭНЕРГИИ СВЯЗИ НЕЙТРОНА

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

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

| | |
|---|-----|
| ВВЕДЕНИЕ | 350 |
| ОБЪЕКТИВНЫЕ ОСНОВАНИЯ НЕОБХОДИМОСТИ РАЗВИТИЯ НОВЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О СВОЙСТВАХ ЯДРА, ПРОЯВЛЯЮЩИХСЯ ПРИ РАСПАДЕ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ | 353 |
| Наблюдаемая регулярность спектра наиболее интенсивно возбуждаемых состояний | 356 |
| Наиболее вероятные значения плотности уровней и силовых функций дипольных переходов, проявляющиеся в каскадном γ -распаде компаунд-состояния | 362 |
| ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ИЗ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ДАННЫХ РЕАКЦИИ $(n, 2\gamma)$ | 371 |
| ВОЗМОЖНАЯ КАРТИНА ПРОЦЕССОВ, РАЗВИВАЮЩИХСЯ В ТЯЖЕЛОМ ЯДРЕ ПОСЛЕ ЗАХВАТА МЕДЛЕННОГО НЕЙТРОНА | 378 |
| ПЕРСПЕКТИВЫ МЕТОДИКИ. ХАРАКТЕР ИНФОРМАЦИИ, КОТОРУЮ ТРЕБУЕТСЯ ПОЛУЧИТЬ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА | 381 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ | 382 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ | 383 |

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НА ПРОЦЕСС КАСКАДНОГО γ -РАСПАДА В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ НЕЙТРОНА

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

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Выполнен комплексный анализ как спектроскопической информации, так и усредненных интенсивностей двухквантовых каскадов при захвате нейтронов ядрами из области масс $114 \leq A \leq 200$. Он показывает, что параметры процесса каскадного γ -распада компаунд-состояния в диапазоне энергии связи нейтрона невозможно рассчитать с точностью современного эксперимента без учета структуры возбуждаемых при этом уровней практически для всего интервала доступных для него возбуждений. Вся совокупность имеющейся информации о параметрах таких каскадов может быть объяснена качественно простейшим образом доминирующим влиянием колебаний ядра (фононы с энергией в сотни кэВ) в структуре волновых функций уровней в интервале от 1–2 до 3–4 МэВ.

Complex analysis of the spectroscopic information and averaged intensities of the two-step γ -cascades following thermal neutron capture in nuclei from the mass region $114 \leq A \leq 200$ has been performed. It was shown that parameters of cascade γ -decay of compound nucleus in all energy interval below B_n cannot be calculated with an acceptable precision, which is achieved in experiment, without accounting for the structures of the states involved. All the totality of available information on these cascades can be qualitatively explained as a dominant influence of nuclear vibrations (energy of phonons equals several hundreds keV) on structures of wave functions of levels in the excitation energy interval 1–2 MeV to 3–4 MeV.

1. ВВЕДЕНИЕ

Диапазон ядерных возбуждений от основного состояния до нейтронного резонанса предоставляет уникальную возможность изучения свойств ядра в области их наиболее сильного изменения. Именно здесь низколежащие уровни, волновая функция которых содержит только несколько простых и обычно хорошо известных компонент, трансформируются в компаунд-состояния. Их волновая функция содержит, согласно оценке В.Г.Соловьева [1], $\sim 10^6 - 10^9$ слагаемых. Этот диапазон изменения свойств ядра ассоциируется с известными переходами классических систем от состояния «порядка» к состоянию «хаоса».

Ясно, что экспериментальное изучение свойств ядра именно в этой области его возбуждений обещает дать весьма существенную информацию о свойствах ядерной материи. Несмотря на относительную малость этого интервала энергий возбуждения и исключительную простоту процесса возбуждения состояний ядра в нем (как захват медленного нейтрона с последующим γ -распадом, так и другие ядерные реакции), до середины 80-х годов не существовало методики систематического извлечения детальной и надежной информации о свойствах ядра с высокой плотностью уровней в диапазоне возбуждений от ~ 1 – 2 МэВ до энергии связи нейтрона B_n . Это происходило по очень простой причине — расстояние между состояниями при таких энергиях возбуждения сравнимо и зачастую много меньше энергетического разрешения современных спектрометров γ -излучения. К тому же возможности полного и однозначного восстановления схемы распада высоковозбужденных состояний ядра по спектру излучаемых γ -квантов реально не существует из-за исключительной сложности и неоднозначности решения такой обратной задачи при том количестве возможных переходов, которое сопровождает γ -распад достаточно тяжелого немагического ядра. В то же время исключительная важность изучения свойств состояний, лежащих на несколько МэВ ниже энергии связи нейтрона, для развития теории ядра в целом и квазичастично-фононной модели ядра в частности, многократно подчеркивалась В.Г.Соловьевым.

Очень эффективный подход к решению этой проблемы появился, когда в Дубне было продемонстрировано [2], что хорошо известный метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов с использованием весьма ординарных Ge(Li)-детекторов с относительной эффективностью даже на уровне $\approx 10\%$ позволяет накопить за приемлемое время эксперимента (несколько сотен часов) $5000 \div 15000$ и более случаев регистрации каскадов с заданным значением $E_1 + E_2 = B_n - E_g = \text{const}$ в пиках полного поглощения обоих переходов из мишени, облучаемой тепловыми нейтронами. Что весьма существенно, даже без использования техники антикомптоновской защиты количество фоновых совпадений той же самой суммарной энергии не намного превышает количество полезных событий. Это справедливо для каскадов, энергия конечного уровня E_g которых не превышает $500 \div 1000$ кэВ. И этот фон может быть статистически точно вычтен из получаемых в режиме «of-line» спектров — распределений интенсивности двухквантовых каскадов, связывающих компаунд-состояние с заданным низколежащим уровнем без выполнения дополнительного эксперимента.

Возможность резкого увеличения эффективности извлечения информации из $\gamma\gamma$ -совпадений, накапливаемых в таком технически традиционном эксперименте, определяется несколькими факторами:

а) получаемые распределения интенсивностей содержат информацию о максимально возможном количестве каскадов (включая континуум слабых, не разрешенных экспериментально в форме изолированных пиков) в мини-

мальном количестве спектров при однозначной фиксации как начального, так и конечного уровней, связанных ими;

б) количественная информация извлекается из области трехмерного пространства «энергия—энергия—количество событий», характеризующей минимально возможным фоном;

в) имеется возможность использовать численный метод улучшения разрешения [3], не уменьшающий эффективность эксперимента;

г) с помощью алгоритма [4], использующего метод максимального правдоподобия, каскады с наибольшей интенсивностью, наблюдаемые в спектрах в виде пар разрешенных пиков, можно практически однозначно с высокой достоверностью [5] разместить в схеме распада возбужденных состояний изучаемого ядра даже без привлечения информации из других экспериментов;

д) как результат применения методики [4], весьма существенная часть зарегистрированной интенсивности каскадов может быть однозначно соотнесена [6] с энергией возбуждения промежуточного уровня каскада без использования техники измерения времени его жизни (реально отсутствующей для изучаемого процесса с его характерными временами порядка 10^{-12} – 10^{-15} с);

е) в отличие от традиционных методов анализа совпадений, полученные из эксперимента распределения интенсивностей двухквантовых каскадов могут быть прямо использованы для проверки модельных представлений о базовых параметрах каскадного γ -распада — плотности уровней с заданными квантовыми числами и ширинах каскадных переходов.

К настоящему времени необходимые для проведения соответствующего анализа эксперименты выполнены в Дубне, Риге (Латвия) и Ржеже (Чехия), а полученные данные проанализированы в Дубне для 42 ядер из области $114 \leq A \leq 200$, то есть в области ядер, представляющих максимальные трудности для их изучения, получена обильная и детальная информация. Большой ее объем позволяет надеяться на получение весьма ценных данных о свойствах ядра.

С точки зрения теоретиков [1], нет никакой необходимости в детальном изучении структуры волновой функции отдельно взятого состояния ядра для энергий возбуждения выше 1–3 МэВ. Интерес представляют только некоторые их параметры, усредненные по большему или меньшему интервалу энергий возбуждения ядра. Это, в первую очередь, плотность $\rho = D^{-1}$ состояний, параметры которых (например, спины, четность и т.д.) находятся в заданных интервалах значений, и средняя приведенная вероятность (радиационная силовая функция)

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

появления при их распаде $E1$ - или $M1$ -перехода со средней шириной $\Gamma_{\lambda i}$ и энергией E_{γ} , связывающего состояния λ и i . Представляют интерес и

вариации этих параметров относительно среднего значения. Как параметры ρ и f , так и их вариации могут быть определены в рамках модельных представлений о свойствах ядерной материи. Модели, предсказывающие такие параметры с максимальной точностью, следует рассматривать как максимально соответствующие реальности. Конкретные факторы, учитываемые моделью, отражают степень влияния структуры возбужденных состояний на исследуемый процесс.

Те же величины определяют такие важные для практики параметры ядра, как полная радиационная ширина Γ_λ компаунд-состояния и спектр продуктов реакции. В обсуждаемом здесь эксперименте это интенсивность $I_{\gamma\gamma}$ каскадов из двух последовательно испущенных переходов в произвольном, но достаточно малом по сравнению с энергией связи нейтрона B_n интервале энергий их промежуточного уровня и спектр первичных γ -переходов как полная сумма их интенсивности по всем возможным конечным уровням двухквантовых каскадов.

2. ОБЪЕКТИВНЫЕ ОСНОВАНИЯ НЕОБХОДИМОСТИ РАЗВИТИЯ НОВЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О СВОЙСТВАХ ЯДРА, ПРОЯВЛЯЮЩИХСЯ ПРИ РАСПАДЕ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ

Разнообразная и существенная информация о свойствах ядра была получена к настоящему времени из большого числа экспериментов по изучению реакции (n, γ) практически для всех возможных ядер-мишеней. Основной проблемой их анализа является практическая невозможность решения обратной задачи — определения величин $\Gamma_{\lambda i}$ и ρ из данных эксперимента. Типичным примером здесь являются полные радиационные ширины [7] и полные спектры γ -излучения, измеренные [8] при захвате тепловых нейтронов. Примеры использования этой информации для тестирования существующих ядерных моделей можно найти в [9]. Хотя эти параметры процесса полностью детерминируются числом доступных для возбуждения состояний ядра и вероятностью появления γ -перехода, определить плотность уровней и ширины из данных [7, 8] с точностью эксперимента реально невозможно. Тем не менее в комбинации с теоретическими представлениями о происходящих в ядре процессах (газ невзаимодействующих ферми-частиц [10] или сверхтекучесть ядерной материи [11]) эти экспериментальные данные позволили создать и параметризовать достаточно корректные модели плотности уровней. А использование представлений о динамике ядерных возбуждений дало модели, пригодные для расчета парциальных ширин $E1$ - и $M1$ -переходов типа [12–14]. Основной постулат, используемый в подобном анализе — представление о неселективности реакции (n, γ) , то есть представление о том, что основные параметры процесса γ -распада для требуемой точности расчета могут

быть получены без учета влияния деталей структуры волновой функции на плотность уровней и ширины переходов, по крайней мере, для достаточно высоковозбужденных состояний.

Как результат, модельные представления [10–14] обеспечивают возможность расчета спектра испускаемого γ -излучения с максимальным отклонением в несколько раз. В отдельных же случаях параметры каскадного γ -распада могут быть воспроизведены с помощью перечисленных моделей с точностью в несколько десятков процентов. Но, как видно из выражения для полной радиационной ширины, определяемой через средние (по достаточно малому интервалу) значения парциальных ширин $\Gamma_{\lambda i}$ и плотности уровней ρ_i в некотором интервале энергий ΔE возбуждения i :

$$\Gamma_{\lambda} = \sum_i \Gamma_{\lambda i}(\rho_i \Delta E), \quad (2)$$

соответствие экспериментальной и полной расчетной ширины может быть достигнуто за счет компенсации превышения, например, модельной плотности уровней в некотором интервале энергий возбуждения, занижением ширин первичных переходов либо в этом, либо в любом другом интервале.

Максимальные на сегодняшний день возможности для получения информации о свойствах возбужденных состояний ядра ниже B_n обеспечивают экспериментальные данные о вероятности появления двухквантовых каскадов $I_{\gamma\gamma}$, связывающих компаунд-состояние λ с заданными конечными уровнями ядра g и возбуждающих при этом $n_{\lambda i} = \rho_i \Delta E$ промежуточных состояний из интервала i . Экспериментально измеряемая интенсивность определяется как неизвестными значениями парциальных ширин первичных и вторичных переходов, так и неизвестной плотностью уровней следующим образом:

$$I_{\gamma\gamma} = \sum_{J,\pi} (\Gamma_{\lambda i} / \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle m_{\lambda i}) n_{\lambda i} (\Gamma_{ig} / \langle \Gamma_{ig} \rangle m_{ig}). \quad (3)$$

В этом выражении полные радиационные ширины распадающихся состояний λ и i представлены в виде произведения средней по спектру парциальной ширины на число m возбуждаемых при их распаде уровней. В таком представлении видно, что интенсивность каскадов определяется отношениями парциальных ширин и комбинацией числа состояний в различных интервалах энергии возбуждения ядра. С учетом связи между экспериментальным значением полной радиационной ширины и этими же параметрами из выражения (2) интенсивность каскадов может быть представлена в форме

$$\Gamma_{\gamma} I_{\gamma\gamma} = \sum_{J,\pi} \Gamma_{\lambda i} n_{\lambda i} (\Gamma_{ig} / \langle \Gamma_{ig} \rangle m_{ig}). \quad (4)$$

Суммирование в (3) и (4) для обеспечения соответствия расчетных и экспериментальных величин должно быть выполнено по всем возможным значениям J^π промежуточных, конечных уровней каскадов и, при необходимости, по обоим значениям спина компаунд-состояния, возбуждаемого тепловым нейтроном. Символы $\langle \rangle$ здесь использованы для определения усредненных по спектру всех возможных значений парциальных ширин первичных и вторичных переходов каскадов, возбуждающих $m_{\lambda i}$ и m_{ig} уровней соответственно. Правила отбора по мультипольности однозначно определяют интервал спинов и четность уровней, которые следует учесть в расчете.

Главное заключение, следующее из анализа данных по интенсивностям каскадов, состоит в весьма существенной несовместимости результатов эксперимента и расчетов в рамках представлений статистической теории γ -распада компаунд-состояния тяжелого ядра, в первую очередь, при использовании модельных представлений о ядре как о системе невзаимодействующих ферми-частиц. Основной фактор, определяющий это расхождение, — превышение модельно заданной плотности уровней [10] над реально возбуждаемой в реакции (n, γ) в достаточно широком интервале энергии возбуждения ядра. Это заключение прямо следует из:

а) превышения экспериментальной интенсивности каскадов над результатами соответствующих расчетов по выражению (3),

б) качественно обратной пропорциональной зависимости $I_{\gamma\gamma}$ от плотности уровней при ее независимости от абсолютного значения парциальных ширин каскадных переходов.

Последний вывод однозначно следует из формы связи между числом уровней $m_{\lambda i}, n_{\lambda i}$ и m_{ig} , возбуждаемых дипольными переходами в различных интервалах энергии возбуждения ядра, входящих в выражение (3). Парциальные же ширины первичных и вторичных переходов определяют интенсивность каскадов $I_{\gamma\gamma}$ только через отношение к их средней по всему возможному спектру величине. Практически обратную пропорциональность интенсивности каскадов плотности уровней обеспечивает вторичный переход каскада за счет того, что вероятность его появления при распаде промежуточного уровня обратно пропорциональна числу m_{ig} всех состояний, лежащих ниже (то есть интегралу от их плотности).

К сожалению, даже представления наиболее современной модели плотности уровней — обобщенной модели сверхтекучего ядра (ОМСЯ) не могут обеспечить соответствия расчетных и экспериментальных значений $I_{\gamma\gamma}$. В своем раннем варианте [11] ОМСЯ при возбуждениях ниже нескольких МэВ предсказывает плотность уровней много меньшую, чем та, которая соответствует наблюдаемому в эксперименте числу промежуточных уровней каскадов. А ее современный вариант [15] скорее всего базируется на существенно отличающихся от реальности представлениях о переходе ядра из сверхтекучего состояния в обычное (см. разд. 4). Такое заключение прямо следует

из анализа приведенной ниже формы энергетической зависимости плотности уровней, без которой невозможно воспроизвести экспериментально наблюдаемую интенсивность каскадов. Ее невозможно получить при использовании параметров фазового перехода сверхтекучего состояния в обычное, которые применяются авторами ОМСЯ в настоящее время [15]. Эта ситуация объективно обусловлена как весьма существенными проблемами описания свойств ядра в области максимального изменения его свойств, так и явной недостаточностью базиса экспериментальных данных, пригодных, подчеркнем здесь, для разработки его более современных моделей.

Если учесть, что представления модели невзаимодействующего ферми-газа реально невозможно изменить так, чтобы модифицированная модель могла бы обеспечить увеличение расчетной интенсивности каскадов в несколько раз, то практически единственно возможным остается модификация представлений ОМСЯ. Ее цель — определить как области несоответствия модельной и реальной плотности возбуждаемых уровней, так и выявить основные факторы, учет которых мог бы уменьшить это расхождение. Данные по экспериментально измеренным интенсивностям двухквантовых каскадов позволяют в какой-то мере достичь желаемого двумя способами. Любой каскад в эксперименте наблюдается либо в «сплошном» распределении суперпозиции их большого числа, либо в форме достаточно изолированных и разрешенных экспериментально пар пиков. Поэтому анализ может быть выполнен как для дискретного набора определенных экспериментально интенсивностей индивидуальных каскадов, так и для усредненной по некоторому интервалу возбуждений всей их сумме.

Поскольку наиболее важным параметром в теоретических представлениях о ядре является плотность состояний, то наибольшее количество полученной нами экспериментальной информации обусловлено изучением и выявлением факторов, определяющих расхождение ее реальных значений с существующими теоретическими представлениями. Возможности для этого предоставляет анализ спектроскопической информации и усредненных по небольшому интервалу энергии возбуждения интенсивностей всех каскадов.

2.1. Наблюдаемая регулярность спектра наиболее интенсивно возбуждаемых состояний. Плотность уровней в представлениях ОМСЯ получена в рамках адиабатического подхода, то есть в представлении о том, что суммарная энергия внутренних (фермионных) возбуждений ядра много больше энергии его колебательных (бозонных) возбуждений. Ясно, и авторы ОМСЯ это многократно подчеркивали, что такой подход гарантирует расхождение модельных представлений и реальности при небольших возбуждениях ядра. Для их устранения необходимо установить, каким образом известные фоновые возбуждения (типа одно-, двухфононных состояний сферических или β, γ -полос деформированных ядер) с характерной энергией $0,5 \div 1$ МэВ трансформируются в вибрационные возбуждения с квантами много меньшей

энергии. Для этого прежде всего необходимо оценить суммарную энергию вибрационных возбуждений ядра и энергии соответствующих квантов практически для всего интервала состояний, возбуждаемых при захвате медленного нейтрона, то есть требуется экспериментальная информация о том, как изменяются параметры ядра, обусловленные его колебаниями, из-за взаимодействия фононов с квазичастицами при увеличении энергии возбуждения и соответствующем усложнении структуры волновой функции возбужденного состояния тяжелого ядра. Это могло бы создать базис для дальнейшего развития модельных представлений типа ОМСЯ ниже B_n .

Определить экспериментально хотя бы основные компоненты волновой функции для произвольного (за небольшими исключениями) состояния с энергией возбуждения выше, например, ~ 1 МэВ в нечетном по N и/или Z и выше ~ 2 МэВ в четно-четном ядрах сейчас невозможно. Поэтому возникает проблема выявления хотя бы относительной роли вибрационных возбуждений при энергиях ниже нескольких МэВ в любом ядре. В первую очередь, необходима экспериментальная оценка реальной энергии фононов в этой области энергий возбуждения. Теоретические разработки в этом направлении осуществлены группой В.Г.Соловьева в рамках представлений квазичастично-фононной модели ядра на базе параметров модельного ядерного гамильтониана, установленных при изучении низколежащих возбужденных состояний ядра. Ясно, что полученные к настоящему времени выводы теоретического исследования проблемы взаимодействия квазичастиц с фононами могут быть справедливыми только в случае сохранения соотношения роли различных типов ядерных взаимодействий при повышении энергии возбуждения ядра. Поскольку в принципе это может быть не так, то для установления реальной ситуации мы обязаны учитывать возможность того, что параметры модельного гамильтониана при увеличении энергии возбуждения изменяются. И именно степень этого изменения должен определить или хотя бы оценить эксперимент.

Некоторые возможности для изучения обсуждаемой проблемы предоставляют два обстоятельства, сопутствующие вибрационному типу возбуждений, а именно:

- а) его гармоничность для чисто колебательных состояний;
- б) усиление вероятности перехода при распаде состояний, волновая функция которых содержит заметные компоненты вибрационного типа.

Еще при анализе первых экспериментальных данных по интенсивностям двухквантовых каскадов было установлено [16], что в их спектре наблюдаются такие каскады, интенсивность которых не может быть объяснена случайными портер-томасовскими флуктуациями ширин каскадных переходов (для модельно фиксированных плотности уровней и силовых функций каскадных переходов). При этом в измеренных распределениях интенсивностей двухквантовых каскадов зачастую можно визуально наблюдать практическую

эквиливантность положений пиков, соответствующих регистрации переходов наиболее сильных каскадов. Несколько позднее [17] был выполнен анализ распределений расстояний между промежуточными уровнями наиболее интенсивных каскадов с целью оценки значений возможных периодов эквидистантности в положениях троек наиболее интенсивных каскадов. Хотя он не в состоянии даже в принципе дать однозначный ответ на этот вопрос в силу специфики решаемой задачи, было показано, что имеются основания считать наблюдаемую регулярность в спектрах не случайной.

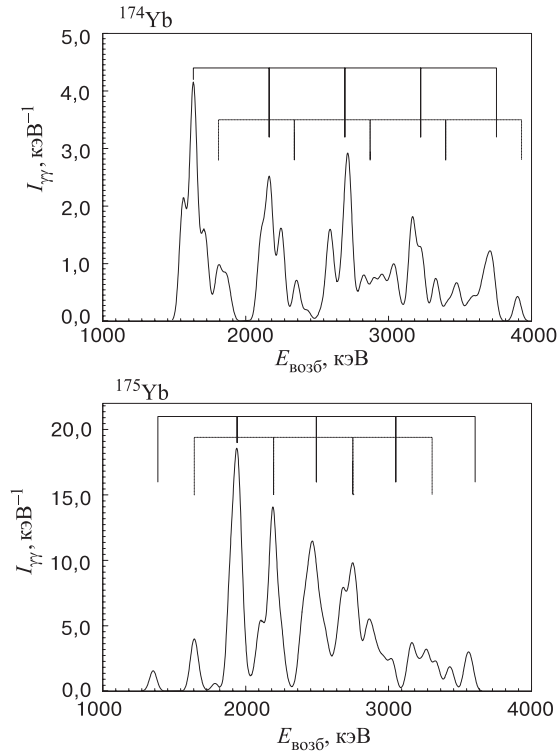


Рис. 1. Сглаженное распределение экспериментальных интенсивностей $I_{\gamma\gamma}$ (нормировано на 10^4 распадов компаунд-состояния) наиболее сильных каскадов в $^{174,175}\text{Yb}$ в зависимости от энергии возбуждения $E_{\text{возб}}$ их промежуточного уровня. Порог отбора — 5 на 10^4 распадов компаунд-состояния. Помечены «полосы» практически эквидистантных состояний с найденным наиболее вероятным периодом эквидистантности T

Более современное решение проблемы было предложено в [18]. Методика анализа проста: интенсивности каскадов, превышающие значение некоторого варьируемого порога, «размазывались» по небольшому интервалу

энергии возбуждения. Обычно это делалось для всех ядер путем использования функции Гаусса с параметром $\sigma = 25$ кэВ как формы линии каскада единичной интенсивности. Пример суперпозиции всех каскадов в зависимости от энергии возбуждения для пары соседних по A ядер приведен на рис. 1.

Отметим два обстоятельства:

а) в соседних по A ядрах значения найденного периода эквидистантности должны быть достаточно близки, как это наблюдается для приведенных здесь в качестве примера изотопах Yb;

б) столь четкое проявление практической эквидистантности не может наблюдаться во всех ядрах из-за наложений эквидистантных «полос» друг на друга даже в тех случаях, когда весь спектр ядерных возбуждений определяют только такие структуры (соответствующие тесты выполнены в [17]).

Численный анализ оценки вероятности появления эквидистантности в аналогичных распределениях для всех изученных ядер и различных порогов регистрации выполнялся с помощью автокорреляционной функции вида

$$A(T) = \sum_E f(E)f(E+T)f(E+2T), \quad (5)$$

суммирующей значения распределений $f(E)$, типа приведенных на рис. 1, в заданных каналах спектра E . Он позволяет определить относительную вероятность (рис. 2) того, что наиболее интенсивные каскады и их близкие мультиплеты связаны с возбуждением как минимум трех состояний вибрационных «полос», отстоящих друг от друга практически на одном и том же расстоянии.

Не вызывает проблем (при необходимости) и приблизительная коррекция энергетической зависимости интенсивности каскадов. В соответствии с предложениями [18] она может быть сделана без привлечения каких-либо модельных представлений путем деления распределения $f(E)$ на аналогичное, но полученное, например, для $\sigma = 250$ кэВ.

Как правило, в произвольном ядре можно выделить две или более «полосы» практически эквидистантных состояний с одним и тем же периодом T и иногда с большим числом состояний в них. Наиболее важно, что период возможной эквидистантности довольно плавно варьируется при изменении числа бозонных пар незаполненных нуклонных оболочек (с учетом магического числа $N = 100$ деформированного потенциала [19]). Данные по наиболее вероятным периодам эквидистантности приведены на рис. 3 для четно-четных и нечетных по N и/или Z ядер отдельно, поскольку наклон прямой, относительно которой, возможно, распределены выявленные периоды эквидистантности, для ядер этих типов несколько отличается.

Достаточно закономерный характер изменения наиболее вероятного периода регулярности T при изменении A позволяет предположить, что слу-

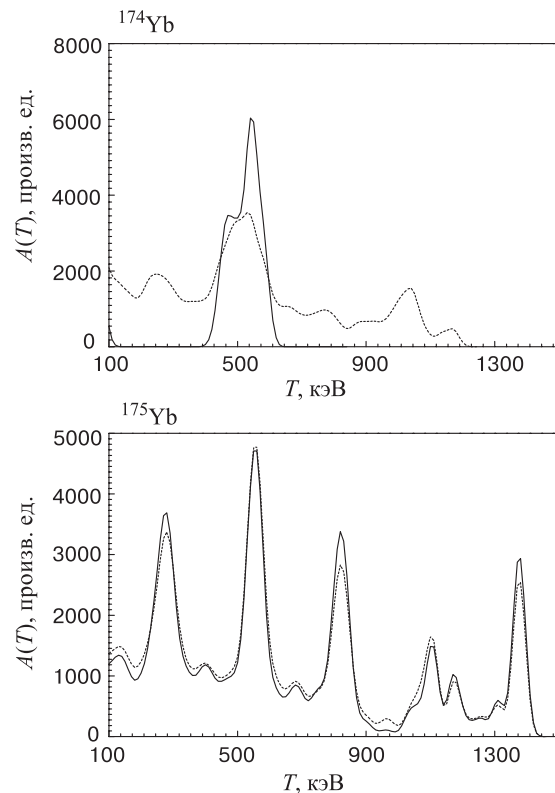


Рис. 2. Автокорреляционные функции $A(T)$ для троек наиболее интенсивных каскадов для различных значений периодов эквидистантности T . Пороги отбора 5 (пунктирная) и 25 (сплошная линия) случаев на 10^4 распадов

чайное появление выделенной упорядоченности в спектре возбужденных состояний маловероятно, хотя при современном состоянии эксперимента не исключено. И поэтому в настоящее время в рамках простейшей гипотезы промежуточные уровни наиболее интенсивных каскадов могут рассматриваться как «полосы» состояний, структура волновых функций которых отличается на целое число вибрационных квантов. К тому же для наиболее интенсивных каскадов энергии этих квантов практически одинаковы (невозмущенные, либо искаженные в одинаковой степени колебания ядра), то есть, по какой-то причине в интервале возбуждений от 1–2 до 3–4 МэВ или несколько большем заметная часть энергии ядра концентрируется на возбуждении его колебаний, включая почти гармонические. Такое заключение, безусловно, носит в значительной мере качественный характер и не исключает возможности

альтернативного объяснения эффекта. Но оно дает простейшее объяснение причины выявленного несоответствия между теоретическими представлениями и наблюдаемыми в эксперименте параметрами изучаемого процесса. И именно поэтому его можно принять на уровне рабочей гипотезы, и даже в какой-то степени рабочей модели, требующей дальнейшего эксперименталь-

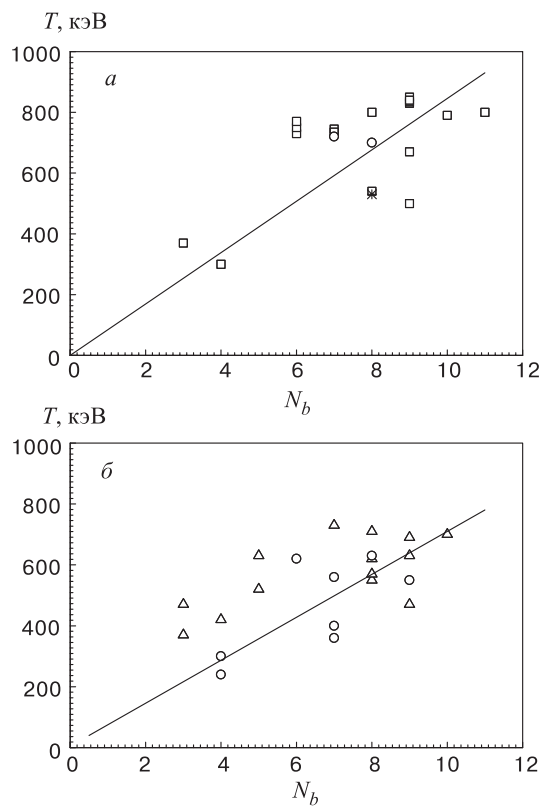


Рис. 3. Зависимость выделенного периода эквидистантности T в изученных к настоящему времени четно-четных (а), четно-нечетных и нечетно-нечетных ядрах (б) от числа бозонных пар N_b незаполненных нуклонных оболочек: а) кружки — энергия d -бозонов, воспроизводящих в расчетах по IBM схему низколежащих уровней $^{112,114}\text{Cd}$; звездочка — нечетно-четное составное ядро ^{177}Lu ; б) кружки — нечетно-нечетные, треугольники — четно-нечетные составные ядра

ного и теоретического обоснования и развития. Естественно, анализ [18] не исключает возможности существенного различия энергий фононов в одном и том же ядре даже в случае, если они действительно определяют весь спектр

состояний, наблюдаемых в эксперименте, или его часть (наиболее сильно проявляющуюся в эксперименте).

Основной недостаток полученного заключения о возможном существовании в ядре вибрационных «полос», головным состоянием которых является возбужденный уровень ядра с достаточно сложной ($E_{\text{возб}} \neq 0$) структурой его волновой функции (например, многоквaziчастичной), это невозможность определения абсолютной вероятности случайного появления упорядоченности спектра. Выражение (5) дает только относительное значение вероятности существования найденного периода эквидистантности. К тому же в каждом ядре в силу особенностей анализа [18] выделяется только единственное значение T . Математическое моделирование ситуации, с нашей точки зрения, не может быть выполнено, так как не имеется высокодостоверных данных о плотности состояний с заданным J^π до 3–4 МэВ в деформированном ядре; нет таких же данных о силовых функциях дипольных переходов и форме распределения их отклонения от среднего значения. Поэтому нет возможности смоделировать спектр, идентичный представленному на рис. 1, но с гарантированным отсутствием эквидистантности. Потенциальные возможности решения этой и ряда других проблем обсуждаются в разд. 5.

2.2. Наиболее вероятные значения плотности уровней и силовых функций дипольных переходов, проявляющиеся в каскадном γ -распаде компаунд-состояния. Из эксперимента извлекаются спектры, дающие относительную вероятность появления заданной пары переходов с энергиями E_1 и E_2 . Порядок их следования для любой пары квантов эксперимент определить не может, и поэтому при одинаковом разрешении все полученные спектры являются суммой двух зеркально-симметричных частей. Но соотношения (3) и (4) записаны для интенсивности каскадов в функции энергии возбуждения $E_{\text{возб}} = B_n - E_1$ их промежуточного уровня. То есть для определения плотности возбужденных состояний и парциальных ширин каскадных переходов из этих уравнений требуется определить долю интенсивности, соответствующую каскадам с заданными первичными переходами с энергией E_1 в интервале ΔE . Методика разложения экспериментальных спектров на две части, соответствующие регистрации только первичного или только вторичного перехода, изложена в [6]. Она может быть применена к ядрам с любой плотностью уровней. Единственное условие ее применимости — статистика накопленных совпадений должна позволять выделить в форме разрешенных пиков основную часть каскадов с промежуточными уровнями с энергией до 3–4 МэВ. Метод использует тот безусловный факт, что из-за наличия энергетической зависимости плотности уровней и ширин каскадных переходов основная часть интенсивности каскадов с достаточно высоколежащими промежуточными уровнями формирует в экспериментальном спектре сплошное распределение, а с низколежащими — небольшое количество достаточно интенсивных и поэтому разрешенных экспериментально пиков. При увеличе-

нии статистики полезных событий систематическая погрешность определения формы зависимости интенсивности каскадов от энергии их промежуточного уровня уменьшается.

Практически применение методики [6] к экспериментальным данным, полученным с Ge-детекторами даже умеренной эффективности, обеспечивает получение вполне достоверной информации как о ρ , так и о Γ_{λ_i} . В роли погрешности результатов, полученных с помощью методики [6], выступает сумма интенсивности каскадов, промежуточные уровни которых лежат ниже $0,5B_n$, а каждый из них имеет интенсивность, меньшую порога регистрации индивидуального каскада. Методика ее оценки по форме распределения случайных интенсивностей каскадов в заданном интервале энергий их промежуточных уровней детально описана в [20]. Там же приведены соответствующие значения для большей части изученных нами ядер.

Выражения (2), (3) или (3), (4) формально содержат $2N$ неизвестных величин, если определять из них сумму плотностей уровней обеих четностей и сумму силовых функций $E1$ - и $M1$ -переходов. Вклад переходов высших мультипольностей в интенсивности каскадов много меньше ошибки эксперимента. Поскольку интенсивности каскадов определены в N интервалах, а полная ширина — сумма по ним, то, казалось бы, что системы уравнений (2)–(4) имеют решения в бесконечном интервале значений. Но реальная ситуация значительно более благоприятна: величины ρ и Γ_{λ_i} не являются полностью независимыми, а интервал значений плотности уровней и парциальных ширин резко ограничивается физикой изучаемого процесса. В результате любое возможное увеличение плотности уровней, например, должно быть скомпенсировано уменьшением ширин для того, чтобы расчет по выражениям (2)–(4) давал бы значения полной ширины и интенсивности каскадов, соответствующие экспериментальным.

Формальное алгебраическое условие, ограничивающее диапазон значений определяемых параметров для любого интервала энергий возбуждения промежуточных уровней, это система из $2N$ неравенств: а) $\rho > 0$ и б) $\Gamma_{\lambda_i} > 0$.

Как установлено нами [21], все это приводит к весьма существенному сужению интервала возможных вариаций ρ и Γ_{λ_i} . В результате плотность уровней и сумма парциальных ширин каскадных переходов может быть определена с достаточно малой неоднозначностью, обусловленной только недостаточным объемом экспериментальных данных. По степени расхождения между найденными значениями плотности уровней, парциальных ширин и модельными представлениями на этот счет могут быть выявлены, хотя бы качественно, те особенности ядра, которые обуславливают наличие неизбежных расхождений. И этого оказалось достаточно для осуществления селекции модельных представлений о важнейших параметрах ядра.

Значения ρ и Γ_{λ_i} в принципе могут быть определены двумя следующими способами.

1. Поиск [22] наиболее вероятной плотности возбужденных состояний, обеспечивающей наилучшее воспроизведение экспериментальных интенсивностей каскадов, при заданных модельных предположениях о радиационных силовых функциях, либо определение наиболее вероятных значений силовых функций (точнее, суммы радиационных силовых функций $E1$ - и $M1$ -переходов) — для различных модельных представлений о плотности уровней из (3) или (4), соответственно, раздельно. Относительная разность найденных плотности уровней или суммы силовых функций в таком подходе всегда меньше расхождения между используемыми модельными значениями величины другого параметра ядра. Такая редукция ошибок искомой величины по сравнению с вариациями модельной возникает из-за положительной корреляции числителя и знаменателя отношения значений каждого из задаваемых модельно в выражениях (3) или (4) параметров расчета.

Важнейший результат такого рода анализа заключается в полной невозможности одновременно воспроизвести Γ_λ и $I_{\gamma\gamma}$ при фиксировании в (1) и (2) модельной плотности [10] любыми вариациями силовых функций для основной массы исследованных ядер. В этом случае для любых возможных значений силовых функций расчетная интенсивность каскадов с первичными переходами с $E_1 < 2 - 3$ МэВ всегда намного меньше экспериментально наблюдаемой. Это является серьезнейшим экспериментальным аргументом как для исключения представлений о ядре как о системе частиц невзаимодействующего ферми-газа, так и для обоснования необходимости дальнейшего экспериментального и теоретического изучения свойств ядра ниже B_n .

2. Одновременная случайная вариация некоторых исходных параметров ρ и $\Gamma_{\lambda i}$ (в некотором достаточно малом интервале их изменения) вплоть до достижения полного соответствия экспериментальных и расчетных величин Γ_λ и $I_{\gamma\gamma}$. Реализация этой идеи — итерационный процесс, на каждом шаге которого производится небольшое случайное изменение искомым функциональных зависимостей и накопление всех таких изменений, которые увеличивают соответствие модельных и экспериментальных данных. Варьирование начальных значений искомым параметров в широком интервале исходных возможных (и даже принципиально невозможных) значений в совокупности со случайным характером процесса приближения расчетных величин к экспериментальным значениям дает некоторый спектр случайных значений ρ и $\Gamma_{\lambda i}$, удовлетворяющих (2) и (3) одновременно. При многократном повторении процесса может быть определено среднее и дисперсия этих величин во всех N интервалах энергии возбуждения ядра. Так как нет никаких оснований ожидать, что случайные значения искомым параметров регулярно смещены относительно истинного их значения в какую-то сторону, а отклонения имеют только максимальные/минимальные значения, можно считать, что истинное значение искомого параметра лежит в промежутке между

найденными его минимальными и максимальными выборочными случайными значениями.

Постулируя, что среднее соответствует наиболее вероятному их значению, а дисперсия набора найденных из многократно повторенного итерационного процесса параметров эквивалентна их погрешности, мы смогли получить данные о наиболее вероятных плотности уровней и сумме силовых функций почти для 30 ядер из области возбуждений, где они либо отсутствовали, либо (в случае ρ) были определены в экспериментах другого типа, но с большими или меньшими методическими неопределенностями их извлечения из экспериментальных данных.

Следует добавить, что, в отличие от общепринятых способов определения величины ρ из спектров — продуктов ядерных реакций, предлагаемая методика имеет максимальную чувствительность для минимальных значений плотности уровней. Это следствие того, что наблюдаемая интенсивность каскадов (выражение (3)) возрастает при уменьшении плотности уровней изучаемого ядра, то есть, как минимум, анализ интенсивности каскадов дополняет и уточняет существующие методы определения плотности уровней в области ее минимальных значений, где и следует ожидать максимального несоответствия между модельными представлениями и реальностью.

На рис. 4 приведена зависимость числа уровней, возбуждаемых дипольными переходами в интервале 100 кэВ в составных ядрах, от энергии возбуждения промежуточного уровня. Треугольники — эксперимент, число наблюдаемых промежуточных уровней двухквантовых каскадов, гистограмма — наиболее вероятные ожидаемые их значения для нулевого порога регистрации каскада [20]. Точки с погрешностями — наиболее вероятные значения, удовлетворяющие соотношениям (3), (4). Пунктирная и сплошная линии соответствуют моделям [10, 11] (параметры [11] подобраны индивидуально для воспроизведения экспериментального расстояния между нейтронными резонансами).

Наиболее вероятная плотность возбуждаемых при захвате теплового нейтрона состояний выглядит следующим образом (рис. 4): до энергии возбуждения 1–2 МэВ (в зависимости от четности числа нуклонов в ядре) имеющиеся данные не противоречат представлениям модели ферми-газа с параметрами из [10]. 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 $E_b \approx 3$ для нечетных и ≈ 4 МэВ для четных по N ядер плотность уровней, скорее всего, лучше соответствует предсказаниям обобщенной модели сверхтекучего ядра (ОМСЯ) в ее простейшей первоначальной форме [11] с некоторыми непринципиальными вариациями ее параметров, обеспечивающими совпадение расчетной плотности и расстояния между нейтронными резонансами, определенного в эксперименте.

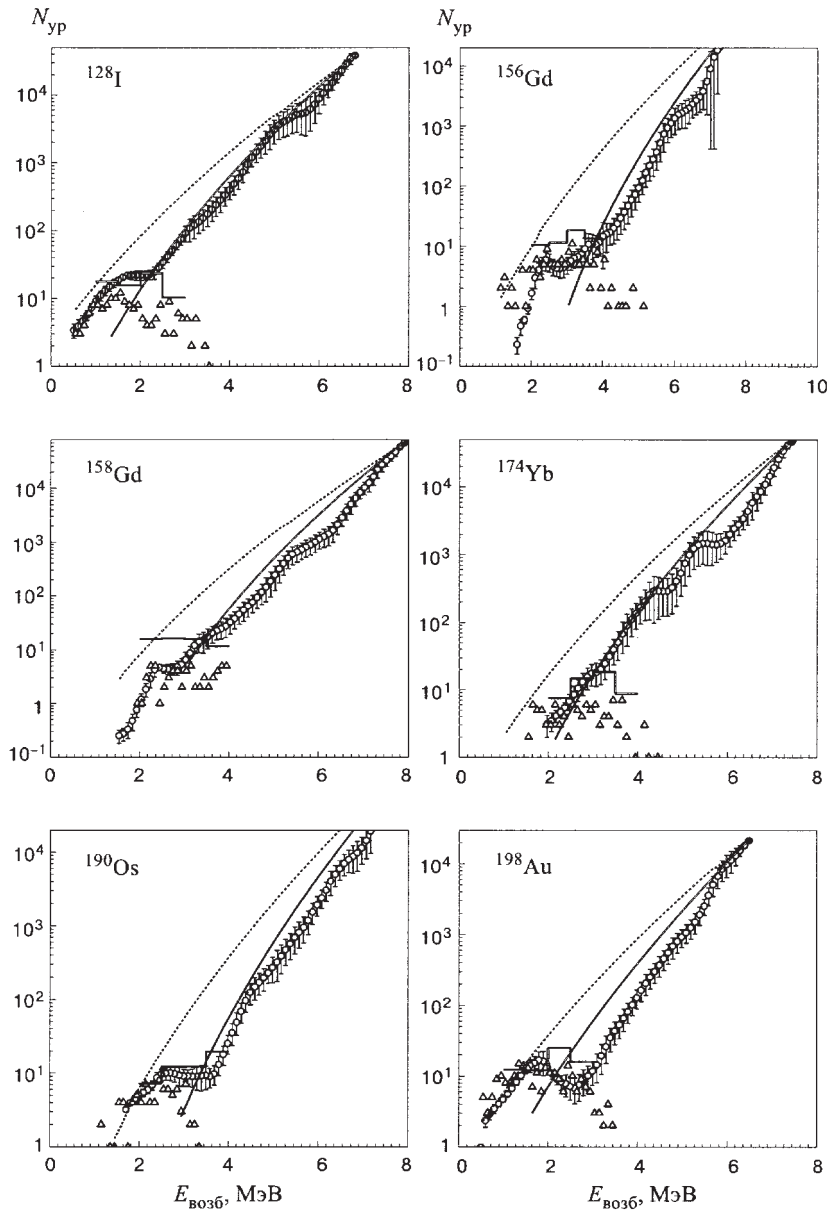


Рис. 4. Энергетическая зависимость числа уровней, возбуждаемых первичными дипольными переходами в некоторых ядрах

Такое поведение плотности уровней в районе энергии возбуждения E_b может означать качественное изменение свойств ядра. Наблюдаемая упорядоченность спектра [18] промежуточных состояний наиболее интенсивных каскадов позволяет предположить в рамках введенной выше рабочей гипотезы, что при энергиях возбуждения от 1–2 до 3–4 МэВ (или несколько более) доминирующее влияние на свойства ядра оказывают возбуждения вибративного типа (небольшое число фононов большой энергии, как можно предполагать). А очень быстрое экспоненциальное (или близкое к нему) возрастание плотности уровней выше E_b определяет тип их наиболее вероятной структуры как доминирующее влияние внутренних возбуждений с участием довольно большого числа квазичастиц. Если первый вывод следует из сопоставления энергии возбуждения ядра с найденными периодами эквидистантности, то второй детерминируется значениями параметра a модели ферми-газа, необходимыми для воспроизведения достаточно высокой плотности уровней. К сожалению, других аргументов по поводу типа доминирующих компонент волновой функции состояний выше 1–2 МэВ (нечетные или четные ядра соответственно) у нас нет. Поэтому сделанные выводы следует рассматривать как предварительные, нуждающиеся в дополнительном теоретическом анализе и дальнейшей экспериментальной разработке.

На рис. 5 приведена зависимость наиболее вероятной суммы силовых функций дипольных $E1$ - и $M1$ -переходов радиационного захвата тепловых нейтронов в ядрах-мишенях от энергии E_1 . Сплошные линии — данные модельных представлений [12, 13] в сумме с отнормированным на эксперимент значением [14] $f(M1) = \text{const}$.

Сравнение (рис. 5) экспериментальных результатов по найденным суммам силовых функций с предсказаниями наиболее часто используемых экспериментаторами моделей [12–14] показывает следующее.

а) Найденные значения сумм силовых функций $E1$ - и $M1$ -переходов, скорее всего, отражают наиболее общие свойства структуры состояний, связанных соответствующим переходом (включая, вероятно, компаунд-состояние). Это можно видеть, например, из сопоставления полученных результатов в $^{156,158}\text{Gd}$, где практически одинаковые условия эксперимента (значения J^π уровней, связанных каскадами, и полные радиационные ширины компаунд-состояний) таковы, что расхождение полученных сумм силовых функций для пары изотопов гадолиния обязано быть меньшим, чем в любых других комбинациях сопоставления таких данных. При принципиально одной и той же форме зависимости плотности уровней от энергии возбуждения наиболее вероятные значения сумм силовых функций отличаются в этом случае как по абсолютной величине, так и по степени их зависимости от энергии первичного перехода. Отличие рассматриваемой пары изотопов — это различное отношение Γ_n^0/D_λ для резонансов, определяющих сечение захвата тепловых нейтронов. В ^{157}Gd оно примерно в 1,5 раза превышает аналогичное значе-

ние для ^{155}Gd . По знаку этого отношения и по форме наблюдаемого отклонения найденных силовых функций ситуация в изотопах Gd соответствует рассматриваемой ниже для ^{181}Hf и ^{183}W .

б) Степень зависимости $f(E1) + f(M1)$ от энергии существенно отличается от предсказаний моделей [12–14]. Это справедливо, по крайней мере, для четно-четных составных ядер в области $4s$ -максимума нейтронной силовой функции. Величина и форма энергетической зависимости найденных сумм силовых функций исключают при этом с большой вероятностью возможность их описания суперпозицией двух кривых Лоренца, соответствующих гигантским дипольным (электрическому и магнитному) резонансам с постоянной шириной.

в) Значения суммы силовых функций возрастают при переходе от околомагических ($|\Delta N|$ не превышает ~ 5) ядер к далеким от магических и при переходе от высоковозбужденных состояний к простым по структуре низколежащим уровням, которые возбуждаются рассматриваемым γ -переходом (т.е. при увеличении E_γ).

г) Не исключено, что плотность уровней в районе энергии связи нейтрона (хотя бы в некоторых ядрах) локально, но заметно отклоняется от относительно монотонной зависимости, приведенной в [18, 21] и на рис. 4. Эту возможность необходимо ввести для того, чтобы объяснить расхождение между найденными абсолютными значениями сумм силовых функций и их модельно предсказанными значениями в ряде соседних по A ядер. В соответствии с (1) единственными факторами, определяющими значение силовых функций, являются парциальная ширина и расстояние D_λ между компаунд-состояниями λ , то есть эффект «излома» (и, соответственно, изменение D_λ) в энергетической зависимости плотности уровней при $E_{\text{возб}} = E_b$, ярко проявляющийся (см. [18, 21], а также рис. 4) при небольших энергиях возбуждения, возможно, существует и в районе B_n . Хотя возможные отклонения плотности уровней от монотонной зависимости, если даже они имеются при более высоких возбуждениях, могут проявляться там в меньшей степени (рис. 4).

Естественно, что в обоих способах определения значений плотности уровней и радиационных силовых функций 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 до энергии возбуждения $\simeq 1 - 2$ МэВ для нечетных и четных ядер соответственно. Спектроскопические данные брались из соответствующих компиляций (энергии низколежащих уровней и моды их распада, естественно, с максимальным учетом информации, полученной нами ранее при анализе параметров наиболее интенсивных двухквантовых каскадов). Дополнительно фиксировалось (на основании [23]) отношение ширин $M1$ - и $E1$ -переходов для их энергии, несколько меньшей, чем энергия связи нейтрона B_n . Поэтому все расхожде-

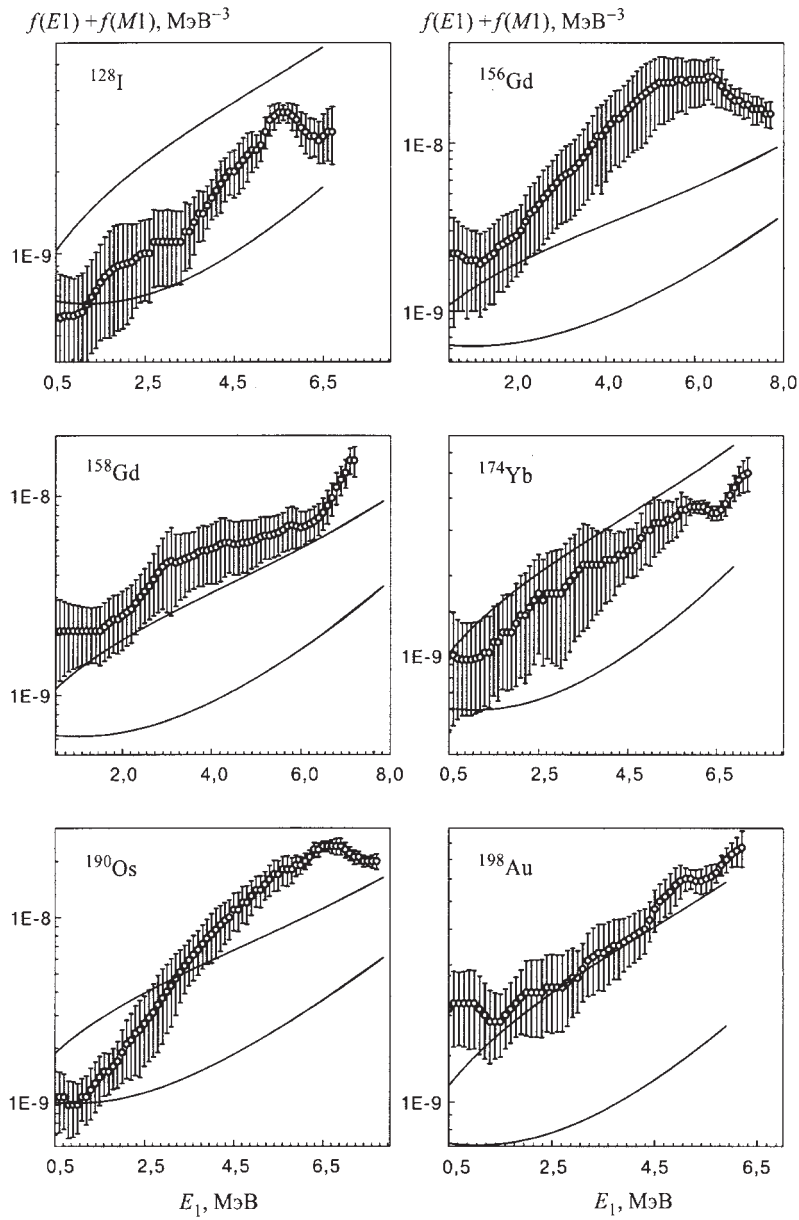


Рис. 5. Зависимость суммы силовых функций дипольных $E1$ - и $M1$ -переходов от энергии первичного перехода каскада E_1

ния между существующими представлениями о ядре и наблюдаемыми параметрами процесса каскадного γ -распада следует отнести к области возбуждений от $\sim 1 - 3$ МэВ до B_n , до нас никем детально не изучавшейся.

О неадекватности модельных расчетов и эксперимента. Информация о значениях плотности уровней и силовых функциях дипольных переходов каскадов, удовлетворяющих соотношениям (3) и (4), получена в рамках двух предположений:

- а) плотность уровней не зависит от их четности;
- б) силовые функции для переходов одной и той же мультипольности и энергии не зависят от энергии распадающегося уровня.

Очевидно, что степень соответствия этих предположений реальности неизвестна и может быть установлена только в дальнейших экспериментах. Необходимость упрощения решаемой задачи обусловлена как тем, что возможностей современных ЭВМ явно недостаточно для реализации итерационного процесса, аналогичного описанному в [22] (но с определением всех без исключения параметров выражений (3) и (4)), так и тем, что интервал их возможных значений при этом неизбежно расширится, то есть возможности селекции моделей по степени их соответствия полученным данным при детализации расчета явно сократятся.

Необходимо заметить, что до настоящего времени не имеется методик, позволяющих определить плотность уровней для состояний с различной четностью в произвольном интервале энергии возбуждения отдельно (за исключением областей нейтронных резонансов и низколежащих уровней). То же относится и к проблеме определения силовых функций γ -переходов для распада состояния с произвольной энергией возбуждения.

Для минимизации влияния предположения (а) данные о плотности уровней, обеспечивающей воспроизведение интенсивности каскадов и полной радиационной ширины компаунд-состояния, приведены для суммы $\rho(\pi = -) + \rho(\pi = +)$. Но имеющееся их несоответствие с экспериментом при небольших энергиях возбуждения, в первую очередь, в околomagических ядрах, требует разработки не только новых методик эксперимента, но и алгоритмов его анализа.

Проверка степени применимости первого приближения выполнена в рамках анализа, описанного в [22]. Плотность уровней для нечетно-нечетных ядер определена отдельно из интенсивностей каскадов, заканчивающихся уровнями с различной их четностью. Найденное таким образом значение оказалось практически одинаковым в деформированных ядрах и существенно отличающимся — в околomagических. Поэтому можно предположить, что приближение (а) не очень существенно искажает полученные для деформированных ядер результаты. К сожалению, одинаковая четность конечных уровней каскадов не позволила проверить справедливость этого заключения для четно-четных и четно-нечетных ядер.

Предположение (б) введено для того, чтобы минимизировать количество параметров, от которых зависят выражения (3) и (4). Оно, возможно, влияет на полученные результаты в меньшей степени, чем первое предположение, поскольку корреляция отношений парциальных ширин вторичных переходов к полным ширинам распадающихся уровней i существенно снижает влияние различия формы энергетической зависимости силовых функций первичных и вторичных переходов на определяемые значения плотности и парциальных ширин (рис. 4, 5) и полностью устраняет возможное несоответствие абсолютных значений силовых функций первичных и вторичных переходов.

Необходимо добавить, что описываемая процедура определения параметров процесса каскадного γ -распада была выполнена в предположении, что средняя интенсивность каскада, возбуждающего состояния с одним и тем же значением J^π в узком интервале энергий, не зависит от структуры их волновых функций. Если это не так, то, как приведено ниже, можно получить приблизительную оценку различия средней интенсивности каскадов, возбуждающих состояния с одинаковым J^π , но с разной структурой. Естественно, что окончательный ответ на вопрос о реальном соотношении средних интенсивностей каскадов, возбуждающих промежуточные уровни принципиально различной структуры, может дать только эксперимент, выполненный на необходимом для этого уровне.

3. ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ИЗ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ДАННЫХ РЕАКЦИИ $(n, 2\gamma)$

Найденная из экспериментальных данных по интенсивностям каскадов и полным радиационным ширинам плотность уровней и сумма силовых функций весьма заметно отличаются от существующих модельных представлений на этот счет. Если же учесть, что каждому экспериментальному значению $I_{\gamma\gamma}$ соответствует некоторый интервал возможных значений плотности и парциальных ширин, то становится очевидной необходимость поиска дополнительных аргументов справедливости сделанных выше заключений о степени несоответствия реальной плотности уровней и модельных представлений на этот счет. Дополнительную возможность проверки полученных значений наиболее вероятной плотности уровней предоставляет анализ формы распределения отклонения интенсивностей каскадов от их среднего значения. К настоящему времени в каждом из деформированных ядер, для которых выполнен эксперимент по изучению каскадного γ -распада, определены энергии и интенсивности нескольких сотен каскадов наибольшей интенсивности. Во многих случаях достаточно однозначно установлена и энергия их промежуточного уровня.

По самой сути изучаемого явления интенсивность любого каскада является случайной величиной, хотя бы из-за неизбежных [24] вариаций ширины их первичного перехода. В ситуации, когда в экспериментальных спектрах все пики наблюдаются на фоне флуктуирующей, но слабо меняющейся в среднем подложки, могут быть определены параметры только тех каскадов, интенсивность которых превышает некоторое пороговое значение L_c . Поэтому сумма числа наблюдаемых промежуточных уровней в заданном интервале энергий возбуждения всегда будет меньше реального значения $\rho\Delta E$. Но эта сумма для $L_c = 0$ обеспечивала бы возможность прямого безмодельного определения важнейшей для теории величины в достаточно широкой области возбуждений, причем там, где, по нашим данным, происходит наиболее существенное изменение свойств ядра.

В какой-то степени эта проблема была решена в предложенной в [20] методике статистического анализа параметров распределения, описывающего разброс наблюдаемых интенсивностей каскадов:

$$i_{\gamma\gamma} = i_1 i_2 / \sum_g i_2. \quad (6)$$

Здесь i_1 и i_2 — интенсивности первичного и вторичного переходов каскадов, нормированные на один распад, а g — все возбуждаемые вторичными переходами уровни. Ясно, что если аппроксимировать форму этого распределения в области $i_{\gamma\gamma} > L_c$, то его экстраполяцией к нулевому порогу чувствительности можно определить все параметры распределения, в данном случае — наиболее вероятное число промежуточных уровней, среднюю интенсивность каскадов заданного типа и долю интенсивности, соответствующую области $i_{\gamma\gamma} < L_c$. Анализ, выполненный в [20], показал, что полученные таким образом значения плотности уровней в достаточной степени соответствуют приведенным в п. 2.2 данным о плотности уровней. (Результаты анализа [20] представлены на рис. 4 в виде гистограммы.)

Поиск параметров распределения случайных величин, естественно, возможен только в случае, когда форма этого распределения известна. Поскольку в выражении (6) случайными являются обе величины, его определяющие, то интенсивности каскадов должны соответствовать распределению более широкому, чем каждое из них. Ситуация существенно усложняется тем, что никаких данных о параметрах распределения случайных интенсивностей вторичных переходов каскадов в настоящее время не имеется. Однако лет двадцать тому назад был выполнен ряд экспериментов по сопоставлению флуктуаций интенсивностей γ -переходов при захвате резонансных нейтронов с теоретическим распределением Портера—Томаса. Ограниченный объем проанализированных экспериментальных данных не позволяет сделать заключение о полной применимости представления [24] о гауссовской форме распределения амплитуд парциальных переходов с нулевым средним для всех

рассматриваемых нами ядер и значений энергий переходов. Тем не менее в качестве первого приближения распределение Портера—Томаса может быть использовано для описания спектра значений величины i_1 . Некоторым обоснованием для этого является то, что количество компонент волновых функций компаунд-состояния, определяющих амплитуду γ -перехода, весьма велико [1], и число положительных и отрицательных слагаемых в матричном элементе первичного перехода каскада должно быть приблизительно одинаковым. В противном случае распределение [24] не соответствовало бы эксперименту ни в какой области энергий переходов.

Проблема влияния флуктуаций ширин вторичных переходов на интенсивности каскадов не является существенной. Суммированием интенсивностей каскадов, возбуждающих один и тот же промежуточный уровень и заканчивающихся различными вторичными переходами i_2 , можно достичь [20] того, что дисперсия величины $i_{\gamma\gamma}$ будет более чем на 90% определяться флуктуациями интенсивностей первичных переходов i_1 . Справедливость такого утверждения несложно проверить, определив экспериментально дисперсию отношения

$$r = \sum_f i_{\gamma\gamma}/i_1 \quad (7)$$

для имеющихся данных по интенсивностям каскадов и их первичных переходов. Последние изучены практически для всех стабильных ядер-мишеней (хотя во многих случаях в недостаточном объеме и со слишком большой погрешностью). Очевидно, что из-за ограниченного количества наблюдаемых в эксперименте конечных уровней каскадов f отношение r меньше единицы и является случайной величиной. Но ее дисперсия стремится к нулю, когда число $f \rightarrow g$, то есть различие в формах распределений каскадов и первичных переходов исчезает в случае гипотетического эксперимента, в котором интенсивности двухквантовых каскадов определены для всех возможных конечных уровней.

Очень серьезную проблему в анализе [20] представляет учет энергетической зависимости интенсивности каскадов. Из приведенных нами результатов по определению формы энергетической зависимости силовых функций с высокой вероятностью следует вывод о том, что соответствия зависимости $f(E1)$ и $f(M1)$ от энергии перехода моделям [12–14] в любом ядре не существует. Нельзя даже исключить и такой ситуации, когда энергетическая зависимость $f(E1)$ и $f(M1)$ в какой-то степени различна в нейтронных резонансах с различной Γ_n^0 . На такую возможность указывает наличие [25] сильной корреляции интенсивностей наблюдаемых каскадов и приведенной нейтронной ширины в четно-нечетных составных ядрах. Естественно, последняя гипотеза подлежит экспериментальной проверке, хотя она логически вытекает не только из данных [25], но и позволяет дать хотя бы предвари-

тельное качественное объяснение наблюдаемым в различных ядрах вариациям сумм силовых функций (рис. 5).

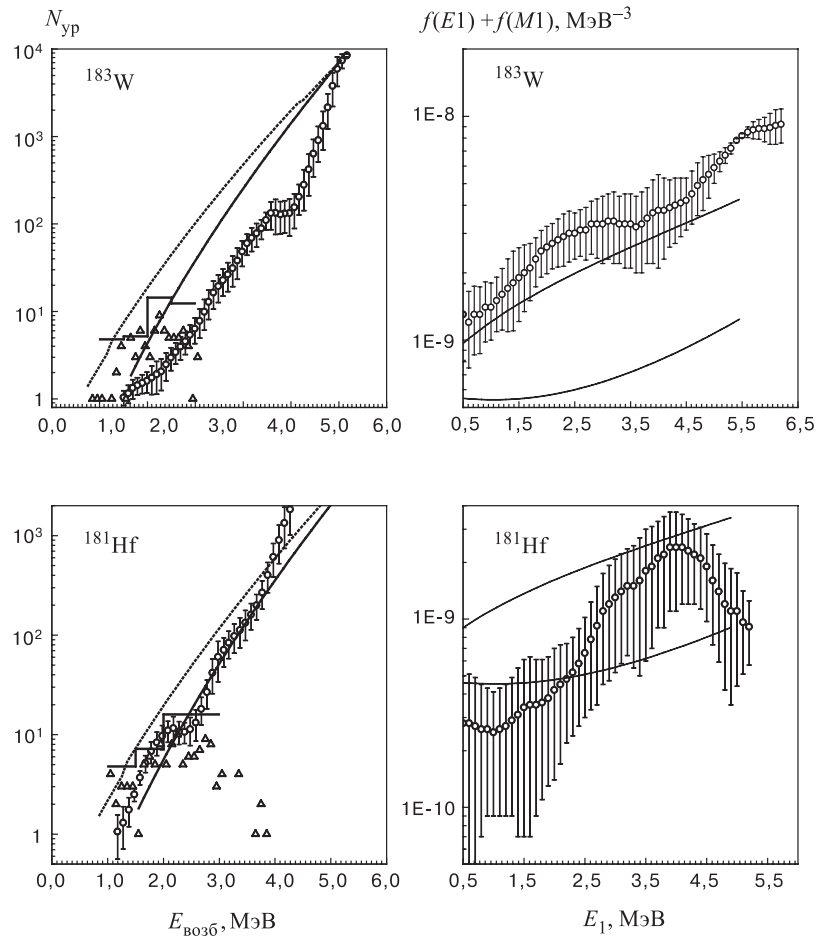


Рис. 6. Сопоставление наиболее вероятных значений плотности уровней и сумм силовых функций в составных ядрах ^{181}Hf и ^{183}W . Обозначения аналогичны рис. 4 и 5

Достаточно ярким примером, иллюстрирующим это утверждение, является пара ядер — ^{181}Hf и ^{183}W . По своим основным параметрам они либо идентичны, либо достаточно близки: четность числа нуклонов, плотность уровней, полная радиационная ширина, структура конечных уровней каскадов и т.д. Основное различие — в ^{183}W относительное значение приведенной нейтронной ширины меньше, чем для компаунд-состояния ^{181}Hf , то есть

вклад одночастичных компонент волновой функции в матричные элементы первичных переходов и, естественно, их соотношение с многочастичными компонентами существенно различаются. Очень различаются в этих ядрах силовые функции первичных переходов, необходимые для воспроизведения экспериментальных интенсивностей каскадов (рис. 6). Такой «сильный» вывод, разумеется, может быть принят только в том случае, когда приведенный результат будет воспроизведен с помощью достаточно точной модели. Единственный аргумент в пользу соответствия данных рис. 6 реальности состоит в том, что силовые функции переходов возрастают вместе с одновременным относительным увеличением доли многоквaziчастичных и вибрационных компонент в волновой функции компаунд-состояния (за счет относительного уменьшения Γ_n^0). Отсюда следует заключение чисто качественного характера об увеличении значений силовых функций за счет влияния коллективных эффектов на матричный элемент γ -перехода.

К сожалению, это только косвенный аргумент в поддержку предположения, что структура волновой функции компаунд-состояния существенно влияет на силовые функции γ -переходов. Но прямой эксперимент по проверке такого предположения возможен на любом источнике резонансных нейтронов при использовании современных высококачественных HPGe-детекторов.

Заметим, что в ряде ядер логарифмическая производная $S = f(E1) + f(M1)$ меняет знак при изменении энергии γ -перехода хотя бы один раз. Отсюда прямо следует, что какой-то универсальной энергетической зависимости среднего значения интенсивности каскадов от энергии их первичного перехода ждать не следует. Единственная возможность исключения неизвестного параметра в таком случае состоит в изучении формы распределения интенсивностей каскадов, энергия промежуточного уровня которых находится в достаточно малом интервале энергии. Авторы [20] использовали для анализа 4 и более интервала энергий промежуточных уровней шириной 0,5 МэВ каждый. Тестовые варианты расчетов показали, что в целом для всего набора проанализированных ядер смещение искомого параметра — числа состояний в заданном интервале их энергий — не наблюдается, хотя среднеквадратичное его расхождение для расчетов без учета энергетической зависимости и с коррекцией интенсивности каскадов на E_γ^3 в среднем достигает одной десятой от искомой величины. Примеры результатов проделанного анализа приведены на рис. 7. Добавим, что для сопоставления с аппроксимирующей зависимостью нетрудно рассчитать распределение кумулятивных сумм для случая, когда плотность возбужденных состояний соответствует модели [10], а суммарная их интенсивность равна экспериментальной. Но, как правило, экспериментальная интенсивность в несколько раз превышает значение, полученное в расчете при использовании модели невзаимодействующего ферми-газа. Учет этого расхождения в анализе, типа приведенного в [20], весьма существенно увеличивает степень расхождения между экспериментально наблюдаемой и

ожидаемыми кумулятивными суммами интенсивностей каскадов, тем самым давая дополнительный аргумент в пользу лучшего соответствия реальности найденных в [20, 21] и приведенных на рис. 4 значений наиболее вероятной плотности возбужденных состояний деформированного ядра по сравнению с моделью [10].

Расхождение предсказаний модели [10] и найденных значений ρ ниже граничной энергии E_b , по крайней мере качественно, может быть объяснено также и возможной весьма существенной селективностью реакции (n, γ) для медленных нейтронов, то есть каскады с промежуточными уровнями ниже E_b можно разделить на две или больше групп. Небольшое число каскадов имеют средние интенсивности, существенно превышающие средние интенсивности большого числа каскадов из других групп.

Данные [20] позволяют оценить соотношение средних интенсивностей каскадов в случае справедливости такой гипотезы. Расхождение между числом уровней, которое дает анализ [20], и предсказаниями модели ферми-газа [10] в районе 3–4 МэВ составляет как минимум порядок. Неопределенной является суммарная интенсивность группы «слабых» каскадов. Логично предположить, например, что их сумма сравнима с ненаблюдаемой (находящейся ниже порога чувствительности) долей интенсивности каскадов другой группы. Соответствующие данные показывают, что обычно (рис. 7) на долю каскадов с $i_{\gamma\gamma} < L_c$ приходится не более 1/5 наблюдаемой интенсивности. Учитывая, что найденное выше число возбужденных состояний в ~ 10 раз меньше предсказаний [10], можно оценить, что средняя интенсивность каскадов с различным типом структуры волновой функции (но одинаковым J^π) их промежуточных уровней может различаться более чем в 50 раз. Только в таком гипотетическом случае могут быть справедливыми представления модели невзаимодействующего ферми-газа и предсказываемая плотность уровней и несправедливы результаты, приведенные на рис. 4. Отметим, что при меньшем различии средних интенсивностей каскадов факт селективности реакции можно было бы прямо установить по расхождению формы аппроксимированной и наблюдаемых кумулятивных сумм для интенсивностей каскадов, несколько превышающих L_c .

Отсутствие экспериментальных данных нужного качества не позволяет сделать окончательное заключение о том, какая из двух возможных ситуаций более соответствует реальности. Но и в случае сильного отклонения реальной плотности возбужденных состояний от предсказаний модели невзаимодействующего ферми-газа, и в случае сильной селективности реакции (n, γ) наблюдается принципиальное расхождение между существующими представлениями о ядре и происходящими в нем процессами. Его причина может быть связана только с сильным влиянием структуры возбужденных состояний ядра на развитие процесса γ -распада практически для всего интервала B_n . Наблюдаемый эффект для окончательного объяснения требует соответствующей

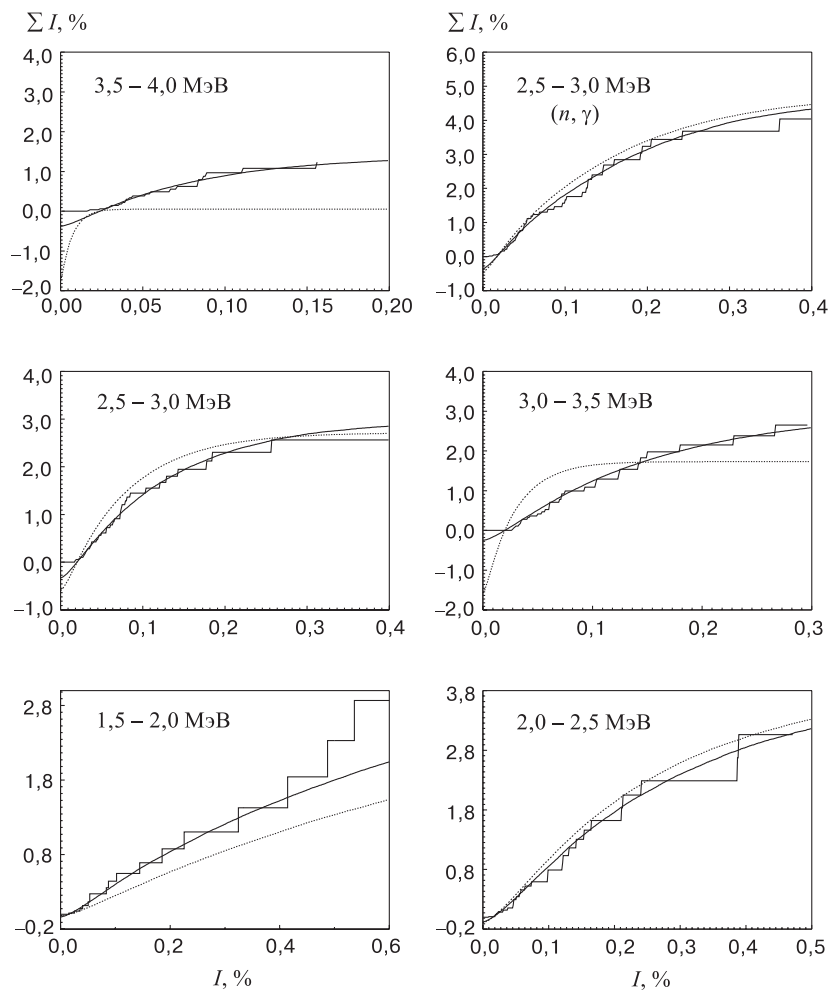


Рис. 7. Кумулятивные суммы $\sum I$ интенсивности наблюдаемых экспериментально в ^{168}Er каскадов (гистограмма) (процент распадов компаунд-состояния), аппроксимированная зависимость (сплошная линия) и ожидаемая для числа уровней, предсказываемых [10] (пунктир), для различных интервалов энергии возбуждения в зависимости от интенсивности индивидуальных каскадов. Для сопоставления приведены результаты аналогичного анализа интенсивностей первичных γ -переходов (n, γ) для интервала энергий возбуждаемых ими уровней $2,5 \div 3$ МэВ

теоретической интерпретации и, разумеется, выполнения более информативного эксперимента.

4. ВОЗМОЖНАЯ КАРТИНА ПРОЦЕССОВ, РАЗВИВАЮЩИХСЯ В ТЯЖЕЛОМ ЯДРЕ ПОСЛЕ ЗАХВАТА МЕДЛЕННОГО НЕЙТРОНА

Безусловно, обоснованная реалистичная картина процессов, происходящих в ядре при энергии его возбуждения выше 2–3 МэВ, может быть получена только после разработки соответствующих теоретических моделей плотности уровней и парциальных ширин каскадных переходов. Тем не менее, как из-за их отсутствия, так и из-за невозможности планирования эффективного эксперимента без наличия каких-либо представлений об изучаемом процессе, мы вынуждены развивать предельно простую (и в какой-то степени отличающуюся от существующей) картину процессов, происходящих в тяжелом ядре в энергетической области, ранее детально не изученной, то есть вводить рабочую гипотезу.

Ограниченные возможности использованных в нашем эксперименте спектрометров делают наши представления, к сожалению, качественными и предварительными. Тем не менее можно говорить, как о максимально вероятных, о наиболее существенных и наиболее общих чертах ядерных процессов для интервала возбуждений от 1–2 МэВ до B_n . С учетом этого замечания в первом приближении общая картина свойств ядра, проявляющихся при захвате медленного нейтрона, заключается в следующем.

1) Наиболее интенсивные каскады возбуждают специфический набор промежуточных уровней ядра. Характерной их особенностью является то, что они имеют практически постоянные (с точностью $\sim 5 - 10\%$) расстояния между, как минимум, тройками промежуточных уровней наиболее интенсивных каскадов и/или их мультиплетов. Как правило, в ядре наблюдаются [18] две (и более) такие «полосы». Гармонический характер спектра промежуточных уровней максимально интенсивных по сравнению со всей остальной массой каскадов дают наиболее вероятное (но не единственное) объяснение их природы как наличие в структуре волновых функций одного, двух и более фононов. Головными состояниями этих полос должны быть возбужденные уровни более-менее сложной (но неизвестной) структуры. Последнее качественно следует из достаточно большой энергии головного уровня «полосы» и теоретических представлений по поводу усложнения структуры ядерных состояний при повышении энергии возбуждения ядра. Возможность существования состояний с несколькими фононами с теоретической точки зрения ординарна. Степень их фрагментации в соответствии с выводами [26] должна быть малой. Но крайне неожиданным является то, что предположительно такие состояния столь сильно проявляются в эксперименте как по величине интенсивности каскадов, которые их возбуждают, так и по практической гармоничности спектра. Последнее означает, что при повышении энергии возбуждения ядра от 1–2 до 3–4 МэВ наиболее вероятно, что возбуждение ко-

лебаний его поверхности становится значительно более предпочтительным, чем внутренние возбуждения квазичастичного типа. Интервал, где ярко проявляется эта ситуация, невелик: порядка 2 МэВ в ядрах с любой четностью нуклонов. Подчеркнем еще раз, что эта качественная картина требует минимального изменения существующих теоретических представлений о ядре.

2) Если действительно в эксперименте проявляются фононные (вибрационные) возбуждения с энергиями в сотни кэВ, то, во-первых, они описываются статистикой Бозе, а во-вторых, являются формой весьма упорядоченного движения ядерной материи. Квазичастичные (фермионные) и бозонные возбуждения при большем их количестве обычно рассматривают [27] как статистический ансамбль, характеризующийся определенным значением энтропии S , температуры T и их плотности ρ . Связь между энергией возбуждения и этими параметрами в системе из одного сорта частиц в настоящее время хорошо установлена теоретически. Но наличие малого количества бозонных возбуждений с достаточно большой энергией фононов в системе с большим количеством квазичастиц должно менять параметры статистического ансамбля. В первую очередь указанное обстоятельство должно уменьшать энергию, приходящуюся на долю возбуждений фермионного типа. Однозначная связь между энергией фермионной системы, ее температурой и энтропией при этом должна обуславливать уменьшение и температуры ядра (по сравнению с ее значением $T \simeq \sqrt{U/a}$ для чисто фермионной системы), и плотности уровней. Сосуществование двух систем возбуждений различного типа изучено в большей или меньшей степени как в квазичастично-фононной модели ядра, так и в модели взаимодействующих бозонов. Напомним, что определение плотности уровней для такой системы уже сделано теоретически в обобщенной модели сверхтекучего ядра [11, 15]. Учет сверхтекучих свойств ядра при энергиях возбуждения выше энергии связи нейтрона несколько изменяет форму предсказываемой этой моделью энергетической зависимости плотности уровней по сравнению с классическими моделями ферми-газа. Но тем более это необходимо проделать для энергий возбуждения ниже B_n , то есть требуется разработка квантово-механической модели плотности уровней, максимально корректно учитывающей сверхтекучие свойства ядра и предсказывающей плотность уровней в интервале энергии возбуждения от 1–2 до 3–5 МэВ с точностью в несколько десятков процентов.

В то же время, по нашему мнению, практические потребности как описываемого здесь эксперимента, так и, например, астрофизики и техники реакторов требуют разработки достаточно простой модели плотности уровней, учитывающей эффекты сверхтекучести ядра и предсказывающей как значения плотности состояний с заданными J^π , так и силовых функций с точностью в несколько десятков процентов и ниже энергии связи нейтрона. В частности, максимально соответствующие реальности представления о плотности уровней требуются при оценке [28] ядерных констант. Необходимость учета

именно сверхтекучести следует из приведенных выше результатов. В какой степени это возможно хотя бы при дальнейшем развитии ОМСЯ в области возбуждений ниже B_n ? В своем современном варианте [15] эта модель прямо использует идею ядерного фазового перехода. Но если полученные нами к настоящему времени данные по радиационным силовым функциям и особенно по плотности уровней достаточно точно отражают основные особенности ядра (а не какой-то специфической части его возбужденных состояний), то соответствующие разработки ОМСЯ нуждаются в весьма серьезной коррекции. Прежде всего это заключение следует отнести к энергии возбуждения ядра в точке фазового перехода, которая следует из известного соотношения БКШ-теории [29], связывающего корреляционную функцию нуклонов δ с температурой фазового перехода T_k :

$$T_k = \delta/1,76 \quad (8)$$

и определяющего соответствующую энергию возбуждения ядра U через параметр плотности уровней a по выражению

$$U = aT_k^2 \quad (9)$$

или его более точным вариантам.

Для типичных в случае деформированного ядра значений $\delta \sim 1$ МэВ и $a \sim 20$ МэВ⁻¹ определенная из (9) энергия возбуждения ядра в точке фазового перехода превышает не только полученное нами выше значение E_b , но и энергию связи нейтрона B_n . К тому же функциональные зависимости ОМСЯ для энтропии и других параметров этой модели исключают возможность наличия «излома», типа приведенного на рис. 4, 5, ниже принятой в [15] энергии фазового перехода. Это расхождение может означать, что либо процесс фазового перехода в ядре существенно отличается от аналогичного явления в конденсированных средах, либо авторы [15] учли не все факторы, определяющие развитие такого процесса, либо наблюдаемая нами в области E_b картина обусловлена какими-то факторами, не имеющими отношения к фазовому переходу сверхтекучее — обычное состояния.

Некоторые выводы дало сопоставление [18, 30] ядра с системой из двух жидких изотопов гелия в точке ее фазового перехода. Экстраполяция на ядро изученных экспериментально термодинамических характеристик смеси жидких изотопов гелия в точке фазового перехода сверхтекучее — обычное состояния позволяет прояснить его свойства в области потенциально возможного перехода от преимущественно бозонных возбуждений к фермионным. Наиболее существенный факт, который следует учесть при развитии моделей плотности уровней с использованием идеи фазового перехода состоит в том, что температура такого перехода в смеси фермионов и бозонов уменьшается по сравнению с чисто бозонной (фермионной) системой. Эффект изучен количественно на смеси жидких изотопов гелия [31].

Второй фактор, который, видимо, следует учитывать в новых или модифицированных моделях, это концентрация энергии возбуждения преимущественно бозонной частью ядерной системы. Именно с учетом увеличения ядерной теплоемкости [32] авторы [18, 30] смогли получить необходимую для описания наблюдаемых интенсивностей каскадов практически постоянную плотность уровней. Этот эффект, естественно, требует подтверждения или опровержения в рамках достаточно строгих квантово-механических расчетов.

Подход [18, 30] позволил дать хотя бы качественное и грубое объяснение наиболее серьезному разногласию между экспериментально наблюдаемыми интенсивностями каскадов и расчетом, использующим ферми-газовые представления о ядре: усиление интенсивности двухквантовых каскадов в деформированных ядрах с любой четностью нейтронов при энергиях их возбуждения на 2–3 МэВ ниже B_n обусловлено существенным уменьшением плотности уровней в нижней половине возбужденных состояний по сравнению с ферми-газовыми представлениями. Как результат, вероятность возбуждения одного из вышележащих уровней при этом неизбежно возрастает. При этом простейшая модель [18, 30] дает практически постоянную плотность уровней (без чего воспроизвести экспериментальные интенсивности каскадов реально не удастся) в рамках учета фундаментальных особенностей изменения внутренних параметров системы в точке ее фазового перехода второго рода.

Необходимо отметить, что «ступенчатый» характер плотности уровней при небольших возбуждениях был предсказан теоретически в [27]. Но, к сожалению, полученные нами результаты не согласуются с соответствующими предсказаниями:

а) ширина полученной структуры приблизительно в два раза превышает предсказываемую в [27];

б) наблюдается только одна ступенька.

Если второе расхождение с предсказаниями [27] вполне объяснимо недостаточной точностью определения интенсивности каскадов и слишком большой шириной интервала их усреднения, то первое расхождение носит принципиальный характер. И его следует интерпретировать как недостаточную степень соответствия реальности модельных представлений о ядре.

5. ПЕРСПЕКТИВЫ МЕТОДИКИ. ХАРАКТЕР ИНФОРМАЦИИ, КОТОРУЮ ТРЕБУЕТСЯ ПОЛУЧИТЬ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА

Приведенные здесь заключения сделаны на основе анализа интенсивностей каскадов, определенных только при захвате тепловых нейтронов и только для ограниченной группы низколежащих состояний ядра — конечных уровней каскадов. Единственная причина тому — недостаточная эффективность использованных в эксперименте Ge-детекторов. Но эксперимент,

анализ которого дал вышеприведенные результаты, может быть выполнен при использовании современных спектрометров в индивидуальных резонансах любых ядер, причем с набором необходимой статистики совпадений для каждого из низколежащих резонансов. А информация может быть получена практически для 100% интенсивности первичных переходов вместо достигнутой к настоящему времени величины 20 – 50%.

При этом потери статистики в накапливаемых совпадениях из-за их отбора в довольно узких окнах спектра времени пролета, например, для ИБР-30, легко компенсируются при использовании серийно производимых HPGe-детекторов с относительной эффективностью даже в 30 – 40%, вместо использованных нами при изучении каскадов при захвате тепловых нейтронов 10% детекторов.

В результате могут быть получены детальные и окончательные ответы на следующие вопросы.

1. Существуют ли реально невозмущенные или слабо искаженные взаимодействием с квазичастицами колебания ядра с энергией кванта в несколько сот кэВ при энергиях возбуждения до 3–4 МэВ и несколько выше?

2. Какова реальная зависимость от энергии возбуждения плотности уровней ядра с заданными J^π и какими факторами она определяется? Действительно ли имеется реально «излом» в плотности уровней для $E_b \sim 3-4$ МэВ? И если имеется, то в какой степени он соответствует изменению параметра ρ , полученного в рамках хотя и простейшей модели [18, 30], но учитывающей наиболее фундаментальные свойства материи? Не следует ли объяснить наблюдаемые эффекты расхождения найденной плотности уровней с модельными предсказаниями только селективностью изучаемого процесса?

3. В какой мере структура состояний, связываемых γ -переходом, влияет на его парциальную γ -ширину во всем диапазоне энергий возбуждения ниже B_n ? Какими параметрами определяется наблюдаемое несоответствие эксперимента и простых модельных представлений о силовых функциях каскадных γ -переходов?

4. При каких энергиях возбуждения применение представлений статистической теории γ -распада компаунд-состояния может обеспечить требуемую точность расчета его параметров?

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данные эксперимента и их интерпретация показывают, что существует настоятельная потребность в развитии теоретического описания свойств ядра в области перехода от «простых» состояний при $E_{\text{возб}} \leq 1-2$ МэВ к состояниям максимальной сложности (например, нейтронным резонансам). На достигнутом к настоящему времени уровне исследования этой проблемы более-менее однозначным представляется только несостоятельность представлений

о «плавном» изменении свойств ядра при его переходе от состояния «порядка» к состоянию «хаоса», являющихся, например, базисом ферми-газовых моделей плотности уровней.

Полученные к настоящему времени экспериментальные данные о процессе каскадного γ -распада возбужденных состояний из области энергий возбуждения $E_{ex} \sim B_n$ вполне однозначно показывают, как минимум, что более-менее общепринятые при анализе эксперимента представления о свойствах ядра нуждаются в достаточно серьезной коррекции и дальнейшем развитии.

Основной физический вывод, который следует из результатов выполненных до сих пор экспериментов и их анализа, состоит в том, что ниже энергии 3–4 МэВ свойства возбужденных состояний ядра, проявляющиеся при захвате тепловых нейтронов, определяются в первую очередь его колебаниями. Можно также сделать качественное заключение о том, что при больших энергиях возбуждения структура уровней определяется преимущественно квазичастичными компонентами их волновой функции. Более простого объяснения наблюдаемого расхождения эксперимента с результатами расчетов на базисе существующих представлений о ядре мы найти не смогли. Другие возможные гипотезы требуют более радикальных изменений представлений о поведении ядерной материи.

Авторы выражают свою искреннюю глубочайшую признательность профессору Ю.П.Попову, предложившему начать экспериментальные исследования в рассматриваемой здесь области ядерных возбуждений и высказавшему идеи, логическое развитие которых определило высокую результативность исследований. Не меньшую благодарность у нас вызывает его постоянный интерес и поддержка наших усилий по изучению никем не исследованной детально области возбуждений в наиболее труднодоступных для эксперимента ядрах.

Мы также благодарны В.А.Бондаренко, Я.Гонзатко, П.Т.Прокофьеву, Г.Л.Резвой, Л.И.Симоновой, И.Томандлу за великолепные экспериментальные данные, полученные в Риге и Ржеже, которые в совокупности с нашими данными позволили дать максимально обоснованную на сегодняшний день картину происходящих в тяжелом ядре процессов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 99-02-17863.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1973, т. 3, вып. 4, с. 770.
2. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Попов Ю.П. и др. — ЭЧАЯ, 1991, т.22, вып. 2, с.479.
3. Сухой А.М., Хитров В.А. — ПТЭ, 1984, №5, с.27.
4. Попов Ю.П. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, №5, с.891.
5. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Сухой А.М. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, №11, с.2023.

6. **Boneva S.T., Khitrov V.A., Sukhovej A.M. et al.** — *Z. Phys. A.*, 1991, v.338, p.319;
Boneva S.T., Khitrov V.A., Sukhovej A. M. et al. — *Nucl. Phys.*, 1995, v.A589, p.293.
7. **Mughabghab S.F.** — *Neutron Cross Sections*. NY.: Academic Press, 1984, v.1, part B.
8. **Groshev L.V. et al.** — *Nuclear Data Table*, 1968, v. 5, № 1–2.
9. **Захарова С.М., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н.** — *Ядерные константы*, 1971, вып.7;
Ломаченков И.А., Фурман В.И. — *Сообщение ОИЯИ, P4-85-466*, Дубна, 1985.
10. **Dilg W., Schantl W., Vonach H. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1973, v.A217, p.269.
11. **Ignatyuk A.V.** — In: *Proc. IAEA Consultants Meeting on the Use of Nuclear Theory Neutron Nuclear Data Evaluation (Trieste, Italy, December 1975) IAEA-190*, 1976, v.1, p.211.
12. **Axel P.** — *Phys. Rev.*, 1962, v.126, No. 2, p.671.
13. **Kadmenskii S.G., Markushev V.P., Furman W.I.** — *Sov. J. Nucl. Phys.*, 1983, v.37, p.165.
14. **Блатт Дж., Вайскопф В.** — *Теоретическая ядерная физика*. М.: ИЛ, 1953.
15. **Расстонин Е.М., Свирин М.И., Смиренкин Г.Н.** — *ЯФ*, 1990, т.52, с.1258.
16. **Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А. и др.** — *ЯФ*, 1984, т.40, вып.3, с.573.
17. **Васильева Э.В. и др.** — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1993, т.57, № 9, с.118;
18. **Суховой А.М., Хитров В.А.** — *Изв. РАН, сер. физ.*, 1997, т.61, № 11, с.2068;
Khitrov V.A., Sukhovej A.M. — In: *Int. Conf. on Nucl. 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.
19. **Strutinsky V. M. et. al.** — *Z. Phys.*, 1977, v.A346, p.35.
20. **Суховой А.М., Хитров В.А.** — *ЯФ*, 1999, т.62, № 1, с.24.
21. **Khitrov V.A., Sukhovej A.M.** — In: *VI Int. Sem. on Interaction of Neutrons with Nuclei*, Dubna, 13–16 May 1998; JINR E3-98-202, Dubna, 1998, p.207.
22. **Khitrov V.A., Sukhovej A.M.** — In: *VII Int. Sem. on Interaction of Neutrons with Nuclei*, Dubna, 25–28 May 1999; JINR E3-99-212, Dubna, 1999, p.197.
23. **Кореcky J.** — *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*. 1981, p.423.
24. **Porter C.F., Thomas R.G.** — *Phys. Rev.*, 1956, v.104, No. 2, p.483.
25. **Бонева С.Т. и др.** — *ЭЧАЯ*, 1991, т.22, вып.6, с.1433.
26. **Малов Л.А., Соловьев В.Г.** — *ЯФ*, 1977, т.26, вып.4, с.729.
27. **Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б.** — *Радиационный захват нейтронов*. Под ред. Белановой Т.С. М.: Энергоатомиздат, 1986, с. 248.
28. **Maslov V.M.** — In: *Int. Conf. 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.1320.
29. **Bardin J., Cooper L., Schiffer J.** — *Phys. Rev.*, 1957, v.108, p.1175.
30. **Boneva S.T., Попов Ю.П., Sukhovej A.M. et al.** — In: *Int. Conf. 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.
31. **Kerr E.C.** — In: *Proc. LT-5*, 1958, Madison, p.158.
32. **Sano M., Yamasaki S.** — *Progr. of Theor. Phys.*, 1963, v.29, p.397.