

УДК 539.172

ПАРЦИАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ
 n -КВАЗИЧАСТИЧНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ,
РАДИАЦИОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ И НОВАЯ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ
О ДИНАМИКЕ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ЯДЕР
В ДИАПАЗОНЕ B_n

А. М. Суховой, В. А. Хитров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

При анализе интенсивностей двухквантовых каскадов, возбуждаемых при захвате тепловых нейтронов для примерно 40 ядер из области масс $40 \leq A \leq 200$, получены максимально достоверные на сегодняшний день значения плотности уровней в фиксированном спиновом окне и сумм радиационных силовых функций каскадных γ -переходов. Максимальная достоверность этих данных обеспечивается условиями эксперимента: минимально возможными коэффициентами переноса ошибок и практически однозначным решением задачи определения параметров процесса γ -распада на основе измеренных спектров. Экспериментальные данные аппроксимированы суммой парциальных плотностей уровней, соответствующих возбуждению n квазичастиц.

Ступенчатые структуры, обнаруженные в плотности уровней при энергии возбуждения менее 3–4 МэВ, с хорошей точностью описаны как суперпозиция двух- или трехквазичастичных и вибрационных возбуждений с коэффициентом коллективного увеличения плотности $K_{\text{coll}} \approx 10$ –20. Им соответствует коррелированное по энергии возбуждения максимальное усиление радиационных силовых функций первичных γ -переходов. Плотность уровней при больших энергиях возбуждения хорошо воспроизводится при учете разрыва еще двух, как минимум, куперовских пар нуклонов. Увеличению числа возбужденных в ядре квазичастиц соответствует безусловное уменьшение радиационных силовых функций первичных γ -переходов распада компаунд-состояния. Но максимально возможное значение парциальных ширин первичных переходов при уменьшении их энергии регулярно возрастает.

Некоторая неоднозначность результатов аппроксимации и расхождение с существующими теоретическими представлениями об энергетической зависимости корреляционных функций нуклонов в возбужденном ядре указывают на возможность прямого получения из экспериментальных данных принципиально новой информации о структуре возбужденных уровней ядра в диапазоне связи нейтрона, прежде всего — параметров зависимости корреляционных функций нуклонов от энергии возбуждения ядра.

Analysis of the two-step cascade intensities, that are excited in thermal neutrons capture, for approximately 40 nuclei from the mass region $40 \leq A \leq 200$, gives maximally reliable today values of the level density for the fixed spin window and the sums of the radiative strength functions of cascade gamma-transitions. The maximum reliability of these data is provided by the experiment conditions: minimally possible transfer coefficients of errors and practically unique extraction of the process parameters from the measured spectra.

Step-like structures in the level density at the excitation energy less than 3–4 MeV with good precision are described within the framework of this idea as the superposition of two- (three-quasiparticle in odd A nuclei) and vibration excitations with the coefficient of a collective enhancement in the density $K_{\text{coll}} \approx 10\text{--}20$. To them corresponds the correlated on the excitation energy maximal enhancement of radiative strength functions of primary gamma-transitions.

The level density at the higher excitation energies is reproduced well upon consideration of the break of two more, as the minimum, Cooper pairs of nucleons. The unconditional decrease of the radiative strength functions of the primary gamma-transitions of the compound-state decay corresponds to an increase in the number of quasiparticles excited in the nucleus. But a maximally possible value of partial widths of primary transitions with the decrease of their energy regularly grows. A certain ambiguity of results of approximation and divergence with the existing theoretical ideas about the energy dependence of the correlation functions of nucleons in the excited nucleus indicates the possibility of direct obtaining from the experiment of fundamentally new information about the structure of the nucleus excited levels in the range of the neutron binding energy and, first of all, the possibility of obtaining the parameters of the dependence of the correlation functions of nucleons on the excitation energy of nucleus.

ВВЕДЕНИЕ

Плотность уровней ρ и силовые функции k эмиссии любых продуктов ядерных реакций (ниже B_n — только γ -квантов) являются, в первую очередь, универсальными параметрами для тестирования ядерных моделей. Но качество нового модельного представления и его возможности по предсказанию любых параметров неизученных ядер с точностью современного эксперимента (и большей) лимитируются достоверностью экспериментальных данных, использованных как для создания модели, так и для ее параметризации. В приложении к проблеме определения плотности уровней и средних вероятностей эмиссии γ -квантов, например, необходимая степень достоверности достигается только в случае, если определение искомым параметров изучаемых ядер из экспериментальных спектров может быть осуществлено практически однозначно и без привлечения предположений и гипотез, явно противоречащих накопленной информации о свойствах ядра.

При выполнении этих двух условий в используемых для создания модели экспериментальных данных должны быть выявлены все источники существенных систематических погрешностей определяемых величин. А полные ошибки экспериментальных данных должны иметь предельную величину, обеспечивающую возможность определения направления дальнейшего развития модели в сторону наиболее адекватного описания происходящих в ядре процессов. То есть эксперимент должен обеспечивать надежную и объективную селекцию конкурирующих теоретических представлений. Как можно видеть из сводного описания [1] современного уровня используемых в практических расчетах модельных представлений о плотности уровней и радиационных силовых функциях, такая селекция является в настоящее время одной из основных задач ядерной физики низких энергий.

Высокая надежность модельных представлений о плотности уровней любого ядра в широком интервале энергии его возбуждения в настоящее время требуется в практических приложениях ядерной физики. Так, точность оценки сечений для материалов и топлива [2] ядерного энергетического цикла непосредственно определяет его экономичность и безопасность. Точность процесса оценки сечений непосредственно определяется точностью модельных представлений о ядре и, в частности, о плотности уровней ниже энергии связи нейтрона.

К сожалению, существенная часть полученных к настоящему времени данных о ρ и k реально имеет чрезмерно большую и принципиально не устраняемую в рамках существующих методик эксперимента и алгоритмов его анализа систематическую погрешность. Она связана со спецификой извлечения плотности уровней и радиационных силовых функций из экспериментально измеряемых спектров в ситуации, когда недостаточное разрешение имеющихся спектрометров продуктов ядерной реакции не позволяет выделять индивидуальные уровни ядра и найти ее значение как отношение числа наблюдаемых уровней к интервалу энергии возбуждения.

Интенсивность большинства измеряемых в эксперименте спектров в широких интервалах энергий регистрируемых продуктов ядерной реакции пропорциональна произведению ρ и k . Это приводит к сильной корреляции искомых параметров, и при неизбежном наличии систематических ошибок измеряемых спектров система описывающих их уравнений обычно становится вырожденной. Это наблюдается даже при значительном превышении количества экспериментальных данных над числом определяемых параметров. В этой ситуации процесс переноса ошибок автоматически приводит также к существенному возрастанию систематических погрешностей найденных значений как ρ , так и k . Использование модельно рассчитанных значений вероятности эмиссии нуклонов, например, при определении плотности уровней из испарительных спектров ядерных реакций [3] снимает проблемы вырождения системы уравнений и неоднозначности определяемых параметров, но приводит к появлению неизвестной систематической погрешности определяемых значений ρ . Она связана с недостаточной точностью вычисления вероятности эмиссии продуктов ядерной реакции. Скорее всего, эта ситуация появляется из-за невозможности учета в обычно используемых моделях реальной структуры ядра в области наиболее быстрого ее изменения. Требуемая точность расчета должна быть несколько лучшей, чем точность современных экспериментальных данных. Для области возбуждений порядка 5–10 МэВ над основным состоянием такая точность модельных расчетов силовых функций явно не достигнута. На это прямо указывает большое число ядерных потенциалов [1], которые могут быть использованы [3] в расчетах парциальных сечений ядерных реакций в оптической модели ядра. Эти потенциалы определяются из взаимодействия нуклонов и легких ядер с ядром, находящемся в основном

состоянии. Для точного же воспроизведения парциальных сечений ядерных реакций требуется оптический потенциал, учитывающий отличие структуры возбужденных уровней ядра от структуры основного состояния.

Основная гипотеза в методике типа [3] о возможности расчета вероятности эмиссии продукта ядерной реакции с приемлемой точностью в рамках оптической модели ядра также противоречит современным теоретическим расчетам, базирующимся на экспериментальных данных высокого разрешения о вероятностях эмиссии продуктов ядерной реакции с возбуждением конкретных уровней (см., например, [4]). Спектроскопический фактор реакций передачи одного нуклона в сверхпроводящей модели ядра равен $S = \sum (\sum C a P)^2$. Здесь C — амплитуда одночастичной компоненты волновой функции возбуждаемого в ядерной реакции уровня, a — нильсоновские компоненты одночастичной волновой функции и P — коэффициенты канонического преобразования Боголюбова. Расчеты по квазичастично-фононной модели ядра демонстрируют явную и сильную [4] зависимость S от степени фрагментации одночастичных состояний по возбужденным уровням ядра. Поскольку фрагментация является универсальным процессом и распространяется на любые типы ядерных возбуждений, то это означает, что модельные расчеты типа [3] по этой причине содержат неизвестную систематическую погрешность. Ее величина может быть оценена только на основе эксперимента.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ДОСТОВЕРНЫХ ДАННЫХ О ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ И РАДИАЦИОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЯХ В ДИАПАЗОНЕ $E_{\text{возб}} \approx B_n$

Прямое экспериментальное определение плотности уровней и радиационных силовых функций возможно только в случае, когда расстояние между уровнями заметно превышает ширину аппаратной линии используемого в эксперименте спектрометра. Практически, в зависимости от массы изучаемого ядра, это область его низколежащих уровней ($E_{\text{возб}} < 1-3$ МэВ) и область нейтронных (протонных) резонансов шириной от нескольких кэВ до нескольких МэВ.

Важность этих данных определяется тем обстоятельством, что они используются для нормализации значений искомых параметров в любой из разработанных к настоящему времени методик. А в случаях одновременного определения как ρ , так и k в анализе всегда используется и значение полной радиационной ширины резонансов [5]. Перечисленные данные также вносят дополнительные, но коррелирующие для различных методик погрешности в найденные значения ρ и k . Они могут быть значительными только в случае, если существующие представления о ядре содержат принципиальные ошибки.

Принимается обычно, что эти нормирующие величины не могут содержать неизвестных систематических погрешностей. А их отклонения от модельных значений имеют общепринятые объяснения. Если это не так, то использование ошибочных данных и некорректных представлений может привести к ложным заключениям о природе процессов, происходящих в ядрах. Например, хорошо известное отклонение плотности низколежащих уровней от экспоненциально возрастающей функции объясняется, без доказательства, их пропуском при достаточно больших энергиях возбуждения ядра из-за наличия порогов регистрации продуктов ядерной реакции. Это — базовое предположение при параметризации ферми-газовых моделей плотности уровней. Но, как впервые показала аппроксимация [6] распределения случайных значений сумм интенсивностей каскадов в небольших интервалах энергий их первичных переходов, указанный эффект связан в основном не с пропуском уровней, а с отклонением реальной плотности уровней от модельных представлений ферми-газа (см., например, [7]). То есть значения плотности уровней и связанных с нею радиационных силовых функций первичных γ -переходов при энергии возбуждения несколько МэВ весьма существенно зависят от структуры ядра. Если аналогичные структурные эффекты имеют место и в области разрешенных резонансов, то экспериментально найденные значения [5] их плотности D_{λ}^{-1} могут быть существенно занижены. А реализованные к настоящему времени три методики определения функциональной зависимости плотности уровней в области неразрешенных уровней (две разработанные в последнее время обеспечивают и одновременное определение k) могут по этой причине иметь дополнительные и весьма значительные погрешности.

Описание данных по интенсивностям двухквантовых каскадов с точностью эксперимента в рамках модельных представлений невзаимодействующего ферми-газа и близких к ним по форме зависимости от энергии возбуждения моделей плотности уровней полностью невозможно. И это обстоятельство демонстрирует настоятельную необходимость разработки новых методик определения основных параметров каскадного γ -распада ядер с любой и самой высокой плотностью уровней. К выводу о необходимости разработки новых методик определения основных параметров ядра приводят и данные о невозможности воспроизведения флуктуаций интенсивности [8] вторичных γ -квантов при захвате резонансных нейтронов. Это справедливо при использовании представлений о ядре как о системе невзаимодействующих ферми-частиц и плавном изменении радиационных силовых функций.

При разработке новых методик определения ρ и k требуется принять во внимание следующие обстоятельства:

- с одной стороны, исходя из базовых принципов математической статистики экстракция большого числа неизвестных параметров из данных эксперимента обычно требует избыточного числа определяемых в нем значений;

- с другой стороны, система функциональных связей искомых параметров с измеряемыми спектрами должна обеспечивать и однозначность определения, и минимальность ошибок искомых величин.

Эти два условия, по всей видимости, невозможно удовлетворить в случаях использования любых спектров, соответствующих регистрации продуктов реакции одиночными детекторами (нуклонов или γ -квантов) для определения плотности уровней и силовых функций эмиссии продуктов реакции. Поэтому для определения основных параметров ядра с более высокой точностью, чем достигнутая в настоящее время, необходимы экспериментальные данные иного типа. Эксперимент предоставляет для этого единственную возможность — регистрацию продуктов ядерной двухступенчатой реакции в совпадениях.

2. ОСНОВНЫЕ СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ КАСКАДНОГО ГАММА-РАСПАДА КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ

Детальное систематическое экспериментальное изучение свойств ядер в диапазоне энергии связи нейтрона B_n стало возможным только после начала применения [9] методики суммирования амплитуд совпадающих импульсов с Ge-детекторов для выделения каскадов γ -переходов между нейтронным резонансом и группой его же низколежащих уровней. Обязательным условием является фиксация при энергии B_n одного или нескольких высоковозбужденных уровней (компаунд-состояний) с допустимым разбросом их энергий максимум в несколько кэВ. То есть при захвате тепловых и/или резонансных нейтронов, а также в ядерных реакциях, сопровождаемых каскадами γ -переходов, при условиях эксперимента, обеспечивающих указанный выше максимальный разброс энергий исходных уровней. Тогда необходимые для анализа случаи полного поглощения энергии двухквантовых γ -переходов концентрируются в узких пиках полученного с помощью обычных Ge-детекторов спектра сумм амплитуд совпадающих импульсов. Незбежный фон под этими пиками аппроксимируется с предельно возможной точностью и, следовательно, определяется в том же самом эксперименте.

При этих условиях методика позволяет выделять в форме предельно простых и очень удобных для последующего анализа спектров суммарную интенсивность каскадов $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ в любом заданном интервале энергий их первичных переходов [10] (независимо от плотности промежуточных уровней) с достаточно малой [6] систематической погрешностью.

Тем самым появилась возможность перейти от использования в модельном описании происходящих в ядре процессов непроверяемых гипотез о его свойствах в неизученной области энергий возбуждения к прямому экспери-

ментальному определению [11] его важнейших параметров — плотности возбужденных уровней и радиационных силовых функций, сопровождающих реакцию γ -переходов. И тем самым — к безмодельному изучению его структуры с обеспечением максимально возможной достоверности получаемых заключений.

Интенсивность каскадов, связывающих компаунд-состояние λ и группу низколежащих уровней f , как функция энергии E_1 их первичного γ -перехода определяется параметрами изучаемого процесса и описывается следующим соотношением:

$$I_{\gamma\gamma}(E_1) = \sum_{\lambda, f} \sum_i \frac{\Gamma_{\lambda i} \Gamma_{if}}{\Gamma_{\lambda} \Gamma_i} = \sum_{\lambda, f} \frac{\Gamma_{\lambda i}}{\langle \Gamma_{\lambda i} \rangle m_{\lambda i}} n_{\lambda i} \frac{\Gamma_{if}}{\langle \Gamma_{if} \rangle m_{if}}. \quad (1)$$

Энергия возбуждения ядра (энергия промежуточного уровня каскада E_i) однозначно определяется энергией E_1 : $E_i = B_n - E_1$.

Функционал (1) зависит как от отношений парциальных и полных радиационных ширин Γ первичных E_1 и вторичных E_2 γ -переходов каскадов между уровнями λ , i и f , так и от числа $n(m) = \rho \times \Delta E$ возбуждаемых при этом в различных интервалах энергии возбуждения уровней. Степень детализации, с которой может быть определена форма энергетической зависимости и плотности уровней, и радиационных силовых функций, зависит от ширины интервала усреднения интенсивностей каскадов ΔE . Хороший компромисс между реальными возможностями современной детекторной и вычислительной техники и неизбежными флуктуациями парциальных ширин достигается при значениях $\Delta E \approx 50-100$ кэВ.

Тип каскадного перехода (дипольный электрический или магнитный), спин и четность возбуждаемого при этом промежуточного уровня i однозначно определяются известными значениями J^π уровней λ и f . Практическое отсутствие каскадов между уровнями с $|J_\lambda - J_f| > 2$ исключает необходимость учета в анализе типа [11] переходов высших мультипольностей и предоставляет возможность для определения, в частности, спина резонанса. Для удобства прямого сопоставления найденных радиационных силовых функций и $E1$ -, и $M1$ -переходов в ядрах различной массы A их целесообразно определять в форме

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

и использовать для взаимной нормировки экспериментально измеренные и аппроксимированные в [12] вблизи B_n отношения $k(M1)/k(E1)$. Учет внутренней конверсии γ -квантов и формы линии Ge-детектора при пороге регистрации $E_\gamma > 520$ кэВ не требуется.

Интенсивность каскадов в выражении (1) пропорциональна производной dk/dE и, в первом приближении, обратно пропорциональна ρ . Это обеспечивает максимальную чувствительность эксперимента в области наименьших

значений ρ . То есть в областях энергии возбуждения, где влияние структуры ядра на параметры исследуемой ядерной реакции должно быть максимальным. Принципиально иная форма связи между искомыми параметрами по сравнению с обычными испарительными и γ -спектрами обеспечивает и наименьшее влияние корреляции параметров на их реальную погрешность.

2.1. Систематические погрешности плотности уровней. Указанный эксперимент имеет следующие источники потенциально весьма значительных систематических погрешностей. Они связаны с возможностью:

- наличия чрезмерной систематической ошибки нормировки интенсивностей $I_{\gamma\gamma}$ и

- антикорреляции разности экспериментального и рассчитанного в рамках некоторых моделей ρ и k значений интенсивностей каскадов с первичными переходами E_1 и интенсивности каскадов с вторичными переходами из тех же интервалов энергий. Математически это означает, что любой экспериментальный спектр интенсивностей двухквантовых каскадов является линейной суммой двух неизвестных величин и имеет, соответственно, бесконечное количество возможных решений. Он может быть воспроизведен бесконечным количеством различных моделей. Хотя из-за нелинейности системы (1) относительно неизвестных ρ и k интервал их возможных значений даже в этом случае является конечным;

- различия энергетической зависимости радиационных силовых функций вторичных переходов каскадов относительно принятого при расчете значения $I_{\gamma\gamma}$.

Условия эксперимента по определению интенсивностей двухквантовых каскадов не позволяют осуществлять их прямую нормировку с хорошей точностью непосредственно в ходе эксперимента из-за неизбежных значительных погрешностей определения числа захватов в мишени и абсолютной эффективности регистрации каскадов. Более точно это можно сделать, отнормировав относительные интенсивности $i_{\gamma\gamma}$ наиболее сильных каскадов из наблюдаемых в эксперименте на их же известные абсолютные значения:

$$A_{\gamma\gamma} = i_1 \times \frac{i_2}{\sum i_2}. \quad (3)$$

Последние максимально точно можно рассчитать на основе известных абсолютных интенсивностей их первичных γ -переходов i_1 и известных (или легко определяемых в том же самом эксперименте) коэффициентов ветвления $i_2/\sum i_2$ при распаде промежуточного низколежащего уровня каскада.

При таком способе нормировки ожидаемая систематическая погрешность $\delta I_{\gamma\gamma}$ интенсивности каскадов определяется практически полностью [9] погрешностью измеренных к настоящему времени интенсивностей наиболее сильных первичных γ -переходов каскадов. Погрешности определения коэф-

коэффициентов ветвления по условиям эксперимента имеют заметно меньшие значения. В результате сопоставления величин i_1 из имеющихся наборов данных, приведенных в [13] и [14], видим, что вероятная погрешность $\delta A_{\gamma\gamma}$ может быть оценена значением ≈ 10 – 20 %. И, следовательно, систематическая погрешность определения абсолютного значения интенсивности двухквантовых каскадов, скорее всего, не превышает для большинства изученных ядер ≈ 20 – 25 %.

Коэффициенты переноса ошибки $\delta I_{\gamma\gamma}$ на значения $\delta\rho$ и δk оценены в [15] для четно-нечетных изотопов вольфрама и осмия для всех значений энергий их возбуждения. Вариация возможной погрешности в интервале $-25 \leq \delta I_{\gamma\gamma}/I_{\gamma\gamma} \leq 25$ % изменяет найденные значения плотности уровней ниже $0,5 B_n$ менее чем в 2 раза, а радиационных силовых функций на уровне того же диапазона возбуждения ядра — менее чем в 3 раза. С обязательной инверсией знака погрешностей ρ и k в области более высоких энергий возбуждения.

Следует отметить, что большая, чем ± 25 %, погрешность $I_{\gamma\gamma}$ вполне возможна в тех ядрах, в которых сечение захвата тепловых нейтронов измерено с большой относительной систематической погрешностью. В этих случаях амплитуда ожидаемой относительной погрешности ρ и k может существенно возрасти по сравнению с полученными в [15] результатами. Для некоторых ядер эта проблема может быть полностью устранена [4] в результате сопоставления интенсивностей захватных γ -лучей и известных абсолютных интенсивностей γ -лучей последующего β -распада составного ядра. Но для большинства представленных ниже ядер можно только предполагать, что значительные (больше ~ 20 – 25 %) систематические погрешности сечений захвата тепловых нейтронов могут быть только в немногих ядрах. И они имеют разные знаки. Из данных последней компиляции сечений захвата тепловых нейтронов [16] следует, что относительная погрешность этих данных для представленных здесь ядер превышает ~ 10 % только для мишеней ^{39}K , ^{117}Sn , ^{124}Te , $^{136,138}\text{Ba}$, ^{173}Yb , $^{187,189}\text{Os}$.

Вторая ошибка связана с невозможностью аппаратурного определения порядка следования квантов в основной массе наблюдаемых каскадов. Она в полном масштабе проявляется в любом анализе [17], использующем для извлечения информации о ρ и/или k факт равенства непосредственно экспериментально наблюдаемых интенсивностей и их же значений, рассчитанных для тестируемых функциональных зависимостей параметров от энергии. Согласно [18] эта ошибка может приводить к тому, что экспериментальные спектры точно воспроизводятся плотностью уровней и радиационными силовыми функциями, отличающимися от искомым, возможно, в несколько десятков раз. Указанная ошибка практически сводится к нулю только в том случае, когда из экспериментальных спектров определяется [10] зависимость интенсивности каскадов от энергии их первичного перехода.

В указанном алгоритме используется экспериментально установленный факт: даже в ядрах с максимальной плотностью уровней основная доля интенсивности каскадов с энергиями промежуточного уровня менее $\approx 0,5B_n$ наблюдается в эксперименте в виде пар энергетически разрешенных пиков. Порог их регистрации много меньше среднего значения и при использовании вполне ординарных детекторов. А каскады с первичными γ -переходами из того же интервала энергий регистрируются в основном в форме сплошного распределения малой амплитуды.

Суммарный фон в любых экспериментальных спектрах интенсивностей двухквантовых каскадов равен погрешности определения подложки под соответствующими пиками полного поглощения энергии каскада HPGe-детекторами и не превышает нескольких процентов от значения $I_{\gamma\gamma}$ для каждого конечного их уровня. Он практически равномерно [9] распределен по всему экспериментально измеряемому распределению интенсивностей каскадов. Поэтому методически точный алгоритм определения порядка следования квантов в каскадах [19] в совокупности с полученными ядерной спектроскопией результатами [20] позволяют с высокой достоверностью определить порядок следования квантов в них и тем самым найти форму энергетической зависимости экспериментальных значений $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ с относительной систематической ошибкой, не превышающей в худшем случае [6] 0,01–0,05.

Третью по порядку убывания значимости систематическую ошибку в результаты методики [11] вносит использование представления об одинаковой форме энергетических зависимостей радиационных ширин первичных и вторичных γ -переходов заданной мультипольности и одной и той же энергии. Эта проблема была частично решена [21] при экспериментальном определении ρ и k на основе интенсивностей $I_{\gamma\gamma}$ двухквантовых каскадов путем использования экспериментальной информации о полной каскадной заселяемости $P = \sum i_2$ максимального числа уровней. Имеющиеся [13, 14] литературные данные для i_1 и i_2 позволяют найти значения каскадной заселяемости $P - i_1$ для ~ 100 уровней с энергией возбуждения $E_{\text{возб}} < 0,5 B_n$ во многих ядрах, для которых определена интенсивность двухквантовых каскадов на низколежащие уровни. Основной результат совместного анализа [22] распределения интенсивностей двухквантовых каскадов на низколежащие уровни и данных о заселяемости вышележащих для двух десятков ядер: плотность уровней при учете зависимости радиационных силовых функций от энергии распадающегося уровня несколько уменьшается по сравнению с данными [11], этот эффект не учитываемыми. А ошибка $\delta\rho$, получаемая из сопоставления определенной согласно [11] и [22] плотности уровней, относительно невелика для каждого из этих ядер. Поэтому учет различия энергетических зависимостей не приводит к принципиальному изменению формы энергетической зависимости ρ относительно полученной в ранее изученных [11] ядрах. Это справедливо, по крайней мере, для четно-четных и четно-нечетных составных

ядер. На этом основании в выполненную ниже аппроксимацию включены и нечетно-нечетные составные ядра из области масс $80 \leq A \leq 198$, для которых информация о $P - i_1$ в необходимом объеме отсутствует. Гипотеза об ожидаемой для них небольшой величине и известном знаке систематической погрешности введена на основании общей формы [11] энергетической зависимости ρ в ядрах с различной четностью числа нуклонов.

Рассматриваемая систематическая погрешность влияет на результаты методики [11] в значительно меньшей степени, чем в [23], благодаря тому, что выявленные изменения радиационной силовой функции вторичных γ -переходов имеют различный знак для различных энергий возбуждения, суммируются в Γ_i с множителем E_γ^3 (2) и поэтому относительно слабо изменяют полную радиационную ширину промежуточного уровня каскадов в выражении (1). Это заключение справедливо, естественно, только для полученных к настоящему времени данных об интенсивностях двухквантовых каскадов на конечные уровни с энергией не более 0,5–1 МэВ. Непосредственно и в полной мере эффект усиления радиационных силовых функций вторичных γ -переходов относительно аналогичных величин первичных переходов той же мультипольности и энергии должен проявиться в интенсивностях двухквантовых каскадов на конечные уровни с энергией $E_f > 1$ МэВ.

Технических и методических препятствий для уменьшения величин первых двух систематических погрешностей не имеется; не существует и принципиально неустранимых препятствий для получения экспериментальной информации о степени зависимости радиационных силовых функций γ -переходов одной и той же мультипольности и энергии от энергии возбуждения распадающихся уровней. Последнее может быть выполнено, по крайней мере в настоящее время, для сумм силовых функций дипольных электрических и магнитных γ -переходов. Третья систематическая погрешность завышает определяемое в [11] значение плотности уровней. Независимый вывод на этот счет может быть сделан также и на основе следующих соображений.

При определении ρ и k на основе интенсивностей двухквантовых каскадов всегда привлекается информация об экспериментальных значениях полных радиационных ширин распадающихся компаунд-состояний. Это приводит к появлению очень сильной (хотя и не однозначной) антикорреляции значений ρ и k . Но следует учесть, что определенные согласно (2) на основе интенсивностей первичных переходов i_1 [13, 14] случайные значения k в среднем должны равняться найденным с помощью методик, приведенных в работах [11] или [22], значениям в любом интервале энергий возбуждения. Для первичных γ -переходов на низколежащие уровни (где в эксперименте установлена их большая часть) при справедливости гипотезы [24] доля индивидуальных значений k , превышающих найденные суммы $k(E1) + k(M1)$, не должна быть большей чем $\approx 50\%$. Это утверждение вполне корректно, если силовые функции электрических переходов в рассматриваемой области

энергий возбуждения много больше соответствующих значений магнитных переходов и около половины уровней имеют четность, противоположную четности компаунд-состояния. Отсюда непосредственно следует, что представленные ниже силовые функции в четно-четных деформированных ядрах ^{150}Sm , $^{156,158}\text{Gd}$ и ^{168}Er , скорее всего, занижены, а плотности уровней ρ завышены из-за недостаточности использованной в [22] информации о степени увеличения радиационных силовых функций вторичных переходов каскадов на уровни с энергией возбуждения выше ~ 4 МэВ. Противоположного вывода для ^{60}Co , и особенно для ^{118}Sn , сделать нельзя из-за отсутствия для этих ядер необходимого количества уровней отрицательной четности в области возбуждения $E_{\text{возб}} < 6$ МэВ. Естественно, что при отсутствии уровней с четностью, необходимой для возбуждения электрическими переходами, ошибки $k(E1)$ в длинных итерационных процессах [11, 22] могут иметь любую величину. Но они не могут влиять на расчетное значение интенсивности каскадов.

2.2. Систематические погрешности определения индивидуальных значений парциальных радиационных ширин. Максимальная информация о процессе каскадного γ -распада может быть экстрагирована только при совместном анализе всей совокупности полученных в эксперименте и имеющихся данных. Например, селекция различных представлений о структуре возбужденных состояний ядра не может быть осуществлена только на основе данных о плотности уровней. Поэтому не вызывает сомнения необходимость одновременного модельного воспроизведения в рамках единых представлений и средней плотности уровней, и средних значений радиационных силовых функций. К сожалению, этой информации может оказаться недостаточно. В результате для развития модельных представлений, адекватных современному эксперименту, как показано ниже, может потребоваться дополнительное сопоставление значений ρ , k из [11, 22] и случайных значений парциальных радиационных ширин (2) индивидуальных первичных γ -переходов распада нейтронного резонанса для всей области их возможных значений. Необходимые для этого данные по i_1 можно получить как из [13, 14], так и из очевидного условия: $i_1 \geq \sum i_{\gamma\gamma}$.

Отсюда возникает необходимость оценки возможных систематических погрешностей определения энергии и интенсивности индивидуальных каскадов, прежде всего, около порогов их регистрации в виде пар разрешенных пиков. Ложные данные по интенсивностям γ -переходов и каскадов могут появиться здесь из-за наличия:

- чрезмерных систематических ошибок значений интенсивностей $i_{\gamma\gamma}$, i_1 и i_2 ;

- неверного определения порядка следования квантов i_1 и i_2 в каскадах.

Так, при выделении индивидуальных каскадов в виде пар разрешенных пиков с минимально возможным порогом их регистрации следует учитывать следующие источники систематических погрешностей $i_{\gamma\gamma}$:

а) случайная группировка событий в разностном спектре (результат вычитания фона) в парах ложных «пиков»;

б) регистрация трехквантовых каскадов парой детекторов в пиках полного поглощения каждого кванта.

Случайные флуктуации числа отсчетов в шумовой линии могут сгруппироваться в пикообразные структуры. В рамках очевидного предположения о том, что равные площади случайных «пиков» в области отрицательного/положительного числа событий имеют [9] одинаковую вероятность появления, выделение ложных пиков из части спектра с отрицательным числом событий обеспечивает максимально объективное определение минимальной интенсивности каскадов, гарантирующей появление в полученном наборе выявленных каскадов, например, не более одного ложного значения $i_{\gamma\gamma}$.

Часть фоновых событий связана с регистрацией каскадов с большей суммарной энергией таким образом, что один из квантов регистрируется в пике полного поглощения, а второй — в «комптоновском» распределении. При использовании метода [25] соответствующие события формируют специфические знакопеременные распределения с нулевым математическим ожиданием их площади. Они могут маскировать истинные каскады. Идентификация положения и минимизация [26] суммарной площади таких структур не вызывает никаких проблем, поскольку необходимые для их расчета параметры интенсивных каскадов с большей суммарной энергией определяются весьма точно в том же самом эксперименте.

Вероятность регистрации любого каскадного кванта с энергией выше $\sim 0,5$ МэВ в пике полного поглощения в выполненных к настоящему времени экспериментах не превышает 1%. Экспериментально суммарную интенсивность трехквантовых каскадов (вместе с двухквантовыми каскадами с одним чисто квадрупольным квантом) можно прямо оценить из доли событий, соответствующих возможным каскадам на конечные уровни с разностью спинов $|J_\lambda - J_f| = 3$. Ни в одном из 50 до сих пор исследованных ядер она не превышает нескольких десятых долей процентов распадов компаунд-состояния. Причем во многих ядрах такие каскады вообще наблюдать не удалось.

С учетом многообразия вариантов значений энергий γ -переходов трехквантовых каскадов эти события формируют широкий спектр пиков некоторой амплитуды. Последняя тем меньше, чем больше таких вариантов. Соответственно, максимальное значение абсолютной интенсивности трехквантового каскада с заданной энергией третьего кванта, скорее всего, не может превышать $\sim 10^{-4}$ распадов. Этот ложный эффект быстро уменьшается при увеличении энергии E_i уровня, возбуждаемого первой парой каскадных, а не единственным первичным γ -переходом. В частности, искажения найденных величин $P - i_1$ за счет регистрации трехквантовых каскадов и соответствующего возрастания $i_{\gamma\gamma}$ являются малозначительными в области энергий возбуждения ядра $E_{\text{возб}} > 2-3$ МэВ. А именно при таких энергиях и

наблюдается максимальное влияние структуры ядра на форму зависимости k от E_{ex} .

Для обеспечения минимальной статистической ошибки в определении площадей и положений индивидуальных пиков в спектрах сумм амплитуд совпадающих импульсов $E_1 + E_2 = B_n - E_f$ необходимо использование численного метода улучшения разрешения [25], не уменьшающего эффективность их регистрации. Он позволяет получать в современном эксперименте [26] распределения интенсивности каскадов как функцию энергии одного из их квантов с энергетическим разрешением от 1,5 кэВ при энергии одного из квантов $E_1 = 1$ МэВ и 2,4 кэВ — для равных их энергий соответственно. В результате каждый экспериментальный спектр является парой зеркально-симметричных распределений с пиками, ширина которых обычно не превышает 3–4 каналов. Наиболее интенсивные каскады наблюдаются в любых экспериментальных спектрах в форме пар энергетически разрешенных пиков. Основная неоднозначность извлекаемых отсюда спектроскопических данных о ядрах с любой плотностью уровней связана с невозможностью экспериментального определения времени жизни промежуточного уровня каскада и, соответственно, порядка следования квантов E_1 и E_2 в нем. Он может быть установлен чисто экспериментально в рамках очевидного факта равенства энергии первичных переходов в каскадах с одним и тем же промежуточным, но разными конечными уровнями [19]. Методика [19] его определения по методу максимального правдоподобия, естественно, не может обеспечить безошибочный выбор положения промежуточного уровня каскада из двух возможных вариантов. Минимизация этой ошибки может быть достигнута только при учете всего комплекса [20] спектроскопической информации, накопленной для рассматриваемого ядра.

Практически такая спектроскопическая информация используется для идентификации [27] низкоэнергетических первичных переходов каскадов при отсутствии установленного в любых предшествующих экспериментах низколежащего уровня, который мог бы возбуждаться каскадным переходом большей энергии. А сопоставление энергий каскадных γ -переходов с аналогичными данными для спектров γ -лучей радиационного захвата медленных нейтронов позволяет в ряде случаев определить интенсивность (случайную парциальную ширину $\Gamma_{\lambda i}$) наиболее сильных первичных переходов с их энергией, включающей область $E_1 < 0,5B_n$. И тем самым — определить случайное значение соответствующей силовой функции $k(E1)$ или $k(M1)$. Точность определения интенсивности низкоэнергетического первичного перехода каскада ограничивается наложением пиков в экспериментальных данных типа [13, 14] и погрешностями определения его энергии как в эксперименте типа [26], так и в [13, 14].

Точную количественную оценку доли ложных каскадов с низкоэнергетическими первичными γ -переходами как результирующую для всех пере-

сленных выше факторов выполнить невозможно. Но не вызывает сомнения тот факт, что она не может достигать 100 % от числа наблюдаемых (см. ниже рис. 8–10) каскадов с вероятными низкоэнергетическими первичными γ -переходами. И эта доля должна уменьшаться при использовании более эффективных спектрометров совпадений с Ge-детекторами.

2.3. Степень достоверности определения данных для ρ и k из интенсивности каскадов. Таким образом, оценка возможных максимальных систематических погрешностей значений ρ и k , извлекаемых из интенсивностей двухквантовых каскадов, показывает, что принципиальное расхождение полученных значений плотности уровней с данными других экспериментов не может быть объяснено только систематическими ошибками [11, 22] и в большей степени обусловлено систематическими погрешностями методик [3, 23].

Принципиальное преимущество работ [11, 22] относительно альтернативных методик определения только плотности уровней [3] и одновременного — ρ и k [23] в целом обусловлено следующими факторами:

а) благодаря аппаратурному отбору только случаев полного поглощения энергии каскада, высокому разрешению и стабильности полупроводниковых детекторов спектры двухквантовых каскадов измеряются с меньшей систематической погрешностью относительно полных γ -спектров, измеряемых с помощью сцинтилляционных детекторов в экспериментах на пучках заряженных частиц [23];

б) величина $I_{\gamma\gamma}$ зависит от абсолютного значения плотности уровней (используемые альтернативными методиками в их существующих [3, 23] вариантах спектры не зависят от абсолютных значений ρ и k);

в) именно поэтому в методике [11, 21] есть коэффициенты переноса ошибок $\delta I_{\gamma\gamma}$ спектра на значения $\delta\rho$ и δk , на ~ 2 порядка [15] меньшие, чем [23]. И нет неизвестных систематических ошибок, связанных с использованием [3] модельно рассчитываемых величин;

г) в силу условия б) существует физически детерминированное и существенное ограничение интервала возможных значений ρ и k , точно воспроизводящих как интенсивность каскадов в качестве функций энергии их первичного перехода, так и прочие функционалы процесса каскадного γ -распада компаунд-состояния любого ядра;

д) особо следует подчеркнуть, что фиксация в выражении (1) спинов уровней, для которых определяется плотность уровней, практически однозначна, а аналогичных по этому параметру экспериментальных результатов до сих пор не существует.

Следует заметить, что имеется специфическая и принципиально не устранимая погрешность определения ρ и k из интенсивностей каскадов. Она обусловлена превышением числа неизвестных параметров в (1) над числом экспериментально измеренных значений $I_{\gamma\gamma}$. Соответственно, конкретные значения $I_{\gamma\gamma}$ могут быть воспроизведены с одинаковым χ^2 бесконечным на-

бором определяющих их параметров. Но область возможных значений ρ и k всегда ограничена при условии, что отношение силовых функций первичных и вторичных переходов одной и той же энергии и мультипольности однозначно зафиксировано для любых энергий распадающихся уровней. Этот вывод впервые сделан в [11] на основании независимости конечных значений ρ и k от начальных данных итерационного процесса. Исключений из него до сих пор не обнаружено.

Величина неизбежного разброса конкретных случайных значений ρ и k относительно их среднего для реализованного набора итерационных процессов [11] минимальна в том случае, если для определения параметров каскадного γ -распада используется вся имеющаяся для исследуемого ядра экспериментальная информация. При соблюдении этих условий интервал, в котором ожидаются предельно возможные вариации ρ и k при нулевой полной погрешности $I_{\gamma\gamma}$, не может превышать нескольких десятков процентов. Последнее справедливо, естественно, если используемое в [11, 22] значение $I_{\gamma\gamma}$ является [10] функцией энергии только первичного перехода каскада.

Потенциально полученные значения ρ и k могут быть искажены из-за влияния структуры всех трех уровней каскадов на их интенсивность. При этом структура распадающегося компаунд-состояния может влиять на $I_{\gamma\gamma}$ в широком интервале энергии возбуждения, промежуточного — локально.

Сильное расхождение [21, 22] каскадной заселяемости уровней ниже $0,5 B_n$ относительно ожидаемой при отсутствии структурных эффектов наглядно демонстрирует безусловное влияние структуры возбуждаемого уровня на интенсивность γ -перехода. Влияние структуры нейтронного резонанса на интенсивности первичных γ -переходов каскадов может быть определено только при изучении двухквантовых каскадов во многих нейтронных резонансах и уменьшено при их усреднении. В качестве верхней оценки эффекта влияния структуры резонансов на определяемые значения ρ и k можно принять на данный момент времени вариации плотности уровней в конкретных ядрах относительно ее среднего генерального тренда (см. ниже рис. 1–7).

3. СОВРЕМЕННЫЕ МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ

Общая форма зависимости наиболее достоверных современных значений плотности уровней от энергии возбуждения изученных ядер свидетельствует [11, 22] о наличии двух, как минимум, «ступенчатых структур» ниже энергии связи нейтрона с более быстрым, чем предсказывает представление о ядре как о системе невзаимодействующих ферми-частиц, ее возрастанием между ними. Это означает, что при двух, как минимум, энергиях возбуждения в ядре происходит резкое изменение структуры волновых функций возбужденных

уровней. Единственный известный к настоящему времени фактор, способный обеспечить такое изменение, — это разрыв куперовской пары нуклонов с добавлением к существующим двух возбужденных квазичастиц и быстрое повышение плотности уровней при увеличении энергии возбуждения ядра.

В современных теоретических представлениях [1] плотность уровней при заданной энергии возбуждения ядра U , спине J и четности π выражается через плотность ρ_{qp} только квазичастичных возбуждений и коэффициенты ее вибрационного K_{vibr} и ротационного (для деформированных ядер) усиления K_{rot} :

$$\rho(U, J, \pi) = \rho_{qp}(U, J, \pi) K_{\text{vibr}}(U, J, \pi) K_{\text{rot}}(U, J, \pi) = \rho_{qp}(U, J, \pi) K_{\text{coll}}(U, J, \pi). \quad (4)$$

Для дальнейшего анализа экспериментальных данных целесообразно объединить коэффициенты вибрационного и ротационного увеличения плотности уровней в общий коэффициент коллективного ее увеличения K_{coll} . Основной вклад в его величину в плотности уровней из анализа [11, 22] вносит эффект вибрационного увеличения плотности уровней. Эффект ротационного увеличения плотности уровней в выполняемом здесь анализе для деформированных составных четно-нечетных ядер меньше погрешности экспериментальных данных и, возможно, несколько больше для ядер со спинами нейтронных резонансов $J \geq 2$. По порядку величины ожидаемое значение K_{coll} в районе энергии связи нейтрона для полной плотности уровней находится [1] в интервале $10 < K_{\text{coll}} < 100$. Экспериментальной информации о зависимости K_{vibr} и K_{rot} от U, J, π не имеется. Современные теоретические представления на этот счет допускают значительное изменение K_{vibr} с ростом U вплоть до перемены [28] знака производной $dK_{\text{coll}}/dE_{\text{возб}}$.

Поэтому дальнейший анализ плотности уровней можно выполнить только в рамках нулевого предположения о независимости K_{coll} от энергии возбуждения ядра в интервале от $\sim 0,5$ –3 МэВ до B_n . Это позволяет впервые получить прямую экспериментальную информацию о коэффициентах коллективного усиления и парциальной плотности только квазичастичных возбуждений с различным числом квазичастиц в указанном интервале энергий уровней ряда ядер из области их масс $40 \leq A \leq 200$.

Возможность получения парциальной плотности уровней ρ_n , соответствующей разрыву N куперовских пар с возбуждением при их разрыве $\Delta n = 2N$ дополнительных квазичастиц для энергии возбуждения ядра U :

$$\rho_n = \frac{(J+1) \exp(-(j+1/2)^2/(2\sigma^2))}{2\sqrt{(2\pi)\sigma^3}} \Omega_n(U), \quad (5)$$

$$\Omega_n(U) = \frac{g^n (U - E_n)^{n-1}}{((n/2)!)^2 (n-1)!}, \quad (6)$$

была впервые найдена Струтинским [29]. Им была впервые получена простая функциональная зависимость плотности $\Omega_n(U)$ возбужденных состояний ядра. Все формы ее современного представления включены в обзоры [1] из цитируемых там же оригинальных публикаций.

Практически для сопоставления с экспериментом [11, 22] необходимо в рамках существующих [1] теоретических представлений о ядре выбрать значение фактора обрезания спина $\sigma = f(n, U)$ для данной куперовской пары и энергии возбуждения плюс энергию $U - E_n$ возбужденных квазичастиц. Плотность одночастичных уровней g для ядер, представленных здесь, известна из данных по нейтронным резонансам. В более общей, чем выражение (6), форме модель учитывает существование протонных и нейтронных куперовских пар (в первую очередь [30] — для делящихся ядер). А параметр g может учитывать оболочечные неоднородности одночастичного спектра и зависеть от U .

3.1. Варианты модельной аппроксимации. Первый из опробованных нами вариантов был выполнен в рамках предложенных и детализированных А. В. Игнатьюком и Ю. В. Соколовым модельных представлений о процессе перехода ядра из сверхтекучего в обычное состояние (см., например, [28]). Соответствующие концепции предполагают существование в ядре энергии конденсации квазичастиц в куперовские пары и наличие инвертированного фазового перехода. Такой переход согласно [28] появляется в случае, если число квазичастиц в ядре превышает некоторое критическое значение и энергетически выгодным становится их спаривание при повышении энергии возбуждения ядра. Результаты выполненной при этих условиях аппроксимации имеющихся экспериментальных данных [11, 22] для ρ приведены в [31]. Все основные особенности экспериментальных данных для ρ : «ступенчатая» структура и большая, чем для моделей ферми-газа, производная плотности уровней по энергии возбуждения ядра — неплохо воспроизводятся такой аппроксимацией. Но непротиворечивого заключения о параметрах процесса перехода ядра из сверхтекучего в обычное состояние вариант аппроксимации, использующий представления [28, 30], не дает.

Основной проблемой является несовместимость наилучших значений порогов разрыва куперовских пар для различных значений числа образующихся квазичастиц n . Как правило, воспроизведение экспериментальной плотности уровней требует меньшей пороговой энергии для 5-й пары, например, чем для 4-й. Это может быть связано с неизбежными систематическими погрешностями экспериментальных значений ρ , неточностью модельно задаваемой зависимости корреляционных функций этих пар от энергии возбуждения ядра или их параметризации. Вызывает заметное сомнение и то обстоятельство, что хорошая аппроксимация экспериментальных данных возможна только при условии, согласно которому в любом ядре разрывается не менее пяти нуклонных пар. А это противоречит по энергетическому балансу ус-

ловию [29], что разрыв куперовской пары происходит в интервале энергии порядка $2\Delta_0$.

Возможное объяснение этих расхождений может быть связано с тем, что модельные представления [28] были разработаны на базе экспериментальных данных ранних вариантов методики [3]. А она имеет в районе $\sim 0,5 B_n$, скорее всего, систематическую погрешность порядка нескольких сотен процентов, а не 20–25 %, как это оценено в качестве примера в [32]. Авторы расчета [33] плотности уровней в рамках квазичастично-фононной модели ядра, оценивая точность своих результатов, дают на порядок большую величину возможной ошибки.

Или, например, значения сечений радиационного захвата протона в ^{93}Nb , рассчитанные в [34] для различных оптических потенциалов, различаются минимум в 3 раза. Поэтому отмеченные специфические особенности результатов этого варианта аппроксимации экспериментальных значений ρ , скорее всего, свидетельствуют о недостаточной корректности базовых положений, а не больших или меньших частностях в конкретных функциональных зависимостях, представленных в [28, 30].

Альтернативная [28] возможность заключается в использовании иных представлений об энергии, приходящейся на куперовские пары нуклонов в возбужденном ядре. Для уменьшения минимально необходимой величины n требуется существенно более быстрое уменьшение Δ_n при повышении энергии возбуждения ядра U , чем дает аппроксимация [1, 30] энергетической зависимости корреляционных функций нуклонных пар для $U \neq 0$. Иной возможности выражение (6) представить не может. Естественно, что число вариантов функциональных зависимостей, удовлетворяющих этому условию, неограниченно велико.

Целесообразным представляется для тестируемых функций E_n использовать функциональную зависимость

$$U - E_n = U - \Delta_n - E_P = U - \Delta_0 \ln [(U - U_{\text{th}})/(p\Delta_0)] - E_P. \quad (7)$$

Здесь U_{th} — порог разрыва очередной куперовской пары; E_P — величина, вводимая [1] для учета принципа Паули. В данном варианте принято, что $E_P = 0$. Логическим обоснованием использования функции (7) является экспериментально измеренная форма температурной зависимости теплоемкости макросистем в точке фазового перехода второго рода. Но чисто логарифмическая зависимость проявляется только в идеальном случае. В случае смеси изотопов гелия, например, максимальная теплоемкость жидкого гелия при переходе сверхтекучее – обычное состояние уменьшается. А степень изменения увеличивается при увеличении концентрации ^3He . Поэтому зависимость (7) можно принять как предельно возможную оценку Δ_n для пары номер N при энергии U , при следующем из представлений [29] дополнительном условии, что максимальное значение $E_n - E_P \leq n\Delta_0/2$. Это условие в основной

массе ядер дает, вероятно, избыточную величину Δ_n . И только в ^{74}Ge , ^{185}W , ^{192}Ir и ^{196}Pt максимальное значение Δ_n требуется увеличить в 1,1–1,5 раз для получения минимально возможного χ^2 .

Такая коррекция Δ_n существенна только для второй разрываемой куперовской пары. Если принять во внимание наличие систематических ошибок в ρ и известные довольно значительные флуктуации энергии спаривания последней пары нуклонов в различных ядрах, то указанное увеличение E_n не является индикатором некорректности использования (7) как возможной формы энергетической зависимости корреляционной функции пары нуклонов от U . Величина Δ_0 для четно-четных ядер взята из [35], для четно-нечетных и нечетно-четных применена ее аппроксимация $\Delta_0 = 12,8/\sqrt{A}$. Используемые для аппроксимации ρ_n значения Δ_0 приведены ниже в табл. 1.

Наилучшее значение параметра p для всех протестированных ядер находится [31] в районе 2,2–2,3, и поэтому эффект спаривания влияет на плотность уровней $\rho_{qp}(U, J, \pi)$ для очередной куперовской пары выше порога ее разрыва в представленном ниже варианте анализа только в существенно ограниченном по сравнению с [1, 30] энергетическом интервале $U_{\text{th}} < U \leq U_{\text{th}} + p\Delta_0$. То есть его величина практически равна известному значению ширины «щели» в спектре низколежащих состояний четно-четного ядра.

Коэффициент K_{coll} в анализе был принят не зависящим от энергии возбуждения U , спина и четности уровней и не изменяющимся при повышении энергии возбуждения ядра. Его абсолютное значение определяется практически однозначно соотношением экспериментальной плотности уровней и плотности двух- или трехквартичных уровней ниже порога разрыва второй куперовской пары нуклонов. В случае, если K_{coll} для различных куперовских пар номер $n/2$ отличается не более, чем в несколько раз, то такое расхождение легко компенсируется изменениями U_{th} в пределах, максимум, нескольких сотен кэВ.

Некоторая неоднозначность возникает при анализе экспериментальных данных в четно-нечетных составных ядрах при выборе пороговой энергии возбуждения трехквартичных уровней. Если порог разрыва первой пары принять достаточно большим (порядка 3 МэВ), то коэффициент коллективного усиления плотности одноквартичных уровней в таких ядрах будет превышать аналогичное значение для четно-четных и нечетно-нечетных ядер в несколько десятков раз. Поэтому было постулировано, что в интервале энергии возбуждения от ~ 1 –1,5 до ~ 3 МэВ над основным состоянием четно-нечетного ядра в качестве базовой можно использовать функциональную зависимость плотности трехквартичных возбуждений, а не плотность одноквартичных возбуждений. Корреляционная функция в форме (7) была использована в [31] в варианте анализа $g = \text{const}$, т. е. без учета [28] оболочечных неоднородностей одночастичного спектра. Данные [31] для сумм парциальных плотностей уровней ρ_n включены в сопоставление раз-

личных вариантов аппроксимации экспериментальных данных, выполненной на рис. 1–7.

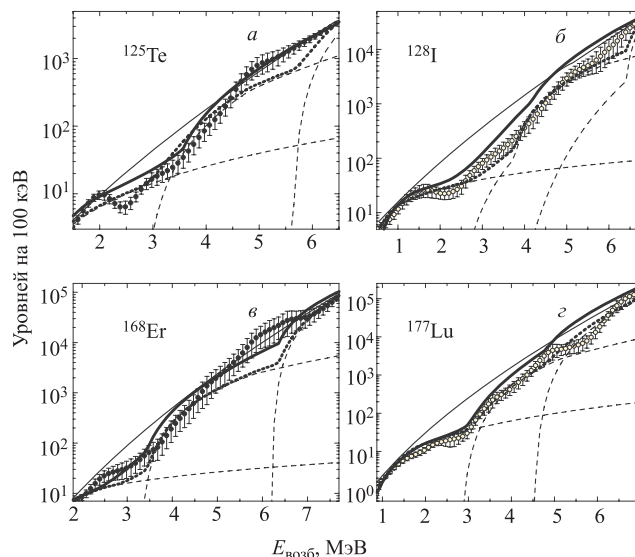


Рис. 1. Примеры аппроксимации экспериментальных данных для ядер ^{125}Te (а), ^{128}I (б), ^{168}Er (в) и ^{177}Lu (г) парциальными плотностями уровней в варианте анализа по выражению (7) при условии $g = \text{const}$. Темные кружки с указанием интервала погрешности — экспериментальные данные [22]; светлые — [11]. Тонкие штриховые линии — парциальные плотности; толстые пунктирные — их сумма. Толстая сплошная линия — сумма парциальных плотностей уровней; полученная для уменьшенных значений Δ_0 ; тонкая сплошная — плотность уровней, рассчитанная по модели [7]

В нечетно-нечетных составных ядрах плотность двухквaziчастичных уровней предполагает возбуждение как нейтронной, так и протонной квазичастиц. Хотя взаимодействие нейтрона и протона описывается [1] в среднем параметром меньшей силы $29,4/A$ МэВ, чем спаривание однотипных нуклонов, аппроксимация ρ в данных ядрах это различие не учитывала. Тип квазичастиц (нейтронные или протонные) для четырех и более квазичастичных возбуждений в этих ядрах, как и в четно-четных, в рамках выполняемого здесь анализа установлен быть не может. Но какого-либо различия в поведении парциальных плотностей уровней для $n = 4$ в четно-четных и нечетно-нечетных ядрах из приведенных ниже результатов аппроксимации выявить, по всей видимости, невозможно.

3.2. Устойчивость аппроксимации ρ_n при вариации параметров модельных представлений. При повышении энергии возбуждения ядра и разрыве

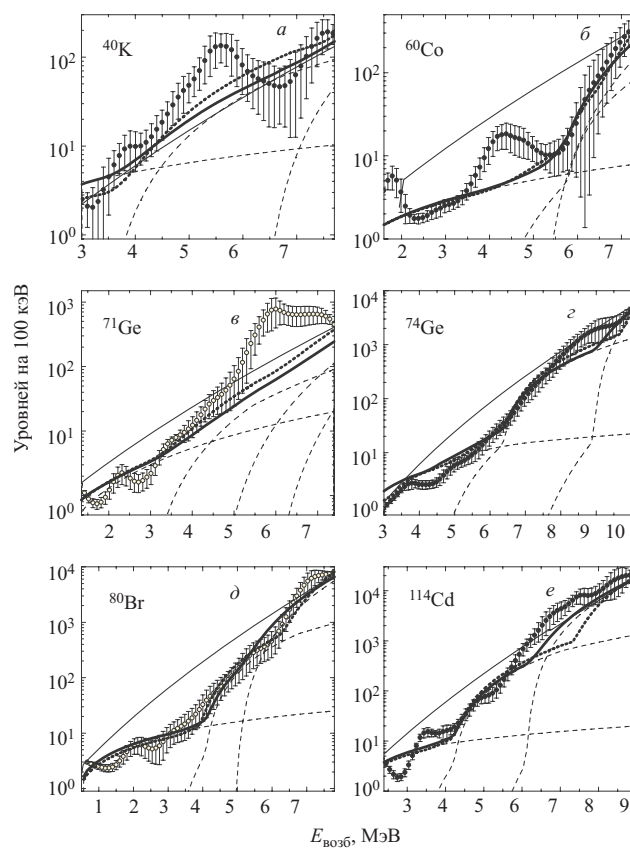


Рис. 2. То же самое, что на рис. 1, для ядер ^{40}K (а), ^{60}Co (б), ^{71}Ge (в), ^{74}Ge (г), ^{80}Br (д), ^{114}Cd (е). Приведены парциальные плотности уровней варианта анализа, учитывающего влияние оболочечных неоднородностей одночастичного спектра на g по выражению (9). Толстая сплошная линия — результат аппроксимации [31] для $g = \text{const}$

очередной пары нуклонов изменяется соотношение числа квазичастиц и куперовских пар. В смеси жидких изотопов гелия увеличение концентрации ^3He уменьшает и теплоемкость, и критическую температуру фазового перехода. Поэтому возникает необходимость оценить устойчивость процесса аппроксимации данных [11, 22] при изменении модельных представлений и входящих в них значений параметров, прежде всего — зависимости парциальных плотностей от изменения корреляционной функции Δ_n для всех разрываемых пар нуклонов. При неограниченном уменьшении $\Delta_n \rightarrow 0$ влияние куперовских

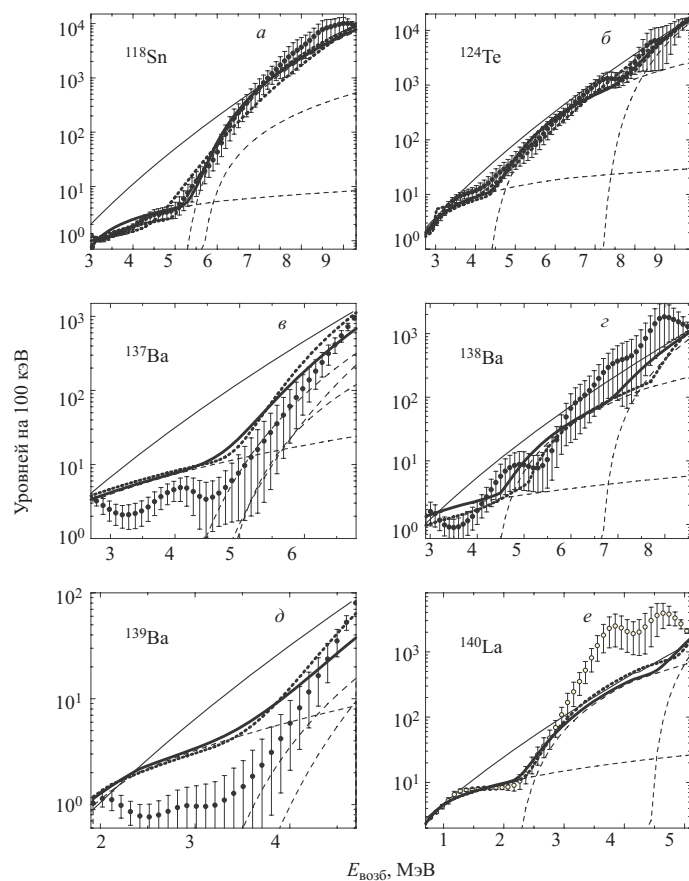


Рис. 3. То же самое, что на рис. 2, для ядер ^{118}Sn (а), ^{124}Te (б), $^{137,138,139}\text{Ba}$ (в–д), ^{140}La (е)

пар на определяемые параметры каскадного γ -распада компаунд-состояния любого ядра должно неизбежно уменьшаться. И плотность уровней, например, при таком изменении должна переходить от определенной согласно [11, 22] «ступенчатой» зависимости к ферми-газовой зависимости типа [7]. Оценка степени влияния изменения корреляционной функции на процесс аппроксимации была выполнена для двух вариантов значений корреляционной функции, входящей в выражение (7):

$$\bar{\Delta}_0^{\text{var}} = \Delta_0(1 \pm 0,2(N - 1)). \quad (8)$$

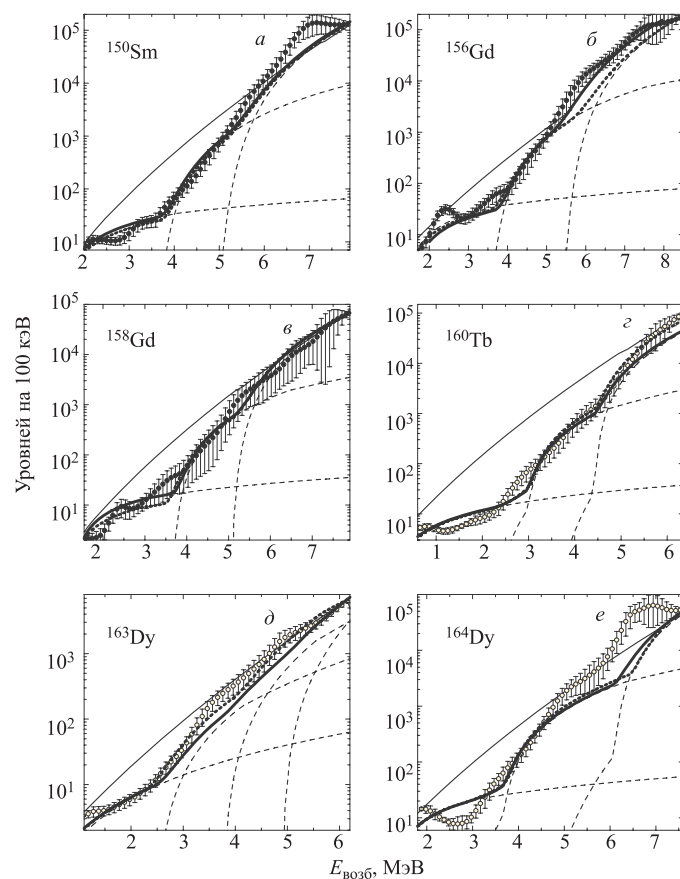


Рис. 4. То же самое, что на рис. 2, для ядер ^{150}Sm (а), $^{156,158}\text{Gd}$ (б, в), ^{160}Tb (г), $^{163,164}\text{Dy}$ (д, е)

Двадцатипроцентная вариация корреляционной функции пары номер N относительно предшествующей пары выбрана как наиболее показательная в результате сопоставления значений Δ_0 для четно-четных ядер и аппроксимированных значений для нечетно-нечетных и четно-нечетных ядер. Пример изменения результатов аппроксимации ρ_n при использовании проварьированных согласно (8) и ничем не искаженных корреляционных функций Δ_n в выражении (7) для ядер с различной четностью числа нейтронов и протонов представлен на рис. 1.

Значения параметра $a = \pi^2 g/6$ при различных энергиях возбуждения U согласно теоретического анализа [28] зависят от оболочечных неоднородно-

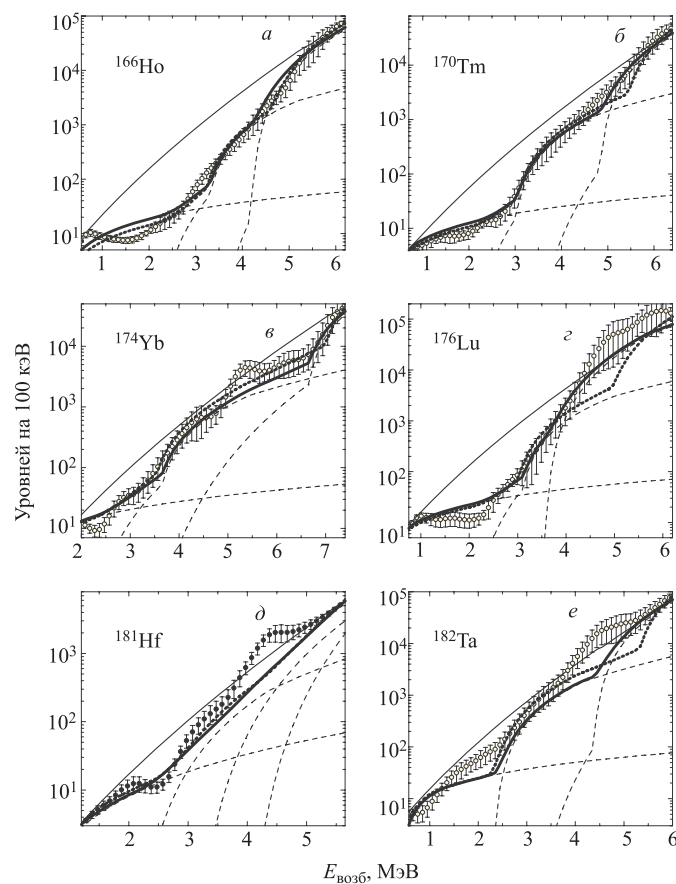


Рис. 5. То же самое, что на рис. 2, для ядер ^{166}Ho (а), ^{170}Tm (б), ^{174}Yb (в), ^{176}Lu (г), ^{181}Hf (д), ^{182}Ta (е)

стей одночастичного спектра и могут быть представлены как функциональная зависимость от асимптотического значения a_{asim} параметра плотности уровней и оболочечной поправки Струтинского δW . Соответствующая аппроксимация

$$a = a_{\text{asim}}(1 + (1 - \exp(-0,062U)\delta W/U)) \quad (9)$$

в настоящее время используется в рамках обобщенной модели сверхтекучего ядра для температуры ядра, превышающей принятое в этой модели значение температуры фазового перехода сверхтекучее–обычное состояние ядра $T = 0,567\Delta_0$. Значение параметра плотности уровней a_{asim} при энергии возбуждения около 100 МэВ для ядра массы A принято равным $0,048 A + 0,257 A^{2/3}$

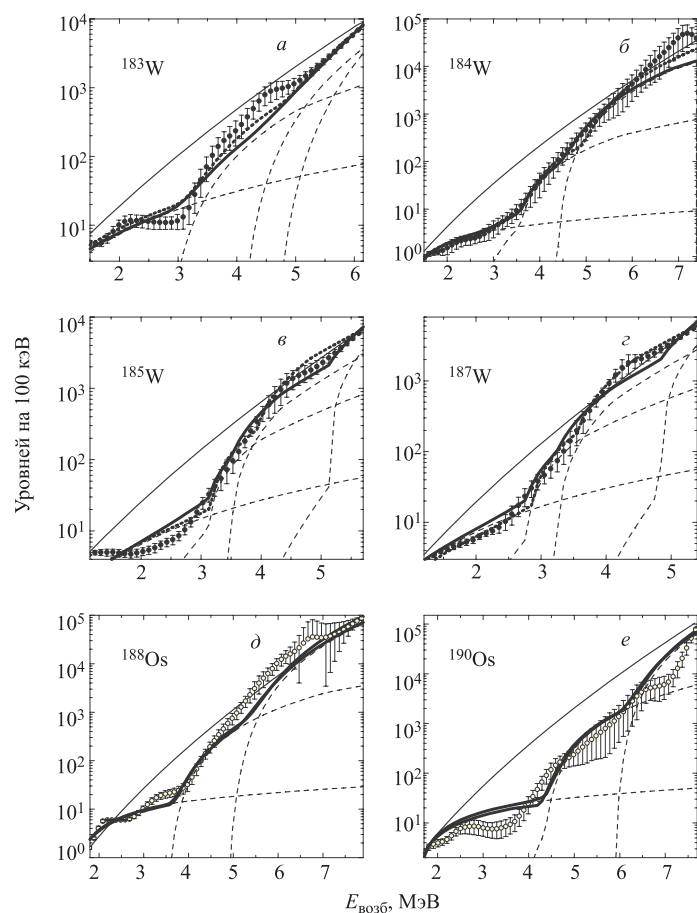


Рис. 6. То же самое, что на рис. 2, для ядер $^{183,184,185,187}\text{W}$ (а-г), $^{188,190}\text{Os}$ (д, е)

согласно [28]. Корректность использования аппроксимации (9) в интервале от B_n до энергии возбуждения порядка 1–3 МэВ неизвестна. Тем не менее протестирована и возможность улучшения качества аппроксимации экспериментальной плотности уровней при использовании зависимости (9). Это сделано, в частности, для оценки влияния вариации параметра g в (6) на вероятное число разрываемых ниже B_n нуклонных пар.

Как показывают представленные на рис. 1–7 данные, и уменьшение корреляционных функций, и учет оболочечных неоднородностей одночастичного

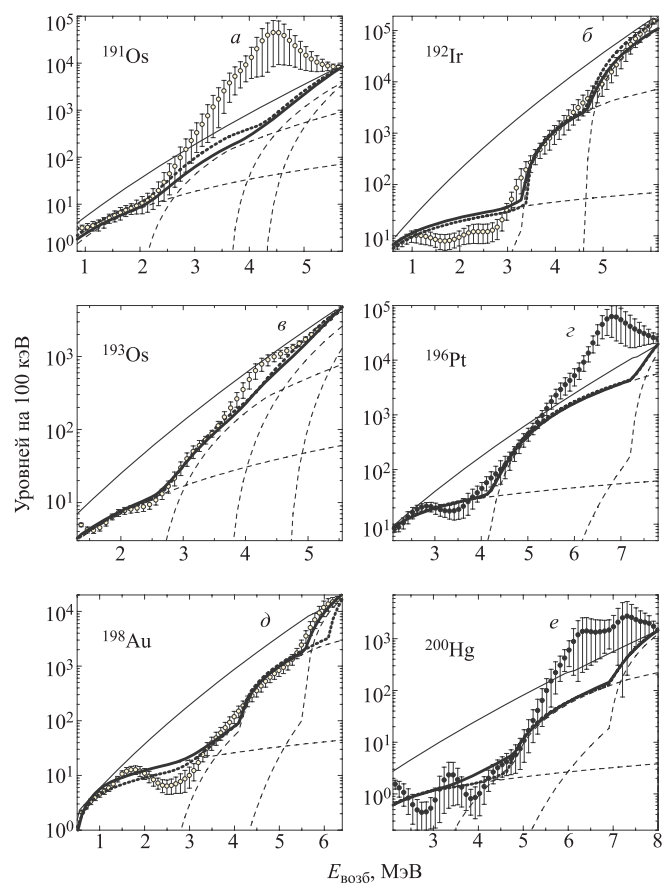


Рис. 7. То же самое, что на рис. 2, для ядер $^{191,193}\text{Os}$ (а, в), ^{192}Ir (б), ^{196}Pt (г), ^{198}Au (д), ^{200}Hg (е)

спектра обычно дают более сглаженные аппроксимирующие функции $\rho = f(U)$. Но в случае использования уменьшенных значений корреляционных функций, как правило, наилучшее значение χ^2 существенно возрастает.

Увеличение значений корреляционных функций Δ_n влияет на χ^2 заметно слабее, но качество аппроксимации несколько ухудшается за счет уменьшения значения аппроксимированной плотности уровней в районах порога разрыва пар.

Учет оболочечных неоднородностей одночастичного спектра может потребовать в некоторых (практически — во всех четно-нечетных) ядрах вклю-

Таблица 1. Значения корреляционных функций Δ_0 (МэВ), ΔJ — интервал спинов, для которых определено экспериментальное значение ρ , параметры анализа g и p . Наилучшие значения подгоняемых коэффициентов K_{coll} и E_n (МэВ) — значений порогов разрыва очередной пары

Ядро	Δ_0	ΔJ	g	p	K_{coll}	E_1	E_2	E_3	E_4
⁴⁰ K	2,02	1–3	4,04	2,2	15,9	–1,4	2,4	6,0	
⁶⁰ Co	1,65	2–5	4,04	2,2	12,6	–1,9	5,2	5,0	
⁸⁰ Br	1,43	0–3	6,18	2,2	16,0	–2,5	3,6	4,8	
¹²⁸ I	1,13	1–4	7,79	2,2	39,6	–1,7	3,2	5,7	
¹⁴⁰ La	1,09	3–5	7,79	2,2	18,0	–1,3	1,7	4,3	
¹⁶⁰ Tb	1,01	0–3	10,7	2,0	14,5	–1,5	2,7	4,3	
¹⁶⁶ Ho	0,99	2–5	10,3	2,2	19,8	–1,6	3,0	4,0	
¹⁷⁰ Tm	0,98	0–2	10,7	2,2	27,0	–1,3	2,8	4,8	
¹⁷⁶ Lu	0,96	2–5	11,0	2,3	23,3	–1,3	2,8	3,4	
¹⁸² Ta	0,95	2–5	10,9	2,2	26,5	–0,9	2,1	4,3	
¹⁹² Ir	0,92	0–3	12,3	2,2	25,0	–1,4	3,2	4,6	
¹⁹⁸ Au	0,91	1–3	9,88	2,2	28,5	–0,9	3,9	5,5	
⁷⁴ Ge	1,88	3–6	6,05	2,2	16,8	2,8	5,9	8,8	
¹¹⁴ Cd	1,50	0–2	7,90	2,2	12,6	0,3	3,8	5,9	
¹¹⁸ Sn	2,34	0–2	8,08	2,2	4,5	0,6	4,7	4,3	
¹²⁴ Te	2,63	0–2	8,27	2,4	15,0	–0,1	2,8	6,6	
¹³⁸ Ba	1,63	1–3	6,98	2,2	5,2	0,1	4,0	6,5	
¹⁵⁰ Sm	2,15	3–5	10,3	2,4	12,4	–1,0	2,6	4,3	
¹⁵⁶ Gd	2,21	1–3	10,2	2,3	19,0	–1,3	2,4	4,8	
¹⁵⁸ Gd	1,58	1–3	10,1	2,0	11,5	–0,1	3,3	4,9	
¹⁶⁴ Dy	1,34	1–4	9,26	2,3	17,0	0,1	3,3	6,0	
¹⁶⁸ Er	1,23	2–5	10,1	2,3	18,0	0,1	3,1	5,8	
¹⁷⁴ Yb	0,95	1–4	9,70	2,2	19,3	0,0	3,4	6,6	
¹⁸⁴ W	1,13	0–2	11,0	2,3	5,5	0,1	3,1	4,0	
¹⁸⁸ Os	1,86	0–2	11,7	2,3	13,0	–0,5	2,8	4,5	
¹⁹⁰ Os	1,80	0–3	11,4	2,2	14,5	–0,1	3,8	5,7	
¹⁹⁶ Pt	0,91	0–2	9,30	2,3	39,9	–0,1	3,7	7,0	
²⁰⁰ Hg	1,31	0–1	7,30	2,2	4,2	0,1	4,4	6,8	
¹⁷⁷ Lu	0,96	11/2–15/2	11,2	2,2	9,3	–0,9	2,4	4,6	5,7
⁷¹ Ge	1,52	1/2–3/2	5,06	2,3	19,0	–2,0	2,0	4,2	5,6
¹²⁵ Te	1,15	1/2–3/2	8,45	2,3	27,4	–1,4	2,4	4,2	5,4
¹³⁷ Ba	1,10	1/2–3/2	8,42	2,2	17,5	–2,0	4,0	2,6	2,6
¹³⁹ Ba	1,08	1/2–3/2	8,70	2,3	12,9	–2,7	1,4	1,4	1,6
¹⁶³ Dy	1,00	1/2–3/2	9,47	2,3	23,0	–0,8	2,4	3,7	4,8
¹⁶⁵ Dy	1,00	1/2–3/2	9,37	2,3	11,0	–0,9	2,6	3,4	4,6
¹⁸¹ Hf	0,95	1/2–3/2	10,7	2,3	25,7	–1,8	1,4	2,8	3,6
¹⁸³ W	0,95	1/2–3/2	10,2	2,2	28,5	–1,2	2,4	3,8	4,5
¹⁸⁵ W	0,94	1/2–3/2	10,3	2,2	21,0	–0,9	3,0	3,5	5,1
¹⁸⁷ W	0,94	1/2–3/2	11,3	2,2	20,4	0,0	2,7	3,2	4,8
¹⁹¹ Os	0,93	1/2–3/2	10,4	2,3	26,3	–1,3	1,5	3,5	4,2
¹⁹³ Os	0,92	1/2–3/2	10,2	2,3	25,0	–0,8	2,2	3,6	4,6

чения в аппроксимацию ρ_n 4-й куперовской пары. Причем даже при этом условии значения χ^2 при использовании зависящего от энергии параметра a несколько превышают значения этого же параметра для случая $a = \text{const}$.

В табл.1 представлены параметры аппроксимирующих парциальных плотностей уровней для ожидаемой согласно выражения (7) энергетической зависимости спаривательного взаимодействия нуклонов в ядре в варианте, учитывающем согласно (9) влияние оболочечных неоднородностей одночастичного спектра на плотность состояний (6). Наилучшие значения порогов энергии возбуждения U_{th} , необходимые для расчетов по выражениям (6) и (7), усреднены в ней же после деления E_n на аппроксимированное значение корреляционной функции $\Delta_0 = 12,8/\sqrt{A}$ для ядер с различной четностью нейтронов и протонов отдельно. Они сопоставляются с аналогичными данными из [31] в табл.2. Из этого сопоставления следует, что только на

Таблица 2. Сопоставление средних значений коэффициентов коллективного усиления плотности уровней и пороговых энергий разрыва куперовских пар E_n , определенных в единицах Δ_0

Тип ядра	K_{coll}	E_1	E_2	E_3	E_4	Ссылка
Нечетно-нечетные	13(6)	-1,3(3)	2,6(8)	4,7(8)		[31]
Нечетно-нечетные	22(7)	-1,3(3)	2,7(8)	4,2(9)		
Четно-четные	10(8)	0,1(9)	3,5(7)	5,7(17)		[31]
Четно-четные	14(9)	0,1(9)	3,4(7)	5,6(17)		
Четно-нечетные	11(5)	-1,6(5)	2,4(7)	3,9(8)		[31]
Четно-нечетные	21(6)	-1,3(6)	2,3(8)	3,2(8)	4,1(11)	
Четно-нечетные	11	-0,9	2,5	4,4		[31]
Четно-нечетные	9,3	-0,9	2,5	4,8	6,0	

основе данных о плотности уровней нельзя получить единую и единственную картину проявляющихся в процессе γ -распада свойств ядерной материи. Это обусловлено недостаточностью объема использованной информации даже для селекции проанализированных представлений об основных параметрах соответствующих моделей плотности уровней и корреляционных функций пар нуклонов.

4. ФАКТОРЫ, ТРЕБУЮЩИЕ УЧЕТА ПРИ СОЗДАНИИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ РАДИАЦИОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ

Имеющиеся в настоящее время максимально достоверные экспериментальные данные для плотности уровней не позволяют выделить вариант наи-

более точных модельных представлений о плотности уровней и параметрах, ее определяющих. Решение этой задачи невозможно без привлечения в анализ экспериментальных данных (и качественно отличающейся от использованной) дополнительной информации. Это, прежде всего, данные о радиационных силовых функциях первичных переходов каскадов и степени отклонения их индивидуальных значений от среднего. Но данные о вероятностях эмиссии γ -квантов требуется проанализировать в рамках новой по сравнению с [1] модели, учитывающей все особенности изменения структуры ядра, выявленные в ходе анализа процесса экспериментальной плотности уровней.

Основным результатом экспериментального исследования двухквантовых каскадов в более чем 50 ядрах, от ^{28}Al до ^{200}Hg , является вывод, что существующие до сих пор представления о их свойствах выше $E_{\text{возб}} \sim 1-3$ МэВ существенно отличаются от реальной картины:

а) плотность уровней не является монотонной функцией энергии возбуждения ядра, она может быть воспроизведена суммой парциальных плотностей уровней с различным числом квазичастиц в суперпозиции с возбуждениями коллективного типа. То есть развитие более точных моделей радиационных силовых функций требует прямого учета основных компонентов волновых функций возбужденных уровней ядра. Этот вывод справедлив как для относительно легких и околomagических, так и для хорошо деформированных ядер;

б) экспериментально установлено [11], что значения сумм радиационных силовых функций, по крайней мере, дипольных электрических и магнитных переходов антикоррелируют с плотностью возбуждаемых ими уровней ядра и, следовательно, сильно зависят от структуры соответствующих волновых функций. Причем эта зависимость проявляется, как минимум, в широком диапазоне энергий возбуждения распадающихся состояний ядра (для фиксированных возбуждаемых). Знак отклонения значений этого параметра ядра от модельных предсказаний типа [36, 37] определяется энергией возбуждаемого и, по всей видимости, не зависит (или слабо зависит) от энергии распадающегося уровня. Величина же относительного отклонения силовой функции вторичных γ -переходов от аналогичного значения для первичных возрастает с уменьшением энергии вторичного γ -кванта.

Прежде всего возникает проблема определения соотношения доли возбужденных уровней преимущественно вибрационного и квазичастичного типов при различных энергиях возбуждения конкретного ядра. Такое разделение уровней по типу их структуры, естественно, является некоторой абстракцией и соответствует современным модельным представлениям (см. выражение (4)). Естественно, это представление не исключает необходимости принимать во внимание и учитывать существование состояний смешанного типа с сопоставимыми соотношениями перечисленных компонентов волновых функций, как и изменения вероятности их возбуждения по сравнению с

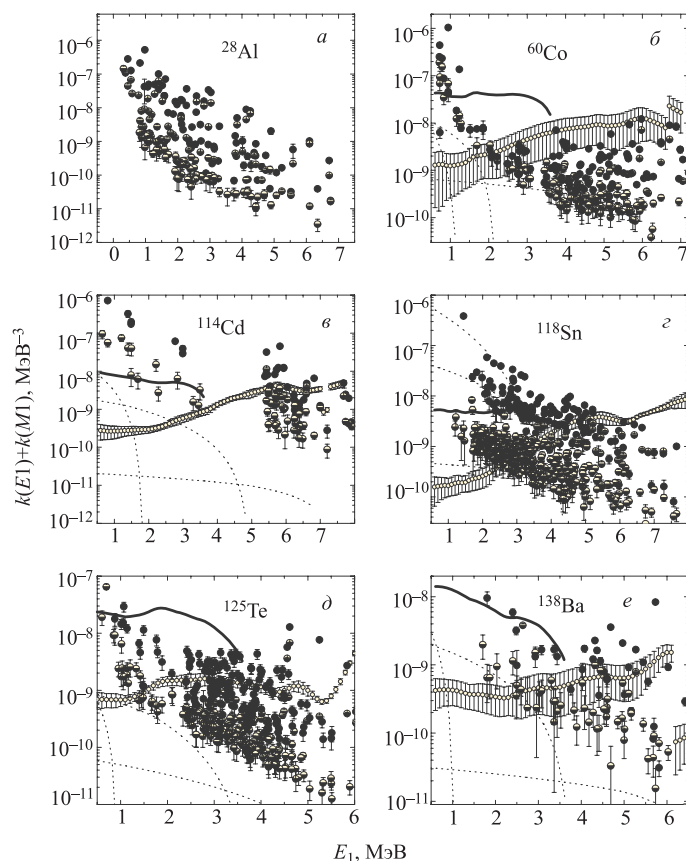


Рис. 8. Примеры экспериментальных данных для радиационных силовых функций. Светлые кружки или треугольники — значения сумм силовых функций из вариантов [22] и [11] методики их определения соответственно для ^{28}Al (*a*), ^{60}Co (*б*), ^{114}Cd (*в*), ^{118}Sn (*г*), ^{125}Te (*д*), ^{138}Ba (*е*). Сплошные линии — предельно возможное случайное значение k для первичного γ -перехода максимальной интенсивности при справедливости распределения Портера–Томаса. Темные кружки с указанием интервала погрешности — случайное значение k , определенное на основе известного значения i_1 . Светло-темные кружки — нижняя оценка k из значений $\sum i_{\gamma\gamma}$. Сплошные линии — предельно возможные случайные значения k для первичного γ -перехода максимальной интенсивности при условии справедливости распределения Портера–Томаса. Пунктирные линии — относительная доля парциальных плотностей уровней с различным n

уровнями монотипной структуры. Этот вопрос имеет принципиальное значение по очень простой причине: в эксперименте в области большой плотности

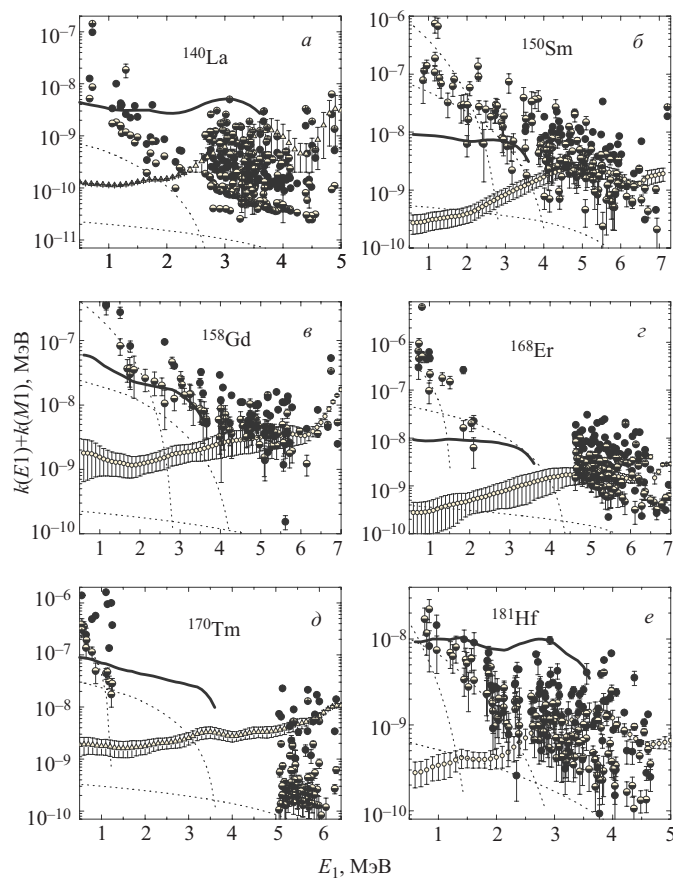


Рис. 9. То же самое, что на рис. 8, для ядер ^{140}La (а), ^{150}Sm (б), ^{158}Gd (в), ^{168}Er (г), ^{170}Tm (д), ^{181}Hf (е)

уровней можно определить только суммы случайных значений парциальных ширин γ -переходов или интенсивностей каскадов. При наличии двух или более распределений ширин σ , соответственно, различными средними значениями среднее экспериментальное значение радиационных силовых функций в любом интервале энергий возбуждения будет зависеть от соотношения числа переходов в таких распределениях, т. е. от плотности уровней различной структуры.

Практически это означает, что новые модели радиационных силовых функций должны представлять собой суперпозиции различных радиационных силовых функций для возбуждаемых уровней с доминирующими ком-

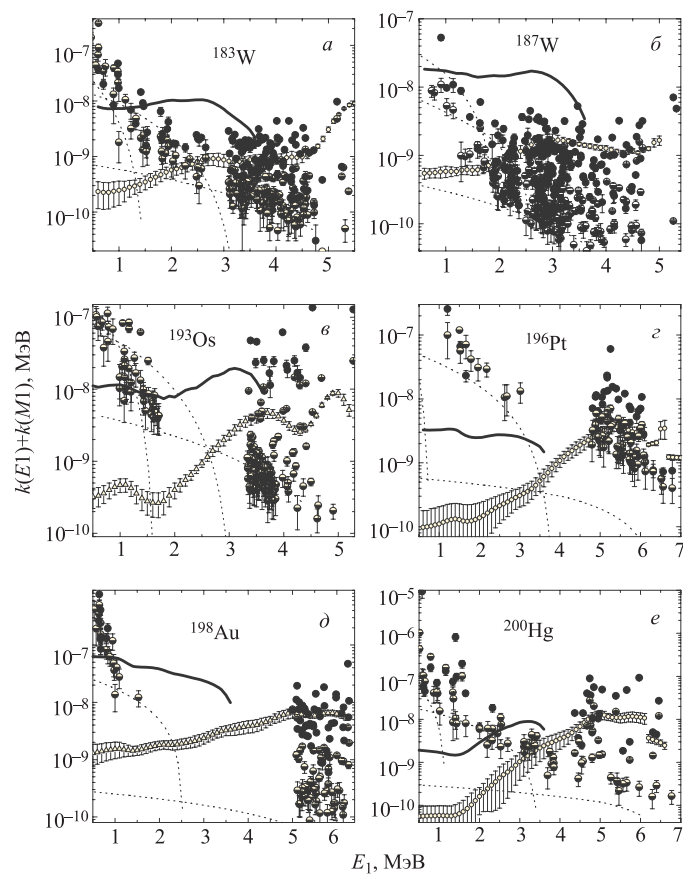


Рис. 10. То же самое, что на рис. 8, для ядер $^{183,187}\text{W}$ (а, б), ^{193}Os (в), ^{196}Pt (г), ^{198}Au (д), ^{200}Hg (е)

понентами n квазичастиц и силовых функций γ -переходов на вибрационные уровни. Либо для некоторых базовых представлений о k — учитывать изменение максимального числа возбуждаемых квазичастиц и изменения соотношения плотности уровней с различным числом квазичастиц через подгоняемые под эксперимент параметры.

Эта возможность обусловлена (см., например, [38]) зависимостью значений парциальных радиационных ширин от соотношения квазичастичных и вибрационных компонентов в структуре возбуждаемых (распадающихся) уровней. Но теоретических разработок, пригодных для практического использования моделей k такого уровня, в настоящее время нет [1].

Основной вывод о необходимости прямого учета в модельном представлении о k сосуществования квазичастичных и вибрационных типов возбуждения следует из представленных на рис. 8–10 средних значений радиационных силовых функций, максимально точно описывающих [22] интенсивности двухквантовых каскадов, и их же максимальных значений для наиболее интенсивных первичных переходов каскадов. Ядра, представленные на этих рисунках, были отобраны преимущественно по максимальному объему экспериментальных данных об интенсивностях низкоэнергетических первичных γ -переходов каскадов. Поскольку каких-либо данных о неприменимости распределения Портера–Томаса [24] для описания флуктуаций парциальных радиационных ширин не имеется, наблюдаемые отклонения максимальных значений k от средних можно связать только с предположительным возбуждением ими уровней с преимущественно вибрационными компонентами их волновых функций. Возрастание максимально возможных значений k при уменьшении энергии первичного перехода является, вероятно, типичным явлением для любых ядер. На такую возможность прямо указывают представленные на рис. 8 экспериментальные данные для ^{28}Al . А наличие первичных низкоэнергетических γ -переходов малой интенсивности и в этом ядре следует из соответствующего [39] анализа экспериментальных данных.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Из данных, представленных на рис. 1–10 и в табл. 1 и 2, вполне однозначно следует, что:

1) первая ступенчатая структура в плотности уровней, извлеченной из интенсивностей двухквантовых каскадов, обусловлена существованием в ядрах любого типа двух, как минимум, квазичастиц независимо от формы энергетической зависимости корреляционных функций пар нуклонов возбужденного ядра;

2) для сравнимого по степени точности с экспериментальными данными модельного воспроизведения плотности уровней в ядрах любого типа требуется учесть, как минимум, разрыв трех куперовских пар нуклонов;

3) коэффициент K_{coll} , извлеченный из данных [11, 22], имеет практически одинаковое значение в четно-четных и четно-нечетных составных ядрах и несколько большее — в нечетно-нечетных. Этот факт качественно объясняется завышенным значением плотности уровня, полученным из анализа [11], относительно более точных данных [22];

4) в [29] предсказывается, что плотность уровней нечетного A ядра соответствует плотности четного с энергией возбуждения $U + \Delta_0$ соответственно. Это предсказание в пределах погрешности определения энергий E_n выпол-

няется при учете выражения (7). И выполняется с худшей точностью при учете (9) влияния оболочечных неоднородностей одночастичного спектра на параметр g ;

5) оболочечные эффекты проявляются в максимальной степени в ядрах, близких к магическим значениям $N = 82$ и $N = 126$. Их полное воспроизведение невозможно как в рамках теоретических аппроксимаций Δ_n [1, 30], так и при использовании выражений (7), (9). Более точная аппроксимация может потребовать, например, пересмотра базового предположения [29] об эквидистантном характере спектра одночастичных уровней околomagического ядра и более реалистического и конкретного учета оболочечных неоднородностей одночастичного спектра. Либо — учета изменения величины K_{coll} для различных ядер и различных энергий возбуждения, выходящего за пределы выполненного анализа.

Поэтому, безусловно, необходимо как получение более качественных экспериментальных данных о γ - γ совпадениях, так и дальнейшая разработка алгоритмов их анализа. В первую очередь это относится к определению значений энергии E_n , приходящихся на долю возбуждений коллективного типа, около порога разрыва пары номер $n/2$. С этим обстоятельством непосредственно связана проблема определения значения K_{coll} при заданной энергии возбуждения U . Это видно из данных табл. 1 и рис. 1–7 для четно-четных ядер. Аппроксимация ρ выполнена в них начиная с $U \approx 2$ МэВ. Именно этим объясняется несоответствие значения E_1 энергии $2\Delta_0$. Поскольку в районе Δ_0 в ядрах установлены только уровни вибрационного типа, постольку следует принять в этой области возбуждений $K_{\text{coll}} \approx \infty$. Имеющиеся экспериментальные данные, к сожалению, не дают возможности оценить эту проблему вблизи значений E_2 и E_3 в основном из-за отсутствия теоретических представлений на этот счет и математических методов анализа экспериментальных данных.

Несмотря на указанные неоднозначности объем и качество накопленных [11, 22] экспериментальных данных создает предельно благоприятные возможности для максимально возможного развития современных моделей плотности уровней. Полученные значения наиболее вероятных параметров аппроксимации экспериментальных данных могут быть использованы для расчета ρ в относительно далеких от магических ядер непосредственно при интерполяции данных табл. 1 этой работы или [31] либо при использовании соответствующих средних значений. В близких к магическим ядрах, безусловно, необходима также и разработка новых модельных представлений о форме энергетической зависимости корреляционных функций нуклонов возбужденного ядра для всей области $E < B_n$ с вероятной сильной зависимостью от U и о необходимых поправках для представлений о величине и форме энергетической зависимости коэффициентов вибрационного увеличения плотности уровней.

Необходимо также экспериментально выявить степень влияния структуры исходных уровней на определяемую интенсивность двухквантовых каскадов и точно оценить связанную с этим обстоятельством систематическую погрешность ρ и k .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существует настоятельная необходимость как в экспериментальном, так и в теоретическом определении плотности возбуждаемых в данной ядерной реакции уровней и вероятности эмиссии ее продуктов для всех возможных энергий возбуждения с гарантированной систематической погрешностью не выше нескольких десятков процентов, т.е. с той точностью, с которой в настоящее время измеряются разнообразные спектры ядерных реакций и их сечения. Только такая редукция имеющихся систематических ошибок экспериментального определения и модельного описания ρ и k позволяет наблюдать динамику изменения структуры ядра при изменении энергии его возбуждения и выявлять обуславливающие это изменение факторы. Иной возможности для разработки новых и уточнения существующих моделей ядра не имеется. Известные методики [3, 23] определения ρ и k решить эту задачу не в состоянии либо из-за невозможности получения модельно рассчитанных проницаемостей поверхности ядра для нуклонных продуктов ядерной реакции с указанной точностью, либо из-за практически недостижимой требуемой точности измерения спектров γ -лучей, сопровождающих ядерные реакции с вылетом заряженных частиц.

Специфическая особенность безмодельной одновременной экстракции [11, 22, 23] как плотности уровней, так и силовых функций эмиссии регистрируемых продуктов ядерной реакции — это необходимость определения интервала их значений, воспроизводящих экспериментальные спектры с заданной степенью точности. Она обусловлена принципиально не устраняемой неоднозначностью решения обратной задачи математического анализа и для методики [23], и для методик [11, 22]. Отмеченное обстоятельство связано с вырожденностью систем уравнений, связывающих значения искоемых параметров с интенсивностями измеряемых спектров (даже при использовании всей имеющейся ядерно-физической информации). Модельные представления [3] и гипотезы (прежде всего, о независимости силовых функций от структуры возбужденных уровней ядра [23]) уменьшают или полностью устраняют вырожденность соответствующих систем уравнений, но обязательно приводят к неизвестной систематической погрешности ρ и k . Поэтому достоверные результаты для ρ и k могут быть получены только при математически корректной методике обработки данных эксперимента, максимально точно учитывающих это обстоятельство.

Накопленная к настоящему времени информация о двухквантовых каскадах радиационного захвата тепловых нейтронов указывает на существование систематического несоответствия экспериментально полученных данных для ρ и k и их модельно рассчитываемых значений. В том числе эти данные позволяют поднять вопрос о чрезмерной идеализации представлений о ядре, используемых для экстракции его важнейших параметров. С другой стороны, наличие значительного систематического расхождения эксперимента и теории позволяет надеяться на возможность существенного улучшения модельных представлений о свойствах ядра при энергии его возбуждения ниже энергии связи нуклона.

Благодарности. Авторы выражают свою искреннюю признательность В. М. Маслову за постоянный интерес к нашей деятельности и весьма полезные консультации по практическому применению использованных в данном обзоре модельных представлений о парциальных плотностях уровней n -квазичастичных возбуждений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reference Input Parameter Library RIPL-2. Handbook for calculations of nuclear reaction data. IAEA-TECDOC. 2002. P. 157; <http://www-nds.iaea.org/ripl2>; Handbook for Calculation of Nuclear Reactions Data. IAEA, Vienna, TECDOC-1034. 1998.
2. Maslov V. M. Pairing effects in ^{232}Th neutron-induced fission cross section // Nucl. Phys. A. 2004. V. 743. P. 236–255;
Maslov V. M. et al. Neutron capture cross section of ^{232}Th // Nucl. Sci. Eng. 2003. V. 143. P. 1–11.
3. Грудзевич О. Т. и др. Извлечение плотности уровней из испарительных спектров и функций возбуждения пороговых реакций // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 143–150;
Zhuravlev B. V. Structure in the energy dependence of ^{165}Er level density at low excitation energy // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 1999. V. 63. P. 123.
4. Bondarenko V. et al. Low-spin mixed particle-hole structures in ^{185}W // Nucl. Phys. A. 2005. V. 762. P. 167–215.
5. Mughabghab S. F. Neutron Cross Sections BNL-325 / Ed. by S. F. Mughabghab, M. Divideenam, N. E. Holden. N. Y., 1984. V. 1. Part A;
Mughabghab S. F. Neutron Cross Sections. N. Y., 1984. V. 1. Part B.
6. Суховой А. М., Хитров В. А. Экспериментальная оценка плотности уровней тяжелого ядра, реально возбуждаемых в реакции (n, γ) при $E_{\text{возб}} < 3\text{--}4$ МэВ // ЯФ. 1999. Т. 62, № 1. С. 24–36.
7. Dilg W. et al. Level density parameters for the back-shifted Fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$ // Nucl. Phys. A. 1973. V. 217. P. 269–298.
8. Khitrov V. A. et al. Analysis of fluctuations of low-lying state populations in radiation neutron capture // Proc. of the III Intern. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy / Ed. by R. E. Chrien, W. R. Kane. N. Y.; London, 1979. P. 655–658.
9. Бонева С. Т. и др. Двухквантовые каскады радиационного захвата нейтронов. I. Спектроскопия возбужденных состояний сложных ядер в диапазоне энергии связи нейтрона // ЭЧАЯ. 1991. Т. 22, № 2. С. 479–511;

- Бонева С. Т. и др.* Двухквантовые каскады радиационного захвата нейтронов. II. Основные параметры и особенности γ -распада компаунд-состояний сложных ядер // Там же. № 6. С. 1433–1475.
10. *Boneva S. T., Khitrov V. A., Sukhovej A. M.* Excitation study of high-lying states of differently shaped heavy nuclei by the method of two-step cascades // Nucl. Phys. A. 1995. V. 589. P. 293–306.
 11. *Vasilieva E. V., Sukhovej A. M., Khitrov V. A.* Direct experimental estimate of parameters that determine the cascade gamma decay of compound states of heavy nuclei // Phys. At. Nucl. 2001. V. 64, No. 2. P. 153–168; <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0110017>;
Khitrov V. A., Sukhovej A. M. New technique for a simultaneous estimation of the level density and radiative strength functions of dipole transitions at $E_{\text{ex}} < B_n - 0.5 \text{ MeV}$ // INDC(CCP). Vienna, 2002. V. 435. P. 21–42.
 12. *Kopecky J.* Mass dependence of the Giant Resonance model // Proc. of the Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, 1981 / Ed. by T. von Egidy. Bristol; London, 1981. P. 423–425.
 13. *Lone M. A., Leavitt R. A., Harrison D. A.* Prompt gamma rays from thermal neutron capture // Nucl. Data Tables. 1981. V. 26, No. 6. P. 511–559.
 14. *Molnar G. L. et al.* The new prompt gamma-ray catalogue for PGAA // App. Rad. Isot. 2000. V. 53. P. 527–533; <http://www-nds.iaea.org/pgaa/egaf.html>
 15. *Khitrov V. A., Li Chol, Sukhovej A. M.* Estimation of the value and localization of possible systematic errors in determination of level density and radiative strength functions from the $(n, 2\gamma)$ -reaction // Proc. of the XI Intern. Seminar «Interaction of Neutrons with Nuclei», Dubna, May 22–25, 2003. Dubna, 2004. P. 98–106; <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0404028>
 16. *Mughabghab S. F.* Thermal neutron capture cross sections, resonance integrals and g-factors. Report INDC(NDS)-440. IAEA. Vienna, 2003.
 17. *Voinov A. et al.* Determination of the electromagnetic character of soft dipole modes solely based on quasicontinuous gamma spectroscopy // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 497. P. 350–358;
Voinov A. et al. Nature of the pygmy resonance in continuous gamma-spectra // ЯФ. 2004. Т. 67, № 10. С. 1891–1897;
Bečvář F. et al. $E1$ and $M1$ strengths studied from two-step gamma cascades following capture of thermal neutrons in ^{162}Dy // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 1278–1294.
 18. *Sukhovej A. M., Khitrov V. A., Li Chol.* On correctness of some processing operations for two-step cascade intensities data from the $(n_{\text{th}}, 2\gamma)$ reaction // Proc. of the XII Intern. Seminar «Interaction of Neutrons with Nuclei». Dubna, 2004. P. 438–449; <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0409016>
 19. *Понов Ю. П. и др.* Исследование γ -распада ^{165}Dy с помощью реакции $(n, 2\gamma)$ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48, № 5. С. 891.
 20. <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf>
 21. *Bondarenko V. A. et al.* Cascade population of levels and probable radical change in properties of heavy nucleus in the region $E_{\text{ex}} \approx 0.5B_n$ // Proc. of the XII Intern. Seminar «Interaction of Neutrons with Nuclei». Dubna, 2004. P. 38–50; <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0406030>
 22. *Суховой А. М., Хитров В. А.* Экспериментальные проявления эффекта предполагаемого разрыва куперовских пар нуклонов в ядрах различных типов // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36, № 4. С. 697–731.
 23. *Schiller A. et al.* Extraction of level density and gamma strength function from primary gamma spectra // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 447. P. 498–511.

24. Porter C. F., Thomas R. G. Fluctuations of nuclear reactions widths // Phys. Rev. 1956. V.104, No. 2. P. 483–491.
25. Суховой А. М., Хитров В. А. Метод улучшения разрешения спектров каскадов γ -переходов при обработке кодов совпадений на электронной вычислительной машине // ПТЭ. 1984. Т. 5. С. 27–30.
26. Bondarenko V. A. et al. Two-step cascades of the ^{185}W compound nucleus gamma-decay // Fizika B (Zagreb). 2002. V. 11. P. 201–222.
27. Бонева С. Т. и др. Возможность выявления мягких первичных γ -переходов в реакции (n, γ) // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53, № 2. С. 882–887.
28. Игнатюк А. В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983; Report INDC-233(L). IAEA. Vienna, 1985.
29. Strutinsky V. M. On the nuclear level density in case of an energy gap // Proc. of Intern. Conf. Nucl. Phys., Paris, 1958. P. 617–622.
30. Rejmund F. et al. Pair breaking and even–odd structure in fission-fragment yields // Nucl. Phys. A. 2000. V. 678. P. 215–234.
31. Sukhovej A. M., Khitrov V. A. JINR Preprint E3-2005-196. Dubna, 2005.
32. Vonach H. Extraction of level density information from non-resonant reactions // Proc. IAEA Advisory Group Meeting on Basic and Applied Problems of Nuclear Level Densities. BNL-NCS-51694. 1983. P. 247–290.
33. Вдовин А. И. и др. Полумикроскопическое описание плотности состояний сложных ядер // ЭЧАЯ. 1976. Т. 7, № 4. С. 952–988.
34. Harissopulos S. et al. Cross section measurement of the ^{93}Nb (p, γ) reaction at $E_p = 1.4$ – 4.9 MeV relevant to the nucleosynthetic p process // Phys. Rev. C. 2001. V. 64, No. 5. P. 55804.
35. Кравицов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
36. Кадменский С. Г., Маркушев В. П., Фурман В. И. Радиационные ширины нейтронных резонансов и гигантские дипольные резонансы // ЯФ. 1983. Т. 37, вып. 2. С. 277–283.
37. Axel P. Electric dipole ground transitions widths strength function and 7 MeV photon interactions // Phys. Rev. 1962. V. 126, No. 2. P. 671–683.
38. Soloviev V. G. Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons. Bristol; Philadelphia: Inst. of Phys. Publ. 1992;
Soloviev V. G. Theory of Complex Nuclei. Oxford: Pergamon Press, 1976.
39. <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0511016>