

ПОРОГИ РАЗРЫВА КУПЕРОВСКИХ ПАР НУКЛОНОВ И ОСОБЕННОСТИ РАСПАДА ЯДРА ^{172}Yb В РЕАКЦИИ $^{171}\text{Yb}(n_{\text{th}}, 2\gamma)$

© 2018 г. Н. А. Нгуен^{1,*}, Х. Н. Нгуен¹, Д. К. Фам², Д. К. Ву^{3,4},
А. М. Суховой^{4,**}, Л. В. Мицына^{4,***}

¹Далатский институт ядерных исследований, ВИНАТОМ, Ханой, Вьетнам

²Университет науки и технологии, Ханой, Вьетнам

³Академия науки Вьетнама и Технологический институт физики, Ханой, Вьетнам

⁴Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

*E-mail: ngocanh8999@gmail.com

**E-mail: suchovoj@nf.jinr.ru

***E-mail: mitsyna@nf.jinr.ru

Поступила в редакцию 26.12.2017 г.

С целью расширения базы экспериментальных данных по интенсивностям каскадов из двух последовательно испущенных гамма-квантов радиационного захвата тепловых нейтронов исследована реакция $^{171}\text{Yb}(n_{\text{th}}, 2\gamma)$. При анализе интенсивностей каскадов было выявлено изменение структуры наблюдаемых уровней ядра ^{172}Yb в зависимости от энергии возбуждения и определены вероятные пороги разрыва четырех куперовских пар нейтронов ниже энергии связи нейтрона.

DOI: 10.7868/S0044002718030017

1. ВВЕДЕНИЕ

Ядро с четным числом нейтронов (и протонов) в основном состоянии является системой из спаренных нуклонов. При возбуждении ядра в процессе разрыва пар оно превращается в систему возбужденных фермионов. Изучение динамики этого процесса способствует получению принципиально новой информации о происходящих в ядре фундаментальных взаимодействиях.

В общепринятых представлениях экспериментаторов о ядерной сверхтекучести возбужденное ядро рассматривается как статистическая фермионная система. Такое представление по-прежнему воспроизводится в анализе эксперимента даже при использовании современного детекторного оборудования и при современном развитии теории ядра. Теоретики оперируют представлением о “парных корреляциях сверхпроводящего типа”, по крайней мере, в области возбуждения выше энергий установленных экспериментально ротационных и вибрационных возбуждений.

К сожалению, прогрессу в понимании внутриядерных процессов препятствует многократное увеличение ошибок в значениях извлекаемых параметров (плотности уровней ρ и ширины Γ эмиссии гамма-квантов) из-за больших коэффициентов переноса на них ошибок измеряемых спектров (или сечений).

В методе измерения интенсивностей двухквантовых каскадов распада нейтронных резонансов ядра, реализованном в Дубне [1], наиболее вероятные значения плотности ρ промежуточных уровней компаунд-ядра и парциальных ширины Γ эмиссии продуктов реакции определяются одновременно. Это позволяет изучать динамику изменения свойств сверхтекучей фазы ядерной материи при повышении энергии возбуждения ядра, так как в исследуемой ($n, 2\gamma$)-реакции с высокой точностью определяются энергии трех (исходного, промежуточного и конечного) уровней каскада и вероятности переходов между ними.

Между определяемыми параметрами ρ и Γ (или радиационными силовыми функциями $k = \Gamma/(A^{2/3}E_\gamma^3 D_\lambda)$, где A – масса ядра; D_λ – среднее расстояние между его уровнями; E_γ – энергия испускаемого гамма-кванта) всегда существует корреляция. Тем не менее при наличии полной системы уравнений, связывающих ρ и Γ в каждой точке энергии возбуждения ядра E_{ex} , эти величины можно было бы определить математически точно. Однако из-за недостатка экспериментальной информации одновременное извлечение ρ и Γ из экспериментальных данных возможно только с привлечением различных подходов модельных представлений о функциональных зависимостях $\rho(E_{\text{ex}})$ и $\Gamma(E_\gamma)$. При этом неопределенность, существующая из-за корреляции между

ρ - и Γ -параметрами, конвертируется в систематические ошибки тестируемых взаимосвязанных моделей для $\rho(E_{\text{ex}})$ - и $\Gamma(E_{\gamma})$ -функций.

При анализе измеренных к настоящему времени интенсивностей $I_{\gamma\gamma}(E_{\gamma})$ каскадов из двух последовательных гамма-переходов для 43 ядер из области масс $28 \leq A \leq 200$ оказалось, что экспериментальная информация индивидуальна для каждого ядра. Это вполне соответствует современным теориям о динамике фрагментации состояний ядра (волновые функции возбуждаемых ядерных уровней формируются в процессе фрагментации состояний ядерного потенциала с различными квантовыми числами и разным положением относительно поверхности Ферми) [2, 3].

Теоретическое описание изменения структуры сложных ядер в диапазоне от основного состояния до нейтронных резонансов можно найти, например, в [4]. Хотя пока нет полного теоретического представления о взаимодействии ферми- и бозе-состояний ядра, на основе результатов анализа интенсивностей каскадов, измеренных для стабильных ядер-мишеней с различным отношением P/N числа протонов к числу нейтронов, уже имеется вполне реалистичная картина перехода ядра в фермионную систему при энергии его возбуждения $E_{\text{ex}} < B_n$ (B_n – энергия связи нейтрона в ядре). В частности, для пар ядер с одинаковым P и различным N (^{156}Gd и ^{158}Gd , ^{188}Os и ^{190}Os) получены существенно различающиеся силовые функции и в меньшей степени разные плотности уровней.

Существование и взаимодействие в ядре двух фаз ядерной материи означает, что парциальные ширины гамма-переходов определяются волновыми функциями с различным вкладом вибрационных и квазичастичных компонентов и не могут таким образом соответствовать гипотезе Портера–Томаса [5].

Исследования [6–10] привели к заключению о влиянии на динамику сверхтекучей фазы ядерной материи числа разрывааемых куперовских пар нуклонов и формы возбужденного ядра [8]. Расширение области исследуемых ядер и тем самым увеличение базы экспериментальных данных поможет прояснить детальную картину взаимодействия фермионных и бозонных состояний ядра.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент с образцом иттербия в качестве ядра-мишени проводился на реакторе DDNR (Далат, Вьетнам). Образец массой 0.5 г содержал 0.45 г ^{171}Yb и облучался в течение 830 ч в “тесной” геометрии [1] с расстоянием мишень–детектор около 5 см. Каскады регистрировались HPGe-детекторами с эффективностью 35% относительно

эффективности кристалла NaI(Tl) (диаметром и высотой по 72 мм). Порог регистрации каскадного гамма-перехода был выбран при 0.52 МэВ.

Информативная часть спектра сумм амплитуд совпадающих импульсов для реакции $^{171}\text{Yb}(n_{\text{th}}, 2\gamma)^{172}\text{Yb}$ представлена на рис. 1. На рис. 2 и 3 приведены спектры интенсивности каскадов на основное состояние ядра ^{172}Yb и на его первый возбужденный уровень с энергией $E_f = 78$ кэВ. Использован алгоритм численного улучшения разрешения [11], согласно которому отклонение суммы энергий квантов любого

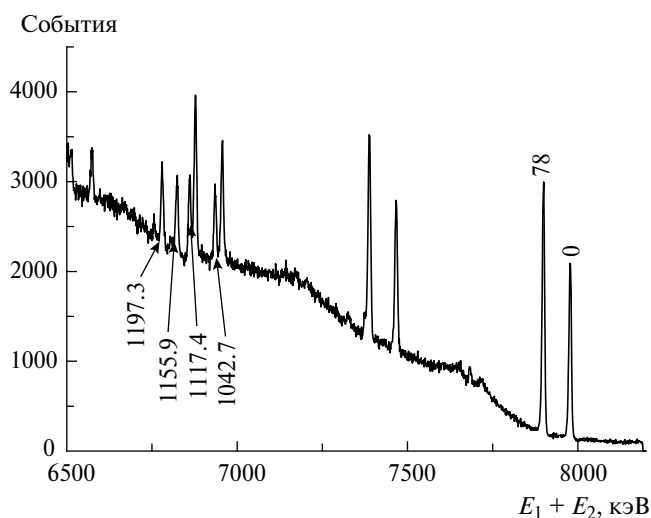


Рис. 1. Спектр сумм амплитуд совпадающих импульсов для реакции $^{171}\text{Yb}(n_{\text{th}}, 2\gamma)^{172}\text{Yb}$. У пиков поглощения полной энергии каскада указана энергия конечного уровня (в кэВ).

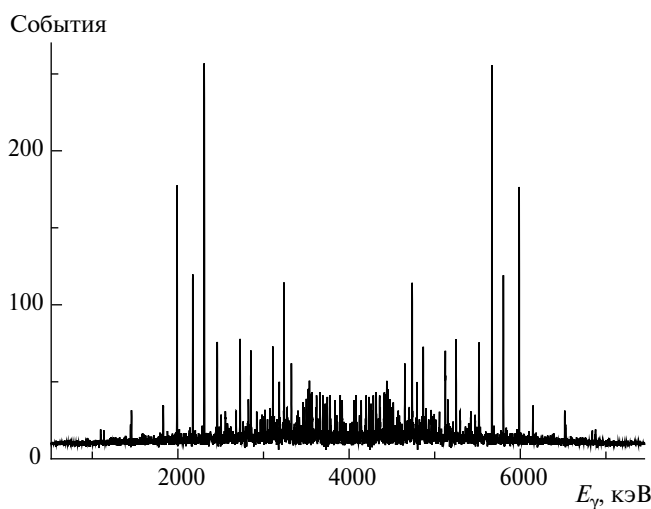


Рис. 2. Распределение интенсивности каскадов на основное состояние ^{172}Yb в зависимости от энергии первого и второго квантов каскада. Учтена эффективность регистрации каскада.

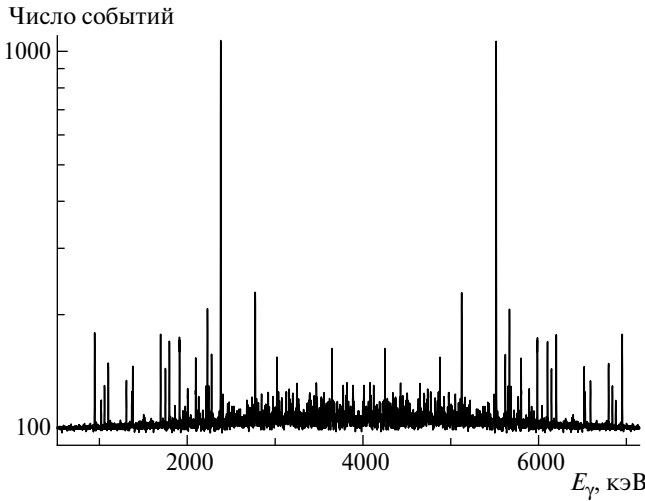


Рис. 3. Распределение интенсивности каскадов на уровень $E_f = 78$ кэВ ядра ^{172}Yb в зависимости от энергии первого и второго квантов каскада.

каскада от его среднего суммарного значения делится пропорционально ширинам пиков каскада и вычитается (или добавляется) к энергиям первичного E_1 - и вторичного E_2 -переходов каждого зарегистрированного случая полного поглощения энергии каскада детекторами. Спектры интенсивностей (рис. 2 и 3) нормированы на эффективность регистрации соответствующих каскадов с сохранением суммарного числа событий. Определены энергии и относительные интенсивности всех экспериментально разрешенных пиков для 386 каскадов.

При анализе эксперимента спектры экспериментальных интенсивностей каскадов (рис. 2 и 3) с помощью техники [1, 12] и методов ядерной спектроскопии [13] преобразуются [14] в два зеркально-симметричных распределения интенсивностей $I_{\gamma}(E_1)$ и $I_{\gamma}(E_2)$ первичного и вторичного переходов. Форма экспериментального спектра первичных переходов определяется коррелирующими между собой функциями $\rho(E_{\text{ex}})$ и $\Gamma(E_{\gamma})$ ((1), см. ниже). Подгоняемые параметры p и q наиболее вероятных функций $\rho(E_{\text{ex}}) = \varphi(p_1, p_2, \dots)$ и $\Gamma(E_{\gamma}) = \psi(q_1, q_2, \dots)$ находились при модельном описании экспериментальных интенсивностей $I_{\gamma}(E_1)$. Физическая информация о ядре получается из анализа эксперимента при сравнении нескольких модельных представлений. Иных способов одновременного определения плотности уровней и радиационных силовых функций из гамма-спектров распада высоковозбужденных уровней не существует. Любой спектр гамма-лучей может быть описан только при условии, если точно определены энергии, номера квантов в каскадах и общее число гамма-переходов.

Каскадный распад нейтронного резонанса (или иного компаунд-состояния) λ происходит через промежуточные уровни i на конечные уровни f . Спины и четности промежуточных уровней каскадов определяются правилами отбора по мультипольности. Доля первичных переходов $I_{\gamma}(E_1)$ для любого малого интервала энергий каскадов ΔE_j может быть представлена уравнением:

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

$$= \sum_{\lambda, f} \sum_j \frac{\Gamma_{\lambda j}}{\langle \Gamma_{\lambda j} \rangle M_{\lambda j}} n_j \frac{\Gamma_{jf}}{\langle \Gamma_{jf} \rangle m_{jf}}$$

Сумма парциальных ширин первичных переходов $\sum_j \Gamma_{\lambda j}$ на $M_{\lambda j}$ промежуточных уровней равна $\langle \Gamma_{\lambda j} \rangle M_{\lambda j}$, а сумма $\sum_j \Gamma_{jf}$ для вторичных переходов на m_{jf} конечных уровней – $\langle \Gamma_{jf} \rangle m_{jf}$, поскольку $\langle \Gamma_{\lambda j} \rangle = \sum_j \Gamma_{\lambda j} / M_{\lambda j}$ и $\langle \Gamma_{jf} \rangle = \sum_j \Gamma_{jf} / m_{jf}$. Для малых интервалов энергии число промежуточных уровней всех типов равно $n_j = \rho \Delta E_j$.

Так как аппаратные возможности для определения параметров всех каскадов отсутствуют, необходимая для решения системы уравнений (1) информация получается из подгонок к экспериментальным распределениям модельно задаваемых интенсивностей всех наблюдаемых гамма-переходов. Любое распределение интенсивности двухквантовых каскадов (см. рис. 2 и 3) содержит только пики полного поглощения энергии каскадов и шумовую полосу с нулевым средним значением [1]. Ее дисперсия эффективно уменьшается при увеличении энергии каскада.

Для получения достоверных параметров необходимо определять долю интенсивности всех первичных переходов с точностью не хуже 10–20%. Согласно [12] первичным квантом в двух и более каскадах с различными значениями E_f , как правило, оказывается каскадный переход с большей энергией и обычно первичный переход порождает несколько вторичных переходов. Эти условия и данные файла ENDSF позволяют с помощью метода максимального правдоподобия составить независимую и точную схему распада исходного уровня каскада.

Учитывая практическое отсутствие фона, равенство площадей пиков первичного и вторичного переходов каждого индивидуального каскада и зеркальную симметрию их положения относительно центра $0.5(E_1 + E_2)$ спектра всех каскадов, мы вычли все наблюдаемые пики интенсивных низкоэнергетических вторичных переходов из области энергий промежуточных уровней $E_i \geq 0.5B_n$. Оставшееся в этой области энергий сплошное распределение интенсивности большого числа

низкоэнергетических первичных каскадных гамма-квантов (не более 30% суммарной интенсивности первичных переходов) вместе с интенсивными разрешенными первичными переходами из области энергий $E_i \leq 0.5B_n$ есть наиболее вероятное распределение $I_{\gamma\gamma}(E_1)$.

Конечно, при ошибочной идентификации части пиков около энергии $0.5(E_1 + E_2)$, где находится смесь неразделяемых первичных и вторичных переходов, полученная функция $I_{\gamma\gamma} = f(E_1)$ искажается. Но доля интенсивности ошибочно включенных в $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ вторичных переходов равна доле ошибочно включенных в $I_{\gamma\gamma}(E_2)$ первичных переходов. При этом возможное искажение формы распределения $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ в небольшой области энергий первичных переходов вблизи $0.5B_n$ уменьшается с увеличением статистики зарегистрированных событий.

При решении системы уравнений (1) средняя величина парциальной ширины однотипных переходов и плотность уровней в коэффициентах ветвления $\Gamma_{\lambda_j}/(\langle\Gamma_{\lambda_j}\rangle M_{\lambda_j})$ для первичных и $\Gamma_{j'j}/(\langle\Gamma_{j'j}\rangle m_{\lambda_j})$ для вторичных переходов подгонялись в малых интервалах ΔE_j . Большая статистика отсчетов и малая фоновая подложка под пиками полного поглощения энергии каскадов $E_1 + E_2 = 8020$ кэВ и $E_1 + E_2 = 7942$ кэВ позволили для ^{172}Yb уменьшить ширину энергетического интервала суммирования экспериментальных интенсивностей вдвое (до $\Delta E_j = 250$ кэВ) по сравнению с 43 ядрами, исследованными нами ранее [8, 10]. Таким образом, форма функции $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ была определена для ^{172}Yb с лучшей точностью среди всех исследованных нами ядер.

В форме разрешенных пиков с ширинами $\sim 2-4$ кэВ для каскадов с $E_f = 0$ наблюдалось 70%, а для каскадов с $E_f = 78$ кэВ – 67% от общей площади спектров, представленных на рис. 2 и 3.

Абсолютная интенсивность первичных переходов исследуемой реакции определена из интенсивностей гамма-лучей комбинированной мишени ^{171}Yb и ^{27}Al . Полученные данные для каскада $E_1 + E_2 = 5540 + 2402$ кэВ с точностью в несколько процентов совпадают с данными [15].

3. СХЕМА РАСПАДА ^{172}Yb

Спектры сумм амплитуд совпадающих импульсов получены не только для каскадов на основной и первый возбужденный уровень ^{172}Yb , но и для конечных уровней каскадов с энергиями $E_f = 1042.7$; 1117.4; 1155.9 и 1197.3 кэВ. К сожалению, большая подложка от случаев регистрации только части энергии каскадных квантов под пиками каскадов с $E_f > 78$ кэВ не позволила получить для них столь

же полную спектроскопическую информацию, как для каскадов с $E_f = 0$ и $E_f = 78$ кэВ.

В данном эксперименте для каскадов наибольшей интенсивности ошибка определения значений $I_{\gamma\gamma}$ в основном была много меньше 30% (при такой ошибке пик каскада считался разрешенным). Методика [12] показывает, что в большинстве случаев первичный гамма-переход инициирует по меньшей мере два вторичных гамма-перехода. В совокупности с данными [15] это позволило с большой вероятностью экспериментально идентифицировать основную часть первичных переходов.

Для исследования сверхтекучести возбужденного ядра [16] нужны независимые значения ρ в двух областях энергетической шкалы: при $E_{\text{ex}} \approx 1-3$ МэВ и $E_{\text{ex}} \approx B_n$. При этих энергиях точность определения ρ ограничена из-за пропуска нейтронных резонансов с малой шириной и из-за пропуска низколежащих уровней, слабо возбуждаемых в ядерной реакции или имеющих большую фоновую подложку. Но следует отметить, что в методе изучения двухквантовых каскадов отсутствуют основные источники фона, характерные для ординарных (без регистрации совпадений) экспериментов. Поэтому фоновые условия в случае двухквантовых каскадов практически не зависят от энергии возбуждения ядра, что позволяет определять плотность его “дискретных” уровней с наименьшим (по сравнению с иными ядерными реакциями [13]) порогом регистрации гамма-квантов.

Радиационный захват тепловых нейтронов стабильным ядром-мишенью ^{171}Yb ограничивает значения спинов уровней, плотность которых требуется определить, интервалом $0 \leq J < 3$. Полученные нами плотности “дискретных” уровней ^{172}Yb для всех спинов и обеих четностей представлены светлыми точками на рис. 4, где для сравнения звездочками приведены также данные из эксперимента [15] с пучком нейтронов с энергией 2 кэВ в области энергий 2–4 МэВ. Ступенчатая функция $\rho(E_{\text{ex}})$, показанная на рис. 4 темными точками с ошибками, получена из усреднения наилучших аппроксимаций интенсивностей двух каскадов с суммарной энергией 8020 и 7982 кэВ. Изломы соответствуют специфике энергетической зависимости плотности уровней вибрационного типа выше порогов разрыва трех куперовских пар, что подтверждено расчетом с параметрами, полученными из подгонок (см. ниже формулу (3)). До энергии возбуждения $E_{\text{ex}} \approx 3$ МэВ приведенные на рис. 4 плотности низколежащих промежуточных уровней каскадов на конечные уровни $E_f = 0$ и 78 кэВ неплохо совпадают со значениями, предсказываемыми моделью ферми-газа с обратным смещением [17]. То же самое можно сказать и о плотностях уровней из эксперимента [15] (и других данных из файла ENDSF до энергии возбуждения ~ 3 МэВ). Далее при

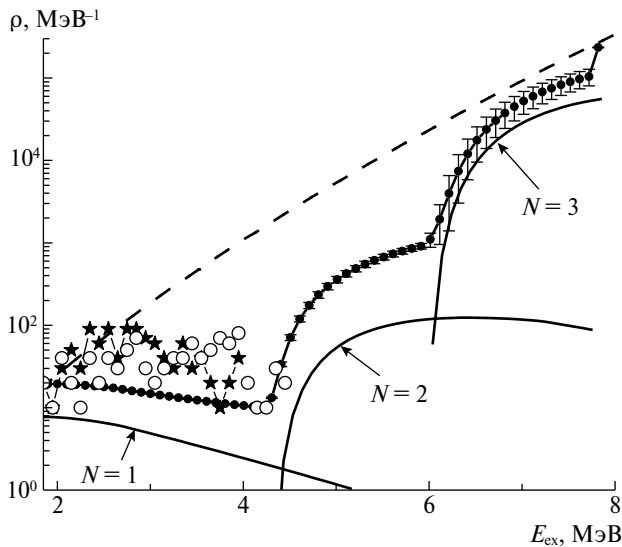


Рис. 4. Зависимость плотности уровней ^{172}Yb от энергии возбуждения ядра. Точки: \circ – плотности дискретных уровней (данные настоящей работы), точки с ошибками – плотности, полученные из наилучшей подгонки к экспериментальным интенсивностям каскадов, \star – данные из спектра разрешенных гамма-переходов при захвате нейтронов с $E_n = 2$ кэВ [15]. Кривые: штриховая – плотность уровней по модели [17] для спинов $0 \leq J \leq 3$ и обеих четностей; сплошные, помеченные номерами – плотность уровней вибрационного типа выше порогов разрыва трех куперовских пар, рассчитанная (согласно (3), см. ниже) с параметрами, полученными из подгонки.

увеличении энергии возбуждения плотность “дискретных” уровней убывает быстрее, чем предсказывает модель ферми-газа.

В рамках существующих теоретических представлений о деформированном тяжелом ядре энергия возбуждения 2–2.5 МэВ примерно равна энергии разрыва первой куперовской пары 2Δ (Δ – энергия спаривания последнего нуклона). Но малая плотность уровней в области энергий 2Δ не позволяет наблюдать ожидаемый (согласно перераспределению энергии возбуждения) процесс разрыва первой куперовской пары. Тем не менее для количественного описания всей интенсивности каскадов при подгонках необходимо учитывать наличие вибрационных уровней ниже порога разрыва второй куперовской пары.

4. ЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГАММА-РАСПАДА

Чтобы извлечь достоверную экспериментальную информацию о свойствах сверхтекучей фазы ядерной материи, необходимо:

1. измерять интенсивность гамма-каскадов на низколежащие уровни изучаемого ядра (основное состояние и группу уровней с небольшой энергией);
2. обеспечить наилучшее описание измеренных спектров (рис. 2 и 3) при одновременной подгонке параметров плотности уровней и парциальных радиационных ширин.

Основной проблемой изучения сверхтекучести возбужденного ядра является выбор модельных представлений, обеспечивающих достоверное описание изучаемого процесса. Для определения плотности уровней и парциальных ширин эмиссии продуктов ядерной реакции в большинстве мировых экспериментов используются модели, базирующиеся на расчетах различных спектров и сечений реакций при достаточно больших энергиях возбуждения ядра [17–19]. Выполненный к настоящему времени анализ экспериментальных данных по интенсивностям двухквантовых каскадов для 43 ядер показал, что представления о ядре как о системе невзаимодействующих ферми-частиц устарели и не годятся для достоверного описания происходящих в ядре процессов.

За неимением точных теоретических моделей мы используем эмпирическую модель, включая в нее различные реалистические феноменологические представления. Но использовать даже общепринятые представления о параметрах изучаемого процесса без проверки экспериментом недопустимо. В противном случае гарантировано появление принципиальных ошибок.

Для описания плотности уровней в эмпирической модели гамма-распада параметризована модель плотности n -квазичастичных возбуждений ядра [19, 20], обычно используемая при изучении предравновесных реакций. Плотность ρ_l уровней фермионного типа выше ожидаемого порога разрыва куперовской пары номер l представлена выражением:

$$\rho_l = \frac{(2J+1) \exp\left(-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right)}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \Omega_n(E_{\text{ex}}), \quad (2)$$

$$\Omega_n(E_{\text{ex}}) = \frac{g^n (E_{\text{ex}} - U_l)^{n-1}}{\left(\frac{n}{2}!\right)^2 (n-1)!},$$

где Ω_n – плотность n -квазичастичных состояний; σ – фактор обрезания спина; J – спин возбужденного уровня компаунд-ядра; g – плотность одночастичных состояний около поверхности Ферми, а U_l – энергия разрыва l -й куперовской пары (или энергия возбуждения пары квазичастиц).

Для описания коэффициента коллективного увеличения плотности уровней C_{col} было взято феноменологическое соотношение между энтропиями фаз ядерной материи [16], учитывающее циклический разрыв куперовских пар:

$$C_{\text{col}} = A_l \exp\left(\sqrt{(E_{\text{ex}} - U_l)/E_u} - (E_{\text{ex}} - U_l)/E_u\right) + \beta. \quad (3)$$

Здесь A_l – подгоняемые параметры плотности вибрационных уровней выше точки разрыва каждой l -й куперовской пары, параметр β может отличаться от 0 для деформированных ядер. Параметр E_u , определяющий скорости изменения плотности квазичастичных и фононных уровней, примерно равен средней энергии спаривания последнего нуклона для большинства исследованных ядер [6–10].

Как было экспериментально установлено ранее [21], невозможно точно описать интенсивности двухквантовых каскадов без добавления одного или нескольких пиков к гладким энергетическим зависимостям радиационных силовых функций $E1$ - и $M1$ -переходов. Гладкие части энергетических зависимостей $k(E1, E_\gamma)$ и $k(M1, E_\gamma)$ были описаны, как в модели [18], с добавлением подгоняемых параметров веса w_E (или w_M) и изменения производных силовых функций κ_E (или κ_M) (индексы E и M относятся к $E1$ - или $M1$ -переходам соответственно). К гладким частям силовых функций были добавлены одно или два слагаемых, описывающих локальные пики. В данном анализе для описания формы каждого локального пика была использована асимметричная кривая Лоренца. Силовые функции $k(E1, E_\gamma)$ и $k(M1, E_\gamma)$ электрических и магнитных переходов описывались сходным образом как

$$k(E1, E_\gamma) = w_E \frac{\Gamma_{\text{GE}}^2 (E_\gamma^2 + \kappa_E 4\pi^2 T_E^2)}{(E_\gamma^2 - E_{\text{GE}}^2)^2 + E_{\text{GE}}^2 \Gamma_{\text{GE}}^2} + \sum_i W_{Ei} \frac{(E_\gamma^2 + (\alpha_{Ei} (E_{Ei} - E_\gamma)/E_\gamma)) \Gamma_{Ei}^2}{(E_\gamma^2 - E_{Ei}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{Ei}^2}, \quad (4)$$

$$k(M1, E_\gamma) = w_M \frac{\Gamma_{\text{GM}}^2 (E_\gamma^2 + \kappa_M 4\pi^2 T_M^2)}{(E_\gamma^2 - E_{\text{GM}}^2)^2 + E_{\text{GM}}^2 \Gamma_{\text{GM}}^2} + \sum_i W_{Mi} \frac{(E_\gamma^2 + (\alpha_{Mi} (E_{Mi} - E_\gamma)/E_\gamma)) \Gamma_{Mi}^2}{(E_\gamma^2 - E_{Mi}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{Mi}^2}, \quad (5)$$

где E_{GE} (или E_{GM}) и Γ_{GE} (или Γ_{GM}) – положение центра и ширина в максимуме гигантского

дипольного резонанса; T_E (или T_M) – варьируемая термодинамическая температура для $E1$ -перехода (или $M1$ -перехода). И для каждого i -го ($i \leq 2$) локального пика силовых функций $E1$ -перехода (или $M1$ -перехода): E_{Ei} (или E_{Mi}) – положение центра пика; Γ_{Ei} (или Γ_{Mi}) – ширина пика; W_{Ei} (или W_{Mi}) – амплитуда пика; $\alpha_{Ei} \sim T_E^2$ (или $\alpha_{Mi} \sim T_M^2$) – параметр асимметрии. На необходимость учета асимметрии пиков в радиационной силовой функции указывают и модель [18], и теоретический анализ [2] закономерностей фрагментации одночастичных состояний ядерного потенциала. В процессе подгонки используемые функции (4) и (5) обычно сильно изменяются.

Как и в работе [9], в анализе ядра ^{172}Yb были учтены оболочечные неоднородности одночастичного спектра.

Сопоставление экспериментальной плотности уровней, полученной из спектров испарительных нуклонов [22], с данными анализа интенсивности каскадов [23] выявило их значительное расхождение в точках разрыва куперовских пар. Исчезновение фонона и появление дополнительной пары квазичастиц должно приводить к заметному изменению плотности уровней в этих точках. Из существования гладких испарительных спектров следует, что изменение в плотности уровней (при разрыве куперовских пар в ядре) должно компенсироваться изменением в силовых функциях при тех же энергиях возбуждения. И резонансная структура силовых функций, экспериментально обнаруженная [24] вблизи точки разрыва второй куперовской пары (при энергии возбуждения 3–4 МэВ), которая была интерпретирована существованием пигми-резонанса в ядре, должна сопровождаться изменением в плотности уровней. Для проверки этого резонансного предположения мы ввели в уравнения (4) и (5) компенсационные коэффициенты M [6, 25]:

$$M = \rho_{\text{mod}}/\rho_{\text{exp}}. \quad (6)$$

Здесь ρ_{mod} – плотность уровней, рассчитанная по модели ферми-газа, ρ_{exp} – плотность уровней, получаемая при подгонке к экспериментальным интенсивностям. Для силовых функций (4) и (5) коэффициенты M подгоняются отдельно.

Компенсационными параметрами M в каждой итерации вносится поправка на антикорреляцию между ρ и Γ , не учтенную их модельными представлениями. При достаточно высоком качестве экспериментальных данных из двухквантовых каскадов ^{172}Yb имеется реальная возможность оценить влияние компенсационных параметров M на определение порогов разрыва куперовских пар.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

5.1. Об устойчивости полученных параметров

Результаты анализа каскадного гамма-распада ^{172}Yb с помощью эмпирической модели с высокой точностью воспроизводят интенсивность каскадов с суммарными энергиями от $E_1 + E_2 = 8020$ кэВ до $E_1 + E_2 = 6823$ кэВ, включая наблюдаемые локальные пики выше $E_{\text{ex}} \approx 5$ МэВ (рис. 5).

На рис. 6–8 представлены наилучшие результаты семи различных вариантов подгонок интенсивности каскадов при различных начальных значениях компенсационных параметров M . Начальные значения коэффициентов M в подгонках для $E1$ - и $M1$ -силовых функций выбирались из интервала $1 \leq M \leq 10$. Результаты описания интенсивностей каскадов с различными начальными значениями параметров M показали, что их подогнанные значения всегда ограничены сверху (для $E1$ -силовой функции $M \leq 5$, а для $M1$ -силовой функции $M \leq 3$).

Для ^{172}Yb , как и для других исследованных ядер [8, 10], наблюдается ступенчатый характер нарастания плотности уровней с ростом энергии возбуждения (рис. 6) при убывании плотности уровней вибрационного типа между порогами разрыва куперовских пар. Этот результат качественно согласуется и с модельными представлениями из работы [16] о поведении плотности вибрационных уровней (см. рис. 4), и работы [20], из которой следует ступенчатое возрастание плотности квазичастичных уровней при каждом пороге разрыва куперовских пар.

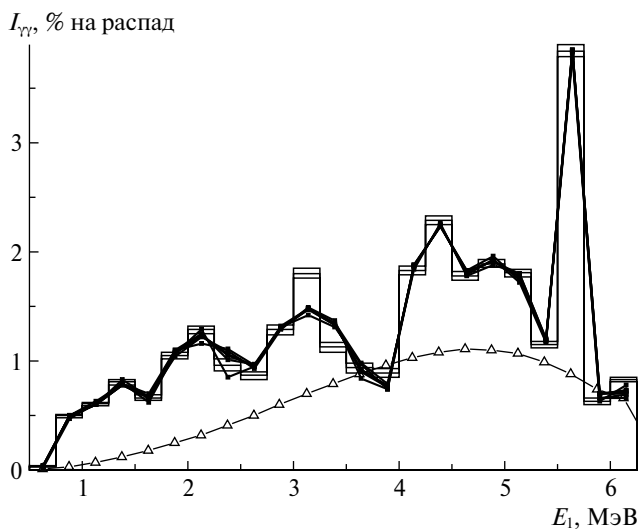


Рис. 5. Зависимости суммарной интенсивности каскадов на шесть конечных уровней ^{172}Yb с $E_f \leq 1197$ кэВ от энергии первичного перехода. Гистограмма – экспериментальная интенсивность с ошибками эксперимента, полученная по методике [14]. Ломаные линии – результаты подгонок при различных M . Точки – расчет по моделям [17] и [18].

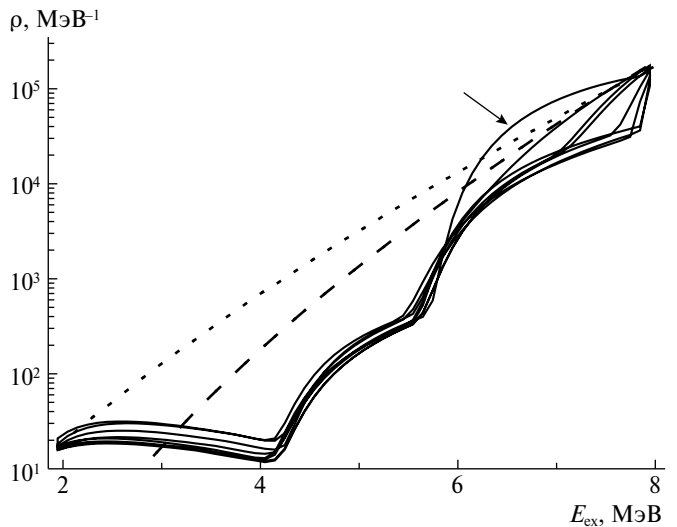


Рис. 6. Зависимости плотности уровней ^{172}Yb от энергии возбуждения ядра. Кривые: сплошные – результаты аппроксимации суммарной интенсивности $I_{\gamma\gamma}$ каскадов на шесть конечных уровней с $E_f \leq 1197$ кэВ с различными M , штриховая и точечная – расчеты по модели [17] с учетом и без учета оболочечных неоднородностей одночастичного спектра [16] соответственно. Стрелкой указан вариант с $M = 1$.

Вероятные значения $E1$ - и $M1$ -радиационных силовых функций для ядра ^{172}Yb в зависимости от энергии первичных переходов каскадов (с учетом влияния на них сечения отрицательного (ниже энергии связи нейтрона) резонанса) представлены отдельно на рис. 7а и 7б. На рис. 8 показаны значения сумм $E1$ - и $M1$ -радиационных силовых функций (результаты получены при условии, что доля распадов компаунд-состояния ^{172}Yb со спином $J = 1$ составляет 60%).

Из рис. 5 и 6 следует, что компенсационные коэффициенты M практически не влияют на расчетные интенсивности каскадов и слабо меняют плотность уровней около порогов разрыва трех первых куперовских пар. Рисунки 7 и 8 показывают, что подгонок с параметром M заметно изменяют форму силовых функций. Более существенным является факт, что при начальных значениях $M > 2$ в спектре радиационных силовых функций появляется локальный пик с центром при $E_1 \approx 1$ МэВ (при энергии возбуждения, соответствующей точке разрыва 4-й куперовской пары). Увеличения силовой функции в точке разрыва 4-й куперовской пары, как у ^{172}Yb , можно ожидать и для ряда ядер, в которых наблюдается избыточная (относительно лучшей аппроксимации) интенсивность каскадов при $E_1 = 1\text{--}2$ МэВ [8, 10].

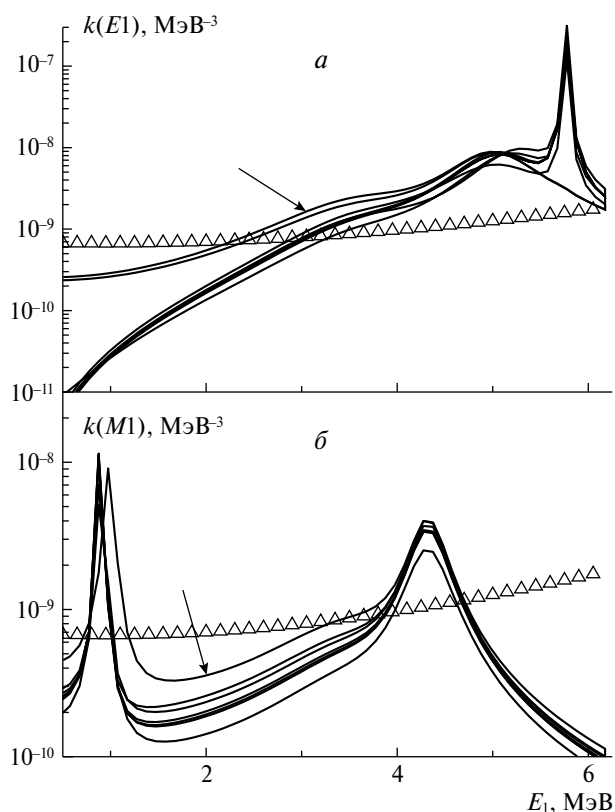


Рис. 7. Силовые функции $k(E1)$ и $k(M1)$ $E1$ -переходов (а) и $M1$ -переходов (б), полученные при энергиях первичного перехода в интервале $0.52 < E_1 < 6$ МэВ для различных M (6). Точки – расчет силовой функции $E1$ -переходов по модели [18] в сумме с $k(M1) = \text{const}$. Стрелками указаны варианты подгонок с $M = 1$.

Наблюдаемые при $M > 2$ на рис. 7 пики электрических силовых функций при энергии первичного перехода около 6 МэВ и пики магнитных силовых функций около $E_1 = 4$ МэВ соответствуют точкам разрыва куперовских пар ^{172}Yb . В подгонке с $M = 1$ самый сильный разрешенный каскад $5540 + 2402$ кэВ не формирует в радиационной силовой функции $E1$ -переходов пик около $E_1 = 6$ МэВ, относительно большая интенсивность которого, согласно [15], обусловлена наличием отрицательного резонанса. Однако такой интенсивный пик не наблюдается при захвате нейтронов с энергией 2 кэВ, поэтому он может оказаться очень большим случайным отклонением.

5.2. О связи между параметрами гамма-распада и спином компаунд-состояния

Каскадный гамма-распад нейтронного резонанса мишени с нечетным числом нейтронов и/или протонов происходит посредством дипольных $E1$ - и $M1$ -переходов практически в 100% распадов. Смеси дипольных и квадрупольных

гамма-переходов участвуют в процессе гамма-распада, потенциально влияя на значения силовых функций, но их наличие в двухквантовых каскадах ранее изученных ядер не идентифицировано.

Высокое разрешение используемых для регистрации каскадов детекторов позволяет изучать зависимость параметров сверхтекучести ядра от спинов возбуждаемых уровней и от их четности при различных энергиях возбуждения. При подгонках неизвестное соотношение плотностей уровней различной четности в интервале энергий возбуждения $E_d \leq E_{\text{ex}} \leq B_n$ (E_d – верхняя граница энергий области дискретных уровней) определялось как $r = \rho(\pi^-)/(\rho(\pi^-) + \rho(\pi^+))$, где $\rho(\pi^-)$ и $\rho(\pi^+)$ – плотности уровней отрицательной и положительной четностей соответственно. Во всех расчетах для ядра ^{172}Yb при $B_n = 8$ МэВ $r = 0.5$ (общепринятая в настоящее время гипотеза), а при $E_{\text{ex}} = E_d$ значение r изменялось от нуля до единицы (при $E_d < E_{\text{ex}} < B_n$ значение r находилось из соответствующих линейных экстраполяций).

Сечения захвата теплового нейтрона ядром ^{171}Yb , определяемые известными резонансами в состоянии $J = 1$ и $J = 0$, равны $\sigma_1 = 4$ бн и $\sigma_0 = 1.8$ бн соответственно. Сечение захвата от отрицательного резонанса с неизвестным спином равно 42.8 бн [26]. Его наличие влияет на результаты подгонок и соответственно на значения порогов разрыва пар. Согласно правилам отбора по мультипольности при распаде компаунд-состояния со спином $J = 0$ двухквантовым каскадом возбуждаются конечные уровни со спинами $I = 0, 1, 2$, а при распаде

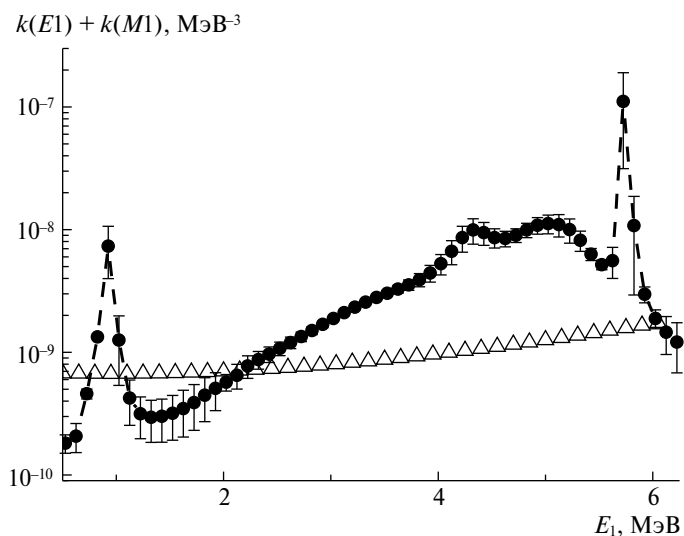


Рис. 8. Зависимости сумм $E1$ - и $M1$ -радиационных силовых функций от энергии первичного перехода. Точки с ошибками, соединенные штриховой кривой – семь лучших подгонок с разными M (6), Δ – расчет силовой функции $E1$ -переходов по модели [18] в сумме с $k(M1) = \text{const}$.

компаунд-состояния со спином $J = 1$ каскады возбуждают уровни со спинами $I = 0, 1, 2$ и 3 .

Оценить влияние спина компаунд-состояния на подгоняемые параметры, воспроизводящие экспериментальные интенсивности в представленном эксперименте, можно из рассчитанных зависимостей интенсивностей от отношения $\sigma_1/(\sigma_1 + \sigma_0)$, определяющего величину вклада в полное сечение от захвата нейтрона компаунд-состояниями со спином $J = 1$. Полные интенсивности для заданных отношений $\sigma_1/(\sigma_1 + \sigma_0)$ (точки, соединенные линиями) показаны на рис. 9 для каскадов на восемь конечных уровней ^{172}Yb . Шесть из этих уровней имеют энергию $E_f > 1$ МэВ. В расчетах использованы лучшие подгонки плотности уровней и силовых функций (рис. 6–8). Экспериментальная доля интенсивности суммы двух самых сильных каскадов на один распад равна $0.203(11)$,

а суммы четырех каскадов с энергиями 1043; 1118; 1155 и 1198 кэВ – $0.078(11)$.

Если отрицательный резонанс имеет спин $J = 0$, расчет (рис. 9) показывает, что уровни с $E_f = 1172$ кэВ ($I = 3^+$) и $E_f = 1221$ кэВ ($I = 3^-$) могут возбуждаться не чаще, чем в одном случае на 1000 распадов. Если же отрицательный резонанс имеет спин $J = 1$, эти каскады имеют интенсивность до 1% на распад. Из сопоставления расчетов, представленных на рис. 9, можно оценить величину отношения $\sigma_1/(\sigma_1 + \sigma_0)$ – от 30 до 60%.

В зависимости от спина отрицательного резонанса расчетная сумма интенсивностей каскадов на основное и первое возбужденное состояния изменяется от 18.8 до 19.6%. Полученные значения интенсивностей каскадов с $E_f = 0$ ($I = 0$) и с $E_f = 78$ кэВ ($I = 2$) наглядно демонстрируют антикорреляцию расчетных интенсивностей каскадов на эти конечные уровни при изменении доли сечения захвата на компаунд-состояние со спином $J = 1$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном эксперименте общие свойства гамма-распада, обнаруженные нами ранее для 43 ядер, подтверждены для ядра ^{172}Yb . Интенсивности двухквантовых каскадов в ядре ^{172}Yb определены с наилучшей точностью среди всех изученных нами четно-четных ядер. Точность экспериментального распределения $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ позволила заявить о наличии сверхтекучей фазы ядерной материи и наблюдать ее изменение с ростом энергии возбуждения ядра.

Из экспериментальных распределений $I_{\gamma\gamma}(E_1)$ каскадов на различные конечные уровни при захвате тепловых нейтронов ядром ^{171}Yb наиболее вероятное значение порога разрыва второй куперовской пары получено с погрешностью менее 0.5 МэВ, и с несколько большей погрешностью – пороги разрыва третьей и четвертой пар. Доказуемой связи между порогами разрыва куперовских пар и спином нейтронного резонанса в анализе не обнаружено. Для ядра ^{172}Yb (как и для всех исследованных деформированных ядер) найденное значение порога разрыва четвертой пары удовлетворяет условию $U_4 \leq B_n$.

Полученные распределения $k(E_1)$, $k(M1)$ и $\rho(E_{ex})$ для ядра ^{172}Yb по форме сходны с аналогичными распределениями для ^{174}Yb [9, 10]. Наличие ступенчатой структуры в распределении $\rho(E_{ex})$ с близкими для двух изотопов иттербия порогами разрыва куперовских пар может рассматриваться как наблюдение общих закономерностей гамма-распада этих деформированных ядер. Сравнение плотности уровней ρ из аппроксимации интенсивности каскадов на два конечных уровня

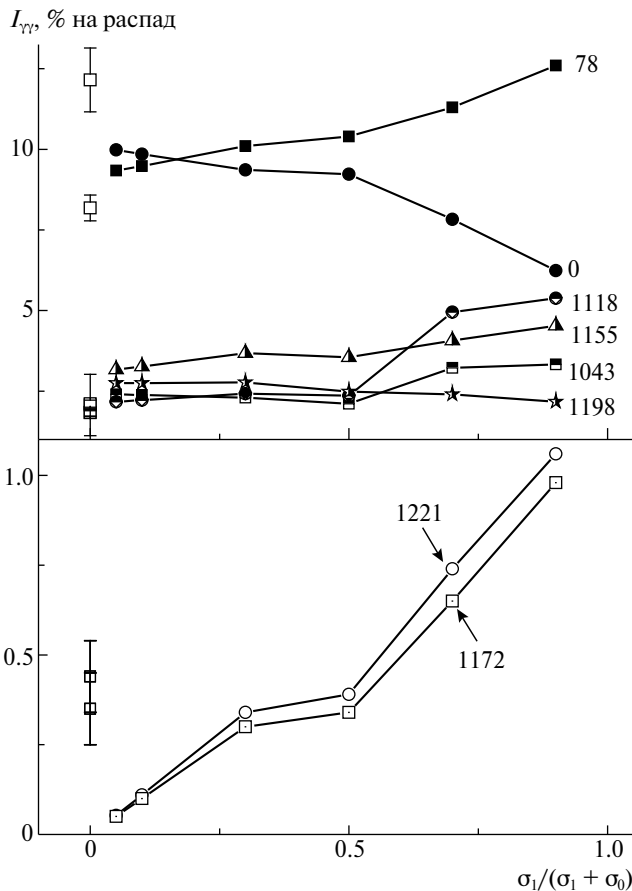


Рис. 9. Расчетные суммарные интенсивности каскадов для заданного соотношения $\sigma_1/(\sigma_1 + \sigma_0)$ сечения захвата нейтрона компаунд-состояниями ядра со спином $J = 1$ к полному сечению захвата (точки, соединенные линиями). Энергии конечных уровней E_f указаны в кэВ. Точки с ошибками – экспериментальные интенсивности анализируемых каскадов.

(рис. 4) с аналогичными данными для шести каскадов (рис. 6) показало слабую зависимость ρ от структуры волновых функций ротационных и вибрационных конечных уровней ^{172}Yb .

Для ядра ^{172}Yb энергетические зависимости $E1$ - и $M1$ -радиационных силовых функций в целом сходны с полученными ранее для других четно-четных деформированных ядер. Некоторое различие можно отнести как к ошибкам эксперимента, так и к неточности модельных представлений о параметрах ρ и Γ изучаемого ядра.

Для дальнейшего изучения каскадного гамма-распада компаунд-состояний необходимы новые модели с возможностью описания дипольных радиационных силовых функций и плотности уровней во всем диапазоне возбуждения исследуемого ядра. В первую очередь необходима современная модель плотности уровней вместо феноменологического коэффициента вибрационного увеличения плотности уровней. Новые модели должны учитывать зависимость ρ и Γ от спина, четности, квантового числа K и т.д. и как частные случаи включать возможность описания ядра как чисто фермионной или чисто бозонной систем, что гарантировало бы полную объективность полученных результатов.

Большие возможности для исследования сверхтекучести возбужденных ядер можно ожидать при использовании для регистрации интенсивностей каскадов многодетекторных систем из HPGe-детекторов (для выделения каскадов с различной множественностью квантов и с суммарной интенсивностью минимум 90% общей интенсивности первичных переходов), а также при изучении распада компаунд-состояний с эмиссией двух разных продуктов ядерной реакции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. Т. Бонева, Э. В. Васильева, Ю. П. Попов, А. М. Суховой, В. А. Хитров, ЭЧАЯ **22**, 479 (1991) [Sov. J. Part. Nucl. **22**, 232 (1991)].
2. Л. А. Малов, В. Г. Соловьев, ЯФ **26**, 729 (1977) [Sov. J. Nucl. Phys. **26**, 384 (1977)].
3. V. G. Soloviev, *Theory of Atomic Nuclei: Quasi-Particle and Phonons* (IPP, Bristol and Philadelphia, 1992).
4. В. Г. Соловьев, ЭЧАЯ **3**, 770 (1972) [Sov. J. Phys. Part. Nucl. **3**, 390 (1972)].
5. С. Е. Porter and R. G. Thomas, Phys. Rev. **104**, 483 (1956).
6. А. М. Суховой, ЯФ **78**, 256 (2015) [Phys. Atom. Nucl. **78**, 230 (2015)].
7. А. М. Sukhovej and L. V. Mitsyna, in *Proceedings of the XXII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, May 2014*; Preprint No. E3-2015-13, JINR (Dubna, 2015), p. 245; <http://isinn.jinr.ru/past-isinns.html>
8. А. М. Суховой, Л. В. Мицына, Н. Йованчевич, ЯФ **79**, 207 (2016) [Phys. Atom. Nucl. **79**, 313 (2016)].
9. Д. К. Ву, А. М. Суховой, Л. В. Мицына, Ш. Зейналов, Н. Йованчевич, Д. Кнежевич, М. Крмар, А. Драгич, ЯФ **80**, 113 (2017) [Phys. Atom. Nucl. **80**, 237 (2017)].
10. D. C. Vu, A. M. Sukhovej, L. V. Mitsyna, Sh. Zeinalov, N. Jovancevic, D. Knezevic, M. Krmar, and A. Dragic, Preprint No. E3-2016-43, JINR (Dubna, 2016).
11. А. М. Суховой, В. А. Хитров, ПТЭ, № 5, 27 (1984) [Instrum. Exp. Tech. **27**, 1071 (1984)].
12. Ю. П. Попов, А. М. Суховой, В. А. Хитров, Ю. С. Язвицкий, Изв. АН СССР. Сер. физ. **48**, 891 (1984) [Bull. Acad. Sci. USSR. Ser. Phys. **48**, 1830 (1984)].
13. <http://www-nds.iaea.org/ENDSF>
14. S. T. Boneva, V. A. Khitrov, A. M. Sukhovej, and A. V. Vojnov, Nucl. Phys. **589**, 293 (1995).
15. R. C. Greenwood, C. W. Reich, and S. H. Vegors, Jr., Nucl. Phys. A **252**, 260 (1975).
16. A. V. Ignatyuk, Report INDC-233(L), IAEA (Vienna, 1985).
17. W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, and M. Uhl, Nucl. Phys. A **217**, 269 (1973).
18. С. Г. Кадменский, В. П. Маркушев, В. И. Фурман, ЯФ **37**, 277 (1983) [Sov. J. Nucl. Phys. **37**, 165 (1983)].
19. *Reference Input Parameter Library RIPL-2, Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data*, IAEA-TECDOC (2002).
20. V. M. Strutinsky, in *Proceedings of the International Congress on Nuclear Physics, Paris, France, 1958*, p. 617.
21. А. М. Суховой, В. И. Фурман, В. А. Хитров, ЯФ **71**, 1009 (2008) [Phys. Atom. Nucl. **71**, 982 (2008)].
22. В. Г. Проняев, Г. В. Котельникова, Г. Н. Ловчикова, О. А. Сальников, ЯФ **30**, 604 (1979) [Sov. J. Nucl. Phys. **30**, 310 (1979)].
23. А. М. Суховой, В. А. Хитров, ЯФ **73**, 1683 (2010) [Phys. Atom. Nucl. **73**, 1635 (2010)].
24. D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. E. L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo, and O. Scholten, Phys. Lett. B **137**, 27 (1984).
25. N. Jovancevich, A. M. Sukhovej, W. I. Furman, and V. A. Khitrov, in *Proceedings of the XX International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, May 2012*; Preprint No. E3-2013-22, JINR (Dubna, 2013), p. 157; <http://isinn.jinr.ru/past-isinns.html>
26. S. F. Mughabhab, *Neutron Cross Sections* (Acad. Press, 1984), BNL-325, Vol. 1, Part B.

**THE BREAKING THRESHOLDS OF COOPER NUCLEON PAIRS
AND FEATURES OF THE DECAY OF ^{172}Yb NUCLEUS
IN THE $^{171}\text{Yb}(n_{\text{th}}, 2\gamma)$ REACTION**

N. A. Nguyen, X. N. Nguyen, D. K. Pham, D. C. Vu, A. M. Sukhovej, L. V. Mitsyna

For the purpose of the enhancement of the experimental data set on the cascade intensities of two gamma quanta emitted step by step after radiative capture of the thermal neutrons, the $^{171}\text{Yb}(n_{\text{th}}, 2\gamma)$ reaction was investigated. In the analysis of the cascade intensities the structure change of the observed levels of the ^{172}Yb nucleus was discovered depending on the excitation energy, and the probable breaking thresholds were obtained for four Cooper pairs of neutrons below the neutron binding energy.