

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Е 812

РЗ-88-371

**С.Т.Бонева, Э.В.Васильева, Л.А.Малов,
Ю.П.Попов, А.М.Суховой, В.А.Хитров**

**ИНТЕНСИВНЫЕ ДВУХКВАНТОВЫЕ КАСКАДЫ
И ФРАГМЕНТАЦИЯ
КВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ
В НЕКОТОРЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1988

1. ВВЕДЕНИЕ

При изучении закономерностей каскадного γ -распада^{1/} компаунд-состояний ряда деформированных ядер из области $4S$ -максимума нейтронной силовой функции выявлены следующие его особенности^{2-4/}:

1. В каждом из исследованных ядер наблюдается $150 \div 250$ очень интенсивных двухквантовых каскадов. Анализ распределения их интенсивности, выполненный, например, для ^{165}Dy ^{2/}, показал, что наличие таких каскадов невозможно объяснить портер-тома-совскими флуктуациями ширин первичных γ -переходов каскадов.

2. Как правило, эти интенсивные каскады идут через небольшие группы близлежащих промежуточных уровней, расположенные в определенных энергетических интервалах. Экспериментальные суммарные интенсивности всех двухквантовых каскадов между компаунд-состоянием и конечным низколежащим уровнем с большой одночастичной компонентой существенно /в 1,5-2,5 раза/ превышают значения, рассчитанные по статистической теории. Такая ситуация наиболее четко проявляется в ядрах ^{175}Yb ^{3/} и ^{170}Hf ^{4/}.

3. Очень вероятно, что интенсивность двухквантовых каскадов в четно-нечетных ядрах $4S$ -максимума нейтронной силовой функции коррелирует^{4/} со значением $\Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle$ нейтронных резонансов, то есть с параметром, который может служить мерой относительной одночастичности распадающихся компаунд-состояний исследованных ядер.

Основной вывод, следующий из наблюдаемых в^{2-4/} особенностей каскадного γ -распада ядер области $4S$ -максимума нейтронной силовой функции, заключается в том, что в радиационной силовой функции γ -переходов из компаунд-состояния на низколежащие уровни отражаются какие-то структурные особенности исследованных ядер.

Сопоставление результатов экспериментов с качественными предсказаниями квазичастично-фононной модели ядра /КФМЯ/ позволило авторам работ^{2-4/} высказать предположение, что наблюдаемые эффекты могут быть связаны с особенностями фрагментации одноквазичастичных состояний деформированного потенциала^{5/}.

Представляется интересным провести более детальное сопоставление результатов эксперимента с приближенным описанием фрагментации квазичастичных состояний в рамках КФМЯ с целью уточнения возможных причин усиления интенсивности двухквантовых каскадов. Очень информативным в этом плане могло бы быть сопоставление интенсивностей каскадов со значениями спектроскопических факторов уровней, возбуждаемых ими. Наиболее интенсивные двухквантовые каскады в рассматриваемых ядрах возбуждают промежуточные состояния в диапазоне энергий составного ядра $E^* = 2 \div 4$ МэВ. Анализ результатов реакции (d,p) в этой области возбуждений в настоящее время, к сожалению, практически невозможен из-за высокой плотности уровней и наличия большого набора орбитальных моментов, участвующих в этой реакции.

Следует отметить, что существует принципиальная возможность экспериментального выделения состояний с орбитальными моментами $\ell = 0$ и $\ell = 1$, которые соответствуют уровням, возбуждаемым интенсивными каскадами: в ^{16,4} показано, что основная масса γ -квантов при распаде компаунд-состояния имеет дипольный характер. Следовательно, если дополнить анализ энергий протонов в реакции (d,p) анализом энергий γ -переходов в соответствующих каскадах, то можно из массы возбуждаемых в (d,p) - реакции состояний выделить /по крайней мере/ состояния со спинами $I = 1/2$ и $3/2$.

2. ГАММА-ПЕРЕХОДЫ И КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Значения $(I^\pi)_\lambda = 1/2^+$ компаунд-состояний λ исследованных четно-нечетных составных ядер и $(I^\pi)_f = 1/2^- - 5/2^-$ для их конечных уровней f большинства исследованных двухквантовых каскадов определяют наиболее вероятную последовательность γ -переходов в них как E1 + M1(E2)-переходы, то есть первичный переход, по всей видимости, имеет мультипольность E1. Этот факт прямо установлен ^{6,7} для первичных γ -переходов наиболее сильных каскадов в ¹⁶⁵Dy, имеющих энергию порядка половины энергии связи нейтрона в этом ядре.

Учитывая указанные выше особенности γ -распада компаунд-состояний ядер из области 4S-максимума нейтронной силовой функции, можно предположить, что в γ -распаде некоторых ядер играют роль усиленные /так называемые нестатические/ компоненты волновых функций состояний, связываемых каскадом.

Наиболее интенсивные прямые γ -переходы на конечные низколежащие состояния f /с большой одночастичной компонентой в

структуре их волновых функций/ вместе с интенсивными, разрешенными экспериментально ⁶⁺¹⁰ двухквантовыми каскадами, заселяющими те же состояния f , имеют общую интенсивность

$$\Sigma I = \Sigma_f i_\gamma + \Sigma_f i_{\gamma\gamma} \approx 50\%$$

от полной радиационной ширины /или общей интенсивности всех первичных переходов распада/ компаунд-состояний ядер ¹⁶⁵Dy, ¹⁷⁵Yb и ¹⁷⁹Hf, возбуждаемых при захвате тепловых нейтронов.

Большое значение величины ΣI в отмеченных ядрах означает, что наблюдаемые экспериментально максимумы в зависимости ΣI от энергии соответствующих первичных переходов /см.²⁻⁴/ и рис.2-4 ниже/ отражают реально существующее увеличение радиационной силовой функции при определенных значениях энергий первичных γ -переходов.

Запишем волновую функцию возбужденного сложного состояния деформированного A-нечетного ядра в обозначениях КФМЯ ¹¹ в следующем виде:

$$\Psi_\lambda = \left\{ \sum_{\rho_\lambda} C_{\rho_\lambda} \alpha^+_{\rho_\lambda} + \sum_{g_\lambda} D_{g_\lambda} (\alpha^+ Q^+)_{g_\lambda} + \sum_{G_\lambda} E_{G_\lambda} (\alpha^+ Q^+ Q^+)_{G_\lambda} + \dots \right\} \Psi_0. \quad /1/$$

Здесь α^+ , Q^+ - операторы рождения квазичастиц и фононов, C_{ρ_λ} , D_{g_λ} , E_{G_λ} - амплитуды различных компонент волновой функции, записанных в порядке их сложности; ρ_λ - квазичастичные компоненты, g_λ - компоненты квазичастица + фонон, G_λ - квазичастица + два фонона и т.д.

Тогда схематическое выражение для амплитуды электромагнитного E1 - /или M1-/ перехода $\lambda \rightarrow t$ из компаунд-состояния λ в промежуточное состояние t можно записать в виде

$$\begin{aligned} M_{\lambda t} \{E1(M1), [(I^\pi)_\lambda \rightarrow (I^\pi)_t]\} = & \sum_{\rho_\lambda \rho_t} C_{\rho_\lambda} C_{\rho_t} v_{\rho_\lambda \rho_t} P_{\rho_\lambda \rho_t} + \\ & + \sum_{\rho_\lambda \rho_t g_\lambda g_t} (C_{\rho_\lambda} D_{g_t} + C_{\rho_t} D_{g_\lambda}) M_{g_\lambda g_t} + \sum_{g_\lambda g_t} D_{g_\lambda} D_{g_t} P_{g_\lambda g_t} + \quad /2/ \\ & + \sum_{g_\lambda g_t G_\lambda G_t} (D_{g_\lambda} E_{G_t} + D_{g_t} E_{G_\lambda}) M_{G_\lambda G_t} + \sum_{G_\lambda G_t} E_{G_\lambda} E_{G_t} P_{G_\lambda G_t} + \dots \end{aligned}$$

Величины P и M в правой части /2/ включают матричные элементы E1- /M1-/ перехода; $v_{\rho\rho'} = u_\rho u_{\rho'} - v_\rho v_{\rho'}$, где u_ρ , v_ρ - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова.

Из /2/ видно, что в вероятность γ -перехода между сложными состояниями /1/ вносят вклад компоненты произвольной сложности. Поэтому точный расчет вероятности γ -перехода, полный его анализ и сопоставление с экспериментальными данными представляют заметные сложности для теории. В этом реакция γ -распада существенно отличается, например, от реакции передачи нуклона, сечение которой зависит, в основном, лишь от амплитуд одноквазичастичных конфигураций /12/. Однако в случае, когда одно из состояний /например, промежуточное состояние t / по структуре близко к одночастичному /т.е. все компоненты /1/, кроме $C_{\rho t}$, малы/, основной вклад в $M_{\lambda t}$ будет определяться лишь двумя первыми суммами правой части /2/. Аналогичное /2/ выражение можно записать для амплитуды перехода $t \rightarrow f$ и, учитывая одночастичный характер конечного состояния f /2-4, 13/, можно ожидать, что в этом случае основной вклад в /2/ будет давать первая сумма. В данной работе анализируется вклад в /2/, даваемый лишь одноквазичастичными компонентами волновых функций состояний, участвующих в процессе γ -распада компаунд-состояний ($\lambda \rightarrow t \rightarrow f$). Такой анализ следует считать начальным этапом, а выводы из него - предварительными.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПЕРВИЧНЫХ γ -ПЕРЕХОДОВ КАСКАДОВ

Для проверки гипотезы о связи усиления интенсивности некоторых групп первичных переходов с фрагментацией одноквазичастичных состояний сравним положение максимумов структур в функциях распределения величин ΣI по энергии первичного γ -перехода с рассчитанным распределением силы одноквазичастичных состояний по энергии возбуждения ядра.

Интенсивность i_{γ} прямого γ -перехода пропорциональна отношению парциальной ширины перехода $\Gamma_{\lambda f}$ к полной ширине Γ_{λ} распадающегося уровня λ :

$$i_{\gamma} = \Gamma_{\lambda f} / \Gamma_{\lambda} \quad /3/$$

Для двухквантового каскада, связывающего уровни $\lambda \rightarrow t \rightarrow f$, интенсивность $i_{\gamma\gamma}$ определяется отношением

$$i_{\gamma\gamma} = \Gamma_{\lambda t} \Gamma_{tf} / \Gamma_{\lambda} \Gamma_t \quad /4/$$

Фрагментация малоковзичастичных состояний может приводить, в принципе, к зависимости парциальных ширин как первичного $\Gamma_{\lambda t}$ так и вторичного Γ_{tf} -переходов от амплитуд одноквазичастичных

компонент связываемых ими состояний. Неоднозначность интерпретации возможной связи интенсивности двухквантовых каскадов со структурой соответствующих уровней может быть существенно уменьшена, если просуммировать величины $i_{\gamma\gamma}$ по конечным уровням каскадов f . Тогда эта сумма для любых энергий первичных переходов может быть определена через долю $\kappa(t)$ их парциальных ширин $\Gamma_{\lambda t}$:

$$\sum_f i_{\gamma\gamma} = \kappa(t) \Gamma_{\lambda t}, \quad /5/$$

где коэффициент $\kappa(t) \leq 1$ определяется только полнотой набора конечных состояний f , для которых экспериментально исследованы двухквантовые каскады. И с учетом /3/ можно получить, что значение величины ΣI в любом интервале энергий первичных γ -переходов является нижней оценкой ширин $\Gamma_{\lambda t}$, просуммированных по соответствующему интервалу энергий переходов:

$$\Sigma I = \kappa(t) \Gamma_{\lambda t} \quad /6/$$

Среднее значение константы $\kappa = 0,4$ в ядрах ^{175}Yb и ^{179}Hf , а $\kappa = 0,5$ во всех трех рассматриваемых ядрах.

Следует отметить, что еще не менее 20% общей интенсивности всех первичных переходов в ядрах ^{165}Dy , ^{175}Yb и ^{179}Hf приходится на долю большого числа каскадов малой интенсивности, дающих в эксперименте сплошное распределение интенсивностей, не разрешаемое использованными детекторами.

Включение таких каскадов в анализируемое распределение /6/ увеличит среднее значение константы до $\kappa \approx 0,7 \pm 0,8$, но не может изменить положения и формы максимумов в ее распределении в функции энергии возбуждения независимо от того, являются ли жесткие переходы каскадов малой интенсивности первичными или вторичными.

Матричный элемент $M_{\lambda t}[E1((I^{\pi})_{\lambda} \rightarrow (I^{\pi})_t)]$ первичного γ -перехода мультипольности $E1$ между компаунд-состоянием λ и промежуточным уровнем t зависит, как видно из /2/, в частности, от одноквазичастичных компонент $C_{\rho\lambda}$ волновой функции компаунд-состояния. Наблюдаемое экспериментально /2-4/ увеличение интенсивности ряда двухквантовых каскадов относительно их значения, рассчитанного по статистической теории для компаунд-состояний ядер, характеризующихся большими относительными значениями $\Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle$ приведенной нейтронной ширины резонансов, обуславливающих сечение захвата тепловых нейтронов, объяснено /4/ корреляцией Γ_n^0 и $\langle M_{\lambda t}^2 \rangle$.

Другими словами, из /4/ прямо следует, что одночастичные компоненты волновой функции компаунд-состояния должны вносить за-

метный вклад в значения матричных элементов и, следовательно, парциальных ширин $\Gamma_{\lambda t}$ ряда первичных переходов. Кроме того, $M_{\lambda t}$ определяется также величиной $C_{\rho t}$ одночастичных компонент состояний ρ_t волновой функции промежуточного уровня t . Значение $M_{\lambda t}$ включает в себя коэффициент $v_{\rho\lambda\rho_t} = u_{\rho\lambda} u_{\rho_t} - v_{\rho\lambda} v_{\rho_t}$, связанный со значением параметров u_{ρ} и v_{ρ} канонического преобразования Боголюбова тех одноквазичастичных состояний ρ , которые дают вклад в волновую функцию уровней λ и t , связываемых первичным переходом.

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Согласно /5,14/ квазичастичная компонента волновой функции s -резонансов ядер из области 48 -максимума нейтронной силовой функции в значительной мере обусловлена фрагментацией квазичастичных состояний $\rho_{\lambda} - 640^+$ и 651^- . Расчет, описанный в /5/, дает для ряда ядер из области $165 \leq A \leq 179$ значения $u_{\rho\lambda} \approx 0,99$ и $v_{\rho\lambda} \approx 0,08$. Из-за наличия коэффициента $v_{\rho\lambda\rho_t}$ глубоколежащие дырочные состояния с обратным соотношением значений u_{ρ_t} и v_{ρ_t}

должны давать малый вклад в ту часть матричного элемента $M_{\lambda t}$ /2/, которая зависит от одноквазичастичных компонент состояний λ и t , связываемых переходом.

Матричный элемент /2/, записанный в общей форме, имеет сложный вид и при отсутствии доминирующих компонент не может сильно зависеть от каких-либо параметров состояний λ и t . Однако, как уже отмечалось ранее /2-4/, эксперимент указывает на возможность преимущественного вклада одночастичных компонент волновых функций λ и t в величину $M_{\lambda t}$. Если это действительно так, то парциальные ширины γ -переходов в анализируемых ядрах согласно /2/ должны зависеть от величин u_t одночастичных компонент состояний t , возбуждаемых ими. Прямая проверка этого заключения в настоящее время невозможна из-за отсутствия соответствующей экспериментальной информации о структуре промежуточных состояний t , возбуждаемых наиболее интенсивными каскадами в реакции $(n, 2\gamma)$. Но косвенное подтверждение возможности такой зависимости может быть получено из анализа экспериментальных интенсивностей /2-4/ двухквантовых каскадов на конечные уровни f с различной, но хорошо изученной структурой. Это можно показать /рис.1/, сопоставляя отношения

$$R_{\gamma\gamma} = \left(\frac{\sum_{tt'} i_{\gamma\gamma}^s}{\sum_{tt'} i_{\gamma\gamma}^T} \right)_{f=\rho_f} \quad //1/$$

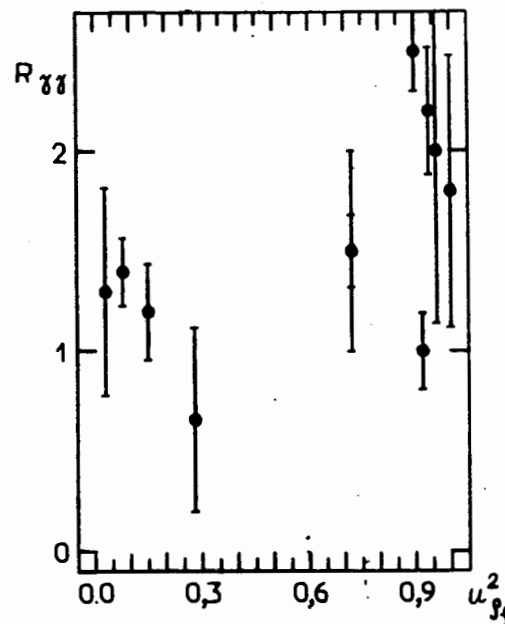


Рис.1. Отношение суммы экспериментальных интенсивностей всех возможных двухквантовых каскадов на уровни ротационных полос низколежащих состояний ^{165}Dy , ^{175}Yb и ^{179}Hf к теоретическим в функции параметра $u_{\rho_f}^2$ состояния, определяющего структуру их конечного уровня.

с величиной параметра $u_{\rho_f}^2$ для группы f уровней ротационной полосы состояний известной структуры, являющихся конечными для изученных экспериментально каскадов. Суммирование по конечным уровням здесь проведено только для ротационных полос состояний ρ_f . Наличие в матричном элементе /2/ коэффициента $v_{\rho\rho'}$, пропорционального произведению $u_{\rho} u_{\rho'}$ для одноквазичастичных состояний с $u_{\rho} = 1$, может приводить к усилению в среднем парциальных ширин первичных и вторичных переходов между состояниями с заметным вкладом одночастичных компонент в волновые функции соответствующих уровней. В итоге возможно усиление каскадов через такие состояния относительно каскадов на конечные уровни с меньшими значениями $u_{\rho_f}^2$.

Экспериментально определенные /2-4/ интенсивности каскадов

$$I_{\gamma\gamma}^s = \sum_t i_{\gamma\gamma}^s$$

на заданный конечный уровень, естественно, зависят от энергии его возбуждения, а также от соотношения I_{λ}^T и I_t^T . Эта зависимость в первом приближении может быть учтена при сопоставлении $I_{\gamma\gamma}^s$ с аналогичной величиной

$$I_{\gamma\gamma}^T = \sum_t i_{\gamma\gamma}^T,$$

рассчитанной в рамках статистической теории γ -распада по набору моделей парциальных ширин и плотности уровней, использованных в /4/ и дающих наименьшее отклонение от эксперимента.

Анализ данных, представленных на рис.1, показывает, что между $R_{\gamma\gamma}$ и $u_{\rho_f}^2$ наблюдается положительная корреляция. При имею-

щейся точности эксперимента уровень достоверности наличия такой корреляции 90%.

Структура промежуточного уровня двухквантовых каскадов, наблюдаемых в эксперименте, неизвестна. Однако следует принять во внимание то, что:

1/ вероятность образования компаунд-состояния при захвате нейтрона определяется^{/14/} в первую очередь величиной одноквазичастичных компонент волновой функции состояния;

2/ в ядрах изучаемого типа весьма вероятна^{/4/} корреляция Γ_n^0 и $\Gamma_{\lambda t}$, что согласно^{/13/} свидетельствует об участии в этих процессах одних и тех же компонент резонанса;

3/ конечные уровни каскадов в исследованных ядрах имеют практически чисто одноквазичастичную структуру;

4/ в теоретическом анализе^{/14/} получено, что связь парциальных γ -переходов со спектроскопическим фактором распадающегося уровня /то есть возможность корреляции $\Gamma_{\lambda t}$ и Γ_n^0 / отсутствует в случае γ -переходов с изменением состояний многих квазичастиц.

Все это позволяет с большой вероятностью предположить, что особенности структуры промежуточных уровней интенсивных двухквантовых каскадов могут быть связаны с наличием заметных а/ одноквазичастичных; б/ трехквазичастичных или квазичастица + фонон компонент в соответствующих волновых функциях. Несмотря на то, что возможный вид компонент волновой функции промежуточного уровня каскада, определяющих его интенсивность, не установлен, хотя и ограничен изложенными выше соображениями, наличие заметных малоквазичастичных компонент в структуре уровней, связываемых каскадом, по-видимому, является достаточным условием для возможности его усиления. /Основной постулат статистической теории - компоненты волновой функции компаунд-состояния достаточно малы и среди них нет заметно отличающихся по величине от остальных/.

Отсутствие как детальных экспериментальных данных по трехквазичастичным высоколежащим уровням или состояниям типа квазичастица + фонон, так и соответствующих теоретических расчетов вынуждает нас ограничиться сопоставлением распределений экспериментальных интенсивностей ΣI только с результатами расчета фрагментации одноквазичастичных состояний, то есть с распределением величин $(Cu)_p^2$ в функции энергии возбуждения компаунд-ядра. Сопоставление эксперимента с расчетом при этом ограничивается только состояниями с орбитальным моментом $\ell=1$, поскольку в рассматриваемых ядрах, как отмечалось выше, первичные переходы каскадов должны иметь мультипольность $E1$ и, соответственно, возбуждать уровни с $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$.

Следует отметить, что расчеты по КФМЯ достаточно хорошо воспроизводят^{/12/} значения нейтронных силовых функций; это об-

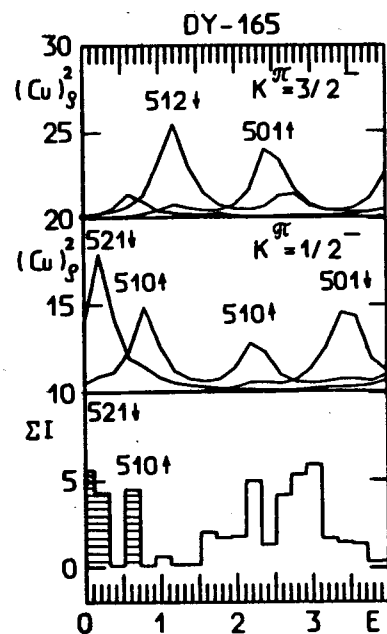


Рис.2. Распределение сумм ΣI экспериментально выделенных интенсивностей первичных переходов и распределения силы $(Cu)_p^2$ фрагментации одноквазичастичных состояний в функции энергии E (МэВ) возбуждения ядра ^{165}Dy . Гистограмма - эксперимент /проценты на распад/, сплошные линии - расчет фрагментации ряда состояний с заданным значением K^π /относительные единицы/. Отмечены значения $N_p, \Lambda \Sigma$ асимптотических чисел состояния, соответствующего данному максимуму распределений. Расчет $(Cu)_p^2$ сдвинут на 10 и 20 единиц соответственно вверх. Штриховкой отмечены прямые переходы на конечные уровни известной структуры.

стоятельство дает основание надеяться на правильное описание одночастичных компонент при меньших энергиях возбуждения ядра.

б) экспериментальные интенсивности первичных γ -переходов ΣI , представленные на рис.2-4, включены и неразмещенные в схеме γ -распада^{/7-9/} каскады в предположении, что их первичным переходом является более жесткий. Их доля для рассматриваемых ядер ^{165}Dy , ^{175}Yb и ^{179}Hf составляет около 11% на распад компаунд-состояния.

Более существенны для сопоставления с рассчитанной фрагментацией одночастичных состояний прямые переходы на конечные одноквазичастичные уровни f наблюдаемых в^{/7-9/} каскадов. Их доля в анализируемых ядрах составляет от 9 до 14% на распад компаунд-состояния. Соответствующие данные помечены на гистограммах рис.2-4 значениями $N_p, \Lambda \Sigma$ состояний, определяющих структуру уровней f , и штриховкой.

Наибольшие значения величин $(Cu)_p^2$, приведенных на рис.2-4, наблюдаются для нейтронных одноквазичастичных состояний 510^+ , 521^+ , 501^+ , 512^+ и 501^+ . В разложении соответствующих одночастичных состояний по сферическому базису наибольшими компонентами для них в основном являются $3P_{1/2}$ и $3P_{3/2}$ ^{/13/}. Из рисунков видно, что высокой интенсивности ряда первичных переходов /расположенных в ближайшей окрестности по энергии возбуждения/ соответствуют области концентрации силы одноквазичастич-

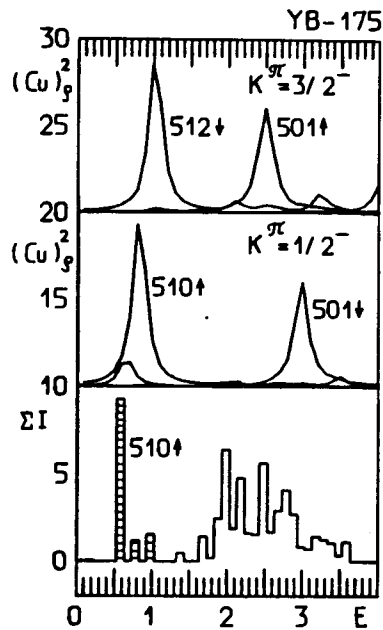


Рис.3. Зависимость величин ΣI и $(Cu)_\rho^2$ от энергии возбуждения E (МэВ) для ^{175}Yb . Обозначения, как на рис.2.

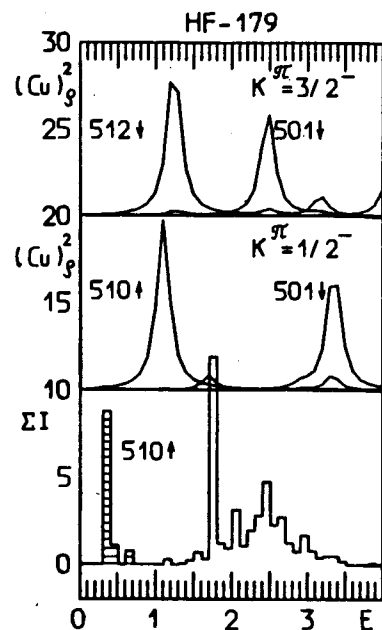


Рис.4. Зависимость величин ΣI и $(Cu)_\rho^2$ от энергии возбуждения E (МэВ) для ^{179}Hf . Обозначения, как на рис.2.

ных состояний. Для всех трех ядер явное соответствие положений максимумов распределений величин ΣI и $(Cu)_\rho^2$ однозначно наблюдается для состояния 510^+ /и, в случае ^{185}Dy , для состояния 521^+ . Это существенно постольку, поскольку структура уровней, возбуждаемых первичными переходами, определена экспериментально только при этих энергиях возбуждения составного ядра.

Из рис.2-4 видно, что соответствие положений пиков наблюдается также для состояний 50^+ и 501^+ , расположенных при промежуточных энергиях возбуждения. Однако оно требует дополнительного подтверждения, поскольку сейчас нет определенной экспериментальной спектроскопической информации об энергетическом расположении указанных уровней. Еще более сложная ситуация с состоянием 512^+ . Хотя это состояние известно экспериментально и его энергетическое положение неплохо описывается теоретически для ^{185}Dy и ^{175}Yb , из рис.2-4 не видно какого-либо соответствия между распределением величин $(Cu)_\rho^2$ и ΣI . Видно, при-

чину этого можно понять лишь путем непосредственного вычисления вероятности $\lambda \rightarrow t \rightarrow f$ γ -переходов.

При сопоставлении положений максимумов ΣI и $(Cu)_\rho^2$ необходимо учитывать, что расчетное положение области максимальной концентрации силы фрагментированного состояния может отклоняться от реального на несколько сотен кэВ. Так, например, в ^{175}Yb экспериментальное значение энергии состояния 510^+ равно 511 кэВ, а расчет дает ≈ 800 кэВ.

С учетом этого обстоятельства сопоставление распределений интенсивностей ΣI и силы $(Cu)_\rho^2$ фрагментированных одноквазичастичных состояний может быть только качественным.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, сопоставление распределений силы одноквазичастичных состояний по энергии возбуждения ядра с нижней оценкой распределения сумм парциальных ширин прямых и первичных каскадных γ -переходов указывает на качественное соответствие в положении их максимумов. На этом основании можно ожидать, что наблюдаемое усиление интенсивности двухквантовых каскадов $2^- \rightarrow 4^-$ в компаунд-ядрах ^{185}Dy , ^{175}Yb и ^{179}Hf является проявлением одночастичных переходов между $4S$ - и $3P$ -оболочками. Переходы аналогичного типа между $3S$ - и $2P$ -, $3P$ - и $3S$ -оболочками детально изучены ^{15/} при распаде компаунд-состояний сферических ядер из соответствующих областей атомного веса. Прямое наблюдение переходов $4S \rightarrow 3P$ при исследовании реакции (n, γ) в области $4S$ -резонанса затруднено ^{15/} и большой плотностью уровней, и фрагментацией одночастичных состояний в деформированном ядре. Это исследование, по всей вероятности, значительно эффективнее при исследовании двухквантовых каскадов, заселяющих конечные состояния с ярко выраженной одночастичной структурой. При этом оказывается, что, как и в случае переходов $3P \rightarrow 3S$, усиление их интенсивности достигает фактора 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бонева С.Т. и др. ОИЯИ, Р6-88-106, Дубна, 1988.
2. Попов Ю.П. и др. - ЯФ, 1984, т.40, в.3/9/, с.573.
3. Васильева Э.В. и др. - ЯФ, 1986, т.44, в.4/10/, с.857.
4. Бонева С.Т. и др. ОИЯИ, Р3-87-513, Дубна, 1987.
5. Малов Л.А., Соловьев В.Г. - ЯФ, 1977, т.26, в.4/10/, с.729.
6. Dutta V.C. et al. Z.Phys., 1967, B207, N2, S.153.
7. Попов Ю.П. и др. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.891.

8. Васильева Э.В. и др. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т. 48, с. 1907.
9. Бонева С.Т. и др. ОИЯИ, Р6-86-493, Дубна, 1986.
10. Nuclear Data Tables, 1981, v.26, p.511.
11. Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-81-816, Дубна, 1981.
12. Malov L.A., Soloviev V.G. - Nucl. Phys., 1976, A270, No.1, p.87.
13. Гареев Ф.А. и др. - ЭЧАЯ, 1973, т.4, в.2, с.357.
14. Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1972, т.3, в.4, с.770.
15. Mughabghab S.F., Chrien R.E. - In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Ed. R.E.Chrien, W.R.Kane. Plenum Press, N.Y., 1978, p.265.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 мая 1988 года.

Бонева С.Т. и др. P3-88-371
Интенсивные двухквантовые каскады и фрагментация
квазичастичных состояний в некоторых деформированных ядрах

Проведено сопоставление распределения сумм интенсивностей первичных γ -переходов радиационного захвата нейтронов /их нижней оценки/ с распределением силы фрагментированных одноквазичастичных состояний деформированного потенциала Саксона - Вудса в зависимости от энергии возбуждения компаунд-ядер ^{185}Dy , ^{175}Yb и ^{179}Hf . Показано, что расчетное положение области максимальной концентрации силы фрагментированных состояний 510^+ , 521^+ , 501^+ и 501^+ в пределах нескольких сотен кэВ совпадает с той областью энергий возбуждения рассматриваемых ядер, где наблюдается значительное усиление интенсивности первичных переходов. Высказывается предположение о том, что экспериментально наблюдаемое усиление интенсивности первичных переходов обусловлено наличием заметных одноквазичастичных компонент волновых функций двух состояний, связываемых первичным переходом.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод Т.Ф. Дроздовой

Boneva S.T. et al. P3-88-371
Intensive Two-Quantum Cascades and Quasiparticle States,
Fragmentation in Some Deformed Nuclei

Distributions of sums of intensities of primary γ -transitions following neutron capture (their low limit) are compared with strength distributions of fragmented single-quasiparticle states of the deformed Saxon-Woods potential in dependence on excitation energy of ^{185}Dy , ^{175}Yb and ^{179}Hf compound nuclei. The calculated interval of maximum strength of fragmented states 510^+ , 521^+ , 501^+ and 501^+ coincides within a few hundreds keV with the excitation energy range of the observed enhancement of primary transitions. This enhancement is assumed to be due to the presence of appreciable single-quasiparticle wave function components of two excited states connected by a primary transition.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988