

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-86-36

И.А.Шаронов*, Б.А.Аликов*, Д.Караджов,
Я.Квасил, Т.М.Муминов*

ОБ УЧЕТЕ ЧЛЕНА ОТДАЧИ В ГАМИЛЬТониАНЕ
НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Направлено в "Болгарский физический журнал"

* Научно-исследовательский институт
прикладной физики ТашГУ, Ташкент

1986

1. Введение

Модель "ротатор + частица" (МРЧ) /1,2/ уже давно зарекомендовала себя как основа моделей, предназначенных для описания характеристик ротационных возбуждений нечётных деформированных ядер в широкой области с массовым числом $A \sim 25$, $150 < A < 190$, $A \geq 225$. В своём оригинальном виде МРЧ недостаточно хорошо описывает всё расширяющееся многообразие экспериментальных данных по энергиям ротационных уровней, вероятностям электромагнитных переходов и магнитным моментам. Для улучшения количественного согласия результатов расчётов в рамках МРЧ с экспериментом создавались её различные модификации, например /3-5/, в которых феноменологическим или полумикроскопическим образом изменялись отдельные элементы гамильтониана модели (перенормировка матричных элементов оператора углового момента, учёт остаточных взаимодействий, более точный учёт ротационных свойств чётно-чётного остова и т.д.).

В предположении, что остов является адиабатическим ротатором, гамильтониан модели "ротатор + частица" можно записать в виде

$$H = H_{av} + H_{rot} + H_{cor} + H_j, \quad (1)$$

где H_{av} описывает среднее поле ядра, H_{rot} - кинетическую энергию вращения, $H_{cor} = -A(I_+ j_- + I_- j_+)$ - кориолисово взаимодействие, а $H_j = A(j^2 - j_x^2)$ - так называемое взаимодействие отдачи (член отдачи). Здесь $A = \hbar^2/2I$ - инерциальный параметр чётно-чётного остова, I - оператор полного углового момента, j - оператор углового момента внутреннего движения,

$$I_{\pm} = I_x \pm i I_y, \quad j_{\pm} = j_x \pm i j_y.$$

В ряде случаев членом отдачи просто пренебрегают, исходя из того, что его нельзя непосредственно связать с наблюдаемыми в эксперименте характеристиками ядер. Кроме того, часто считается, что учёт H_j приводит лишь к небольшому однородному сдвигу состояний одной чётности. В других случаях, например в работах /3,5-11/, влияние члена отдачи учитывается в виде добавки энергии отдачи непосредственно к энергиям возбуждения головных состояний ротационных полос. При этом расчёты характеристик возбуждённых состояний базируются на схеме одночастичных уровней и матричных элементах спиновых и мультипольных операторов в деформированном потенциале среднего поля, параметры которого подобраны без учёта члена отдачи. Тогда последующий учёт этого члена за-



метно искажает энергии ряда неротационных состояний, на которых построены коллективные возбуждения. Поэтому, на наш взгляд, член отдачи следует учитывать ещё на уровне определения одночастичной схемы ядра.

В настоящей работе мы ставим целью выяснение роли взаимодействия отдачи при количественном описании характеристик квазичастично-фононных и ротационных возбуждений нечётных деформированных ядер.

2. Учёт парных корреляций в модифицированном среднем поле

Полный гамильтониан вращающегося ядра можно записать в виде

$$H = H_{av} + H_{rot} + H_{cor} + H_j + H_{pair} + H_{res}, \quad (2)$$

где H_{pair} описывает парные корреляции сверхтекучего типа, H_{res} — дальнюю действующую часть остаточных взаимодействий, приводящих, например, к квазичастично-фононному смешиванию. Для демонстрации роли члена отдачи H_j при определении параметров среднего поля на основе экспериментальных данных об энергиях неротационных состояний будем использовать приближение независимых квазичастиц и пренебрежём в гамильтониане (2) членом H_{res} . Определим среднее значение гамильтониана (2) в этом приближении по адиабатическим волновым функциям

$$\Psi_{IMK} \equiv |IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (D_{MK}^I \phi_k + (-1)^{I+K+L} D_{M-K}^I \phi_{-k}), \quad (3)$$

где ϕ_k — волновые функции внутреннего движения. Получим

$$\langle IMK | H | IMK \rangle = \langle \phi_k | H' | \phi_k \rangle + A [I(I+1) - K^2 + (-1)^{I+1/2} (I + 1/2) a \delta_{K, 1/2}], \quad (4)$$

где $a = (-1)^{L+1/2} |j_+ - 1/2\rangle$ — параметр развязывания и

$$H' = H_{av} + H_{pair} + H_j. \quad (5)$$

В представлении вторичного квантования гамильтониан (5) записываем в виде

$$H' = \sum_{s\sigma} \epsilon_s a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G \sum_{s's''} a_{s's''}^+ a_{s''s'} a_{s's} + \sum_{s's''} (j^2 - j_s^2) a_{s's''}^+ a_{s's}. \quad (6)$$

Здесь ϵ_s — одночастичные энергии, $a_{s\sigma}^+$ ($a_{s\sigma}$) — оператор рождения (поглощения) частицы в квантовом состоянии $|s\sigma\rangle$ (σ — знак проекции момента на ось симметрии ядра), G — константа парного взаимодействия и $(j^2 - j_s^2)_{s's''} = \langle s\sigma | (j^2 - j_s^2) | s'\sigma' \rangle$. Действуя стандартным образом $/I2/$, дополняем для выполнения условия сохранения частиц в среднем гамильтониан (6) членом $-\lambda N$ (λ — химический потенциал, $N = \sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma}$ — оператор числа частиц) и переходим к квазичастичному представлению с помощью канонического преобразования Боголюбова:

$\alpha_{s\sigma}^+ = u_s a_{s-\sigma}^+ + v_s a_{s\sigma}$, $\alpha_{s\sigma} = u_s a_{s-\sigma} + v_s a_{s\sigma}^+$, $u_s^2 + v_s^2 = 1$, где $\alpha_{s\sigma}^+$ ($\alpha_{s\sigma}$) — оператор рождения (поглощения) квазичастицы в состоя-

нии $|s\sigma\rangle$. Используя волновые функции одноквазичастичных состояний $\phi_k(\rho) = \alpha_{\rho s k}^+ \phi_0$ (ϕ_0 — квазичастичный вакуум), можно получить

$$\langle \phi_k(\rho) | H' | \phi_k(\rho) \rangle = \epsilon_\rho - \lambda_\rho + A f_\rho + 2 \sum_{s \neq \rho} (\epsilon_s - \lambda_\rho + A f_s) v_s^2 - G \left(\sum_{s \neq \rho} u_s v_s \right)^2 - A K_\rho^2. \quad (7)$$

Применяя вариационный метод и вводя корреляционную функцию $C_\rho = \sum_{s \neq \rho} u_s v_s / I2/$, получаем систему нелинейных уравнений для определения величин λ_ρ и C_ρ :

$$\frac{2}{G} = \sum_{s \neq \rho} \frac{1}{\sqrt{(\epsilon_s - \lambda_\rho + A f_s)^2 + C_\rho^2}}, \quad (8)$$

$$N = 1 + 2 \sum_{s \neq \rho} v_s^2 = 1 + \sum_{s \neq \rho} \left(1 + \frac{\epsilon_s - \lambda_\rho + A f_s}{\sqrt{(\epsilon_s - \lambda_\rho + A f_s)^2 + C_\rho^2}} \right),$$

где

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon_s - \lambda_\rho + A f_s}{\sqrt{(\epsilon_s - \lambda_\rho + A f_s)^2 + C_\rho^2}} \right). \quad (9)$$

В выражениях (7–9) f_s — ротационная поправка, обусловленная взаимодействием отдачи и имеющая вид $f_s = \langle s\sigma | j^2 | s\sigma \rangle$. Если представить волновую функцию одночастичного деформированного состояния в виде суперпозиции сферических волновых функций $\varphi_{nlj}^k / I3/$ $\varphi_k(s) = \sum_{nlj} \alpha_{nlj}^k \varphi_{nlj}^k$, то получим

$$f_s = \sum_{nlj} (\alpha_{nlj}^k)^2 j(j+1). \quad (10)$$

Таким образом, видно, что учёт члена отдачи, представляемого в виде одночастичного оператора, приводит к перестройке одночастичного спектра:

$$\epsilon_s' = \epsilon_s + A f_s. \quad (11)$$

Полную энергию одноквазичастичного состояния ρ с угловым моментом I можно записать теперь в виде

$$E(\rho, I) = \epsilon_\rho + A f_\rho + 2 \sum_{s \neq \rho} (\epsilon_s + A f_s) v_s^2 - \frac{C_\rho^2}{G} + A [I(I+1) - 2K_\rho^2 + (-1)^{I+1/2} a \delta_{K_\rho, 1/2}]. \quad (12)$$

С определёнными таким образом одночастичными энергиями и одноквазичастичными характеристиками можно учесть остаточное мультиполь-мультипольное взаимодействие и рассчитать энергии и структуру неротационных состояний в рамках квазичастично-фононной модели $/I2/$.

3. Учёт вращательного и квазичастично-фононного взаимодействий

Матричные элементы гамильтониана (2) в приближении $H_{res} = 0$ в базе волновых функций (3) имеют следующий вид: диагональные матричные элементы

$$\langle 1M K \rho | H | 1M K \rho \rangle = E(\rho, I) \quad (13)$$

где $E(\rho, I)$ определено выражением (12);
недиагональные матричные элементы (кориолисово взаимодействие)

$$\langle 1M K_1 | H | 1M K_2 \rangle = -A \left[\sqrt{(I+K_2)(I-K_2+1)} \langle \varphi_{K_1} | j_{\pm} | \varphi_{K_2} \rangle \delta_{K_1, K_2-1} + \sqrt{(I-K_2)(I+K_2+1)} \langle \varphi_{K_1} | j_{\pm} | \varphi_{K_2} \rangle \delta_{K_1, K_2+1} \right] \quad (14)$$

Пологая $\varphi_K(\rho)$ волновой функцией одноквазичастичного состояния и записывая операторы j_{\pm} в представлении вторичного квантования, можно получить выражение

$$\langle \varphi_{K_1}(\rho_1) | j_{\pm} | \varphi_{K_2}(\rho_2) \rangle = -V_{\rho_1 \rho_2}^{(+)} (\sigma_1 \delta_{\sigma_1 \sigma_2} \Gamma_{\rho_1 \rho_2} + \delta_{\sigma_1 - \sigma_2} \bar{\Gamma}_{\rho_1 \rho_2}) \quad (15)$$

где $V_{\rho_1 \rho_2}^{(+)} = V_{\rho_1} V_{\rho_2} + V_{\rho_1} V_{\rho_2}$, σ_i - знак K_i , а $\Gamma_{\rho_1 \rho_2}$ и $\bar{\Gamma}_{\rho_1 \rho_2}$ - одночастичные матричные элементы, определяемые как

$$\Gamma_{\rho_1 \rho_2} = \langle \varphi_{K_1}(\rho_1) | j_{\pm} | \varphi_{K_2}(\rho_2) \rangle, \quad \bar{\Gamma}_{\rho_1 \rho_2} = \langle \varphi_{K_1}(\rho_1) | j_{\pm} | \varphi_{-K_2}(\rho_2) \rangle \quad (16)$$

Различные модификации МРЧ связаны преимущественно с изменением матричных элементов операторов j_{\pm} или с более точным учётом зависимости инерциального параметра чётно-чётного остова от углового момента. Как показано в работе Михайлова и др.^{/3/}, эти эффекты могут иметь место при корректном учёте возбуждённых конфигураций деформированного среднего поля, связанных между собой из-за сохранения полного спина ядра. Другой возможный способ изменения матричных элементов гамильтониана МРЧ - учёт остаточных взаимодействий, дополнительных к парным корреляциям. Так, в неадиабатической вращательной модели^{/4/} учёт спин-спинового и центростремительного взаимодействий приводит к появлению трёхквазичастичных примесей к волновым функциям одноквазичастичных состояний. Это дополнительно к эффектам спаривания изменяет величину матричных элементов оператора

$$\langle \varphi_{K_1}(\rho_1) | j_{\pm} | \varphi_{K_2}(\rho_2) \rangle = V_{\rho_1 \rho_2}^{(+)} R_j^{(\sigma)}(K K') \langle \varphi_{K_1}(\rho_1) | j_{\pm} | \varphi_{K_2}(\rho_2) \rangle \quad (17)$$

где $R_j^{(\sigma)}(K K')$ - поляризационный фактор модели^{/4/}.

Результаты предварительных расчётов, проведённых в рамках модели^{/4/} для широкой области нечётных ядер редкоземельных элементов, показали, что поляризационные факторы $R_j^{(\sigma)}$ в (17) часто не приводят к необходимому для хорошего описания ротационных полос изменению матричных элементов кориолисова взаимодействия. Так, для сильно связанных кориолисовым взаимодействием состояний положительной чётности из оболочка $1i_{3/2}$ в нечётно-нейтронных ядрах фактор $R_j^{(\sigma)} \sim 0,9 - 1$.

В настоящей работе, оставаясь в рамках классической модели "ротатор+частица", мы будем использовать матричные элементы кориолисова взаимодействия, вычисленные в базисе квазичастично-фононных волновых

функций (как это было предложено в^{/5/}). При этом все расчёты проводились с использованием среднего поля, модифицированного членом отдачи.

Введём квазичастично-фононные волновые функции

$$\varphi_n(\rho \sigma; \rho_1 \rho_2) = [C_{\rho_1}^n \alpha_{\rho_1 \sigma}^+ + C_{\rho_2}^n \alpha_{\rho_2 \sigma}^+ + \sum_{\lambda \mu i s} \sum_{\lambda \mu i s} D_{\rho \sigma s}^{\lambda \mu i n} \alpha_{s \sigma}^+ Q_i^{\dagger}(\lambda \mu)] \varphi_0 \quad (18)$$

где $C_{\rho_1}^n$ и $C_{\rho_2}^n$ - амплитуды одноквазичастичных состояний $|\rho, \sigma_K\rangle$ и $|\rho_2, \sigma_K\rangle$ в волновой функции $|\rho, \sigma_K\rangle$, σ - знак числа K , $D_{\rho \sigma s}^{\lambda \mu i n}$ - амплитуда состояния "квазичастица $s\sigma$ + фонон $\lambda \mu i$ ", $Q_i^{\dagger}(\lambda \mu)$ - оператор рождения фоновой мультипольности $\lambda \mu$ в состоянии i . Условие нормировки волновых функций (18) имеет вид

$$(C_{\rho_1}^n)^2 + (C_{\rho_2}^n)^2 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda \mu i s} (D_{\rho \sigma s}^{\lambda \mu i n})^2 = 1 \quad (19)$$

Тогда в приближении^{/5/} матричные элементы операторов j_{\pm} по волновым функциям (18) будут иметь вид

$$\begin{aligned} \langle \varphi | j_{\pm} | \varphi' \rangle = & - [C_{\rho_1}^n C_{\rho_1'}^{n'} V_{\rho_1 \rho_1'}^{(+)} (\sigma \delta_{\sigma \sigma'} \Gamma_{\rho_1 \rho_1'} + \delta_{\sigma - \sigma'} \bar{\Gamma}_{\rho_1 \rho_1'}) + \\ & + C_{\rho_1}^n C_{\rho_2'}^{n'} V_{\rho_1 \rho_2'}^{(+)} (\sigma \delta_{\sigma \sigma'} \Gamma_{\rho_1 \rho_2'} + \delta_{\sigma - \sigma'} \bar{\Gamma}_{\rho_1 \rho_2'}) + \\ & + C_{\rho_2}^n C_{\rho_1'}^{n'} V_{\rho_2 \rho_1'}^{(+)} (\sigma \delta_{\sigma \sigma'} \Gamma_{\rho_2 \rho_1'} + \delta_{\sigma - \sigma'} \bar{\Gamma}_{\rho_2 \rho_1'}) + \\ & + C_{\rho_2}^n C_{\rho_2'}^{n'} V_{\rho_2 \rho_2'}^{(+)} (\sigma \delta_{\sigma \sigma'} \Gamma_{\rho_2 \rho_2'} + \delta_{\sigma - \sigma'} \bar{\Gamma}_{\rho_2 \rho_2'}) + \\ & + \sum_{\lambda \mu i s s'} \sum_{\lambda \mu i s s'} D_{\rho \sigma s}^{\lambda \mu i n} D_{\rho' \sigma' s'}^{\lambda \mu i n'} V_{s s'}^{(+)} (\sigma \delta_{\sigma \sigma'} \Gamma_{s s'} + \delta_{\sigma - \sigma'} \bar{\Gamma}_{s s'})], \end{aligned} \quad (20)$$

где $\Gamma_{s s'}$ и $\bar{\Gamma}_{s s'}$ - одночастичные матричные элементы (см. (16)).

В этом случае диагональные матричные элементы гамильтониана (2) принимают вид

$$E(\rho, I) = \eta_{\rho} + A [I(I+1) - 2K\rho^2 + (-1)^{I+1/2} (I+1/2) \alpha_{\rho} \delta_{K\rho, 1/2}] \quad (21)$$

Здесь η_{ρ} - энергия квазичастично-фононного состояния ρ , α_{ρ} - параметр развязывания ротационной полосы, построенной на состоянии ρ , который вычислен по формуле (20).

4. Обсуждение результатов расчётов

Для примера рассмотрим в настоящей работе результаты расчётов энергий возбуждённых состояний и приведённых вероятностей дипольных электрических переходов в ядре ^{165}Er . Расчёты проводились с использованием широкого базиса одночастичных состояний (от дна потенциальной ямы до +6 МэВ) в аксиально-симметричном потенциале Саксона-Вудса. Параметры потенциала подбирались таким образом, чтобы по возможности хорошо описать энергии возбуждений неротационных состояний вблизи поверхности Ферми. При выборе начальных значений параметров потенциала мы основывались на их параметризации для сферических ядер^{/14/}.

глубина потенциальной ямы

$$V_0 = 53,3 \left(1 \pm 0,63 \frac{N-Z}{A} \right),$$

где знак (+) соответствует протонной системе, а знак (-) - нейтронной системе; константа спин-орбитальной связи

$$\chi = 0,263 \left(1 + 2 \frac{N-Z}{A} \right),$$

константа диффузности $\alpha = 1,59 \text{ фм}^{-1}$ и $R_0 = 1,24 \text{ фм}$.

В этом случае для ^{165}Er имеем $V_0 = 47,4 \text{ МэВ}$ и $\chi = 0,355 \text{ фм}^2$. При проведении расчётов использовались значения параметров деформации $\beta_{20} = 0,285$ и $\beta_{40} = 0,019$. Параметр квадрупольной деформации, определённый из средневзвешенного по квадрупольным моментам $Q_0 = 7,2(8) \text{ барн}^{15/}$ и $Q_0 = 6,56(196) \text{ барн}^{16/}$ равен $\beta_{20} = 0,28(1)$.

4.1. Энергии и структура неротационных состояний

Учёт члена отдачи в гамильтониане деформированного ядра приводит к перестройке одночастичного спектра, определяемой величинами ротационных поправок f_s и инерциального параметра $A = \hbar^2/2J$ (см. (II)).

Табл. I. Значения величин ротационных поправок f_s некоторых одночастичных состояний в ^{153}Gd , ^{165}Er , ^{165}Tm

α (фм ⁻¹)	^{165}Er				^{153}Gd	^{165}Tm	
	1,59	1,65		1,67	1,89		
χ (фм ²)	0,465	0,465	0,470	0,475	0,360	0,28	
642↑	46,2	46,3	46,3	46,4	47,2	404↓	16,5
651↑	45,0	43,6	40,7	30,2	46,4	402↑	10,5
660↑	44,6	44,5	44,4	44,2	45,9	412↑	16,9
402↓	5,6	7,0	10,0	20,5	4,6	411↑	11,3
400↑	3,4	3,6	3,7	4,1	2,6	411↓	8,0
523↓	21,3	21,8	21,7	21,5	22,2	514↑	36,6
512↑	20,8	20,3	20,5	20,6	18,9	523↑	35,4
521↑	20,4	20,1	20,2	20,3	19,0	541↓	19,9

В табл. I приведены величины ротационных поправок f_s некоторых одночастичных состояний в ^{165}Er при различных значениях параметров спин-орбитальной связи χ и диффузности α . Для сравнения даны также значения f_s для некоторых состояний переходного ядра ^{153}Gd и нечётно-протонного ядра ^{165}Tm . Из значений разности величин f_s для состояний различных чётностей видно, что член отдачи приводит к заметному смещению состояний положительной чётности относительно состояний отрицательной чётности. Так, в ^{165}Er при $A = 13 \text{ кэВ}$ сдвиг одночастичных орбиталей из подоболочки с $j = 13/2^+$ относительно одночастич-

ного уровня основного состояния ($5/2^- [523]$) достигает $\sim 300 \text{ кэВ}$ и более, а в ^{153}Gd (основное состояние $3/2^- [521]$) при $A \sim 16 \text{ кэВ}$ $\sim 400 \text{ кэВ}$ и более. Если использовать параметры потенциала Саксона-Вудса, рекомендованные, например, в [13, 17, 18], то учёт члена отдачи приведёт к сильному искажению энергетического спектра неротационных состояний. Чтобы скомпенсировать смещение орбиталей за счёт изменения параметра квадрупольной деформации в ядре ^{165}Er , значение β_{20} придётся увеличить до $\beta_{20} \sim 0,32$. В ядре ^{165}Tm , где расстояние между ближайшими к поверхности Ферми орбитальными $1/2^+ [411]$ и $7/2^- [523]$ изменяется в зависимости от β_{20} не очень сильно, параметр квадрупольной деформации придётся увеличить до $\beta_{20} \sim 0,36$. Поэтому в качестве свободных мы используем лишь два параметра потенциала - константу спин-орбитальной связи χ и параметр диффузности α .

В ряде нечётно-нейтронных ядер редкоземельной области элементов ($\text{Gd}, \text{Dy}, \text{Er}$) существуют состояния с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$, волновые функции которых содержат заметную смесь компонентов с $N = 4$ и 6 ($\Delta N = 2$ -смешивание) [11, 19-22]. При использовании параметров потенциала Саксона-Вудса область $\Delta N = 2$ -смешивания наблюдается в районе значений квадрупольной деформации $\beta_{20} = 0,32 - 0,33$ и в очень узком интервале $\Delta\beta_{20} = 0,01$ [13]. Учёт квазичастично-фононного взаимодействия заметно расширяет этот интервал ($\Delta\beta_{20} \sim 0,03$ [13]), и $\Delta N = 2$ -смешивание начинает проявляться уже при меньших значениях параметра квадрупольной деформации, но, тем не менее, часто заметно больших равновесного значения.

После учёта члена отдачи для улучшения согласия с экспериментом пришлось заметно увеличить константу спин-орбитальной связи (от значения $\chi = 0,41 \text{ фм}^2$ [17, 23] до $\chi \sim 0,46 \text{ фм}^2$), что, естественно, привело к сближению подоболочки $1i_{3/2}$ с $3s_{3/2}$ и $2d_{3/2}$, которым принадлежат состояния $1/2^+ [400]$ и $3/2^+ [402]$ соответственно. В результате изменения матричных элементов квадрупольных операторов в волновых функциях квазичастично-фононных состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$ уже при равновесных значениях параметра квадрупольной деформации начинает проявляться $\Delta N = 2$ -смешивание. На рис. I показана зависимость величин амплитуд одноквазичастичных компонентов $1/2^+ [660]$ ($660\uparrow$) и $1/2^+ [400]$ ($400\uparrow$), $3/2^+ [651]$ ($651\uparrow$) и $3/2^+ [402]$ ($402\downarrow$) в волновых функциях состояний $1/2^+$ и $3/2^+$ соответственно от параметра спин-орбитальной связи. Видно, что с увеличением χ величина примесных компонентов $C_{651\uparrow}^{402\downarrow}$ и $C_{402\downarrow}^{651\uparrow}$, $C_{660\uparrow}^{400\uparrow}$ и $C_{400\uparrow}^{660\uparrow}$ в волновых функциях состояний $3/2^+$ и $1/2^+$ возрастает (запись $C_{\rho}^{\rho'}$ означает амплитуду примеси одноквазичастичного состояния ρ' в волновой функции квазичастично-фононного состояния ρ). Начиная с $\chi = 0,46 \text{ фм}^2$ (при $\alpha = 1,65 \text{ фм}^{-1}$) $\Delta N = 2$ -смешивание начинает резко усиливаться. Достаточно чувствительно оно и к изменению параметра диффузности - при уменьшении α $\Delta N = 2$ -смешивание начинает ослабевать (см. рис. 2).

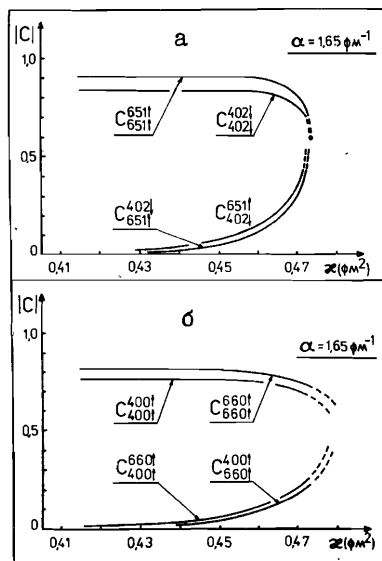


Рис.1. Зависимость амплитуд одноквазичастичных компонентов квазичастично-фононных волновых функций состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$ от параметра спин-орбитальной связи χ .

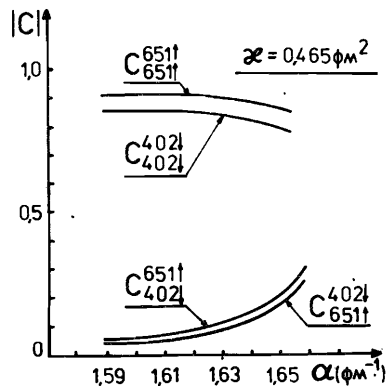


Рис.2. Зависимость амплитуд одноквазичастичных компонентов квазичастично-фононных волновых функций состояний с $K^\pi = 3/2^+$ от параметра диффузности α .

С увеличением χ в волновых функциях состояний $1/2^+$ и $3/2^+$ начинают возрастать амплитуды бета-вибрационных компонентов (табл.2), и при сильном ($\Delta N = 2$)-смешивании они, очевидно, должны играть достаточно заметную роль при вычислении матричных элементов по волновым функциям (18). В связи с этим очень актуальна проблема корректного учёта бета-вибраций чётно-нечётного остова при определении энергий и структуры неротационных состояний нечётных ядер.

При проведении дальнейших расчётов мы используем одночастичные энергии, матричные элементы и квазичастично-фононные волновые функции при значении константы спин-орбитальной связи $\chi = 0,465 \text{ фм}^2$ и параметра диффузности $\alpha = 1,65 \text{ фм}^{-1}$. Значение инерциального параметра $A = 13 \text{ кэВ}$ при подборе параметров среднего поля было выбрано близким к его значению в соседних чётно-нечётных ядрах и значениям, полученным в рамках модифицированной МРЧ при расчёте энергий ротационных уровней ядра ^{165}Er (см. раздел 4.2). Отметим, что изменение инерциального параметра в пределах 10 - 15% практически не влияет на энергии и структуру квазичастично-фононных состояний.

В табл.3 приведены значения энергий и структура квазичастично-фононных состояний (КФМ), энергии одноквазичастичных состояний, вычисленные в рамках модели независимых квазичастиц (МНК),

Табл.2. Зависимость структуры квазичастично-фононных волновых функций состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$ от параметра спин-орбитальной связи χ

K^π	E(кэВ)		Структура
	эксп.	КФМ	
$1/2^+$	507,4	54I	$\chi = 0,45 \text{ фм}^2$ $0,80 660\rangle - 0,006 400\rangle +$ $+0,41 642\rangle(22I) + 0,37 651\rangle(22I) +$ $+0,06 400\rangle(20I)$
$1/2^+$	746,0	884	$0,75 400\rangle - 0,06 660\rangle +$ $+0,59 402\rangle(22I) - 0,22 402\rangle(22I) +$ $+0,07 660\rangle(20I)$
$3/2^+$	(853,5)	46I	$0,91 651\rangle - 0,05 402\rangle +$ $+0,32 660\rangle(22I) - 0,08 402\rangle(20I)$
$3/2^+$	(534,6)	813	$0,83 402\rangle + 0,07 651\rangle -$ $-0,48 400\rangle(22I) - 0,21 404\rangle(22I) -$ $-0,14 651\rangle(20I)$
$1/2^+$	507,4	485	$\chi = 0,465 \text{ фм}^2$ $0,77 660\rangle - 0,13 400\rangle +$ $+0,44 642\rangle(22I) + 0,38 651\rangle(22I) +$ $+0,07 400\rangle(20I)$
$1/2^+$	746,0	850	$0,74 400\rangle + 0,15 660\rangle +$ $+0,59 402\rangle(22I) - 0,22 404\rangle(22I) +$ $+0,10 660\rangle(20I)$
$3/2^+$	(853,5)	493	$0,87 651\rangle - 0,18 402\rangle +$ $+0,30 660\rangle(22I) - 0,19 402\rangle(20I) +$ $+0,16 400\rangle(22I)$
$3/2^+$	(534,6)	70I	$0,81 402\rangle + 0,21 651\rangle -$ $-0,42 400\rangle(22I) - 0,19 404\rangle(22I) -$ $-0,25 651\rangle(20I)$
$1/2^+$	507,4	49I	$\chi = 0,47 \text{ фм}^2$ $0,76 660\rangle - 0,19 400\rangle +$ $+0,44 642\rangle(22I) + 0,39 651\rangle(22I) +$ $+0,08 400\rangle(20I)$
$1/2^+$	746,0	827	$0,72 400\rangle + 0,21 660\rangle +$ $+0,58 402\rangle(22I) - 0,21 402\rangle(22I) +$ $+0,12 660\rangle(20I)$
$3/2^+$	(853,5)	402	$0,78 651\rangle - 0,35 402\rangle +$ $+0,24 660\rangle(22I) - 0,26 402\rangle(20I) +$ $+0,27 400\rangle(22I) + 0,14 651\rangle(20I)$
$3/2^+$	(534,6)	569	$0,74 402\rangle + 0,39 651\rangle -$ $-0,31 400\rangle(22I) + 0,19 660\rangle(22I) -$ $-0,32 651\rangle(20I) - 0,14 402\rangle(20I)$
$1/2^+$	507,4	559	$\chi = 0,475 \text{ фм}^2$ $0,72 660\rangle - 0,28 400\rangle +$ $+0,42 642\rangle(22I) - 0,41 651\rangle(22I) +$ $+0,10 400\rangle(20I)$

Табл.2 (продолжение)

1	2	3	4
1/2 ⁺	746,0	845	0,68 400†)+0,31 660†)+ +0,53 402‡(22I)+0,21 651†(22I)+ +0,14 660†(20I)-0,20 402‡(22I)
3/2 ⁺	(853,5)	240	0,69 651†)+0,45 402‡)- -0,14 660†(22I)+0,32 402‡(20I)- -0,33 400†(22I)+0,22 651†(20I)
3/2 ⁺	(534,6)	426	-0,68 402‡)+0,47 651†)+ +0,15 400†(22I)-0,24 660†(22I)- -0,37 651†(20I)+0,24 402‡(20I)

в ^{165}Er при следующих значениях параметров потенциала Саксона-Вудса: $V_0=47,4$ МэВ, $R_0=1,24$ фм, $\alpha=1,65$ фм⁻¹, $\chi=0,465$ фм², $\beta_{20}=0,285$, $\beta_{40}=0,019$. Во всех расчётах использовалось значение константы парного взаимодействия $G=0,132$ МэВ.

4.2. Энергии и структура ротационных состояний

Энергии и структура ротационных состояний в ядре ^{165}Er рассчитывались во многих работах [4,11,24,25], где в основном проводился анализ состояний положительной чётности. Авторы [11,24,25] пользовались схемой одночастичных уровней в потенциале Нильсона, учитывали кориолисово и спаривательное взаимодействия. Для улучшения согласия с экспериментом энергий ротационных уровней положительной чётности вводились феноменологические факторы ослабления матричных элементов кориолисова взаимодействия, достигающие значений $\alpha_{\text{кк}} \sim 0,4 - 0,5$. Отметим, что для получения хорошего согласия с экспериментом факторы ослабления, как правило, вводятся и в других работах (например [5,18,26-29]), где рассчитывались характеристики ротационных состояний как нечётно-нейтронных, так и нечётно-протонных ядер. Кроме того, в [4,24,25] используются значения параметра квадрупольной деформации, превышающие равновесные на 10 - 15%. Здесь улучшение согласия с экспериментом происходило за счёт усиления ($\Delta N=2$)-смешивания. Но в этом случае часто становится невозможным одновременное описание энергий состояний положительной и отрицательной чётностей в рамках одной схемы одночастичных состояний, важное при расчёте вероятностей электрических дипольных переходов.

Результаты наших расчётов для ^{165}Er в сравнении с экспериментом приведены на рис.3 и 4 (экспериментальные данные, используемые в настоящей работе, взяты из [11,19,21,25,30,31]). Было проведено четыре варианта расчётов.

Табл.3. Энергии и структура квазичастично-фононных состояний ядра ^{165}Er

K ^π	E(кэВ)			Структура
	эксп.	МК	КМ	
I	2	3	4	5
1/2 ⁻	297,4	333	327	0,87 521‡)+0,18 510†)- -0,38 523‡(22I)+0,16 512‡(22I)+ +0,10 521‡(22I)+0,09 512‡(22I)
1/2 ⁻	920,5	2723	1052	0,56 510†)-0,32 521‡)+0,15 530†)+ +0,61 512‡(22I)-0,22 521‡(22I)+ -0,20 521‡(20I)-0,19 523‡(22I)
1/2 ⁻	980	1718	1263	-0,42 530†)+0,20 510†)-0,10 521‡)+ +0,68 521‡(22I)+0,31 523‡(22I)+ +0,28 512‡(22I)+0,24 642‡(32I)
3/2 ⁻	242,9	300	370	0,98 521‡)+0,10 521‡(22I)
3/2 ⁻	-	1501	1220	0,84 532‡)+0,34 530†(22I)+0,26 521‡(20I)- -0,15 660†(32I)-0,14 651†(30I)
5/2 ⁻	0	0	0	-0,89 523‡)+0,32 512‡)+ +0,20 521‡(22I)+0,14 510†(22I)+ +0,12 624‡(32I)-0,08 512‡(20I)
5/2 ⁻	477,8	788	530	0,85 512‡)+0,37 523‡)+ +0,24 510†(22I)+0,17 624‡(32I)+ +0,16 523‡(20I)
7/2 ⁻	-	1920	1495	0,87 514‡)-0,31 512‡(22I)+0,27 633‡(30I)- -0,16 503‡(20I)+0,11 615‡(32I)
9/2 ⁻	-	4066	1226	0,10 514‡)+0,99 523‡(22I)
11/2 ⁻	551,0	1966	2050	0,99 505†)+0,08 503‡(22I)
1/2 ⁺	507,4	1161	485	0,77 660†)-0,13 400†)+ +0,44 642‡(22I)+0,38 651‡(22I)- -0,09 532‡(32I)+0,07 400†(20I)
1/2 ⁺	746,0	1858	850	0,74 400†)+0,15 660†)+ +0,59 402‡(22I)-0,22 402‡(22I)+ +0,12 642‡(22I)+0,10 660†(20I)
3/2 ⁺	(853,5)	899	495	0,87 651†)-0,18 402‡)+ +0,30 660†(22I)-0,19 402‡(20I)+ +0,16 400†(22I)
3/2 ⁺	(534,6)	1387	701	0,81 402‡)+0,21 651†)- -0,42 400†(22I)-0,25 651‡(20I)- -0,19 404‡(22I)+0,10 660†(22I)
5/2 ⁺	47,2	283	240	0,96 642‡)+0,22 660†(22I)-0,10 530†(32I)
7/2 ⁺	(465)	129	255	0,98 633‡)+0,07 642‡(22I)
9/2 ⁺	-	1147	1004	0,86 624‡)-0,33 642‡(22I)+0,30 512‡(32I)- -0,20 523‡(32I)
11/2 ⁺	-	2829	1390	0,16 615†)-0,99 633‡(22I)

В первом варианте (I на рис.3,4) учитывались кориолисово и спаривательное взаимодействия. Видно, что в этом варианте энергии ротационных уровней полос 1/2⁻[530], 3/2⁻[521] и 5/2⁻[512] плохо согласуются

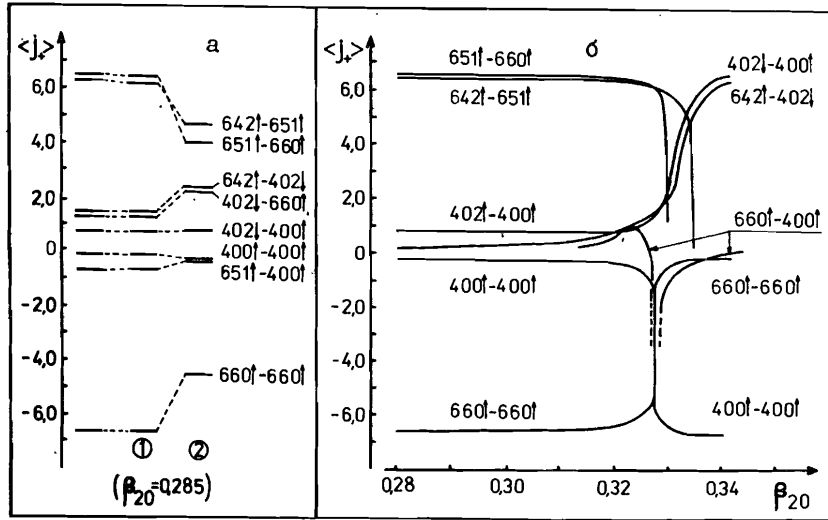


Рис. 5. Матричные элементы оператора j_* . а-величины матричных элементов при учёте парных корреляций (1), квазичастично-фононного взаимодействия (2), сравнение их с одночастичными значениями; б-зависимость величины одночастичных матричных элементов от параметра квадрупольной деформации.

при этих значениях χ и α пришлось бы проводить расчёты со значениями параметра квадрупольной деформации $\beta_{20} > 0,32$.

Отметим, что если использовать одночастичные матричные элементы оператора j_* и квазичастично-фононные волновые функции из работы /23/, то необходимые факторы ослабления имели бы значения $\alpha(5I_2^+, 5I_1^+) = 0,8$, $\alpha(5I_1^+, 5I_3^+) = 0,65$, $\alpha(6I_2^+, 6I_1^+) = 0,70$, $\alpha(6I_1^+, 6I_6^+) = 0,65$, $\alpha(6I_6^+, 6I_6^+) = 0,90$.

Четвёртый вариант расчётов отличается от третьего тем, что для состояний с энергиями 507,4 и 746,0 кэВ использована интерпретация $I/2^+[400]$ и $I/2^+[660]$ /31/ соответственно, а не $I/2^+[660]$ и $I/2^+[400]$, предложенная в /19,30/. Это практически не повлияло на энергии уровней ротационной полосы $5/2^+[642]$, но существенно изменило положение уровня $3/2^+$ полосы с $K^\pi = I/2^+$: при интерпретации $3/2^+I/2[660]$ его расчётная энергия получалась равной 718 кэВ, а при интерпретации как $3/2^+I/2[400]$ - 552 кэВ, что заметно ближе к экспериментальному значению 589,8 кэВ /30/. В табл.4 приведены амплитуды кориолисова смешивания состояний ротационных полос положительной чётности при обеих интерпретациях.

Табл. 4. Энергии и амплитуды кориолисова смешивания состояний ротационных полос положительной чётности (А - интерпретация /31/, Б - интерпретация /19,30/)

$I^\pi K [Nn_2 \Lambda]$	E (кэВ)		Амплитуды смешивания C_{IK}							
	эксп.	теор.	$6I_5^+$	$6I_4^+$	$6I_3^+$	$6I_2^+$	$6I_1^+$	$4I_2^+$	$6I_6^+$	$4I_0^+$
А										
$5/2^+ 5/2 [642]$	47,2	47	-	-	-	0,972	-0,214	-0,082	0,048	-0,000
$7/2^+$	62,7	62	-	-	-0,301	0,903	-0,277	-0,110	0,069	0,001
$9/2^+$	98,0	99	-	0,026	-0,363	0,857	-0,322	-0,133	0,107	0,001
$11/2^+$	167,5	164	-0,001	0,041	-0,396	0,827	-0,349	-0,149	0,116	0,001
$13/2^+$	238,5	251	-0,002	0,053	-0,409	0,799	-0,377	-0,165	0,152	0,002
$15/2^+$	372,7	367	-0,003	0,064	-0,421	0,782	-0,392	-0,175	0,154	0,002
$I/2^+ I/2 [660]$	746,0	746	-	-	-	-	-	-	1,000	0,000
$3/2^+$	-	963	-	-	-	-	0,189	0,531	0,826	0,020
$I/2^+ I/2 [400]$	507,4	507	-	-	-	-	-	-	0,000	1,000
$3/2^+$	589,8	552	-	-	-	-	-0,336	-0,065	0,096	0,935
Б										
$5/2^+ 5/2 [642]$	47,2	47	-	-	-	0,972	-0,205	-0,089	0,068	0,001
$7/2^+$	62,7	62	-	-	-0,301	0,903	-0,267	-0,120	0,089	0,001
$9/2^+$	98,0	99	-	0,026	-0,360	0,854	-0,316	-0,145	0,142	0,001
$11/2^+$	167,5	165	-0,001	0,041	-0,392	0,824	-0,343	-0,161	0,145	0,002
$13/2^+$	238,5	249	-0,002	0,052	-0,401	0,792	-0,374	-0,178	0,193	0,002
$15/2^+$	372,7	366	-0,003	0,063	-0,414	0,777	-0,388	-0,188	0,188	0,003
$I/2^+ I/2 [660]$	507,4	507	-	-	-	-	-	-	1,000	0,000
$3/2^+$	589,8	718	-	-	-	-	0,573	-0,354	0,725	0,142
$I/2^+ I/2 [400]$	746,0	746	-	-	-	-	-	-	0,000	1,000
$3/2^+$	-	787	-	-	-	-	-0,123	-0,176	-0,177	0,961

4.3. Вероятности дипольных электрических переходов

Для вычисления приведённых вероятностей дипольных электрических переходов в рамках МРЧ используется выражение

$$B(E1; I_i \rightarrow I_f) = |B_{10} + B_{11} + \tilde{B}_{11}|^2, \quad (22)$$

где

$$B_{10} = \sum_{KK'} C_{I_i K} C_{I_f K'} \langle I_i K 1 0 | I_f K' \rangle \langle \phi_{K'} | m(E10) | \phi_K \rangle \delta_{K', K},$$

$$B_{11} = \sum_{KK'} C_{I_i K} C_{I_f K'} \{ \langle I_i K 1 1 | I_f K' \rangle \langle \phi_{K'} | m(E11) | \phi_K \rangle \delta_{K', K+1} + \langle I_i K 1 -1 | I_f K' \rangle \langle \phi_{K'} | m(E1-1) | \phi_K \rangle \delta_{K', K-1} \}, \quad (23)$$

$$\tilde{B}_{11} = \sum_{KK'} C_{I_i K} C_{I_f K'} (-1)^{I_i - 1/2 + I} \langle I_i - 1/2 1 1 | I_f 1/2 \rangle \langle \phi_{K'} | m(E11) | \phi_{K-1/2} \rangle \delta_{K', 1/2} \delta_{K, 1/2}.$$

Здесь $C_{I_i K}$ и $C_{I_f K'}$ - амплитуды кориолисова смешивания в волновых функ-

циях начального и конечного состояний, $m(EI\mu)$ - оператор EI-перехода.

Используем в качестве внутренних волновых функций $\phi_{k/5}$ квазичастично-фононные волновые функции (I8). Тогда в приближении матричные элементы оператора электрического перехода можно записать в виде

$$\begin{aligned} \langle \phi | m(EI\mu) | \phi' \rangle = & C_{p_1}^n C_{p_1'}^{n'} V_{p_1 p_1'}^{(-)} (\sigma \delta_{\sigma\sigma'} \Gamma_{p_1 p_1'}^{\lambda M} + \delta_{\sigma-\sigma'} \bar{\Gamma}_{p_1 p_1'}^{\lambda M}) + \\ & + C_{p_1}^n C_{p_2}^{n'} V_{p_1 p_2'}^{(-)} (\sigma \delta_{\sigma\sigma'} \Gamma_{p_1 p_2'}^{\lambda M} + \delta_{\sigma-\sigma'} \bar{\Gamma}_{p_1 p_2'}^{\lambda M}) + \\ & + C_{p_2}^n C_{p_1'}^{n'} V_{p_2 p_1'}^{(-)} (\sigma \delta_{\sigma\sigma'} \Gamma_{p_2 p_1'}^{\lambda M} + \delta_{\sigma-\sigma'} \bar{\Gamma}_{p_2 p_1'}^{\lambda M}) + \\ & + C_{p_2}^n C_{p_2'}^{n'} V_{p_2 p_2'}^{(-)} (\sigma \delta_{\sigma\sigma'} \Gamma_{p_2 p_2'}^{\lambda M} + \delta_{\sigma-\sigma'} \bar{\Gamma}_{p_2 p_2'}^{\lambda M}) + \\ & + \sum_{\lambda' M' i' s'} \sum_{\lambda'' M'' i'' s''} D_{p' s' s''}^{\lambda' M' i' s'} D_{p s s''}^{\lambda'' M'' i'' s''} V_{s s''}^{(-)} (\sigma \delta_{\sigma\sigma'} \Gamma_{s s'}^{\lambda M} + \delta_{\sigma-\sigma'} \bar{\Gamma}_{s s'}^{\lambda M}), \end{aligned} \quad (24)$$

где $\Gamma_{ss'}^{\lambda M} = \langle \varphi_k(s) | m(EI\mu) | \varphi_{k'}(s') \rangle$ и $\bar{\Gamma}_{ss'}^{\lambda M} = \langle \varphi_k(s) | m(EI\mu) | \varphi_{-k'}(s') \rangle$ - одночастичные матричные элементы.

Табл. 5. Приведённые вероятности EI-переходов (F^{QVC} - факторы запрета в рамках модифицированной МРЧ, F_{sw}^{PC} - факторы запрета в рамках модели /4/)

$E_{ур}$ (кэВ)	E (кэВ)	нач. сост. → кон. сост.	B(EI)як. (e ² σ)	F^{QVC}	F_{sw}^{PC}
47,16	47,16	5/2 ⁺ 5/2 [642] → 5/2 ⁻ 5/2 [523]	6,6(9)-6	5,5(8)	3,6(4)
77,25	30,10	7/2 ⁻ 5/2 [523] → 5/2 ⁺ 5/2 [642]	2,4(3)-6	3,8(4)	3,1(4)
242,94	195,70	3/2 ⁻ 3/2 [521] → 5/2 ⁺ 5/2 [642]	2,4(2)-8	26(2)	101(9)
296,12	248,70	5/2 ⁻ 3/2 [521] → 5/2 ⁺ 5/2 [642]	≥ 7,6-8	≤ 0,96	≤ 0,2
507,42	150,85	1/2 ⁺ 1/2 [660] → 3/2 ⁻ 1/2 [521]	1,4(2)-7	3,1(4) 0,87(15)	24(3)
	209,96	→ 1/2 ⁻ 1/2 [521]	7,6(1)-8	1,6(1) 6,0(1)	1,1(1)
	264,65	→ 3/2 ⁻ 3/2 [521]	3,0(5)-8	160(20) 0,81(16)	383(77)
551,0	314,8	11/2 ⁻ 11/2 [505] → 13/2 ⁺ 5/2 [642]	1,0(1)-10	0,17(2)	0,33(4)
		→ 11/2 ⁺ 5/2 [642]	1,7(2)-10	0,23(3)	3,4(4)
745,97	389,3	1/2 ⁺ 1/2 [400] → 3/2 ⁻ 1/2 [521]	3,2(5)-8	3,8(5) 13(4)	2,0(3)
	448,3	→ 1/2 ⁻ 1/2 [521]	2,0(3)-8	25(3) 5,8(10)	16(2)

Результаты расчётов приведённых вероятностей EI-переходов в рамках модифицированной МРЧ для ядра ¹⁶⁵Er даны в табл. 5 (F^{QVC}), где проводится сравнение с экспериментом и результатами, полученными в рамках модели /4/ (F_{sw}^{PC}), учитывающей при вычислении вероятностей переходов электрического типа только кориолисово и спаривательное взаимодействия. Видно, что при использовании квазичастично-фононных вол-

новых функций согласие с экспериментом в целом заметно улучшилось.

Напомним, что для ¹⁶⁵Er предлагаются две возможные интерпретации состояний с $K^\pi = I/2^+$: а) уровни 507,4 и 746,0 кэВ - 1/2⁺1/2 [660] и 1/2⁺1/2 [400] соответственно /19,30/; б) уровни 507,4 и 746,0 кэВ - 1/2⁺1/2 [400] и 1/2⁺1/2 [660] соответственно /31/. Учёт квазичастично-фононного взаимодействия позволил улучшить согласие с экспериментом для вероятностей EI-переходов 150,85 и 264,65 кэВ, разряжающих уровень 507,4 кэВ (1/2⁺), однако переход 264,65 кэВ при интерпретации (а) по-прежнему сильно ускорен ($F^{QVC} = 160$). Если использовать интерпретацию (б), то теоретическая вероятность EI-перехода 264,65 кэВ уже хорошо согласуется с экспериментом - $F^{QVC} = 0,81$. Отметим, что результаты расчётов энергий уровней ротационной полосы с $K^\pi = I/2^+$ также показывают на предпочтительность интерпретации (б), то есть уровень 507,4 кэВ - 1/2⁺1/2 [400] и 746,0 кэВ - 1/2⁺1/2 [660] /31/.

Рассмотрим переход 195,7 кэВ (3/2⁻3/2 [521] → 5/2⁺5/2 [642]), вероятность которого плохо согласуется с экспериментом в рамках модели /4/. Анализ показал, что в этом случае EI-переход 195,7 кэВ идёт в основном за счёт суммы компонентов типа $B_{10}(65I \uparrow - 52I \uparrow)$ и $B_{11}(52I \uparrow - 64I \uparrow)$. При учёте квазичастично-фононного взаимодействия в формировании рассматриваемого перехода начинает играть заметную роль компонент типа $B_{10}(40I \uparrow - 52I \uparrow)$, компенсирующий вклад компонента $B_{10}(65I \uparrow - 52I \uparrow)$, что приводит к улучшению согласия с экспериментом. Появление компонента $B_{10}(40I \uparrow - 52I \uparrow)$ связано с тем, что при использовании квазичастично-фононных волновых функций (см. табл.3) из-за ($\Delta N = 2$)-смешивания состояний 3/2⁺ [65I] и 3/2⁺ [402] в волновой функции ротационного состояния 5/2⁺5/2 [642] возросла амплитуда состояния 5/2⁺3/2 [402] (от 0,04% до 0,8%). При небольшом изменении параметров потенциала (до $\alpha \approx 0,47 \text{ fm}^2$) можно получить ещё лучшее согласие с экспериментом - по предварительным оценкам, в этом случае $F^{QVC} \approx 8$. При этом фактор запрета EI-перехода 248,7 кэВ (5/2⁻3/2 [521] → 5/2⁺5/2 [642]) почти не изменяется ($F^{QVC} \approx 0,7$).

5. Заключение

Результаты настоящей работы, на примере расчётов энергий ротационных состояний и вероятностей EI-переходов в ядре ¹⁶⁵Er, показывают, что использование квазичастично-фононных волновых функций изменяет в правильную сторону величину матричных элементов операторов кориолисова взаимодействия и электрических переходов. При этом заметно улучшается согласие с экспериментом как энергий ротационных состояний, так и приведённых вероятностей дипольных электрических переходов, особенно в тех случаях, когда они связаны с состояниями 1/2⁺ [660] и

$1/2^+$ [400], $3/2^+$ [651] и $3/2^+$ [402]. Это улучшение обусловлено в первую очередь более полным учётом ($\Delta N = 2$)-смешивания орбиталей с $N = 4$ и 6.

Отметим, наконец, что полученное ($\Delta N = 2$)-смешивание – результат использования квазичастично-фононных волновых функций состояний с $K = 1/2^+$ и $3/2^+$, вычисленных при равновесных значениях параметра квадрупольной деформации после учёта взаимодействия отдачи в гамма-кванте нечётно-го деформированного ядра.

Авторы искренне признательны И.Н.Михайлову, К.Я.Громову и В.О.Нестеренко за интерес к работе, полезные замечания и обсуждение результатов.

Литература

1. A. Bohr and B. Mottelson. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 27, No. 16, 1953.
2. A. K. Kerman. *Mat. Fys. Medd. Vid. Selsk.*, 30, No. 15, 1956.
3. I. N. Mikhailov et al. *Physica Scripta*, 6, 1972, p. 285; И.Н. Михайлов и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 311.
4. М.И. Базнат и др. В кн.: Квантовая теория систем многих частиц. Кишинев, "Штиинца", 1973, с. 27; М.И. Базнат и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 941.
5. Я. Квасил и др. ОИЯИ, Р4-11066, Дубна, 1977; J. Kvasil et al. *Czech. J. Phys.*, B29, 1979, p. 843.
6. W. Ogle et al. *Rev. Mod. Phys.*, v. 43, 1971, p. 424 (n. 3).
7. B. Nielsen and M. E. Bunker. *Nucl. Phys.*, A245, 1975, 376 (n. 3).
8. J. Rekstad. *Nucl. Phys.*, A247, 1975, p. 7 (n. 1).
9. E. Osnes et al. *Nucl. Phys.*, A253, 1975, n. 1, p. 45.
10. T. England and J. Rekstad. *Phys. Lett.*, v. 89B, 1979, n. 1, p. 8.
11. G. Lovhoiden et al. *Nucl. Phys.*, A194, 1972, p. 463.
12. В.Г. Соловьев. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
13. Ф.А. Гареев и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 357.
14. В.А. Чепурнов. Ядерная физика, 6, 1967, с. 955.
15. Р. Бабаджанов и др. Ядерная физика, 12, 1970, с. 1097.
16. S. Ekstrom and I.-L. Lamm. *Phys. Scripta*, 7, 1973, p. 31.
17. Б.А. Аликов и др. ОИЯИ, Р6-84-207, Дубна, 1984.
18. И. Адам и др. Изв. АН СССР, сер. физ., т. 49, 1985, с. 868; И. Адам и др. ОИЯИ, Р6-84-206, Дубна, 1984.
19. P. O. Tjøm and B. Elbek. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 36, No. 8, 1967.
20. M. E. Bunker, C. W. Reich. *Int. Conf. Nucl. Struct.*, Japan, 1967.
21. S. A. Hjorth et al. *Nucl. Phys.*, A144, 1970, p. 513.
22. T. Grottdal et al. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 37, No. 12, 1970.
23. Н.А. Бонч-Осмоловская и др. ОИЯИ, Р4-85-16, Дубна, 1985.

24. S. A. Hjorth et al. *Nucl. Phys.*, A184, 1972, p. 113.
25. W. Andreitscheff et al. *Nucl. Phys.*, A220, 1974, p. 438.
26. R. Katajaheimo and E. Namaren. *Phys. Scripta*, 19, 1979, p. 497.
27. В.М. Михайлов и др. ОИЯИ, Р4-12677, Дубна, 1979.
28. Я. Квасил и др. ОИЯИ, Р4-80-401, Дубна, 1980.
29. Г. Винтер и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 895.
30. Цв. Вылов и др. ОИЯИ, 6-81-462, Дубна, 1981.
31. G. Marguier, R. Chery. *J. de Phys.*, v. 33, 1972, p. 301, Paris.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 января 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Шаронов И.А. и др.
Об учете члена отдачи в гамильтониане нечетных деформированных ядер

P4-86-36

Исследуется роль члена отдачи в гамильтониане нечетных деформированных ядер при формировании среднего поля. Энергии и структура возбужденных состояний рассчитаны с учетом квазичастично-фононных степеней свободы при равновесных значениях параметра квадрупольной деформации. На примере нечетно-нейтронного ядра ^{165}Er показано, что такой подход приводит к существенному улучшению согласия рассчитанных значений энергии ротационных состояний и вероятностей E1-переходов с экспериментом, особенно в тех случаях, когда они связаны с состояниями $1/2^+[660]$ и $1/2^+[400]$, $3/2^+[651]$ и $3/2^+[402]$. Это улучшение обусловлено в первую очередь более полным учетом ($\Delta N = 2$)-смешивания орбиталей с $N = 4$ и 6 . Полученное ($\Delta N = 2$)-смешивание - результат использования квазичастично-фононных волновых функций состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$, вычисленных при равновесных значениях параметра квадрупольной деформации после учета взаимодействия отдачи в гамильтониане нечетного деформированного ядра.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Sharonov J.A. et al
The Account of Recoil Term in the Hamiltonian of Odd-Deformed Nuclei

P4-86-36

The role of recoil term is investigated in the Hamiltonian of odd-deformed nuclei when the average field is formed. Energies and structure of excited states are calculated taking into account quasiparticle-phonon degrees of freedom at equilibrium values of quadrupole deformation parameter. Such an approach (as shown on the odd-neutron ^{165}Er nucleus) leads to a considerably better agreement with experiment for rotational state energies and reduced probabilities of E1-transitions. This is due to a more total account of $\Delta N = 2$ -mixing of orbitals with $N = 4$ and 6 . The obtained $\Delta N = 2$ mixing is the result of using quasiparticle-phonon wave functions of states with $K^\pi = 1/2^+$ and $3/2^+$ calculated at equilibrium values of quadrupole deformation parameter after considering the recoil interaction in the Hamiltonian of odd-deformed nucleus.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986