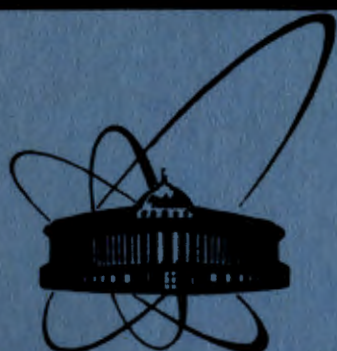


9/1-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

235/84

P4-83-730

Я.Квасил, М.М.Чариев, И.Н.Михайлов, Б.Чориев,
С.Цвек

ПРИМЕНЕНИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ СЛУЧАЙНОЙ ФАЗЫ,
ОСНОВАННОГО НА КРЕНКИНГ-МОДЕЛИ
В ЯДРАХ ^{158}Dy И ^{168}Er

Направлено в "Известия АН СССР"
и на Всесоюзное совещание
по ядерной спектроскопии и структуре ядра
/Алма-Ата, 1984/

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время с успехом используется модель принудительного вращения с подходом Хартри-Фока-Боголюбова /далее ПВХФБ-модель/ для изучения свойств ядер в состояниях на ираст-линии /см. /1-5/ /. Модель ПВХФБ может быть развита с помощью приближения случайной фазы /ПСФ/ для описания вибрационных состояний вблизи ираст-линии /см. /6-11/ /. Модель ПВХФБ + ПСФ предназначена для исследования состояний высокоспиновой области. Возникает вопрос, при каких спинах начинается эта область. Численные расчеты, выполненные в работах /11,12/, показывают, что модель ПВХФБ + ПСФ дает хорошие результаты и для относительно низких спинов.

Недавно появились работы /13,14/, где была сделана попытка интерпретировать некоторые низколежащие ротационные полосы как полосы, основанные на двухфононных состояниях. Однако вопрос о существовании двухфононных состояний остается открытым и является предметом широкой дискуссии /см., например, /15/ /.

В настоящей работе мы исследовали этот вопрос с помощью модели ПВХФБ + ПСФ. В рамках этой модели вычисляются энергии вращательных полос и приведенные вероятности E2-переходов в ядрах ^{158}Dy и ^{168}Er . Теоретические значения энергии и приведенные вероятности E2-переходов в дальнейшем сравниваются с экспериментальными данными, взятыми из работ /16-20,42/ для ^{168}Er и /21-24,42/ для ^{158}Dy .

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Гамильтониан ядра и его симметрии

Гамильтониан кренкинг-модели может быть записан в виде /6-8,10/*

$$H' = H - \sum_r \lambda_r \hat{N}_r - \Omega \hat{J}_x, \quad (1)$$

где \hat{J}_x - проекция полного углового момента на ось вращения /ось x /, Ω - частота вращения, \hat{N}_r - оператор числа нейтронов ($r = N$) или протонов ($r = P$), λ_r - химический потенциал.

* В дальнейшем будем использовать обозначения, принятые в работах /6-8,10/.



Полный ядерный гамильтониан H состоит из трех частей ^{/6,7,10/}:

$$H = H_{AV} - \frac{1}{4} \sum_r G_r \hat{P}_r^+ \hat{P}_r - \frac{1}{2} \sum_{\mu=-2}^2 \kappa_{\mu} \hat{L}_{2\mu}^+ \hat{L}_{2\mu} \quad /2/$$

где H_{AV} описывает среднее сферическое поле ядра, второй член представляет парные корреляции и последний член характеризует дальнедействующие остаточные взаимодействия, которые взяты в виде сепарабельных квадруполь-квадрупольных сил. Как известно из литературы /см., например, ^{/25/}, при изучении низколежащих состояний с положительной четностью не надо учитывать мультиполи более высоких порядков, чем квадрупольные. Чтобы получить согласие с экспериментом /см. дальше/, в отличие от ^{/7/} ввели зависимость силовых констант квадруполь-квадрупольных сил от проекции: $\mu (\kappa_1 = \kappa_{-1}, \kappa_2 = \kappa_{-2})$.

Полный ядерный гамильтониан должен удовлетворять следующим условиям симметрии:

$$[H, J_1] = [H, \hat{N}_r] = 0 \Rightarrow \begin{cases} [H', \hat{J}_x] = 0, & [H', \hat{J}_z] = -i\Omega \hat{J}_y, \\ [H', \hat{J}_y] = i\Omega \hat{J}_z, & [H', \hat{N}_r] = 0. \end{cases} \quad /3/$$

Вычисления по модели ПВХФБ + ПСФ включают в себя два отдельных этапа.

1. На первом этапе решается задача Хартри-Фока-Боголюбова в кренкинг-модели /см. ^{/1-5/}. Результат решения этой задачи /т.е. квазичастичный вакуум $|\Omega\rangle$ / при данной частоте вращения Ω характеризует состояние ядра на ираст-линии с данным Ω . Решая задачу ХФБ, получаем кренкинг-гамильтониан в виде

$$H' = H_{HFV} - \frac{1}{4} \sum_r G_r (\hat{P}_r - \langle \Omega | \hat{P}_r | \Omega \rangle)^+ (\hat{P}_r - \langle \Omega | \hat{P}_r | \Omega \rangle) - \frac{1}{2} \sum_{\mu=-2}^{+2} \kappa_{\mu} (\hat{L}_{2\mu} - \langle \Omega | \hat{L}_{2\mu} | \Omega \rangle)^+ (\hat{L}_{2\mu} - \langle \Omega | \hat{L}_{2\mu} | \Omega \rangle), \quad /4/$$

где $H_{HFV} = \sum_i (E_i a_i^+ a_i + E_{-i} a_{-i}^+ a_{-i})$ - кренкинг-гамильтониан Хартри-Фока-Боголюбова в диагональном виде /обозначения, как в работах ^{/7,10/} /.

2. На втором этапе определяются вибрации около решений задачи ХФБ /т.е. вибрационные состояния вблизи ираст-линии/ посредством метода ПСФ. В дальнейшем оба этапа обсудим более детально.

2.2. Решение задачи Хартри-Фока-Боголюбова в кренкинг-модели

Решать задачу ХФБ в кренкинг-модели точным самосогласованным образом - это сложное дело. Обычно используют разные приближенные подходы /см. ^{/1-5/}. Большинство из них исходит из

какого-то феноменологического деформированного поля, и само-согласование кренкинг-гамильтониана проводится только по спариванию и вращению. В данной работе для решения этой задачи применяется подход Дудека и др. ^{/5/}, в котором в качестве среднего ядерного поля используется аксиально-деформированный гамильтониан Саксона-Вудса. Его параметры для изучаемых ядер были взяты из работы ^{/28/}. Параметры деформации были получены методом Струтинского /см., например, ^{/27/}: $\beta_2 = 0,265, \beta_4 = 0,044$ для ^{158}Dy и $\beta_2 = 0,284, \beta_4 = -0,001$ для ^{168}Er . Силовые константы спаривания G_r были определены из экспериментальных значений нейтронных и протонных парных энергий для невращающихся ядер и держались постоянными для всех частот вращения Ω /для всех угловых моментов J /. Известно /см. ^{/28/}, что обыкновенный метод ПВХФБ начинает работать неточно в так называемой критической области спинов, т.е. в случае, когда исчезает энергетическая щель. Поскольку энергетическая щель начинает убывать для спина $J \approx 8$ в ^{168}Er и $J \approx 6$ в ^{158}Dy , мы ограничились расчетами спектра этих ядер до $J \leq 8$ и $J \leq 6$ соответственно. Выбирая среднее деформированное поле ядра феноменологическим образом, мы тем самым нарушаем согласование среднего поля с остаточными взаимодействиями в гамильтониане /4/, т.е. гамильтониан /4/ в таком случае не будет удовлетворять условию симметрии /3/. Поэтому мы должны видоизменить остаточное взаимодействие в /4/ так, чтобы восстановить симметрию /3/. Восстановлению разных симметрий гамильтониана посвящено много работ /см., например, ^{/29-33/} /, из которых, по-видимому, следует признать лучшим метод, предложенный Н.И.Пятовым ^{/33/} /см. также ^{/34/}. Однако применение метода Пятова к случаю кренкинг-гамильтониана ведет к сложной зависимости остаточных взаимодействий от координат нуклонов. Поэтому мы использовали подход, в котором остаточные взаимодействия подбираются в виде квадруполь-квадрупольных сил и только их силовые константы определяются из требования выполнения условий /3/ в среднем.

2.3. Вибрационные состояния в окрестности ираст-линии /метод ПСФ в кренкинг-модели/

Вводя двухквазичастичные операторы бозонов, как в работах ^{/6,7,10/},

$$b_{kl}^+ = a_k^+ a_l^+, \quad b_{kl}^+ = i a_k^+ a_l, \quad b_{kl}^+ = i a_k^+ a_l^+,$$

все одночастичные операторы, входящие в /3/ и /4/, можно разложить в ряд по двухквазичастичным бозонам. Конкретно до первого порядка по бозонам получаем ^{/7/}:

$$\hat{P}_r^+ = \langle \Omega | P_r | \Omega \rangle + P_r^{(1)+} + \dots, \quad \hat{Q}_0^{(+)} \equiv \hat{L}_{20} = \langle \Omega | \hat{Q}_0^{(+)} | \Omega \rangle + Q_0^{(1)(+)} + \dots,$$

$$\begin{aligned} \hat{Q}_1(+)&= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{P}_{21} + \hat{P}_{2-1}) = Q_1^{(1)} + \dots, \\ \hat{Q}_2(+)&= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{P}_{22} + \hat{P}_{2-2}) = \langle \Omega | \hat{Q}_2(+)|\Omega \rangle + Q_2^{(1)}(+)+ \dots, \\ \hat{Q}_1(-)&= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{P}_{21} - \hat{P}_{2-1}) = Q_1^{(1)}(-)+ \dots, \\ \hat{Q}_2(-)&= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{P}_{22} - \hat{P}_{2-2}) = \hat{Q}_2(-)+ \dots, \quad \hat{J}_x = \langle \Omega | \hat{J}_x | \Omega \rangle + J_x^{(1)} + \dots, \\ \hat{J}_y &= J_y^{(1)} + \dots, \quad \hat{J}_z = J_z^{(1)} + \dots, \quad \hat{N}_r = \langle \Omega | \hat{N}_r | \Omega \rangle + N_r^{(1)} + \dots, \end{aligned} \quad /5/$$

где линейные члены по бозонам можно выразить посредством квази-частичных матричных элементов рассматриваемых операторов /обозначения, как в /10//:

$$P_r^{(1)+} + \sum_{ij} [p_{ij}^{(+)}(b_{ij}^{+} + b_{ij}^{-}) + p_{ij}^{(-)}(b_{ij}^{+} - b_{ij}^{-})] \delta_{rj} \delta_{rj}, \quad Q_0^{(1)} = \sum_{ij} q_{ij}^0 (b_{ij}^{+} + b_{ij}^{-}),$$

$$Q_1^{(1)}(+)= 1 \sum_{ij} q_{ij}^{1+} (b_{ij}^{+} - b_{ij}^{-}), \quad Q_2^{(1)}(+)= \sum_{ij} q_{ij}^{2+} (b_{ij}^{+} + b_{ij}^{-}),$$

$$Q_1^{(1)}(-)= \frac{1}{2} \sum_{ij} [q_{ij}^{1-} (b_{ij} - b_{ij}^{+}) - \tilde{q}_{ij}^{1-} (b_{ij} - b_{ij}^{+})], \quad /6/$$

$$Q_1^{(1)}(-)= \frac{1}{2} \sum_{ij} [q_{ij}^{2-} (b_{ij}^{+} + b_{ij}) + \tilde{q}_{ij}^{2-} (b_{ij}^{+} + b_{ij})],$$

$$J_x^{(1)} = \sum_{ij} j_{ij}^x (b_{ij}^{+} + b_{ij}^{-}), \quad J_y^{(1)} = \frac{1}{2} \sum_{ij} [j_{ij}^y (b_{ij}^{+} + b_{ij}^{-}) - \tilde{j}_{ij}^y (b_{ij}^{+} + b_{ij}^{-})],$$

$$J_z^{(1)} = \frac{1}{2} \sum_{ij} [j_{ij}^z (b_{ij} - b_{ij}^{+}) + \tilde{j}_{ij}^z (b_{ij} - b_{ij}^{+})], \quad N_r^{(1)} = \sum_{ij} n_{ij} (b_{ij}^{+} + b_{ij}^{-}) \delta_{rj} \delta_{rj}.$$

Подставляя /5/, /6/ в /4/, получаем для кренкинг-гамильтониана /до второго порядка по бозонам/:

$$H' = \langle \Omega | H' | \Omega \rangle + H_{(+)} + H_{(-)}, \quad \text{где} \quad /7/$$

$$\begin{aligned} H_{(+)} &= \sum_{ik} (E_i + E_k) b_{ik}^{+} b_{ik}^{-} - \frac{1}{4} \sum_r G_r P_r^{(1)+} P_r^{(1)+} - \frac{\kappa_0}{2} Q_0^{(1)}(+)+ Q_0^{(1)}(+)- \\ &- \frac{\kappa_1}{2} Q_1^{(1)}(+)+ Q_1^{(1)}(+)- \frac{\kappa_2}{2} Q_2^{(1)}(+)+ Q_2^{(1)}(+), \end{aligned} \quad /8/$$

$$\begin{aligned} H_{(-)} &= \frac{1}{2} \sum [(E_i + E_k) b_{ik}^{+} b_{ik} + (E_{-i} + E_{-k}) b_{ik}^{+} b_{ik}^{-}] - \frac{\kappa_1}{2} Q_1^{(1)}(-)+ Q_1^{(1)}(-)- \\ &- \frac{\kappa_2}{2} Q_2^{(1)}(-)+ Q_2^{(1)}(-). \end{aligned}$$

Используя /6/, условия симметрии /3/ можно переписать в виде

$$\begin{aligned} [H_{(+)}, J_x^{(1)}] &= 0, & [H_{(+)}, N_r^{(1)}] &= 0, \\ [H_{(-)}, J_{\pm}^{(1)}] &= \mp \Omega J_{\pm}^{(1)}, & [J_{+}^{(1)}, J_{-}^{(1)}] &= 2 \langle \Omega | J_x | \Omega \rangle, \end{aligned} \quad /9/$$

где $J_{\pm}^{(1)} = J_x^{(1)} \pm iJ_y^{(1)}$. Уравнения движения в ПСФ записывают в виде /см. /7/ или /8/ /

$$[H', \mathcal{P}_{\lambda}] = \omega_{\lambda}^2 X_{\lambda}, \quad [H', X_{\lambda}] = -i \mathcal{P}_{\lambda}, \quad [X_{\lambda}, \mathcal{P}_{\lambda}] = i \delta_{\lambda\lambda'}, \quad /10/$$

где индекс λ характеризует данное решение уравнений ПСФ, X_{λ} и \mathcal{P}_{λ} - обобщенная координата и импульс соответственно, ω_{λ} - энергия данного решения. Поскольку гамильтониан H' является инвариантным относительно вращения $R_x(\pi)$ на угол π вокруг оси x и поскольку $[H_{(+)}, H_{(-)}] = 0$, уравнения ПСФ можно решать отдельно для $H_{(+)}$ и для $H_{(-)}$.

Кренкинг-гамильтониан может быть выражен через ПСФ-моды:

$$\begin{aligned} H' &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda} (\mathcal{P}_{\lambda}^2 + \omega_{\lambda}^2 X_{\lambda}^2) = \frac{1}{2} \sum_{\omega_{\lambda} \neq 0} (\mathcal{P}_{\lambda}^2 + \omega_{\lambda}^2 X_{\lambda}^2) + \frac{1}{2} \sum_{\omega_{\lambda_0} = 0} \mathcal{P}_{\lambda_0}^2 = \\ &= \sum_{\omega_{\lambda} \neq 0} \omega_{\lambda} (Q_{\lambda}^{+} Q_{\lambda} + \frac{1}{2}) + \frac{1}{2} \sum_{\omega_{\lambda_0} = 0} \mathcal{P}_{\lambda_0}^2(0), \end{aligned} \quad /11/$$

где для мод с $\omega_{\lambda} \neq 0$ введены операторы фононов:

$$Q_{\lambda}^{+} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sqrt{\omega_{\lambda}} X_{\lambda} - \frac{1}{\sqrt{\omega_{\lambda}}} \mathcal{P}_{\lambda}).$$

Уравнения движения /10/ для $\omega_{\lambda} \neq 0$ принимают вид:

$$[H', Q_{\lambda}^{+}] = \omega_{\lambda} Q_{\lambda}^{+}, \quad [H', Q_{\lambda}] = -\omega_{\lambda} Q_{\lambda}, \quad [Q_{\lambda}, Q_{\lambda'}^{+}] = \delta_{\lambda\lambda'}. \quad /12/$$

Вводя оператор $\Gamma^{+} = \frac{J_z^{(1)}}{\sqrt{\langle \Omega | \hat{J}_z | \Omega \rangle}}$ и сравнивая /9/ с /10/ или /12/, получаем /см. /7//:

$$\left. \begin{aligned} P_{\lambda_0 = J_x}^{(1)}(0) &= \sqrt{g_x} J_x^{(1)} \\ P_{\lambda_0 = N_r}^{(1)}(0) &= \sqrt{g_{N_r}} N_r^{(1)} \end{aligned} \right\} \Rightarrow H_{(+)} = \frac{1}{2} \sum_{\omega_{\lambda} \neq 0} (\mathcal{P}_{\lambda}^2 + \omega_{\lambda}^2 X_{\lambda}^2) + \frac{1}{2} g_x J_x^{(1)2} + \frac{1}{2} g_{N_r} N_r^{(1)2},$$

$$\left. \begin{aligned} [H_{(-)}, \Gamma^{+}] &= \Omega \Gamma^{+} \\ [H_{(-)}, \Gamma] &= -\Omega \Gamma \\ [\Gamma, \Gamma^{+}] &= 1 \end{aligned} \right\} \Rightarrow H_{(-)} = \frac{1}{2} \sum_{\omega_{\lambda} \neq 0} (\mathcal{P}_{\lambda}^2 + \omega_{\lambda}^2 X_{\lambda}^2) + \Omega (\Gamma^{+} \Gamma + \frac{1}{2}). \quad /13b/$$

Выражения для массовых параметров g_x и g_{N_r} /см. /13a// приведены ниже. Из /13a/ видно, что $J_x = \frac{1}{g_x}$ представляет момент инерции ядра относительно вращения вокруг оси x . Далее из /13a/ вытекает, что операторы $J_x^{(1)}$ и $N_r^{(1)}$ вместе с сопряженными к ним углами $\theta_x^{(1)}$ и θ представляют голдстоуновские духовые моды гамильтониана $H_{(+)}$ с нулевыми энергиями и что из $J_y^{(1)}$ и $J_z^{(1)}$ можно построить моду гамильтониана $H_{(-)}$ с энергией $\omega = \Omega$.

2.3.1. Уравнения ПСФ для $H_{(+)}$

Обобщенные сопряженные координаты X_λ и импульсы \mathcal{P}_λ в случае гамильтониана $H_{(+)}$ будем искать в виде

$$X_\lambda = \sum_{ik} X_{ik}^{(\lambda)} (b_{ik}^+ + b_{ik}^-), \quad \mathcal{P}_\lambda = i \sum_{ik} \mathcal{P}_{ik}^{(\lambda)} (b_{ik}^+ - b_{ik}^-). \quad /14/$$

Стандартным путем ПСФ /см., например, /8-10/ получаем для коэффициентов $X_{ik}^{(\lambda)}$ и $\mathcal{P}_{ik}^{(\lambda)}$ однородную систему уравнений, из условия разрешимости которой вытекает секулярное уравнение для энергий $\omega_{\lambda+}(\Omega)$ однофоновых состояний $Q_{\lambda+}^+ |\Omega\rangle$ /индекс λ_+ нумерует все решения ПСФ уравнений с гамильтонианом ПСФ, т.е. решения с положительной сигнатурой/:

$$\begin{pmatrix} S_{nn}(N) & 0 & S_{np}(N) & 0 & S_{nj_x}(N) & S_{nq_0}(N) & S_{nq_2}(N) \\ 0 & S_{nn}(P) & 0 & S_{np}(P) & S_{nj_x}(P) & S_{nq_0}(P) & S_{nq_2}(P) \\ S_{np}(N) & 0 & S_{np}(N) - \frac{1}{G_N} & 0 & S_{pj_x}(N) & S_{pq_0}(N) & S_{pq_2}(N) \\ 0 & S_{np}(P) & 0 & S_{np}(P) - \frac{1}{G_P} & S_{pj_x}(P) & S_{pq_0}(P) & S_{pq_2}(P) \\ S_{nj_x}(N) & S_{nj_x}(P) & S_{j_x n}(N) & S_{j_x n}(P) & S_{j_x j_x} & S_{j_x q_0} & S_{j_x q_2} \\ S_{nq_0}(N) & S_{nq_0}(P) & S_{q_0 n}(N) & S_{q_0 n}(P) & S_{q_0 j_x} & S_{q_0 q_0} - \frac{1}{2\kappa_0} & S_{q_0 q_2} \\ S_{nq_2}(N) & S_{nq_2}(P) & S_{q_2 n}(N) & S_{q_2 n}(P) & S_{q_2 j_x} & S_{q_2 q_0} & S_{q_2 q_2} - \frac{1}{2\kappa_2} \end{pmatrix} = 0,$$

где

$$S_{ad}(N, P) = \sum_{i,k \in N, P} \frac{E_{ik}^- a_{ik} d_{ik}}{E_{ik}^2 - \omega_\lambda^2}, \quad S_{ad} = S_{ad}(N) + S_{ad}(P), \quad /16/$$

a_{ik}, d_{ik} представляют квазичастичные матричные элементы $p_{ik}^{(+)}$, $j_{ik}^{(+)}$, q_{ik}^{0+} , q_{ik}^{2+} /см. /6//, и суммирование в /16/ производится по нейтронным или протонным двухквазичастичным состояниям. Следует отметить, что среди решений уравнения /25/ находятся и духовые: $\omega_{\lambda_0 = j_x} = \omega_{\lambda_0 = n_r} = 0$. Используя метод, предложенный в /36/, можно явно выделить в секулярном уравнении эти духовые решения. Подставляя /6/ и /8/ в /9/, после небольших преобразований можно получить для силовых констант G_r, κ_1 выражения

$$\frac{1}{G_r} = \sum_{ik} \frac{p_{ik}^{(-)} p_{ik}^{(-)}}{E_{ik}^-}, \quad \frac{1}{\kappa_1} = 2 \sum_{ik} \frac{q_{ik}^{1+} q_{ik}^{1+}}{E_{ik}^-}, \quad /17/$$

отражающие условия восстановления симметрий /3/ для полного гамильтониана в рамках ПСФ при использовании кренкинг-гамильтониана в виде /4/.

Из требования, чтобы мода $(\theta_x^{(1)}, j_x^{(1)})$ была решением уравнения ПСФ с нулевой энергией для $H_{(+)}$, получаем выражение для массового параметра g_x /см. также /8, 10//:

$$2g = \begin{pmatrix} S_{pp}^{(0)}(N) - \frac{1}{G} & 0 & S_{pq_0}^{(0)}(N) & S_{pq_2}^{(0)}(N) \\ 0 & S_{pp}^{(0)}(P) - \frac{1}{G} & S_{pq_0}^{(0)}(P) & S_{pq_2}^{(0)}(P) \\ S_{q_0 p}^{(0)}(N) & S_{q_0 p}^{(0)}(P) & S_{q_0 q_0}^{(0)} - \frac{1}{2\kappa_0} & S_{q_0 q_2}^{(0)} \\ S_{q_2 p}^{(0)}(N) & S_{q_2 p}^{(0)}(P) & S_{q_2 q_0}^{(0)} & S_{q_2 q_2}^{(0)} - \frac{1}{2\kappa_2} \end{pmatrix} = \frac{2}{j_x}, \quad /18/$$

$$\begin{pmatrix} S_{pp}^{(0)}(N) - \frac{1}{G_N} & 0 & S_{pq_0}^{(0)}(N) & S_{pq_2}^{(0)}(N) & S_{pj_x}^{(0)}(N) \\ 0 & S_{pp}^{(0)}(P) - \frac{1}{G_P} & S_{pq_0}^{(0)}(P) & S_{pq_2}^{(0)}(P) & S_{pj_x}^{(0)}(P) \\ S_{q_0 p}^{(0)}(N) & S_{q_0 p}^{(0)}(P) & S_{q_0 q_0}^{(0)} - \frac{1}{2\kappa_0} & S_{q_0 q_2}^{(0)} & S_{j_x q_0}^{(0)} \\ S_{q_2 p}^{(0)}(N) & S_{q_2 p}^{(0)}(P) & S_{q_2 q_0}^{(0)} & S_{q_2 q_2}^{(0)} - \frac{1}{2\kappa_2} & S_{q_2 j_x}^{(0)} \\ S_{j_x p}^{(0)}(N) & S_{j_x p}^{(0)}(P) & S_{j_x q_0}^{(0)} & S_{j_x q_2}^{(0)} & S_{j_x j_x}^{(0)} \end{pmatrix}$$

где $S_{ab}^{(0)} = S_{ab}(\omega = 0)$. Аналогичное выражение можно получить и для g_r .

2.3.2. Уравнения ПСФ для $H_{(-)}$

Обобщенные координаты X_λ и импульсы \mathcal{P}_λ для гамильтониана $H_{(-)}$ ищем в виде

$$X_\lambda = \sum_{ik} [X_{ik}^{(\lambda)} (b_{ik}^+ + b_{ik}^-) + \tilde{X}_{ik}^{(\lambda)} (b_{ik}^+ - b_{ik}^-)], \quad /19/$$

$$\mathcal{P}_\lambda = \sum_{ik} [\mathcal{P}_{ik}^{(\lambda)} (b_{ik}^+ - b_{ik}^-) + \tilde{\mathcal{P}}_{ik}^{(\lambda)} (b_{ik}^+ + b_{ik}^-)],$$

где опять получаем для $X_{ik}^{(\lambda)}$, $\tilde{X}_{ik}^{(\lambda)}$, $\tilde{\varphi}_{ik}^{(\lambda)}$, $\tilde{\varphi}_{ik}^{(\lambda)}$ систему уравнений с условием разрешимости в виде секулярного уравнения:

$$\begin{vmatrix} S_{q_1 q_1}^{(-)} - \frac{1}{\kappa_1} & \omega U_{q_1 q_2}^{(-)} \\ \omega U_{q_1 q_2}^{(-)} & S_{q_2 q_2}^{(-)} - \frac{1}{\kappa_1} \end{vmatrix} = 0, \quad \text{где} \quad /20/$$

$$S_{ab}^{(-)} \equiv \sum_{ik} \left\{ \frac{E_{ik} a_{ik} b_{ik}}{E_{ik}^2 - \omega^2} + \frac{E_{\bar{ik}} \tilde{a}_{ik} \tilde{b}_{ik}}{E_{\bar{ik}}^2 - \omega^2} \right\}, \quad U_{ab}^{(-)} \equiv \sum_{ik} \left\{ \frac{a_{ik} d_{ik}}{E_{ik}^2 - \omega^2} + \frac{\tilde{a}_{\bar{ik}} \tilde{d}_{\bar{ik}}}{E_{\bar{ik}}^2 - \omega^2} \right\}. \quad /21/$$

Суммирование в /21/ производится по всем нейтронным и протонным двухквартичным состояниям. Подставляя /6/ и /8/ в /9/, получаем для κ_1 и κ_2 выражения

$$\kappa_1 = \frac{\sum_{ik} (E_{ik} J_{ik}^y J_{ik}^y + E_{\bar{ik}} \tilde{J}_{ik}^y \tilde{J}_{ik}^y) + \Omega \langle \Omega | \hat{J}_x | \Omega \rangle}{\langle \Omega | \hat{Q}_0 | \Omega \rangle - \sqrt{3} \langle \Omega | \hat{Q}_2 | \Omega \rangle}, \quad /22a/$$

$$\kappa_2 = \frac{\sum_{ik} (E_{ik} J_{ik}^z J_{ik}^z + E_{\bar{ik}} \tilde{J}_{ik}^z \tilde{J}_{ik}^z) + \Omega \langle \Omega | \hat{J}_x | \Omega \rangle}{4 \langle \Omega | \hat{Q}_2 | \Omega \rangle}. \quad /22b/$$

Следует подчеркнуть, что выражение /22б/ в случае аксиальной симметрии среднего поля /т.е. $\langle \Omega | \hat{Q}_2 | \Omega \rangle = 0$ / теряет смысл.

2.4. Экспериментальная интерпретация решений ПСФ

Из симметрии однофоновой волновой функции модели ПВХФБ + ПСФ относительно операции $R_x(\pi)$ вытекает /см. /6-10//, что для четных значений полного углового момента J мы должны решать уравнения ПСФ для $H(+)$ и для нечетных значений J работает $H(-)$. Далее известно, что все решения уравнений ПСФ взаимно ортогональны. Из этого следует, что все нормальные моды $(X_\lambda, \mathcal{P}_\lambda)$ с $\omega_\lambda \neq 0$ ортогональны моде $(\theta^{(1)}, J_x^{(1)})$: $[Q_\lambda, \hat{J}_x] = 0$ /с точностью до второго порядка по бозонам/. Поэтому

$$\langle \Omega | Q_\lambda J_x Q_\lambda^+ | \Omega \rangle = \langle \Omega | [Q_\lambda, \hat{J}_x] Q_\lambda^+ | \Omega \rangle + \langle \Omega | J_x Q_\lambda Q_\lambda^+ | \Omega \rangle \approx \langle \Omega | \hat{J}_x | \Omega \rangle, \quad /23/$$

т.е. средние значения компоненты J_x углового момента в однофоновом состоянии и в соответствующем состоянии ираст-линии равны. Эти факты вместе с кренкинг-условием $\langle \Omega | J | \Omega \rangle \approx \sqrt{J(J+1)}$ оправдывают интерпретацию решений ПСФ способом, показанным на рис.1.

Следует отметить, что эта интерпретация становится более точной с возрастанием углового момента J , так как кренкинг-условие выполняется хорошо для больших J .

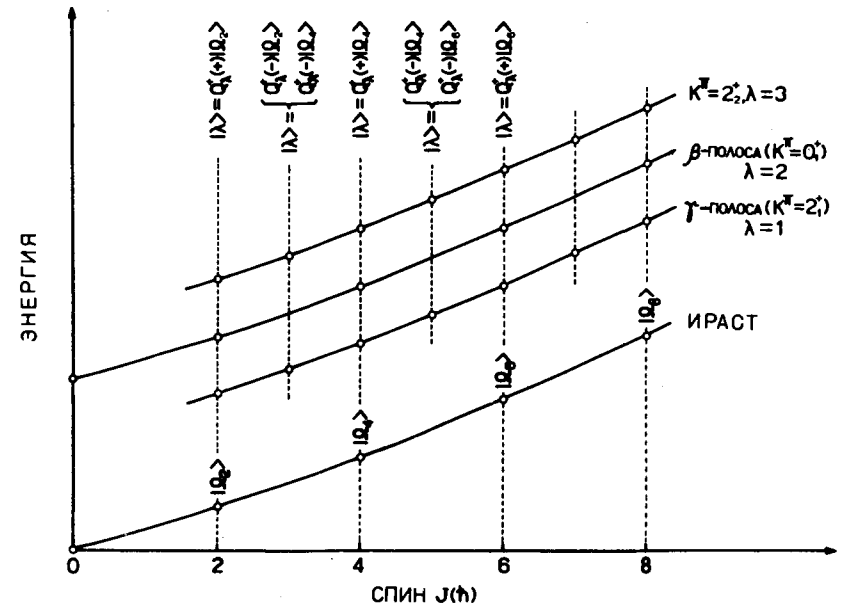


Рис.1. Схема интерпретации однофоновых состояний вблизи ираст-линии в модели ПВХФБ + ПСФ для низкоспиновой области.

Основываясь на интерпретации, вытекающей из рис.1, мы заключаем, что энергии, которые можно сравнивать с экспериментальными, равны:

$$E_\lambda(J) = E_{yr}(J_0) + \frac{\hbar^2}{2(J_0)} [J(J+1) - J_0(J_0+1)] + \hbar\omega_\lambda(J_0), \quad /24/$$

где $J = J_0$ для четного значения J и $J = J_0 \pm 1$ для нечетного J , $\hbar\omega_\lambda(J_0)$ и (J_0) - соответственно, энергия ПСФ моды $(X_\lambda, \mathcal{P}_\lambda)$ и момент инерции ядра /18/, выраженный через квазичастичные матричные элементы и энергии, полученные при решении задачи ХФБ с частотой вращения, отвечающей спину J_0 .

2.5. Приведенные вероятности E2-переходов

Приведенным вероятностям E2-переходов в рамках модели ПВХФБ + ПСФ посвящены работы /6,8,37/, где количественным образом были объяснены переходы между состояниями с большими спинами. Следуя результатам работы /37/, можно разделить переходы следующим образом:

1/ Переходы в рамках ираст-линии:

$$V(E2, J_{yr} \rightarrow J - 2_{yr}) = e^2 |(J022|J-20) \sqrt{2} \langle \Omega | \hat{Q}_2^{(+)} | \Omega \rangle + (J020|J-20) \langle \Omega | \hat{Q}_0^{(+)} | \Omega \rangle|^2, \quad /25/$$

где $|\Omega\rangle$ - состояние на ираст-линии с частотой вращения Ω , отвечающей спину J .

2/ Переходы из однофононного состояния с положительной сигнатурой, отвечающей четному спину J , на состояние ираст-линии ($\Delta J = r = 0, \pm 2$):

$$V(E2, J\lambda \rightarrow J + r_{yr}) = e^2 |(J020|J+r0) \sum_{kl} \hat{p}_{kl}^{(\lambda)} q_{kl}^{0+} e_{kl}^{(eff)} + 2(J021|J+r1) \sum_{kl} X_{kl}^{(\lambda)} q_{kl}^{1+} e_{kl}^{(eff)} + 2(J022|J+r2) \sum_{kl} \hat{p}_{kl}^{(\lambda)} q_{kl}^{2+} e_{kl}^{(eff)}|^2. \quad /26/$$

3/ Переходы из однофононного состояния с отрицательной сигнатурой, отвечающей нечетному спину J , на состояние ираст-линии:

$$V(E2, J\lambda \rightarrow J \pm 1_{yr}) = e^2 |(J021|J \pm 11) 4 \sum_{kl} \hat{p}_{kl}^{(\lambda)} q_{kl}^{1-} e_{kl}^{(eff)} - \hat{p}_{kl}^{(\lambda)} q_{kl}^{-1-} e_{kl}^{(eff)} + (J022|J \pm 22) 4 \sum_{kl} \hat{p}_{kl}^{(\lambda)} q_{kl}^{2-} e_{kl}^{(eff)} + \hat{p}_{kl}^{(\lambda)} q_{kl}^{-2-} e_{kl}^{(eff)}|^2. \quad /27/$$

4/ Переходы в рамках однофононной полосы без изменения сигнатуры /т.е. $\Delta J = 2$ /:

$$V(E2, J\lambda \rightarrow J - 2\lambda) = e^2 \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \Omega | \hat{Q}_2^{(+)} | \Omega \rangle [(JK_\lambda 22|J-2K_\lambda + 2) + (JK_\lambda 2 - 2|J-2K_\lambda - 2)] + \langle \Omega | \hat{Q}_0^{(+)} | \Omega \rangle (JK_\lambda 20|J-2K_\lambda) \right|^2, \quad /28/$$

где K_λ - проекция момента J на внутреннюю ось z /ось симметрии ядра/, характерная для данной однофононной полосы λ при малых значениях J .

В выражениях /26/ и /27/ $e_{kl}^{(eff)}$ означает эффективный заряд для нейтрона /когда индексы kl относятся к нейтронным уровням/ или для протона /когда индексы kl относятся к протонным уровням/. В численных расчетах мы в согласии с работой /38/ выбрали: $e^{(eff)} = 0,2$ для нейтронов и $e^{(eff)} = 1,2$ для протонов.

Следует заметить, что для определения всех остальных возможных переходов, не включенных в /25/, /26/, /27/ и /28/, надо выйти за рамки ПСФ /т.е. за рамки однобозонного приближения в гамильтониане и операторах перехода/.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл.1 приведены силовые константы κ_μ ($\mu=0,1,2$) и G_r ($r=N,P$), использованные при расчете. Условия симметрии /3/ предоставляют возможность определить только константу κ_1 /см. /17/ и /22а//. Остальные константы, κ_0 и κ_2 , были определены из экспериментальных значений наиминимум энергий в β - и γ -полосах и были зафиксированы для всех спинов. /Такой способ использован также в работе /12//. В таблице столбец для констант G_r , обозначенный ХФБ, содержит значения, полученные из экспериментальных парных энергий, и в столбце, обозначенном ПСФ, находятся значения G_r , полученные из условия /17/. Оказывается, что константы κ_1 и $(G_r)_{псф}$ практически не зависят от спина /в рамках 0,5%/, и поэтому в таблице дано только одно значение для каждого ядра /для спина $J = 2$ /.

Таблица 1

Силовые константы остаточных взаимодействий в гамильтониане

	κ_0 $\times 10^{-3}$ [кэВФм ⁴]	$\kappa_1 = \kappa_{-1}$ $\times 10^{-3}$ [кэВФм ⁴]	$\kappa_2 = \kappa_2$ $\times 10^{-3}$ [кэВФм ⁴]	МэВ		МэВ	
				ХФБ	ПСФ	ХФБ	ПСФ
¹⁶⁸ Er	0,816	0,774	1,514	0,104	0,085	0,134	0,119
¹⁵⁸ Dy	0,808	0,833	1,602	0,111	0,093	0,135	0,123

Таблица 2

Зависимость момента инерции от спина

Спин		0	2	3	4	5	6	7	8
¹⁶⁸ Er	\hat{I}_x [к ² /МэВ]	27,97	29,35		32,97		41,80		62,09
	\hat{I}_x и \hat{I}_y [к ² /МэВ]	27,97	29,02	28,55	31,63	32,19	37,42	36,07	56,30
¹⁵⁸ Dy	\hat{I}_x [к ² /МэВ]	26,97	29,24		36,56		65,41		
	\hat{I}_x и \hat{I}_y [к ² /МэВ]	26,97	28,74	30,04	34,04	34,63	52,45		

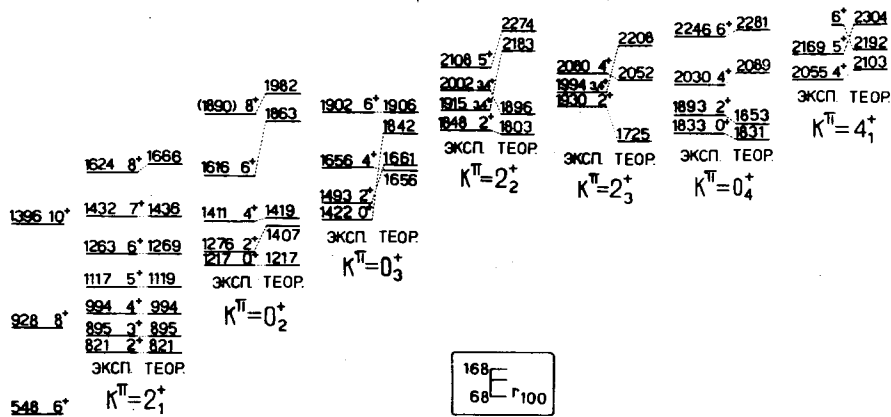


Рис.2. Теоретические и экспериментальные вращательные полосы с положительной четностью в ^{168}Er . Экспериментальные данные взяты из работ /16, 17/.

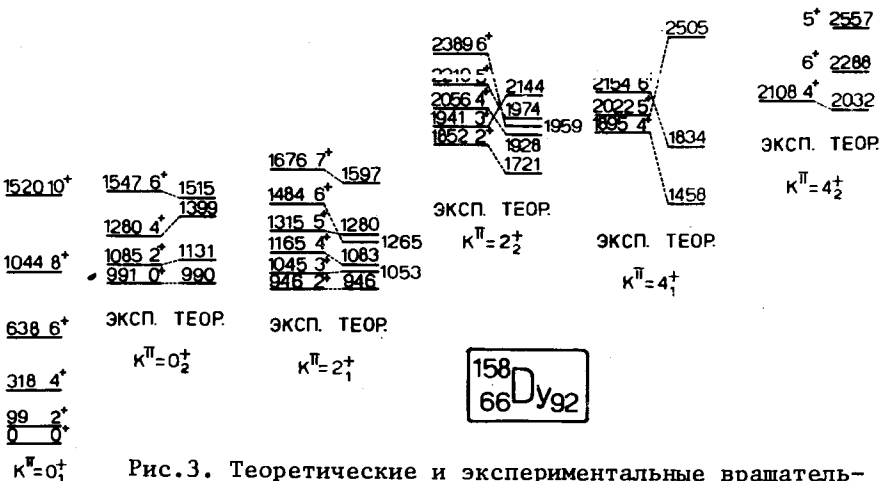


Рис.3. Теоретические и экспериментальные вращательные полосы с положительной четностью в ^{158}Dy . Экспериментальные данные взяты из /21/.

Зависимость момента инерции J_x от углового момента представлена в табл.2. Для сравнения в этой таблице даны также значения моментов инерции, вычисленных в соответствии с формулой Беляева /39/.

Сравнение теоретического и экспериментального спектров проведено на рис.2 /для ^{168}Er / и 3 /для ^{158}Dy /. Поскольку результаты практически не зависят от того, используем ли мы в расчете значения $(G_r)_{\text{хфб}}$ или $(G_r)_{\text{псф}}$, на рис.2 и 3 приведены результаты с применением только $(G_r)_{\text{псф}}$. Для определения соответствия вычисленных и экспериментальных энергий мы использовали формулу /24/ и требование, чтобы структура фононов, составляющих одну вращательную полосу, медленно менялась со спином /условие адиабатичности/.

Из рис.2 и 3 видно, что всем решениям ПСФ уравнений соответствуют экспериментально наблюдаемые уровни и можно заключить, что метод ПВХФБ+ПСФ дает качественно хорошее согласие с экспериментом в низкоэнергетической области. Единственное исключение представляет полоса $K = 3_1^+$ в ^{168}Er , наблюдаемая в эксперименте /16, у которой нет теоретического партнера в подходе ПВХФБ+ПСФ и поэтому она не включена в рис.2.

Теоретические значения $B(E2)$ -переходов в ^{168}Er и ^{158}Dy , полученные по формулам /25/-/28/, сравниваются с экспериментальными значениями в табл.3 и 4. Абсолютные значения $B(E2)_{\text{эксп.}}$ /3-й столбец в табл.3 и 4/ получаются из относительных $B(E2)_{\text{эксп.}}$ /4-й столбец/ путем обработки, описанной в /18/, т.е. в результате использования правил Алаги внутри данной полосы при предположении, что внутренний квадрупольный момент Q_0 для данной полосы совпадает с моментом основного состояния $Q_0 = 760 \text{ фм}^2$ для ^{168}Er /40/ и $Q_0 = 604 \text{ фм}^2$ для ^{158}Dy /41/. В тех случаях, когда среди $E2$ -переходов из данного состояния не было переходов в рамках одной полосы, т.е. абсолютная нормализация не удалась, в табл.3 и 4 приведены только относительные значения $B(E2)_{\text{эксп.}}$.

^{158}Dy дает не такой богатый экспериментальный материал для исследования $B(E2)$ -значений, как ^{168}Er . Тем не менее можно заключить, что для ^{158}Dy согласие теоретических значений $B(E2)$ с экспериментальными лучше, чем ^{168}Er . Это, наверное, вызвано большими ангармоническими эффектами в ^{168}Er , о которых говорится в /13, 14/ и учет которых в модели ПВХФБ+ПСФ означает выход за рамки ПСФ. Интересно, что использованная модель отражает и тот экспериментальный факт, что в отличие от ^{158}Dy для ^{168}Er значения $B(E2)$ -переходов из β -полосы на основную оказываются на один-два порядка меньше значений $B(E2)$ -переходов из γ -полосы на основную.

Большая разница между отношениями приведенных вероятностей $E2$ -переходов, идущих из данного состояния однофононной полосы / β или γ / на всевозможные /по правилам отбора/ состояния ираст-линии, по сравнению с соответствующими отношениями Алаги свидетельствует о большом отклонении от аксиального предела /большое ΔK -смешивание/.

Приведенные вероятности $B(E2, I_i K_i \rightarrow I_f K_f)$ в 168Er Таблица 3

I	2	3	4	5	6
$I_i K_i$	$I_f K_f$	$x) B(E2)_{if}^{\text{эксп.}}$ [$e^2 \text{Фм}^4$]	$B(E2)_{if}^{\text{эксп.}}$ относит.	$B(E2)_{if}^{\text{теор.}}$ [$e^2 \text{Фм}^4$]	$B(E2)_{if}^{\text{теор.}}$ относит.
22_1^+	00_1^+	259,2	54,1	163,8	34,3
	20_1^+	479,2	100,0	477,6	100,0
	40_1^+	32,6	6,8	166,7	34,9
32_1^+	20_1^+	533,5	100,0	113,0	100,0
	40_1^+	348,8	65,4	42,6	37,7
42_1	20_1^+	108,4	1,6	117,3	1,5
	40_1^+	551,4	8,1	427,4	5,6
	60_1^+	75,9	1,1	140,4	1,8
	22_1^+	6839,9	100,0	7633,9	100,0
52_1^+	40_1^+	315,9	2,9	405,1	3,3
	60_1^+	394,3	3,6	232,6	1,9
	32_1^+	10968,7	100,0	12241,8	100,0
62_1^+	40_1^+	59,9	0,4	52,5	0,35
	60_1^+	515,9	3,8	76,8	0,5
	80_1^+	183,7	1,4	43,7	0,29
	42_1^+	13499,9	100,0	15071,7	100,0
72_1^+	60_1^+	184,6	1,2	1090,9	6,5
	80_1^+	502,0	3,3	296,1	1,8
	52_1^+	15152,9	100,0	16917,1	100,0
82_1^+	60_1^+	291,0	1,8	165,9	0,9
	80_1^+	825,1	5,1	705,9	3,9
	62_1^+	16295,0	100,0	18194,7	100,0
20_1^+	00_1^+	2,7	28,1	3,2	39,5
	20_1^+	6,9	71,9	1,2	14,8
	40_1^+	9,6	100,0	8,1	100,0

Таблица 3 /продолжение/

I	2	3	4	5	6
40_1^+	20_1^+	3,0	0,018	0,6	0,003
	40_1^+	4,1	0,025	1,3	0,007
	60_1^+	33,7	0,205	8,2	0,045
	20_1^+	16415,7	100,0	18320,2	100,0
60_1^+	40_1^+	2,6	0,014	1,6	0,008
	60_1^+	18,0	0,100	8,7	0,043
	80_1^+	12,9	0,071	2,9	0,014
	40_1^+	18080,2	100,0	20184,5	100,0
80_1^+	60_1^+	100,6	1,614	156,1	0,739
	80_1^+	нет эксп. дан.	-	219,1	1,037
	60_1^+	6234,6	100,0	21132,2	100,0
20_1^+	00_1^+	-	9,2	3,9	19,0
	20_1^+	-	46,1	8,2	39,7
	40_1^+	-	100,0	20,6	100,0
40_1^+	20_1^+	-	3,3	0,3	4,2
	40_1^+	-	100,0	5,4	100,0
	60_1^+	-	115,4	5,3	99,2
60_1^+	40_1^+	-	7,2	2,4	22,7
	60_1^+	-	100,0	10,4	100,0
	80_1^+	-	44,5	2,7	26,4
	40_1^+	-	13965,3	4036,9	38849,0
22_2^+	00_1^+	-	100,0	0,17	100,0
	20_1^+	-	114,3	0,20	117,0
	20_1^+	-	100,0	5,4	100,0
	40_1^+	-	20,5	1,7	32,2
42_2^+	20_1^+	-	100,0	3,7	100,0
	40_1^+	-	233,1	5,9	160,5

Таблица 3 /продолжение/ *

I	2	3	4	5	6
52 ₂ ⁺	40 _I ⁺	-	100,0	3,2	100,0
	60 _I ⁺	-	211,8	7,3	226,7
22 ₃ ⁺	00 _I ⁺	-	62,5	0,16	90,4
	20 _I ⁺	-	100,0	0,17	100,0
32 ₂ ⁺	20 _I ⁺	-	100,0	2,74	100,0
	40 _I ⁺	-	74,6	1,52	55,5

* Из экспериментальных работ о 168 Ег¹⁶⁻²⁰ самая полная информация представлена в¹⁶. Значения В(Е2) из разных экспериментальных работ существенно не отличаются. Поэтому в табл.3 приведены экспериментальные значения из¹⁶, обработанные способом, описанным в тексте. Ошибки экспериментальных данных не приводятся.

Таблица 4

Приведенные вероятности В(Е2, I_iK_i → I_fK_f) в 168 Ду

I	2	3	4	5	6
62 ₂ ⁺	40 _I ⁺	-	80,4	0,18	77,2
	60 _I ⁺	-	100,0	0,23	100,0
44 _I ⁺	20 _I ⁺	-	5,2	0,39	7,98
	40 _I ⁺	-	100,0	4,88	100,0

I _i K _i	I _f K _f	x) В(Е2) _{if} ^{эксп.} [e ² Фм ⁴]	В(Е2) _{if} ^{эксп.} относит.	В(Е2) _{if} ^{теор.} [e ² Фм ⁴]	В(Е2) _{if} ^{теор.} относит.
-------------------------------	-------------------------------	--	--	---	--

Таблица 4 /продолжение/ *

I	2	3	4	5	6
22 _I ⁺	00 _I ⁺	298,0	30,3	198,3	20,9
	20 _I ⁺	983,1	100,0	945,3	100,0
	40 _I ⁺	18,5	1,9	10,7	1,14
32 _I ⁺	20 _I ⁺	-	100,0	14,5	100,0
	40 _I ⁺	-	70,3	8,7	60,4
42 _I ⁺	20 _I ⁺	-	12,0	80,1	9,12
	40 _I ⁺	-	100,0	878,0	100,0
	60 _I ⁺	-	13,6	69,6	7,93
52 _I ⁺	40 _I ⁺	304,0	3,3	482,4	4,4
	60 _I ⁺	479,0	5,2	246,4	2,2
	32 _I ⁺	9172,7	100,0	10993,2	100,0
20 ₂ ⁺	00 _I ⁺	106,0	17,3	94,2	8,91
	20 _I ⁺	179,0	19,3	96,6	9,2
	40 _I ⁺	611,8	100,0	1055,5	100,0
40 ₂ ⁺	20 _I ⁺	-	19,0	66,7	15,8
	40 _I ⁺	-	16,8	73,4	17,3
	60 _I ⁺	-	100,0	423,3	100,0
32 ₂ ⁺	20 _I ⁺	-	3,9	0,01	6,8
	40 _I ⁺	-	100,0	0,16	100,0
42 ₂ ⁺	20 _I ⁺	-	24,6	2,26	24,9
	40 _I ⁺	-	60,4	4,51	49,7
	60 _I ⁺	-	100,0	9,08	100,0

* В качестве экспериментальных значений В(Е2)^(эксп.) приведены значения, полученные из интенсивностей Е2-переходов в²¹ и обработанные способом, описанным в тексте. Ошибки экспериментальных значений не приводим.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наша работа подтверждает тот факт, что модель ПВХФБ+ПСФ, первоначально введенная для описания состояний с большим спином,

может дать и относительно хорошие результаты для низкоспиновой области состояний вблизи ираст-линии. Чтобы улучшить согласие с экспериментальными данными, придется выйти за рамки ПСФ и учесть в гамильтониане члены высшего порядка в бозонном разложении, которые, в свою очередь, ведут к смешиванию состояний с разной сигнатурой и которые, как можно ожидать, будут проявляться именно в области низких спинов. Включение в модель остаточных взаимодействий, отвечающих точному восстановлению вращательной симметрии полного гамильтониана /см. /84/, также может улучшить результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Banerjee B. et al. Nucl.Phys., 1973, vol.A215, p.366.
2. Bhargava P.C. Nucl.Phys., 1973, vol.A207, p.258.
3. Faessler A. et al. Nucl.Phys., 1976, vol.A256, p.106.
4. Goodman A.L. Nucl.Phys., 1976, vol.A265, p.113.
5. Dudek J. et al. J.Phys.G, 1978, vol.4, p.1543.
6. Marshalek E.R. Nucl.Phys., 1977, vol.A275, p.416.
7. Marshalek E.R. Nucleonika, 1978, vol.23, p.409.
8. Михайлов И.Н., Янссен Д. Изв. АН СССР, сер.физ., 1971, т.41, с.1576.
9. Mikhailov I.N., Janssen D. Phys.Lett., 1978, vol.B72, p.303.
10. Janssen D., Mikhailov I.N. Nucl.Phys., 1979, vol.318A, p.390.
11. Egido J.L. et al. Nucl.Phys., 1980, vol.A341, p.229.
12. Shimizu Y.R., Matsuyanagi K. Progr.Theor.Phys., 1982, vol.67, p.1637.
13. Bohr A., Mottelson B. Phys.Scripta, 1982, vol.25, p.28.
14. Dumitrescu T.S., Hamamoto I. Nucl.Phys., 1982, vol.A383, p.205.
15. Soloviev V.G., Shirikova N.Yu. Z.Phys., 1981, vol.A301, p.263.
16. Davidson W.F. et al. J.Phys.G, 1981, vol.67, p.455.
17. Davidson W.F. et al. Proc. of Int.Conf. on Nucl.Phys. Florence, 1983.
18. Gunther G.E. et al. Phys.Rev., 1967, col.153, p.12971.
19. Koch H.R. Z.Phys., 1966, vol.192, p.142.
20. Michaelis W. et al. Nucl.Phys., 1970, A150, p.161.
21. Anderson D.L. et al. Phys.Rev., 1978, vol.C18, p.383.
22. Александров А.А. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1974, т.38, с.2487.
23. Александров А.А. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1975, т.39, с.458.
24. Ruth T.J., Brenner D.S. Phys.Rev., 1975, vol.C11, p.974.
25. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.

26. Dudek J. et al. J.Phys.G., 1979, vol.5, p.1359.
27. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1968, vol.A122, p.1.
28. Cwiok S. et al. Proc. of XVI Winter School Bielsko-Biala, Poland, 20 Febr. - 5 March, 1978, vol.2, p.588.
29. Hilton R.R. Proc. of Extended Seminar on Heavy Ions, High Energy Spin States and Nucl.Struct., Trieste, Sept. 1973. IAEA, 1973, vol.2, p.227.
30. Nissimo H., Unna I. Nucl.Phys., 1969, vol.A124, p.609.
31. Gloeckner D.H., Lawson R.D. Phys.Lett., 1974, vol.B53, p.313.
32. McGrory J.B., Wildenthal B.H. Phys.Lett., 1975, vol.B60, p.5.
33. Pyatov N.I., Salamov D.I. Nucleonika, 1977, vol.22, p.127.
34. Цвек С. ОИЯИ, Р4-80-631, Дубна, 1980.
35. Marshalek E.R., Weneser J. Ann.Phys., 1969, vol.53, p.569.
36. Kvasil J., Cwiok S., Choriev B. Z.Phys., 1981, vol.A303, p.313.
37. Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-80-218, Дубна, 1980.
38. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. "Наука", М., 1974.
39. Belyaev S.T. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 1959, vol.31, No.11.
40. Greenwood L.R. Nucl.Data Sheets, 1974, vol.11, p.385.
41. Ronningen R.M. et al. Phys.Rev., 1982, vol.C26, p.96.
42. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М. Гамма-спектроскопия атомных ядер. ФАН, Ташкент, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 октября 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Квасил Я. и др. P4-83-730

Применение приближения случайной фазы, основанного на кренкинг-модели в ядрах ^{158}Dy и ^{168}Er

Для изучения характеристик низколежащих состояний в ядрах ^{158}Dy и ^{168}Er используется приближение случайной фазы, основанное на модели принудительного вращения. Выяснена связь духовых нефизических состояний ядра /связанных с движением центра масс ядра/ с решениями уравнений движения в рамках приближения случайной фазы. Вычисленные энергии уровней, вероятности E2-переходов сравниваются с экспериментальными значениями. Изучается также зависимость силовых констант остаточных взаимодействий и момента инерции ядра от углового момента. Используемая модель хорошо воспроизводит экспериментальные данные об уровнях до ~2 МэВ без введения двухфононных состояний.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Kwasil J. et al. P4-83-730

Application of the Random Phase Approximation Based on Cranking Model in ^{158}Dy and ^{168}Er Nuclei

The Random Phase Approximation (RPA) based on the nuclear cranking model is used for the study of the characteristics of the low-lying states in ^{158}Dy and ^{168}Er nuclei. The connection between the spurious non-physical nuclear states (which represent the nucleus center of mass motion) and the solutions of the RPA motion equations is cleared up. Calculated level energies and reduced probabilities of E2-transitions are compared with experimental values. The dependence of the strength constants of residual interactions and of the nucleus inertia momentum on the angular momentum is also investigated. The used model provides a good agreement of theoretical values with experimental data on nucleus levels up to ~2 MeV without introducing two-phonon states.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой