сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-84-694

Я.Квасил, Р.Г.Назмитдинов*

МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ ОКТУПОЛЬНО-ДЕФОРМИРОВАННЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Формулировка модели

---

* Научно-исследовательский институт прикладной физики ТашГУ

1984

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные[1-8] и теоретические[9-16] исследования последних лет ядер актинидной области указывают на возможность существования в некоторых из них стабильной октупольной деформации. Октупольная деформация ядерного поля проявляется в спектре ядра состояниями с переменной четностью $\pi = (-1)^I$ /I - угловой момент состояния/, которые связаны между собой коллективными $E1$-переходами. Такая ситуация наблюдалась при высоких спинах /$I \sim 4-17$/ для ^{222}Th [7,8] и ^{218}Ra [4,6].

В настоящее время для объяснения этих экспериментальных данных развивается несколько теоретических схем. В ряде работ[9-12,14,15], используя в качестве потенциала ядерного поля потенциалы: Юкавы, Нильссона, Саксона-Вудса, которые имеют квадрупольную и октупольную деформации, с учетом спаривания и кориолисовых сил, в адиабатическом приближении авторы пытаются описать низколежащие состояния ядер из $Ra-Th$ области. Другой подход связан с обобщением модели Бора-Моттельсона[17] на случай квадрупольных и октупольных степеней свободы, связанных между собой[13]. В рамках этого подхода возможен феноменологический анализ влияния стабильной октупольной деформации на коллективные вибрации ядер. Третья группа работ[16, 18] обобщает модель принудительного вращения /МПВ/ в случае нарушения внутренней симметрии отражения, и исследует влияние октупольной деформации ядра на свойства квазичастичных состояний при изменении угловой частоты вращения. Однако в рамках последнего подхода возможен анализ свойств только одно- /для нечетных ядер/ или двухквазичастичных /для четных ядер/ неколлективных возбуждений вблизи ираст-линии, а также свойств ее состояний. Следовательно, до настоящего времени не имеется как полумикроскопического, так и микроскопического описания коллективных ядерных вибраций при $I >> 1$ в случае стабильной октупольной деформации.

Достаточно плодотворным при описании свойств состояний ираст-линии и коллективных возбуждений вблизи нее является использование метода, комбинирующего идеи модели принудительного вращения и приближения случайных фаз /МПВ+ПСФ/. Этот метод, предложенный Маршалеком[19], Михайловым и Янссеном[20], Эгидо и др.[21], позволяет как качественно[19-21], так и количественно[22-28] описать коллективные возбуждения вращающихся атомных ядер. В рамках данного метода состояния ираст-линии можно получить решением уравнений самосогласованной МПВ в приближении Хартри-Фока-Боголюбова /ХФБ/, а малые осцилляции вокруг этих решений исследовать в ПСФ. Однако до сих пор с помощью метода МПВ+ПСФ исследовались коллективные возбуждения положительной и отрицательной четности в моделях, среднее поле которых аппроксимировалось потенциалом с квадрупольной и гексадекапольной деформациями.

В настоящей работе мы обобщаем метод МПВ+ПСФ на случай ядерного поля с нарушенной внутренней симметрией отражения. Состояния ираст-линии /как с четным, так и с нечетным значением спина и с соответствующим значением четности/ являются решениями МПВ, среднее поле которой имеет квадрупольную и октупольную деформации. Используя уравнение ПСФ, мы определим энергию и структуру фононов, описывающих вибрации вблизи ираст-линии. Обсудим также связь духовых мод уравнений ПСФ с ротационной и трансляционной симметриями полного гамильтониана.

В этой работе мы изучаем только случай четно-четных ядер, однако этот подход легко обобщить и на случай нечетных ядер.

1. МОДЕЛЬ

Гамильтониан модели принудительного вращения имеет вид [19-29]

$$H' = H - \sum_{\tau}\lambda_{\tau}\hat{N}_{\tau} - \Omega\,\hat{J}_x, \qquad /1/$$

где J_x - проекция полного углового момента на ось вращения /ось x /, Ω - угловая скорость вращения, $\hat{N}_{\tau}$ - число частиц /$\tau = n, p$ - нейтроны или протоны/, λ_{τ} - химический потенциал. Полный ядерный гамильтониан H, определенный в лабораторной системе координат, содержит сферическое среднее поле, парное взаимодействие /короткодействующие остаточные силы/ и дальнодействующее остаточное взаимодействие мультиполь-мультипольного типа. Мы ограничимся только квадруполь-квадрупольными и октуполь-октупольными силами, определенными, как и в монографии [29]. Таким образом, гамильтониан H имеет вид*:

$$H = \sum_k e_k c_k^+ c_k - \frac{1}{4}\sum_{\tau} G_{\tau}\hat{P}_{\tau}^+\hat{P}_{\tau} - \frac{\kappa_2}{2}\sum_m \hat{Q}_{2m}^+\hat{Q}_{2m} - \frac{\kappa_3}{2}\sum_m \hat{Q}_{3m}^+\hat{Q}_{3m}, \qquad /2/$$

где

$$\hat{P}^+ = \sum_k c_k^+ c_{\bar{k}}^+, \quad \hat{Q}_{2m} = \sum_{k\ell} q_{\ell k}^{(2m)} c_{\ell}^+ c_k, \quad \hat{Q}_{3m} = \sum_{k\ell} q_{\ell k}^{(3m)} c_{\ell}^+ c_k, \qquad /3/$$

$c_k^+(c_k)$ - оператор рождения /уничтожения/ частицы в сферическом ядерном поле и $c_{\bar{k}}^+ = T c_k^+ T^{-1}$ /T - оператор обращения времени/.

*Все операторы определены в представлении, в котором ось z есть ось квантования.

Стабильная октупольная деформация нарушает симметрию деформированного ядерного поля по отношению к преобразованию $R_x(\pi) = e^{-i\pi J_x}$ и четности P в отдельности. Однако полная симметрия по отношению к преобразованию вида $S_x = PR_x^{-1}(\pi)$ [17] сохраняется. В соответствии с работой [30] определим базис одночастичных состояний следующим образом /см. также [16,18]/:

$$S_x c_k^+ S_x^{-1} = -i c_k^+, \quad S_x c_{\bar{k}}^+ S_x = i c_{\bar{k}}^+. \qquad /4/$$

В этом представлении оператор J_x имеет вид

$$\hat{J}_x = \sum_{k\ell} j_{k\ell}^x (c_k^+ c_{\ell} - c_{\bar{k}}^+ c_{\bar{\ell}}). \qquad /5/$$

Полный ядерный гамильтониан должен удовлетворять условиям ротационной и трансляционной инвариантности

$$[H, \hat{J}_i] = [H, \hat{N}_{\tau}] = [H, \hat{P}_i] = 0, \qquad /6а/$$

которые приводят к следующим соотношениям для H':

$$[H', \hat{J}_x] = 0 \quad [H', \hat{J}_y] = -i\Omega\hat{J}_z \quad [H', \hat{J}_z] = i\Omega\hat{J}_y$$

$$[H', \hat{N}_{\tau}] = 0 \qquad /6б/$$

$$[H', \hat{P}_x] = 0 \quad [H', \hat{P}_y] = -i\Omega\hat{P}_z \quad [H', \hat{P}_z] = i\Omega\hat{P}_y,$$

где $\hat{P}_i$ - проекции оператора импульса.

Метод МПВ+ПСФ состоит из двух этапов [19,20]. Во-первых, необходимо решить уравнения МПВ с учетом квадрупольной и октупольной деформаций /см. [16,18] /, чтобы получить квазичастичный спектр системы при заданной частоте вращения с соответствующим значением углового момента I. При ненулевой октупольной деформации угловой момент на ираст-линии принимает четные и нечетные значения. Во-вторых, вибрации относительно квазичастичного вакуума /состояний ираст-линии/ рассматриваются с помощью ПСФ. Ниже мы детально обсудим каждый из этапов.

1.1. Решения уравнений МПВ для случая стабильной октупольной деформации

Точное самосогласованное решение уравнений МПВ является достаточно сложной и трудной процедурой, поэтому, как правило, используются некоторые приближения. Среднее ядерное поле аппроксимируют феноменологическим ядерным потенциалом, а самосогласование для гамильтониана МПВ выполняется только для спаривания и вращения /в случае нулевой октупольной деформации см. [30-34], для ненулевой - [16,18]. В этом приближении операторы c_k^+, c_k

соответствуют нуклонам, находящимся на уровнях деформированного ядерного поля. Однако последнее нарушает ротационную и трансляционную симметрии полного гамильтониана H. Следовательно, остаточное взаимодействие должно быть переопределено с целью восстановления всех симметрий полного гамильтониана H /см. также [35-40]/. Поскольку вопрос построения остаточного взаимодействия при отличной от нуля октупольной деформации представляет отдельный интерес, для простоты изложения будем исходить из сферического среднего ядерного поля и считать, что задача ХФБ в МПВ решается самосогласованным образом, а остаточное взаимодействие берется в виде сепарабельных мультиполь-мультипольных сил. В отличие от работ Маршалека [19] и Янссена-Михайлова [20], в модели возможны ненулевые средние от нечетных операторов, т.е. допускается смешивание по четности внутренних состояний.

Для решения уравнений МПВ, используя трансформацию Боголюбова, перейдем к операторам квазичастиц a_i^+, a_i [19]

$$a_i^+ = \sum_k (A_k^i c_k^+ + B_{\bar k}^i c_{\bar k}), \quad a_{\bar i}^+ = \sum_k (A_{\bar k}^{\bar i} c_{\bar k}^+ + B_k^{\bar i} c_k), \qquad /7/$$

где, в отличие от случая нулевой октупольной деформации, квазичастичные состояния являются собственными состояниями оператора:

$$S_x a_i^+ S_x^{-1} = -i a_i^+, \quad S_x a_{\bar i}^+ S_x^{-1} = i a_{\bar i}^+. \qquad /8/$$

Квазичастичные энергии E_i, $E_{\bar i}$ и коэффициенты трансформации Боголюбова /7/ определяются решением матричных уравнений

$$M\begin{pmatrix} A_k^i \\ \\ B_{\bar k}^i \end{pmatrix} = E_i \begin{pmatrix} A_k^i \\ \\ B_{\bar k}^i \end{pmatrix}, \quad M\begin{pmatrix} B_k^{\bar i} \\ \\ A_{\bar k}^{\bar i} \end{pmatrix} = -E_{\bar i} \begin{pmatrix} B_k^{\bar i} \\ \\ A_{\bar k}^{\bar i} \end{pmatrix}, \qquad /9/$$

где

$$M = \begin{pmatrix} h^{(1)} & \Delta \\ \Delta^+ & h^{(2)} \end{pmatrix}$$

и

$$h^{(1)}_{k\ell} = \delta_{k\ell}(e_k - \lambda_\tau) - \Omega\langle k|\hat J_x|\ell\rangle - \kappa_2\langle\Omega|\hat Q_{20}|\Omega\rangle\langle k|\hat Q_{20}|\ell\rangle -$$
$$- \kappa_2\langle\Omega|\hat Q_2^{(+)}|\Omega\rangle\langle k|\hat Q_2^{(+)}|\ell\rangle - \kappa_3\langle\Omega|\hat Q_{30}|\Omega\rangle\langle k|\hat Q_{30}|\ell\rangle - \kappa_3\langle\Omega|\hat F_2^{(+)}|\Omega\rangle\langle k|\hat F_2^{(+)}|\ell\rangle$$

$$h^{(2)}_{\bar k\bar\ell} = -\delta_{\bar k\bar\ell}(e_{\bar k} - \lambda_\tau) - \Omega\langle\bar k|\hat J_x|\bar\ell\rangle + \kappa_2\langle\Omega|\hat Q_{20}|\Omega\rangle\langle\bar k|\hat Q_{20}|\bar\ell\rangle + \qquad /10а/$$
$$+ \kappa_2\langle\Omega|\hat Q_2^{(+)}|\Omega\rangle\langle\bar k|\hat Q_2^{(+)}|\bar\ell\rangle + \kappa_3\langle\Omega|\hat Q_{30}|\Omega\rangle\langle\bar k|\hat Q_{30}|\bar\ell\rangle + \kappa_3\langle\Omega|\hat F_2^{(+)}|\Omega\rangle\langle\bar k|\hat F_2^{(+)}|\bar\ell\rangle \qquad /10б/$$

$$\Delta_{k\bar\ell} = -\frac{G_\tau}{4}\langle\Omega|\hat P_\tau|\Omega\rangle\delta_{k\bar\ell} \qquad /10в/$$

Здесь использованы следующие определения:

$$\hat Q_2^{(+)} = \frac{1}{\sqrt2}(\hat Q_{22} + \hat Q_{2-2}) \qquad \hat F_2^{(+)} = \frac{1}{\sqrt2}(\hat Q_{32} + \hat Q_{3-2}), \qquad /11/$$

$\langle k|\hat A|\ell\rangle$ - одночастичный матричный элемент соответствующего оператора, $\langle\Omega|\hat A|\Omega\rangle$ - среднее значение соответствующего оператора по квазичастичному вакууму $|\Omega\rangle$, т.е. по состоянию ираст-линии при определенной частоте вращения Ω. Средние значения соответствующих одночастичных операторов представлены в приложении А. В отличие от работ [19,20], в соотношениях для определения квазичастичных энергий /10а-б/ появился член, обусловленный наличием ненулевых средних от октупольных операторов. Самосогласованные уравнения /9/-/10/ должны выполняться совместно с условиями

$$\langle\Omega|\hat N_{\tau=N}|\Omega\rangle = N_0, \quad \langle\Omega|\hat N_{\tau=P}|\Omega\rangle = Z_0, \quad \langle\Omega|\hat J_x|\Omega\rangle = J_0 \qquad /12/$$

для ядра с заданным числом частиц $(A = Z_0 + N_0)$ при данном угловом моменте J_0.

Решение уравнений МПВ позволяет переписать гамильтониан /1/ в следующей форме:

$$H' = \langle\Omega|H'|\Omega\rangle + \sum_i E_i(a_i^+a_i + a_{\bar i}^+a_{\bar i}) - \frac{G}{4}:(\hat P - \langle\Omega|\hat P|\Omega\rangle)^+(P - \langle\Omega|\hat P|\Omega\rangle) -$$
$$- \frac{\kappa_2}{2}\sum_m :(\hat Q_{2m} - \langle\Omega|\hat Q_{2m}|\Omega\rangle)^+(\hat Q_{2m} - \langle\Omega|\hat Q_{2m}|\Omega\rangle): - \qquad /13/$$
$$- \frac{\kappa_3}{2}\sum_m :(\hat Q_{3m} - \langle\Omega|\hat Q_{3m}|\Omega\rangle)^+(\hat Q_{3m} - \langle\Omega|\hat Q_{3m}|\Omega\rangle):,$$

где символ :: означает нормальное произведение по отношению к квазичастичному вакууму $|\Omega\rangle$. Вследствие инвариантности гамильтониана /2/ по отношению к преобразованию S_x, квазичастичный вакуум $|\Omega\rangle$ должен удовлетворять условию

$$S_x|\Omega\rangle = e^{i\phi}|\Omega\rangle, \qquad /14/$$

где фаза ϕ в случае четно-четного ядра может быть выбрана как $\phi = 0$.

1.2. ПСФ для вращающихся ядер при ненулевой октупольной деформации

Как и в работах [19,20], мы будем трактовать квазичастичные пары a^+a^+, a^+a как бозоны:

$$a^+_k a^+_{\bar\ell} = b^+_{k\bar\ell} \quad a^+_k a^+_{\ell} = -i b^+_{k\ell} \quad a^+_k a_\ell = \sum_m (b^+_{km} b_{\ell m} + b^+_{k\bar m} b_{\ell \bar m}) \quad a^+_k a_{\bar\ell} = i \sum_m (b^+_{k\bar m} b_{\bar\ell \bar m} - b^+_{mk} b_{m\bar\ell}), \qquad /15/$$

подчиняющиеся соответствующим коммутационным соотношениям. Кроме того, они удовлетворяют соотношениям симметрии:

$$S_x b^+_{ik} S_x^{-1} = -b^+_{ik} \qquad S_x b^+_{i\bar k} S_x^{-1} = b^+_{i\bar k} . \qquad /16/$$

Используя представление /15/, каждый одночастичный оператор гамильтониана /13/ можно выразить через бозоны. Соответствующие выражения приведены в приложении А. Вводя разложение /15/ в /13/, получаем гамильтониан в приближении случайных фаз в виде суммы двух взаимно-коммутирующих частей $H_{(+)}$ и $H_{(-)}$ /до второго порядка по бозонам включительно/:

$$H' = \langle\Omega|H'|\Omega\rangle + H_{(+)} + H_{(-)} \qquad /17/$$

$$H_{(+)} = \sum_{i\bar k} E_{i\bar k} b^+_{i\bar k} b_{i\bar k} - \frac{1}{4}\sum_\tau G_\tau P_\tau^{(1)^+} P_\tau^{(1)} - \frac{\kappa_2}{2}\sum_{m=0}^{2} Q_m^{(1)^{(+)}} Q_m^{(1)^{(+)}} - \frac{\kappa_3}{2}\sum_{m=0}^{3} F_m^{(1)^{(+)}} F_m^{(1)^{(+)}}, \qquad /18а/$$

$$H_{(-)} = \sum_{ik} \frac{1}{2}(E_{ik} b^+_{ik} b_{ik} + E_{\bar i\bar k} b^+_{\bar i\bar k} b_{\bar i\bar k}) - \frac{\kappa_2}{2}\sum_{m=1}^{2} Q_m^{(1)^{(-)}} Q_m^{(1)^{(-)}} - \frac{\kappa_3}{2}\sum_{m=1}^{3} F_m^{(1)^{(-)}} F_m^{(1)^{(-)}}, \qquad /18б/$$

где $E_{ik} \equiv E_i + E_k$, $E_{i\bar k} \equiv E_i + E_{\bar k}$ /в дальнейшем суммирование по состояниям ik и $\bar i\bar k$, т.е. по состояниям гамильтониана $H_{(-)}$, будем обозначать через индекс μ, а суммирование по состояниям $i\bar k$ - состояниям гамильтониана $H_{(+)}$ - через индекс ν /. $P_\tau^{(1)}$, $Q_m^{(1)^{(\pm)}}$, $F_m^{(1)^{(\pm)}}$ представляют линейные по бозонам части соответствующих операторов /см. прил.А/

$$\hat Q_0^{(+)} = \hat Q_{20} \quad \hat Q_1^{(+)} = \frac{i}{\sqrt2}(\hat Q_{21} + \hat Q_{2-1}) \quad \hat Q_1^{(-)} = \frac{1}{\sqrt2}(\hat Q_{21} - \hat Q_{2-1})$$

$$\hat Q_2^{(+)} = \frac{1}{\sqrt2}(\hat Q_{22} + \hat Q_{2-2}) \quad \hat Q_2^{(-)} = \frac{i}{\sqrt2}(\hat Q_{22} - \hat Q_{2-2})$$

$$\hat F_0^{(+)} = \hat Q_{30} \quad \hat F_1^{(+)} = \frac{i}{\sqrt2}(\hat Q_{31} + \hat Q_{3-1}) \quad \hat F_1^{(-)} = \frac{1}{\sqrt2}(\hat Q_{31} - \hat Q_{3-1}) \qquad /19/$$

$$\hat F_2^{(+)} = \frac{1}{\sqrt2}(\hat Q_{32} + \hat Q_{3-2}) \quad \hat F_2^{(-)} = \frac{i}{\sqrt2}(\hat Q_{32} - \hat Q_{3-2})$$

$$\hat F_3^{(+)} = \frac{i}{\sqrt2}(\hat Q_{33} + \hat Q_{3-3}) \quad \hat F_3^{(-)} = \frac{1}{\sqrt2}(\hat Q_{33} - \hat Q_{3-3}).$$

Из /А4, А5/ /см. прил.А/ следует, что в $H_{(+)}$ входят операторы, которые зависят только от бозонов типа $b_{i\bar k}$, $b^+_{i\bar k}$, инвариантных по отношению к преобразованию S_x; $H_{(-)}$ содержит операторы, которые зависят от бозонов b_{ik}, b^+_{ik}, $b_{\bar i\bar k}$, $b^+_{\bar i\bar k}$ и меняют знак при преобразовании S_x.

Подставляя бозонное разложение /А5/ в соотношения симметрии /6/, в ПСФ получаем

$$[H_{(+)}, J_x^{(1)}] = [H_{(+)}, N_\tau^{(1)}] = 0, \qquad /20а/$$

$$[H_{(+)}, P_y^{(1)}] = -i\omega P_z^{(1)}, [H_{(+)}, P_z^{(1)}] = i\Omega P_y^{(1)}, \qquad /20б/$$

$$[P_y^{(1)}, P_z^{(1)}] = [J_x^{(1)}, P_y^{(1)}] = 0, [J_x^{(1)}, P_z^{(1)}] = -i\langle\Omega|\hat P_y|\Omega\rangle \qquad /20в/$$

$$[P_y^{(1)}, N_\tau^{(1)}] = [P_z^{(1)}, N_\tau^{(1)}] = [J_x^{(1)}, N_\tau^{(1)}] = 0, \qquad /20г/$$

$$[H_{(-)}, J_y^{(1)}] = -i\Omega J_z^{(1)}, \quad [H_{(-)}, J_z^{(1)}] = i\Omega J_y^{(1)}, \qquad /21а/$$

$$[H_{(-)}, P_x^{(1)}] = 0, \qquad /21б/$$

$$[J_z^{(1)}, P_x^{(1)}] = i\langle\Omega|\hat P_y|\Omega\rangle \quad [J_y^{(1)}, J_z^{(1)}] = i\langle\Omega|\hat J_x|\Omega\rangle, \qquad /21в/$$

$$[J_y^{(1)}, P_x^{(1)}] = 0. \qquad /21г/$$

В отличие от случая нулевой октупольной деформации, в соотношениях симметрии появляется среднее значение $\langle\Omega|\hat P_y|\Omega\rangle$ /см. прил.А/. Однако, как будет показано ниже, свойства симметрии /6/ приводят к условию $\langle\Omega|P_y|\Omega\rangle = 0$. Так как гамильтониан инвариантен относительно преобразования S_x и $[H_{(+)}, H_{(-)}] = 0$, уравнения движения ПСФ [20,41]*

$$[H', \mathcal{P}_\lambda] = i\omega_\lambda^2 X_\lambda \quad [H', X_\lambda] = -i\mathcal{P} \quad [X_\lambda, \mathcal{P}_{\lambda'}] = i\delta_{\lambda\lambda'}, \qquad /22/$$

/ X_λ и $\mathcal{P}_\lambda$ - обобщенные координата и импульс, состояния λ с энергией ω_λ / могут быть решены независимо для $H_{(+)}$ и $H_{(-)}$. Гамильтониан H', записанный через канонические переменные X_λ и $\mathcal{P}_\lambda$, имеет вид [41]

---

* Уравнения ПСФ можно записать и в другой форме /см.[20]/. Связь между различными формами обсуждается в приложении Б.

$$H' = \frac{1}{2}\sum_{\substack{\lambda \\ \omega_\lambda \neq 0}} (\mathcal{P}_\lambda^2 + \omega_\lambda^2 X_\lambda^2) + \frac{1}{2}\sum_{\substack{\lambda_0 \\ \omega_{\lambda_0}=0}} \mathcal{P}_{\lambda_0}(0)^2 = \sum_{\substack{\lambda \\ \omega_\lambda \neq 0}} \omega_\lambda (O_\lambda^+ O_\lambda + \frac{1}{2}) + \frac{1}{2}\sum_{\substack{\lambda_0 \\ \omega_{\lambda_0}=0}} \mathcal{P}_{\lambda_0}(0)^2, \qquad /23/$$

где оператор фононов $O_\lambda^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{\omega_\lambda} X_\lambda - \frac{i}{\sqrt{\omega_\lambda}} \mathcal{P}_\lambda)$ соответствует ненулевым решениям $\omega_\lambda \neq 0$. Очевидно, для определения всех решений уравнений ПСФ необходим анализ духовых мод H', которые обусловливают в последнем появление членов $\mathcal{P}_{\lambda_0}(0)$.

1.2а. Духовые моды

Во-первых, покажем, что $[J_z^{(1)}, P_x^{(1)}] = 0$. Используя тождество Якоби, можно получить

$$[J_z^{(1)}, P_x^{(1)}] = /\text{см. } /21\text{а}// = \frac{i}{\Omega}[[H_{(-)}, J_y^{(1)}], P_x^{(1)}] =$$

$$= \frac{1}{i\Omega}[[P_x^{(1)}, H_{(-)}], J_y^{(1)}] + \frac{1}{i\Omega}[[J_y^{(1)}, P_x^{(1)}], H_{(-)}] = \text{ см. } /21\text{б,г}// = 0, \qquad /24/$$

т.е. $\langle\Omega|\hat{P}_y|\Omega\rangle = 0$, откуда следует /см. /24/ и /21в//, что моды $(X^{(1)}, P_x^{(1)})$ /где $[X^{(1)}, P_x^{(1)}] = i$/ и $(J_y^{(1)}, J_z^{(1)})$ в рамках ПСФ взаимно ортогональны. Вводя оператор $\Gamma^+ = (J_y^{(1)} + iJ_z^{(1)})/\sqrt{\langle\Omega|\hat{J}_x|\Omega\rangle}$ и сравнивая /21а,б/ с /22/, получим для гамильтониана $H_{(-)}$

$$\left.\begin{aligned} &\mathcal{P}_{\lambda_0 = P_x}(0) = \sqrt{g_{P_x}}\, P_x^{(1)} \\ &[H_{(-)}, \Gamma^+] = \Omega\Gamma^+ \\ &[H_{(-)}, \Gamma] = -\Omega\Gamma \\ &[\Gamma, \Gamma^+] = 1 \end{aligned}\right\} \Rightarrow \begin{aligned} H_{(-)} = &\sum_{\substack{\lambda \\ \omega_\lambda \neq 0, \Omega}} \omega_\lambda (O_\lambda^+ O_\lambda + \frac{1}{2}) + \\ &+ \Omega(\Gamma^+\Gamma + \frac{1}{2}) + \frac{1}{2} g_{P_x} P_x^{(1)} P_x^{(1)}, \end{aligned} \qquad /25/$$

где константу g_{P_x} /"массовый" параметр/ мы определим позже. Очевидно, из /25/ следует, что эффективная масса ядра определяется соотношением: $M = 1/g_{P_x}$.

1.2б. Духовые моды $H_{(+)}$

Как и при получении соотношения /24/, аналогичным образом можно показать, что

$$[J_x^{(1)}, P_z^{(1)}] = 0. \qquad /26/$$

Из соотношений /26/ и /20в/ следует, что моды $(\theta_x^{(1)}, J_x^{(1)})$ /где $[\theta_x^{(1)}, J_x^{(1)}] = i$/ и $(P_y^{(1)}, P_z^{(1)})$ взаимно ортогональны. Из сравнения /20б/ с /22/ можно ожидать, что мода $(P_y^{(1)}, P_z^{(1)})$ является решением гамильтониана $H_{(+)}$ с энергией $\omega = \pm\Omega$ /подобно моде $(J_y^{(1)}, J_z^{(1)})$ гамильтониана $H_{(-)}$/. Однако вследствие коммутации операторов $P_y^{(1)}$ и $P_z^{(1)}$, с их помощью нельзя построить соответствующий оператор фонона. Вследствие этого ни $(Y^{(1)}, P_y^{(1)})$, ни $(Z^{(1)}, P_z^{(1)})$ не являются модами ПСФ гамильтониана $H_{(+)}$ и ортогональны всем его нормальным решениям $(X_\lambda, \mathcal{P}_\lambda)$ уравнений ПСФ /22/. Для доказательства этого факта используем тождество Якоби

$$[X_\lambda, P_z^{(1)}] = \frac{1}{i\omega_\lambda^2}[[H_{(+)}, \mathcal{P}_\lambda], P_z^{(1)}] = \frac{i}{\omega_\lambda^2}[[P_z^{(1)}, H_{(+)}], \mathcal{P}_\lambda] + \frac{i}{\omega_\lambda^2}[[\mathcal{P}_\lambda, P_z^{(1)}], H_{(+)}] =$$

$$/\text{см. доп.А}/ = \frac{i}{\omega_\lambda^2}[[P_z^{(1)}, H_{(+)}], \mathcal{P}_\lambda] = /\text{см. } /20\text{б}// = \frac{i\Omega}{\omega_\lambda^2}[P_y^{(1)}, [H_{(+)}, X_\lambda]] =$$

$$= -\frac{i\Omega}{\omega_\lambda^2}[X_\lambda, [P_y^{(1)}, H_{(+)}]] - \frac{i\Omega}{\omega_\lambda^2}[H_{(+)}, [X_\lambda, P_y^{(1)}]] = \frac{\Omega^2}{\omega_\lambda^2}[X_\lambda, P_z^{(1)}], \qquad /27\text{а}/$$

откуда следует

$$[X_\lambda, P_z^{(1)}](1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}) = 0. \qquad /27\text{б}/$$

Таким же образом мы получим соотношения

$$[\mathcal{P}_\lambda, P_y^{(1)}](1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}) = [X_\lambda, Y^{(1)}](1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}) = [\mathcal{P}_\lambda, Z^{(1)}](1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}) = 0. \qquad /27\text{в}/$$

Вследствие отсутствия среди решений гамильтониана $H_{(+)}$ решения $\omega_\lambda = \Omega$ для выполнения условий /27б,в/ необходимо обращение в нуль всех коммутаторов, что и требовалось доказать. Аналогичный результат был получен в [40] для случая нулевой октупольной деформации.

Сравнивая /20а/ с /22/ и используя результат, полученный выше, имеем

$$\left.\begin{aligned} &\mathcal{P}_{\lambda_0 = J_x}(0) = \sqrt{g_{J_x}}\, J_x^{(1)} \\ &\mathcal{P}_{\lambda_0 = N_\tau}(0) = \sqrt{g_{N_\tau}}\, N_\tau^{(1)} \end{aligned}\right\} \Rightarrow \begin{aligned} H_{(+)} = &\sum_{\substack{\lambda \\ \omega_\lambda \neq 0}} \omega_\lambda (O_\lambda^+ O_\lambda + \frac{1}{2}) + \frac{1}{2} g_{J_x} J_x^{(1)2} + \\ &+ \frac{1}{2}\sum_\tau g_{N_\tau} N_\tau^{(1)2} - \Omega(Y^{(1)} P_z^{(1)} - Z^{(1)} P_y^{(1)}), \end{aligned} \qquad /28/$$

где последний член в /28/ - моды гамильтониана $(Y^{(1)}, P_y^{(1)})$ и $(Z^{(1)}, P_z^{(1)})$, обусловленные движением центра масс, которые, однако, не являются решениями уравнений ПСФ, а возникают вследствие необходимости выполнения условий симметрии /20б/. Параметры g_{J_x} и g_{N_τ} будут определены позже.

Таким образом, в данной работе сформулирована модель для описания коллективных возбуждений вращающихся атомных ядер в случае нарушенной внутренней симметрии отражения. Исследованы духовые решения уравнений движения в ПСФ, обусловленные трансляционной и ротационной симметриями гамильтониана.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Бозонное представление одночастичных операторов в случае S_x-симметрии

Любой одночастичный оператор $\hat{G}$ в представлении вторичного квантования имеет вид

$$\hat{G} = \sum_{k\ell} \{ \langle k|\hat{G}|\ell\rangle c^+_k c_\ell + \langle k|\hat{G}|\bar{\ell}\rangle c^+_k c_{\bar{\ell}} + \langle \bar{k}|\hat{G}|\ell\rangle c^+_{\bar{k}} c_\ell + \langle \bar{k}|\hat{G}|\bar{\ell}\rangle c^+_{\bar{k}} c_{\bar{\ell}} \}. \quad /A1/$$

Оператор $\hat{G}$ имеет следующие симметрии:

$$T\hat{G}T^{-1} = \gamma_T \hat{G} \qquad T = U_T K \qquad T^2 = (-1)^{2J}$$

$$\langle k|\hat{G}|\ell\rangle^* = r\langle k|\hat{G}|\ell\rangle \quad /A2/$$

$$S_x \hat{G} S_x^{-1} = \gamma_s \hat{G} \qquad G^+ = hG,$$

где T - оператор обращения времени, U_T - унитарный оператор, K - оператор комплексного сопряжения. Величины $\gamma_T = \pm 1$, $r = \pm 1$, $\gamma_s = \pm 1$, $h = \pm 1$ характеризуют симметрию данного оператора $\hat{G}$ по отношению к соответствующему преобразованию. Предполагается, что одночастичный гамильтониан H_{sp} ($[H_{sp}, c^+_k] = \varepsilon_k c^+_k$) инвариантен по отношению к операции S_x, т.е. c^+_k, c_k подчиняются условиям /4/, а соответствующий вакуум может быть выбран как $S_x|0\rangle = e^{i\phi}|0\rangle$. Используя /A2/ и /4/, имеем

$$\langle k|\hat{G}|\bar{\ell}\rangle = \gamma_T r\langle \bar{k}|\hat{G}|\bar{\ell}\rangle \qquad \langle \bar{k}|\hat{G}|\ell\rangle = -\gamma_T r\langle k|\hat{G}|\bar{\ell}\rangle$$

$$\langle k|\hat{G}|\bar{\ell}\rangle = -\gamma_s\langle k|\hat{G}|\bar{\ell}\rangle \qquad \langle k|\hat{G}|\ell\rangle = \gamma_s\langle \bar{k}|\hat{G}|\bar{\ell}\rangle. \quad /A3/$$

Таким образом,

$$\hat{G} = \sum_{k\ell} \langle k|\hat{G}|\ell\rangle (c^+_k c_\ell + \gamma_T r c^+_{\bar{k}} c_{\bar{\ell}}) \quad \text{для} \quad \gamma_s = +1,$$

$$\hat{G} = \sum_{k\ell} \langle k|\hat{G}|\bar{\ell}\rangle (c^+_k c_{\bar{\ell}} - \gamma_T r c^+_{\bar{k}} c_\ell) \quad \text{для} \quad \gamma_s = -1. \quad /A4/$$

В дальнейшем $\hat{G}^{(\pm)}$ будет обозначать оператор $\hat{G}$ с $\gamma_s = \pm 1$. Подставляя преобразование Боголюбова /7/ в /A4/ и вводя операторы

бозонов $b^+_{k\ell}$, $b^+_{\bar{k}\ell}$, $b^+_{k\bar{\ell}}$ /см. /15//, получим для $\hat{G}^{(+)}(\gamma_s = +1)$

$$\hat{G}^{(+)} = \langle\Omega|\hat{G}^{(+)}|\Omega\rangle + G^{(1)}_{(+)} + G^{(2)}_{(+)}$$

$$\langle\Omega|\hat{G}^{(+)}|\Omega\rangle = \sum_{jk\ell} \langle k|\hat{G}^{(+)}|\ell\rangle (\gamma_T r B^j_k B^j_\ell + B^{\bar{j}}_k B^{\bar{j}}_\ell)$$

$$G^{(1)}_{(+)} = \sum_{ij} g^{(+)}_{ij} (b^+_{i\bar{j}} + hrb_{i\bar{j}}) \qquad g^{(+)}_{ij} = \sum_{k\ell} (A^i_k B^{\bar{j}}_\ell - \gamma_T h B^i_k A^{\bar{j}}_\ell)\langle k|\hat{G}^{(+)}|\ell\rangle$$

$$G^{(2)}_{(+)} = \sum_{ijk\ell} \langle k|\hat{G}^{(+)}|\ell\rangle \{(A^i_k A^j_\ell - \gamma_T h B^{\bar{i}}_k B^{\bar{j}}_\ell) \sum_m (b^+_{im} b_{jm} + b^+_{i\bar{m}} b_{j\bar{m}}) +$$

$$+ (\gamma_T r A^{\bar{i}}_k A^{\bar{j}}_\ell - hrB^i_k B^j_\ell) \sum_m (b^+_{\bar{i}\bar{m}} b_{\bar{j}\bar{m}} + b^+_{\bar{i}m} b_{\bar{j}m}) \quad /A5a/$$

и для $\hat{G}^{(-)}$ $(\gamma_s = -1)$

$$\hat{G}^{(-)} = G^{(1)}_{(-)} + C^{(2)}_{(-)}$$

$$G^{(1)}_{(-)} = \frac{-i}{2} \sum_{ij} \{ g^{(-)}_{ij} (b^+_{ij} - rhb_{ij}) - \gamma_T r \tilde{g}^{(-)}_{ij} (b^+_{\bar{i}\bar{j}} - rhb_{\bar{i}\bar{j}}) \}$$

$$g^{(-)}_{ij} = \sum_{k\ell} \langle k|\hat{G}^{(-)}|\bar{\ell}\rangle (A^i_k B^j_{\bar{\ell}} + \gamma_T h A^i_\ell B^j_{\bar{k}})$$

$$\tilde{g}^{(-)}_{ij} = \sum_{k\ell} \langle k|\hat{G}^{(-)}|\bar{\ell}\rangle (A^{\bar{i}}_k B^{\bar{j}}_\ell + \gamma_T h A^{\bar{i}}_\ell B^{\bar{j}}_k) \quad /A5б/$$

$$G^{(2)}_{(-)} = i \sum_{ijk\ell} \langle k|\hat{G}^{(-)}|\bar{\ell}\rangle \{(A^i_k A^{\bar{j}}_{\bar{\ell}} + \gamma_T h B^{\bar{j}}_\ell B^i_{\bar{k}}) \sum_m (b^+_{i\bar{m}} b_{\bar{j}\bar{m}} - b^+_{im} b_{\bar{j}m}) +$$

$$+ ihr(\gamma_T h A^{\bar{i}}_{\bar{k}} A^j_\ell + B^{\bar{i}}_k B^j_\ell) \sum_m (b^+_{\bar{i}\bar{m}} b_{j\bar{m}} - b^+_{\bar{i}m} b_{jm}).$$

В /A5/ $G^{(1)}_{\pm}$ и $G^{(2)}_{\pm}$ представляют линейную и квадратичную части бозонного представления оператора $\hat{G}^{(\pm)}$ соответственно. Отметим, что оператор $\hat{G}^{(-)}$ отрицательной обобщенной сигнатуры имеет нулевое среднее значение по квазичастичному вакууму $|\Omega\rangle$, который удовлетворяет условию $S_x|\Omega\rangle = e^{i\phi'}|\Omega\rangle$. Так как предполагается, что внутренний гамильтониан H′ является S_x-инвариантным, то фазу волновой функции можно выбрать так, что оператор обращения времени будет иметь вид*:

---

* Обычно R_x-инвариантность внутреннего гамильтониана подразумевает точное фазовое соглашение, при котором $T = R_y^{-1}(\pi)K$ /см. /42//.

$$T = S_y^{-1} K, \qquad /A6/$$

где $S_y = P \cdot R_y^{-1}(\pi)$. В этом случае для оператора координаты $\vec{r}$, импульса $\vec{P}$ и углового момента $\vec{J}$ имеем

$$\left.\begin{array}{l} T\vec{r}T^{-1} = \vec{r} \\ T\vec{P}T^{-1} = -\vec{P} \\ T\vec{J}T^{-1} = -\vec{J} \end{array}\right\} \Rightarrow \begin{array}{lll} \langle x\rangle^* = \langle x\rangle & \langle P_x\rangle^* = -\langle P_x\rangle & \langle J_x\rangle^* = \langle J_x\rangle \\ \langle y\rangle^* = -\langle y\rangle & \langle P_y\rangle^* = \langle P_y\rangle & \langle J_y\rangle^* = -\langle J_y\rangle \\ \langle z\rangle^* = \langle z\rangle & \langle P_z\rangle^* = -\langle P_z\rangle & \langle J_z\rangle^* = \langle J_z\rangle \end{array} \qquad /A7/$$

$$\vec{r}^{\,+} = \vec{r}, \quad \vec{P}^{+} = \vec{P}, \quad \vec{J}^{+} = \vec{J},$$

где символ <> обозначает матричный элемент соответствующего оператора в частичном или квазичастичном базисе. Для мультипольных операторов $Q_{\lambda\mu} = r^{\lambda} Y_{\lambda\mu}$ с помощью /A7/ получаем

$$Q^{+}_{\lambda\mu} = (-1)^{\mu} Q_{\lambda-\mu}, \quad TQ_{\lambda\mu}T^{-1} = (-1)^{\mu} Q_{\lambda-\mu}, \quad S_x Q_{\lambda\mu} S_x^{-1} = Q_{\lambda-\mu}. \qquad /A8/$$

В гамильтониане H′ МПВ и в операторах перехода используются или будут использоваться комбинации мультипольных операторов /19/, которые можно дополнить следующей комбинацией дипольных операторов:

$$\hat{D}_0^{(+)} = \hat{Q}_{10}, \quad \hat{D}_1^{(+)} = \frac{i}{\sqrt{2}}(\hat{Q}_{11} + \hat{Q}_{1-1}), \quad D_1^{(-)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{Q}_{11} - \hat{Q}_{1-1}). \qquad /A9/$$

Используя /A8/ и /A7/, мы определили величины γ_s, γ_T, r, h для всех операторов /19/ и /A9/, что позволяет установить их бозонную структуру. Результаты суммированы в таблице.

Среднее значение и линейная по бозонам часть операторов числа частиц и спаривания имеют вид:

$$\langle\Omega|\hat{N}_{\tau=N,Z}|\Omega\rangle = \sum_{k\ell}[(B^{k}_{\bar{\ell}})^2 + (B^{\bar{k}}_{\ell})^2],$$

$$N^{(1)}_{\tau} = \sum_{ij} n_{ij}(b^{+}_{i\bar{j}} + b_{i\bar{j}}), \quad n_{ij} = \sum_{k}(A^{i}_{k}B^{\bar{j}}_{k} + B^{i}_{\bar{k}}A^{\bar{j}}_{\bar{k}}), \qquad /A10/$$

$$\langle\Omega|\hat{P}^{+}_{\tau=N,Z}|\Omega\rangle = \sum_{k\ell}[A^{\bar{i}}_{\bar{k}}B^{\bar{i}}_{k} + A^{i}_{k}B^{i}_{\bar{k}}],$$

$$P^{(1)+}_{\tau=N,Z} = P^{(1+)}_{\tau} + P^{(1-)}_{\tau} = \sum_{ij} p^{(+)}_{ij}(b^{+}_{i\bar{j}} + b_{i\bar{j}}) + \sum_{ij} p^{(-)}_{ij}(b^{+}_{i\bar{j}} - b_{i\bar{j}}), \qquad /A11/$$

$$p^{(\pm)}_{ij} = \sum_{k}(A^{i}_{k}A^{\bar{j}}_{\bar{k}} \pm B^{i}_{\bar{k}}B^{\bar{j}}_{k}).$$

Все операторы положительной обобщенной сигнатуры ($\gamma_s = +1$) имеют ненулевое среднее значение по квазичастичному вакууму $|\Omega\rangle$, однако из /A7/ следует

$$\langle\Omega|Y|\Omega\rangle = \langle\Omega|P_z|\Omega\rangle = 0. \qquad /A12/$$

Таблица

Операторы	γ_s	γ_T	h	r	Операторы	γ_s	γ_T	h	r
$D_0^{(+)}$	+	+	+	+	$F_2^{(-)}$	−	+	+	−
$D_1^{(+)}$	+	+	+	−	$F_3^{(+)}$	+	+	+	−
$D_1^{(-)}$	−	+	+	+	$F_3^{(-)}$	−	+	+	+
$Q_0^{(+)}$	+	+	+	+	J_x	+	−	+	+
$Q_1^{(+)}$	+	+	+	−	J_y	−	−	+	−
$Q_1^{(-)}$	−	+	+	+	J_z	−	−	+	+
$Q_2^{(+)}$	+	+	+	+	P_x	−	−	+	−
$Q_2^{(-)}$	−	+	+	−	P_y	+	−	+	+
$F_0^{(+)}$	+	+	+	+	P_z	+	−	+	−
$F_1^{(+)}$	+	+	+	−	X	−	+	+	+
$F_1^{(-)}$	−	+	+	+	Y	+	+	+	−
$F_2^{(+)}$	+	+	+	+	Z	+	+	+	+

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Гамильтониан МПВ не является ротационно-инвариантным и не обладает трансляционной симметрией. Вследствие этого в ПСФ при анализе внутренних возбуждений среди его решений присутствуют духовые моды. Покажем связь между решениями для внутренних возбуждений гамильтониана, удовлетворяющего всем симметриям, и гамильтонианом МПВ. Рассмотрим гамильтониан H″– гамильтониан чисто внутренних возбуждений

$$H'' = H - \mu J^2 - \sum_{\tau} a_{\tau} N^2_{\tau} - kP^2, \qquad /Б1/$$

где из полного ядерного гамильтониана H выделены члены, ответственные за коллективное движение /вращение и движение центра масс/. Между гамильтонианами H' и H'' существует связь /ср. формулы /17,25,28/ и /Б1//

$$H'' = H' + \Omega J_x + \sum_\tau \lambda_\tau N_\tau - \mu J^2 - \sum_\tau a_\tau N_\tau^2 - kP^2 + \Omega(YP_z - ZP_y). \qquad /Б2/$$

Используя бозонное разложение /А5/ операторов, входящих в /Б2/, до второго порядка включительно и предполагая, что имеет место соотношение [/20/]

$$\Omega = 2\mu \langle\Omega|\hat{J}_x|\Omega\rangle, \quad \lambda_\tau = 2a_\tau \langle\Omega|\hat{N}_\tau|\Omega\rangle, \qquad /Б3/$$

а также учитывая соотношение /25/, получим

$$H'' = H' - \mu J_x^{(1)^2} - a_\tau N_\tau^{(1)^2} - \Omega\left(\Gamma^+\Gamma + \frac{1}{2}\right) + \mu\langle\Omega|\hat{J}_x|\Omega\rangle^2 + a_\tau\langle\Omega|\hat{N}_\tau|\Omega\rangle^2 -$$

$$- k\left(P_x^{(1)^2} + P_y^{(1)^2} + P_z^{(1)^2}\right) + \Omega\left(Y^{(1)} P_z^{(1)} - Z^{(1)} P_y^{(1)}\right), \qquad /Б4/$$

/здесь члены бозонного разложения фермионных операторов типа $A^{(2)}B^{(2)}$ и $A^{(1)}B^{(2)}$ не рассматриваются/. Кроме того, если допустить, что

$$\frac{g_x}{2} = \mu, \quad a_\tau = \frac{g_{N_\tau}}{2}, \quad k = \frac{g_{P_x}}{2}, \qquad /Б5/$$

и учесть явное выражение для H' /17,25,28/, то имеем

$$H'' = \langle\Omega|H|\Omega\rangle + \mu\langle\Omega|\hat{J}_x|\Omega\rangle + a_\tau\langle\Omega|\hat{N}_\tau|\Omega\rangle - k\left(P_y^{(1)^2} + P_z^{(1)^2}\right) +$$

$$+ \Omega\left(Y^{(1)} P_z^{(1)} - Z^{(1)} P_y^{(1)}\right) + \text{норм. моды}. \qquad /Б6/$$

Очевидно, если кинетическая энергия движения центра масс $k(P_y^{(1)2} + P^{(1)2})$ переходит в его орбитальное движение, то соотношение /Б6/ принимает вид

$$H'' = \text{норм. моды} + \langle\Omega|H|\Omega\rangle + \mu\langle\Omega|\hat{J}_x|\Omega\rangle^2 + a_\tau\langle\Omega|\hat{N}_\tau|\Omega\rangle. \qquad /Б7/$$

Таким образом, ненулевые решения ПСФ гамильтониана МПВ есть решения истинного гамильтониана внутренних возбуждений, для которого законы сохранения формулируются так:

$$[H'', J_i^{(1)}] = [H'', N_\tau^{(1)}] = [H'', P_i^{(1)}] = 0, \qquad /Б8/$$

а уравнения движения ПСФ имеют вид [/20/]:

$$[X_\lambda, H''] = i\omega_\lambda \mathcal{P}_\lambda, \quad [\mathcal{P}_\lambda, H''] = -i\omega_\lambda X_\lambda, \quad [X_{\lambda'}, \mathcal{P}_{\lambda'}] = i\delta_{\lambda\lambda'}. \qquad /Б9/$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Teoh W. et al. Nucl.Phys., 1979, A319, p.122.
2. Kurcewicz W. et al. Nucl.Phys., 1981, A356, p.15.
3. Van Egidy T. et al. Nucl.Phys., 1981, A365, p.26.
4. Fernandez-Niello J. et al. Nucl.Phys., 1982, A391, p.221.
5. Ahmad I. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.1758.
6. Gai M. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 51, p.646.
7. Bonin W. et al. Z.Phys., 1983, A310, p.249.
8. Ward D. et al. Nucl.Phys., 1983, A406, p.591.
9. Chasman R.R. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.630; Phys.Lett., 1980, B96, p.7.
10. Möller P., Nix J.R. Nucl.Phys., 1981, A361, p.117.
11. Leander G.A. et al. Nucl.Phys., 1982, A388, p.452.
12. Sheline R.K., Leander G.A. Phys.Rev.Lett., 1983, 51, p.359.
13. Rohozinski S.G., Greiner W. Phys.Lett., 1983, B128, p.1; Rohozinski S.G. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1982, 8, p.787.
14. Ragnarsson I. Phys.Lett., 1983, B130, p.353.
15. Leander G.A., Sheline R.K. Nucl.Phys., 1984, A413, p.375.
16. Nazarewicz W. et al. Preprint Lund, MPh-84/05.
17. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure II. Benjamin, N.Y., Amsterdam, 1974.
18. Frauendorf S., Pashkevich V.V. Phys.Lett., 1984, B141, p.23.
19. Marshalek E.R. Nucl.Phys., 1977, A275, p.416; Nucleonika, 1978, 23, p.409.
20. Михайлов И.Н., Янссен Д. Изв.АН СССР, сер.физ., 1977, 41, с.1576; Phys.Lett., 1978, B72, 303; Nucl.Phys., 1979, A318, p.390.
21. Egido J., Mang H.J., Ring P. Nucl.Phys.,1980, A339, p.390.
22. Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-12772, Дубна, 1979; ЯФ, 1981, 33, с.1480.
23. Квасил Я. и др. ОИЯИ, Р4-83-730, Дубна, 1983.
24. Shimizu Y.R., Keinichi M. Progr.Theor.Phys., 1982, 67, p.1637.
25. Михайлов И.Н., Назмитдинов Р.Г., Федоткин С.Н. ЯФ, 1983, 38, с.24.
26. Ring P. et al. Nucl.Phys., 1984, A419, p.261.
27. Квасил Я. и др. ОИЯИ, Р4-84-488, Дубна, 1984.
28. Molina J.L., Nazmitdinov R.G. Proc. of XVIII Winter School Bielsko-Biala, Poland, 1980, p.162.
29. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
30. Goodman A.L. Nucl.Phys., 1976, A265, p.113.
31. Banerjee B., Mang H.J., Ring P. Nucl.Phys., 1973, A215, p.366.

32. Bhargava P.C. Nucl.Phys., 1973, A207, p.258.
33. Faessler A. et al. Nucl.Phys., 1976, A265, p.113.
34. Dudek J. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1979, 5, p.1259.
35. Nissimov H., Unna I. Nucl.Phys., 1969, A124, p.609.
36. Gloeckner D.H., Lawson R.D. Phys.Lett., 1974, B53, p.313.
37. McGrory J.B., Wildenthab B.H. Phys.Lett., 1975, B60, p.5.
38. Pyatov N.I., Salamov D.I. Nucleonika, 1977, 22, p.127.
39. Цвёк С. ОИЯИ, Р4-80-631, Дубна, 1980.
40. Cwiok S., Kvasil J., Choriev B. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, p.903.
41. Kvasil J., Cwiok S., Choriev B. Z.Phys., 1981, A303, p.313.
42. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure I. Benjamin, N.Y., Amsterdam, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 ноября 1984 года.

Квасил Я., Назмитдинов Р.Г. Р4-84-694

Микроскопическое описание коллективных состояний октупольно-деформированных вращающихся атомных ядер. Формулировка модели

Сформулирована микроскопическая модель для описания коллективных состояний вращающихся ядер с нарушенной внутренней симметрией отражения. Гамильтониан модели в качестве остаточного взаимодействия содержит сепарабельные квадруполь-квадрупольные и октуполь-октупольные силы. Анализ модели проводится в рамках модели принудительного вращения и метода случайных фаз. Наличие комбинированной симметрии $S_x = PR_x^{-1}(\pi)$ позволяет классифицировать решения с помощью квантового числа – обобщенной сигнатуры. Исследованы следствия, вытекающие из требования трансляционной и ротационной симметрий гамильтониана модели.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Kvasil J., Nazmitdinov R.G. P4-84-694

The Microscopical Description of the Collective States of Rotating Octupole-Quadrupole Deformed Nuclei. Formulation of the Model

The microscopical model for the description of collective states of the rotating nuclei with intrinsic reflection asymmetry is formulated. The Hamiltonian of the model consists separable octupole-octupole and quadrupole-quadrupole interactions. The model is analyzed by the method combining the cranking model and random phase approximation. Existence of the combined symmetry $S_x = PR_x^{-1}(\pi)$ allows one to classify solutions of the model by quantum number of the generalized signature. Some consequences caused by the translational and rotational symmetries of the model Hamiltonian are investigated.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984