ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ДИНАМИКО-СИММЕТРИЧЕСКАЯ ФЕРМИОННАЯ СТРУКТУРА СОСТОЯНИЙ γ-НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР

К. Бактыбаев, Н.О. Койлык, К.Е. Раманкулов
Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г.Алматы

В микроскопическом методе описания коллективных состояний ядерных систем, построенном на основе фермионной динамико-симметрической модели, сложные взаимодействие нуклонов апроксимируется, в обрезанном S и D пространстве так, чтобы гамильтониан многонуклонной системы стал простой функцией генераторов алгебры ЛИ. SO(6)-вариант такой теории приложен к исследованию структуры $\underline{\gamma}$- нестабильных изотопов Pt. Вычисленные спектры и вероятности переходов сравниваются с экспериментом.

1. В развитой фермионной динамико-симметрической модели [1,2] коллективных движений нуклонов в ядерной системе выделяют из всевозможных квантовых степеней свободы ту часть, которая определяет коррелированные фермионные пары, связанные в полные уеловые моменты $0(S-пара)$ и $2(D-пара)$. Предполагается, что именно эти пары в основном описывают самые нижние коллективные возбуждения. Другими словами от полного оболочечно-модельного пространства отделяется подпространство когерентных $S-D$ нуклонных пар. Тем самым удается разбить полный гамильтониан фермионной системы на части, соответствующие симметриям, ответственным различным типам коллективных движений нуклонов в них. В таком обрезанном $S\,D$-пространстве многочастичная задача намного упрощается, а это позволяет получить все динамико-симметрические свойства коллективных возбуждений в ядрах из фермионно- оболочечной структуры.

В данной работе мы рассмотрели простейший вариант теории в обрезанном SD-пространстве в которой сложные парные взаимодействия апроксимируется парными SD-операторами. При этом гамильтониан системы становится простой функцией генераторов соответствующих алгебр Ли. Таким путем в фермионной модели получены, наряду с известными асимптотическими пределами модели взаимодействующих бозонов (МВБ), новые симметрические асимптотические пределы. Поскольку любые динамические симметрии, отражающие ядерную структуру должны определяться непосредственно фермионными степенями свободы, то в работе получены все динамико-симметрические свойства коллективных возбуждений в ядрах из фермионно-оболочечной структуры.

Простейшая форма фермионной теории коллективных состояний прилагается, далее к изучению свойств конкретных ядерных систем, в частности ядер тяжелого атомного веса в так называемой $\gamma-$нестабильной области [3,4]. Именно эта область ядер плохо описывалась феноменологическими моделями, даже в случае точной диагонализации $SU(6)-$симметричного гамильтониана МВБ.

2. В фермионной динамико-симметрической модели (ФДСМ) однонуклонный угловой момент $\vec{j}$ разбивается в псевдоорбитальный $\vec{k}$ и псевдоспиновый $\vec{i}$ угловые моменты: $\vec{j}=\vec{k}+\vec{i}$. Оператор рождения нуклона $b^{+}_{km_k im_i}$ в $k-i$-схеме относится к фермионным операторам рождения a^{+}_{jm} в виде:

$$\mathrm{a}^{+}_{jm}=\sum_{m_k m_i}\langle km_k im_i|jm\rangle b^{+}_{km_k im_i}\,. \tag{1}$$

Известно, что два идентичных нуклона, участвующие в нижних коллективных модах возбуждения, имеющие угловые моменты j_1 и j_2 связываются в полный угловой момент нуль (S пара) и 2 (D-пара). Именно эта $k-i$-связь осуществляет отделение подпространства когерентных S-D пар от целого оболочечно-модельного пространства. В этой схеме имеются три возможности сконструировать операторов S и D пары, а также мультипольные операторы P^r:

1) принимается $\vec{i}_1+\vec{i}_2=0$, а $k=1$. Такую связь назовем k-активной схемой,

2) $\vec{k}_1+\vec{k}_2=0$, $i=3/2$, - i-активная связь,

3) Затем одночастичный момент делится на активную и пассивную части $j=j_{\text{акт}}+j_{\text{инерт}}$. Инертные части $j_{\text{инерт.}}$- связываются в оставшиеся двухчастичные угловые моменты кроме 0 и 2:

$$\left|(k_1k_2)K(i_1i_2)0;KM\right\rangle=\left[b^+_{k_1i_1}b^+_{k_2i_2}\right]^{KO}_{MO}\left|0\right\rangle \quad \begin{pmatrix} k-актив. \\ K=0{,}2 \end{pmatrix},$$

$$\left|(k_1k_2)O(i_1i_2)I;IM\right\rangle=\left[b^+_{k_1i_1}b^+_{k_2i_2}\right]^{OI}_{OM}\left|0\right\rangle \begin{pmatrix} i-актив. \\ I=0{,}2 \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Важно подчеркнуть, что такие S и D фермионные пары действительно высококогерентны, т.е. они имеют коллективную природу. Это можно увидеть после преобразования $k-i$-базиса обратно в оболочечно-модельный базис, используя нормирующий $9j$-символ пересвязки:

$$\left|(k_1k_2)K(i_1i_2)I;r\mu\right\rangle=\left[b^+_{k_1i_1}b^+_{k_2i_2}\right]^{(KI)r}_{\mu}\left|0\right\rangle=\sum_{j_1j_2}\begin{vmatrix} k_1 & i_1 & j_1 \\ k_2 & i_2 & j_2 \\ K & I & r \end{vmatrix}\left[a^+_{j_1}a^+_{j_2}\right]^{r}_{\mu}\left|0\right\rangle. \tag{3}$$

Легко видеть, что S-пары и в k-активной, и в i-активной схеме, являются точными куперовскими парами в парном конденсате

$$\left|(kk)o(ii);oo\right\rangle=\sum_j\sqrt{\Omega_j/\Omega_{ki}}\left[a^+_j a^+_j\right]^0_0\left|0\right\rangle, \tag{4}$$

где Ω_{ki}=(2k+1)(2i+1)/2 и Ω_j=(2j+2)/2.

Таким образом, высококогерентная пара, имеющая сильное конфигурационное смешивание в оболочечно-модельном базисе, здесь имеет очень простую, т.е. чистую конфигурационную структуру. Мы имеем в данном случае именно тот базис, который необходим для описания микроскопической структуры коллективных возбуждений.

В данной работе мы пока ограничимся случаем идентичных частиц, расположенных в одной большой оболочке и учтем только двухчастичные остаточные взаимодействия. Тогда эффективный гамильтониан будет иметь вид:

$$H=\sum_j\varepsilon_j a^+_j a_j+V_P+V_Q, \tag{5}$$

где V_P и V_Q – парные и мультипольные взаимодействия, которые выражаются в самом общем виде:

$$V_P=\tfrac{1}{4}\sum_{\lambda j_1j_2j_1'j_2'}\left\langle j_1j_1'\lambda\right|V_p\left|j_2j_2'\lambda\right\rangle\left[a^+_{j_1}a^+_{j_1'}\right]^{\lambda}\left[a_{j_2}a_{j_1'}\right]^{\lambda}, \tag{6}$$

$$V_Q=\tfrac{1}{4}\sum_{rj_1j_2j_1'j_2'}\left\langle j_1j_2r\right|V_Q\left|j_1'j_2'r\right\rangle\left[a^+_{j_1}a_{J_{21}}\right]^{r}\left[a^+_{j_1'}a_{j_2'}\right]^{r}. \tag{7}$$

Частично-дырочные матричные элементы в равенстве (7) определяются через обычные двухчастичные матричные элементы равенством:

$$\left\langle j_1 j_1' \lambda \middle| V_Q \middle| j_2 j_2' \lambda \right\rangle = \sum_r \left\langle j_1 j_2 r \middle| V_Q \middle| j_1' j_2' r \right\rangle \sqrt{(2r+1)(2\lambda+1)} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & r \\ j_1' & j_2' & r \\ \lambda & \lambda & o \end{Bmatrix}. \qquad (8)$$

Поскольку любое двухчастичное взаимодействие можно выразить либо через V_P, либо через V_Q, то в реальных вычислениях один из этих членов превалирует другого, либо V_P, либо V_Q.

С таким сложным гамильтонианом (5) работать очень трудно в практических вычислениях. Предлагается три способа упрощения общего гамильтониана (5), для того, чтобы привести его к гамильтониану ФМДС:

1) Остаточное парное взаимодействие определяется в основном монопольными ($\lambda = 0$) и квадрупольными ($\lambda = 2$) членами.

2) Предполагая, что парные матричные элементы пропорциональны вырождению уровней, участвующих в парных корреляциях, и параметризуются в виде:

$$\left\langle (kk)K(ii)I\lambda \middle| V_p \middle| (k'k')K'(i'i')I'\lambda \right\rangle = 2\sqrt{\Omega_{ki}\Omega_{k'i'}}\, G_\lambda^{\alpha\alpha'},$$

тогда
$$V_p = \sum \left[G_o^{\alpha\alpha'} S^+(\alpha) S(\alpha') + G_2^{\alpha\alpha'} D^+(\alpha) D(\alpha') \right]. \qquad (9)$$

Для уровней нормальной четности в k-активной схеме:

$$S^+(\alpha = n_k) = S^+ = \sum \sqrt{\Omega_{1i}/2} \left[b_{1i}^+ b_{1i}^+ \right]^{0\ \ 0}_{0\ \ 0},$$

$$D_\mu^+(\alpha = n_k) = D_\mu^+ = \sum_i \sqrt{\Omega_{1i}/2} \left[b_{1i}^+ b_{1i}^+ \right]^{20}_{\mu 0},$$

а в i-активной схеме $S^+(\alpha = n_i) = S^+ = \sum \sqrt{\Omega_{k3/2}/2} \left[b_{k3/2}^+ b_{k3/2}^+ \right]^{0\ \ 0}_{0\ \ 0}$, а для D-оператора $\lambda = 2\mu$.

Для уровней аномальной четности имеем только S пары:

$$S^+(\alpha = a) = S^+ = \sqrt{\Omega_{j0}/2} \left[b_{ojo}^+ b_{ojo}^+ \right]^{0\ \ 0}_{0\ \ 0}.$$

Для упрощения мультипольного взаимодействия V_Q наложим на матричные элементы V_Q аналогичную равенству (9) параметризацию в виде:

$$\langle (k\bar{k})K(i\bar{i})I;\ r | V_Q | (\bar{k}'k')K(\bar{i}'i')I;\ r \rangle = 2\sqrt{\Omega_{ki}\Omega_{k'i'}}\, B_r^{\chi\chi'},$$

$$V_Q = \sum_{\chi\chi' r} B_r^{\chi\chi'} P^r(\chi) P^r(\chi'), \qquad (10)$$

где
$$P_\mu^r(k) = \sqrt{\Omega_{ki}/2} \left[b_{ki}^+ b_{ki} \right]^{r\ \ o}_{\mu\ \ o},$$

$$P_\mu^r(i) = \sum_k \sqrt{\Omega_{ki}/2} \left[b_{ki}^+ b_{ki} \right]^{o\ \ r}_{o\ \ \mu},$$

$$P_\mu^r(\alpha) = P_\mu^r = \sqrt{\Omega_{jo}/2} \left[\alpha_{jo}^+ \alpha_{jo} \right]^r_\mu.$$

При таких предположениях самый общий гамильтониан ФМДС в $k-i-$схеме запишется в виде:

$$H_{ФДСМ} = \varepsilon_o v_o + \sum \varepsilon_{ki} n_{ki} + \sum_{\chi\chi'} G_O^{\chi\chi'} S^+(\chi) S(\chi') + G_2 D^+ D + \sum_{r,\chi\chi'} B_r^{\chi\chi'} P^r(\chi) P^r(\chi'), \qquad (11)$$

n_{ki} – оператор числа частиц занимающих $k-i-$ орбиты, ε -одначастичные энергии.

В этом гамильтониане имеются 2 класса мультипольных операторов, связанных с активной и инертной частями угловых моментов.

Для уровней нормальной четности:

k - активные $P_\mu^r(k) \quad (r=0,1,2,) \;\; P_\mu^r(i) \quad (r=1,3,...2i)$,

i - активные $P_\mu^r(i)\cdot(r=0,1,2,3) \quad P_\mu^r(k)\cdot(r=1,3,...2k-1)$.

Для уровней аномальной четности:

$p^0 \quad (r=o) \qquad p_\mu^r \quad (r=1,3,...2j_0)$.

Таким образом, для уровней нормальной четности имеем мультипольные и парные операторы: 21 генераторов k-активной схемы $k=1 \;\{S^+S, D_\mu^+, D_\mu, P_\mu^r \;\; (r=0,1,2,),\}$ которые образуют $Sp(6)$ алгебру, и 28 генераторов i–активной схемы, где $i={}^3\!/_2 \{S^+, S, D_\mu^+, D_\mu, P_\mu^r \;(r=0,1,2)$, которые образуют $SO(8)$ алгебру. А для уровней аномальной четности имеем $\{s^+, s, P^o\}$ генераторы, которые образуют su_2 алгебру.

Таким образом, в фермионной динамико-симметрической модели S, D, s - подпространство (при $\mu=0$) полностью отделяется от остальной части фермионного пространства. А это выделенное S, D, s -подпространство является разумным приближением для описания низкоэнергетических коллективных состояний четно-четных многонуклонных систем.

3. В работе обсудим ситуацию, когда отсутствуют разорванные пары как в уровнях нормальной четности, так и в уровнях аномальной четности. Тогда Гамильтониан (11) $H_{ФМДС}$ перепишется в удобном виде:

$$H_{ФМДС}=e_o\nu_o+e_1n_1+H_\alpha+H_n+H', \tag{12}$$

где
$$H_\alpha=\Gamma_O s^+s+(B_0/4)\nu_o^2, \quad H_n=G_oS^+S+G_2D^+D+\sum_r B_rP^rP_r,$$

$$H'=g_o(S^+s+s^+S)+(b_0/2)\nu_o n_1.$$

Операторы чисел частиц $n_1=2P_o$ $\nu_0=2P^0$. Операторы: H_α -гамильтониан s пар на уровнях аномальной четности, H_n - гамильтониан S и D пар на уровнях нормальной четности. Параметры этих гамильтонианов связаны с параметрами $H_{ФМДС}$(11) следующим образом:

$G_0=G_0^{nn}, \quad g_0=G_0^{na}, \quad \Gamma_0=G_0^{aa}, \quad G_2=G_2^{nn}, \quad b_r=B_r^{na}, \quad B_0=B_0^{aa}$,

$B_r=B_r^{nn}, \quad G_\lambda^{na}=G_\lambda^{an}$.

Коммутаторы операторов Ли в Гамильтониане имеют вид:

$$[s^+, P_\mu^r]=[s^+, S]=[s^+, D]=0; \qquad [s, s^+]=-2s_o=\frac{\Omega_o-\nu_o}{2}.$$

$$[S, S^+]=-2S_o=\frac{\Omega_1-n_1}{2}; \quad [A_\mu^r, A_\mu^{S^+}]=\Omega_1\delta_{rs}\delta_{\mu\tau}-2\sum_\tau K_{r\mu,s\tau}^{\tau\sigma}(-1)^\mu P_\sigma^\tau.$$

$$[P_\mu^r, P_\tau^S]=\frac{1}{2}\sum\left[(-1)^\tau-(-)^{r+s}\right]K_{r\mu,s\tau}^{\tau\sigma}P_\sigma^\tau; \quad [P_\mu^r, A_\tau^{S+}]=\sum K_{r\mu,s\tau}^{\tau\sigma}A_\sigma^{\tau+},$$

где
$$K_{r\mu,s\tau}^{\tau\sigma}=\begin{cases}\sqrt{3}\hat{r}\hat{s}\langle r\mu s\sigma|\tau\sigma\rangle\begin{Bmatrix} r & s & \tau \\ 1 & 1 & 1\end{Bmatrix} & \text{для } k-\text{актив.}\\[2ex] -2\hat{r}\hat{s}\langle r\mu s\tau|\tau\sigma\rangle\begin{Bmatrix} r & s & \tau \\ {}^3\!/_2 & {}^3\!/_2 & {}^3\!/_2\end{Bmatrix} & \text{для } i-\text{актив.}\end{cases}$$

и $A_o^{o+} = S^+, \qquad A_\mu^{2+} = D_\mu^+$.

Как видно H_a имеет su_2 -динамическую симметрию а H_n -совпадает с Гамильтонианом Гинокчио [5], имеет Sp_6 и SO_8-симметрии в зависимости от k и i – активности операторов. Поэтому модельный Гамильтониан (12) имеет $Sp_6 \times su_2$ динамическую симметрию для k-активной схемы и $SO_8 \times su_2$-динамическую симметрию для i-активной схемы.

Для дальнейшего практического использования динамико-симметрический Гамильтониан удобно переписать посредством независимых Казимир операторов подгрупп, вытекающих из динамических групп.

$$H_6 = \varepsilon n - G_0 n(n-1)/4 + G_0\left[G_{SU_2}^T - \Omega(\Omega+2)/4\right] + B_2 C_{SU_3} - (3B_2/8)L^2,$$
$$H_8 = \varepsilon n - G_0 n(n-1)/4 + G_0\left[G_{SU_2}^T - \Omega(\Omega+2)/4\right] + B_2 C_{SO_6} - B_2 C_{SO_5}\,. \tag{13}$$

Параметры G_λ и $\hat{A}_r$ определяют глубину остаточного парного взаимодействия. Если рассматриваемая модель является самосогласованной, то эти параметры должны варьироваться систематически на малую величину по всем ядерным системам среднего и тяжелого атомных весов.

4. В данной работе рассмотрим только $SO_6 \otimes su_2$ предел (γ-нестабильный предел).

Этот предел ФМДС описывает γ-нестабильное поведение ядерных систем. Физическое условие для появления этого предела очень похоже на условие рождения SU_3 симметрии. В Гамильтониане H_6 определяемого равенстве (13): $G_{SU_2}^T = S^+S + S_0(S_0 - 1)$- Казимир оператор с собственными значениями $\frac{1}{4}(\Omega-\nu)(\Omega-\nu+2)$; $G_{SU_3} = \sum_{r=1.3} P^r P^r$ - Казимир оператор с собственным значением $\tau(\tau+3)$, также $G_{SO_6} = \sum_{1.2.3} P^r P^r$ - Казимир оператор с собственным значением $\sigma(\sigma+4)$.

Кроме того учитывая следующие соотношения между постоянными Гамильтонианов (13):

$$\eta_0 = (B_0 - G_0)/2 \quad \eta_1 = (B_0 - G_2)/2.$$

Легко написать собственные значения полного H_6 Гамильтониана. Энергия SO_6 предела при $\mu = 0$ равна:

$$E[N_1(\sigma\tau)n_\Delta L] = E_0(N_1) - A\sigma(\sigma+4) + B\tau(\tau+3) + CL(L+1), \tag{14}$$

где $A = G_2 - B_2; \qquad B = B_3 - B_2; \qquad C = (B_1 - B_3)/5$.

σ, τ-квантовые числа представлении $SO_6 \supset SO_5$ цепочки; n_Δ-дополнительное квантовое число. Для данного значения $N_1(\le \Omega/2)$ получаем:

$\sigma = N_1, N_1-2, N_1-4, ...0$ или 1; $\qquad \tau = 3n_\Delta + \lambda = \sigma, \sigma-1, \sigma-2, ..., 0$

$L = \lambda, \lambda+2, ..., 2\lambda-2,\ 2\lambda$.

Величину N_1 можно определить из минимума энергии основного состояния как в случае ротационного так и в случае γ-нестабильного предела (14). Например для γ-нестабильного предела $E_{g.s}(N_1) = E_0(N_1) - AN_1(N_1+4)$, для ротационного предела $E_{g.s}(N_1) = E_0(N_1) - \beta C(2N_1 O)$.

Из условия $\frac{\partial}{\partial N_1} E_{g.s}(N_1)|_{N_1 = N_{1g}} = 0$ находим:

$$a = \frac{2\Delta\varepsilon + \eta_1 - \eta_0 + 4A}{4(\eta_1 + \eta_0) - 2A}, \qquad b = \frac{2\eta_0}{2(\eta_1 + \eta_0) - A} \quad \text{для} \quad SO_6 \text{ - предела} \tag{15}$$

$$a = \frac{2\Delta\varepsilon + \eta_1 - \eta_0 + 6\beta}{4(\eta_1 + \eta_0) - 8\beta}, \qquad b = \frac{4\eta_0}{2(\eta_1 + \eta_0) - 4\beta} \quad \text{для} \quad SU_3 \text{ - предела} \tag{16}$$

SO_6 -предел ФМДС как по спектру так и по γ -переходам идентичны с O_6 -пределом МВБ [6].

Здесь также интересно заметить, что параметры A и B имеют примерно одинаковые и положительные значения, т.к. в этом пределе также превалирует квадруполь-квадрупольное взаимодействие которое является притягательной силой(т.е.$|B_2| >> |B_1|$, $|B_2| >> |G_2|$, $B_2 < 0$). А условие A=B хорошо известно из МВБ.

Таким образом, ФМДС в своем $\gamma-$нестабильном пределе дает главным образом микроскопическое обоснование МВБ.

5. Теперь рассмотрим сравнение ФДСМ с точной диагонализацией SU(6)-симметричного гамильтониана МВБ и с экспериментом.

Предельные случаи МВБ не могут последовательно объяснить свойства даже самых нижних состояний ядер в переходных областях. К этой области относятся изотопы платины и осмия. Эта область интересна сильной $\gamma-$нестабильной природой и в ней наблюдается, с точки зрения геометрической модели О. Бора - А.С. Давыдова, конкуренция между вытянутой и сплюснутой формами деформаций. Для описания свойств таких объектов, обладающих более сложной структурой ранее нашей группой было проведена точная диагонализация полного SU(6)-гамильтониана МВБ. Вот почему для приложения фермионной динамико-симметрической модели мы тоже выбрали структуру состояний таких ядер переходной области, в частности изотопов платины. И в данном параграфе мы обсудим и сравним результаты диагонализации уравнений ФДСМ с анализом структуры уровней изотопов платины проведенным методом точной диагонализации полного гамильтониана МВБ, а также с некоторыми другими подходами и экспериментальными данными.

В некоторых приложениях феноменологической МВБ изотопы платины рассматривались как типичный пример применения O(6) – динамико-симметричного бозонного предела. Как показали точная диагонализация бозонного SU(6)-гамильтониана свойства тяжелых изотопов платины являются в действительности сложной смесью SU(3) и O(6)-пределов МВБ, хотя они более близки к O(6)-динамико-симметричной асимптотике.

Как показали расчеты работ [6] с таким гамильтонианом структура бозонных уровней показывает сильную смесь вращательных и колебательных степеней свободы рассматриваемых ядер.

В таблице 1 даны параметры теории ФДСМ, соответственно вычисленные для согласованного описания энергетического спектра и электромагнитных переходов внутри и между полосами состояний.

Таблица 1 - Значения параметров гамильтониана ФДСМ для четных изотопов платины (Мэв)

A	$G_{O\pi}$	$G_{o\pi}$	$B_{2\pi}$	B_{2N}	$B_{2\pi\nu}$
190	0,40	0,39	0,11	0,12	0,03
192	0,44	0,42	0,12	0,17	0,04
194	0,48	0,45	0,14	0,19	0,06
196	0,51	0,47	0,16	0,20	0,07

В таблице 2 даны сравнительные спектры ираст-полос, полученные по ФДСМ и точной диагонализации МВБ в сравнений с их экспериментальными значениями для ядер $^{190,192,194}Pt$ [7]. В них мы даем сравнительный анализ только для одной ираст-полосы каждого ядра.

Таблица 2 - Сравнение экспериментальной ираст-полосы ^{190}Pt и ^{192}Pt с вычисленными по ФДСМ и МВБ их значениями (Мэв)

I_π	эксперимент	ФДСМ	МВБ	I_π	эксперимент	ФДСМ	МВБ
^{190}Pt				^{192}Pt			
0_1^+	0	0	0	0_1^+	0	0	0
2_1^+	0,30	0,30	0,32	2_1^+	0,32	0,32	0,32
4_1^+	0,74	0,72	0,78	4_1^+	0,78	0,76	0,76
6_1^+	1,29	1,24	1,28	6_1^+	1,37	1,34	1,28
8_1^+	1,92	1,89	1,80	8_1^+	2,02	1,98	1,94
10_1^+	2,25	1,17	2,40	10_1^+	2,52	2,50	2,34
12_1^+	2,73	2,64	2,82	12_1^+	2,62	2,64	2,62
14_1^+	3,06	2,98	3,36	14_1^+	3,00	3,02	3,02
16_1^+	3,77	3,61	3,72	16_1^+	3,54	3,56	3,44
18_1^+			4,16	18_1^+	4,20	4,25	3,86

В таблице 3 даны сравнение экспериментального значения энергии β и $\gamma-$ полосы для ядер $^{190,192,194}Pt$ с вычисленными по ФДСМ и МВБ их значениями.

Таблица 3 - Сравнение экспериментальных $\beta-$и $\gamma-$ полос ^{190}Pt и ^{192}Pt с вычисленными по ФДСМ и МВБ их значениями (Мэв)

I^π	эксперимент	ФДСМ	МВБ	I^π	эксперимент	ФДСМ	МВБ
^{190}Pt				^{192}Pt			
2_2^+	0,60	0,58	0.60	2_2^+	0,61	0,60	0.60
3_1^+	0,92	0,89	1,05	3_1^+	0,92	0,90	0,99
4_2^+	1,13	1,10	1,07	4_2^+	1,20	1,17	1,11
5_1^+	1,45	1,46	1,55	5_1^+	1,48	1,45	1,55
6_2^+	1,73	1,70	1,65	6_2^+	1,65	1,61	1,70
7_1^+	1,95	1,91	2,0	7_1^+	2,11	2,06	2,0
8_2^+	2,03	2,0	2,15	8_2^+	2,15	2,10	2,15
9_1^+	2,43	2,45	2,55	9_1^+	2,36	2,39	2,24
10_2^+	2,52	2,50	2,70	10_2^+	2,61	2,58	2,42
0_2^+	0,92	0,95	0,95	0_2^+	1,01	1,0	0,95
2_3^+	1,20	1.22	1.25	2_3^+	1,25	1.23	1.17
4_3^+	1,49	1,51	1,63	4_3^+	1,68	1,60	1,51
6_3^+	1,97	1,99	2.06	6_3^+	2,02	1,98	1.88
8_3^+	2,20	2.20	2.41	8_3^+	2,35	2.30	2.12

Как видно из таблиц, все известные состояния рассматриваемых ядер в области возбуждения до 4МэВ хорошо описываются обеими теориями в пределах точности 5-10% к экспериментальным значениям, хотя точность SU(6)-симметрии несколько хуже. По отдельным состояниям эта точность доходит до 20%. Главное, обе теории хорошо передают наличие сферических состояний, наряду с ротационными и объясняет в них так называемый эффект «бэкбендинга», который заключается в том, что разность энергии $\Delta E_I = E_I - E_{I-2}$ при малых значениях углового момента пропорциональна I -угловому моменту, а с некоторого значения I_c она резко уменьшается. Для ядер $^{190,192}Pt$ эта закономерность изменяется с $I_c = 12$, а для ^{194}Pt $I_c = 10$. Так, например у ^{190}Pt $\Delta E(8^+ \to 10^+) = 0{,}62$ МэВ, а $\Delta E(10^+ \to 12^+) = 0{,}12$ МэВ.

В работе приведен также расчет приведенных вероятностей $\gamma-$переходов как по ФДСМ так и по МВБ и вычисленные их значения сравнены с экспериментом. Наиболее полные данные приводятся в экспериментах по ядрам $^{192,194,196}Pt$. Результаты расчетов и соответствующие экспериментальные данные приведены в таблице 4.

Таблица 4 - Приведенные вероятности электромагнитных $E2$ переходов в ядрах $^{192,194,196}Pt$ в ед. $e^2\hat{a}^2$, вычисленные по ФДСМ и МВБ и сравнение с экспериментальными данными

B(E2)	A=192			A=194			A=196		
	эксп	ФДСМ	МВБ	эксп	ФДСМ	МВБ	эксп	ФДСМ	МВБ
$2_1^+ \to 0_1^+$	0,36	0,35	0,30	0,32	0,30	0,30	0,30	0,30	0,31
$4_1^+ \to 2_1^+$	0,58	0,52	0,41	0,52	0,49	0,37	0,46	0,40	0,37
$6_1^+ \to 4_1^+$	0,47	0,44	0,48	0,48	0,46	0,42	0,42	0,36	0,41
$8_1^+ \to 6_1^+$	0,31	0,38	0,49	0,36	0,34	0,44	0,32	0,32	0,47
$10_1^+ \to 8_1^+$	-	10^{-3}	0,01	10^{-3}	10^{-4}	10^{-3}	-	10^{-4}	10^{-2}
$2_2^+ \to 0_1^+$	0,005	0,04	0,02	10^{-3}	10^{-3}	10^{-2}	$2\ 10^{-3}$	$3\ 10^{-3}$	10^{-3}
$2_2^+ \to 2_1^+$	0,46	0,44	0,27	0,58	0,49	0,31	0,22	0,19	0,23
$4_2^+ \to 2_1^+$	-	-		0,01	0,02	0,01	0,03	0,06	0,09
$4_2^+ \to 4_1^+$	-	10^{-3}	0,03	0,77	0,81	0,25	0,35	0,27	0,17
$3_1^+ \to 2_1^+$	0,004	0,18	0,11	-	-	-	-	-	-
$3_1^+ \to 4_1^+$	0,20	-	-	-	-	-	-	-	-

Из последней таблицы видно, что зависимость экспериментальных величин $B(E2, I \to I-2)$ от спина в основной полосе имеет максимум при переходе $4^+ \to 2^+$. Подобное поведение этой зависимости нельзя объяснить ни с помощью чистого вибрационного ни с помощью ротационного пределов МВБ.

Таким образом величины $B(E2)$ могут сыграть важную роль в определении истинных значений параметров модели а также коэффициентов разложения волновой функций состояний.

Все это показывает, что во многих случаях предельные варианты МВБ могут очень плохо работать. Но точная диагонализация полного гамильтониана $s-d$ модели МВБ может дать вполне удовлетворительные результаты. В то же время мы убеждаемся, что фермионная модель имеет больше возможностей в описании коллективных степеней свободы ядерных систем. Однако в этом случае полный гамильтониан сильно усложнится и требует дальнейшего исследования фермионной структуры коллективных возбуждений.

Литература

1. Wu Ch. L., Feng D.H., Chen X-G., Chen J.Q., Gnidry M.W. // Phys. Rev. C. 1987. Vol. 36. P. 1157-1180.
2. Бактыбаев К. // Изв. НАН РК. Сер. физ. мат. 2003. №6. С. 25-30.
3. Бактыбаев К., Койлык Н.О., Раманкулов К.Е. // Вестник КазНУ. Сер.физ. 2005. №2. С. 65.
4. Baktybaev K., Koilyk N.O., Ramankulov K.E. //The fourth Eurasian conference on nuclear Science and its applications. Baku, 2006. P. 56.
5. Gioncchio J.N. // Ann. Phys. 1980. Vol. 126. P. 234 - 252.
6. Бактыбаев К., Стрыгин Д.П. // Изв. АН Каз ССР. Сер.физ. 1981. №6. С. 31-36.
7. Бекжанов Р.Б., Беленький В.М., Золюбовский И.И., Кузниченко А.В. Справочник по ядерной физике. Ташкент, 1989. 485с.

$\gamma -$ ОРНЫҚСЫЗ ЯДРОЛАРДЫҢ КҮЙЛЕРІНІҢ ДИНАМИКАЛЫ-СИММЕТРИЯЛЫ ФЕРМИОНДЫ ҚҰРЫЛЫСЫ

Қ. Бақтыбаев, Н.О. Қойлық, К.Е. Раманқұлов

Деформацияланған ядроларға қолдану мақсатында әсерлесуші бозондар моделі фермион-нуклондық негізде жасалады. Осы мақсат үшін нуклондық-қабықшалық өте үлкен кеңістіктен SD-қос фермиондық кеңістік бөлініп алынды. Мұндай SD-қос бөлшектерін кеңістіктегі ядро нуклондары өзара монопольді квадруполь-квадрупольді күштермен әсерлеседі. Осы теорияның SO(6)-варианты Pt ядросының $\gamma -$ изотоптарына қолданды.

DYNAMICAL-SYMMETRICAL FERMION THE STRUCTURE OF STATES OF THE $\gamma -$ NUCLEI

K. Baktybaev, N.O. Koilyk, K.E. Ramankulov

The Fermion Dynamical Symmetry Model is a pawerfull method for describing the microscopic structure of collective excitations in heavy nuclei. By assuming that coherent S and D pairs are the most important building blocs in low-energy collective states the model is deeply rooted in the shell structure of nuclei. The isotopes of Pt is analyzed extensively and concept jf an effective SO(6) symmetry in the theory is examined.