第18卷 第5期 高能物理与核物理 Vol. 18, No. 5
1994年5月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS May, 1994

转动区偶偶核正宇称态的八极关联效应

钱诚德
（上海交通大学应用物理系 上海 200030）

1993年2月1日收到

摘　要

运用了 $U_{sdpf}(16)$ 相互作用玻色子模型讨论了八极自由度 p 和 f 玻色子对转动区偶偶核正宇称态的效应．结果表明，偶数个 p 和 f 玻色子的组态能够混入到通常的基态带，β 和 γ 振动带，并且自然地形成 $K^\pi=1^+$、3^+ 等转动带．这一结果与 $U_{sdg}(15)$-IBM 相类似．本文还简要地给出了基态带间的 $E2$ 约化跃迁几率，其结果与 $U_{sd}(6)$-IBM 相一致．

关键词 $U_{sdpf}(16)$-IBM，八极关联，^{176}Hf，$K^\pi=1^+$、3^+ 转动带．

1 引　言

相互作用玻色子模型（简称 IBM[1]）成功地对偶偶核低集体运动态进行了描述．最近的一些研究工作表明，在 IBM 中，除了 sd 玻色子外，同时引入 p 和 f 玻色子已越来越显得是必要的．特别地，J. Engel 和 F. Iachello 运用了 $U_{sdpf}(16)$-IBM，在单玻色子能量 $\varepsilon_s\approx\varepsilon_d\approx\varepsilon_p\approx\varepsilon_f$ 情况下，对于核素 ^{218}Ra，考虑了多个 p 和 f 玻色子的作用．他们指出：少量的 pf 玻色子成分会混入到正宇称基态带中去，如基态的八极关联[2]．此外，$U_{sd}(6)$-IBM 虽然在描述核的四极振动或形变上取得了很大成功，但是不能解释转动核区的正宇称奇 K 带，如 $K^\pi=1^+$、3^+ 带．为了讨论这类激发带，有些作者在原有 IBM 中引入了十六极自由度（g 玻色子）[3,4]．然而，我们的工作表明，如果不引入 g 玻色子，而只考虑偶数个 pf 玻色子的相互作用，也会自然地产生出奇 K^π 转动带，如 $K^\pi=1^+$、3^+ 带．所以，这些奇 K^π 带同时也可以被看作是转动核中，偶数个 pf 玻色子的关联效应．本文的目的是运用 $U_{sdpf}(16)$-IBM，在单玻色子能量 $\varepsilon_p\approx\varepsilon_f\gg\varepsilon_s\approx\varepsilon_d$ 的情况下，讨论偶数个负宇称 pf 玻色子的相互作用对转动核正宇称态能谱的影响．

2 模型和对称性

为了构造唯象模型，假设这个相互作用玻色子系统的玻色子符合 IBM 的基本假定[1]，体系的玻色子可以占据四种能级，即 s 态（$J^\pi=0^+$），d 态（$J^\pi=2^+$），p 态（$J^\pi=1^-$）和 f 态（$J^\pi=3^-$）．这个系统具有 $U_{sdpf}(16)$ 群动力学对称性．在单玻色子能量 $\varepsilon_p\approx\varepsilon_f\gg\varepsilon_s\approx\varepsilon_d$ 的情况下，正宇称 s,d 玻色子和负宇称 p,f 玻色子将被分成两个子

系统，它们之间通过相互作用进行耦合，即体系具有 $U_{sd}(6)\otimes U_{pf}(10)$ 群动力学对称性。把这个系统分两种情况进行考虑：(1)当玻色子数 $n_s+n_d=N, n_p+n_f=0$ 时，系统具有 $U(6)$ 群动力学对称性。这就是大家所熟悉的 $U_{sd}(6)$-IBM 中的正宇称态。(2) 虽然 d 玻色子在描述正宇称态上有着重要的意义，但这里为了避免 d 玻色子的作用，以便直接讨论多个 p f 玻色子相互作用对态的影响，又基于单玻色子能量 $\varepsilon_p\approx\varepsilon_f\gg\varepsilon_s\approx\varepsilon_d$ 的情况，我们把 d 玻色子数固定[2]，考虑玻色子数 $n_s+n_p+n_f=N$, $n_d=0$ 的情况，体系具有 $U_{sdpf}(16)\supset U_d(5)\otimes U_{spf}(11)$[5] 群链的动力学对称性。这样的多个 s，p 和 f 玻色子相互作用系统可以被用来同时描述正负宇称态，其中的正宇称态将混入到通常的 $U_{sd}(6)$-IBM 正宇称态中去。系统中 s 玻色子与 p、f 玻色子宇称不同，它们之间可以通过耦合处理。这样，体系具有 $U_{spf}(11)\supset U_s(1)\otimes U_{pf}(10)$ 群动力学对称性。其中，s 玻色子可以使系统的总玻色子数守恒，而对能级的分裂没有影响。所以，系统的动力学对称性主要取决于 $U_{pf}(10)$ 群的性质。$U_{pf}(10)$ 群包含有 $U_{sd}(6)$ 群中的三种子群链[2,6,7]

$$U_{pf}(10)\supset SU_{pf}(5)\supset SO(5)\supset SO(3). \tag{1}$$

$$U_{pf}(10)\supset SU_{pf}(3)\supset SO(3). \tag{2}$$

$$U_{pf}(10)\supset SO_{pf}(6)\supset SO(5)\supset SO(3). \tag{3}$$

这样由 s，p 和 f 相互作用玻色子系统所描述的正宇称态就可以和 $U_{sd}(6)$-IBM 的三种极限情况进行比较。其中 $U_{pf}(10)\supset SU_{pf}(3)\supset SO(3)$ 极限对应于转动极限，本文将运用这个子群链对转动核进行讨论。

3 $U_{spf}(11)$-IBM 及 $SU_{pf}(3)$ 转动极限

为了构造体系的哈密顿算符，定义球面张量算符如下：

产生算符 $$s^+, p_\mu^+(\mu=0,\pm1), f_\mu^+(\mu=0,\pm1,\pm2,\pm3). \tag{4}$$

消灭算符 $$\tilde{s}=s, \tilde{p}_\mu=(-1)^{1-\mu}p_{-\mu}(\mu=0,\pm1),$$

$$\tilde{f}_\mu=(-1)^{3-\mu}f_{-\mu}(\mu=0,\pm1,\pm2,\pm3). \tag{5}$$

它们满足对易关系：

$$[s,s^+]=1, [p_\mu,p_{\mu'}^+]=\delta_{\mu\mu'}, [f_\mu,f_{\mu'}^+]=\delta_{\mu\mu'}. \tag{6}$$

其余的对易关系均为零。由它们可以构成产生算符和消灭算符的双线性乘积形式

$$G_{\mu\mu'}=b_\mu^+b_{\mu'},$$

共 121 个算符，而这些算符可以看成是 $U_{spf}(11)$ 群的生成元。为了讨论 p 和 f 玻色子的作用，采用了以 p 和 f 玻色子作为基本玻色子的相互作用系统，把 s 玻色子作耦合处理。由 p 和 f 玻色子组成的系统具有 $U_{pf}(10)$ 群对称性。由于这个系统态的宇称与 pf 玻色子总数的奇偶性有关[7,8]，为了讨论正宇称态，就必须使 $N(=n_p+n_f)$ 为偶数，考虑到总玻色子数守恒，可以采用 $U_{spf}(11)$-IBM。

因为单个 p 和 f 玻色子态具有 $SU(3)$ 群 (3、0) 不可约表示相同的变换性质，所以 pf 玻色子算符可以组成 $SU(3)$ 代数，它的生成元是[9]

$$\hat{L}=\sqrt{2}\,(p^+\tilde{p})^{(1)}+2\sqrt{7}\,(f^+\tilde{f})^{(1)}. \tag{7}$$

$$\hat{Q}=-\frac{9\sqrt{2}}{5}(p^+\tilde{p})^{(2)}-\frac{6\sqrt{7}}{5}(f^+\tilde{f})^{(2)}+\frac{2}{5}\sqrt{42}[(p^+\tilde{f})^{(2)}+(f^+\tilde{p})^{(2)}]. \tag{8}$$

系统的哈密顿算符为

$$\begin{aligned}H_{pf}&=H_p+H_f+V_{pf}\\&=\varepsilon_p\sum_{m=-1}^{+1}p_m^+p_m+\varepsilon_f\sum_{m=-3}^{+3}f_m^+f_m\\&+\sum_{L=0,2}\frac{1}{2}(2L+1)^{1/2}C_{pL}[(p^+p^+)^{(L)}(\tilde{p}\tilde{p})^{(L)}]^{(0)}\\&+\sum_{L=0,2,4,6}\frac{1}{2}(2L+1)^{1/2}C_{fL}[(f^+f^+)^{(L)}(\tilde{f}\tilde{f})^{(L)}]^{(0)}\\&+\sum_{L=0,2}\frac{1}{2}(2L+1)^{1/2}C_{pfL}[(f^+f^+)^{(L)}(\tilde{p}\tilde{p})^{(L)}+(p^+p^+)^{(L)}(\tilde{f}\tilde{f})^{(L)}]^{(0)}\\&+\sum_{L=2,4}v_L[(f^+f^+)^{(L)}(\tilde{f}\tilde{p})^{(L)}+(f^+p^+)^{(L)}(\tilde{f}\tilde{f})^{(L)}]^{(0)}\\&+u_2[(p^+p^+)^{(2)}(\tilde{f}\tilde{p})^{(2)}+(f^+p^+)^{(2)}(\tilde{p}\tilde{p})^{(2)}]^{(0)}.\end{aligned} \tag{9}$$

其中 $\varepsilon_p,\varepsilon_f,C_{pL},C_{fL},C_{pfL},v_L,u_2$ 等为参量. 在 $SU(3)$ 极限情况下,体系的哈密顿算符可以写为

$$H=-\kappa\sum_{ij}\hat{Q}_i\cdot\hat{Q}_j-\kappa'\sum_{ij}\hat{L}_i\cdot\hat{L}_j. \tag{10}$$

其中 $\hat{L}_i$ 是第 i 个玻色子的角动量算符，$\hat{Q}_i$ 是第 i 个玻色子的四极算符，κ 表示四极-四极相互作用强度，κ' 表示角动量-角动量相互作用强度.

这种形式的哈密顿算符 H，在 SU (3) 群中是对角的. H 的本征态可以用子群链 $SU(10)\supset SU(3)\supset SO(3)$ 中表征各子群的不可约表示的量子数来标记. 态的波函数可以用 $|[N](\lambda\mu)KLM\rangle$ 表示. 这里 $[N]$ 表示 $SU(10)$ 群的全对称不可约表示,$(\lambda\mu)$ 是 $SU(3)$ 群的不可约表示，L,M 分别代表体系的总角动量和它在 z 方向上的投影,即分别是 $SO(3)$ 群和 $SO(2)$ 群的量子数. 这里的 K 为 L 在本体轴上投影的附加量子数.

把 H 作用到态 $|[N](\lambda\mu)KLM\rangle$ 上得到能量的本征值为:

$$E([N](\lambda\mu)KLM)=\alpha L(L+1)-\beta C(\lambda\mu). \tag{11}$$

其中 $C(\lambda\mu)=\lambda^2+\mu^2+\lambda\mu+3(\lambda+\mu),\alpha=\frac{3}{4}\kappa-\kappa',\beta=\kappa$. 能量对 K,M 是简并的.

把 H 作用到态 $|[N-1](\lambda\mu)KLM\rangle$ 上还可以得到另一组能量本征值为:

$$E([N-1](\lambda\mu)KLM)=\alpha'L(L+1)-\beta'C(\lambda\mu), \tag{12}$$

其中 α',β' 为参量. $\alpha'=\frac{3}{4}\kappa''-\kappa''',\beta'=\kappa''$.

可以证明，当 $N \geqslant 4$[9] 时，$SU(10)$群的全对称表示 $[N]$ 对于 $SU(3)$ 的分解中，按照 $SU(3)$ 群不可约表示的二次 Casimir 算符本征值，由大到小的顺序排列，前四个 $SU(3)$ 表示是 $(3N,0)$,$(3N-4,2)$,$(3N-6,3)$ 和 $(3N-8,4)$。表示越大对应于带首能量越低。最低能带对应于 $(3N,0)$ 表示，由 $SU(3)\supset SO(3)$ 的约化分支律得到态的角动量为：

$$L = 0,2,4,\cdots,3N-2,3N. \text{（}N\text{ 为偶数）}; \tag{13}$$

$$L = 1,3,5,\cdots,3N-2,3N. \text{（}N\text{ 为奇数）}. \tag{14}$$

所以，最低能带的态的角动量值将随总玻色子数 N 的奇偶性而不同。在这一点上，$U_{pf}(10)$-IBM 显著地不同于 $U_{sd}(6)$-IBM。当总玻色子数 N 为偶数时，采用 $U_{pf}(10)$-IBM，可以得到低激发态中的正宇称能谱。

为了便于与 $SU(6)\supset SU(3)$ 约化的分支律进行比较，把 $SU(10)\supset SU(3)$ 约化的结果分成两组：

$$[N]_{SU(10)} \supset \left[\begin{array}{l} (3N,0)\oplus(3N-4,2)\oplus(3N-8,4)\oplus(3N-12,6)\oplus\cdots \\ (3N-6,0)\oplus(3N-10,2)\oplus\cdots \\ (3N-12,0)\oplus\cdots \\ \cdots \end{array}\right.$$

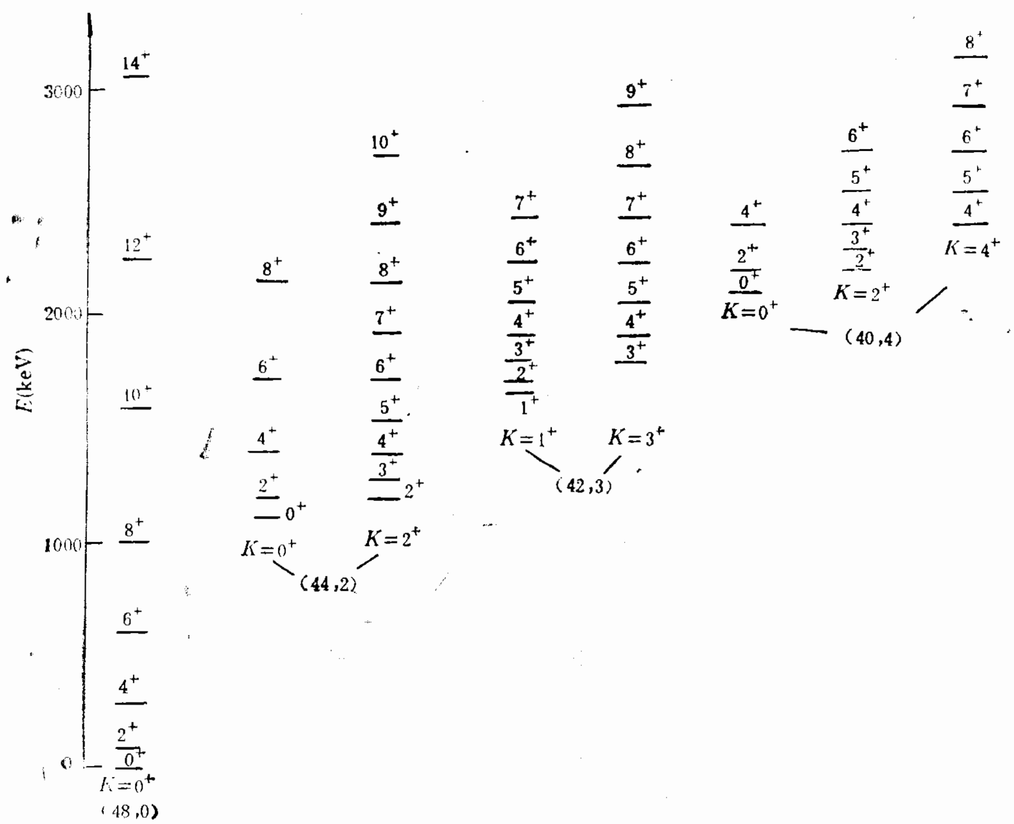

图 1　具有 $SU(3)\subset U(10)$ 极限的典型理论能谱

$N=16$，括号内 λ 和 μ 的值标记 $SU(3)$ 表示 $(\lambda\mu)$

$$\oplus\begin{bmatrix}(3N-6,3)\oplus(3N-8,1)\oplus\cdots \\ (3N-9,3)\oplus\cdots\end{bmatrix} \tag{15}$$

其中前组中的 $SU(3)(\subset SU(10))$ 表示可以与 $SU(6)\supset SU(3)$ 的约化结果对应，它们的对应项包含了相同的低角动量值，而后组中的 $SU(3)$ 表示却没有对应的项．这样从能谱看 $U_{\mathrm{pf}}(10)\supset SU(3)$ 中除了包含 $U_{\mathrm{sd}}(6)\supset SU(3)$ 中所有的态以外，还增加了一些能谱，如与 $(3N-6,3)$ 表示对应的转动带．从 $SU(3)\supset SO(3)$ 约化分支律可以看出，这正与 $K^{\pi}=1^{+}$、3^{+} 转动带相对应．这样，$U_{\mathrm{pf}}(10)$-IBM 中的态的一部分将混入到通常的 $U_{\mathrm{sd}}(6)$-IBM 相应的态中去，另外，这个模型还会形成一些奇 K^{π} 转动带．

从上面的讨论中，我们可以看出，总玻色子数 N 为偶数时，$U_{\mathrm{pf}}(10)$-IBM 能够描述正宇称态．如图 1．为了使 N 为奇数时，也能描述正宇称态，我们可以采用引入 s 玻色子的 $U_{\mathrm{spf}}(11)$-IBM，并且做如下考虑：

(1) 当 N 为偶数时，取特殊情况 $n_{\mathrm{s}}=0$，$n_{\mathrm{p}}+n_{\mathrm{f}}=N$，其中 $n_{\mathrm{s}},n_{\mathrm{p}},n_{\mathrm{f}}$ 分别表示 s，p，f 玻色子数．总玻色子数 N 守恒．$n_{\mathrm{s}}+n_{\mathrm{p}}+n_{\mathrm{f}}=N$．体系的哈密顿算符 $H=H_{\mathrm{pf}}$．系统具有 $U_{\mathrm{pf}}(10)$ 群动力学对称性．可以直接运用 $U_{\mathrm{pf}}(10)$-IBM 中 N 为偶数的结果．

(2) 当 N 为奇数时，取特殊情况 $n_{\mathrm{s}}=1$．此时 $n_{\mathrm{p}}+n_{\mathrm{f}}=N-1$．体系的哈密顿算符，除了 pf 算符项以外，还出现与一个 s 玻色子算符有关的项．把 s 玻色子与 pf 玻色子之间用耦合处理．这时系统就具有 $U_{\mathrm{spf}}(11)\supset U_{\mathrm{s}}(1)\otimes U_{\mathrm{pf}}(10)$ 群链对称性．体系的哈密顿算符 $H=H_{\mathrm{s}}+H_{\mathrm{pf}}+V_{\mathrm{spf}}$，即

$$H=H_{\mathrm{pf}}+\varepsilon_{\mathrm{s}}+u_{2\mathrm{p}}[(s^{+}\tilde{s})^{(0)}(p^{+}\tilde{p})^{(0)}]^{(0)}+u_{2\mathrm{f}}[(s^{+}\tilde{s})^{(0)}(f^{+}\tilde{f})^{(0)}]^{(0)}. \tag{16}$$

其中 $\varepsilon_{\mathrm{s}},u_{2\mathrm{p}},u_{2\mathrm{f}}$ 为参量．因为 $(s^{+}\tilde{s})^{(0)}=\hat{n}_{\mathrm{s}}$，$(p^{+}\tilde{p})^{(0)}=\frac{1}{\sqrt{3}}\hat{n}_{\mathrm{p}}$，$(f^{+}\tilde{f})^{(0)}=\frac{1}{\sqrt{7}}\hat{n}_{\mathrm{f}}$，其中 $\hat{n}_{\mathrm{s}},\hat{n}_{\mathrm{p}}$ 和 $\hat{n}_{\mathrm{f}}$ 分别表示 s，p 和 f 玻色子数算符．由于 $\hat{n}_{\mathrm{s}}$ 的本征值为 1，而后两项可以合并到 H_{pf} (9)式中，ε_{s} 可以吸收到结合能中去，所以在 $SU(3)$ 极限情况下，可以得到下面形式的体系哈密顿算符：

$$H=\left(\frac{3}{4}\kappa''-\kappa'''\right)\hat{L}^{2}-\kappa''\hat{C}(\lambda\mu). \tag{17}$$

其中 $\hat{C}(\lambda\mu)$ 为 $SU(3)$ 群二次 Casimir 算符，由于参数 $\varepsilon_{\mathrm{p}},\varepsilon_{\mathrm{f}}$ 已改变，所以参数 κ,κ' 也要相应地改变为 κ'',κ'''，把上式改记为：

$$H=\alpha'\hat{L}^{2}-\beta'\hat{C}(\lambda\mu), \tag{18}$$

其中 $\alpha'=\frac{3}{4}\kappa''-\kappa'''$，$\beta'=\kappa''$．此时体系的波函数为 $|[N-1](\lambda\mu)KL',\ s;LM\rangle$，这个波函数是由 $|[N-1](\lambda\mu)KL'\rangle$ 与 $|s00\rangle$ 耦合而成的．因为 s 玻色子的角动量 $L=0$，L 的 z 分量 $M=0$，所以耦合后的波函数形式较简单：

$$\begin{aligned}|[N-1](\lambda\mu)KL',s;LM\rangle&=|[N-1](\lambda\mu)KL'\rangle|s00\rangle\\&=|[N-1](\lambda\mu)KLM\rangle.\end{aligned} \tag{19}$$

把 H 作用在态 $|[N-1](\lambda\mu)KL',s;LM\rangle=|[N-1](\lambda\mu)KLM\rangle$ 上得到能量的本征值为

$$E([N-1](\lambda\mu)KL',s;LM)=E([N-1](\lambda\mu)KLM)$$

$$= \alpha' L(L+1) - \beta' C(\lambda\mu). \tag{20}$$

这样，体系的波函数可以用 $n_p + n_f = N - 1$ 时 $U_{pf}(10)$-IBM 的波函数来表示，并得到相应的能量本征值。总之，当 N 为奇数时，正宇称态可以用 $n_p + n_f = N - 1$ 时 $U_{pf}(10)$-IBM 的解析公式来表示。

4 理论与实验的比较

在转动区内，偶偶核 ^{160}DY，^{162}DY，^{168}Yb，^{168}Er，^{172}Yb，^{176}Hf，^{234}U 和 ^{246}Cm[4] 具有 $K^{\pi} = 1^+$、3^+ 等转动带。以 ^{176}Hf[10] 为例，把 $SU(3) \subset U_{pf}(10)$ 理论谱与实验结果进行了比较，理论谱得到了较好的证实。参见图 2。

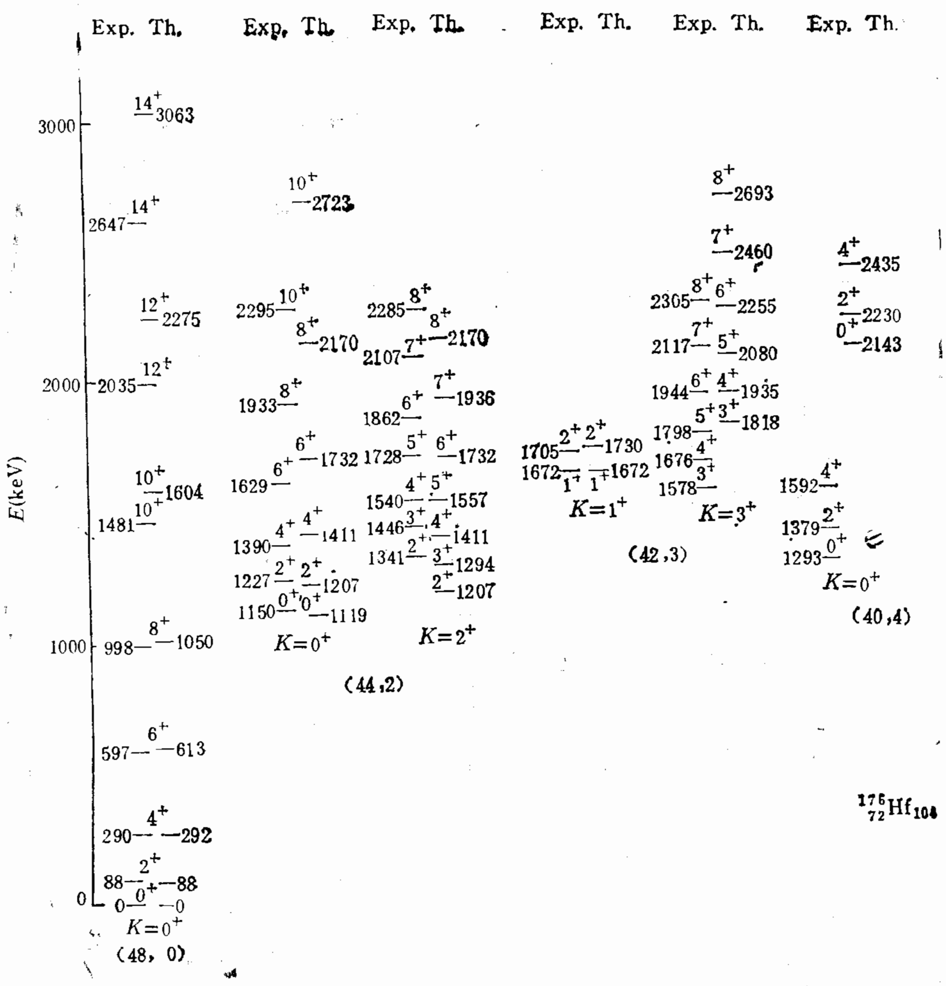

图 2 $^{176}_{72}\mathrm{Hf}_{104}(N=16)$ 的理论能谱与实验能谱的比较

理论公式为(11)式，参数值 $\kappa = 3.968$(keV)，$\kappa' = -11.61$ (keV)

实验值取自文献[10]。

5 $E2$ 跃 迁

在 $SU(3)$ 极限下，一般的 $E2$ 跃迁算符可以写为

$$\hat{T}^{(E2)} = \alpha_2 \hat{Q}^{(2)}. \tag{21}$$

其中 $\hat{Q}^{(2)}$ 是 $SU(3)$ 的一个生成元，α_2 是 $E2$ 的有效电荷，因此，$\hat{T}^{(E2)}$ 也是 $SU(3)$ 的一个生成元。

虽然，在 $U_{pf}(10)$-IBM 和 $U_{sd}(6)$-IBM 中的 $\hat{T}^{(E2)}$ 算符形式上不同，但是它们具有相同的 $SU(3)$ 变换性质。运用文献[1]中所叙述的计算方法，就可以得到 $\hat{Q}^{(2)}$ 的约化矩阵元，特别重要的是在基态带间 $E2$ 跃迁的约化跃迁几率 B_g，注意到基态带所对应的表示为 $(3N,0)$ 而不是 $(2N,0)$，得到

$$B_g(E2, L+2 \to L) = \alpha_2^2 \frac{3}{4} \frac{(L+2)(L+1)}{(2L+3)(2L+5)} (3N-L)(3N+L+3), \tag{22}$$

和基态带中各态的电四极矩为

$$Q(L) = -\alpha_2 \left(\frac{16\pi}{40}\right)^{1/2} \frac{L}{2L+3} (6N+3). \tag{23}$$

而由几何模型（Bohr & Mottelson, 1975）得出的结果是

$$B_g(E2, L+2 \to L) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \frac{3}{2} \frac{(L+2)(L+1)}{(2L+3)(2L+5)}, \tag{24}$$

和

$$Q(L) = -eQ_0 \frac{L}{2L+3}. \tag{25}$$

比较(23)和(25)式，我们可以看到，在 $SU(3)$ 极限下内禀电四极矩所起的作用是

$$eQ_0 \to \alpha_2 \left(\frac{16\pi}{40}\right)^{1/2} (6N+3). \tag{26}$$

由此可以看出 $B_g(E2)$ 与玻色子数的平方成正比，因而在 $SU(3)$ 极限下，$U_{pf}(10)$-IBM 和 $U_{sd}(6)$-IBM 一样，也能得到强 $E2$ 跃迁的结论；此外，它还可以得出类似于 $U_{sd}(6)$-IBM 的，关于 β 带间，γ 带间的 $E2$ 跃迁几率公式等，值得注意的它还可以讨论 $K^\pi = 1^+, 3^+$ 奇 K 带间的跃迁几率，这也是在 $U_{sd}(6)$-IBM 中无法讨论的，限于篇幅不在这里一一叙述。

6 结论与讨论

从 $U_{spf}(11)$-IBM 的 $SU(3)$ 极限中，可以看到，偶数个 pf 玻色子的相互作用会形成正宇称态。它们中的一部分组态将混入到通常的 $U_{sd}(6)$-IBM 的正宇称低集体运动态中去，如基态转动带，β、γ 振动转动带等，形成了正宇称态的八极关联，其中特别地存在着基态的八极关联。另外，它们还会自然地形成简并的带首为奇 K 的转动带，如 $K^\pi = 1^+$、$^+3$ 带等。这样 $U_{spf}(11)$-IBM 一方面与 $U_{sd}(6)$-IBM 对于正宇称转动带的描述是相容

的，另一方面它还会产生 $U_{sd}(6)$-IBM 中所缺少的有意义成分。在这一点上，$U_{spf}(11)$-IBM 与 $U_{sdg}(15)$-IBM 具有相类似的结果。

所以，在实验上，核素中所出现的 $K^{\pi}=1^{+}$、3^{+} 等转动带也可以被看作是正宇称态中存在八极关联的效应，为进一步讨论核的八极激发性质提供了信息。

从基态带的 $E2$ 跃迁来看，$U_{spf}(11)$-IBM 与 $U_{sd}(6)$-IBM 也是一致的，关于电磁跃迁，将在另外的文章中给予进一步的讨论。

作者对周孝谦教授的有益讨论表示感谢。作者还要对孙洪洲教授、韩其智教授和沈洪清教授等对本文的许多有益建议表示感谢。

参　考　文　献

[1] A. Arima and F. Iachello, *Ann. Phys.*, **99** (1976) 253; **111** (1978) 201; **123** (1979) 468.
[2] J. Engel and F. Iachello, *Nucl. Phys.*, **A472** (1987) 61.
[3] H. C. Wu, *Phys. Lett.*, **110B** (1982) 1.
[4] 曾家刚、廖继志，高能物理与核物理，**11**(1987)409.
[5] D. Kusnezov, *J. Phys.*, **A23** (1990) 5673.
[6] 吴华川，高能物理与核物理，**10**(1986)605.
[7] Sun Hongzhou et al., *Chin. J. Nucl. Phys.*, **13** (1991) 121.
[8] Qian Chengde *Chin. J. Nucl. Phys.*, **12**(1990) 193.
[9] 钱诚德，原子核物理，**4**(1982)223.
[10] D. J. Horen, *Nucl. Data Sheets*, **19**(1976) 383.

Effects of Positive-Parity States Octupole Correlations for Even-Even Nuclei in Rotational Regions

Qian Chengde
(*Shanghai Jiaotong University*, *Shanghai* 200030)
Received on February 1, 1993

Abstract

Within the framework of the U_{sdpf} (16) interacting boson model, effects of the octupole degree of freedom p-and f-bosons on the positive-parity states of even-even nuclei in rotational regions are discussed. It is shown that configurations of an even number of p-and f-bosons not only can be incorporated into the usual ground state band, β-、γ-vibrational bands, but also naturally form the $K^{\pi}=1^{+}$、3^{+} rotational bands etc. This result is similar to that of the U_{sdg} (15)-IBM. Besides, $E2$ transition probabilities are discussed briefly.

Key words U_{sdpf} (16)-IBM, octupole correlations, ^{176}Hf, $K^{\pi}=1^{+}$、3^{+} rotational bands.