第 10 卷 第 5 期　　高能物理与核物理　　Vol. 10, No. 5
1986 年 9 月　　PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS　　Sept., 1986

重偶偶核的 α 结团现象与集体激发的统一描述[1)]

吴 华 川
（苏 州 大 学）

摘　　要

本文建立了统一描述重偶偶核的四极集体运动、α 结团和八极振动的代数模型 $U(6)\times U(11)$，给出了该模型的三种动力学对称性：$SU(5)$、$SU(3)$ 和 $SO(6)$. 计算了 $SU(5)$ 极限下的能谱，并与 ^{218}Ra 核的实验数据进行了比较.

一、引　言

轻核的 α 结团现象已得到公认，并从实验与理论上进行了广泛的研究[1]. 关于重偶偶核，亦有不少实验事实揭示了存在 α 结团现象的可能性. 例如. 锕系元素中较轻的同位素和 $50\leqslant Z\leqslant 82$, $82\leqslant N\leqslant 126$ 主壳层中的某些偶偶核，具有较大的基态 α 约化宽度 (W_α)[2,3]；锕系元素中许多核的负宇称带的带首很低，且 α 的阻扼 (hindrance) 因子很小[4-6]. F. Iachello 和 A. D. Jackson[7,11] 认为 α 结团的主要激发方式为偶极激发，并用 s^* 和 p^* 玻色子描写 α 结团激发，从而建立了代数模型 $U(6)\times U(4)$.

我们认为，对有 α 结团现象的重偶偶核，八极振动的激发方式也是应当考虑的. M, Gai 等人关于 ^{218}Ra 的实验[4]发现 B(E1) 有明显增强，这诚然是对偶极激发方式存在的有力证据；但在同一实验中，也观察到 B(E3) 的增强，这说明八极激发方式亦不容忽略. L. K. Peker[8] 在 Ra、Th 同位素的负宇称带中发现较强的卡里奥来 (Coriolis) 偶合效应，这也表明负宇称能带具有八极振动的性质. 因而，在建立代数模型时，除了用 p 玻色子描写 α 结团的偶极激发外，还应当引进 f 玻色子来描写八极激发. 这两种玻色子均具有负宇称. 而且这两种激发方式是密切关联的：α 结团的存在可以诱导出八极形变[4]，而要形成 α 结团，核又要有八极形变[9]. 虽然这两种激发方式之间密切关联的机制尚不清楚，但从唯象角度引入 p 和 f 这两种玻色子是不无根据的 (下文中有时将 p、f 玻色子称为 α 结团玻色子).

前述重偶偶核基态 α 约化宽度 (W_α) 的数据[2,3]表明，这些 W_α 大的核处于基态时，很可能就有 α 结团存在. 此时 α 结团自由度的运动亦应处于基态，可用角动量为零的玻色

1) 本工作由中国科学院科学基金资助.
本文 1985 年 2 月 15 日收到.

子 s' 来描写(撇号用于区别核心的 s 玻色子). 为简单起见，假定 α 结团只有一个. 若核心仍用 $U(6)$ 模型[10]描述，这样，我们所论的重偶偶核便对应一个由 N_T-2 个 (sd) 玻色子和 1 个 $(s'pf)$ 玻色子组成的系统. 其中，$2N_T$ 为价核子总数. 应当指出，这里的 $(s'pf)$ 玻色子是与 α 结团作为一个整体的激发相对应；而文献 [7] 中 s^* 与 p^* 玻色子则与组成 α 结团的核子对相应.

纵观文献 [2、3] 中 W_α 的数据，可以看到，锕系元素中 Po、Rn、Ra、Th 和 U 的同位素中，凡中子数 $N>128$ 者，W_α 均大于或$\simeq 1$；而且下一主壳层中 Gd、Dy、Yb、Hf 和 Pt 等同位素的 W_α 也比较大. 这表明，在 $U(6)$ 模型[10]三种极限及过渡区的许多核中，均有可能存在 α 结团现象. 因此，在建立统一描述结团现象及集体激发的代数模型时，自然会要求将 $U(6)$ 的三个极限包括在模型的框架内. 显然，$U(6)\times U(4)$ 模型是难于做到这一点的，而在考虑了 f 玻色子后，上述要求就很容易得到满足.

二、$U(6)\times U(11)$ 模型

如前所述，所论的重偶偶核由一个 α 结团和核心组成，这一系统的动力学性质由 N_T-2 个 (sd) 玻色子和一个 $(s'pf)$ 玻色子描写. $(s'pf)$ 玻色子有三个能级: s' (基态)和 p、f (激发态)(见图 1). 在玻色子能量差别不十分大的时候，这两种运动的对称群分别为 $U^B(6)$ 和 $U^C(11)$. (上标 B、C 分别标志与核心和结团有关的量，下文中在不引起含混的情形下，有时将上标略去.)整个系统的对称群为

$$U^B(6)\times U^C(11).$$

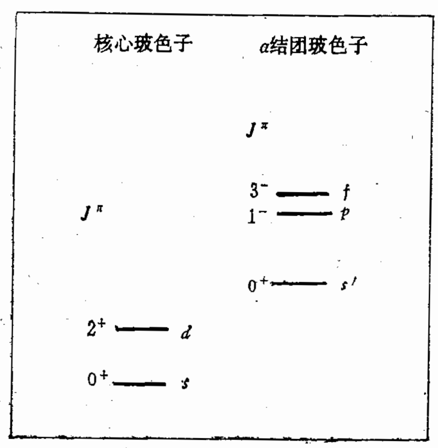

图 1　玻色子能级示意图

系统有什么样的子群链所标志的动力学对称性，取决于 $U^C(11)$ 群取何种子群链. 由引言的讨论知，α 结团的存在与八极振动密切相关，于是我们可以进一步假定玻色子 P 和 f 的能量差比它们与 s' 玻色子的能量差要小得多. 于是可取子群链 $U^C(11)\supset U^C(10)$. 由群表示约化的规律，我们得到 $U^B(6)\times U^C(11)$ 的三种子群链:

$$U^B(6)\times U^C(11)\supset U^B(6)\times U^C(10)\supset$$
$$\supset\begin{cases} SU^B(5)\times SU^C(5)\supset SU(5)\supset SO(5)\supset SO(3)\supset SO(2) & \mathrm{I}\\ SU^B(3)\times SU^C(3)\supset SU(3)\supset SO(3)\supset SO(2) & \mathrm{II}\\ SO^B(6)\times SO^C(6)\supset SO(6)\supset SO(5)\supset SO(3)\supset SO(2) & \mathrm{III}\end{cases}\tag{2.1}$$

上式中，子群 g 为 g^{B+C} 的略写.

设群算符 G^{B+C}、G^B 和 G^C 分别为子群 g^{B+C}、g^B 和 g^C 的生成元，显然有

$$G^{B+C}=G^B+G^C.\tag{2.2}$$

文献 [10] 给出了所有的生成元 G^B，因而我们只须讨论 $U^C(11)$ 群在上述三个子群链下的有关算符. 在子群链 $U^C(11)\supset U^C(10)$ 下，s' 玻色子对能级劈裂无贡献，因而只须考虑

p、f 玻色子，并可略去上标 c.

p、f 玻色子算符为

$$\begin{array}{lll} & l=1 & l=3 \\ b^{\dagger}_{lm}: & p^{+}{}_{m} & f^{+}{}_{m} \\ \tilde{b}_{lm}: & \tilde{p}_{m} & \tilde{f}_{m} \end{array} \tag{2.3}$$

$b^{\dagger}_{lm}$ 在子群链 I、II、III 下的约化方式为

$$\begin{cases} \mathrm{I} & b^{\dagger}_{lm} \sim \{1\}[0100](02)\mathrm{lm}, \\ \mathrm{II} & b^{\dagger}_{lm} \sim \{1\}(30)\mathrm{lm}, \\ \mathrm{III} & b^{\dagger}_{lm} \sim \{1\}(002)(02)\mathrm{lm}. \end{cases} \tag{2.4}$$

其中 $U(10)$ 群的初等表示记为 $\{1\}$；而 $SU(5)$、$SU(3)$、$SO(5)$、$SO(6)$ 群的不可约表示均采用 Dynkin 记号[12]来标记，各子群的不可约表示标记如下：

$$\begin{array}{cccc} SU(5) & SO(6) & SO(5) & SU(3) \\ [a_1a_2a_3a_4] & (\pi_1\pi_2\pi_3) & (\sigma_1\sigma_2) & (\lambda\mu). \end{array} \tag{2.5}$$

$U(10)$ 群有 100 个生成元

$$G^{l'm'}_{lm} = b^{\dagger}_{lm}\tilde{b}_{l'm'}. \tag{2.6}$$

它们在对易下封闭，并组成 $U(10)$ 群之伴随表示 $\{1\bar{1}\}$. 将上述算符分别按子群链 I、II、III 组成不可约张量算符，并设其中一组张量算符 R_0 构成某一子群 g_0 之伴随表示. 由于伴随表示与根空间之相似性[13]，算符组 R_0 即为子群 g_0 之生成元，且在对易下封闭.

不难求得各子群链下的伴随表示为：

$$\begin{cases} \mathrm{I} & \{1\bar{1}\}\supset[1001]\supset(02)\supset(\mathrm{L}=1), \\ \mathrm{II} & \{1\bar{1}\}\supset(11)\supset(L=1), \\ \mathrm{III} & \{1\bar{1}\}\supset(011)\supset(02)\supset(L=1). \end{cases} \tag{2.7}$$

利用 I. S. F 可以方便地构造出各子群的生成元. 例如 $SO(5)(\subset SU(5))$ 群生成元为

$$\begin{aligned} A^{(a)}_{LM} &= X(\{1\bar{1}\}[1001](02)LM) \\ &= \sum_{l_1l_2}\langle\{1\}[0100].\ \{\bar{1}\}[\overline{0100}]\|\{1\bar{1}\}[1001]\rangle\langle[0100](02),[\overline{0100}](\overline{02})\|[1001](02)\rangle \\ &\quad \langle(02)l_1,\ (\overline{02})l_2\|(02)L\rangle(b^{\dagger}_{l_1}\tilde{b}_{l_2})^{(L)}_{M} \quad (L=1,\ 3). \end{aligned} \tag{2.8}$$

用 Building-up 方法[12]，不难算出所需的 I. S. F.，从而求出生成元 $A^{(a)}_{LM}$. 用这种方法得出各子群的生成算符如下：

$$\begin{array}{cccccc} SU(5) & SO(6) & SO(5) & SU(3) & \multicolumn{2}{c}{SO(3)} \\ & & & & (\subset SU(3)) & (\subset SO(5)) \\ A^{(a)}_{1M},\ A^{(a)}_{3M} & A^{(a)}_{1M},\ A^{(a)}_{3M} & A^{(a)}_{1M},\ A^{(a)}_{3M} & A^{(d)}_{1M},\ A^{(d)}_{2M} & A^{(d)}_{1M} & A^{(a)}_{1M} \\ A^{(c)}_{2M},\ A^{(c)}_{4M} & A^{(b)}_{2M} & & & & \end{array} \tag{2.9}$$

其中，

$$A^{(a)}_{1M} = \sqrt{\frac{1}{15}}(p^{+}\tilde{p})^{(1)}_{M} + \sqrt{\frac{14}{15}}(f^{+}\tilde{f})^{(1)}_{M},$$

$$A^{(a)}_{3M} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{5}}[(p^{+}\tilde{f}) + (f^{+}\tilde{p})]^{(3)}_{M} + \frac{1}{\sqrt{5}}(f^{+}\tilde{f})^{(3)}_{M},$$

$$
\begin{aligned}
A_{2M}^{(b)} &= -\frac{2}{5}(p^+\tilde{p})_M^{(2)} + \sqrt{\frac{7}{50}}[(p^+\tilde{f}) + (f^+\tilde{p})]_M^{(2)} + \sqrt{\frac{14}{25}}(f^+\tilde{f})_M^{(2)}, \\
A_{2M}^{(c)} &= \frac{\sqrt{7}}{5}(p^+\tilde{p})_M^{(2)} + \frac{\sqrt{8}}{5}[(p^+\tilde{f}) + (f^+\tilde{p})]_M^{(2)} - \frac{\sqrt{2}}{5}(f^+\tilde{f})_M^{(2)}, \qquad (2.10)\\
A_{4M}^{(c)} &= -\sqrt{\frac{2}{15}}[(p^+\tilde{f}) + (f^+\tilde{p})]_M^{(4)} + \sqrt{\frac{11}{15}}(f^+\tilde{f})_M^{(4)}, \\
A_{1M}^{(d)} &= -\sqrt{\frac{1}{15}}(p^+\tilde{p})_M^{(1)} + \sqrt{\frac{14}{15}}(f^+\tilde{f})_M^{(1)}, \\
A_{2M}^{(d)} &= -\sqrt{\frac{27}{125}}(p^+\tilde{p})_M^{(2)} + \sqrt{\frac{28}{125}}[(p^+\tilde{f}) + (f^+\tilde{p})]_M^{(2)} + \sqrt{\frac{42}{125}}(f^+\tilde{f})_M^{(2)}.
\end{aligned}
$$

用这些算符，可以构成各子群的 Casimir 算符．在三种子群链所描写的动力学对称性下，系统的 Hamiltonian 分别为，

$$
\begin{aligned}
H^{(I)} &= \varepsilon_0\hat{n}_d + \varepsilon_1 n_{pf} + \tau_1 C_{SU(5)} + \tau_2 C_{SO(5)} + \tau_3 C_{SO(3)}, \\
H^{(II)} &= \varepsilon_1' n_{pf} + \alpha_1 C_{SU(3)} + \alpha_2 C_{SO(3)} \qquad (2.11)\\
H^{(III)} &= \varepsilon_1'' n_{pf} + \beta_1 C_{SO(6)} + \beta_2 C_{SO(5)} + \beta_3 C_{SO(3)}.
\end{aligned}
$$

上式中 n_d、n_{pf} 分别为 d 及 (pf) 玻色子的粒子数算符，即 $SU^B(5)$ 和 $U^C(10)$ 群的一次 Casimir 算符；而 C_g 则为子群 g 之二次 Casimir 算符． 电磁跃迁算符也可由相应子群的算符构成，但应注意，正负宇称能级间的跃迁，应包括 s' 玻色子的算符．

由于在本文提出的模型中，描写动力学对称性的群链与 IBM-I[10] 类似，因而本征态的标记也与文献［10］类似．

三、动力学对称性 I($SU(5)$ 极限)

下面，我们讨论 $SU(5)$ 极限下的能谱．在此极限下，本征态为

$$|n_d\ n_{pf}\ v\ n_\Delta\ LM\rangle.$$

按照引言中的假定，与 α 结团对应的 $(s'pf)$ 玻色子只有一个． 在群链 $U^C(11)\supset U^C(10)$ 下，pf 玻色子的粒子数 n_{pf} 只能取两个值： $n_{pf}=0$，系统为正宇称态；$n_{pf}=1$，系统为负宇称态．在正宇称态下，量子数 v、n_Δ 分别为 Seniority 和偶合角动量为零的三核子组的个数[10,a)]；在负宇称态下，其物理含义尚不明确．

在我们的模型中包括了负宇称态且群算符远比文献［10.a)］中的情形复杂， 因而在推导能量公式时采用纯代数的方法（文献［10.a)］ 中利用具有明确物理意义的算符求解）．但我们将表明，关于正宇称态这两种方法给出的结果是一致的．

极限 I 下，能量公式为

$$E^{(I)} = \varepsilon_0 n_d + \varepsilon_1 n_{pf} + \tau_1 C_{SU(5)} + \tau_2 C_{SO(5)} + \tau_3 L(L+1), \qquad (3.1)$$

其中 $C_{SU(5)}$ 和 $C_{SO(5)}$ 为相应子群的二次 Casimir 算符的本征值．由下面的讨论知，只须考虑 $[a_1a_2 00]$ 型的 $SU(5)$ 表示．对这类表示和 $(\sigma_1\sigma_2)$ 型的 $SO(5)$ 表示有[12]

$$
\begin{aligned}
C_{SU(5)} &= 2a_1^2 + 3a_1a_2 + 3a_2^2 + 10a_1 + 15a_2, \\
C_{SO(5)} &= \left(\sigma_1 + \frac{\sigma^2}{2}\right)\left(\sigma_1 + \frac{\sigma_2}{2} + 3\right) + \left(\frac{\sigma_2}{2} + 2\right)\frac{\sigma_2}{2}.
\end{aligned} \qquad (3.2)
$$

正宇称情形下有

$$a_1 = n_d,\ a_2 = 0;\ \sigma_1 = v,\ \sigma_2 = 0.$$

于是有

$$E_+^{(I)} = \epsilon_0 n_d + \tau_1(2n_d^2 + 10n_d) + \tau_2 v(v+3) + \tau_3 L(L+1). \tag{3.1a}$$

而文献 [10a)] 给出的 $SU(5)$ 限能量公式为

$$E^{(I)}_{\mathrm{IBM-I}} = \epsilon n_d + \alpha\frac{1}{2}n_d(n_d - 1) + \beta(n_d - v)(n_d + v + 3) + \gamma[L(L+1) - 6n_d].$$

这两个能量公式完全等价，参数之间的关系为

$$\begin{aligned} &2\tau_1 = \frac{1}{2}\alpha + \beta,\ 10\tau_1 + \epsilon_0 = \epsilon - 6\gamma - \frac{1}{2}\alpha + 3\beta, \\ &\tau_2 = -\beta, \qquad \tau_3 = \gamma. \end{aligned} \tag{3.3}$$

负宇称谱对应的 $SU(5)$ 表示，可由 Young 图方法[15][14]得到：

$$\begin{aligned} &[0000]^B \times [0100]^C = [0100], && (n_d = 0) \\ &[1000]^B \times [0100]^C = [1100] + [0010], && (n_d = 1) \\ &[2000]^B \times [0100]^C = [2100] + [1010], && (n_d = 2) \\ &[3000]^B \times [0100]^C = [3100] + [2010], && (n_d = 3). \end{aligned} \tag{3.4}$$

上式给出的能谱比较复杂，如我们只限于讨论带首最低的一些能带，则对每个 n_d 值，只须讨论 (3.4) 式中等号右边的第一个表示(即 $a_1 = n_d, a_2 = 1$)．类似地，在约化为 $SO(5)$ 表示时，也只须考虑 $\sigma_1 = n_d$ $\sigma_2 = 2$ 的表示，即只须考虑下述$SO(5)$表示

$$\begin{array}{lccccc} n_d = & 0 & 1 & 2 & 3\cdots \\ SO(5)\text{表示} & (02) & (12) & (22) & (32)\cdots \end{array}$$

(这些表示分别对应文献[14]中的记号 (11), (21), (31), (41), …)．负宇称谱的能量公式为

$$E^{(I)} = \epsilon_0 n_d + \epsilon_1 + \tau_1(2n_d^2 + 13n_d + 18) + \tau_2(n_d^2 + 5n_d + 7) + \tau_3 L(L+1). \tag{3.1b}$$

图 2 为核心玻色子数为 3 时的正负宇称能谱．为了与 $U(6)$ 模型[10.a)]的结果对照，适当选取 $\epsilon_0, \tau_1, \tau_2, \tau_3$，使正宇称谱与文献 [10.a)] 图 2 的能谱中 $L \leqslant 6$ 的能级完全相同．适当选取唯一的附加参数 ϵ_1，便得到负宇称谱．在负宇称谱(图 2) 中，略去了 $SO(5)$ 表示 (32)、(22) 约化时重复的角动量．在(02)表示约化时，因 1^- 态是负宇称谱的最低态，因而归入 Y' 带．这样 Y' 带就显示了一个突出的特点：带内相邻能级的间距 ΔE 基本相近，唯独 $\Delta E_0 = E_{3^-} - E_{1^-}$ 特别小．这是因为，ΔE 大体等于一个 s 玻色子和一个 d 玻色子能量差，而 ΔE_0 则与 p 玻色子和 f 玻色子的能量差相当；在子群链 I 的情形下后者显然应当比前者小．

α 结团由一对中子和一对质子组成，这样核心玻色子数就要比不存在 α 结团时少 2．因而正宇称谱的 $L^+_{\max}$ 也比 IBM-I 给出的相应值小 4．

^{218}Ra 核的基态 α 约化宽度 W_α 特别大，存在 α 结团的可能性也非常大[9]．M. Gai 等人给出的 ^{218}Ra 能谱[4]，为检验理论提供了很好的机会．从能级分布看，能谱具有典型振动

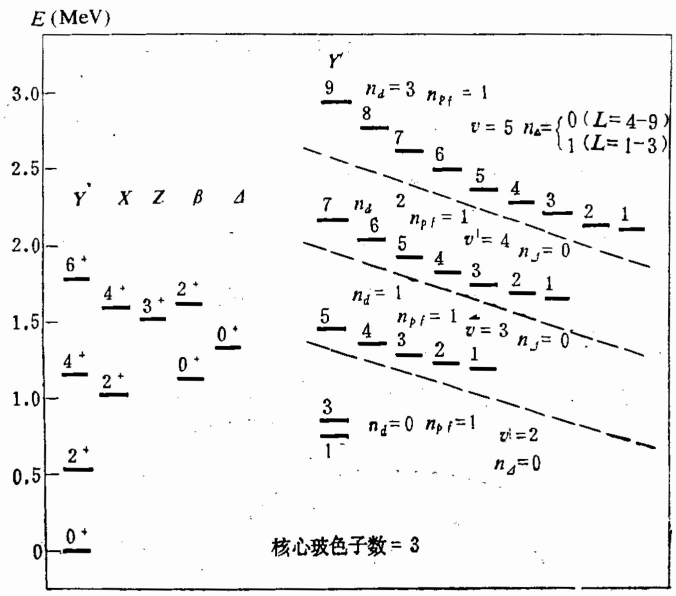

图 2 $SU(5)$ 极限能谱(核心玻色子数为 3)

正负宇称能级用同一组参数算出,这些参数是: $\varepsilon_0 = 571\text{keV}$ $\tau_1 = -3.15\text{keV}$ $\tau_2 = -12.5\text{keV}$ $\tau_3 = 9.62\text{keV}$ $\varepsilon_1 = 750\text{keV}$.

图中正宇称能级与文献 [10.a)] 图 2 的 $n_d \leqslant 3$ 的能级相同.

谱的特征. 因而在用代数模型 $U(6)\times U(11)$ 统一描写集体激发和 α 结团态时, 应取 $SU(5)$ 极限. ^{218}Ra 在形成一个 α 结团后, 核心玻色子数为 3, 其能谱与图 2 中的谱相似. 对带首最低的正、负宇称带理论计算与实验数据的对照见图 3.

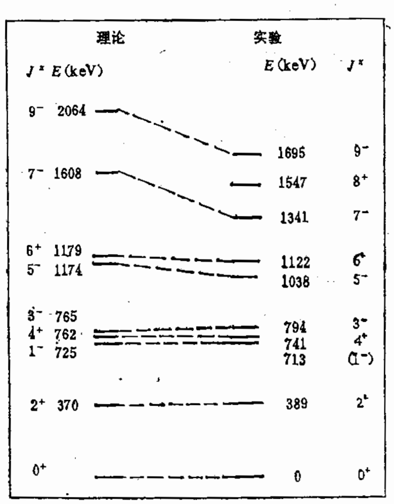

图 3 ^{218}Ra 能谱

实验数据取自文献 [4]. 参数如下: $\tau_1 = -1.2\text{keV}$ $\tau_2 = -2\text{kev}$ $\tau_3 = 4\text{keV}$ $\varepsilon_0 = 368.4\text{keV}$ $\varepsilon_1 = 752.6\text{keV}$

图中只给出 Y_- 和 Y'_- 能带(见图 2).

总的符合是定性的. 尽管参数比 IBM-I[10.a)] 多了一个,但注意到下面两点:

i) 由统一的能量公式和参数同时解释了正负宇称能谱;

ii) 负宇称谱的实验数据

$$\Delta E_0^{\text{exp}} = E_{3^-} - E_{1^-} = 81\text{keV},$$

大大小于其他相邻能级间距 ΔE^{exp}, 与理论预言相符.

图 3 中偏差主要存在于负宇称态: 相邻能级差 ΔE 的理论值与正宇称态的相应值接近, 而其实验值较小,且有随角动量增大而上升的趋势(具有一定的转动特征). 要克服此偏差并不困难,只要加一个由 $U^C(10)$ 和 $SO(3)$ 群 Casimir 算符乘积做成的微扰项就可以,因为这一微扰项将只影响负宇称能谱. 而且, 这种微扰项可以看成负宇称态具有一定转动

特征的反映（α 结团的存在诱导出核形变）.

四、讨　论

1. $U(6)\times U(11)$ 模型与 $U(6)\times U(4)$ 模型[7]的区别主要是：

i）在 $U(6)\times U(11)$ 模型中，考虑了八极振动自由度，而且它能给出与 IBM-I[10] 三个极限相应的三种动力学对称性，因而在物理上与数学上均比 $U(6)\times U(4)$ 模型有改进．在锕系元素中，属 IBM-I 的 $SU(5)$ 极限和 $SU(3)$ 极限及过渡区的核中，存在 α 结团的可能性是很大的．但值得研究的是，属 IBM-I 的 $SO(6)$ 极限及过渡区的 Pt 同位素，一方面 W_α 大，另一方面 $K^\pi=0^-$ 带的带头很高，因而在这些核内是否有 α 结团尚属疑问．在解释 ^{218}Ra 能谱时，$U(6)\times U(11)$ 模型显示了它的优点：给出了 $SU(5)$ 限下能量的解析表达式；而 $U(6)\times U(4)$ 模型只能利用数值计算来拟合[16,17]．

ii）在 $U(6)\times U(11)$ 模型中，α 结团玻色子描写的是 α 结团作为一个整体的激发，因而在考虑 α 结团的微观基础时，负宇称玻色子 (pf) 既可以由不同主壳层的核子组成，也可以由同一主壳层的核子组成；而 $U(6)\times U(4)$ 模型中，s^* 与 p^* 玻色子仍与核子对对应，p^* 玻色子只能由不同主壳层的同种核子生成[17]．

2. 形成 α 结团后，核心的 (sd) 玻色子减少 2 个，因而 Cutoff 效应更加明显．这种困难是可以通过引入角动量为 4 的(核心) g 玻色子部分地克服的[18]．

3. 本文的模型对所有的态均认为存在一个 α 结团，这是一个十分简化的假设．实际上，存在着 0α、1α、$2\alpha\cdots$多种组态混合．考虑到所论重偶偶核中 α 结团存在的几率很大，但多 α 结团的激发能又较高，因而 1α 组态占优势，故上述假设具有相当的合理性．当然，要进一步改进理论与实际的符合，就需要考虑组态混合．

4. 由引言的分析知，八极振动与 α 结团的形成有十分密切的关系；正是根据这种关系我们把这两种激发方式统一起来，作为 $(s'pf)$ 玻色子的不同状态．^{218}Ra 能谱中，

$$\Delta E_0 = E_{3^-} - E_{1^-}$$

远比其他 ΔE 小，说明 p 玻色子与 f 玻色子能量十分相近．若这种情况被证明普遍存在于 $SU(5)$ 限的核能谱中，则是对上述这种“统一”的支持．当然，最彻底的办法是要从微观上找出这两种激发方式联系的机制．此外，电磁跃迁方面的研究也有待进行．

作者对与周孝谦先生的有益讨论和 A. D. Jackson 的建议表示感谢．

参　考　文　献

[1] A. Arima et al.: “Advances in Nuclear Physics”, Vol. 5, (Plenum, New York, 1972).
[2] E. Roeckl, *Nucl. Phys.*, **A400**(1983), 131c.
[3] P. Hornshj et al., *Nucl. Phys.*, **A230**(1974), 365.
[4] M. Gai et al., *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 646.
[5] R. Piepenbring, *Phys. Rev.*, **C27**(1983), 2968.
[6] C. M. Lederer, V. S. Shirley, “Tables of Isotopes”, 7th ed. (Wiley, New York, 1978).
[7] F. Iachello, A. D. Jackson, *Phys. Lett.*, **108B**(1982), 151.
[8] L. K. Peker, J. H. Hamiltonian, J. O. Rasmussen, *Phys. Rev.*, **C24**(1981), 1336.
[9] 顾金南等，“第六次全国核物理会议论文集”，p. 75, 1984.

[10] A. Arima, F. Iachello, *Ann. Phys. (N. Y.)*, a) **99**(1976), 253; b) **111**(1978) 201; c) **123** (1979), 468.

[11] F. Iachello, *Phys. Rev.*, **C23**(1981), 2778.

[12] R. Wybourne, "Classical Groups for Physicists", (Wiley, New York, 1974).

[13] R. Gilmore, "Lie Groups, Lie Algebra and Some of Their Applications" (Wiley, New York, 1974).

[14] M. Hamermesh, "Group Theory and Its Applications to Physical Problems" (Addison-Wesley, Reading, 1962).

[15] M. Fischler, *J. Math. Phys.*, **22**(1981), 637.

[16] H. Deley and F. Iachello, *Phys. Lett.*, **131B**(1983), 281.

[17] F. Iachello, *Nucl. Phys.*, **A421**(1984), 97c.

[18] J. Dukelsky et al., *Phys. Rev.*, **C28**(1983), 2183.

AN UNIFIED DESCRIPTION OF THE α-CLUSTERING AND COLLECTIVE EXCITATIONS IN HEAVY EVEN-EVEN NUCLEI

WU HUA-CHUAN

(Suzhou University)

ABSTRACT

In this paper, an algebraic model, $U(6)\times U(11)$, is proposed for an unified description of the quadrupole-collective motion, the α-clustering and the octupole vibration. The model's three dynamical symmetries: $SU(5)$, $SU(3)$ and $SO(6)$ are given. The spectrum of the $SU(5)$ limit is calculated and compared with the experimental data of the nucleus ^{218}Ra.