第 15 卷 第 7 期　　高能物理与核物理　　Vol. 15, No. 7
1991 年 7 月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　July, 1991

振动核区的 g 玻色子自由度*

狄 尧 民
(徐州师范学院物理系，221009)

摘　　要

本文从能谱和跃迁几率诸方面讨论了振动核区的 g 玻色子自由度的问题，并给出了 $M1$ 跃迁和 $E2$ 跃迁的一些解析表达式. 初步研究表明，探索振动核区的 g 玻色子自由度是有意义的.

一、引　　言

微观和唯象的研究均表明：用相互作用玻色子模型（IBM）来描述偶偶核时在许多情况下引入 g 玻色子是必要的. 对于 sdg 玻色子模型虽然有了不少研究[1-8]，但至今主要集中在大形变区. 对于其它核区也有一些研究，例如 ^{218}Ra 是带有振动特性的核素，J. Dukelsky 等人对其转晕带谱等性质的分析[9]提供了该核素可能存在 g 玻色子自由度的一些依据. 但是总的说来对非大形变区的研究还是很不够的.

我们在文献[8]（下称文 I）中讨论了 sdg 玻色子模型（$U(15)$ 理论）与传统的 IBM（$U(6)$ 理论）的对应问题，并指出该模型的振动极限与如下群链相应

$$U(15)\supset U(1)\otimes U(5)\otimes U(9)\supset SO(5)\otimes SO(9)\supset SO'(3)\otimes SO''(3)\supset SO(3).$$

本文拟从这一极限情形出发，从能谱和电磁跃迁几率诸方面来讨论振动核区的 g 玻色子自由度问题.

二、能　　谱

关于 sdg 玻色子模型振动极限的能谱，文 I 中已经作了一些讨论. 本文在这里作一简单的回顾和进一步讨论.

在这一极限情形下，系统的态可标记为

$$|[N]n_d v_1 \delta_1 L_1 \otimes n_g v_2 \delta_2 L_2; LM\rangle, \tag{1}$$

能谱公式为

$$\begin{aligned} E(n_d v_1 L_1, n_g v_2 L_2; L) &= \varepsilon_d n_d + \alpha_1 n_d(n_d - 1) + \beta_1[v_1(v_1 + 3) - 4n_d] + \gamma_1[L_1(L_1 + 1) - 6n_d] \\ &\quad + \varepsilon_g n_g + \alpha_2 n_g(n_g - 1) + \beta_2[v_2(v_2 + 7) - 8n_g] \end{aligned}$$

本文 1990 年 7 月 17 日收到.
* 江苏省教委自然科学基金资助项目.

$$+\gamma_2[L_2(L_2+1)-20n_g]+\gamma[L(L+1)-6n_d-20n_g], \tag{2}$$

以上二式中符号的意义均与文 I 中的相同.

为了讨论方便起见,我们将态分为 Σ、Γ、Γ' 等态:

Σ 态: 完全由 s、d 玻色子组成的态;

Γ 态: 由一个 g 玻色子和 $N-1$ 个 s、d 玻色子组成的态;

Γ' 态: 由两个 g 玻色子和 $N-2$ 个 s、d 玻色子组成的态. 我们还可以将这些态进一步分成 Σ_0、Σ_1、Σ_2、Γ_0、Γ_1 和 Γ'^1_0 等态,其中下标表示态中所包含的 d 玻色子数.

我们在文 I 中考察了核素 ^{204}Pb($N=2$) 的能谱. 除实验谱中缺少 Γ'_0 态中的一个 8^+ 态外, 其余理论和实验符合得很好. 计算中用到的 d、g 玻色子单体能量分别为 0.899 MeV 和 1.27MeV.

随着玻色子数 N 的增加,相应的态也急剧地增加. 实验上观测到的态只是其中的一部分,除 Σ 态外,我们期望能发现的态主要有:

(1) Γ_0 态: 即单 g 玻色子态. 显然该态的存在与否对振动核区是否存在着 g 玻色子自由度是至关重要的. 文 I 中曾对典型的振动核 ^{104}Pd 的能谱进行了分析, Γ_0 态可能在2MeV 左右. 另外,据文献[7]报道,由 ^{110}Pd 的电子散射实验已确定激发能为 1.934MeV 的 4^+ 态主要由一个耦合成角动量为 4 的核子对构成, 也就是说主要是单 g 玻色子构成. 因此,可以认为在 $A=110$ 附近, g 玻色子的单体能量为 2MeV 左右甚至更高些.

(2) Γ 态中两个比较规则的带,即文 I 中已讨论过的 H 带和 H' 带

$$\begin{aligned} &H\text{带}\quad |[N]\mathrm{d}^{n_d}, L_d=2n_d; \mathrm{g}; L=2n_d+4, M\rangle, \\ &H'\text{带}\quad |[N]\mathrm{p}^{n_d}, L_d=2n_d; \mathrm{g}; L=2n_d+3, M\rangle, \end{aligned} \tag{3}$$

除 Γ_0 态(H带带首)外,我们最期望能发现的是 H 带中的 6^+ 态和 H' 带带首 5^+ 态.

三、$M1$ 跃 迁

电磁跃迁几率对波函数很敏感,因此跃迁几率是对核模型检验的重要方面. 我们首先讨论 $M1$ 跃迁.

我们通常采用一体算符为跃迁算符. 但在 $U(6)$ 理论中,如用一体算符来构筑 $M1$ 跃迁算符,则该算符与角动量算符成正比,它仅对各态的磁矩有贡献而对跃迁无贡献. 故对于 $M1$ 跃迁,我们需要用到两体算符. 在 $U(15)$ 理论中,如采用一体算符则有如下形式:

$$T_1(M1)_m = m_1(d^+\tilde{d})^{(1)}_m + m_2(g^+\tilde{g})^{(1)}_m, \tag{4}$$

上式中两项分别与 d、g 玻色子的角动量算符成正比. 在振动极限情形下, d、g 玻色子的角动量量子数 L_1、L_2 分别是好的量子数,故在这一极限情形下, $T_1(M1)$ 对跃迁仍无贡献. 故 $U(15)$ 理论中,我们仍要用到两体算符.

在 $U(6)$ 理论中, $M1$ 跃迁算符通常采用如下形式:

$$T_d(M1)_m = m_1(d^+\tilde{d})^{(1)}_m + m_2[Q^{(2)}\otimes(d^+\tilde{d})^{(1)}]^{(1)}_m, \tag{5}$$

其中

$$Q^{(2)}_m = (d^+\tilde{s}+s^+\tilde{d})^{(2)}_m + q(d^+\tilde{d})^{(2)}_m$$

在振动极限中,通常取 $q=0$. 因此, 在 $U(15)$ 理论振动极限情形下,我们对(5)式的自

然推广为

$$
\begin{aligned}
\tilde{T}(M1)_m = & m_1(d^+\tilde{d})^{(1)}_m + m_2(g^+\tilde{g})^{(1)}_m \\
& + m_3[(d^+\tilde{s} + s^+\tilde{d})^{(2)} \cdot (d^+\tilde{d})^{(1)}]^{(1)}_m \\
& + m_4[(d^+\tilde{s} + s^+\tilde{d})^{(2)} \cdot (g^+\tilde{g})^{(1)}]^{(1)}_m \\
& + \tilde{m}_5[(g^+\tilde{d} + d^+\tilde{g})^{(2)} \cdot (d^+\tilde{d})^{(1)}]^{(1)}_m \\
& + \tilde{m}_6[(g^+\tilde{d} + d^+\tilde{g})^{(2)} \cdot (g^+\tilde{g})^{(1)}]^{(1)}_m,
\end{aligned} \tag{6}
$$

上式中第一、二项分别为 d、g 玻色子对磁矩的贡献. 第三项对Σ态之间的跃迁有贡献，原则上说，它对一些Γ态之间的跃迁也有贡献，但对我们关心的一些跃迁，例如 H、H' 带内的跃迁没有贡献. 第四项对Γ态之间的跃迁有贡献. 至于第五、六项，他们虽对一些Γ态和Σ态之间的跃迁有贡献，但对我们最关心的跃迁，例如H带到基带的跃迁没有贡献. 因此，对于这两项我们可以不予考虑. 为了描述我们关心的Γ态到Σ态之间的 $M1$ 跃迁，我们引入如下算符

$$
T'(M1)_m = m_5([(d^+d^+)^{(4)}(\tilde{s}\tilde{g})^{(4)}]^{(1)}_m + h\cdot c), \tag{7}
$$

该算符的物理意义是有关跃迁是由一个 g 玻色子和一个 s 玻色子转变成两个 d 玻色子引起的. 鉴于上述考虑，我们选取如下形式的算符为 $U(15)$ 理论振动极限的 $M1$ 跃迁算符

$$
\begin{aligned}
T(M1)_m = & m_1(d^+\tilde{d})^{(1)}_m + m_2(g^+\tilde{g})^{(1)}_m + m_3[(d^+\tilde{s} + s^+\tilde{d})^{(2)} \cdot (d^+\tilde{d})^{(1)}]^{(1)}_m \\
& + m_4[(d^+\tilde{s} + s^+\tilde{d})^{(2)} \cdot (g^+\tilde{g})^{(1)}]^{(1)}_m + m_5([(d^+d^+)^{(4)} \\
& \cdot (\tilde{s}\tilde{g})^{(4)}]^{(1)}_m + h\cdot c).
\end{aligned} \tag{8}
$$

由上式的结构可以看出Σ态之间的跃迁与 $U(6)$ 理论相同. 现我们先考虑Γ态之间的跃迁，设

$$
\begin{aligned}
|I_i\rangle &= |[N]n'_d\chi' L'_d, g; L'M'\rangle, \\
|I_f\rangle &= |[N]n_d\chi L_d, g; LM\rangle,
\end{aligned} \tag{9}
$$

则跃迁矩阵元为

$$
\begin{aligned}
\langle I_f\|T(M1)\|I_i\rangle = & 3\cdot m_4\sqrt{(2L+1)(2L'+1)} \\
& \times \begin{Bmatrix} L'_d & 4 & L' \\ 2 & 1 & 1 \\ L_d & 4 & L \end{Bmatrix} \cdot \langle \tilde{I}_f\|(d^+\tilde{s} + s^+\tilde{d})\|\tilde{I}_i\rangle,
\end{aligned} \tag{10}
$$

其中

$$
\begin{aligned}
|\tilde{I}_i\rangle &= |[N-1]n'_d\chi' L'_d M'_d\rangle, \\
|\tilde{I}_f\rangle &= |[N-1]n_d\chi L_d M_d\rangle,
\end{aligned} \tag{11}
$$

对于 H' 带到H带的跃迁，则有

$$
\begin{aligned}
& \langle I_f\|T(M1)\|I_i\rangle \\
& = 3m_4\sqrt{(2L_d+9)(2L_d+1)(N-1-L_d/2)(L_d/2+1)(2L_d+5)} \\
& \cdot \begin{Bmatrix} L_d+2 & 4 & L_d+5 \\ 2 & 1 & 1 \\ L_d & 4 & L_d+4 \end{Bmatrix},
\end{aligned} \tag{12}
$$

其中 $L_d = 2n_d = L - 4$. 进一步计算可得

$$\langle I_f \| T(M1) \| I_i \rangle = -\frac{1}{5} m_4 \left(\frac{(2L_d + 11)(2L_d + 12)(N - 1 - L_d/2)}{2(2L_d + 3)} \right)^{1/2}, \tag{13}$$

跃迁几率为

$$H' \to H \quad B(M1L' = 2n_d + 5 \to L = 2n_d + 4) = \frac{1}{25} m_4^2 \frac{2n_d + 6}{4n_d + 3} (N - 1 - n_d). \tag{14}$$

现我们转而讨论 Γ_{nd} 态到 $\sum_{nd+2}$ 态之间的跃迁，这时其初态末态分别为

$$\begin{aligned} |I_i\rangle &= |[N]n_d \chi' L'_d, g; L'M'\rangle, \\ |I_f\rangle &= |[N]n_d + 2\chi L_d, g; LM\rangle, \end{aligned} \tag{15}$$

则跃迁矩阵元为

$$\langle I_f \| T(M1) \| I_i \rangle = \sqrt{3} \cdot m_5 \cdot (-1)^{L+L'+1} \cdot \begin{Bmatrix} L & 1 & L' \\ 4 & L'_d & 4 \end{Bmatrix} \cdot \langle I_f \| (d^+ d^+)^{(4)} \| I_m \rangle \langle I_m \| (\tilde{s} \tilde{g})^{(4)} \| I_i \rangle, \tag{16}$$

其中 $|I_m\rangle = |[N-2]n_d \chi' L'_d, 0; L'_d M_d\rangle$

另有 $$\langle I_m \| (\tilde{s}\tilde{g})^{(4)} \| I_i \rangle = (-1)^{L' + L'_d} \sqrt{(N - 1 - n_d)(2L' + 1)}, \tag{17}$$

$$\begin{aligned} \langle I_f \| (d^+ d^+)^{(4)} \| I_m \rangle &= \langle n_d + 2, \chi, L \| (d^+ d^+)^{(4)} \| n_d \chi' L'_d \rangle \\ &= \sqrt{(n_d + 2)(n_d + 1)} (2L + 1)^{1/2} [\mathrm{d}^{n_d} \chi' L'_d, \mathrm{d}^2(4) | \} \mathrm{d}^{n_d+2} \chi L], \end{aligned} \tag{18}$$

其中 $[\mathrm{d}^{n_d} \chi' L'_d, \mathrm{d}^2(l) | \} d^{n_d+2} \chi L]$ 为 d 玻色子双粒子母分系数. 对于 H 带到基带 (Y_0 带)的跃迁，进一步计算可得

$$\langle I_f \| T(M1) \| I_i \rangle = \sqrt{\frac{2}{15}} m_5 \sqrt{(N - 1 - n_d)(n_d + 1)(4n_d + 9)(2n_d + 5)}, \tag{19}$$

$$H \to Y_0 \quad B(M1 \; L' = 2n_d + 4 \to L = 2n_d + 4) = \frac{2}{15} m_5^2 (N - 1 - n_d)(n_d + 1)(2n_d + 5), \tag{20}$$

对于 H' 带到 Y_0 带的跃迁，我们可得

$$\langle I_f \| T(M1) \| I_i \rangle = -\sqrt{\frac{1}{15}} m_5 \sqrt{(N - 1 - n_d)(n_d + 1)(4n_d + 9)n_d}, \tag{21}$$

$$H' \to Y_0 \quad B(M1L' = 2n_d + 3 \to L = 2n_d + 4) = \frac{1}{15} m_5^2 \frac{(N - 1 - n_d)(n_d + 1)(4n_d + 9)n_d}{4n_d + 7}. \tag{22}$$

四、$E2$ 跃 迁

现在我们转而讨论 $E2$ 跃迁. 如仅用一体算符，$U(15)$ 理论的 $E2$ 跃迁算符可以写成如下形式

$$\tilde{T}(E2)_m = q_1(s^+\tilde{d} + d^+\tilde{s})^{(2)}_m + \tilde{q}_1(d^+\tilde{d})^{(2)}_m + q_2(d^+\tilde{g} + g^+\tilde{d})^{(2)}_m + \tilde{q}_2(g^+\tilde{g})^{(2)}_m, \tag{23}$$

在振动极限情形，常取 $\tilde{q}_1 = \tilde{q}_2 = 0$。上节我们讨论 $M1$ 跃迁时，我们看到 Γ_{n_d} 态到 Σ_{n_d+2} 态之间存在着跃迁，而 $M1$ 跃迁常伴有 $E2$ 跃迁。为了描述 Γ_{n_d} 态 Σ_{n_d+2} 态之间的 $E2$ 跃迁，我们引入如下算符

$$T'(E2)_m = q_3([(d^+d^+)^{(4)}(\tilde{s}\tilde{q})^{(4)}]^{(2)} + h\cdot c) + q_4([(d^+d^+)^{(2)}(\tilde{s}\tilde{g})^{(4)}]^{(2)} + h\cdot c), \tag{24}$$

鉴于上述考虑，我们选取如下形式的算符为 $U(15)$ 理论振动极限 $E2$ 跃迁算符

$$\begin{aligned} T(E2)_m = {} & q_1(s^+\tilde{d} + d^+\tilde{s})^{(2)}_m + q_2(d^+\tilde{g} + g^+\tilde{d})^{(2)}_m + q_3([(d^+d^+)^{(4)}(\tilde{s}\tilde{g})^{(4)}]^{(2)}_m + h\cdot c) \\ & + q_4([(d^+d^+)^{(2)}(\tilde{s}\tilde{g})^{(4)}]^{(2)}_m + h\cdot c). \end{aligned} \tag{25}$$

从上式结构可以看出，Σ态之间的跃迁与 $U(6)$ 理论相同。现在我们讨论 Γ 态之间的跃迁，这时初态和末态由(9)式给出，跃迁矩阵元为

$$\begin{aligned} \langle I_f \| T(E2) \| I_i \rangle = {} & (-1)^{L'+L_d}\sqrt{(2L+1)(2L'+1)} \\ & \times \begin{Bmatrix} L_d & 2 & L'_d \\ L' & 4 & L \end{Bmatrix} \langle \tilde{I}_f \| (s^+\tilde{d} + d^+\tilde{s} \| \tilde{I}_i \rangle q_1, \end{aligned} \tag{26}$$

其中 $|\tilde{I}_i\rangle$、$|\tilde{I}_f\rangle$ 与(10)式中的相同。经进一步计算可得 H、H' 带的带内跃迁为

$$H\text{带} \quad B(E2\ L' = 2n_d + 6 \to L = 2n_d + 4) = q_1^2(N - 1 - n_d)(n_d + 1), \tag{27}$$

$$H'\ \text{带} \quad B(E2\ L' = 2n_d + 5 \to L = 2n_d + 3) = q_1^2 \frac{n_d(n_d + 3)}{n_d + 2}(N - n_d - 1), \tag{28}$$

对于 H' 到 H 的带间跃迁，我们有

$$\langle I_f \| T(E2) \| I_i \rangle = 2\left(\frac{(2L_d + 11)(N - 1 - L_d/2)}{L_d + 4}\right)^{1/2} q_1, \tag{29}$$

$$\begin{aligned} H' \to H\ & B(E2\ L' = 2n_d + 5 \to L = 2n_d + 4) \\ & = q_1^2 \frac{2}{n_d + 2}(N - n_d - 1), \end{aligned} \tag{30}$$

则 $E2$、$M1$ 的混合比[10]为

$$\begin{aligned} \delta = \frac{\langle I_f \| E2 \| I_i \rangle}{\langle I_f \| M1 \| I_i \rangle} & = 0.835E_\gamma(\text{MeV})\frac{\langle I_f \| T(E2) \| I_i \rangle}{\langle I_f \| T(M1) \| I_i \rangle} \\ & = -0.835E_\gamma(\text{MeV})\frac{5q_1}{m_4}\left(\frac{4n_d + 3}{(n_d + 2)(n_d + 3)}\right)^{1/2}, \end{aligned} \tag{31}$$

其中 E_γ 为 γ 射线强度。此外我们还能得到一些约化跃迁几率之比，特别重要的是

$$\frac{B(E2\ H\text{带内}:\ 6^+ \to 4^+)}{B(E2\ 2_1^+ \to 0_1^+)} = \frac{N-1}{N}. \tag{32}$$

下面我们讨论 Γ_{n_d} 态与 Σ_{n_d+1} 态之间的跃迁，这时初态和末态分别为

$$\begin{aligned} |I_i\rangle &= |[N]n_d\chi' L'_d, g;\ L'\rangle \\ |I_f\rangle &= |[N]n_d + 1\chi L, 0;\ L\rangle, \end{aligned} \tag{33}$$

则跃迁矩阵元为

$$\langle I_f \| T(E2) \| I_i \rangle = q_2 \cdot (-1)^{L+L'}\sqrt{5(2L'+1)}$$

$$\cdot\begin{Bmatrix} L' & L' & 4 \\ 2 & 2 & L \end{Bmatrix}\cdot\langle n_d+1\chi L\|d^+\|n_d\chi' L'_d\rangle, \tag{34}$$

进一步计算可得到H和 H' 带到基带的跃迁几率表达式

$$H\to Y_0\quad B(E2\ \ L'=2n_d+4\to L=2n_d+2)=\frac{5}{18}q_2^2L, \tag{35}$$

$$H'\to Y_0\quad B(E2\ \ L'=2n_d+3\to L=2n_d+2)=\frac{5}{36}q_2^2L, \tag{36}$$

这里我们可以得到一个非常有趣的结论，H带到基带的跃迁几率是 H' 带到基带的两倍.

最后我们讨论 Γ_{n_d} 态到 Σ_{n_d+2} 态之间的跃迁，这时其初态和末态由(15)式给出，经过计算其跃迁矩阵元为

$$\begin{aligned}\langle I_f\|T(E2)\|I_i\rangle &= \sqrt{5}(-1)^{L+L'_d}\\ &\times\sqrt{(n_d+2)(n_d+1)(N-1-n_d)(2L+1)(2L'+1)}\\ &\cdot\left(q_3\begin{Bmatrix} L & 2 & L' \\ 4 & L'_d & 4 \end{Bmatrix}\cdot[\mathrm{d}^{n_d}\chi' L'_d,\mathrm{d}^2(4)|\}d^{n_d+2}\chi L]\right.\\ &\left.+q_4\begin{Bmatrix} L & 2 & L' \\ 4 & L'_d & 2 \end{Bmatrix}\cdot[\mathrm{d}^{n_d}\chi' L'_d,\mathrm{d}^2(2)|\}d^{n_d+2}\chi L]\right),\end{aligned} \tag{37}$$

对于H带到基带的跃迁

$$\begin{aligned}\langle I_f\|T(E2)\|I_i\rangle &= \frac{1}{3}\sqrt{\frac{14}{11}}\\ &\cdot q_3\sqrt{\frac{(N-1-n_d)(n_d+1)(4n_d+9)(2n_d+5)(4n_d+11)}{(4n_d+7)}},\end{aligned} \tag{38}$$

$$\begin{aligned}&H\to Y_0\quad B(E2\ \ L'=2n_d+4\to L=2n_d+4)\\ &\qquad=\frac{14}{99}q_3^2\frac{(N-1-n_d)(n_d+1)(2n_d+5)(4n_d+11)}{(4n_d+7)},\end{aligned} \tag{39}$$

$$\delta=0.835E_\gamma(\mathrm{MeV})\cdot\sqrt{\frac{35}{33}}\frac{q_3}{m_5}\sqrt{\frac{4n_d+11}{4n_d+7}}, \tag{40}$$

对于 H' 带到基带的跃迁

$$\langle I_f\|T(E2)\|I_i\rangle=-\sqrt{\frac{7}{33}}q_3\sqrt{\frac{(N-1-n_d)(n_d+1)(4n_d+9)(2n_d+5)n_d}{(2n_d+3)}}, \tag{41}$$

$$\begin{aligned}&H'\to Y_0\quad B(E2\ \ L'=2n_d+3\to L=2n_d+4)\\ &\qquad=\frac{7}{33}q_3^2\frac{(N-1-n_d)(n_d+1)(4n_d+9)(2n_d+5)n_d}{(2n_d+3)(4n_d+7)},\end{aligned} \tag{42}$$

$$\delta=0.835E_\gamma(\mathrm{MeV})\sqrt{\frac{35}{11}}\frac{q_3}{m_5}\sqrt{\frac{(2n_d+5)}{(2n_d+3)}}, \tag{43}$$

五、与实验比较

我们已在第二节中指出：除了Σ态外，我们最期望能找到的是H带中的 4^+、6^+ 态和 H' 带中的5^+态。我们把它们记作 4^+_Γ、5^+_Γ 和 6^+_Γ 态。与这三态有关的跃迁见图 2 所示。为了清楚起见，我们把 Γ 态的能级画得略高一些。

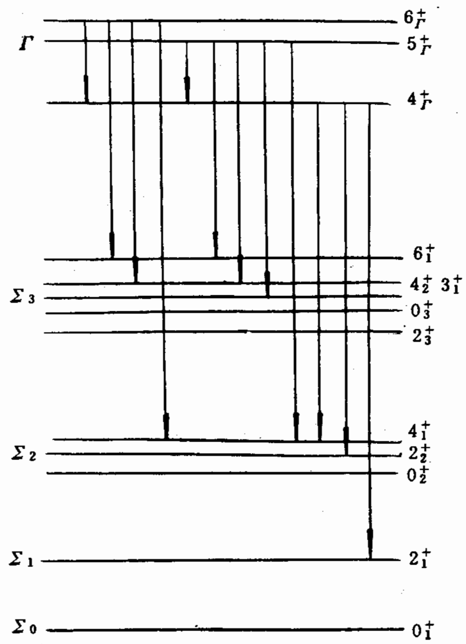

图 1 与 4^+_Γ、5^+_Γ 和 6^+_Γ 有关的 γ 跃迁

表 1 中给出了与上述有关跃迁的跃迁几率和 $E2$、$M1$ 混合比（用 $\delta' = \delta/0.835\ E_\gamma$ (MeV) 来表示）。

与实验数据进行较全面的比较尚存在着一定的困难，主要是实验数据不足。但是从能谱和 γ 射线的强度 I_γ 等数据的分析，还是可以得到一些有益的结论。I_γ 与跃迁分支比之间的关系为

$$\frac{I_{\gamma 1}}{I_{\gamma 2}} = \frac{B(\alpha L I_i \to I_{f1})}{B(\alpha L I_i \to I_{f2})}\left(\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 2}}\right)^{2L+1}$$

^{113}Cd 为典型的振动核。根据有关实验数据[11]的分析得出的理论谱和实验谱的比较如图 3 所示。我们将 2.561MeV 的 4^+ 态定为 4^+_Γ 态而没有把它当作 Σ_4 中的 4^+ 态，这主要是它存在着与图 2 中相应的各种跃迁而未发现与 Σ_3 中的态有较强的跃迁。将 6^+_3 态定为 6^+_Γ 态是因为它存在着相应的各种跃迁特别是与 4^+_Γ 态之间有较强的跃迁。5^+_1 态被定为 Σ_4 中的态而不是 5^+_Γ 态是由于它与 Σ_3 中的态有较强的跃迁而未发现与 4^+_Γ 态之间有跃迁。I_γ 的数据与理论估计可以吻合。如能测得 4^+_Γ 和 4^+_1 之间跃迁的 $E2$、$M1$ 混合比 δ，即可进行定量的分析。

鉴于与转动核相比，我们对振动核了解得较少。本文的讨论有助于我们加深对振动

表 1　与 Γ 态有关的跃迁的跃迁几率和混合比

I_i	I_f	$B(E2\ I_i \to I_f)$	$B(M1\ I_i \to I_f)$	$\delta' = \delta/0.835E_\gamma(\mathrm{MeV})$
4_Γ^+	2_1^+	$5q_2^2/9$	——	——
	4_1^+	$10q_3^2(N-1)/9$	$2m_5^2(N-1)/3$	$\sqrt{\frac{5}{3}}\ q_3/m_5$
	2_2^+	$2q_4^2(N-1)$*	——	——
5_Γ^+	4_1^+	$5q_2^2/9$	——	——
	6_1^+	$1274q_3^2(N-2)/1815$	$26m_5^2(N-2)/165$	$7\sqrt{\frac{1}{11}}\ q_3/m_5$
	4_2^+	$\frac{3}{7}\left(\frac{19}{11}q_3 - \frac{1}{3}\sqrt{\frac{55}{2}}q_4\right)^2(N-2)$*	$6m_5^2(N-2)/55$**	$\left(19\sqrt{\frac{5}{154}}q_3 - \frac{55}{6}\sqrt{\frac{1}{7}}q_4\right)/m_5$
	3_1^+	$\frac{1}{7}\left(3\sqrt{\frac{1}{55}}q_3 - 5\sqrt{\frac{1}{2}}q_4\right)^2(N-2)$*	——	——
	4_Γ^+	$q_1^2(N-1)$	$2m_4^2(N-1)/25$	$-\frac{5}{2}\sqrt{2}\ q_1/m_4$
6_Γ^+	4_1^+	$10q_2^2/9$	——	——
	6_1^+	$980q_3^2(N-2)/363$	$28m_5^2(N-2)/15$	$\sqrt{\frac{175}{121}}\ q_3/m_5$
	4_2^+	$\frac{3}{7}\left(\frac{4}{11}q_3 + \frac{1}{3}\sqrt{110}\ q_4\right)^2(N-2)$*	——	——
	4_Γ^+	$q_1^2(N-1)$	——	——

* 根据(37)式进一步计算而得出的结果.
** 根据(16)式进一步计算而得出的结果.

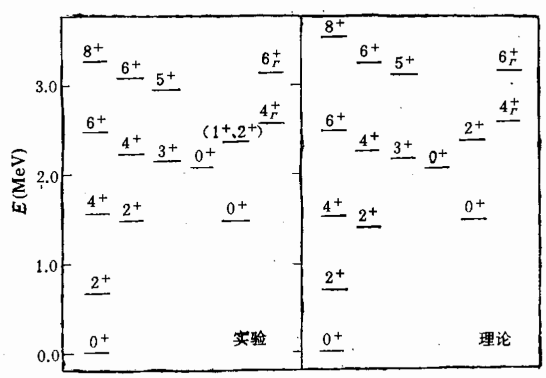

图 2　^{110}Cd的 Σ 态和 Γ 态

理论谱采用的参数为 $\varepsilon_d = 700\mathrm{keV}$, $\alpha = 38\mathrm{keV}$, $\beta = -15\mathrm{keV}$, $\gamma = 10\mathrm{keV}$, $\varepsilon_g = 2561\mathrm{keV}$, $C_6' = -140\mathrm{keV}$, C_6' 的意义见文献[8]

核区低集体激发态的理解.

作者感谢周孝谦教授、孙洪洲教授和吴华川教授的有益讨论.

参 考 文 献

[1] H. C. Wu, *Phys. Lett.*, **110B**(1982),1.
[2] H. D. Ratan Raju, *Phys. Rev.*, **C23**(1981),518.
[3] 凌寅生,高能物理与核物理,**6**(1982),77.
[4] 顾金南、凌寅生、高元义,高能物理与核物理,**6**(1982),453.
[5] H.Z. Sun and M. Moshinsky, *Kinam*, **5**(1983),135.
[6] X. Q. Zhou and H.C. Wu, *Nncl, Phys*, **A421**(1984),159.
[7] 吴华川,安徽大学学报(自)(第二次全国核结构会议专集),13(1989),27.
[8] 狄尧民,原子核物理,**10**(1988),203.
[9] J. Dukelsky et al., *Phys, Rev.*, **C23**(1983),2180.
[10] K. S. Krane, *Atomic Data and Nucl. Data Table*, **16**(1975),383.
[11] P. De Gelder et al., *Nucl. Data Sheets*, **38**(1983),545.

g-Boson Degree of Freedom in Vibrational Regions

Di Yaomin

(*Xuzhou Teachers' College*, 221009)

Abstract

The g-boson degree of freedom in the vibrational regions is discussed in term of the energies and the electromagnetic transitions. Several closed expressions for the rates of *M*1, *E*2 transitions and the *E*2, *M*1 mixing ratios are obtained. Some survey is made and it reveals it is meaningful to investigate the g-boson degree of freedom in those regions.