第16卷 第3期　高能物理与核物理　Vol. 16, No. 3
1992年3月　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　Mar., 1992

强耦合 $SU(3)$ 极限基带波函数的计算

李光华　贺慧勇
(长沙水电师院物理系，410077)

摘　要

用群论方法给出了 IBM4 中强耦合 $SU(3)$ 极限的内禀态波函数，然后用投影方法由内禀态波函数得到了基带波函数。

一、引　言

将 IBM 推广用于轻核叫 IBM4[1]. 它有七条可能的群链[2]，其中的强耦合 $SU(3)$ 链为

$$U(36)\supset U_6(sd)\times U_6(ST)\supset SU_3(sd)\times SU_3(S)\times SU_3(T)$$
$$\supset SU_3(sdS)\times SU_3(T)\supset O_3(J)\times O_3(T). \tag{1}$$

对于一个含有 n 个波色子的体系，若它具有群链(1)所描述的动力学对称性，则其波函数为

$$\left|\begin{matrix} U(36) & U_6(sd) & SU_3(sd) & SU_3(S) & SU_3(sdS) & O_3(J) & SU_3(T) & O_3(T) \\ [n] & \{n_1,\cdots,n_6\}\xi & (\lambda_1\mu_1) & (\lambda_2\mu_2) & (\lambda\mu) & K\ J & (\lambda_3\mu_3) & T \end{matrix}\right\rangle. \tag{2}$$

对于同位旋 $T=0$ 的低能态，仅需考虑属于 $SU_3(sd)$ 的 $IR(2n,0)$ 与 $SU_3(S)$ 的 $IR(n,0)$ 的态，其中基带是由属于 $SU_3(sdS)$ 的 $IR(3n,0)$ 的态形成。本文将计算下述基带波函数

$$|[n]\{n,0,\cdots,0\}(2n,0)(n,0)(3n,0)K=0\ J;(00)0\rangle$$
$$\equiv\phi([n](3n,0)K=0JM). \tag{3}$$

二、内禀态波函数

文献[2]已给出 $SU_3(sdS)$ 的生成元为

$$J_q=L_q+S_q=\sqrt{10}B(2,2)^1_q+\sqrt{2}B(1010)^{10}_{q0},$$
$$Q_q=\sqrt{\frac{7}{4}}B(2,2)^2_q+[B(2,0)+B(0,2)]^2_q+\sqrt{\frac{3}{4}}B(1010)^{20}_{q0}. \tag{4}$$

它们满足对易关系

本文于1990年12月3日收到.

$$
\begin{aligned}
[J_q, J_{q'}] &= -\sqrt{2}\sum_{q+q'}\langle 1q, 1q' | 1q+q'\rangle J_{q+q'}, \\
[Q_q,\ J_{q'}] &= -\sqrt{6}\sum_{q+q'}\langle 2q, 1q' | 2q+q'\rangle Q_{q+q'}, \\
[Q_q, Q_{q'}] &= 3\sqrt{10}\sum_{q+q'}\langle 2q, 2q' | 1q+q'\rangle J_{q+q'}.
\end{aligned} \tag{5}
$$

我们可以将生成元(4)改写为不可约张量的形式：

$$
\begin{aligned}
&A = -2\sqrt{2}\,Q_0, \\
&\nu_0 = \frac{1}{2}J_0, \quad \nu_{\pm1} = \mp\sqrt{\frac{2}{3}}Q_{\pm2}, \\
&V_{\pm\frac{1}{2}} = \pm\sqrt{\frac{1}{2}}\left(\sqrt{\frac{2}{3}}Q_{\pm1} \pm \frac{1}{2}J_{\pm1}\right), \quad T_{\pm\frac{1}{2}} = \mp\{V_{\mp\frac{1}{2}}\}^{\dagger}.
\end{aligned} \tag{6}
$$

它们满足对易关系

$$
\begin{aligned}
&[A, \nu_0] = [A, \nu_{\pm1}] = 0, \\
&[\nu_0, \nu_{\pm1}] = \pm\nu_{\pm1}, [\nu_{+1}, \nu_{-1}] = -\nu_0, \\
&[A, T_q] = 3T_q,\ [\nu_0, T_q] = qT_q, \\
&[\nu_{\pm1},\ T_q] = \mp\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\mp q\right)\left(\frac{1}{2}\pm q+1\right)}T_{q\pm1}, \\
&[A, V_q] = -3V_q,\ [\nu_0, V_q] = qV_q, \\
&[\nu_{\pm1},\ V_q] = \mp\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\mp q\right)\left(\frac{1}{2}\pm q+1\right)}V_{q\pm1}, \\
&[T_{\frac{1}{2}}, V_{\frac{1}{2}}] = -\sqrt{\frac{1}{2}}\nu_{+1},\ [T_{-\frac{1}{2}},\ V_{-\frac{1}{2}}] = -\sqrt{\frac{1}{2}}\,\nu_{-1}, \\
&[T_{\frac{1}{2}},\ V_{-\frac{1}{2}}] = -\frac{1}{4}(A+2\nu_0),\ [T_{-\frac{1}{2}},\ V_{\frac{1}{2}}] = \frac{1}{4}(A-2\nu_0).
\end{aligned} \tag{7}
$$

由此可见，A 是 $SO(3)$ 标量，构成 $U(1)$ 的生成元；ν_0 与 $\nu_{\pm1}$ 是 $SO(3)$ 一秩不可约张量，构成 $SU(2)$ 的生成元；T_q 与 V_q 都是 $SO(3)$ 的 1/2 秩不可约张量，分别使 A 的本征值增加和减少 3 .

因此用群链

$$
\begin{aligned}
U(36) &\supset U_6(sd)\times U_6(ST)\supset SU_3(sd)\times SU_3(S)\times SU_3(T) \\
&\supset SU_3(sdS)\times SU_3(T)\supset U(1)\times SU(2)\times O_3(T),
\end{aligned} \tag{8}
$$

标记的 $T=0$ 低能态波函数为

$$
\begin{aligned}
&|[n]\{n,0,\cdots,0\}(2n,0)(n,0)(\lambda\mu)\epsilon\Lambda\Sigma;(00)0\rangle \\
&= |[n](\lambda\mu)\epsilon\Lambda\Sigma\rangle.
\end{aligned} \tag{9}
$$

它是 A,ν^2 与 ν_0 的共同本征函数，本征值分别为 $\varepsilon,\Lambda(\Lambda+1)$ 与 Σ. 当 $(\lambda\mu)=(3,0)$时，本征值 ε,Λ 与 Σ 的值见表 1.

表 1 IR(3,0) 中 ε, Λ 与 Σ 的值

ε	Λ	Σ
6	0	0
3	1/2	±1/2
0	1	0,±1
−3	3/2	±1/2,±3/2

令

$$
\begin{aligned}
A_0^{\dagger} &= \sqrt{\frac{2}{3}}\, b_{201000}^{\dagger} - \sqrt{\frac{1}{3}}\, b_{001000}^{\dagger}, \\
B_{\pm\frac{1}{2}}^{\dagger} &= \sqrt{\frac{2}{3}}\, b_{201\pm100}^{\dagger} - \frac{1}{3} b_{001\pm100}^{\dagger} + \sqrt{\frac{2}{3}}\, b_{2\pm11000}^{\dagger}, \\
C_0^{\dagger} &= \frac{1}{3}\, b_{201000}^{\dagger} + \frac{\sqrt{2}}{3}\, b_{001000}^{\dagger} + \sqrt{\frac{1}{3}}\, b_{211-100}^{\dagger} + \sqrt{\frac{1}{3}}\, b_{2-11100}^{\dagger}, \\
C_{\pm1}^{\dagger} &= \sqrt{\frac{1}{3}}\, b_{2\pm21000}^{\dagger} + \sqrt{\frac{2}{3}}\, b_{2\pm11\pm100}^{\dagger}, \\
D_{\pm\frac{1}{2}}^{\dagger} &= \frac{\sqrt{3}}{3}\, b_{201\pm100}^{\dagger} + \frac{2}{3}\, b_{001\pm100}^{\dagger} + \sqrt{\frac{1}{3}}\, b_{2\pm21\pm100}^{\dagger}, \\
D_{\pm\frac{3}{2}}^{\dagger} &= b_{2\pm21\pm100}^{\dagger}.
\end{aligned} \tag{10}
$$

它们满足下述对易关系:

$$
\begin{aligned}
&[A, A_0^{\dagger}] = 6A_0^{\dagger},\ [A, B_q^{\dagger}] = 3B_q^{\dagger}, \\
&[A, C_q^{\dagger}] = 0,\ [A, D_q^{\dagger}] = -3D_q^{\dagger}, \\
&[\nu_0, A_0^{\dagger}] = [\nu_{\pm1}, A_0^{\dagger}] = [T_{\pm\frac{1}{2}}, A_0^{\dagger}] = 0, \\
&[\nu_0, X_q^{\dagger}] = qX_q^{\dagger}, \\
&[\nu_{\pm1}, X_q^{\dagger}] = \mp\sqrt{\frac{1}{2}(p\mp q)(p\pm q+1)}\, X_{q\pm1}^{\dagger}.
\end{aligned} \tag{11}
$$

在上式最后两个对易关系中,当 $X_q^{\dagger}$ 为 $B_q^{\dagger}, C_q^{\dagger}$ 与 $D_q^{\dagger}$ 时, p 分别为 1/2,1 与 3/2. 由(11)式可以看出 $A_0^{\dagger}, B_q^{\dagger}, C_q^{\dagger}$ 与 $D_q^{\dagger}$ 构成 $SU(3)$ 的(3 0)秩不可约张量 $U^{(30)}(\varepsilon\Lambda\Sigma)$:

$$
\begin{aligned}
&U^{(30)}(600) = A_0^{\dagger}, \qquad U^{(30)}\left(3\,\frac{1}{2}\,q\right) = B_q^{\dagger}, \\
&U^{(30)}(01q) = C_q^{\dagger}, \qquad U^{(30)}\left(-3\,\frac{3}{2}\,q\right) = D_q^{\dagger}, \\
&\varepsilon = 6 - 6\Lambda.
\end{aligned} \tag{12}
$$

波函数(9)完全由最高权态 $|[n](\lambda\mu)\varepsilon_{\max}\Lambda_0\Lambda_0\rangle$ 或最低权态 $|[n](\lambda\mu)\varepsilon_{\min}\Lambda_0'\Lambda_0'\rangle$ 决定,它们分别满足

$$
T_q|[n](\lambda\mu)\varepsilon_{\max}\Lambda_0\Lambda_0\rangle = 0,\ V_q|[n](\lambda\mu)\varepsilon_{\min}\Lambda_0'\Lambda_0'\rangle = 0. \tag{13}
$$

其中

$$
\begin{aligned}
\varepsilon_{\max} &= 2\lambda + \mu, \qquad \Lambda_0 = \frac{\mu}{2}; \\
\varepsilon_{\min} &= -(\lambda + 2\mu), \quad \Lambda_0' = \frac{\lambda}{2}.
\end{aligned} \tag{14}
$$

容易证明
$$\sqrt{\frac{1}{n!}}A_0^{\dagger n}|0\rangle = |[n](3n,0)6n\ 0\ 0\rangle \tag{15}$$
是一个最高权态，由它可完全决定用群链(8)标记的波函数 $|[n](3n,0)\in\Lambda\Sigma\rangle$.

按照 Elliott 内禀态的定义[3]，我们得到强耦合 $SU(3)$ 极限的基带内禀态波函数为
$$\chi([n]\ (3n,0)\ K=0)=\sqrt{\frac{1}{n!}}A_0^{\dagger n}|0\rangle. \tag{16}$$

三、基带波函数

由文献[3]知，内禀态与物理态的关系为
$$\chi([n](\lambda\mu)K)=\sum_J C((\lambda\mu)KJ)\ \phi([n](\lambda\mu)KJM=K). \tag{17}$$
其中 $C((\lambda\mu)KJ)$ 是 Elliott 系数[4,5]，
$$a((\lambda\mu)KJ)=b(K)C((\lambda\mu)KJ),$$
$$b(K)=e^{-\frac{i}{2}\mu\pi}\left\{\frac{\mu!}{2^{\mu}\left(\frac{1}{2}\mu-\frac{1}{2}K\right)!\left(\frac{1}{2}\mu+\frac{1}{2}K\right)!}\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{18}$$
对于任意的 λ 值，Vergados[6] 给出了系数 $a((\lambda\mu)KJ)$ 的表达式.

现在我们用投影方法[7]由基带的内禀态波函数(16)求出基带波函数 $\phi([n](3n,\ 0)K=0JM)$. 令
$$A_0^{\dagger n}=\sum_J W(n,J,M=0), \tag{19}$$
其中 $W(n,J,M=0)$ 是到角动量 J 上的投影，求和指标 J 为
$$J=3n,\ 3n-2,\cdots\cdots,\begin{cases}0, & \text{当 } n \text{ 为偶数时,}\\ 1, & \text{当 } n \text{ 为奇数时.}\end{cases} \tag{20}$$
由(16)，(17)，(19)与(20)式得基带波函数为
$$\phi([n](3n,0)0JM)=\frac{1}{C((3n,\ 0)0J)}\sqrt{\frac{1}{n!}}W(n,J,M)|0\rangle. \tag{21}$$
利用下述角动量上升与下降算符，可以得到 W 函数的表达式.
$$\begin{aligned}J_+=&\sum_{sm_s\tau m_\tau}(2b^\dagger_{22sm_s\tau m_\tau}b_{21sm_s\tau m_\tau}+2b^\dagger_{2-1sm_s\tau m_\tau}b_{2-2sm_s\tau m_\tau}\\&+\sqrt{6}\,b^\dagger_{21sm_s\tau m_\tau}b_{20sm_s\tau m_\tau}+\sqrt{6}\,b^\dagger_{20sm_s\tau m_\tau}b_{2-1sm_s\tau m_\tau})\\&+\sqrt{2}\sum_{lm}(b^\dagger_{lm1100}b_{lm1000}+b^\dagger_{lm1000}b_{lm1-100}),\end{aligned} \tag{22}$$
$$\begin{aligned}J_-=&\sum_{sm_s\tau m_\tau}(2b^\dagger_{21sm_s\tau m_\tau}b_{22sm_s\tau m_\tau}+2b^\dagger_{2-2sm_s\tau m_\tau}b_{2-1sm_s\tau m_\tau}\\&+\sqrt{6}\,b^\dagger_{20sm_s\tau m_\tau}b_{21sm_s\tau m_\tau}+\sqrt{6}\,b^\dagger_{2-1sm_s\tau m_\tau}b_{20sm_s\tau m_\tau})\\&+\sqrt{2}\sum_{lm}(b^\dagger_{lm1000}b_{lm1100}+b^\dagger_{lm1-100}b_{lm1000}),\end{aligned}$$

$$[J_+, W(n,J,M)] = \sqrt{(J-M)(J+M+1)}\,W(n,J,M+1),$$
$$[J_-, W(n,J,M)] = \sqrt{(J+M)(J-M+1)}\,W(n,J,M-1). \tag{23}$$

我们定义 $J_\pm$ 的相继对易算符 $J_\pm^{(\Delta)}$，它对任一算符 u 的作用为

$$[J_\pm^{(\Delta)}, u] = \overbrace{[J_\pm, [J_\pm, \cdots\cdots, [J_\pm}^{\Delta\text{次}}, u]\cdots\cdots]], \tag{24}$$

将相继对易算符 $J_+^{(\Delta)}$ 作用于(19)式的两边，

$$[J_+^{(\Delta)}, A_0^{\dagger n}] = \sum_J \sqrt{\frac{(J+\Delta)!}{(J-\Delta)!}}\,W(n,J,\ M=\Delta). \tag{25}$$

当 $\Delta = 3n$ 时，上式右边仅剩下 $W(n,J=3n,\ M=3n)$，其它项由于 J 的第三分量超过 J 的值而为 0。

$$[J_+^{(3n)},\ A_0^{\dagger n}] = \sqrt{(6n)!}\,W(n,J=3n,\ M=3n),$$

$$\therefore \qquad W(n,J=3n,\ M=3n) = \sqrt{\frac{1}{(6n)!}}\,[J_+^{(3n)},\ A_0^{\dagger n}], \tag{26}$$

$$W(n,J=3n,\ M=3n-2s) = \sqrt{\frac{(6n-2s)!}{(2s)!(6n)!}}\,[J_-^{(2s)},\ W(n,J=3n,M=3n)]. \tag{27}$$

当 $\Delta = 3n-2$ 时，(25)式右边仅两项不为 0，

$$[J_+^{(3n-2)}, A_0^{\dagger n}] = \sqrt{\frac{(6n-2)!}{2!}}\,W(n,J=3n,M=3n-2)$$
$$+\sqrt{\frac{(6n-4)!}{0!}}\,W(n,J=3n-2,\ M=3n-2).$$

利用(26)与(27)式得

$$W(n,J=3n-2,\ M=3n-2) = \sqrt{\frac{1}{(6n-4)!}}\Big\{[J_+^{(3n-2)},\ A_0^{\dagger n}]$$
$$-\sqrt{\frac{(6n-2)!}{2!(6n)!}}[J_-^{(2)}, [J_+^{(3n)},\ A_0^{\dagger n}]]\Big\}. \tag{28}$$

于是可得关于W的迭推公式

$$W(n,\ J=3n-2t,\ M=3n-2t) = \sqrt{\frac{1}{(6n-4t)!}}\Big\{[J_+^{(3n-2t)},\ A_0^{\dagger n}]$$
$$-\sum_{p=0}^{t-1}\frac{(6n-2t-2p)!}{(2t-2p)!}\sqrt{\frac{1}{(6n-4p)!}}\,[J_-^{(2t-2p)},\ W(n,J=3n-2p,$$
$$M=3n-2p)]\Big\}. \tag{29}$$

由此得到

$$W(n,J=3n-2t,\ M=3n-2t)$$
$$=\sqrt{\frac{1}{(6n-4t)!}}\sum_{p=0}^{t} f_{3n-2t,2p}[J_-^{(2p)}, [J_+^{(3n-2t+2p)},\ A_0^{\dagger n}]]. \tag{30}$$

其中系数 $f_{m,2p}$ 满足迭推公式

$$f_{m,0}=1,\quad f_{m,2p}=-\sum_{l=0}^{p-1}\frac{(2m+2l+2p)!}{(2m+4p)!(2p-2l)!}f_{m,2l}. \tag{31}$$

将(30)、(31)式代入(21)式，得基带波函数为

$$\begin{aligned}&\phi([n](3n,0)K=0,\ J=3n-2t,\ M=3n-2t)\\ &=\frac{1}{C((3n,0)0J=3n-2t)}\sqrt{\frac{1}{n!(6n-4t)!}}\sum_{p=0}^{t}f_{3n-2t,2p}[J_-^{(2p)},[J_+^{(3n-2t+2p)},A_0^{\dagger n}]].\end{aligned} \tag{32}$$

由于上升，下降算符 $J_\pm$ 对算符 u 的作用类似于求导运算，相继对易算符 $J_\pm^{(\triangle)}$ 的作用类似于求高阶导数，因此利用复合函数的高阶导数公式[8]

$$\frac{d^n}{dx^n}(f(\varphi(x)))=\sum_{\substack{1\leqslant i\leqslant n\\ \sum_l i_k=i\\ \sum_{k=1}^{l}ki_k=n}}\frac{n!f^{(i)}}{i_1!i_2!\cdots\cdots i_l!}\left(\frac{u^{(1)}}{1}\right)^{i_1}\left(\frac{u^{(2)}}{2!}\right)^{i_2}\cdots\cdots\left(\frac{u^{(l)}}{l!}\right)^{i_l}, \tag{33}$$

式中，

$$f^{(i)}=\frac{d^if}{du^i},\quad u^{(k)}=\frac{d^ku}{dx^k}.$$

可以得出：若 $u,[J_\pm,u]$，$[J_\pm^{(2)},u],\cdots\cdots,[J_\pm^{(l)},u]$ 均不为 0，而 $[J_\pm^{(l+1)},u]=0$，则

$$[J_\pm^{(\triangle)},u^n]=\triangle!n!\sum_{\substack{1\leqslant i\leqslant\min(\triangle,n)\\ \sum i_k=i\\ \sum k i_k=\triangle}}\frac{u_0^{n-i}u_1^{i_1}u_2^{i_2}\cdots\cdots u_l^{i_l}}{(n-i)!i_1!i_2!\cdots\cdots i_l!}, \tag{34}$$

其中，

$$u_k=\frac{1}{k!}[J_\pm^{(k)},u],\quad k=0,1,\cdots\cdots,l. \tag{35}$$

而 l 之值由表 2 决定。

表2　l 的数值

u / l	$A_0^\dagger$	$[J_+,A_0^\dagger]$	$[J_+^{(2)},A_0^\dagger]$	$[J_+^{(3)},A_0^\dagger]$
J_+	3			
J_-	3	4	5	6

$$\begin{aligned}A_0^\dagger&=\sqrt{\frac{2}{3}}\,b_{201000}^\dagger-\sqrt{\frac{1}{3}}\,b_{001000}^\dagger,\\ [J_+,\ A_0^\dagger]&=2\left(b_{211000}^\dagger+\sqrt{\frac{1}{3}}\,b_{201100}^\dagger\right)-\sqrt{\frac{2}{3}}\,b_{001100}^\dagger,\\ [J_+^{(2)},\ A_0^\dagger]&=4(b_{221000}^\dagger+\sqrt{2}\,b_{211100}^\dagger),\quad [J_+^{(3)},\ A_0^\dagger]=12\sqrt{2}\,b_{221100}^\dagger.\end{aligned} \tag{36}$$

由广义 Leibniz 公式[8]得

$$[J_{-}^{(\Delta)},(V_1V_2\cdots\cdots V_m)] = \sum_{\substack{\sum i_k=\Delta \\ 0\leqslant i_k\leqslant\Delta}} \frac{\Delta!}{i_1!i_2!\cdots\cdots i_m!}[J_{-}^{(i_1)},V_1][J_{-}^{(i_2)},V_2]\cdots\cdots[J_{-}^{(i_m)},V_m]. \tag{37}$$

对于任意的 n(核子体系的玻色子数),我们可以由(32),(34), (36)与(37)式算出强耦合 $SU(3)$ 极限的基带波函数的解析表达式.

四、讨 论

在 IBM4 中存在七条可能的群链,但使我们感兴趣的是其中的 $U(5)$、$O(6)$、$SU(3)$ 与强耦合 $SU(3)$ 极限[9],前三种与 IBM 中的相应极限有些类似. 在 $U(5)$ 极限中, d 玻色子数 n_d,d 玻色子辛弱数 τ,轨道角动量 L,自旋 S, 同位旋 T 与总角动量 J 都是好量子数. 在 $O(6)$ 极限中, d 玻色子数 n_d 已不是好量子数, 但 τ, L,S,T 与 J 仍是好量子数. 在 $SU(3)$ 极限中, n_d 与 τ 都不是好量子数, 仅 L,S,T 与 J 才是好量子数. 而在强耦合 $SU(3)$ 极限下, n_d,τ,L 与 S 都不是好量子数,只有 T 与 J 才是好量子数. 这表明在这极限下不仅存在不同玻色子辛弱数的态的混合,而且 sd 空间与 S 空间之间的耦合也比其它极限强烈,这就是我们把(1)式叫做强耦合 $SU(3)$ 极限的原因.

本文虽只计算了强耦合 $SU(3)$ 极限的基带波函数, 但对于其它带, 也可类似地求出其波函数.

作者感谢清华大学孙洪洲教授的帮助.

参 考 文 献

[1] P. Halse, J. P. Elliott and J. A. Evans, *Nucl. Phys.*, **A417**(1984), 301.
[2] Han Qizhi, Sun Hongzhou and Li Guanghua, *Phys. Rev.*, **C35**(1987), 786.
[3] J. P. Elliott, *Proc. Roy. Soc.*, **A245**(1958), 562.
[4] J. P. Elliott and M. Harvey, *Proc. Roy. Soc.*, **A272**(1963), 557.
[5] 曾谨言,孙洪洲,原子核结构理论,上海科技出版社,1987,242.
[6] J. D. Vergados, *Nucl. Phys.*, **A111**(1968), 681.
[7] Gui Lu Long and Hong Zhou Sun, *J. Math. Phys.*, **30**(1989), 1937.
[8] 数学手册,高等教育出版社,1979,197.
[9] Li Guanghua, Sun Hongzhou and Han Qizhi, *Commun. in Theor. Phys.*, (Beijing, China) **7**(1987), 303.

Calculating on Wavefunctions of the Ground State Band for the Strong Coupling $SU(3)$ Limit in IBM4

Li Guanghua He Huiyong

(*Physics Department, Changsha Normal University of Water Resources and Electric Power*, 410077)

Abstract

Using the group theoretical method, the wavefunctions of intrinsic states for the strong coupling $SU(3)$ limit in IBM4 are given. Then, the wavefunctions of ground states band are obtaind from the above wavefunctions by a projection method.