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

中重核区含 G 对费米子动力学对称性模型的研究

潘　峰
（辽宁师范大学物理系，大连 116022）
（南京大学物理系，南京 210008）

曹雨芳　潘桢镛
（华东师范大学物理系，上海 200062）

摘　要

在费米子动力学对称性模型的框架下对中重质量区原子核的十六极振动自由度给出了一种新的描述。本文详细讨论了 k-active 情形。导出了两种极限情况下的能谱公式，并就 ^{204}Pb 的能谱计算与实验结果及 sdg IBM 理论的计算结果进行了比较。

一、引　言

在核多体问题的研究中，动力学对称性是非常重要的概念之一。近来，Ginocchio 提出的 S，D 费米子对模型[1]已发展为费米子动力学对称性模型（FDSM）[2-5]。在 FDSM 中，对大壳层内的所有正常和反常宇称单粒子能级用 k-i 基进行了重新分类[6,7]。其中 k 和 i 分别为赝轨道角动量和赝自旋。如果我们仅考虑 S 对和 D 对，也就是说，假定有效相互作用主要是单极和四极型的，则把 k-i 分解选为 $k=1$（当 k-active 时）或 $i=\frac{3}{2}$（当 i-active 时）是合理的。这种选择就将导致 SP_6（当 k-active 时）或 SO_8（当 i-active 时）对称性。然而，大量研究表明 G 对的影响也是重要的。许多人通过唯象的分析表明在形变区和振动区，十六极振动自由度的影响是不可忽略的[8-12]。大量的微观计算[13-16]也支持这一结论。所以要描述这些区域的原子核就必须引入十六极振动自由度。

此外，j 分解为 k 和 i 的方案不是唯一的。在引入 G 对后，我们可以选 $k=2$（当 k-active 时）或 $i=5/2$（当 i-active 时）。这种 k 和 i 的选择仅能出现在第六、第七和第八壳层。

SP_{10} 群的两种极限分别对应于 sdg IBM 的 SU_{14} 和 U_5 极限。SO_{12} 群也有两种分解，$SO_{12}\supset U_1\times(SU_6\supset SP_6\supset SO_3)$ 和 $SO_{12}\supset SU_2\times(SP_6\supset SO_3)$。以下我们将主要讨论

本文 1990 年 5 月 23 日收到。

SP_{10} (k-active 情形).

表1　含G对FDSM中的 k-i 分解

(其中 $G_{10} = SP_{10}^{k} \times \mathscr{S}\mathscr{U}_2$, $G_{12} = SO_{12}^{i} \times \mathscr{S}\mathscr{U}_2$).

Shell Number	6		7		8	
k	2	0	2	0	3	0
i	3/2	11/2	5/2	13/2	5/2	15/2
CONFIGURATION	$s_{1/2}$ $d_{3/2}$ $d_{5/2}$ $g_{7/2}$	$h_{11/2}$	$p_{1/2}$ $f_{7/2}$ $p_{3/2}$ $h_{9/2}$ $f_{5/2}$	$i_{13/2}$	$s_{1/2}$ $g_{7/2}$ $d_{3/2}$ $g_{9/2}$ $d_{5/2}$ $i_{11/2}$	$j_{15/2}$
SYM	G_{10}		G_{10}, G_{12}		G_{12}	
Ω_0	6		7		8	
Ω_1	10		15		21	
Ω	16		22		29	

第二节,我们将给出群的生成元, Casimir 算符及群链约化. 第三节,给出两种极限情形下偶偶核的哈氏量. 并就 ^{204}Pb 的能谱计算与实验结果及 sdg IBM 理论的计算结果进行比较. 最后作一简短讨论.

二、SP_{10} 对　群

首先,我们对正常宇称态($k=2$)引入如下算符,

$$A_\mu^{r\dagger} \equiv A_\mu^{r\dagger}(k) = \sqrt{\frac{\Omega_{ki}}{2}}\,[b_{ki}^\dagger b_{ki}^\dagger]_{\mu 0}^{r0}, \quad r = 0, 2, 4, \tag{2.1}$$

$$P_\mu^r \equiv P_\mu^r(k) = \sqrt{\frac{\Omega_{ki}}{2}}\,[b_{ki}^\dagger \tilde{b}_{ki}]_{\mu 0}^{r0}, \quad r = 0, 1, 2, 3, 4, \tag{2.2}$$

对反常宇称态引入

$$\mathscr{A}_\mu^{r\dagger} = \delta_{r0}\mathscr{S}^\dagger,$$
$$\mathscr{P}_\mu^r = \delta_{r0}\hat{n}_0/2, \tag{2.3}$$

其中

$$b_{km_k im_i}^\dagger = \sum_{j=|k-i|}^{k+i} \langle km_k im_i | jm\rangle a_{jm}^\dagger, \tag{2.4}$$

$$\Omega_{ki} = \frac{1}{2}(2k+1)(2i+1). \tag{2.5}$$

上述算符的对易关系为

$$[\mathscr{S}^\dagger, A_\mu^r] = [\mathscr{S}^\dagger, P_\mu^r] = 0, \tag{2.6a}$$

$$[\mathscr{S}^\dagger, \mathscr{S}] = 2\mathscr{S}_0, \quad \mathscr{S}_0 = (\hat{n}_0 - \Omega_0)/2, \quad \Omega_0 = \frac{1}{2}(2j_0 + 1), \tag{2.6b}$$

$$[S, S^\dagger] = -2S_0,\ S_0 = (\hat{n}_1 - \Omega_1)/2,\ \Omega_1 = \Omega_{ki}, \tag{2.7a}$$

$$[P^r_\mu, A^{s\dagger}_\nu] = \sqrt{5(2r+1)(2s+1)} \sum_t \langle r\mu s\nu | t\sigma\rangle \begin{Bmatrix} r & s & t \\ 2 & 2 & 2 \end{Bmatrix} A^{t\dagger}_\sigma, \tag{2.7b}$$

$$[A^r_\mu, A^{s\dagger}_\nu] = \Omega_1 \delta_{rs}\delta_{\mu\nu} - 2\sqrt{5(2r+1)(2s+1)} \times \sum_t \langle r\mu s\nu | t\sigma\rangle \begin{Bmatrix} r & s & t \\ 2 & 2 & 2 \end{Bmatrix} (-)^\mu P^t_\sigma, \tag{2.7c}$$

$$[P^r_\mu, P^s_\nu] = \frac{1}{2}\sqrt{5(2r+1)(2s+1)} \sum_t [(-)^t - (-)^{r+s}] \times \langle r\mu s\nu | t\sigma\rangle \begin{Bmatrix} r & s & t \\ 2 & 2 & 2 \end{Bmatrix} P^t_\sigma. \tag{2.7d}$$

显然，55 个算符 $A^r_\mu(r=0, 2, 4)$，$A^{r\dagger}_\mu$，$P^r_\mu(r=0, 1, 2, 3, 4)$ 生成 SP_{10} 群.

SP_{10} 群具有如下约化，

$$\begin{array}{ccc} & SU_5(P^r_\mu,\ r=1, 2, 3, 4) \rightarrow SO_5(P^r_\mu,\ r=1, 3) & \\ SP_{10} \nearrow\searrow & & \searrow\nearrow SO_3(P^1_\mu). \\ & SU_2(S^\dagger, S, S_0) \times SO_5(P^r_\mu,\ r=1, 3) & \end{array} \tag{2.8}$$

SP_{10} 群及其子群的二阶 Casimir 算符可写为，

$$C_{2SP_{10}} = G^\dagger \cdot G + D^\dagger \cdot D + S^\dagger S + \sum_{r=1}^{4} P^r \cdot P^r + S_0(S_0 - 10), \tag{2.9a}$$

$$C_{2SU_5} = \sum_{r=1}^{4} P^r \cdot P^r, \tag{2.9b}$$

$$C_{2SO_5} = \sum_{r=1,3} P^r \cdot P^r, \tag{2.9c}$$

$$C_{2SU_2} = S^\dagger S + S_0(S_0 - 1), \tag{2.9d}$$

$$C_{2SO_3} = \frac{8}{5} P^1 \cdot P^1. \tag{2.9e}$$

这里我们将引入如下符号:

$$A^0_0 = S,\ A^{0\dagger}_0 = S^\dagger, \tag{2.10a}$$

$$A^2_\mu = D_\mu,\ A^{2\dagger}_\mu = D^\dagger_\mu, \tag{2.10b}$$

$$A^4_\mu = G_\mu,\ A^{4\dagger}_\mu = G^\dagger_\mu. \tag{2.10c}$$

$\hat{n}_0$，$\hat{n}_1$ 分别为反常宇称态和正常宇称态的粒子数算符.

令 u 表示不配成角动量为零、二、四的核子数. 对给定的 u，n_1 的最大可能值为 $(n_1)_{\max} = 2\Omega_1 - u$，这对应于 SP_{10} 的最高权态. 以下我们仅考虑偶偶核并仅限于讨论 S，D，G 子空间，于是可取 $u = 0$.

对 $u = 0$ 的不可约表示，$SP_{10}\downarrow SU_5$ 的分歧律为

$$\left\langle \frac{\Omega_1}{5} \frac{\Omega_1}{5} \frac{\Omega_1}{5} \frac{\Omega_1}{5} \frac{\Omega_1}{5} \right\rangle = \sum_{N=0}^{\Omega_1} \sum_{\substack{n_1 n_2 \\ n_3 n_4 n_5}} [2n_1, 2n_2, 2n_3, 2n_4, 2n_5], \tag{2.11a}$$

$$N = \sum_{i=1}^{5} n_i,\ \frac{\Omega_1}{5} \geqslant n_1 \geqslant n_2 \geqslant n_3 \geqslant n_4 \geqslant n_5 \geqslant 0. \tag{2.11b}$$

$SP_{10}\langle 33333\rangle \downarrow SU_5$ 的结果由表 2 给出。

SP_{10} $u=0$ 不可约表示约化为 $SU_2(k)\times SO_5(\tau_1\tau_2)$ 通常较为复杂。但当 $N_1 \leqslant \Omega_1/5$ 时，我们可用如下方法间接求得。

对给定的 k，SO_5 的不可约表示可通过如下约化得到。

表 2

N_1	$[n_1n_2n_3n_4]$					
0,15	[00]					
1,14	[20]					
2,13	[40]	[22]				
3,12	[60]	[42]	[222]			
4,11	[62]	[44]	[422]	[2222]		
5,10	[64]	[442]	[4222]	[622]	[00]	
6,9	[66]	[642]	[6222]	[444]	[4422]	[20]
7,8	[6422]	[644]	[40]	[4442]	[22]	

$j=1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$ 壳层 $(\Omega_1=15)$ 中 $u=0$ 态的 SU_5 不可约表示. SP_{10} 不可约表示为$\langle 33333\rangle$. 其中 N_1 为价费米子对数.

$$\begin{array}{ccc} SU_{14} & \rightarrow & SO_5. \\ [k,0,\cdots\cdots,0] & & (\tau_1\tau_2) \end{array} \tag{2.12a}$$

利用(2.12a)我们得到

$$\left\langle\frac{\Omega_1}{5}\frac{\Omega_1}{5}\frac{\Omega_1}{5}\frac{\Omega_1}{5}\frac{\Omega_1}{5}\frac{\Omega_1}{5}\right\rangle = (00)^{k=0}+(20)^{k=1}+(40)(22)(20)(00)^{k=2}$$
$$+(60)(42)(31)(40)(22)(20)^2(00)^{k=3}+(80)^{k=4}$$
$$+(10,0)^{k=5}\cdots\cdots+\cdots\cdots, \tag{2.12b}$$

对 $N_1 \leqslant \Omega_1/5$，$k=0,1,2,\cdots\cdots,N_1$.

$SP_{10}\supset SU_2\times(SO_5\supset SO_3\supset SO_2)$ 的波函数可表为

$$|N_1k(\tau_1\tau_2)\alpha JM\rangle = \eta_{N_1k}(S^\dagger)^{N_1-k}|kk(\tau_1\tau_2)\alpha JM\rangle, \tag{2.13}$$

$$\eta_{N_1k} = \left[\frac{(\Omega_1-N_1-k)!}{(N_1-k)!(\Omega_1-2k)!}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{2.14}$$

其中 α 表示其它附加量子数. $|kk(\tau_1\tau_2)\alpha JM\rangle$ 满足

$$S|kk(\tau_1\tau_2)\alpha JM\rangle = 0. \tag{2.15}$$

于是头三个态可表为

$$|N_10(00)00\rangle = \eta_{N_10}(S^\dagger)^{N_1}|0\rangle, \tag{2.16a}$$

$$\left|N_11(20)0\begin{pmatrix}4\mu\\2\nu\end{pmatrix}\right\rangle = \eta_{N_11}\sqrt{\frac{1}{\Omega_1}}(S^\dagger)^{N_1-1}\begin{pmatrix}G^\dagger_\mu\\D^\dagger_\mu\end{pmatrix}|0\rangle. \tag{2.16b}$$

其中量子数 k 对应于 sdg IBM 中的量子数 $n_{dg}=n_d+n_g$. 显然，当 $\Omega_1\rightarrow\infty$ 时，作代换 $s^\dagger=\sqrt{\frac{1}{\Omega_1}}S^\dagger$, $d^\dagger_\mu=\sqrt{\frac{1}{\Omega_1}}D^\dagger_\mu$, $g^\dagger_\nu=\sqrt{\frac{1}{\Omega_1}}G^\dagger_\nu$, (2.16)给出的波函数与 sdg IBM 的 SU_{14} 极限波函数一致.

三、能　　谱

现在，哈氏量可写为

$$\hat{H}=\hat{H}_0+\sum_{r=0,2,4}G_rA^{r\dagger}\cdot A^r+\sum_{r=1}^{4}b_rP^r\cdot P^r, \tag{3.1a}$$

$$\hat{H}_0=\varepsilon_0\hat{n}_0+\varepsilon_1\hat{n}_1+G_0'\mathscr{S}^\dagger\mathscr{S}+\frac{1}{4}B_0\hat{n}_0^2+g_0(\mathscr{S}^\dagger S+S^\dagger\mathscr{S})$$
$$+\frac{1}{2}B_0'\hat{n}_1\hat{n}_0. \tag{3.1b}$$

由于反常宇称态和正常宇称态的核子数 $\hat{n}_0$, $\hat{n}_1$ 是固定的，所以 $\hat{H}_0$ 项对能谱没有贡献。通常(3.1a)式应该利用数值计算来对角化。目前，我们仅讨论极限情形，此时(3.1a)有精确解。

利用 SP_{10}, SO_5, SU_5, SU_2, 及 SO_3 的二次 Casimir 算符可把(3.1a)重写为

$$\hat{H}=\hat{H}_0'+(G_0-G_4)S^\dagger S+(G_2-G_4)D^\dagger\cdot D$$
$$+(b_2-b_4)P^2\cdot P^2+(b_4-G_4)C_{2SU_5}$$
$$+(b_3-b_4)C_{2SO_5}+\frac{5}{8}(b_1-b_3)J^2, \tag{3.2a}$$

其中

$$\hat{H}_0'=\hat{H}_0+G_4[C_{2SP_{10}}-S_0(S_0-10)]. \tag{3.2b}$$

两种极限分别为

(1) $SO_5\times SU_2$ 极限：这时参数要满足如下条件，$b_2=b_4=G_2=G_4$。于是哈氏量(3.2)式简化为

$$\hat{H}=\hat{H}_0'+(G_0-G_4)S^\dagger S+(b_3-b_4)C_{2SO_5}+\frac{5}{8}(b_1-b_3)J^2. \tag{3.3}$$

哈氏量的本征值为

$$E=E_0'+(G_0-G_4)(N_1-k)(\Omega_1-k-N_1+1)+(b_3-b_4)[\tau_1(\tau_1+3)$$
$$+\tau_2(\tau_2+1)]+\frac{5}{8}(b_1-b_3)J(J+1). \tag{3.4}$$

而原子核的激发能定义为

$$E^*=E(N_0,N_1,k,\tau_1,\tau_2,J)-E(N_0,N_1,0,0,0,0). \tag{3.5}$$

于是，我们得到

$$E^*=-(G_0-G_4)k(\Omega_1-k+1)+(b_3-b_4)[\tau_1(\tau_1+3)+\tau_2(\tau_2+1)]$$
$$+\frac{5}{8}(b_1-b_3)J(J+1). \tag{3.6}$$

在 sdg IBM 的 SU_{14} 极限情况下[11]，哈氏量的本征值为

$$E=\alpha_1n_{dg}+\alpha_2n_{dg}(n_{dg}-1)+\alpha_3[\tau_1(\tau_1+3)+\tau_2(\tau_2+1)]$$
$$+\alpha_4J(J+1). \tag{3.7}$$

从(3.6)及(3.7)式的比较中，容易看出，只要 $\alpha_1/\alpha_2=-\Omega_1$，则两式给出的能谱当

$N_1 \leqslant \Omega_1/5$ 时就是一致的.

(2) SU_5 极限: 这时,参数要满足如下条件. $b_2 = b_4$, 及 $G_0 = G_2 = G_4$. 于是哈氏量可写为

$$\hat{H} = \hat{H}_0' + (b_4 - G_4)C_{2SU_5} + (b_3 - b_4)C_{2SO_5} + \frac{5}{8}(b_1 - b_3)J^2. \tag{3.8}$$

从(3.8)式可导出能谱公式为

$$\begin{aligned} E^* = (b_4 - G_4)\Big\{ & n_1(n_1 - 1) + n_2(n_2 - 3) + n_3(n_3 - 5) + n_4(n_4 - 7) \\ & - \frac{1}{5}(\mathcal{N}^2 - 25\mathcal{N})\Big\} + (b_3 - b_4)[\tau_1(\tau_1 + 3) + \tau_2(\tau_2 + 1)] \\ & + \frac{5}{8}(b_1 - b_3)J(J+1), \end{aligned} \tag{3.9}$$

其中 $\mathcal{N} = \sum_{i=1}^{4} n_i$. (3.9)式与 sdg IBM 的 SU_5 极限[11]能谱公式是完全一致的.

现在,我们来计算 ^{204}Pb 的能谱. 在 sdg IBM 中,其玻色子数 $N = 2$, 其可能的 SU_5 不可约表示由表 3 给出. 其能谱在文献[11]中已作了计算.

在含G对的 FDSM 中,我们可以作如下考虑. 首先 ^{204}Pb 的哈氏量可写为

$$\hat{H} = \hat{H}_\pi + \hat{H}_\nu + \hat{H}_{\pi\nu}, \tag{3.10}$$

其中 $\pi(\nu)$ 分别代表价质子(价中子),并且我们假定质子和中子填充不同的壳层,$\hat{H}_\pi(\hat{H}_\nu)$ 具有(3.2)式的形式,而 $\hat{H}_{\pi\nu}$ 表示质子与中子间的相互作用强度.

由于 ^{204}Pb 中的价质子对数为零,于是哈氏量仅由 $\hat{H}_\nu$ 决定. 从表 1 中可知,这时

$$N^\nu = N_0^\nu + N_1^\nu = 20, \quad \Omega_1^\nu = 15. \tag{3.11}$$

其正常宇称态和反常宇称态的中子数可用文献[17]的方法决定. 由于最后一个中子填充 $f_{5/2}$ 轨道,而反常宇称轨道相对较低,所以应全部填满了. 于是,我们有

$$N_0^\nu = 7, \qquad N_1^\nu = 13. \tag{3.12}$$

这时的 SP_{10} 不可约表示为⟨33333⟩. 其可能的 SU_5 不可约表示为[40],[22]. 这一结果

表 3　sdg IBM 中 SU_5 极限下 ^{204}Pb 的激发态量子数

SU_{15} $[N]$	SU_5 $[n_1n_200]$	SO_5 $(\tau_1\tau_2)$	SO_3 J
[2]	[40]	(40)	2,4,5,6,8
		(20)	2,4
		(00)	0
	[22]	(22)	0,2,3,4,6
		(20)	2,4
		(00)	0

与表 3 中给出的 sdg IBM 的结果完全一致. 于是,只要参数取得一致,含 G 对 FDSM 和 sdg IBM 计算出的 ^{204}Pb 的能谱也是完全相同的,其结果见表 4.

表 4　sdg IBM[11] 及含 G 对 FDSM 对 ^{204}Pb 能级的计算及与实验的比较（keV）

J^{π}	E_{exp}	E_{th}	J^{π}	E_{exp}	E_{th}
0_1^+	0	0	$(5_1)^+$	2065	2180
2_1^+	889	596	2_4^+	2103	2204
4_1^+	1274	1150	$(3_1)^+$	1605	2444
2_2^+	1354	1220	4_3^+	1817	2554
(0_2^+)	1582	1404	6_1^+	2808	2660
4_2^+	1563	1780	4_4^+	2897	2764
0_3^+	1728	1964	(6_2^+)	3996	3644
2_3^+	1958	1994	8_1^+	—	3860

在计算中，(3.9)式中的参数取为，$b_4-G_4=-117$keV，$b_3-b_4=70$keV，$b_1-b_3=64$keV. 实验取自文献[18].

四、讨　论

本文在 FDSM 的框架下对中重质量区原子核的十六极振动自由度给出了一种新描述。并详细讨论了 k-active 情形。我们发现这时含G对 FDSM 的两种极限 $SP_{10}\supset SU_2\times(SO_5\supset SO_3)$ 及 $SP_{10}\supset SU_5\supset SO_5\supset SO_3$ 与 sdg IBM 的 $SU_{15}\supset SU_{14}\supset SO_5\supset SO_3$ 及 $SU_{15}\supset SU_5\supset SO_5\supset SO_3$ 之间当 $N_1(=N$ 玻色子数$)\leqslant\Omega_1/5$ 时，具有一一对应的相似性. 特别地，给出的能谱是基本一致的。 是否 sdg IBM 可看作含 G 对 FDSM 在 $\Omega\rightarrow\infty$ 时的极限情况呢？这一点有待进一步严格证明。

含G对 FDSM 的另一个新特点是由于泡利原理的限制，SU_5 的不可约表示 $[2N_1,a,b,c]$ 当 $N_1>\Omega_1/5$ 时是不允许出现的。当然，泡利原理的限制也将影响 $SU_2\times SO_5$ 极限的结果。

另一个感兴趣的问题是，是否重要的转动极限包含在 i-active 情形之中，这时的动力学对称群为 SO_{12}. 显然此时也存在两种约化，$SO_{12}\supset U_1\times(SU_6\supset SP_6\supset SO_3)$ 及 $SO_{12}\supset SU_2\times(SP_6\supset SO_3)$. 由于 $SP_6\downarrow SO_3$ 是非简单可约的，这些极限下的许多态将是简并的。这些极限可能对应于转动极限的某些极端情况。例如，同 k-active 情形一样，能谱参数将受到许多条件的限制。对 i-active 情形我们将另文讨论。

参　考　文　献

[1] J. N. Ginocchio, *Ann. Phys.*, **126**(1980), 234.
[2] Cheng-Li Wu et al., *Phys. Lett.*, **168B**(1986), 313.
[3] Jin-Quan Chen et al., *Phys. Rev.*, **C34**(1986), 2269
[4] Cheng-Li Wu et al., *Phys. Rev.*, **C36**(1986), 1157.
[5] R. F. Casten et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 2578.
[6] Z. M. Lu et al., *Phys. Rev.*, **C37**(1988), 2789.
[7] K. T. Hecht., *Nucl. Phys.*, **A475**(1987), 276.
[8] P. M. Walker et al., *Phys. Lett.*, **116B**(1982), 393.
[9] P. Van Isacker et al., *Phys. Lett.*, **104B**(1981), 5.
[10] J. Dulsky et al., *Phys. Rev.*, **C28**(1983), 2183.
[11] 凌寅生，高能物理与核物理，**6**(1982)，77.

[12] R. D. Ratna Raju, *Phys. Rev.*, **C23**(1981), 518.
[13] A. Bhor, and B. R. Mottelson, *Phys. Scr.*, **22**(1980), 468.
[14] T. Otsuka et al., *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 387.
[15] K. S. Tanabe, and A. Arima, *Phys. Lett.*, **110B**(1981), 87.
[16] P. Catara et al., *Phys. Lett.*, **123B**(1986), 375.
[17] O. Castanos et al., *Nucl. Phys.*, **A473**(1987), 494.
[18] M. L. Halbert, *Nucl. Data Sheets*, **27**(1979), 581.

An Investigation of G Pair Included Fermion Dynamical Symmetry Model for Medium and Heavy Mass Nuclei

PAN FENG

(*Department of Physics, Liaoning Normal University, Dalian* 116022)

(*Department of Physics, Nanjing University, Nanjing* 210008)

CAO YUFANG PAN ZHENYONG

(*Department of Physics, East China Normal University, Shanghai* 200062)

ABSTRACT

A new description of the hexadecapole degree of freedom in the medium and heavy mass region in the framework of the Fermion Dynamical Symmetry Model (FDSM) is proposed. In this paper, the k-active case is discussed in detail, in which the pairing and multipole operators generate SP_{10} group. The energy spectra are derived for two limits of the pairing, quadrapole and hexadecapole strength. Finally, the spectra of ^{204}Pb are fitted and compared with the experimental values and the results obtained from sdg IBM.