国防科技大学学报
JOURNAL OF NATIONAL UNIVERSITY OF DEFENSE TECHNOLOGY
第15卷第4期 1993年12月 Vol. 15 No. 4

f 壳层耦合态的完全分类与准旋标量算符本征值*

陈健华 白铭复

（应用物理系）

摘 要 本文用二次量子化方法，对 l 壳层引进准旋、自旋、轨道为（1/2，1/2，l）阶不可约张量的产生－湮灭算符 $b_{qsm}^{1/2\,1/2\,l}$，由4个这种算符按下式耦合成准旋、自旋、轨道标量算符，

$$Y(k_1,k_2,k_3)=((bb)^{k_1k_2k_3}(bb)^{k_1k_2k_3})^{000}$$

Y（k_1，k_2，k_3）与准旋、自旋、轨道算符对易，可用于对耦合态进一步分类。利用 Y（k_1，k_2，k_3）与准旋、自旋、轨道算符的适当结合，本文给出了对 f 壳层完全分类的算符（组），给出了与G. Racah对 f 壳层分类一致的算符组。

关键词 壳模型，耦合态分类，原子物理，二次量子化

分类号 O562.1,O411.2

1 引 言

l 壳层耦合态分类对原子物理、核物理都是重要的物理问题。1943年G. Racah[1]引入辛弱数（Siniority，又译‘先行数’、‘高位数’、‘先辈数’等）v，对 d 壳层进行了完全分类，d^n 组态耦合波函数可表为

$$|d^n vSLM_sM_L\rangle,$$

其中 v，S，L，M_s，M_L 依次是辛弱数，自旋，轨道及其投影，但对 f 壳层必须增加新的量子数才能进行完全分类。1949年G. Racah[2]按照群链 U（7）$\supset SU$（7）$\supset SO$（7）$\supset G_2 \supset SO$（3）讨论了 f 壳层分类，对 f^3 给出完全分类。1953年E. F. Reilly[3]用文献［2］方法对 f^4 进行了完全分类。1963年，C. W. Nielson，G. F. Kester[4]用文献［2］方法给出计算结果，发现 f^5 有5处，f^6、f^7 各有7处分类不完全，未完全分类处用 A、B 区分，并沿用至今。

本文应用二次量子化方法和不可约张量理论，对 l 壳层引进准旋 $\vec{Q}$，自旋 $\vec{S}$，轨道 $\vec{L}$ 为（1/2，1/2，l）阶不可约张量的产生－湮灭算符 $b_{qsm}^{1/2\,1/2\,l}$，由4个这种算符耦合对 $\vec{Q}$，$\vec{S}$，$\vec{L}$ 均为标量的算符 Y，

$$Y(k_1,k_2,k_3,)=((bb)^{k_1k_2k_3}(bb)^{k_1k_2k_3})^{000} \tag{1}$$

* 1992年5月20日收稿

$$k_1 = 0,1; k_2 = 0,1; k_3 = 0,1,\cdots 2l;$$

Y（k_1，k_2，k_3）与 $\vec{Q}$，$\vec{S}$，$\vec{L}$ 对易，可用于对耦合态分类。根据本文计算，给出了能对 f 壳层完全分类的算符和算符组，给出了与文献［4］分类一致的算符组。

2 准旋标量算符

2.1 自旋、轨道、准旋算符的二次量子化形式

l 壳层粒子产生算符记为 a_{lms}^{+}，湮灭算符记为 a_{lms}，其中 lms 依次为粒子轨道、轨道投影、自旋投影。l 壳层的总自旋 $\vec{S}$，总轨道 $\vec{L}$，总准旋 $\vec{Q}$ 可用产生算符，湮灭算符表达为[5,6]

$$\begin{cases} S_Z = \sum\limits_{ms} s a_{lms}^{+} a_{lms} \\ S_{+} = S_x + iS_y = \sum\limits_{m} a_{lm\,1/2}^{+} a_{lm\,-1/2} \\ S_{-} = S_{+}^{+} \end{cases} \tag{2}$$

$$\begin{cases} L_z = \sum\limits_{ms} m a_{lms}^{+} a_{lms} \\ L_{\pm} = L_x \pm iL_y = \sum\limits_{ms} [l(l+1) - m(m\pm 1)]^{1/2} a_{lm\pm 1s}^{+} a_{lms} \end{cases} \tag{3}$$

$$\begin{cases} Q_z = \frac{1}{2}[\sum\limits_{ms} a_{lms}^{+} a_{lms} - 2l - 1] \\ Q_{+} = Q_x + iQ_y = \sum\limits_{m} (-1)^{l-m} a_{lm\,1/2}^{+} a_{l-m-1/2}^{+} \\ Q_{-} = Q_{+}^{+} \end{cases} \tag{4}$$

$\vec{S}^2$、$\vec{L}^2$、$\vec{Q}^2$ 算符定义为各算符的 x，y，z 分量的平方和。

2.2 产生-湮灭算符及其耦合

由产生算符 a_{lms}^{+}，湮灭算符 a_{lms}，引进产生-湮灭算符[6]$b_{qsm}^{1/2\,1/2\,l}$，

$$\begin{cases} b_{+1/2\,sm}^{1/2\,1/2\,l} = a_{lms}^{+} \\ b_{-1/2\,sm}^{1/2\,1/2\,l} = (-1)^{1/2-s+l-m} a_{l-m-s} \end{cases} \tag{5}$$

$b^{1/2\,1/2\,l}$有 4（$2l+1$）个分量（$q=\pm 1/2$，$s=\pm 1/2$，$m=-l$，…，l）。

利用 fermion 产生算符，湮灭算符间反对易关系：

$$\begin{cases} \{a_{lms}^{+}, a_{lm's'}\} = \delta_{m,m'}\delta_{s,s'} \\ \{a_{lms}^{+}, a_{lm's'}^{+}\} = \{a_{lms}, a_{lm's'}\} = 0 \end{cases} \tag{6}$$

其中 $\{A,B\}=AB+BA$. 容易计算 $b_{qsm}^{1/2\,1/2\,l}$ 与 $\vec{S}$,$\vec{L}$,$\vec{Q}$ 各分量的对易式，由此可证明，$b_{qsm}^{1/2\,1/2\,l}$ 对 $\vec{Q}$ 为 1/2 阶，对 $\vec{S}$ 为 1/2 阶，对 $\vec{L}$ 为 l 阶不可约张量，即对 $\vec{Q}$，$\vec{S}$，$\vec{L}$ 为（1/2，1/2，l）阶不可约张量。

对两个产生-湮灭算符进行三重耦合，

$$(bb)_{m_1 m_2 m_3}^{k_1 k_2 k_3} = \sum_{q's'm'} \langle 1/2\ q\ 1/2\ q' | k_1 m_1 \rangle \langle 1/2\ s\ 1/2\ s' | k_2 m_2 \rangle \langle lmlm' | k_3 m_3 \rangle b_{qsm}^{1/2\,1/2\,l} b_{q's'm'}^{1/2\,1/2\,l} \tag{7}$$

其中 $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle$ 为 C－G 系数。上式耦合得到的算符对 $\vec{Q}$，$\vec{S}$、$\vec{L}$ 为（k_1，k_2，k_3）阶

不可约张量。

由 C—G 系数性质知，k_1，k_2，k_3 的可能取值是

$$\begin{cases} k_1 = 0,1 \\ k_2 = 0,1 \\ k_3 = 0,1,\cdots 2l \end{cases} \tag{8a}$$

利用反对易关系（6）式及 C—G 系数性质可证：仅当 k_1，k_2，k_3 之和为奇数或零时，（7）式右端不为 0，因此只需考虑

$$k_1 + k_2 + k_3 = \text{奇数或} 0 \tag{8b}$$

（8a），（8b）式为对 k_1，k_2，k_3 取值的限制。

当 $k_1=k_2=k_3=0$ 时，算符为常数，

$$(bb)^{000}_{000} = -(2l+1)^{1/2} \tag{9}$$

当 $k_1+k_2+k_3=1$ 时，有三种情况，分别与 $\vec{Q}$，$\vec{S}$，$\vec{L}$ 有简单关系，

$$\begin{cases} (bb)^{100}_{m00} = -2(2l+1)^{-1/2}Q_m \\ (bb)^{010}_{0m0} = -2(2l+1)^{-1/2}S_m \\ (bb)^{001}_{00m} = -\left[\dfrac{3}{l(l+1)(2l+1)}\right]^{1/2}L_m \end{cases} \tag{10}$$

这里 Q_m，S_m，L_m 为 $\vec{Q}$，$\vec{S}$，$\vec{L}$ 的球分量。

由两个 $(bb)^{k_1k_2k_3}_{m_1m_2m_3}$ 可耦合为准旋、自旋、轨道标量算符（简称准旋标量算符），

$$\begin{aligned} Y(k_1k_2k_3) &= ((bb)^{k_1k_2k_3}(bb)^{k_1k_2k_3})^{000} \\ &\equiv \sum_{m_1m_2m_3}\langle k_1m_1k_1-m_1|00\rangle\langle k_2m_2\,k_2-m_2|00\rangle\langle k_3m_3k_3-m_3|00\rangle \\ &\qquad \times (bb)^{k_1k_2k_3}_{m_1m_2m_3}(bb)^{k_1k_2k_3}_{-m_1-m_2-m_3} \\ &= \sum_{m_1m_2m_3}(-1)^{j_1-m_1+j_2-m_2+j_3-m_3}[(2k_1+1)(2k_2+1)(2k_3+1))]^{-1/2} \\ &\qquad \times (bb)^{k_1k_2k_3}_{m_1m_2m_3}(bb)^{k_1k_2k_3}_{-m_1-m_2-m_3} \end{aligned} \tag{11}$$

Y（k_1，k_2，k_3）与 $\vec{Q}$，$\vec{S}$，$\vec{L}$ 对易，可用于对耦合态分类。

由（10）式，当 $k_1+k_2+k_3=1$ 时，准旋标量算符与 $\vec{Q}^2$，$\vec{S}^2$，$\vec{L}^2$ 有下列关系：

$$\begin{cases} Y(100) = -\sqrt{3}/[1/2(1/2+1)(2l+1)]\vec{Q}^2 \\ Y(010) = -\sqrt{3}/[1/2(1/2+1)(2l+1)]\vec{S}^2 \\ Y(001) = -\sqrt{3}/[l(l+1)(2l+1)]\vec{L}^2 \end{cases} \tag{12}$$

因此，$\vec{Q}^2$，$\vec{S}^2$，$\vec{L}^2$ 都是准旋标量算符的特例。

3 l 壳层耦合波函数

3.1 QSL 耦合波函数

l 壳层耦合波函数可用彼此对易算符组 $\{\vec{Q}^2, \vec{S}^2, \vec{L}^2, Q_z, S_z, L_z\}$ 的共同本征态表达，

$$|l\alpha QSLM_QM_sM_L\rangle, \quad \alpha = 1,\cdots,I(l,Q,S,L) \tag{13}$$

其中 (Q, S, L, M_Q, M_s, M_L) 依次对应上述算符组的本征值，α 为附加量子数，$I(l,Q,S,L)$ 为 Q,S,L 分类的重复度。Q,M_Q 分别与辛弱数 v，粒子数 n 有下列简单关系：

$$\begin{cases} Q = 1/2(2l + 1 - v) \\ M_Q = 1/2(n - 2l - 1) \end{cases} \tag{14}$$

仅 M_Q，M_S，M_L 不同的耦合态通过阶梯算符 $Q_\pm$，$S_\pm$，$L_\pm$ 相互联系，例如

$$Q_+ \,|l\alpha QSLM_QM_SM_L\rangle = [Q(Q+1) - M_Q(M_Q+1)]^{1/2}|l\alpha QSLM_Q + 1M_SM_L\rangle \tag{15}$$

上式两端 M_Q 改变 1，粒子数改变 2。利用阶梯算符，l 壳层耦合态分类简化为对 l^{2l} 和 l^{2l+1} $(M_Q=-1/2,\ 0)$ 两个组态，$M_L=0$、$M_s=0$ 或 $-1/2$ 的耦合态分类。

引入准旋-自旋变换[6][7]

$$Rb^{1/2\,1/2\,l}_{qsm}R^+ = (-1)^l b^{1/2\,1/2\,l}_{sqm} \tag{16}$$

有

$$R|l\alpha QSLM_QM_SQ_L\rangle = |l\alpha SQLM_SM_QM_L\rangle \tag{17}$$

注意到偶数粒子态自旋为整数、准旋为半奇数，奇数粒子态自旋为半奇数、准旋为整数，因此，上式准旋-自旋变换使奇数粒子态与偶数粒子态相联系。利用上式及（15），对 l 壳层分类简化为对 l^{2l} 或 l^{2l+1} 组态进行分类。

（17）式的一个直接推论是：Q，S，L 分类的重复度 $I\ (l,\ Q,\ S,\ L)$ 对 Q，S 交换对称，有

$$I\ (l,\ Q,\ S,\ L) = I\ (l,\ S,\ Q,\ L) \tag{18}$$

3.2 QSLY 耦合波函数

由于 $Y\ (k_1,\ k_2,\ k_3)$ 与 $\vec{Q}$，$\vec{S}$，$\vec{L}$ 对易，也可用 $\{\vec{Q}^2,\ \vec{S}^2,\ \vec{L}^2,\ Y\ (k_1,\ k_2,\ k_3),\ Q_z,\ S_z,\ L_z\}$ 的共同本征态作 l 壳层 耦合波函数，记为

$$|l\beta yQSLM_QM_SM_L\rangle \tag{19a}$$

其中 y 为 $Y\ (k_1,\ k_2,\ k_3)$ 的本征值（或其编号），β 为附加量子数，β，y 相当（13）式中 α，y 与 k_1，k_2，k_3 及 αQSL 有关，

$$y = y(k_1k_2k_3, \alpha QSL) \tag{20}$$

当对每一组 QSL，$I\ (l,\ QSL)$ 个 α 值对应的 $y\ (k_1k_2k_3,\ \alpha QSL)$ 各不相同时，（19a）式中 β 就不再必要，l 壳层完全分类波函数可表为

$$|lyQSLM_QM_SM_L\rangle \tag{19b}$$

准旋标量算符 $Y\ (k_1,\ k_2,\ k_3)$ 的本征值具有准旋-自旋交换对称性，

$$y(k_1k_2k_3, \alpha QSL) = y(k_2k_1k_3, \alpha SQL) \tag{21}$$

4　f 壳层耦合态的完全分类

由前所述，讨论 f 壳层耦合态分类，只需讨论 f^6 或 f^7 组态 $M_L=0$，$M_S=0$ 或 $\pm 1/2$ 的耦合态分类，它们均有 119 个独立态。当算符（组）的本征值（组）无一相同时，即相异本征值（组）个数等于独立态数，则给出完全分类。反之，则分类不完全。

4.1 $Y(k_1,k_2,k_3)$ 相异本征值的个数

利用我们编制的单体，二体算符矩阵元计算程序，在占有数表象计算 f^6（f^7）组态 $M_L=0$，$M_S=0$ 或 1/2 条件下 $Y\ (k_1,\ k_2,\ k_3)$ 的矩阵元，得 119 阶矩阵，通过解线性代

数本征值方程，得 119 个本征值及相应本征矢，将本征值按递增顺序排列，找出相异的本征值个数。表 1 列出 f^6（f^7）组态，（以下不再标明 $M_L=0$，$M_S=0$ 或 1/2）Y（k_1，k_2，k_3）相异本征值个数 J（仅对 $k_1+k_2+k_3\geqslant 3$ 列出）。

表 1　f^6（f^7）组态 Y（k_1，k_2，k_3）相异本征值个数 J

k_1	k_2	k_3	J	k_1	k_2	k_3	J
0	0	3	20	0	1	2	116 (111)
0	0	5	48	0	1	4	115
1	1	1	57	0	1	6	117
1	1	3	21	1	0	2	111 (116)
1	1	5	101	1	0	4	115
				1	0	6	117

表 1 中 f^7 组态相异本征值个数与 f^6 组态不同时用括号标出。

4.2　Y（k_1，$1-k_1$，k_3）重本征值对应的（L，S，Q）分类

由表 1 可看出，当 $k_1\neq k_2$，$k_1+k_2+k_3\geqslant 3$ 时，Y（k_1，k_2，k_3）相异本征值个数接近但少于独立态数，即有少量相同本征值，即重本征值。在重本征值对应的态矢子空间中，将 $\vec{L}^2$，$\vec{S}^2$，$\vec{Q}^2$ 对角化，得重本征值对应的（L，S，Q）分类。表 2 列出了计算结果。表中第一列为算符，第二列为重本征值（已乘以常数 C（k_1，k_2，k_3）使整数化），第三列为该本征值按递增顺序的起止编号，第四列为（L，S，Q）分类，（L，S，Q）组数与本征值重数相等。注意到，对每一个重本征值，（L，S，Q）已进行完全分类。因此，算符组 $\{\vec{L}^2$，$\vec{S}^2$，$\vec{Q}^2$，Y（k_1，$1-k_1$，k_3）$\}$，$k_1=0$，1，$k_3=2$，4，6 对 f 壳层能进行完全分类（这里省略了 Q_z，L_z，S_z 算符。对 $k_3=4$，6，算符组 $\{\vec{L}^2$，Y（k_1，$1-k_1$，k_3）$\}$ 即能对 f 壳层完全分类。表中第五列给出了完全分类算符组。

表 2　Y（k_1，$1-k_1$，k_3）重本征值对应的（L，S，Q）分类

算符	本征值 $\bar{C}y$	起止编号	(L,S,Q)分类	完全算符组
Y(012)	300	69−71	(3,2,3/2),(0,2,3/2)(0,0,3/2)	$\{\vec{L}^2,\vec{S}^2,\vec{Q}^2$,Y(012)$\}$
	176	109−110	(3,1,5/2),(4,0,3/2)	
Y(102)	435	33−34	(2,0,3/2)(2,1,1/2)	$\{\vec{L}^2,\vec{S}^2,\vec{Q}^2$,Y(102)$\}$
	405	42−43	(6,1,3/2)(1,1,5/2)	
	335	59−60	(5,1,5/2),(5,1,3/2)	
	245	91−92	(9,1,3/2),(6,1,3/2)	
	240	94−97	(7,2,1/2),(3,2,3/2)	
			(3,2,1/2),(0,2,3/2)	
	205	105−106	(6,2,1/2),(6,2,3/2)	
Y(014)	429	36−37	(3,3,1/2),(1,2,1/2)	$\{\vec{L}^2$,Y(014)$\}$
	330	67−68	(3,2,3/2),(0,2,3/2)	
	321	71−73	(11,1,1/2),(10,1,1/2)	
			(5,2,1/2)	
Y(104)	348	64−66	(10,0,3/2),(3,2,1/2)(0,0,3/2)	$\{\vec{L}^2$,Y(104)$\}$
	321	76−77	(12,0,1/2),(10,0,1/2)	
	264	99−100	(3,2,3/2),(0,2,3/2)	
Y(016)	11403	8−9	(9,0,1/2),(10,0,1/2)	$\{\vec{L}^2$,Y(016)$\}$
	8580	63−64	(3,2,3/2),(0,2,3/2)	
Y(106)	9048	61−62	(3,0,3/2),(0,0,3/2)	$\{\vec{L}^2$,Y(106)$\}$
	6864	100−101	(3,2,3/2),(0,2,3/2)	

4.3 按算符的本征值完全分类

按算符组的本征值分类，需逐步对角化，即先使第一算符对角，再在第一算符本征值简并的子空间中使第二算符对角，如此下去，直至全部算符对角化或简并完全解除。这种逐步对角化方法，计算量较大。能否找到完全分类算符组中算符的适当线性组合，使该算符的本征值给出完全分类？计算表明：表三中完全分类算符组中算符的代数和，即

$$\vec{L}^2+\vec{S}^2+\vec{Q}^2+Y(k_1,1-k_1,k_3);k_1=0,1;k_3=2,4,6$$

$$\vec{L}^2+Y(k_1,1-k_1,k_3);\quad k_1=0,1;\quad k_3=4,6$$

满足上述要求。这些算符的本征值对 f 壳层无一相同。

5 与 G. Racah 一致的分类

表 1 前三列对应的准旋标量算符 $Y(k_1,k_2,k_3)$（$k_1=k_2$，$k_1+k_2+k_3\geqslant 3$）与 $\vec{L}^2$，$\vec{S}^2$，$\vec{Q}^2$ 结合，给出与 G. Racah 一致的分类。表 3 给出算符组 $\{\vec{L}^2, \vec{S}^2, \vec{Q}^2, Y(003)\}$ 对 f^6 的分类，$Y(003)$ 本征值均乘以 $C=-21\sqrt{7}$ 使全部整数化。$LSQ=100L+20S+2Q$，七处二重简，并用 A，B 区分。

表 3 f^6 耦合态按 $\{\vec{L}^2, \vec{S}^2, \vec{Q}^2, Y(003)\}$ 分类 $C=-21\sqrt{7}$

LSQ	*Cy*	*LSQ*	*Cy*	*LSQ*	*Cy*	*LSQ*	*Cy*
1201	63.0000	623	112.0000	441	42.0000	301	147.0000
1121	49.0000	623	42.0000	423	112.0000	301	63.0000
1021	49.0000	621	175.0000	423	63.0000	243	28.0000
1003	42.0000	621	105.0000	423	42.0000	241	91.0000
1001	63.0000	621	49.0000 *A*	421	175.0000	241	42.0000
923	42.0000	621	49.0000 *B*	421	126.0000	223	112.0000
921	105.0000	605	49.0000	421	105.0000	223	63.0000
921	49.0000	603	154.0000	421	49.0000	221	175.0000
901	147.0000	603	42.0000	405	49.0000	221	126.0000
901	63.0000	601	217.0000	403	154.0000	221	49.0000
841	42.0000	601	147.0000	403	105.0000	205	49.0000
823	63.0000	601	63.0000 *A*	403	42.0000	203	154.0000
821	126.0000	601	63.0000 *B*	401	217.0000	203	105.0000
821	49.0000	541	105.0000	401	147.0000	203	42.0000
803	105.0000	541	42.0000	401	63.0000 *A*	201	217.0000
803	42.0000	525	21.0000	401	63.0000 *B*	201	63.0000
801	63.0000 *A*	523	126.0000	361	21.0000	141	105.0000
801	63.0000 *B*	523	63.0000	343	84.0000	125	21.0000
741	42.0000	523	42.0000	341	42.0000	123	126.0000
723	63.0000	521	189.0000	325	63.0000	123	42.0000
723	42.0000	521	126.0000	325	168.0000	121	189.0000
721	126.0000	521	105.0000	323	63.0000	121	105.0000
721	105.0000	521	49.0000 *A*	323	42.0000	121	49.0000
721	49.0000 *A*	521	49.0000 *B*	321	231.0000	101	147.0000
721	49.0000 *B*	503	105.0000	321	126.0000	43	126.0000
703	105.0000	503	42.0000	321	105.0000	7	0.0000
701	147.0000	501	147.0000	321	49.0000 *A*	3	42.0000
701	63.0000	501	63.0000	321	49.0000 *B*	1	315.0000
643	28.0000	443	28.0000	303	105.0000	1	63.0000
641	91.0000	441	91.0000	301	273.0000		

在银河 *I* 机上，计算每组 f^6 完全分类的本征值和本征矢，约需 CUP 时间 2 分钟。各

本征值计算精度约 10 位有效数字，各表中数据均为有效数字。

6 结 论

利用本文引入的准旋标量算符 $Y(k_1, k_2, k_3)$，能对 f 壳层耦合态完全分类。能给出完全分类的算符组或算符有：

(1) 算符 $\vec{L}^2+\vec{S}^2+\vec{Q}^2+Y(k_1, 1-k_1, k_3)$，算符组 $\{\vec{L}^2, \vec{S}^2, \vec{Q}^2, Y(k_1, 1-k_1, k_3)\}$ 其中 $k_1=0, 1$；$k_3=2, 4, 6$.

(2) 算符 $\vec{L}^2+Y(k_1, 1-k_1, k_3)$，算符组 $\{\vec{L}^2, Y(k_1, 1-k_3, k_3)\}$，其中 $k_1=0, 1$；$k_3=4, 6$.

能给出与 G. Racah 对 f 壳层一致的分类的算符组有 $\{\vec{L}, \vec{S}, \vec{Q}, Y(k_1, k_1, k_3)\}$，其中，$k_1=0, 1$；$2k_1+k_3\geqslant 3$.

参 考 文 献

1 Racah G. Phys. Rev., 1943; 63: 367

2 Racah G. Phys. Rev., 1949; 76: 1352

3 Reilly E F. Phys, Rev., 1953; 91: 876

4 Nielson C W and Koster G F. Spectroscopic Coefficients for p^n, d^n f^n Configuretions, Cambridge: The M, I, T, Press, 1963

5 Avery J. Crestion and Annihilation Operators, New York: Mc Grsw Hill, 1976

6 Judd B R. Second Ouantization and Atomic Spectroscopy. Baltimore Johns Hopkins Press, 1976

7 陈健华，况蕙孙. 二次量子化方法在原子结构计算中的应用. 长沙：湖南科技出版社，1992：144～180

The Complete Classification of f—shell Coupled States and the Eigenvalues of Quasispin Scalar Operator

Chen Jianhua　　Bai Mingfu

(Department of Applied Physics)

Abstract

In the second quantization methed we introduce the creation-annihilstion operator $b_{qsm}^{1/2\,1/2\,1}$, which is triple tensor of rank (1/2, 1/2, l) for Q (quasispin), S (spin), L (orbit angular-momentum), and a triple scalar operatorv (k_1, k_2, k_3) ie constructed by coupling of triple tensor, $Y(k_1, k_2, k_3) = ((bb)\,a^{k_1k_2k_3}\,(bb)^{k_1k_2k_3})^{000}$, the $Y(k_1, k_2, k_3)$ commutates with $\vec{Q}$, $\vec{S}$ and $\vec{L}$, then it can be used to further ciassify the coupled states. By appropriate combining $Y(k_1, k_2, k_3)$ with $\vec{Q}^2$, $\vec{S}^2$, $\vec{L}^2$, the set of operators which can clessify completely f-shell is obtained, and the set of operators which can classify in agreement with those of Recah is also obtained.

Key words　shell-model, classification of coupled states, atomic physics, second quantization