

# $^{190-200}\text{Pt}$ 偶质量同位素 低能激发态的微观研究\*

张战军 刘庸

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

桑建平

(武汉大学物理系 武汉 430072)

**摘要** 从壳模型组态、价核子间有效相互作用及费米子  $E2$  跃迁算子出发, 利用一种以 Dyson 玻色子展开为基础的微观方案, 给出了 sdgIBM-1 哈密顿量及玻色子  $E2$  跃迁算子. 计算了  $^{190-200}\text{Pt}$  偶质量同位素的低激发态能谱及  $E2$  约化跃迁矩阵元. 理论计算结果与实验值或唯象工作做了比较, 符合较好.

**关键词** 微观方案 玻色子  $E2$  跃迁算子  $E2$  约化跃迁矩阵元

## 1 引言

长期以来的实验, 为过渡区 Pt 同位素核提供了极其丰富的实验资料, 一种核集体模型能否对此作出很好的描述, 这将是对该集体模型的一种强有力的检验, 因此对于过渡区 Pt 同位素核性质的研究一直是理论工作者较感兴趣的课题之一. 实际上, 近些年来已有不少理论工作<sup>[1,2]</sup>利用不同的核集体模型来探讨这方面的问题, 其中以相互作用玻色子模型 (IBM) 表现较为令人满意. IBM 研究工作<sup>[3]</sup>及其它的一些理论研究工作<sup>[2]</sup>都清晰地表明了, 表征体系的哈密顿量中必须包含十六极相互作用项才能对核集体激发中的一些细致现象作出较好的描述. 在 IBM 中, 也就是说必须要考虑 g 玻色子效应. 最近在 sdgIBM 方面已有不少出色的唯象研究工作<sup>[4]</sup>. 本文希望从微观层次入手, 并能借助 IBM 成熟的研究方法对过渡区 Pt 偶质量同位素核的低能激发态进行研究.

## 2 理论方法

微观研究是以壳模型组态、价核子间的有效相互作用及费米子  $E2$  跃迁算子为出发点

1997-08-19收稿, 1997-11-24收修改稿

\* 国家自然科学基金资助

的<sup>[5]</sup>. 对于 $^{190-200}\text{Pt}$  偶质量同位素核, 本文取用了如下单粒子态<sup>1)</sup>. 价中子处于 82—126 主壳层内, 单粒子轨道能量取为(单位: MeV):  $E_{2f_{7/2}} = 0.00$ ,  $E_{3p_{3/2}} = 0.30$ ,  $E_{1h_{9/2}} = 2.20$ ,  $E_{2f_{5/2}} = 3.50$ ,  $E_{1i_{13/2}} = 3.60$ ,  $E_{3p_{1/2}} = 4.60$ ; 价质子处于 50—82 主壳层内, 单粒子轨道能量取为(单位: MeV):  $E_{1g_{7/2}} = 0.00$ ,  $E_{1f_{5/2}} = 0.32$ ,  $E_{1h_{11/2}} = 2.32$ ,  $E_{2d_{3/2}} = 2.84$ ,  $E_{3s_{1/2}} = 3.21$ . 取费米子哈密顿量形式与文献 [5] 中的相同, 价中子(价质子)间的有效相互作用为对力、四极对力、四极-四极力和十六极对力, 中子-质子间相互作用取为四极-四极力. 对 $^{190-200}\text{Pt}$  偶质量同位素, 由于价质子数确定, 它们之间的相互作用强度取值保持不变:  $g_0^{(p)} =$

表 1 价中子四极对力、十六极对力强度参数; 价中子(价质子)有效电荷;  
最大  $F$  旋截断后玻色子有效电荷及  $E2$  跃迁算子中的系数

	$^{190}\text{Pt}$	$^{192}\text{Pt}$	$^{194}\text{Pt}$	$^{196}\text{Pt}$	$^{198}\text{Pt}$	$^{200}\text{Pt}$
$G_2^{(n)}$ / MeV	0.042	0.042	0.044	0.044	0.046	0.050
$G_4^{(n)}$ / keV	0.005	0.015	0.015	0.020	0.025	0.035
$e_2^{(n)}$ / e	2.70	3.20	3.20	3.75	3.75	—
$e_2^{(p)}$ / e	3.00	3.60	3.60	4.00	4.00	—
$e_2^B$ / eb	0.126	0.150	0.149	0.172	0.171	—
$\chi_1$	0.447	0.444	0.440	0.437	0.430	—
$\chi_2$	1.199	1.219	1.214	1.220	1.220	—
$\chi_3$	1.052	1.039	1.035	1.024	1.011	—

0.050 MeV、 $G_2^{(p)} = 0.060$  MeV、 $\kappa^{(p)} = 0.024$  MeV、 $G_4^{(p)} = 0.010$  keV; 价中子间相互作用除四极对力、十六极对力的强度参数随中子数增加略增加外(见表 1), 其余亦保持不变:  $g_0^{(n)} = 0.040$  MeV、 $\kappa^{(n)} = 0.012$  MeV; 对整个同位素, 中子-质子相互作用强度都取为  $\kappa_{np} = 0.005$  MeV. 核子数不同, 平均场不同, 核子间的有效剩余相互作用也应当不同. 由于取定了壳模型组态, 所以在经验基础上, 唯象地取定了价质子间的相互作用以及价中子间的对相互作用和四极-四极相互作用的强度而让价中子间的四极对力、十六极对力强度参数随价中子数增加略作变化以符合实验. 这种唯象选取是否合理, 有待于从更深层次的微观研究作出判断. 多核子体系  $E2$  跃迁算子定义为:

$$T_{2\nu}^f = \sum_{\sigma=n,p} e_2^{(\sigma)} \sum_{i_1 m_1, i_2 m_2} \langle i_1 m_1 | r^2 Y_{2\nu} | i_2 m_2 \rangle \alpha_{j_1 m_1}^{(\sigma)+} \alpha_{j_2 m_2}^{(\sigma)}, \quad (1)$$

其中  $i$  代表单粒子态的三个转动不变量子数 ( $nlj$ ),  $m$  为角动量  $j$  的第三分量;  $e_2^{(\sigma)}$  为费米子有效电荷, 对 $^{190-198}\text{Pt}$  偶质量同位素, 其具体取值见表 1.

微观理论中采用了玻色子空间与价核子对构成的集体态子空间对应的观点. 利用 Dyson 玻色子展开理论可将体系的价核子描述转变为理想玻色子描述<sup>[6]</sup>. 用于描述集体激发的激发元能量应当较低, 为了在理想玻色子空间中找到这些激发元, 可利用耦合玻色子表象考察哈密顿量中的相互作用引起的相干性, 把集体性最强的相应的玻色子定义为  $s, d, g$  玻色子<sup>[5]</sup>, 然后实现态空间的  $s-d-g$  截断, 即集体态子空间截断, 则可获得普遍形式的

1) Liu Y, Ph. D. Thesis, (Beijing University, 1984):78

sdgIBM-2 哈密顿量  $h_{\text{sdg}}$  及电四极跃迁算子  $T_{2\nu}$ ,

$$h_{\text{sdg}} = h_{\text{sdg}}^{(n)} + h_{\text{sdg}}^{(p)} + h_{\text{sdg}}^{(np)}, \quad (2)$$

$$T_{2\nu} = \sum_{\sigma=n,p} e_2^{(\sigma)} [x_{02}^{(\sigma)} (s^{(\sigma)+} \tilde{d}^{(\sigma)} + d^{(\sigma)+} \tilde{s}^{(\sigma)})_{2\nu} + x_{22}^{(\sigma)} (d^{(\sigma)+} \tilde{d}^{(\sigma)})_{2\nu} + x_{24}^{(\sigma)} (d^{(\sigma)+} \tilde{g}^{(\sigma)} + g^{(\sigma)+} \tilde{d}^{(\sigma)})_{2\nu} + x_{44}^{(\sigma)} (g^{(\sigma)+} \tilde{g}^{(\sigma)})_{2\nu}] \equiv \sum_{\sigma=n,p} e_2^{B(\sigma)} Q_{2\nu}^{(\sigma)}. \quad (3)$$

上式中的系数  $\{x^{(\sigma)}\}$  可通过玻色子展开获得,  $Q_{2\nu}^{(\sigma)}$  为玻色子四极算子,

$$Q_{2\nu}^{(\sigma)} = (s^{(\sigma)+} \tilde{d}^{(\sigma)} + d^{(\sigma)+} \tilde{s}^{(\sigma)})_{2\nu} + \chi_1^{(\sigma)} (d^{(\sigma)+} \tilde{d}^{(\sigma)})_{2\nu} + \chi_2^{(\sigma)} (d^{(\sigma)+} \tilde{g}^{(\sigma)} + g^{(\sigma)+} \tilde{d}^{(\sigma)})_{2\nu} + \chi_3^{(\sigma)} (g^{(\sigma)+} \tilde{g}^{(\sigma)})_{2\nu}. \quad (4)$$

则

$$e_2^{B(\sigma)} = e_2^{(\sigma)} x_{02}^{(\sigma)}, \quad (5)$$

$$\chi_1^{(\sigma)} = \frac{x_{22}^{(\sigma)}}{x_{02}^{(\sigma)}}; \quad \chi_2^{(\sigma)} = \frac{x_{24}^{(\sigma)}}{x_{02}^{(\sigma)}}; \quad \chi_3^{(\sigma)} = \frac{x_{44}^{(\sigma)}}{x_{02}^{(\sigma)}}, \quad (6)$$

$e_2^{B(\sigma)}$  为玻色子有效电荷.

这样整个价核子体系的描述已转换为玻色子描述, 就可以在玻色子空间中探讨有关问题. 可是对于有确定玻色子数的体系, IBM-1 的态空间要远小于 IBM-2 的态空间, 为了使问题易于处理, 取用了全对称近似, 即假定低激发态近似属于对中子玻色子和质子玻色子全对称的态子空间. 全对称近似, 又称最大  $F$  旋截断近似. 对 sdgIBM-2 哈密顿量作最大  $F$  旋截断则可获得普遍形式的 sdgIBM-1 哈密顿量<sup>[7]</sup>

$$\hat{h}_{\text{sdg}} = h_{\text{sd}} + h_{\text{g}} + h(\text{sd}; g) \quad (7)$$

对电四极跃迁算子  $T_{2\nu}$ , 作最大  $F$  旋截断则可获得 sdgIBM-1 下的电四极跃迁算子  $\hat{T}_{2\nu}$ ,

$$\hat{T}_{2\nu} = e_2^B Q_{2\nu}, \quad (8)$$

其中  $Q_{2\nu}$  的形式与  $Q_{2\nu}^{(\sigma)}$  的相同,

$$e_2^B = \frac{N_n}{N_n + N_p} e_2^{B(n)} + \frac{N_p}{N_n + N_p} e_2^{B(p)}. \quad (9)$$

四极算子  $Q_{2\nu}$  中的系数为

$$\chi_i = \frac{N_n e_2^{B(n)} \chi_i^{(n)} + N_p e_2^{B(p)} \chi_i^{(p)}}{N_n e_2^{B(n)} + N_p e_2^{B(p)}} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (10)$$

$N_n$ 、 $N_p$  分别为中子、质子玻色子数. 对 Pt 同位素, 最大  $F$  旋截断后, sdgIBM-1 哈密顿量的

一些主要系数<sup>[7]</sup>列在表 2 中. 由于 $^{200}\text{Pt}$  尚没有跃迁实验数据, 只计算了 $^{190-198}\text{Pt}$  偶质量同位素电四极跃迁算子中的玻色子有效电荷  $e_2^B$  及系数 ( $\chi_i: i = 1, 2, 3$ ) (见表 1). 至此, 就可以在 sdgIBM-1 框架下研究 Pt 偶质量同位素的低激发能谱与  $E2$  跃迁性质.

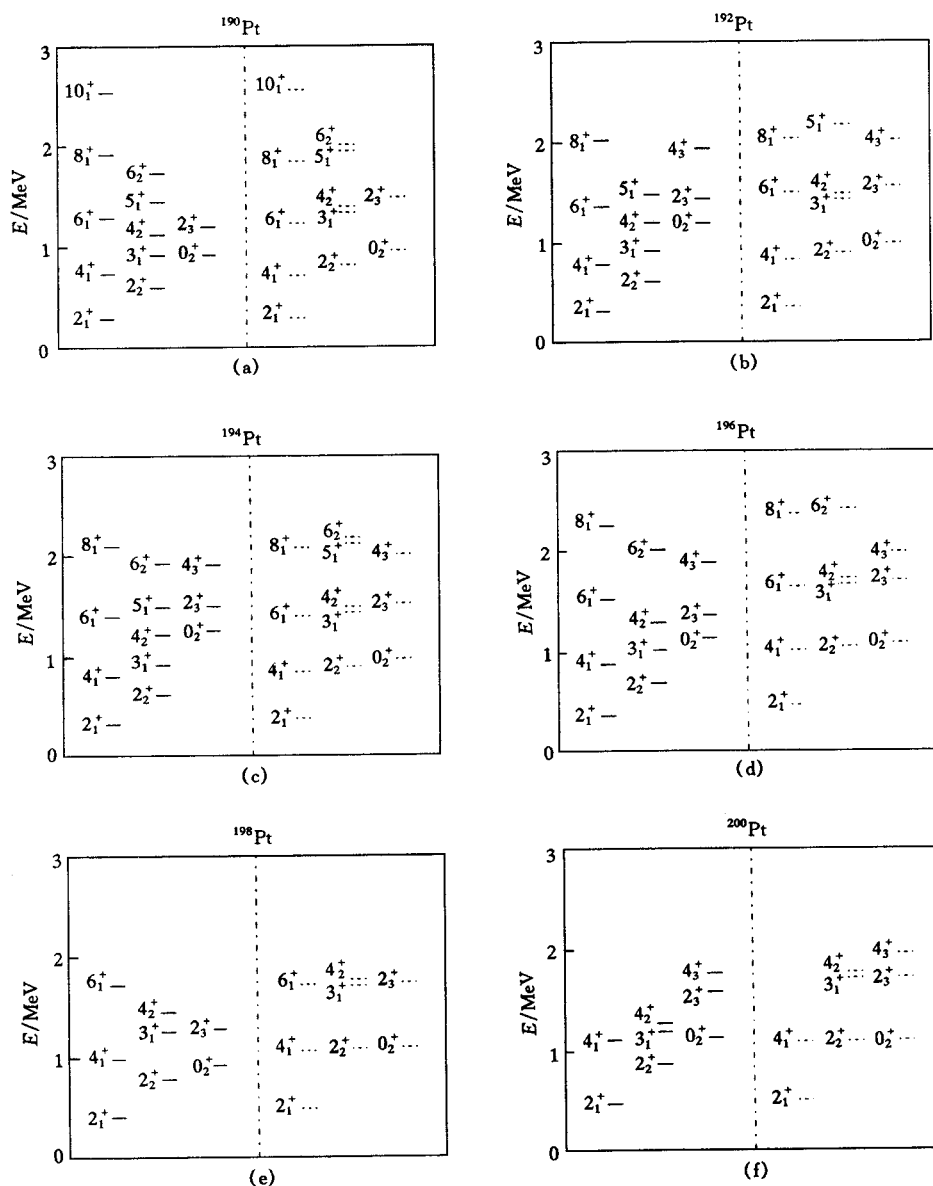
表2  $^{190-200}\text{Pt}$  偶质量同位素sdgIBM-1哈密顿量中的一些主要系数 (单位: MeV)

	$^{190}\text{Pt}$	$^{192}\text{Pt}$	$^{194}\text{Pt}$	$^{196}\text{Pt}$	$^{198}\text{Pt}$	$^{200}\text{Pt}$
$e_d$	0.730	0.739	0.675	0.696	0.660	0.607
$c_0$	-0.111	-0.105	-0.099	-0.089	-0.079	-0.069
$c_2$	-0.032	-0.030	-0.028	-0.025	-0.023	-0.020
$c_4$	-0.035	-0.033	-0.032	-0.029	-0.026	-0.023
$v_0$	-0.124	-0.120	-0.117	-0.112	-0.107	-0.104
$v_2$	-0.036	-0.033	-0.030	-0.026	-0.021	-0.014
$u_0$	-0.029	-0.027	-0.026	-0.023	-0.021	-0.019
$u_2$	-0.084	-0.081	-0.078	-0.073	-0.069	-0.065
$e_g$	2.177	2.099	2.095	2.068	2.042	2.001
$\mu_1$	0.0043	0.0012	0.0016	0.0001	0.0007	-0.0020
$\mu_6$	-0.144	-0.148	-0.142	-0.135	-0.126	0.006
$\mu_7$	-0.173	-0.197	-0.188	-0.179	-0.165	-0.144

### 3 低能激发谱及 $E2$ 约化矩阵元的讨论

利用上述微观 sdgIBM-1 哈密顿量, 通过数值计算求解薛定谔方程获得了能量本征值谱与波函数. 图 1(a-f) 中给出了 $^{190-200}\text{Pt}$  偶质量同位素的实验低激发能谱与理论计算能谱. 由于 $^{200}\text{Pt}$  存在的一些能级尚无自旋指定, 对该核, 图 1(f) 只给出了角动量不大于 4 的一些能级. 从图 1(a-f) 中可见, 对于每一个核, 理论计算谱较成功地反映出了实验谱的结构特征, 总的来说, 对于基带, 理论计算结果与实验值比较相差甚小, 有着很好的符合; 而对于边带, 准  $\gamma$  带偏高且存在着过强的 staggering 效应, 准  $\beta$  带中  $0_2^+$  与  $2_3^+$  能级间距偏大 ( $4_3^+$  另作讨论). 对于同处过渡区的 Os 偶质量同位素核的研究表明, 在区分中子质子自由度之后, 这种边带符合不好的现象可达到明显改善, 尤其是过强的 staggering 效应; 但是对于  $2_2^+$  态, 在能量符合上虽尚可, 可是  $T(E2, 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$  值却仍与实验值存在着一定的差距. 在 sdgIBM-1 下对 Pt 偶质量同位素的研究也表现出了计算的  $T(E2, 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$  值与实验值比较系统偏小的问题 (见表 4—7,  $^{196}\text{Pt}$  除外). 由此认为在对于  $2_2^+$  态的描述上, 无论是在本方案的 sdgIBM-1 框架下还是在本方案的 sdgIBM-2 框架下, 都需要考虑新的激发机制, 这是正在努力的一个方向.

V. S. Lac 等人的唯象 sdgIBM-1 研究工作<sup>[4]</sup> 将 $^{192, 194, 196}\text{Pt}$  中  $4_3^+$  态视为 g 玻色子态. 本文计算给出的 g 玻色子激发能在 2.0—2.2 MeV 之间, 且  $4_3^+$  态激发能也都大约为 2.0 MeV, 这样  $4_3^+$  态似乎即为 g 玻色子态, 但对它们的波函数进行分析发现,  $^{196}\text{Pt}$  的  $4_3^+$  态性质与 $^{190, 192, 194}\text{Pt}$  的  $4_3^+$  态性质有着明显不同.  $^{196, 198, 200}\text{Pt}$  的  $4_3^+$  态平均 g 玻色子数  $\langle N_g \rangle$  约为 1, 而 $^{190, 192, 194}\text{Pt}$  的  $4_3^+$  态的 g 玻色子平均占有率不到 4%, 仍然是以 d 玻色子激发为主的态. 需要指出的是, 在本文的微观理论方案中, 为了给 g 玻色子提供一定的结合能, 引入了同类价核子间的十六极对相互作用, 使得 g 玻色子具有更强的集体性. 十六极对相互作用对某些态的性质

图 1(a-f)  $^{190-200}\text{Pt}$  偶质量同位素能谱

实验值取自文献 [8, 9]. — 实验值; --- 理论值.

有着不可忽略的影响,以 $^{196}\text{Pt}$ 的 $4_3^+$ 态为例,引入前,该态以d玻色子激发为主, $\langle N_d \rangle \approx 5$ , $\langle N_g \rangle \approx 0$ ,而引入后,则 $\langle N_d \rangle \approx 2$ , $\langle N_g \rangle \approx 1$ ,态性质发生了明显变化,说明了微观研究中引入同类价核子间十六极对相互作用的重要性. W. T. A. Borghole 等人<sup>[3]</sup>通过电子散射对 $^{196}\text{Pt}$ 的十六极跃迁激发研究表明,要对 $4_x^+$ 态的各种形状因子给出很好的描述需考虑g玻色子效应,而本文微观方案引入的十六极对相互作用对波函数有着明显的影响,势必在各种形状因子中有较为明显的反映,作者将在以后的电子-核散射研究中对此作出考察.

$^{190-198}\text{Pt}$  偶质量同位素  $E2$  约化跃迁矩阵元的理论计算结果列在表 3—7 中. 对于角动量为  $L$  的态, 其电四极矩的定义为

$$Q_L = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \begin{pmatrix} L & 2 & L \\ -L & 0 & L \end{pmatrix} \langle L || T(E2) || L \rangle, \quad (11)$$

所以表中初末态相同的情况是指和核电四极矩相关的  $E2$  约化矩阵元. 由于  $^{190}\text{Pt}$  仅有一条  $E2$  跃迁实验值  $T(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 1.350 \pm 0.033(\text{eb})$ , 表 3 中列出了最近 S.S. Anderssen 等人<sup>[1]</sup> 的唯象计算结果, 本文的微观计算结果与之较相近. 表 4—7 中还列出了  $^{192-198}\text{Pt}$  偶质量同位素较为丰富的  $E2$  跃迁实验资料. 从表中可看出, 理论计算结果很好地反映了不同态间的跃迁强弱, 与实验结果相比符合也较好, 说明所获波函数基本描述了核态.

总体上看, 理论计算结果与实验值或唯象工作比较, 结果令人满意, 说明了微观理论

表 4  $^{192}\text{Pt}$   $E2$  约化矩阵元绝对值的比较 (单位: eb)

初态→末态	实验值	计算值
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$1.449 \pm 0.035$	1.390
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$2.343 \pm 0.038$	2.353
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$2.472 \pm 0.473$	3.114
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$1.517 \pm 0.082$	1.589
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	$0.148 \pm 0.008$	0.053
$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$1.058 \pm 0.099$	1.028
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	$1.735 \pm 0.121$	1.583
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.163 \pm 0.009$	0.117
$2_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.726 \pm 0.277$	0.793

实验值取自文献[10—13].

表 3  $^{190}\text{Pt}$   $E2$  约化矩阵元绝对值的比较 (单位: eb)

初态→末态	Anderssen et al.	本文计算值
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1.471	1.385
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	2.356	2.293
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	3.005	2.981
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	1.530	1.438
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	0.218	0.085
$2_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.891	1.026

表 5  $^{194}\text{Pt}$   $E2$  约化矩阵元绝对值的比较 (单位: eb)

初态→末态	实验值	计算值	初态→末态	实验值	计算值
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$1.284 \pm 0.006$	1.212	$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.220 \pm 0.017$	0.055
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$1.987 \pm 0.038$	2.043	$6_2^+ \rightarrow 6_1^+$	$1.140 \pm 0.342$	1.574
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$2.893 \pm 0.140$	2.686	$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$	$2.078 \pm 0.195$	2.374
$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	$3.205 \pm 0.304$	3.161	$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$0.224 \pm 0.032$	0.147
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$1.478 \pm 0.027$	1.410	$2_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.633 \pm 0.185$	0.567
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	$0.089 \pm 0.002$	0.029	$4_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$1.000^{+0.120}_{-0.140}$	0.837
$0_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$0.235 \pm 0.064$	0.348	$6_1^+ \rightarrow 6_1^+$	$0.280^{+0.120}_{-0.269}$	1.122
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.067 \pm 0.019$	0.479	$2_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$0.400^{+0.120}_{-0.052}$	0.321
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$1.500 \pm 0.180$	1.444	$4_2^+ \rightarrow 4_2^+$	$0.070^{+0.140}_{-0.052}$	0.096
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$1.775 \pm 0.070$	1.637			

实验值取自文献[10, 14, 15].

方案研究重核区核性质的成功, 同时也为唯象 sdgIBM-1 研究工作提供了一种微观解释. 值得肯定的是, 对整个  $^{190-200}\text{Pt}$  偶质量同位素, 微观方案利用的是相同的价核子壳模型单粒子能级以及变化不大的价核子有效相互作用强度, 在能谱以及  $E2$  跃迁性质研究两方面也不存在牺牲一方使另一方更符合实验的问题.

表6  $^{196}\text{Pt}$   $E2$ 约化矩阵元绝对值的比较

(单位: eb)

初态→末态	实验值	计算值	初态→末态	实验值	计算值
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$1.200 \pm 0.029$	1.175	$6_2^+ \rightarrow 6_1^+$	$1.051^{(+1.014)}_{(-0.482)}$	1.485
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$1.997^{(+0.070)}_{(-0.047)}$	1.995	$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$	$2.133^{(+0.369)}_{(-0.253)}$	2.264
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$2.534^{(+0.056)}_{(-0.133)}$	2.621	$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$0.219^{(+0.050)}_{(-0.044)}$	0.170
$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	$3.132^{(+0.149)}_{(-0.166)}$	3.052	$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.067^{(+0.030)}_{(-0.011)}$	0.016
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$1.323 \pm 0.059$	1.406	$0_3^+ \rightarrow 2_1^+$	<0.184	0.033
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	<0.003	0.005	$2_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.810 \pm 0.230$	0.404
$0_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$0.377 \pm 0.102$	0.277	$4_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$0.389^{(+0.302)}_{(-0.322)}$	0.657
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.182^{(+0.014)}_{(-0.025)}$	0.489	$6_1^+ \rightarrow 6_1^+$	$0.176^{(+0.749)}_{(-0.794)}$	0.933
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$1.401^{(+0.254)}_{(-0.090)}$	1.416	$8_1^+ \rightarrow 8_1^+$	$0.227^{(+0.903)}_{(-1.344)}$	1.176
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$1.401^{(+0.077)}_{(-0.212)}$	1.587	$2_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$0.303^{(+0.258)}_{(-0.455)}$	0.205
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.144^{(+0.019)}_{(-0.031)}$	0.045			

实验值取自文献[16—19].

表7  $^{198}\text{Pt}$   $E2$ 约化矩阵元绝对值的比较

(单位: eb)

初态→末态	实验值	计算值
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$1.010 \pm 0.050$	1.006
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$1.559 \pm 0.066$	1.687
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$\geq 2.266$	2.165
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$1.145 \pm 0.083$	1.197
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	$0.039 \pm 0.006$	0.008
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.437 \pm 0.058$	0.417
$2_3^+ \rightarrow 2_2^+$	$0.846 \pm 0.334$	0.437
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.141 \pm 0.044$	0.008
$2_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.554 \pm 0.158$	0.286

实验值取自文献[10, 19].

## 参 考 文 献

- [1] Anderssen S S, Stuchbery A E, Kuyucak S. Nucl. Phys., 1984, **A593**:212—232
- [2] Ansari A. Phys. Rev., 1988, **C38**:323—328
- [3] Borghols W T A, Blasi N, Bijker R et al. Phys. Lett., 1985, **B215**:330—334
- [4] Lac V S, Kuyucak S. Nucl. Phys., 1992, **A539**:418—440
- [5] Zhang Z J, Shi Z Y, Liu Y et al. High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese), 1998, **22**(2):169  
(张战军, 石筑一, 刘庸等. 高能物理与核物理, 1998, **22**(2):169)
- [6] Yang Z S, Liu Y, Qi H. Nucl. Phys., 1984, **A421**: 297—312
- [7] Zhang Z J, Liu Y, Sang J P. Chin. J. Nucl. Phys., 1995, **17**:318—321
- [8] Mitsuo Sakai. At. Data Nucl. Data Tables, 1984, **31**:399—432
- [9] Yates S W, Baum E M, Henry E A et al. Phys. Rev., 1988, **C37**:1889—1895
- [10] Raghavan P. At. Data Nucl. Data Tables, 1989, **42**:189—191
- [11] Yabo L, Dailing H, Hueibin S et al. Z. Phys., 1988, **A329**:307—317
- [12] Eid E, Stewart N M. Z. Phys., 1985, **A320**:495—506
- [13] Johnson N R. Phys. Rev., 1977, **C15**:1325—1330
- [14] Singh B. Nucl. Data Sheets, 1989, **56**:124—188
- [15] Wu C Y, Ph. D. Thesis, (University of Rochester, 1983)

- [16] Casten R F, Cizewski J A. Nucl Phys., 1978, **A309**:477—505; Phys. Lett., 1987, **B185**:293—298  
[17] Mauthofer A, Stelzer K, Idzko J et al. Z. Phys., 1990, **A336**:263—278  
[18] Borner H G, Jolie J, Robinson S et al. Phys. Rev., 1990, **C42**:R2271—R2274  
[19] Bolotin H H, Stuchbery A E, Morrison I et al. Nucl. Phys., 1981, **A370**:146—174

## Microscopic Study of Low-Lying States of Even $^{190-200}\text{Pt}$ Isotopes\*

Zhang Zhanjun Liu Yong

(*Institute of Particle Physics, Central China Normal University, Wuhan 430079*)

Sang Jianping

(*Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072*)

**Abstract** From the shell model configurations, valence nucleon effective interactions and fermion  $E2$  transition operator, the sdgIBM-1 Hamiltonian and the boson  $E2$  transition operator are microscopically deduced in accordance with an approach which is based on Dyson boson expansion. The spectra and the reduced  $E2$  transition matrix elements are calculated for the even  $^{190-200}\text{Pt}$  isotopes. Present theoretical calculations fit experimental data or phenomenological results fairly well.

**Key words** microscopic approach, boson  $E2$  transition operator, reduced  $E2$  transition matrix elements