

铂同位素的研究

——费米子动力学对称模型和相互作用玻色子模型比较

卢道明^{1,1)} 平加伦²

1 (南平师范高等专科学校 福建南平 353000)

2 (南京师范大学物理系 南京 210097)

摘要 利用费米子动力学对称性模型(FDSM)系统研究了偶偶核铂的同位素,其跃迁可以很好地由对相互作用+四极相互作用来描述,计算了铂(¹⁹⁰⁻¹⁹⁶Pt)同位素的能级、电四极矩、旋磁比、同质异能移和同位素移动,结果表明理论值与实验值符合的很好.计算结果还与相互作用玻色子模型(IBM)的结果进行了比较.计算结果表明即使在FDSM中质子-中子耦合系统($SO^{\pi}(8) \times SP^{\nu}(6)$)形式上不包括 $SO(6)$ 动力学对称性,但¹⁹⁶Pt附近确实存在精确的等效 $SO(6)$ 动力学对称性.

关键词 铂同位素 FDSM IBM 动力学对称性

1 引言

虽然核子是费米子,对重核结构的认识是以两种量子统计规律(玻色统计和费米统计)交叉运用为基础的.几乎从一开始,哥本哈根学派就用玻色子来表征振动的几何图像^[1],这促进了玻色展开技术的发展^[2].这种展开技术试图将唯象玻色子和基本费米子联系起来.也许玻色子最有效的利用就是Arima和Iachello^[3]等人发展起来的相互作用玻色子模型(IBM).IBM也为现代数学(比如群)的应用开辟了新的领域.利用多链动力学对称性的数学概念,IBM能够把许多最重要的集体模式统一为单一的数学结构,IBM的每一种动力学对称性都对应某种特殊的集体运动.

另一方面,如何理解IBM的成功对模型中费米子的作用提出了严重的挑战.OAI映射方法提供了在振动区域的一些理解^[4],但在大形变区存在固有的困难,如至今还不知道如何将映射方法应用于 $O(6)$ 核,这就要求我们采用不同的方法来理解费米子在玻色子代数模型中的作用,如直接采用费米子自由度来实现动力学对称性^[5,6].本文的主要内容

是通过铂同位素谱的详细分析来探究这一想法,之所以选择这些核素是因为:(1)这一区域是易于 γ 形变的,OAI映射方法难于应用;(2)有丰富和详细的实验数据;(3)IBM对此区域已有广泛的研究^[7,8].

IBM表明全同的S和D费米子对对低能谱来说是很重要的.它也指出按照这样的配对直接从费米子层次来实现IBM中的等效对称性是可能的.为了获得对动力学对称性起源的更深入理解,Ginocchio提出了费米子对相互作用+四极相互作用模型^[5].这个模型具有两个特别的意义,其一,哈密顿量和相应的厄密空间的基本单元是完全来自于费米子;其二,模型具有丰富的动力学对称性,并且是严格从费米子自由度出发的.具体来讲在这一模型中费米子基本单元是赝轨道和赝自旋空间运动学S和D费米子对,尽管采用不同的构造单元,Ginocchio模型显示了许多与IBM相同的动力学对称性特征,例如两种模型的 $SO(6)$ 对称性给出相同的能谱信息.

在20世纪80年代,Wu等人认识到物理主壳层和Ginocchio模型的 $SO(8)$ 和 $SP(6)$ 对称性之间存在单一的关联,建立了费米子动力学对称模型(FDSM)^[6].FDSM是一种对称性截断的壳模型.

2003-05-12 收稿,2003-10-28 收修改稿

1) E-mail: daominglu79@hotmail.com

如上所述, IBM 和 FDSM 都具有 $SO(6)$ 对称性, 首先人们在 ^{196}Pt 核上发现了此动力学对称性^[9], 随后在 $A = 130$ 区也发现了此种对称性^[10]. 简单地说, 人们发现 ^{196}Pt 的能谱结构和分支比与 IBM 中的动力学群链 $SO(6) \supset SO(5) \supset SO(3)$ 给出的结果一致. 在 FDSM 中, 在铀和钡区, $SO(6)$ 动力学对称性易于出现, 因为中子和质子价壳层都具有 $SO(8) \supset SO(6)$ 动力学对称性链, 然而对 ^{196}Pt , FDSM 不可能有这种动力学对称性, 因为稀土元素壳的对称性是 $SP^\nu(6) \times SO^\pi(8)$, 不存在 n-p 耦合的 $SO(6)$ 链. 因此, 描述类 $SO(6)$ 的 Pt 同位素的性质是对 FDSM 的重要检验. FDSM 的初步数值研究表明 ^{196}Pt 核存在等效 $SO(6)$ 动力学对称性^[11], 本文给出对 Pt 同位素的系统描述, 同时揭示了在这一质量区具有类似 $SO(6)$ 对称性行为.

2 哈密顿量和模型空间

按照 FDSM, 稀土区原子核的哈密顿量为

$$H = G'_{0\pi} S_\pi^+ S_\pi + G'_{0\nu} S_\nu^+ S_\nu + B'_{2\pi} P_\pi^2 P_\pi^2 + B'_{2\nu} P_\nu^2 P_\nu^2 + B_{2\pi} P_\pi^2 P_\pi^2 + B_{2\nu} P_\nu^2 P_\nu^2, \quad (1)$$

这是一个对 + 四极相互作用哈密顿量. (1) 式中算符全部可由定义在 k - i 基上的费米单体算符 b_{ki}^+ 生成, 详细说明见参考文献[6]. 在 $SO(8)$ 和 $SP(6)$ 代数中, 哈密顿量中的对和四极相互作用不是独立的, 可以通过重新定义参数 $G'_{0\sigma} = G_{0\sigma} - G_{2\sigma}$ 和 $B'_{2\sigma} = B_{2\sigma} - G_{2\sigma}$ ($\sigma = \pi, \nu$) 来考虑其相关性.

对绝大部分重核, 质子和中子占据不同的物理壳层, 它们各自的四极相互作用也完全不同. 在 FDSM 中, Pt 核质子价能级是 i 活性的, 而中子却是 k 活性的, 因此它们的四极算符为

$$P_\mu^2(\pi) = \sqrt{\frac{\Omega_1}{2}} [b_{ki}^+ \bar{b}_{ki}]_{0\mu}^2, \quad (2)$$

$$P_\mu^2(\nu) = \sqrt{\frac{\Omega_1}{2}} [b_{ki}^+ \bar{b}_{ki}]_{\mu 0}^{20}, \quad (3)$$

而在 IBM 中, 四极算符的定义为

$$Q_{\sigma\mu} = (d^+ \times \bar{s} + s^+ \times \bar{d})_{\sigma\mu}^{(2)} + \chi_\sigma (d^+ \times \bar{d})_{\sigma\mu}^{(2)}, \quad \sigma = \pi \text{ 或 } \nu. \quad (4)$$

上式中结构参数 χ_σ 变化范围为 $0 - \sqrt{7/2}$ 刚好对应于 $SO(6)$ 到 $SU(3)$ 的转变, χ_σ 是标志从一集体模式到另一集体模式转变的重要参数.

另一方面, 质子和中子的四极算符的差别应来源于壳层结构, 例如, 稀土区核的价质子和价中子分别

处于第六层和第七层, 相应的质子四极算符为 i 活性, 而中子四极算符为 k 活性. 因此, 即使对低能激发谱 IBM 和 FDSM 都强调质子中子四极相互作用的重要性, 但对这一耦合, 两种模型之间有本质差别, 从结构上来说在 IBM 中从一个动力学对称性到另一个动力学对称性的转变是通过四极相互作用结构参数 χ_π 和 χ_ν 的变化实现的. 而在 FDSM 中这种转变与质子、中子壳层对称性以及它们的耦合密切相关.

在 IBM 和 FDSM 中对相互作用项也有根本的差别, 例如, 按照 OAI 映射^[4], 单体 d 玻色子项 ϵn_d 仅能部分表示对关联, 为了更精确用玻色图像表示对相互作用, 必须包括二体 d 玻色子相互作用 $C_{in}, i = 0, 2, 4$ ^[12].

在本工作中, FDSM 模型空间取为正常宇称壳 ($u = 0$) 的 S-D 子空间, 该空间没有分裂对. 按照 FDSM, 偶偶核低激发态由辛弱数 ($\nu = 0$) 的反常宇称能级上的对来描述. 在对称性极限下, 这些核子对对状态的激发能没有贡献. 为了更接近真实情况, 反常能级的贡献可通过重整化(1)式中等效相互作用强度来考虑. 对高角动量态, 在反常宇称能级上的分裂对变得重要, 必须明确包含在模型空间中.

在计算中, 正常宇称能级上的对数 N_1 是好量子数, 可从经验公式来计算^[6].

$$N_1 = \begin{cases} N & N < 1.5 \\ 0.75 + 0.5 & 1.5 < N < 2\Omega_0 + 1.5 \\ N \sim \Omega_0 & N > 2\Omega_0 + 1.5 \end{cases} \quad (5)$$

式中 N 是价核子对数, Ω 是反常能级的对简并度. (5) 式对质子和中子均适用. 例如对于 ^{196}Pt , $N^\pi = 14$, $N^\nu = 18$, 按(5)式, $N_1^\pi = 8$, $N_1^\nu = 11$, 因此, 有 8 对质子和 11 对中子处于第 5 和第 6 主壳层的正常单粒子能级. 由于粒子 - 空穴对性, 这等价于在正常能级上有 2 对质子空穴和 4 对中子空穴 ($\Omega_{1\pi} = 10$ 和 $\Omega_{1\nu} = 15$). 注意在 IBM 中, 因为泡利因子没有包含在玻色子波函数中, 因此粒子 - 空穴对称性是外加的. 另外 N_1 分布也能从 Nilsson 能级图和测量形变参数 β 获得.

所有计算都是用 FDUO 程序包^[13] 完成.

3 能谱

根据(1)式, 发现用 5 个参数 (计算用的整套参数见表 1, N_1 值由(5)式给出) 就能对铂同位素 $^{190-198}\text{Pt}$ (每个核约有 13 条能级) 能谱给出很好描述.

限于篇幅, 而且部分能谱结果已在文献[11]中给出, 此处不再给出能谱的具体结果及相关讨论.

4 电磁跃迁

FDSM 的波函数可通过对角化(1)式得到, 利用得到的波函数, 可以计算各种跃迁. $T(E_2)$ 为 E2 跃迁算符, 定义为

$$T(E_2)_\mu^2 = e_\pi P_\mu^2(i)_\pi + e_\nu P_\mu^2(k)_\nu, \quad (6)$$

$$P_\mu^2(i) = \sqrt{\frac{\Omega_{1\pi}}{2}} [b_{ki}^+, \bar{b}_{ki}]_{0\mu}^{02},$$

$$P_\mu^2(k) = \sqrt{\frac{\Omega_{1\nu}}{2}} [b_{ki}^+, \bar{b}_{ki}]_{\mu 0}^{20}. \quad (7)$$

e_π (e_ν) 为通过实验数据拟合得到的质子 (中子) 等效电荷, 见表 1, 利用(6)式, 自旋为 J 的 α 态的电四极矩可写为

$$Q(\alpha, J) = \sqrt{\frac{16\pi}{5} \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+1)(2J+3)}} \langle \alpha, J || T^{(E2)} || \alpha, J \rangle. \quad (8)$$

表 1 FDSM 计算参数值

	190	192	194	196	198
$N_{1\nu}$	6	6	5	4	3
$B_{2\nu}$	-386	-386	-386	-386	-386
$B_{2\pi}$	48	48	48	48	48
$G_{0\nu}$	-49	-49	-49	-49	-49
$G_{0\pi}$	-10	-3	-5	-18	-50
$B_{2\nu}$	36	53	74	97	100
e_π	0.17	0.17	0.16	0.16	0.18
e_ν	0.19	0.19	0.15	0.15	0.19
	$g_\pi = 0.49$		$g_\nu = 0.20$		

注: $\beta_{0\pi} = 13 \times 10^{-3} \text{fm}$ $\beta_{0\nu} = -1.2 \times 10^{-3} \text{fm}$ $\gamma_{0\nu} = -75 \times 10^{-3} \text{fm}$.

从 (α, J) 到 (α', J') 态的约化跃迁几率为

$$B(E_2; \alpha J \rightarrow \alpha' J') = \frac{1}{2J+1} |\langle \alpha' J' || T^{(E2)} || \alpha J \rangle|^2. \quad (9)$$

表 2—5 给出 $B(E2)$ 的实验数据, FDSM 和 IBM 计算值, 两种模型计算值与实验数据符合很好. 表 4 给出 $SO(6)$ 极限下的结果, FDSM 和 IBM-2 结果表明 Pt 同位素遵守 $SO(6)$ E2 选择定则. 数值计算结果表明强和弱 E2 跃迁满足 $SO(6)$ 对称性. 例如: $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ 和 $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ 跃迁, 因为 $\Delta\tau = 2$, 故是 $SO(6)$ 对称性禁戒, 强度很小; 而 $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ 和 $0_2^+ \rightarrow 2_2^+$, 因 $\Delta\tau = 1$ 跃迁相当强, 甚至过程 $0_2^+ \rightarrow 2_2^+$ 跃迁也带有 $SO(6)$ 对称性特征. $0_3^+ \rightarrow 2_1^+$ 跃迁是 $SO(6)$ 禁戒的. 定义比

值

$$R_{\tau=1, \Delta\sigma \neq 0} = \frac{2_1^+ \rightarrow 0_1^+}{0_3^+ \rightarrow 2_1^+} \quad (10)$$

表 2 ^{192}Pt $B(E_2)$ 值的比较

$J_i \rightarrow J_f$	$B(E_2)_{\text{exp}}^{a)}$	IBM-2	IBM-1(g -boson) ^{a)}	FDSM
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0.376(8) ^{b)}	0.376	0.420	0.387
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.61(2)	0.605	0.524	0.528
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.47(18)	0.683	0.583	0.546
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.46(5)	0.619	0.413	0.528
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	0.003(1) ^{b)}	0.0013	0.006	0.002
$0_2^+ \rightarrow 2_2^+$	—	0.718	—	0.583
$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.16(3)	0.209	0.152	0.206
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	0.43(6)	0.53	0.40	0.491
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.0038(4)	0.0007	0.010	0.003
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	—	0.0008	—	0.0005
$0_3^+ \rightarrow 2_1^+$	—	0.104	—	0.046
2_1^+	$0.726 \pm 0.277 - 0.145$		0.797	0.407

a) Data are selected from [16]; b) 文献[17].

表 3 ^{194}Pt $B(E_2)$ 值的比较

$J_i \rightarrow J_f$	$B(E_2)_{\text{exp}}^{a)}$	IBM-2	IBM-1(g -boson)	FDSM
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0.330(3)	0.357	0.330	0.261
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.439(17)	0.497	0.456	0.301
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.644(62)	0.544	0.500	0.298
	0.478(140)			
$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	0.604(114)	0.515	0.506	0.202
	0.359(93)			
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.437(16)	0.517	0.357	0.311
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	0.0020(1)	0	0.005	0.0003
$0_2^+ \rightarrow 2_2^+$	0.05(3)	0.594	0.460	0.349
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.005(3)	0.021	0.007	0.024
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.25(6)	0.276	0.207	0.162
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	0.35(3)	0.276	0.240	0.153
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.0054(8)	0.004	0.001	0.001
$6_2^+ \rightarrow 6_1^+$	0.10(6)	0.176	0.144	0.086
$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$	0.33(6)	0.318	0.315	0.137
$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.004(1)	0.012	0.002	0.013
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	—	0.002	—	0.0007
$0_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.095(35)	0.084	—	0.023
$0_3^+ \rightarrow 2_2^+$	0.095(30)	0.003	—	0.021
2_1^+	$0.540^{+0.120b)}_{-0.140}$	0.13	0.707	0.253
4_1^+	$1.000^{+0.120b)}_{-0.140}$	0.470	0.593	0.475
6_1^+	$0.280^{+0.120b)}_{-0.140}$	0.846	0.405	0.970
2_2^+	$0.400^{+0.120b)}_{-0.052}$	-0.026	0.670	-0.197
4_2^+	$0.070 \pm 0.140^b)$	0.249	0.449	0.250

a) Data from [17]. $B(E_2; 10_1^+ \rightarrow 8_1^+) = 0.0011(2)$; b) Quadrupole moments are taken from [18].

这个值在 IBM-2 中近似等于 4, 在 IBM-1 等于 96, 在 FDSM 中等于 19.5, 这一比值表明不同的 $SO(6)$ 不可约表示之间的混合: 在 IBM-1 中相当小; 在 IBM-2 中相当大; FDSM 中介于两者之间. 因此 FDSM 计算明

显重现了铂同位素的 $SO(6)$ 谱, 特别是 ^{196}Pt . 同时, 从 $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) / B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 随质量增大而减少, 可以看到 SU_3 到 SO_6 对称性的转变.

表 4 ^{196}Pt $B(E_2)$ 值的比较

$J_i \rightarrow J_f$	$B(E_2)_{\text{exp}}^a$	$B(E_2)_{\text{exp}}^d$	$SO(6)\text{limit}^g$	IBM-2 ^f	IBM-1(g -boson)	FDSM
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0.288(14)	0.274(1)	0.288	0.289	0.288	0.195
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.403(32)	0.410(6)	0.378	0.395	0.393	0.248
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.421(116)	0.450(28)	0.384	0.409	0.423	0.215
$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	0.577(58)	—	0.341	0.325	0.416	0.139
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.350(31)	0.370(5)	0.378	0.40	0.303	0.262
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	$< 2.0 \times 10^{-6}$ b)	—	0	0.001	0.004	0.0001
$0_2^+ \rightarrow 2_2^+$	0.142(77)	0.1(1)	0.385	0.466	0.375	0.268
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.033(7) ^{b)}	0.028(5)	0	0.026	0.007	0.021
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.193(97) ^{b)}	0.084(14)	0.183	0.206	0.171	0.121
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	0.177(35) ^{b)}	0.18(2)	0.201	0.206	0.199	0.112
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.0030(10) ^{b)}	0.001(2)	0	0.006	0.004	0.001
$6_2^+ \rightarrow 6_1^+$	0.085(121) ^{b)}	—	0.108	0.12	0.11	0.075
$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$	0.350(102) ^{b)}	—	0.232	0.201	0.25	0.056
$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.0037(16) ^{b)}	—	0	0.017	0.001	0.031
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.0009(15) ^{b)}	—	0	0.004	7.2×10^{-6}	0.0004
$0_3^+ \rightarrow 2_1^+$	< 0.034 c)	—	0	0.067	0.003	0.010
2_1^+	0.810 ± 0.230 b)	$0.62(8)$ e)	0	0.28	0.671	0.205
4_1^+	$0.389_{-0.322}^{+0.302}$ b)	$1.03(12)$ e)	0	0.62	0.577	0.429
6_1^+	$0.176_{-0.794}^{+0.749}$ b)	$-0.18(26)$ e)	0	0.98	0.412	1.028
8_1^+	$0.227_{-1.344}^{+0.903}$ b)	—	0	1.41	0.203	1.929
2_2^+	$0.303_{-0.455}^{+0.258}$ b)	$-0.39(16)$ e)	0	-0.17	0.627	-0.143

a) $B(E_2)_{\text{exp}}$ are taken from [19]; b) The data are from [20]; c) The data are from [21]; d) $B(E_2)_{\text{exp}}$ are taken from [22]; e) g_{exp} are taken from [23]; f) Calc. are taken from [7]; g) ⁹For $O(6)$ limit, $e = 0.155(\text{eb})$.

表 5 ^{196}Pt $B(E_2)$ 值的比较

$J_i \rightarrow J_f$	$B(E_2)_{\text{exp}}^a$	IBM-2	IBM-1(g -boson)	FDSM
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0.204(20)	0.225	0.204	0.245
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.270(23)	0.298	0.272	0.300
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	≥ 0.395	0.279	0.283	0.251
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.262(38)	0.298	0.217	0.281
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	0.0003(3)	0.002	0.002	0.001
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.191(51)	0.012	0.006	0.081
$2_3^+ \rightarrow 2_2^+$	0.143(114)	0	0.001	0.019
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.004(3)	0.007	8×10^{-7}	0.001
$0_3^+ \rightarrow 2_1^+$	—	0.059	—	0.004
2_1^+	0.554 ± 0.158	0.295	0.514	0.489

a) Data are taken from [19].

5 g 因子, 同质异能移和同位素移动

为了计算磁矩和 g 因子, 引入算符 M_1

$$T(M_1)_\mu^1 = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_\pi L_\pi + g_\nu L_\nu), \quad (11)$$

$$L_\pi = \sqrt{5} P_\sigma^1(i), \quad L_\nu = \sqrt{\frac{8}{5}} P_\sigma^1(k), \quad (12)$$

磁偶极矩定义为

$$\mu = g_J J = \langle \alpha JM = J | T(M_1)_\mu^{(1)} | \alpha JM = J \rangle. \quad (13)$$

在(11)式中 α 代表多体系统中除 J 之外的所有量子数, g 是核子在 S - D 空间的 g 因子, 由实验数据拟合得到, 见表 1, 由于参数重整化, g 因子略偏离于标准值 ($g_\pi = 0.62$, $g_\nu = 0$), 但仍保持 $g_\pi > g_\nu$. 表 6 给出实验值, FDSM 和 IBM g 计算值的比较, 对所有 Pt 同位素采用相同的 g_π 与 g_ν , FDSM g 因子计算值与 g 因子的变化趋势与实验值符合的更好. 而在 IBM-2 中, 需要将 g_π 与 g_ν 看成是 N_π, N_ν 的光滑函数. IBM-2 计算结果在 2_1^+ 态的 g 因子随质量数增

大而快速增大. 我们的计算结果是 g 因子有一个缓慢增加, 对于 ^{198}Pt 甚至略有减少. 这一现象在有些实验中已观察到^[14].

E_0 跃迁算符为

$$T^{(0)} = \beta_{0\pi} [D_{\pi}^+ \bar{D}_{\pi}]^0 + \beta_{0\nu} [D_{\nu}^+ \bar{D}_{\nu}]^0 + r_{0\pi} N_{\pi} + r_{0\nu} N_{\nu}. \quad (14)$$

同质异能移和同位素移动可用 $T^{(0)}$ 表示, 同质异能移, 即 $\langle r^2 \rangle$ 激发态和基态之间的差可表示为

$$\delta \langle r^2 \rangle = \langle e | r^2 | e \rangle - \langle 0 | r^2 | 0 \rangle = \beta_{0\pi} \delta n_{\pi} + \beta_{0\nu} \delta n_{\nu}, \quad (15)$$

这里 $\delta n_{\beta} = \langle e | [D_{\beta}^+ \bar{D}_{\beta}]^0 | e \rangle - \langle 0 | [D_{\beta}^+ \bar{D}_{\beta}]^0 | 0 \rangle$.

同位素移动, 即两个相邻同位素基态的 $\langle r^2 \rangle$ 之差为

$$\Delta \langle r^2 \rangle = \langle 0 | r^2 | 0 \rangle_A - \langle 0 | r^2 | 0 \rangle_{A-2} = \beta_{0\pi} \Delta n_{\pi} + \beta_{0\nu} \Delta n_{\nu} - r_{0\nu}. \quad (16)$$

这里 $\Delta n_{\beta} = \langle 0 | [D_{\beta}^+ \bar{D}_{\beta}]^0 | 0 \rangle_{N_{\nu}} - \langle 0 | [D_{\beta}^+ \bar{D}_{\beta}]^0 | 0 \rangle_{N_{\nu}+1}$.

表 7 给出同质异能移和同位素移动的计算值和实验值, 同质异能移比同位素移动拟合得更好.

表 6 $^{190-198}\text{Pt}$, g 因子实验值和理论计算值

isotope	exp. ^{a)}	2_1^+		exp. ^{a)}	4_1^+		2_2^+	
		IBM ^c	FDSM		IBM	FDSM	exp. ^{a)}	IBM
190			0.264		0.243			0.256
192	0.318(17)	0.23	0.285	0.281(30)	0.259	0.278(46)		0.265
194	0.295(10)	0.27	0.310	0.279(31)	0.280	0.281(55)		0.284
196	0.295(10)	0.32	0.325	0.345(40)	0.300	0.271(45) ^{b)}		0.297
198	0.293(34) ^{b)}	0.40	0.321	0.307(54) ^{b)}	0.278	0.307(54) ^{b)}		0.300

a) Data are taken from [23]; b) Data are taken from [24].

表 7 $^{190-198}\text{Pt}$ 同质异能移和同位素移动的实验值和计算值

	$\delta \langle r^2 \rangle (10^{-3} \text{fm})$										$\Delta \langle r^2 \rangle (10^{-3} \text{fm})$			
	190		192		194		196		198		192-190	194-192	196-194	198-196
	2_1^+	2_2^+	2_1^+	2_2^+	2_1^+	2_2^+	2_1^+	2_2^+	2_1^+	2_2^+				
FDSM	4.48	3.22	3.84	4.76	3.16	4.93	2.66	5.54	2.14	3.68	74	75	71	69
IBM					3.62	5.08	2.55							
Exp. ^{a)}					3.45	3.57	4.49				65	67	74	80

a) Isomer shifts are taken from [25]; Isotope shifts are taken from [26].

6 讨论

很好地描述具有 $SO(6)$ 对称性的 Pt 同位素 (偶偶核) 是对 FDSM 的一个检验. 虽然可以证明 IBM 是 FDSM 一个特殊情况^[6], 在对具体核的研究中仍然存在差别, 如 Pt. $SO(6)$ 对称性也存在于 FDSM 对称性为 $SO^{\nu}(8) \times SO^{\pi}(8)$ 的壳中, 如 $A \sim 130$ 区. 此时对称性要求 $SO(6)$ 出现. 不仅偶偶核, 奇 A 核也具有 $SO(6)$ 特征^[27]. 对于 Pt 偶偶核同位素, 由于其壳层对称性为 $SP^{\nu}(6) \times SO^{\pi}(8)$, 对称性并不要求 $SO(6)$ 出现. 此时 $SO(6)$ 出现是一种偶然, 是哈密顿量中参数选择的结果. 这个区域奇 A 核不具有 $SO(6)$ 特征也说明了这一点.

在进行 FDSM 和 IBM 计算比较时, 有一点值得注意: 在玻色情况下, F 旋对于将低激发态和混合对称的状态分开至关重要^[15]. 引进 Majorana 相互作用就是为了保证混合对称性态可能出现在低能区, 对

费米子情况不存在 F 旋, 在哈密顿量中也没有类似的 Majorana 相互作用项. 对费米多体系统, 混合对称态的位置由基本相互作用和多极相互作用决定.

另外, 必须强调计算铂同位素谱和分支比的参数不是特殊选择的一套参数, 对稀土区其余核类似的计算也表明这些参数与整个壳层等效相互作用有关, 例如, 同样 5 个参数用于 Gd 同位素的计算, 谱和跃迁比展现 $SU(3)$ 行为, 对五个参数稍作调整 (5% 以内), 对较重的 Gd 同位素低激发谱和跃迁比能定量上再现. 此外, 类似的一套参数也能得出三壳层附近核的振动谱. 结果表明利用一个固定哈密顿量让参数随粒子数缓慢变化, 可以得到随着质子或中子数变化而引起的从 $SU(2)$ 到 $SU(3)$, $SU(3)$ 到 $SO(6)$, $SO(6)$ 到 $SU(2)$ 的演化谱. 这一点与 IBM 中 $SU(5)-O(6)-SU(3)$ 三角关系类似, 只不过我们现在是 $SU(2)-SO(6)-SU(3)$ 三角关系. 然而, 不同于 IBM 三角关系在 FDSM 中依赖于壳层, 对 $SO(8) \times SO(8)$ 壳, 没有 $SU(3)$ 极限. 在这种情况下, 三角关系被 $SU(2)-$

$SO(7)$ — $SO(6)$ 取代. 我们推测当在三角关系的一个顶角上存在一个振动对称性极限($SU(2)$), 在第二个角上存在类似于 $SU(3)$ 转动极限时, 即使在此壳内形式上不存在动力学对称性 $SO(6)$, 类似于 $SO(6)$ 等效对称性也可能出现. 这就提出了一种可能性: 在过渡

区 $SP^{\pi}(6) \times SP^{\nu}(6)$ 壳, 不存在 $SO(6)$ 子群, 但等效的类 $SO(6)$ 的谱仍然可以出现. 这个猜想可以在具有 $SP^{\pi}(6) \times SP^{\nu}(6)$ 对称性的 $Z = 82-126$, $N = 126-184$ 壳检验, 在这个区域 $SO(6)$ 对称性的核可能不是稳定的, 使实验观测更困难.

参考文献 (References)

- 1 Bohr A, Mottelson B R. Nuclear Structure, Vol. II, Benjamin Inc, New York, 1975
- 2 Klein A, Marshalek E R. Rev. Mod. Phys., 1991, **63**:375
- 3 Arima A, Otsuka T, Iachello F. Phys. Lett., 1977, **668**:205; Iachello F, Arima A. The Interacting Boson model, Cambridge University Press, Cambridge, 1987
- 4 Otsuka T, Arima A, Iachello F. Nucl. Phys., 1979, **A309**:1
- 5 Ginocchio J N. Ann. Phys. (N.Y.), 1980, **126**:234
- 6 WU C L et al. Phys. Lett., 1986, **B168**:311; Phys. Rev., 1987, **C36**:1157; WU C L et al. Advances in Nucl. Phys., 1994, **21**:227
- 7 Bijker R et al. Nucl. Phys., 1980, **A344**:207
- 8 LIU Y X, LONG G L, SUN H Z. J. Phys. 1991, **G17**:877
- 9 Cizewski J A et al. Phys. Rev. Lett., 1978, **40**:167
- 10 Casten R F, VonBrentano P. Phys. Lett., 1985, **B152**:22
- 11 FENG D H et al. Phys. Rev., 1993, **C48**:R1488
- 12 PAN X W, Otsuka T, CHEN J Q et al. Phys. Lett., 1992, **B287**:1
- 13 WU H, Vallieres M. Phys. Rev., 1989, **C43**:1127; Vallieres M, WU H. In: Computational Nuclear Physics 1, Ed. K. Langanker Springer-Verlag, 1991. 1
- 14 Sambataro M et al. Nucl. Phys., 1984, **A423**:333
- 15 Otsuka T et al. Phys. Lett., 1977, **B66**:20; Van Isacker P et al. Ann. Phys., 1986, **171**:253
- 16 Singh B. Nucl. Data Sheets., 1990, **61**:243; Shirleg V S. Nucl. Data sheets., 1991, **64**:205; Singh B. Nucl. Data sheets., 1989, **56**:175; Halperin J. Nucl. Data sheets., 1979, **28**:485; ZHOU C M. Nucl. Data sheets., 1990, **60**:527
- 17 Lac V S, Kuycak S. Nucl. Phys., 1992, **A539**:418
- 18 WU C Y. Ph. D. Thesis, University of Rochester, 1983
- 19 Bolotin H H et al. Nucl. Phys., 1981, **A370**:146
- 20 Manthofer A, Stelzer K, Idzko J et al. Z. Phys., 1990, **A336**:263
- 21 Borner H G et al. Phys. Rev., 1990, **C42**:R2271
- 22 Lim C S et al. Nucl. Phys., 1992, **A548**:308
- 23 Brandolini F et al. Nucl. Phys., 1992, **A536**:366
- 24 Stuchbrey A E, Lampard G J, Bolotin H H. Nucl. Phys., 1981, **A365**:317; 1991, **528**:447
- 25 Engfer R et al. Nucl. Data Tables., 1974, **14**:509
- 26 Hilberath Th, Becher Se, Bollen G et al. Z. Phys., 1992, **A342**:1
- 27 PAN X W, PING J L, FENG D H et al. Phys. Rev., 1996, **C53**:715

Study of Platinum Isotopes: A Comparison of the Fermion Dynamical Symmetry Model and the Interacting Boson Model

LU Dao-Ming^{1,1)} PING Jia-Lun²

1 (Department of Physics, Nanping Teachers College, Nanping Fujian, 353000, China)

2 (Department of Physics, Nanjing Normal University, Nanjing Jiangsu, 210097, China)

Abstract The systematics of the even platinum isotopes are described within the framework of the Fermion Dynamical Symmetry Model. By using a pairing—plus—quadrupole type interactions, we show that the transitional behavior of these isotopes can be effectively accounted for. Good agreement is obtained between theory and data for energy levels, $B(E_2)$ values, electric quadrupole moments, gyromagnetic factors, and the isomer shifts and isotope shifts for ^{190–196}Pt. The Calculations are also compared with various results obtained from the Interacting Boson Model. Consequently, our numerical calculation show that a very accurate effective $SO(6)$ dynamical symmetry exists around ¹⁹⁶Pt, even though the proton-neutron coupled system ($SO^{\pi}(8) \times SP^{\nu}(6)$) does not formally contain such a dynamical symmetry in the fermion dynamical symmetry model. Implications of this effective dynamical symmetry are discussed.

Key words Platinum isotopes, FDSM, IBM, dynamical symmetry

Received 12 May 2003, Revised 28 October 2003

1) E-mail: daoming lu 79@hotmail.com