第 14 卷 第 2 期 原子核物理评论 Vol. 14, No. 2
1997 年 6 月 Nuclear Physics Review June, 1997

超变形核的转动模型*

高早春 徐辅新
(安徽大学物理系 合肥 230039)

摘 要 为处理超变形核的转动谱,提出了一个简单的转动模型,即:冻结振动自由度,把超变形核看成是一个刚性转子.将转动哈密顿量在轴对称陀螺波函数所张开的空间中对角化时,进一步考虑了 Signature 为好量子数,重新计算了 $A\sim190$ 区偶偶核的超变形带,自旋指定与 ab 公式自旋指定仍然一致.并计算了 $A\sim150$ 区 ^{152}Dy 的超变形带,结果也与实验值拟合得很好,但自旋指定与 ab 公式差异较大.

关 键 词 转动模型 超变形带 Signature Signature 伙伴带
分 类 号 O571.21

1 引 言

与球形核及其它变形核能谱不一样,超变形核的能谱都表现为一系列极漂亮的转动带,这一规律预示:超变形核的转动机制可能是简单的.到目前为止,为处理原子核的转动谱,人们已经提出了很多转动谱公式,如 Bohr-Mottelson 公式[1]:

$$E(I) = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2 + CI^3(I+1)^3 + DI^4(I+1)^4 + \cdots \quad (1)$$

Harris 公式[2]为

$$E = \alpha\omega^2 + \beta\omega^4 + \gamma\omega^6 + \delta\omega^8 + \cdots \quad (2)$$

其中,ω 为绕 X 轴转动的角频率,则

$$\hbar\omega = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}I},\ I_x = \sqrt{(I+0.5)^2 - K^2} \quad (3)$$

1984 年,吴崇试和曾谨言提出一个比较好的转动谱公式(ab 公式)[3]

$$E(I) = a\{\sqrt{1 + bI(I+1)} - 1\} \quad (4)$$

这些公式对原子核转动谱的研究无疑起了极大地推进作用,并取得了许多显著的成果[4].本着与这些公式同样的目的,此处提出一个非常简单而直观的超变形核转动模型.以这个模型为基础,计算了一些实际超变形带,结果理论值与实验值拟合得相当好,并且还进一步考虑了 Signature 为好量子数.

2 转动谱的计算方案

2.1 模型简介

超变形核作为一个刚性转子,其转动哈密顿量可写为

$$H_{\mathrm{rot}} = \frac{\hbar^2 I_1^2}{2J_1} + \frac{\hbar^2 I_2^2}{2J_2} + \frac{\hbar^2 I_3^2}{2J_3} \quad (5)$$

令

$$\alpha = \frac{\hbar^2}{2J_1},\quad \beta = \frac{\hbar^2}{2J_2},\quad \gamma = \frac{\hbar^2}{2J_3} \quad (6)$$

则

$$H_{\mathrm{rot}} = \alpha I_1^2 + \beta I_2^2 + \gamma I_3^2 \quad (7)$$

参数 α、β 和 γ 确定后,可在轴对称陀螺波函数所张开的空间中将 H_{rot} 对角化,求得 H_{rot} 的能谱.调整参数 α、β 和 γ 的值,可与实际超变形带拟合.

轴对称陀螺本征函数可写为

$$|IMK\rangle = \left(\frac{2I+1}{8\pi^2}\right)^{1/2} D_{MK}^I \quad (8)$$

若不考虑 $R_1(\pi)$ 的对称性.则可求得 H_{rot} 的矩阵元.设

$$I_\pm = I_1 \pm I_2 \quad (9)$$

由

$$[I_1, I_2] = -iI_3, \cdots \quad (10)$$

可得

$$I_\pm\ |IK\rangle$$

* 1996-12-05 收稿.

$$= \sqrt{(I \pm K)(I \mp K + 1)}\,|IK \mp 1\rangle \tag{11}$$

于是 $H_{\rm rot}$的对角元为

$$\langle IK|H_{\rm rot}|IK\rangle = \frac{1}{2}(\alpha+\beta)[I(I+1)-K^2]+\gamma K^2 \tag{12}$$

$H_{\rm rot}$的非对角元为

$$\langle IK \pm 2|H_{\rm rot}|IK\rangle = \frac{1}{4}(\alpha-\beta)[(I \mp K)(I \pm K+1)\cdot(I \mp K-1)(I \pm K+2)]^{\frac{1}{2}} \tag{13}$$

选定 α、β 和 γ 的值及 I，在 I 的 $2I+1$ 维空间内把 $H_{\rm rot}$对角化，可得 $H_{\rm rot}$的 $2I+1$ 个能级. 取最低的能级为转动谱的能级.

对于偶偶核，若考虑 $R_1(\pi)$对称性，选取适当的相位规定，可得[9]

$$R_1(\pi)|IMK\rangle = (-)^I|IMK\rangle \tag{14}$$

由此出发，就可把$|IMK\rangle$组合成 $R_1(\pi)$的本征态. 根据 $H_{\rm rot}$的选择定则，可把 I 的 $2I+1$ 维空间分成若干个由 Signature 标志的子空间，然后将 $H_{\rm rot}$分别在各子空间中对角化. 与实际转动带拟合时，可以分别在各子空间中进行，取拟合得最好的那个子空间的 Signature 值为该带的 Signature 值，同时确定的角动量就是该带的角动量.

2.2　偶偶核转动哈密顿量矩阵元

对于一定的角动量 I，轴对称陀螺的本征态可以叠加成 Signature 的本征态$|IMK,r\rangle$（约定 $K>0$）：

$$|IMK,+1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|IMK\rangle + (-1)^I|IM-K\rangle] \tag{15}$$

$$|IMK,-1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|IMK\rangle - (-1)^I|IM-K\rangle] \tag{16}$$

若 $K=0$，则

1）当 I 为偶数时，

$$|IMK,+1\rangle = |IMK\rangle,\quad |IMK,-1\rangle = 0 \tag{17}$$

2）当 I 为奇数时，

$$|IMK,-1\rangle = |IMK\rangle,\quad |IMK,+1\rangle = 0 \tag{18}$$

容易证明：

$$R_1(\pi)|IMK,r\rangle = r|IMK,r\rangle,\quad r=\pm 1 \tag{19}$$

由于原子核为一孤立体系，能级与 M 无关，故以下略去 M.

由(11)、(12)和(13)式可得 $H_{\rm rot}$在各子空间的矩阵元（选择定则 $\Delta r=0$，$\Delta K=\pm 2$）.

1）$I=$偶数，$r=+1$（或 $I=$奇数，$r=-1$），$K=$偶数.

$H_{\rm rot}$的对角元为

$$\langle IK,r|H_{\rm rot}|IK,r\rangle = \frac{1}{2}(\alpha+\beta)[I(I+1)-K^2]+\gamma K^2 \tag{20}$$

$H_{\rm rot}$的非对角元为

$$\langle I2,r|H_{\rm rot}|I0,r\rangle = \langle I0,r|H_{\rm rot}|I2,r\rangle = \frac{1}{4}(\alpha-\beta)\sqrt{2(I-1)I(I+1)(I+2)} \tag{21}$$

$K>0$ 时

$$\langle IK+2,r|H_{\rm rot}|IK,r\rangle = \langle IK,r|H_{\rm rot}|IK+2,r\rangle = \frac{1}{4}(\alpha-\beta)[(I-K)(I-K-1)\cdot(I+K+1)(I+K+2)]^{\frac{1}{2}} \tag{22}$$

2）$I=$偶数，$r=+1$（或 $I=$奇数，$r=-1$），$K=$奇数

$H_{\rm rot}$的对角元为

$$\langle I1,r|H_{rot}|I1,r\rangle = \frac{1}{4}(\alpha+\beta)I(I+1) + \frac{1}{2}(\alpha+\beta)[I(I+1)-1]+\gamma \tag{23}$$

$K>1$ 时

$$\langle IK,r|H_{\rm rot}|IK,r\rangle = \frac{1}{2}(\alpha+\beta)[I(I+1)-K^2]+\gamma K^2 \tag{24}$$

$H_{\rm rot}$的非对角元为

$$\langle IK+2,r|H_{\rm rot}|IK,r\rangle = \langle IK,r|H_{\rm rot}|IK+2,r\rangle = \frac{1}{4}(\alpha-\beta)[(I-K)(I-K-1)\cdot(I+K+1)(I+K+2)]^{\frac{1}{2}} \tag{25}$$

3)I=偶数,$r=-1$(或 I=奇数, $r=+1$),K=偶数($K\geqslant 2$).

$H_{\rm rot}$的对角元为

$$\langle IK,r|H_{\rm rot}|IK,r\rangle = \frac{1}{2}(\alpha+\beta)[I(I+1)-K^2]+\gamma K^2 \tag{26}$$

$H_{\rm rot}$的非对角元为

$$\langle IK+2,r|H_{\rm rot}|IK,r\rangle = \langle IK,r|H_{\rm rot}|IK+2,r\rangle = \frac{1}{4}(\alpha-\beta)[(I-K)(I-K-1)\cdot(I+K+1)(I+K+2)]^{\frac{1}{2}} \tag{27}$$

4)I=偶数,$r=-1$(或 I=奇数, $r=+1$),K=奇数.

$H_{\rm rot}$的对角元为

$$\langle I1,r|H_{\rm rot}|I1,r\rangle = -\frac{1}{4}(\alpha-\beta)I(I+1) + \frac{1}{2}(\alpha+\beta)[I(I+1)-1]+\gamma \tag{28}$$

$K>1$ 时

$$\langle IK,r|H_{\rm rot}|IK,r\rangle = \frac{1}{2}(\alpha+\beta)[I(I+1)-K^2]+\gamma K^2 \tag{29}$$

$H_{\rm rot}$的非对角元为

$$\langle IK+2,r|H_{\rm rot}|IK,r\rangle = \langle IK,r|H_{\rm rot}|IK+2,r\rangle = \frac{1}{4}(\alpha-\beta)[(I-K)(I-K-1)\cdot(I+K+1)(I+K+2)]^{\frac{1}{2}} \tag{30}$$

3 计算结果与分析

考虑 Signature 为好量子数后，重新计算了一些偶偶核超变形带，结果表明转动带出现了一些新的规律.

3.1 *A*～190 区 10 个偶偶核的计算结果

表 1 列出了 10 个带在子空间(1)的计算结果. 给出了带首的自旋指定值、Signature 值及参数 α、β 和 γ 的值,S 的定义如下：

$$S=\sum(E_\gamma^{\rm exp}-E_\gamma^{\rm cal})^2 \tag{31}$$

同样,将这 10 个带再分别在子空间(2)、(3)及(4)中计算,然后比较它们的结果，发现如下一些有趣的现象：

1)子空间(1)、(4)之间好象有很明显的联系,而子空间(2)、(3)之间也类似. 从表 1～4 可以看出,对于同一个带自旋指定均相同,并与 ab 公式的结果完全一致[6].

2)比较表 1 和表 2 可看出,对于 Signature 伙伴带,在同一子空间中计算时,Signature 值正好相反. 在子空间(1)中自旋指定为偶数的带，Signature 值为＋,自旋指定为奇数的带，Signature 值为－;而在子空间(4)中自旋指定为偶数的带，Signature 值为－,自旋指定为奇数的带,Signature 值为＋. 在此情况下,参数 α、β 和 γ 的值差别较大.

3)表 3 和 4 表明,在子空间(1)和(4)计算的超变形带中,所有自旋指定为偶数的带在子空间(2)中也都拟合得很好(Signature 值取＋),其它带则不行;而所有自旋指定为奇数的带在子空间(3)中也都拟合得很好(此时 Signature 值也取＋),其它带则不行. 此时,参数 α、β 和 γ 的值差别也较大.

表 1　在子空间(1)中对角化的拟合结果

SD 带	$E_\gamma(I_0+2\rightarrow I_0)$ keV	Num	Assigned (I_0,r)	α/keV	β/keV	γ/keV	S	Comments
^{194}Tl(1)	268.0	13	12,+	868.49	4.0687	5.9566	3.3066	Signature
^{194}Tl(4)	209.3	14	9,−	1714.1	3.5937	9.2859	0.5033	partners
^{194}Tl(2)	240.5	14	10,+	877.25	4.0947	6.3856	6.9423	Signature
^{194}Tl(5)	220.3	14	9,−	603.75	4.1343	8.6862	3.6092	partners
^{194}Tl(3)	187.9	13	8,+	169.73	4.4809	5.4258	3.2468	Signature
^{194}Tl(6)	207.0	12	9,−	210.88	4.4071	6.6093	5.2085	partners
^{194}Hg(2)	262.3	15	11,−	2214.6	3.2176	11.627	0.8684	Signature
^{194}Hg(3)	201.3	17	8,+	1273.4	3.8189	6.8381	1.0511	partners
^{194}Pb	168.7	12	6,+	559.25	4.3596	6.9545	2.9478	
^{196}Pb	215.0	11	8,+	1226.0	4.0508	7.3605	0.2455	

表 2　在子空间(4)中对角化的拟合结果

SD 带	$E_\gamma(I_0+2\rightarrow I_0)$ keV	Num	Assigned (I_0,r)	α/keV	β/keV	γ/keV	S	Comments
^{194}Tl(1)	268.0	13	12,−	1813.3	3.5685	9.3711	3.5307	Signature
^{194}Tl(4)	209.3	14	9,+	798.49	4.0959	5.9259	0.4255	partners
^{194}Tl(2)	240.5	14	10,−	1694.3	3.5495	10.341	5.6493	Signature
^{194}Tl(5)	220.3	14	9,+	424.10	4.3973	6.1223	4.5789	partners
^{194}Tl(3)	187.9	13	8,−	215.34	4.3614	6.7688	2.4390	Signature
^{194}Tl(6)	207.0	12	9,+	180.92	4.5030	5.3870	5.9156	partners
^{194}Hg(2)	262.3	15	11,+	1138.3	3.8974	6.7224	1.1391	Signature
^{194}Hg(3)	201.3	17	8,−	2347.9	3.1440	11.928	0.5402	partners
^{194}Pb	168.7	12	6,−	1081.6	3.7368	11.453	2.0896	
^{196}Pb	215.0	11	8,−	2500.1	3.2076	13.2387	0.3540	

表 3　在子空间(2)中对角化的拟合结果

SD 带	$E_\gamma(I_0+2\rightarrow I_0)$ keV	Num	Assigned (I_0,r)	α/keV	β/keV	γ/keV	S
^{194}Tl(1)	268.0	13	12,+	194.02	3.9249	6.0982	3.3518
^{194}Tl(2)	240.5	14	10,+	206.16	3.8926	6.5784	6.8605
^{194}Tl(3)	187.9	13	8,+	39.96	4.4128	5.4928	3.0627
^{194}Hg(3)	201.3	17	8,+	288.25	3.5731	7.0800	0.9954
^{194}Pb	168.7	12	6,+	133.94	4.1227	7.1788	2.8674
^{196}Pb	215.0	11	8,+	297.26	3.7217	7.6802	0.2422

4)从上述表中容易看出：^{194}Tl(1)在空间(1)中的拟合参数与其伙伴带^{194}Tl(4)在空间(4)中的拟合参数非常接近；同样^{194}Tl(4)在空间(1)中的拟合参数与^{194}Tl(1)在空间(4)中的拟合参数也非常接近. 如把表 3 和表 4 对比一下，也会出现类似的现象，^{194}Tl(1)在空间(2)中的拟合参数与其伙伴带^{194}Tl(4)在空间(3)中的拟合参数也非常接近. Signature 伙伴带^{194}Tl(3,6)和^{194}Hg(2,3)也有类似的情况. 但^{194}Tl(2,5)并非如此.

从上面的分析可得如下结论，这些曾称之为 Signature 伙伴带的两个带，并不是 Signature 伙伴带，而是属于同一个转动带的两个分支（一支 I 为偶数，一支 I 为奇数），而且 Signature 值也相同. 但是对于 ^{194}Tl(2,5)，结果以乎表明它们不属于同一个转动带，也不是 Signature 伙伴带，因为它们的参数差异较大，两带之间没有什么联系.

表 4 在子空间(3)中对角化的拟合结果

SD 带	$E_\gamma(I_0+2\rightarrow I_0)$ keV	Num	Assigned (I_0,r)	α/keV	β/keV	γ/keV	S
^{194}Tl(4)	209.3	14	9,+	187.48	3.9328	6.0857	0.4282
^{194}Tl(5)	220.3	14	9,+	97.228	4.2628	6.2515	4.4474
^{194}Tl(6)	207.0	12	9,+	40.083	4.4506	5.4426	5.7797
^{194}Hg(2)	262.3	15	11,+	257.45	3.6703	6.9436	1.1519

既然同一转动带在不同子空间都能够拟合得很好，那么 α、β 和 γ 的取值在哪一个空间更合理？实际上，α、β 和 γ 在物理上并不是完全独立的. 例如，当 α 趋向很大时，对应的轴 1 转动惯量趋向零，原子核应趋向轴对称，此时，β 和 γ 应彼此接近，而不应差别很大. 因此那些 α 较大，β、γ 的差反而较大的参数可以去掉. 通过对表 1～4 所列结果的比较，这 10 个偶偶核转动带，处在子空间(2)和(3)中所计算的结果似乎更为合理.

表 5 ^{190}Hg 的拟合结果[在子空间(2)中]

$E_\gamma(I)$ 实验观测值 (keV)	理论值 $I_0=14$[1)] I	$E_\gamma(I)$	δ	$I_0=15$[2)] I	$E_\gamma(I)$	δ	$I_0=16$[2)] I	$E_\gamma(I)$	δ
755.5	38	757.0	−1.5	39	756.6	−1.1	40	758.8	−3.3
728.0	36	726.6	1.4	37	726.6	1.4	38	727.7	0.3
696.2	34	695.3	0.9	35	695.7	0.5	36	695.5	0.7
663.7	32	663.1	0.6	33	663.6	0.1	34	662.3	1.4
629.9	30	629.7	0.2	31	630.1	−0.2	32	628.1	1.8
594.4	28	595.1	−0.7	29	595.2	−0.8	30	592.9	1.5
558.1	26	559.2	−1.1	27	559.0	−0.9	28	556.8	1.3
521.1	24	521.9	−0.8	25	521.3	−0.2	26	519.9	1.2
482.7	22	483.2	−0.5	23	482.5	0.2	24	482.2	0.5
443.1	20	443.2	−0.1	21	442.6	0.5	22	443.7	−0.6
402.7	18	401.7	1.0	19	401.7	1.0	20	404.6	−1.9
360.0	16	359.0	1.0	17	360.1	−0.1	18	364.8	−4.8
	$S=$	10.1515		$S=$	5.9791		$S=$	49.7465	

1) $\alpha=334.60$, $\beta=3.4475$, $\gamma=8.5085$； 2) $\alpha=282.03$, $\beta=3.7912$, $\gamma=6.1341$； 3) $\alpha=1781.0$, $\beta=1.5310$, $\gamma=9.0910$.

从以上分析不难看出，如果观测到一个超变形转动带，可以预言另一条转动带的值.

3.2 ^{190}Hg 的计算结果

表 5 列出了 ^{190}Hg 在子空间(2)中的计算结果. 实际计算表明，^{190}Hg 在子空间(1)和(4)中的计算并不理想，故未给出其结果. 由表 5 看出，^{190}Hg 超变形带自旋 I_0 指定值为 15，与 ab 公式的结果一致，可是 ab 公式所采

用的 E_γ 能谱只有去悼带首跃迁能量 360.0 keV 和带末跃迁能量 755.5 keV 才能将自旋确定[6]，而本文的拟合采用了整条转动带，最后仍然能得出同样的结论. 从表 5 可得，^{190}Hg 超形变带的 Signature 值为 −. ^{190}Hg 在子空间(3)中自旋指定也是 15，但是多数 α、β 和 γ 取值不尽合理，故未列出其结果.

表 6　^{152}Dy 的拟合结果

(a)

	子空间 (2)				子空间 (3)			
	$I_0=18$	$I_0=19$	$I_0=20$	$I_0=21$	$I_0=18$	$I_0=19$	$I_0=20$	$I_0=21$
r	+	−	+	−	−	+	−	+
S	74.60	3.177	75.88	5.999	9.452	75.28	1.6566	76.45

(b)

实验观测值 $E_\gamma(I)$/keV	理论值 空间(3) $I_0=18$[1)]		空间(2) $I_0=19$[2)]		空间(3) $I_0=20$[3)]		空间(2) $I_0=21$[4)]	
	I	$E_\gamma(I)$	I	$E_\gamma(I)$	I	$E_\gamma(I)$	I	$E_\gamma(I)$
1353.0	50	1352.2	51	1353.1	52	1352.4	53	1351.9
1304.7	48	1304.4	49	1305.0	50	1304.5	51	1304.1
1256.6	46	1256.6	47	1256.9	48	1256.6	49	1256.3
1208.7	44	1208.9	45	1208.8	46	1208.7	47	1208.6
1160.8	42	1161.1	43	1160.8	44	1160.8	45	1160.9
1112.7	40	1113.4	41	1112.8	42	1113.0	43	1113.2
1064.8	38	1065.6	39	1064.9	40	1065.2	41	1065.6
1017.0	36	1018.0	37	1017.1	38	1017.6	39	1018.0
970.0	34	970.4	35	969.5	36	970.1	37	970.6
923.1	32	922.8	33	922.2	34	922.8	35	923.3
876.1	30	875.5	31	875.3	32	875.8	33	876.3
829.2	28	828.6	29	828.9	30	829.3	31	829.7
783.5	26	782.1	27	783.2	28	783.3	29	783.4
737.5	24	736.5	25	738.1	26	737.8	27	737.6
692.2	22	692.1	23	693.1	24	692.5	25	691.9
647.2	20	648.8	21	647.2	22	646.6	23	645.9
	$S=$	9.452	$S=$	3.177	$S=1.6566$		$S=5.999$	

1) $\alpha=135.9555$, $\beta=5.971$, $\gamma=12.0371$;　2) $\alpha=137.8924$, $\beta=6.0208$, $\gamma=9.9418$;
3) $\alpha=121.7600$, $\beta=5.9979$, $\gamma=9.2537$;　4) $\alpha=104.5036$, $\beta=5.9765$, $\gamma=8.5990$.

3.3　^{152}Dy 的计算结果

表 6 给出了 ^{152}Dy 超形变带的计算结果. 这个带是首例观测到的 SD 转动带，该带出现了一个奇怪现象：第二类转动惯量 $J^{(2)}$ 随着角动量的增加不是增大，而是变小. 这似乎与一般常识相违背，因为，若 $J^{(2)}$ 随着角动量的增加而增大，则对于一定的角动量，转动能降低，体系会更稳定. 但是对于文中所述的转动模型，若假定 Signature 为好量子数，则在这种约束下，有可能会出现这种反常情况，实际计算的确如此. 在对 ^{152}Dy 超变形带进行拟合的过程中，出现了一些有趣的结果(计算中去掉了带首跃迁能量 602.2 keV 及带末跃迁能量 1401.7 keV 和 1449.4 keV)，如表 6a，

在子空间(3)中对角化时 $I_0=18$、20 的拟合结果很好,而 $I_0=19$ 和 21 的拟合结果则很坏. 相反在子空间(2)中对角化时,$I_0=18$、20 的拟合结果很坏,而 $I_0=19$ 和 21 的拟合结果则很好. 把两个子空间中计算得到的四个很好的结果挑出来进行比较[如表 6(b)],可看出在子空间(3)中对角化,I_0 取 20 的拟合结果最理想,S 值仅为 1.6566,因此带首(602.2 keV)自旋指定为 18. 与 ab 公式的结果比较,发现有明显差异. ab 公式对 ^{152}Dy 的自旋指定为 25[7],但是 a 和 b 均取负值[$a=-7.1543\times10^{-5}$(keV),$b=-1.5729\times10^{-5}$],这与当初推导该公式时 a 和 b 均取正值的要求相违背,从而使得这个结果超出合理的范围之外,而且 ab 公式拟合的结果也没有本文的好,S 值为 6.8194.

4 讨 论

超变形核与一般变形核的一个明显区别是,其转动惯量比一般变形核的转动惯量大得多. 因而随着角动量 I 的增加,转动角频率 ω 增加较缓慢,如果原子核内部结合得很紧,则 Coriolis 作用对内部态的影响可以忽略,原子核可以看作一个刚性转子.

实际计算时,对选取的超变形带有一个要求,即带越长越好,因为这样的带才有可能符合对超变形核具有较强刚性的假设. 由于这个缘故,不能指望这种模型也适用于一般变形核,相反,对于一般变形核,ab 公式则可能更适用一些.

参 考 文 献

1 Bohr A, Mottelson B R. Nuclear Structure. Vol Ⅱ, Nuclear Deformations, Benjiamin, New York, 1975

2 Harris S M. Large-spin Rotational States of Deformed Nuclei. Phys Rev Lett, 1964, 13:663～668
Harris S M, Higher Order Corrections to the Cranking Model. Phys Rev, 1965, 138:B509～B513

3 吴崇试, 曾谨言. 偶偶变形核的集体激发能谱. (Ⅰ)理论公式. 高能物理与核物理, 1984, 8:219～225; (Ⅱ)基带能谱的分析. 高能物理与核物理, 1984, 8:445～452; (Ⅲ)基带激发能的各种展开式. 高能物理与核物理, 1985, 9:77～87; (Ⅳ)原子核的基带转动惯量. 高能物理与核物理, 1985, 9:214～219

4 Xu F X, Wu C S, Zeng J Y. Relations for the Coefficients in the $I(I+1)$ Expansion for Rotational Spectra. Phys Rev, 1989, C40:2337～2341

5 曾谨言. 超变形核态研究的进展. 高能物理与核物理, 1993, 17:78～96

6 曾谨言. 量子力学(卷Ⅱ). 北京:科学出版社, 1995, 174～176

7 Wu C S, Zeng J Y, Xing Z et al. Spin Determination and Calculation of Nuclear Superdeformed Bands in $A\sim190$ Region. Phys Rev, 1992, C45:261～274

8 Zeng J Y, Meng J, Wu C S et al. Spin Determination and Quantized Alignment in the Superdeformed Bands in ^{152}Dy, ^{151}Tb, ^{150}Gd. Phys Rev, 1991, C44:R1745～R1748

Rotational Model of Superdeformed Nuclei

GAO Zaochun XU Fuxin

(*Department of Physics, Anhui University, Hefei* 230039)

Abstract To deal with the SD bands, a single rotational model is proposed, i. e. freeze the degree of vibrational freedom, and regard the SD nuclei as a rigid rotor. Also, the Signature is considered to be a good quantum number. 10 SD bands were calculated, all of the assigned nuclear spins are equal to those determined by ab-formula. ^{190}Hg and ^{152}Dy were also calculated, but the results of assigned nuclear spins are different to the ones of ab-formula.

Key Words rotational model SD band Signature Signature partners