

全同超形变带转动惯量的 粒子数守恒计算*

金太浩 赵正姬 曾谨言

(北京大学物理系北京 100871)

1992年8月4日收到

摘 要

利用推转壳模型的粒子数守恒方法计算了超形变(SD)转动带 ^{192}Hg 和 ^{194}Hg (1,2,3)的带首转动惯量。分析了带首附近的组态结构及带首转动惯量随对力强度的变化。带首转动惯量之差 δJ_0 对对力强度十分敏感,而对Nilsson能级参数 κ 、 μ 及形变参数并不敏感。对力及堵塞效应是造成带首转动惯量差别的主要因素。但与正常形变核相比,对力强度似有较大程度减弱。

关键词 全同超形变带,堵塞效应,转动惯量,粒子数守恒方法。

1 引 言

最近几年,超形变(SD)核的研究取得了重大进展^[1,2],其中最引人注目的就是在某些相邻核中发现所谓“全同”SD带^[3,4],它们的带内 E_2 跃迁的 γ 谱,在一定的频率范围内几乎完全相同, $\delta E_\gamma/E_\gamma \sim 10^{-3}$ 。关于全同SD带的本质,是目前争论十分激烈的问题。Stephens等人^[4]认为“全同”SD带具有相同的转动惯量,但具有不同的顺排角动量,并表现出顺排角动量子化现象。他们引用赝自旋对称性^[5]来解释此现象,但此观点受到很多人的批评^[6,7]。引起争议的重要原因是:目前还不能从实验上直接测定SD带的角动量,因而无法提取SD带的运动学转动惯量。但“全同”SD带是否真正具有相同的转动惯量(包括运动学转动惯量 $J^{(1)}$ 、动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 以及带首转动惯量 J_0 等)?

文献[8—11]的工作表明,利用从Bohr哈密顿量导出的转动谱的新公式(ab 公式)

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

能够可靠地确定SD带的角动量。分析表明,只要SD带的角动量 I 指定正确,按 ab 公式的计算值与观测值就非常符合,而 I 一旦偏离正确值, $E_\gamma(I) = E(I) - E(I-2)$ 的计算值与观测值的偏离就急剧增大。绝大多数SD带的角动量已用此方法可靠地定出。

文献[12]考虑了Bohr哈密顿量的势能中的高幂次(β^4)项的影响,得出了一个改进的 ab 公式,即 abc 公式

* 国家自然科学基金及高等学校博士学科点专项科研基金支持。

$$E(I) = a(\sqrt{1 + bI(I + 1)} - 1) + cI(I + 1). \quad (2)$$

相应的两类转动惯量及带首转动惯量表为

$$\hbar^2/J^{(1)} = ab[1 + bI(I + 1)]^{-\frac{1}{2}} + 2c, \quad (3)$$

$$\hbar^2/J^{(2)} = ab[1 + bI(I + 1)]^{-\frac{3}{2}} + 2c, \quad (4)$$

$$J_0 = \hbar^2/(ab + 2c). \quad (5)$$

对于 $A \sim 190$ 区的 SD 带的 E_r 谱, 可以用 abc 公式极为精确地计算出^[13,14] (偏差 $< 0.5\text{keV}$). 因此可以非常精确地提取 SD 带的转动惯量, 特别是带首转动惯量. 分析表明, 所谓“全同”的 SD 带的 E_r 谱 ($J^{(2)}$) 很接近, 只是在一定的角频率范围中的表现现象. 在此频率范围之外, 就有较大差异, 特别是它们的运动学转动惯量 $J^{(1)}$ 和带首转动惯量 J_0 有较大差异. 例如,

SD 带	¹⁹² Hg	¹⁹⁴ Hg(2)	¹⁹⁴ Hg(3)	¹⁹⁴ Hg(1)
$J_0(\hbar^2\text{MeV}^{-1})$	87.15	93.57	93.89	88.59

可以看出 signature 对偶带 ¹⁹⁴Hg(2) 与 ¹⁹⁴Hg(3) 的 J_0 的确非常接近 ($J_0 \approx 93.73 \hbar^2\text{MeV}^{-1}$), $\delta J_0/J_0 \sim 10^{-3}$. 而通常被视为“全同”的 ¹⁹²Hg 与 ¹⁹⁴Hg(2,3) SD 带的 J_0 却相差较大. 相反, 未被视为“全同”的 SD 带 ¹⁹²Hg 与 ¹⁹⁴Hg(1) 的 J_0 却较为接近. 本文目的就是微观(组态)结构上来说明“全同”SD 带的带首转动惯量的差异.

以下采用推转壳模型 (CSM) 来进行分析, 但不采用流行的 HFB 方法. BCS 和 HFB 方法用于处理原子核时所存在的严重缺陷早已被人指出^[15]. 对于原子核这种粒子数很有限的体系, 粒子数不守恒, 过多的假态等问题都应认真对待^[16], 特别是堵塞效应^[17], 是非常重要的, 而在 BCS 和 HFB 方法中很难处理它^[15]. 因此本文采用 CSM 的粒子数守恒 (PNC) 处理方法^[18]. 第二节简单介绍计算方案, 第三节中给出 ¹⁹²Hg 和 ¹⁹⁴Hg(1, 2, 3) 各 SD 带的带首转动惯量的计算结果及分析.

2 带首转动惯量的 PNC 处理

CSM 的 PNC 方法已在文献 [18] 中详细给出. 轴对称变形核(对称轴取为 z 轴)的 CSM 哈密顿量取为:

$$\begin{aligned} H_{\text{CSM}} &= H_p + H_r - \omega J_z \\ &= \sum_{\nu > 0} \varepsilon_\nu (a_\nu^\dagger a_\nu + a_\nu^\dagger a_\nu) - G \sum_{\mu, \nu > 0} a_\mu^\dagger a_\mu^\dagger a_\nu a_\nu \\ &\quad - \omega \sum_{\mu, \nu} \langle \mu | j_z | \nu \rangle a_\mu^\dagger a_\nu, \end{aligned} \quad (6)$$

ε_ν 即二重简并的单粒子能级, G 为平均对力强度, $-\omega J_z$ 为 Coriolis 作用. PNC 方法中采用了多粒子组态 (MPC) 截断代替传统的单粒子能级 (SPL) 截断^[19], 即在足够大的 MPC 空间中把 H_{CSM} 对角化. MPC 截断除了按照 MPC 能量截断 ($E_i \leq E_c$) 之外, 还可以进行 seniority ν 截断和 K 截断 (K^2 是 J_z^2 的本征值). 对于带首 (ω 很小!) 转动惯量的计算, 考虑到 Coriolis 作用的选择定则: $\Delta K = \pm 1, \Delta \nu = 0, \pm 2$, 这种截断尤其有效^[20].

CSM 的单粒子势通常选用 Nilsson 势或 Woods-Saxon 势, 以下计算采用 Nilsson 势。对于 $^{192-194}\text{Hg}$ 的 SD 带, 四极形变常数取为 $\epsilon_2 \approx 0.45^{[21-23]}$, $\epsilon_4 = \epsilon_2^2/6$ 。图 1 给出了 $^{192-194}\text{Hg}$ 的费米面附近中子的单粒子能级以及对带首转动惯量有重要贡献的单粒子跃迁。图中箭头的粗细标志 J_x 矩阵元模方的大小。箭头两端的单粒子能级被拆散粒子堵塞所形成的低激发组态对 J_0 有重要贡献。

在 CSM 的 PNC 处理中, 粒子数 N , 宇称 π 和 signature r 是严格守恒量。在不计及 Coriolis 作用时, K 和 ν 也是守恒量。计及 Coriolis 作用之后, 不同 K 和 ν 的组态将发生混合。对于偶偶核的带首转动惯量 J_0 的计算, 只涉及下列几种类型组态^[18],

(a) 完全配对组态, $\nu = 0, K^\pi = 0^+, r = +,$

$$|\rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_n \bar{\rho}_n\rangle = a_{\rho_1}^+ a_{\bar{\rho}_1}^+ \cdots a_{\rho_n}^+ a_{\bar{\rho}_n}^+ |0\rangle, \quad (7)$$

表示 $\epsilon_{\rho_1}, \cdots, \epsilon_{\rho_n}$ 单粒子能级分别被一对粒子填充的组态, 以下简称 $\rho_1 \rho_2 \cdots \rho_n$,

其中 $n = \frac{N}{2}$, N 为粒子总数。

(b) 一对粒子拆散组态, $\nu = 2, r = +,$

$$\begin{aligned} & |(v_1 v_2) \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (1 + R_x(\pi)) a_{v_1}^+ a_{v_2}^+ a_{\rho_1}^+ a_{\bar{\rho}_1}^+ \cdots \\ & \quad a_{\rho_{n-1}}^+ a_{\bar{\rho}_{n-1}}^+ |0\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (a_{v_1}^+ a_{v_2}^+ - a_{\bar{v}_1}^+ a_{\bar{v}_2}^+) a_{\rho_1}^+ a_{\bar{\rho}_1}^+ \cdots \\ & \quad a_{\rho_{n-1}}^+ a_{\bar{\rho}_{n-1}}^+ |0\rangle, \quad (8) \end{aligned}$$

表示 $\epsilon_{\rho_1}, \cdots, \epsilon_{\rho_{n-1}}$ 单粒子能级分别被一对粒子填充, 而两个拆散粒子分别占据 ϵ_{v_1} 和 ϵ_{v_2} 单粒子能级。这种组态简记为 $\rho_1 \rho_2 \cdots \rho_{n-1} (v_1 v_2)$ 。相应的 J_x^2 的本征值 $K^2 = |Q_{v_1} + Q_{v_2}|^2$, 宇称 $\pi = \pi_{v_1} \pi_{v_2}$ 。类似还有

$$\begin{aligned} & |(v_1 \bar{v}_2) \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (a_{v_1}^+ a_{\bar{v}_2}^+ - a_{\bar{v}_1}^+ a_{v_2}^+) a_{\rho_1}^+ a_{\bar{\rho}_1}^+ \cdots a_{\rho_{n-1}}^+ a_{\bar{\rho}_{n-1}}^+ |0\rangle, \quad (9) \end{aligned}$$

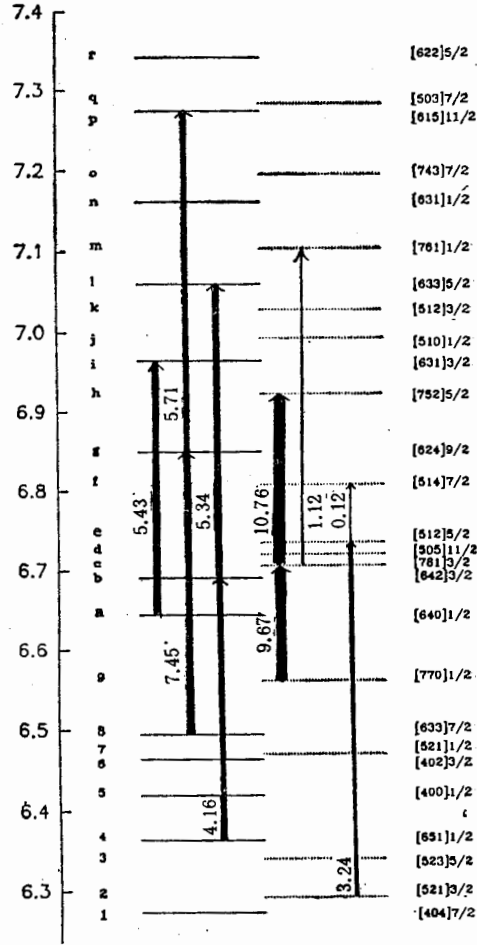


图 1 $^{192-194}\text{Hg}$ SD 带中对转动惯量有重要贡献的单粒子跃迁

箭头旁边所示数字是在两个单粒子态之间的 J_x 矩阵元的模方。形变参数 $\epsilon_2 = 0.45, \epsilon_4 = \epsilon_2^2/6$ 。Nilsson 参数 κ, μ 取值如下表(取自文献[24])

N	4	5	6	7
κ	0.070	0.062	0.062	0.062
μ	0.390	0.430	0.340	0.260

简记为 $\rho_1\rho_2\cdots\rho_{n-1}(\nu_1\nu_2)$, 相应的 $K^2 = |\Omega_{\nu_1} - \Omega_{\nu_2}|^2$, 宇称 $\pi = \pi_{\nu_1}\pi_{\nu_2}$.

$\nu \geq 4$ 的组态, 可以类似地给出^[10].

在足够大的 MPC 空间内将 H_{CSM} 对角化后, 即可得到 H_{CSM} 的低激发本征态的足够精确解, 表成各种可能的组态 $|i\rangle$ 的迭加,

$$|\phi\rangle = \sum_i C_i |i\rangle, \quad (10)$$

C_i 是组态 $|i\rangle$ 在 $|\phi\rangle$ 中的波幅(计算中取为实数)。由此可以求出 $|\phi\rangle$ 态下的顺排角动量

$$\langle J_x \rangle = \sum_{i < j} 2C_i C_j \langle i | J_x | j \rangle, \quad (11)$$

从而可得出转动惯量

$$J = \langle J_x \rangle / \omega. \quad (12)$$

如局限于低 ω 区 ($\omega \sim 0$), 计算表明, $\langle J_x \rangle$ 与 ω 呈线性关系, 因而 $\langle J_x \rangle / \omega$ 与 ω 无关, $\langle J_x \rangle / \omega$ 即为带首转动惯量 J_0 .

表1 $^{199}\text{Hg}(1)\text{SD}$ 带波函数的主要组态(权重 $> 10^{-4}$)

编号	组态 填布的单粒子能级	K	组态能量 E_i (单位: $\hbar\omega_0$)	在 SD 带中的波幅	
				G = 0	G = 0.03
1	123456789abcde	0	0	0.9964	0.8099
2	123456789abcdef	0	0.1437		0.2666
3	123456789abcdg	0	0.2266		0.1790
4	123456789abcdh	0	0.3735		0.0953
5	123456789abcef	0	0.1734		0.2289
6	123456789abceg	0	0.2563		0.1558
7	123456789abceh	0	0.4032		0.0861
8	123456789abcfg	0	0.4000		0.0558
9	123456789abdef	0	0.2024		0.2046
10	123456789abdeg	0	0.2854		0.1416
11	123456789abdeh	0	0.4322		0.0804
12	123456789abdfg	0	0.4291		0.0505
13	123456789acdef	0	0.2342		0.1716
14	123456789acdeg	0	0.3171		0.1192
15	123456789bcdef	0	0.3263		0.1332
16	123456789bcdeg	0	0.4092		0.0955
27	123456789abcd($\bar{e}f$)	1	0.0718	-0.0202	-0.0099
35	123456789abde($\bar{c}h$)	1	0.2161	-0.0636	-0.0413
36	123456789abdf($\bar{c}h$)	1	0.3598		-0.0118
49	123456789bcde($\bar{a}i$)	1	0.3194	-0.0307	-0.0189
52	123456789abcde($\bar{8}g$)	1	0.3547	-0.0323	-0.0204
53	123456789acde($\bar{b}l$)	1	0.3694	-0.0263	-0.0168
54	123456789abde($c\bar{m}$)	1	0.3969	-0.0112	0.0072

第一列是组态编号, 第二列是该组态中单粒子填布情况(单粒子能级编号见图1)。第三、四列分别是组态的K值和能量。第五、六列分别是 $G=0$ 和 $G=0.03\hbar\omega_0$ 时组态的波幅。推转频率取为 $\hbar\omega = 0.003\hbar\omega_0 \approx 22.5\text{keV}$ 。

3 $^{192-194}\text{Hg}$ SD 带的带首转动惯量

以下关于 $^{192-194}\text{Hg}$ 各 SD 带带首转动惯量的 PNC 计算中, MPC 截断能量取为 $E_c = 0.45\hbar\omega_0$ ($\hbar\omega_0 \approx 7.50\text{MeV}$), 即激发能量 E_i (相对于各 SD 带的基组态) 低于 $0.45\hbar\omega_0$ 的组态都考虑在内。此外还进行了如下 K 截断和 seniority 截断, 即 $\Delta K = \pm 1$, $\Delta\nu = 0, \pm 2$ 。计算表明, 对于计算带首转动惯量来讲, 这样得出的 PNC 波函数是足够精确的。表 1 和表 2 中以 $\hbar\omega = 0.003\hbar\omega_0 \approx 22.5\text{keV}$ 为例, 分别给出 $^{194}\text{Hg}(1)$ 和 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ 的 SD 带中权重 $>10^{-4}$ 的组态及相应波幅。对于晕 SD 带 ^{192}Hg 和 $^{194}\text{Hg}(1)$, 在低 ω 区, 这些组态均为 $K^\pi = 0^+$ 和 1^+ 。 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ SD 带在文献 [21—23] 中指定为

表 2 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ SD 带波函数的主要组态(权重 $>10^{-4}$)

编号	组态 填布的单粒子能级	K	组态能量 E_i (单位: $\hbar\omega_0$)	在 SD 带中的波幅	
				$G = 0$	$G = 0.03$
15	12345679abcdg(8e)	6	0.4681	0.0229	0.0198
29	13456789abcde(2g)	6	0.5565	-0.0121	-0.0105
30	123456789abcd(eg)	7	0.1133	0.9965	0.9223
31	123456789abcj(eg)	7	0.2867		0.2212
32	123456789abch(eg)	7	0.5165		0.0847
33	123456789abdf(eg)	7	0.3157		0.1960
34	123456789abd h(eg)	7	0.5455		0.0796
35	123456789acdf(eg)	7	0.3475		0.1664
36	123456789bcdj(eg)	7	0.4396		0.1268
65	123456789abcd(fg)	8	0.1851	0.0144	0.0137
74	123456789abcd(ep)	8	0.5374	0.0167	0.0145
89	123456789abd(cegh)	6	0.3294	0.0450	0.364
135	123456789bcd(aegi)	6	0.4327	0.0217	0.0170
170	123456789acd(begl)	6	0.4827	0.0186	0.0149
362	123456789abd($\bar{c}egh$)	8	0.3294	-0.0450	-0.0364
396	123456789bcd($\bar{a}egi$)	8	0.4327	-0.0217	-0.0170
422	123456789acd($\bar{b}egl$)	8	0.4827	-0.0186	-0.0149

参见表 1 注。

$^{192}\text{Hg Core} \otimes [512\ 5/2] \otimes [624\ 9/2], K^\pi = 7^-$ 或 2^- 。

为确切起见, 表 2 以 $K^\pi = 7^-$ 为例来讨论。此时对 J_0 有贡献的激发组态为 $K^\pi = 6^-$ 和 8^- , 它们既可以是一对粒子拆散组态 ($\nu = 2$), 也可以是两对粒子拆散组态 ($\nu = 4$)。 (对 $K^\pi = 2^-$ 的组态, 对 J_0 有贡献的组态为 $K^\pi = 3^-$ 和 1^- , 可类似处理, 所得结果完全相同。)

先以 $^{194}\text{Hg}(1)$ 为例进行讨论 (^{192}Hg 与此相似)。在 $G = 0$ (不计及对力) 情况下, 由于 Coriolis 作用, 除了最低的 $K^\pi = 0^+$ 组态之外, 首先混进了一些 $K^\pi = 1^+$ 的一对粒子拆散组态。特别是拆散粒子处于高 N 轨道时, 受到很强的 Coriolis 作用而发生角动量顺排, 因而对 J_0 有较重要的贡献。图 2 左侧给出了这些有重要贡献的组态。特别应提到拆散

粒子处于 [761 3/2] 和 [752 5/2] 轨道上的低激发 $K^\pi = 1^+$ 的组态, 对 J_0 有举足轻重的贡献 ($26.12\hbar^2\text{MeV}^{-1}$), 在所有中子对 J_0 的总贡献中约占 46%。

当 $G \approx 0, \omega = 0$ 时, 由于对力影响, K^π 和 ν 相同的组态将发生混合, 众多的全配对 ($K^\pi = 0^+$) 组态经相干迭加后的最低能态 0_1^+ 下降很低。而各种 $K^\pi = 1^+$ 拆散组态, 由于堵塞效应, 能级下降相对较小, 因而在低激发谱中形成一个能隙^[17]。图 2 右侧给

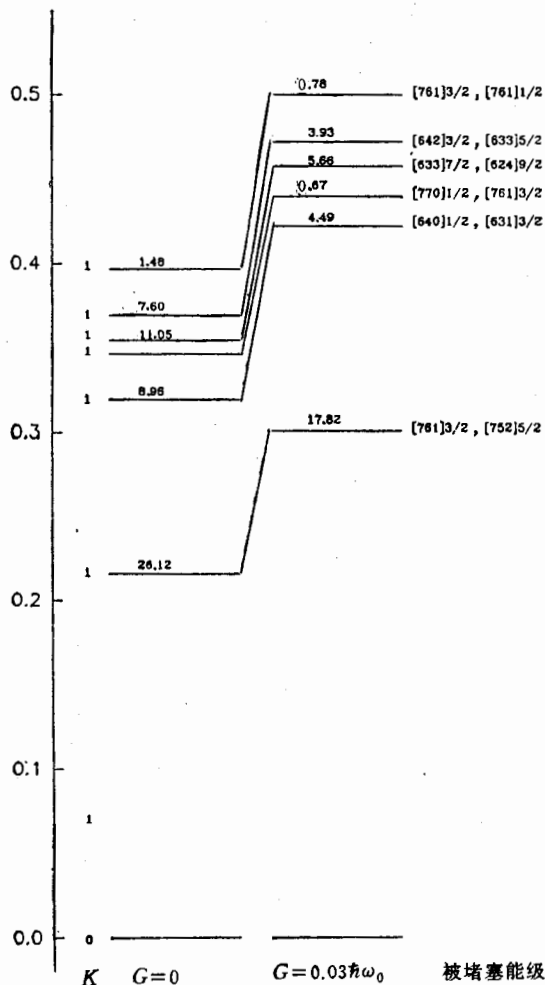
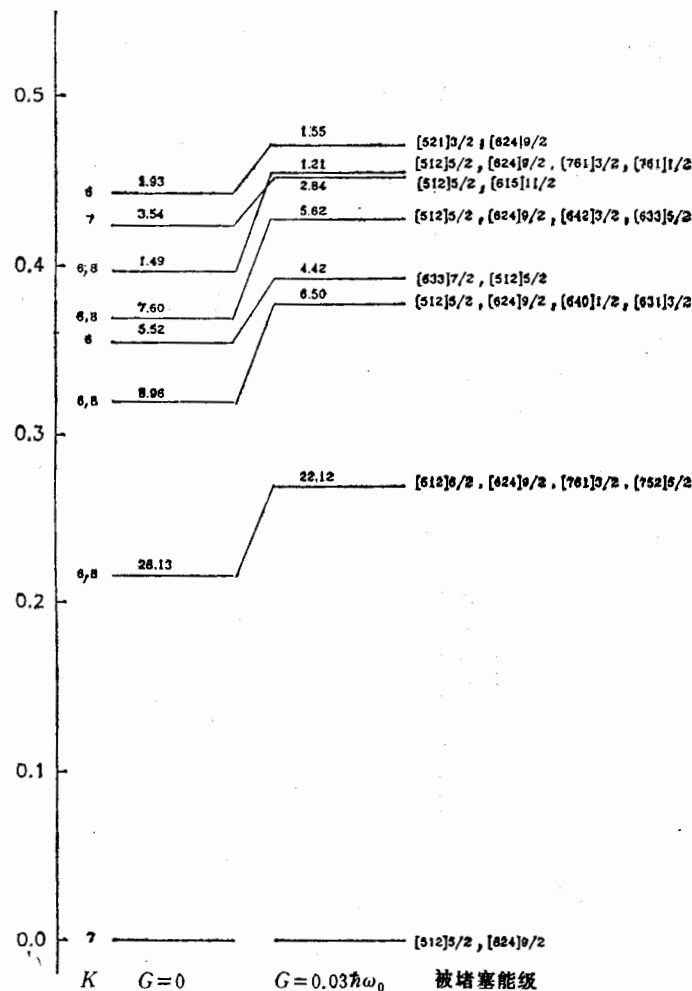


图 2

左侧是 $G = 0$ 时对 $^{198}\text{Hg}(1)\text{SD}$ 带的带首转动惯量 J_0 有重要贡献的组态。右侧是 $G = 0.03\hbar\omega_0 \approx 225\text{keV}$ 时对 $^{198}\text{Hg}(1)\text{SD}$ 带的带首转动惯量 J_0 有重要贡献的低激发态(指 $H_{\nu p} + H_p$ 的本征态)。

出了计及对力(以 $G = 0.03\hbar\omega_0 = 225\text{keV}$ 为例)情况下, 各低激发态的相对位置以及对带首转动惯量 J_0 的贡献。例如 [761 3/2] \otimes [752 5/2], $K^\pi = 1^+$ 能级位置相对于 0_1^+ 有很大提高, 因而对 J_0 的贡献, 由 $G = 0$ 时的 $26.12\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ 减少为 $17.82\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ 。其它 $K^\pi = 1^+$ 态的贡献也类似。所有中子对 J_0 的贡献在 $G = 0$ 时为 $57.07\hbar^2\text{MeV}^{-1}$, 在 $G = 0.03\hbar\omega_0$ 时下降为 $33.89\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ 。这就是对力及堵塞效应造成 J_0 减小的机制。

图 3 同图 2, 但为 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ SD 带.

$^{194}\text{Hg}(2,3)$ 的 SD 带的带首附近的组态结构如表 2 所示. 基组态为 $N = 112$ 以下的所有单粒子能级全部填满, 而两个拆散粒子处于 $[512\ 5/2]$ 和 $[624\ 9/2]$ 轨道, $K^\pi = 7^-$. 对 J_0 有重要贡献的组态 $K^\pi = 8^-$ 和 6^- , 见图 3. 特别是 $\nu = 4$, $[512\ 5/2] \otimes [624\ 9/2] \otimes [761\ 3/2] \otimes [752\ 5/2]$, $K^\pi = 6^-, 8^-$ 组态, 在 $G = 0$ 时对 J_0 的贡献为 $26.13\hbar^2\text{MeV}^{-1}$, 在所有中子对 J_0 的贡献中约占 47%.

当 $G \approx 0, \omega = 0$ 时, 低激发谱中也出现一个能隙, 但与 $^{194}\text{Hg}(1)$ 带相比, 有较大差别. 对 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ 带, 最低能态是对拆散组态 ($K^\pi = 7^-$), 对 J_0 有贡献的激发态主要是两对粒子拆散态, 它们与最低能态之间的能隙, 相对于 $^{194}\text{Hg}(1)$ 来讲, 要小一些, 因此它们对 J_0 的贡献的减弱也相对小一些. 例如图 3 右侧

$$\nu = 4[512\ 5/2] \otimes [624\ 9/2] \otimes [761\ 3/2] \otimes [752\ 5/2],$$

$K^\pi = 6^-$ 和 8^- 的激发组态对 J_0 的贡献减小为 $22.12\hbar^2\text{MeV}^{-1}$. 其它四粒子拆散态的情况也与此类似. 所有中子对 J_0 的贡献, 从 $G = 0$ 时为 $55.71\hbar^2\text{MeV}^{-1}$, 在 $G = 0.03\hbar\omega_0$ 时

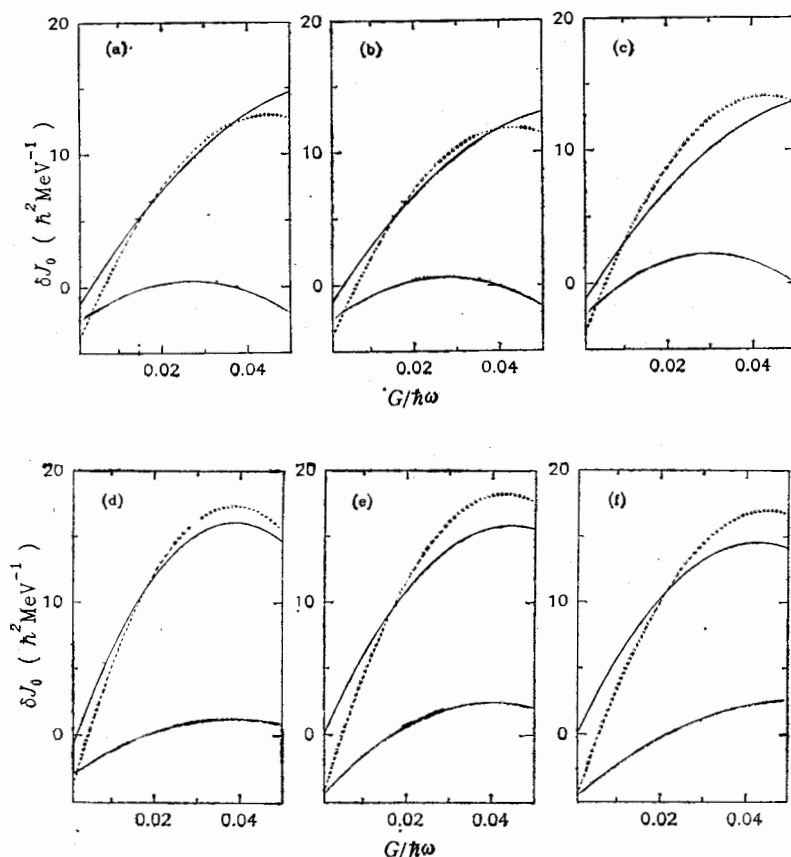


图4 $^{194}\text{Hg}(1)$, $^{194}\text{Hg}(2,3)$ 与 ^{192}Hg SD 带的带首转动惯量之差 δJ_0 随对力强度的变化曲线
 实线表示 $\delta J_0 = J_0(^{194}\text{Hg}(2,3)) - J_0(^{194}\text{Hg}(1))$; 虚线表示 $\delta J_0 = J_0(^{194}\text{Hg}(2,3)) - J_0(^{192}\text{Hg})$;
 点线表示 $\delta J_0 = J_0(^{194}\text{Hg}(1)) - J_0(^{192}\text{Hg})$.
 形变参数: 图 (a) 和 (d) $\varepsilon_2 = 0.445$, $\varepsilon_4 = \varepsilon_2^2/6$; 图 (b) 和 (e) $\varepsilon_2 = 0.450$, $\varepsilon_4 = \varepsilon_2^2/6$; 图 (c)
 和 (f) $\varepsilon_2 = 0.455$, $\varepsilon_4 = \varepsilon_2^2/6$. Nilsson 能级参数 κ , μ : 图 (a), (b), (c) 与图 1 的取值相同. 图
 (d), (e), (f) 的取值如下表:

N	4	5	6	7
κ	0.070	0.072	0.072	0.065
μ	0.390	0.440	0.350	0.300

这样得出的费米面附近的单粒子能级较接近于 Woods-Saxon 势给出的能级, 在 $N = 112$ 处有一个能隙.

下降到 $45.10\hbar^2\text{MeV}^{-1}$. 可见 J_0 的下降远没有 $^{194}\text{Hg}(1)$ 带那样厉害. 这就是堵塞效应导致 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ 带的 J_0 大于 $^{194}\text{Hg}(1)$ 的微观机制.

与 $^{194}\text{Hg}(1)$ 相似, 由于堵塞效应的差异, ^{192}Hg SD 带的带首转动惯量由于对力带来的减小, 远比 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ SD 带厉害. 这也就是“全同”SD 带 ^{192}Hg 与 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ 的 J_0 值有较大差异的微观机制.

应该着重指出, 尽管 SD 带的 J_0 值依赖于 Nilsson 能级参数 κ , μ 和形变参数 $\varepsilon_2(\varepsilon_4)$. 但计算表明: (1) 各 SD 带的 J_0 之差 δJ_0 , 却对于单粒子能级参数(在合理范围

内)的变动很不敏感。(2) δJ_0 灵敏地依赖于对力强度 G 。图 4 以两组不同 Nilsson 参数 κ, μ 以及 $\epsilon_2 = 0.445, 0.450, 0.455$ 情况为例, 分析了 δJ_0 随对力强度 G 的变化。SD 核中对力所起的作用是目前大家关注的重要问题。从图 4 可以看出: (1) 把计算所得 δJ_0 值与唯象分析比较, 可得 $G \approx 0.02\hbar\omega_0$ 。按文献 [25] 对 Yb 各偶偶变形核基带(正常形变核)转动惯量的分析, 在相同组态截断下, 得出的中子对力强度 G 约为 $0.04-0.05\hbar\omega_0$ 。因此与正常形变核相比, 在 SD 核中的对力强度有较大幅度减弱。(2) 但为说明 ^{192}Hg 和 ^{194}Hg 各 SD 带带首转动惯量的差异, 看来对力是必要的。如取 $G = 0$, 则计算出的 $^{194}\text{Hg}(2, 3)$ SD 带的 J_0 与 $^{194}\text{Hg}(1)$ 相近, 但略小于 ^{192}Hg , 这与唯象分析结果矛盾。

质子对转动惯量的贡献与中子相似, 与正常形变核相比, 质子对力强度也有减弱。计算表明, 当取 $G_p \approx 0.03\hbar\omega_0$ 时, ^{192}Hg 与 $^{194}\text{Hg}(1, 2, 3)$ SD 带的带首转动惯量的计算值与唯象分析结果非常符合。由于篇幅限制, 从略。

参 考 文 献

- [1] P. J. Twin, *Nucl. Phys.*, **A520** (1990), 17c.; **A522** (1991) 13c., 以及该文所引文献。
- [2] S. Å berg, *Nucl. Phys.*, **A520** (1990) 35c., 以及该文所引文献。
- [3] T. Byrskiet al., *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 1650.
- [4] F. S. Stephens et al., *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 2623; **65** (1990) 301.
- [5] A. Bohr, I. Hamamoto and B. R. Mottelson, *Phys. Scripta*, **26** (1987) 267.
- [6] C. L. Wu, D. H. Feng and M. K. Guidry, *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991) 1377.
- [7] R. Wyss and S. Pilot, *Phys. Rev.*, **C44** (1991) R601.
- [8] 邢正, 陈星堃, *高能物理与核物理*, **15**(1991)1020.
- [9] J. Y. Zeng, J. Meng, C. S. Wu, E. G. Zhao, Z. Xing, X. Q. Chen, *Phys. Rev.*, **C44** (1991) R1745.
- [10] C. S. Wu, J. Y. Zeng, Z. Xing, X. Q. Chen and J. Meng, *Phys. Rev.*, **C45** (1992) 261.
- [11] C. S. Wu, L. Chen, C.Z.Lin and J. Y. Zeng, *Phys. Rev.*, **C45** (1992) 2507.
- [12] H. X. Huang, C. S. Wu and J. Y. Zeng, *Phys. Rev.*, **C39**(1989) 1617.
- [13] 曾谨言, 雷奔安, *中国科学*, **23**(1993) ,371.
- [14] J. Y. Zeng, Y. A. Lei and C. S. Wu, *Chin. J. Nucl. Phys.*, **15**(1993) 152.
- [15] P. J. Rowe, *Nuclear Collective Motion*, (1970, Methuen, London), p. 194.
- [16] J. Y. Zeng and T. S. Cheng, *Nucl. Phys.*, **A405** (1983) 1.
- [17] J. Y. Zeng, et al., *Nucl. Phys.*, **A451** (1983) 49; **A414** (1984) 253; **A421** (1984) 125.
- [18] C. S. Wu and J. Y. Zeng, *Phys. Rev.*, **C40** (1989) 998; **C41** (1990) 1822.
- [19] C. S. Wu and J. Y. Zeng, *Phys. Rev.*, **C39**(1989) 666.
- [20] J. Y. Zeng, C. S. Wu, L. Cheng and C. Z. Lin, *Phys. Rev.*, **C41** (1990) 2911.
- [21] M. A. Riley, et al., *Nucl. Phys.*, **A512** (1990) 178.
- [22] W. Satula, *Nucl. Phys.*, **A529**(1991) 289.
- [23] M. Meyer, et al., *Phys. Rev.*, **C45** (1992) 233.
- [24] T. Bengtsson and I. Ragnarsson, *Nucl. Phys.*, **A436** (1985) 14.
- [25] 赵正姬, 金太浩, *高能物理与核物理*, **16**(1992) 754.

Particle-Number Conserving Calculation of the Bandhead Moments of Inertia of Identical SD Bands

Jin Taihao Zhao Zhengji Zeng Jinyan

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

Received on August 4, 1992

Abstract

Using the particle-number conserving(PNC) method for treating the cranked shell model, the bandhead moments of inertia of the superdeformed(SD) bands ^{192}Hg and $^{194}\text{Hg}(1,2,3)$ were calculated. The configuration structures of the SD bands near the bandheads and the mechanism for the variation of bandhead moments of inertia with the pairing interaction strength G were investigated. The analyses show:

(1) The difference in the bandhead moments of inertia, δJ_0 , is sensitive to the pairing interaction strength, but insensitive to the Nilsson parameters κ, μ and the deformation. (2) In $A \sim 190$ region the pairing interaction still plays an important role and the δJ_0 is mainly attributed to the blocking effect. (3) The pairing interaction strength in SD nuclei seems much weaker than in normally deformed nuclei.

Key Words Identical superdeformed band, Blocking effect, Moment of inertia, particle-number conserving method.