

超形变核态研究的进展

曾 谨 言

(北京大学物理系, 100871)

摘 要

简单回顾了超形变(SD)核态的近期进展,着重介绍了 SD 转动带的唯象分析,包括 SD 带角动量的确定,运动学和动力学转动惯量随转动频率的变化及其相互关系等. 给出了说明所谓“全同”SD 带的一个可信的方案,与现有的微观理论计算是一致的. 在此方案中毋需引进质自旋顺排的概念.

一、概况

最近几年,超形变(superdeformed, SD)原子核态的研究蓬勃地开展起来,成了核结构研究最热门的前沿领域. 在短短几年中已取得了可观的成果. 在核结构研究的进程中,这是继壳结构(40年代末),原子核转动与振动(50年代初),原子核对关联与超导性(50年代末)和高自旋态(70年代初)等之后的另一个重要里程碑. 这些涉及原子核基本性质的很有价值的成果,无疑将载入史册,并写进有关的教科书中去. SD 核态的实验工作的进展,可参阅文献[1,2],而微观理论工作进展的介绍,可参阅文献[3],不在此重述. 本

文着重介绍 SD 转动带的唯象分析,包括 SD 带角动量的确定,两类转动惯量的关系及变化规律,以及“全同”SD 带的实质,并对存在的一些理论问题,提出一些初步看法,供读者参考.

SD 核态的研究,最早要追溯到 60 年代初在铀系核中发现裂变同质异能态(fission isomeric state)^[4]. 随后,它被解释为由于壳效应造成的稳定大形变核态^[5](长短轴比为 2:1 的长椭球形),

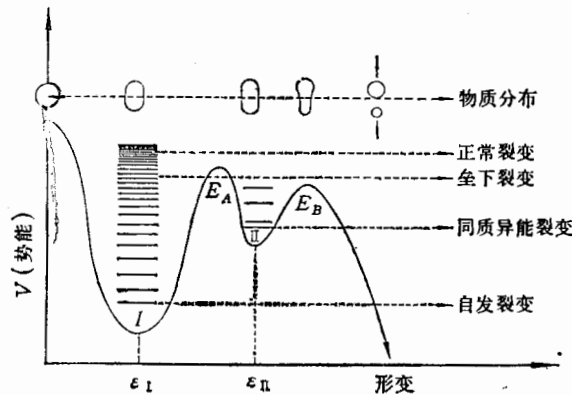


图 1

原子核处于势能面上的第二个稳定谷(图 1)。这种现象可以用简单的轴对称变形谐振子势中的单粒子能级分布来说明^[6](图 2)。对于轴对称变形谐振子势,如长短轴比为简单分

数(例如 2:1, 3:1 等), 单粒子能级系中将出现与球形势类似的大能隙, 不同的只是具体的壳结构和幻数的分布。在此情况下, 当能隙之下的单粒子能级都被填满(或接近于填满)

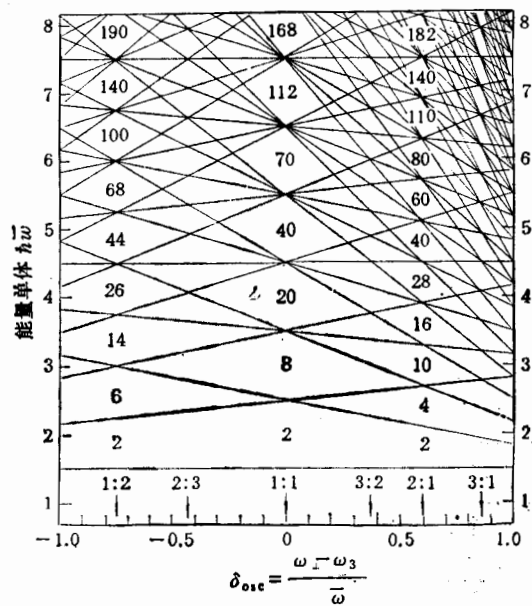


图 2 轴对称谐振子势 $V = \frac{1}{2} M[\omega_3^2 x_3^2 + \omega_1^2(x_1^2 + x_2^2)]$ 中的单粒子能级

能量本征值的单位取为 $\hbar\bar{\omega} = \hbar(2\omega_1 + \omega_3)/3$, 形变参数 $\delta = (\omega_1 - \omega_3)/\bar{\omega}$.

图中箭头所示形变, 用有理数 $\omega_1:\omega_3$ 标记, 本图取自文献^[6]p. 592

时, 就是一个稳定的核态, 其结合能大于单粒子能级均匀分布的情况。这就是 SD 稳定核态存在的微观机制。由图 2 可以看出, 当粒子数 $\sim 40, 60, 80, 110$ 等时, 就形成稳定的 SD 核态 ($\epsilon_2 \approx 0.6$, 长短轴比 2:1)。

对于实际的原子核, 平均场(单粒子势)当然不是简单的谐振子势, 而更接近于 Woods-Saxon 势或 Nilsson 势(修正了的谐振子势), 但以上分析定性上依然成立, 只不过单粒子能级的具体分布(因而幻数)略有不同。更实际的计算表明, 当粒子数 $\sim 44, 64, 86, 116$ 等时^[3], 2:1 长椭球变形的原子核, 具有较大的结合能, 原子核处于势能面的第二稳定谷。这种稳定性, 对于很重的原子核即使处于很低的自旋态(直到零), 也能保持, 而且其激发能相当低^[7-9]。近年来, 一些理论计算表明^[10-12], 上述情况在 $A \sim 190$ 区 (Hg, Pb 等)也成立。而对于更轻一些的 $A \sim 150$ 区的原子核的理论计算表明^[13-16], 具有高角动量的 SD 核态有可能成为晕态。特别是几个具体的计算指出^[17,18], ^{152}Dy 是观测这种高自旋 SD 核态的最佳对象。

经过实验工作者的努力, 终于(1986)在 ^{152}Dy 核中观测到了高自旋 SD 核态, 即由 20 条分立能级组成的 SD 转动带^[19-21], 能级的角动量估计为 $22\hbar - 60\hbar$ (图 3)。带内级联 E2 跃迁能量 $E_r(I) \equiv E(I) - E(I-2)$ 随角动量 I 的变化是很均匀的, 相邻的 γ 射线能量之差很接近于常数, $\Delta E_r = E_r(I+2) - E_r(I) \approx 47\text{keV}$ (图 4)。如此众多的谱线组成的漂亮而有规律的转动带, 令人惊叹不已。利用 DSAM (Doppler Shift Attenua-

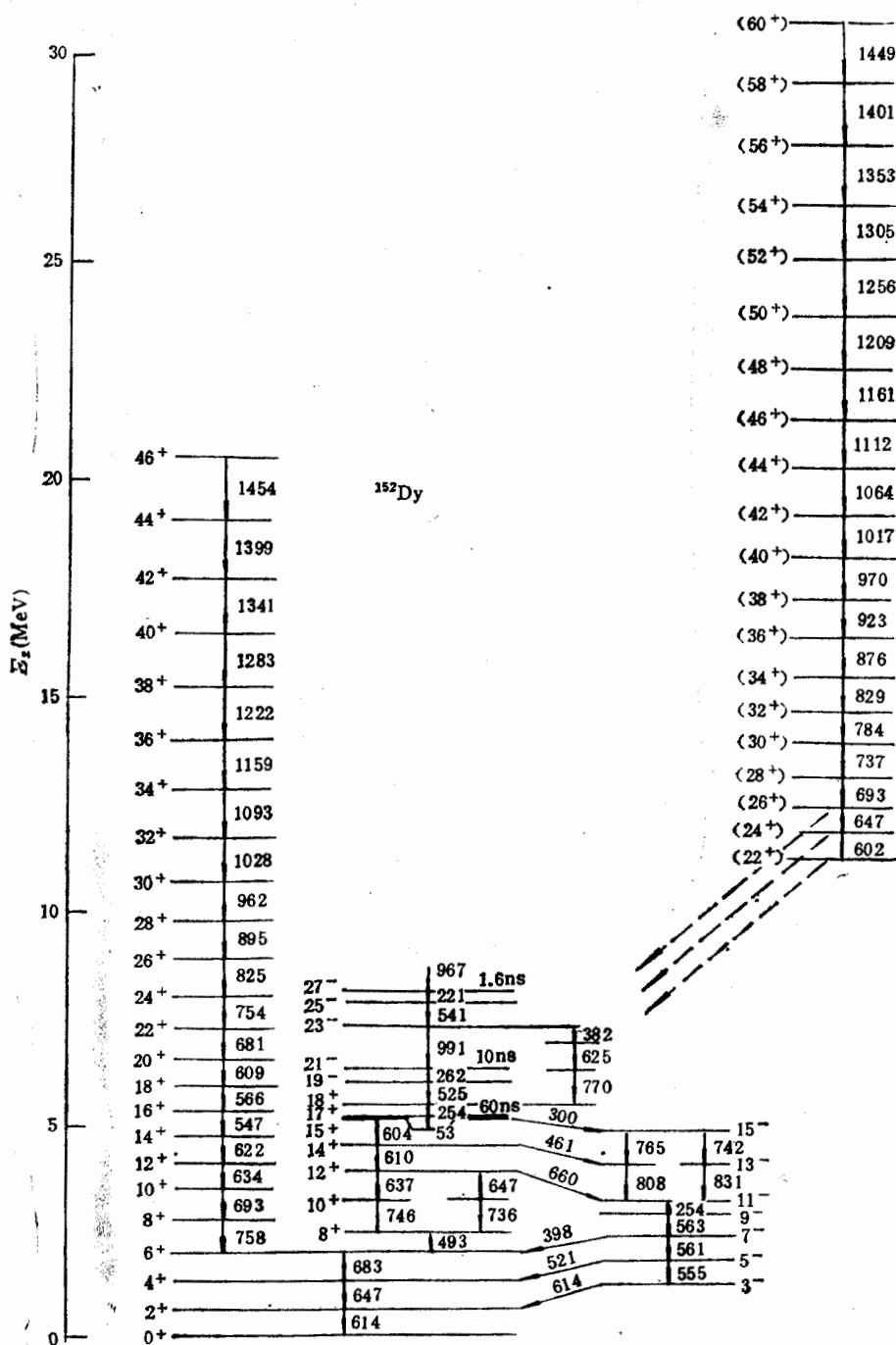
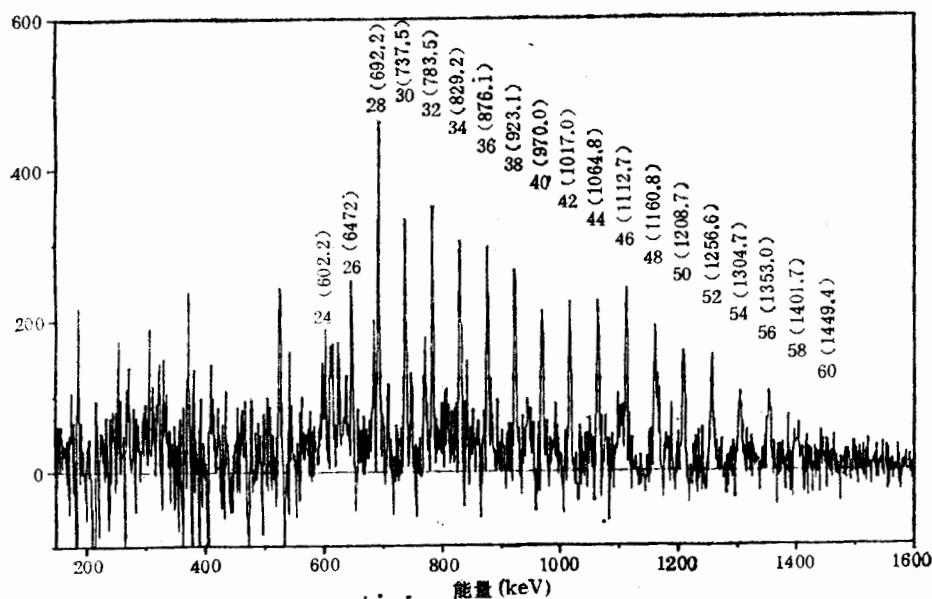


图3 首例观测到的SD转动带 ^{152}Dy , 取自文献^[11]

tion Method) 方法对各能级寿命的测量^[20], 肯定 ^{152}Dy 的SD转动带具有很大的内禀电四极矩, $Q_0 \approx (18 \pm 3)\text{eb}$ (通常稀土区正常形变核 $Q_0 \approx 5\text{eb}$), 这相当于四极形变 $\epsilon_2 \approx 0.6$ (即长短轴比 $\approx 2:1$).

图 4 ^{152}Dy SD 带带内 $E2$ 跃迁 γ 谱

差不多同时,在 ^{132}Ce 核中也观测到类似的 SD 转动带^[22,23], $Q_0 \approx 9\text{eb}$ ($\epsilon_2 \sim 0.4$)。两年后(1989),在 $A \sim 190$ 区中观测到了第一例 SD 转动带 ^{191}Hg ^[24],并测得 $Q_0 \approx (18 \pm 3)\text{eb}$,相当于 $\epsilon_2 \sim 0.5$ (长短轴比 $\approx 1.65:1$)。同年,在 ^{153}Dy 核中观测到三条 SD 转动带^[25]。更引人注目的是观测到 ^{151}Tb 和 ^{150}Gd 的激发 SD 带^[26],而它们的带内级联 $E2$ 跃迁形成的 γ 射线谱,分别与相邻核 ^{152}Dy 和 ^{151}Tb 的晕 (yrast) SD 带几乎完全相同,人们称之为“全同”SD 带 (identical SD bands)。不久,在 $A \sim 190$ 区也发现 ^{194}Hg 的两条激发 SD 带 ($^{194}\text{Hg}(2)$, $^{194}\text{Hg}(3)$)的 E_γ 谱与相邻核 ^{192}Hg 的 SD 带也很相似。在某些相邻核中出现的这种几乎完全相同的 SD 转动带的现象,引起了很多人的注意^[27-32]。Stephens 等人认为在此现象的背后,可能存在某种对称性,即赝自旋对称性^[33]。

1986 年以来的几年中,SD 转动带一个接一个被观测到。迄今(到1991年夏)已观测到 50 多条 SD 转动带。列于表 1 中。

实验上探测 SD 带是通过重离子反应 (HI, xn) 来进行。例如 $^{108}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{152}\text{Dy}$, 融合核在蒸发 4 个中子后布居于末核 ^{152}Dy 的高能量激发态,布居强度通常只有融合截面的 1% 左右,所以探测比较困难。 ^{152}Dy 最初处于高自旋(估计 $\sim 60\hbar$)SD 态,然后通过一系列带内 $E2$ 跃迁退激,并陆续释放角动量。实验上可以测定这些 γ 射线的能量 E_γ 及其相对强度。还可以用 DSAM 方法测量各能级的寿命,由它可以估算出原子核的内禀电四极矩 Q_0 和四极形变 ϵ_2 。现有的实验分析表明,随角动量改变,SD 带的形变没有明显变化,与理论计算一致。

从图 5 可以看出, ^{152}Dy 的 SD 带的能量最高的几条 γ 射线的相对强度随 I 的减小而较快地增大,在中间相当广的角动量范围中相对强度维持不变,而能量最小的 2—3 条 γ 射线的相对强度随 I 减小而迅速减弱。这个现象说明,SD 带的布居主要发生在观测

表1 已观测到的SD转动带(到1991年夏)

(a) A~190区

$^{198}\text{Pb}^{[34]}$		$^{196}\text{Pb}^{[34]}$		$^{194}\text{Pb}^{[35,36]}$		$^{192}\text{Pb}^{[37]}$	
		$^{193}\text{Tl}^{[38]}$ (+, -)		$^{194}\text{Tl}^{[39,40]}$ (1a, 2a, 3a, 1b, 2b, 3b)		$^{193}\text{Tl}^{[41]}$ (+, -)	
		$^{194}\text{Hg}^{[42-44]}$ (1), (2, 3)		$^{193}\text{Hg}^{[42]}$ (1), (4), (2, 3)		$^{192}\text{Hg}^{[41, 45, 47, 48]}$	$^{191}\text{Hg}^{[24-46]}$ (1, 2), (3)
						$^{190}\text{Hg}^{[49]}$	$^{189}\text{Hg}^{[49]}$

(b) A~150区

$^{153}\text{Dy}^{[25]}$ (1), (2, 3)	$^{152}\text{Dy}^{[19-21]}$	$^{151}\text{Dy}^{[21]}$			
	$^{151}\text{Tb}^{[26, 53]}$ (1), (2)	$^{150}\text{Tb}^{[51]}$			
	$^{150}\text{Gd}^{[26, 53]}$ (1), (2)	$^{149}\text{Gd}^{[54, 55]}$ (1), (2), (3)	$^{148}\text{Gd}^{[50, 51, 59, 60]}$ (1), (2)	$^{147}\text{Gd}^{[57, 59, 60]}$	$^{146}\text{Gd}^{[56-60]}$ (1), (2)

(c) 其它区域

$^{142}\text{Eu}^{[61]}$
 $^{137}\text{Nd}^{[62]}$, $^{136}\text{Nd}^{[62, 63]}$, $^{135}\text{Nd}^{[64]}$, $^{134}\text{Nd}^{[62]}$
 $^{132}\text{Ce}^{[64, 65]}$, $^{131}\text{Ce}^{[64, 65]}$

到的角动量最高的几条能级上, 而退出SD带主要发生在观测到的角动量最低的2—3条能级上。在中间相当宽的角动量范围中, 跃迁维持在带内进行。SD带的角动量的确切上

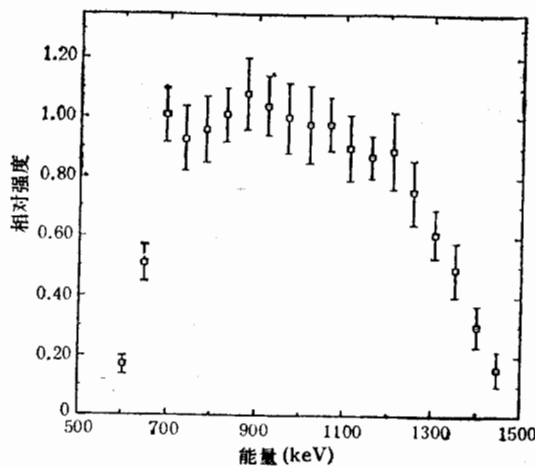


图5 ^{152}Dy SD带带内E2跃迁 γ 谱线的相对强度, 取自文献^[21]

的最低能级的角动量 I_0 , 但不确定度较大。例如 ^{152}Dy 的SD带的最低能级的角动量估计为 $I_0 = 22$ 。分析表明, 这个值并不十分确切, 更仔细分析指出^[21], I_0 的确切值只能比

界以及SD带的布居机制, 目前还不大清楚^[67-69]。在角动量上界附近, 裂变是一个主要竞争方式。退出SD带的机制以及SD带角动量的下界, 目前也不大清楚^[70]。这里要涉及从第二个势能谷往第一个势能谷的穿透问题。SD带与已经测定角动量的晕态之间的确切联系目前尚未搞清。很多人认为这种联系可能是统计性的^[1, 2], 即从SD带衰变出去的通道可能有很多条, 各自分享一定的强度。由于这种原因, 目前还无法从实验上直接确切测定SD带能级的角动量。有时可以从实验现象大致估计测得的SD带的

22 大,而不能比 22 小.

二、超形变转动带角动量的确定

角动量是表征原子核能级的一个很基本的力学量,也是研究 SD 带物理性质的基础. 目前尚不能从实验直接测定 SD 带的角动量,而不知道能级的角动量,就无法从实验测得的 γ 射线能量 E_γ 去提取 SD 带的运动学转动惯量 $J^{(1)}$. 按照转动谱公式

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad (1)$$

式中 I 为原子核角动量, J 为转动惯量. 从能级 $I \rightarrow I-2$ 的 γ 跃迁能量为

$$E_\gamma(I) = E(I) - E(I-2) = \frac{\hbar^2}{J} (2I-1). \quad (2)$$

这样提取的转动惯量,称为运动学转动惯量 $J^{(1)}$,

$$J^{(1)}(I-1) = \frac{\hbar^2(2I-1)}{E_\gamma(I)}. \quad (3)$$

因此,只有当角动量 I 确定后,才能从 $E_\gamma(I)$ 去提取 $J^{(1)}$. 目前在 SD 带的唯象分析中,人们不得不绕过这个问题,而去分析动力学转动惯量 $J^{(2)}$,它不直接依赖于角动量,而由相邻的 γ 射线能量之差

$$\Delta E_\gamma(I) = E_\gamma(I+2) - E_\gamma(I) = \frac{4\hbar^2}{J} \quad (4)$$

来提取,即

$$J^{(2)}(I) = 4\hbar^2 / \Delta E_\gamma(I) = 4\hbar^2 / [E_\gamma(I+2) - E_\gamma(I)]. \quad (5)$$

目前已观测出的绝大多数 SD 带的 ΔE_γ (或 $J^{(2)}$),随能级的角动量的变化都比较缓慢而光滑. 这意味着 SD 核具有较强的刚性.

Becker 等^[47,71]按照 Harris ω^2 展开的三参数公式

$$J^{(2)} = 2\alpha + 4\beta\omega^2 + 6\gamma\omega^4 \quad (6)$$

去拟合 $J^{(2)}$ (从实验测得的 E_γ ,按(5)式提取),定出参数 α , β 和 γ 的值. 然后对 ω 积分以求出角动量

$$I + \frac{1}{2} = \int_0^\infty J^{(2)} d\omega = 2\alpha\omega + \frac{4}{3}\beta\omega^3 + \frac{6}{5}\gamma\omega^5 + \text{积分常数}. \quad (7)$$

但此方法受到一些人的批评^[72,73]. 主要批评是: (a) 实验观测的 ΔE_γ 数据只限于一定的 ω 范围中,能否把所定出的参数外推? 特别是外推到低 ω 区. (b) 积分常数应如何选取. 在应用上,此方法的主要缺点是: (a) ΔE_γ 的误差较大(比 E_γ 误差大一个数量级),因而所定出的角动量的不确定度较大, (b) ω 并非直接观测量,应用 Harris 公式来分析实验较为繁琐. 在文献^[74,75]中给出了原子核转动谱的一个简单的封闭公式(简称 *ab* 公式)

$$E(I) = a[\sqrt{1 + bI(I+1)} - 1], \quad (8)$$

它适用于非轴对称度不太大的稳定变形核,是根据 Bohr 哈密顿量^[6]在适当的位势和非轴对称度不太大的假设下导出的. 在推导过程中,对于转动和振动,没有采用绝热近似,因

此(8)式描述的转动中,反映了振动和非轴对称度形变的影响,转动惯量要随角动量而变化。值得注意的是,对于稀土和锆系变形偶偶核的基带的大量数据的分析表明^[76,77],*ab*公式的计算结果与实验符合的程度优于所有其它二参数转动谱公式,包括 Bohr-Mottelson 的 $I(I+1)$ 展开公式^[6],

$$E(I) = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2, \quad (9)$$

Harris 的 ω^2 展开公式^[78]

$$E(\omega) = \alpha\omega^2 + \beta\omega^4, \quad (10)$$

以及量子群 $SU_q(2)$ 理论给出的公式^[79,80]

$$E(I) = A_0 \frac{\sin(|\gamma|) \sin[|\gamma|(I+1)]}{\sin^2|\gamma|}. \quad (11)$$

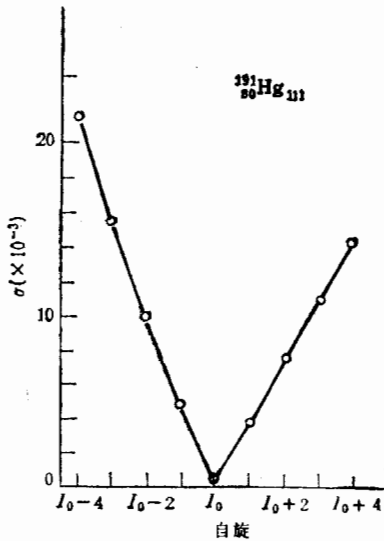


图6 $^{191}\text{Hg}(3)$ SD 带的角动量的确定, $I_0 = 27/2$

例如²³⁸U 的基带已观测到 $I < 30$ 的所有能级,都可以用式(8)很满意地拟合。此外,式(8)按 $I(I+1)$ 展开后,可给出各幂次项系数之间的关系,与分析实验所得出的结果相当接近^[81]。

鉴于 *ab* 公式能很好地描述正常形变核的转动谱,邢正等提出^[82],可以用它来确定 SD 带的角动量。文献^[83,84]给出了一个很有效地用 *ab* 公式确定 SD 带的角动量的方法。按式(8),带内级联 E2 跃迁的 γ 射线的能量 $E_\gamma(I) = E(I) - E(I-2)$ 为

$$E_\gamma(I) = a[\sqrt{1 + bI(I+1)} - \sqrt{1 + b(I-2)(I-1)}]. \quad (12)$$

试取 SD 带的观测到的最低能级的角动量为 I_0 ,带内级联跃迁

$$(I_0 + 2n) \rightarrow (I_0 + 2n - 2) \rightarrow \dots \rightarrow (I_0 + 4) \rightarrow (I_0 + 2) \rightarrow I_0 \quad (13)$$

的 n 条 γ 射线能量可用式(12)进行最小二乘法拟合。计算表明,当 I_0 取值正确时,计算结果与观测值极为符合,而当 I_0 一旦偏离正确值,即使为 ± 1 ,则计算值与观测值的方均根偏差将急剧增大。由此可以相当可靠地确定 I_0 ,因而 SD 带各能级的角动量随之确定。表 2 给出一个具体例子。由表 2 可以看出,当 $^{191}\text{Hg}(3)$ SD 带最低能级角动量取为 $I_0 = 27/2$ 时,计算出的 E_γ 值与观测值的符合程度是极高的, $|E_\gamma^{\text{cal}} - E_\gamma^{\text{sp}}| \leq 0.5\text{keV}$ 。相对方均根偏差

$$\sigma = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left| \frac{E_\gamma^{\text{cal}}(I_i) - E_\gamma^{\text{sp}}(I_i)}{E_\gamma^{\text{sp}}(I_i)} \right|^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

取极小值, $\sigma = 0.6 \times 10^{-3}$ 。但当取 $I_0 = 25/2$ 或 $29/2$ 时, σ 将急剧增大,见图 6。

迄今已观测到的 $A \sim 190$ 区和 $A \sim 150$ 区的 SD 带的最低能级的角动量 I_0 ,已按此方法定出,列于表 3 中。对于 $A \sim 190$ 区的 SD 带,Becker 等^[71]曾经用 $J^{(2)}$ 的 Harris

三参数公式 (6) 的拟合方法, 得出了各 SD 带的最低能级的角动量 I_0 。除了 ^{190}Hg 与

表 2 $^{191}\text{Hg}(3)$ SD 带的角动量的确定与 E_r 的计算

$E_r(I \rightarrow I - 2)$ 观测值 ^a (keV)	$E_r(I \rightarrow I - 2)$ 计算值(keV)					
	$I_0 = 27/2^b$		$I_0 = 25/2^c$		$I_0 = 29/2^d$	
	I	E_r	I	E_r	I	E_r
707.5	75/2	707.0	73/2	704.7	77/2	709.1
675.2	71/2	675.3	69/2	674.5	73/2	676.1
642.6	67/2	642.7	65/2	643.0	69/2	642.4
609.2	63/2	609.2	61/2	610.4	65/2	608.1
574.3	59/2	574.8	57/2	576.5	61/2	573.3
539.5	55/2	539.6	53/2	541.4	57/2	537.9
503.3	51/2	503.5	49/2	505.2	53/2	501.9
466.5	47/2	466.5	45/2	467.8	49/2	465.5
429.1	43/2	428.8	41/2	429.2	45/2	428.5
390.2	39/2	390.4	37/2	389.7	41/2	391.1
351.6	35/2	351.3	33/2	349.1	37/2	353.2
311.8	31/2	311.5	29/2	307.6	33/2	315.0
σ		0.0006		0.0050		0.0037

^a 文献[46]

^b $a = 6.43862 \times 10^4 \text{keV}$, $b = 1.64225 \times 10^{-4}$.

^c $a = 4.53597 \times 10^4 \text{keV}$, $b = 2.48052 \times 10^{-4}$.

^d $a = 1.02035 \times 10^4 \text{keV}$, $b = 0.97677 \times 10^{-4}$.

$^{191}\text{Hg}(1)$ 之外, 他们所给出 I_0 与表 3 相同。按照 Becker 等的分析, 对于 ^{190}Hg , $I_0 = 14$, 对于 $^{191}\text{Hg}(1)$, $I_0 = 29/2$; 而表 3 给出 ^{190}Hg , $I_0 = 15$, $^{191}\text{Hg}(1)$, $I_0 = 31/2$ 。对于 $A \sim 150$ 区, 其它文献中尚未给出各 SD 带的确切的角动量值。原因是 $A \sim 150$ 区的 SD 带的观测到的最低能级的角动量 I_0 一般都比较高 ($I_0 > 20$), 此时用 Harris 的 $J^{(2)}$ 三参数公式拟合所给出的角动量的不确定度比较大。

用 ab 公式分析 $A \sim 190$ 和 150 区大多数 SD 带的结果表明, E_r 计算值与观测值的符合程度相当高, 相对方均根偏差 $\sigma \leq 10^{-3}$ 。但对于少数 SD 带, $\sigma > 10^{-3}$, 所以还不十分理想。在文献[77]中, 曾经考虑 Bohr 哈密顿量中位势 $V(\beta, \gamma)$ 的高幂(β^4)项的一级微扰论修正, 得到了一个更改进的转动谱公式

$$E(I) = a[1 + k\sqrt{1 + bI(I+1)}][\sqrt{1 + bI(I+1)} - 1]. \quad (15)$$

上式还可以改写成更简便的形式 (abc 公式)

$$E(I) = a[\sqrt{1 + bI(I+1)} - 1] + cI(I+1), \quad (16)$$

式(16)中的 a 相当于式(15)中的 $a(1 - k)$, 而 $c = abk$ 。当 $c = 0$ 时, abc 公式(16)将回到 ab 公式(8)。对于 $A \sim 190$ 区观测到的所有 SD 带, 用 abc 公式分析结果都是非常令人满意的, E_r 的计算值与观测值的偏差, 几乎全部都 $\leq 0.5 \text{keV}$ 。这就为分析 SD 带的其它性质, 例如两类转动惯量, 顺排角动量等, 提供了可靠的依据。

表3 A~190和A~150区SD带的角动量

SD 带	I_0 指定值	$E_\gamma(I_0 + 2)(\text{keV})$	SD 带	I_0 指定值	$E_\gamma(I_0 + 2)(\text{keV})$
^{190}Hg	15	360.0	$^{191}\text{Hg}(1)$	31/2	350.6
$^{191}\text{Hg}(2)$	25/2	292.0	$^{191}\text{Hg}(3)$	27/2	311.8
^{192}Hg	8	214.6	$^{193}\text{Hg}(1)$	15/2	192.0
$^{193}\text{Hg}(2)$	21/2	254.3	$^{193}\text{Hg}(3)$	19/2	233.7
$^{193}\text{Hg}(4)$	27/2	290.5	$^{194}\text{Hg}(1)$	10	254.3
$^{194}\text{Hg}(2)$	11	262.0	$^{194}\text{Hg}(3)$	8	210.2
$^{193}\text{Tl}(1)$	19/2	228.1	$^{193}\text{Tl}(2)$	21/2	248.3
$^{194}\text{Tl}(1)$	12	268.0	$^{194}\text{Tl}(2)$	10	240.5
$^{194}\text{Tl}(3)$	8	187.9	$^{194}\text{Tl}(4)$	9	209.3
$^{194}\text{Tl}(5)$	9	220.3	$^{194}\text{Tl}(6)$	9	207.0
^{194}Pb	6	169.6	^{194}Pb	8	216.0
^{146}Gd	34	826.7	$^{147}\text{Gd}(1)$	55/2	663.9
$^{147}\text{Gd}(2)$	63/2	779.1	^{148}Gd	29	701.0
$^{149}\text{Gd}(1)$	51/2	617.7	$^{149}\text{Gd}(2)$	83/2	877.0
$^{149}\text{Gd}(3)$	69/2	895.9	^{150}Gd	45	815.2
$^{150}\text{Gd}^*$	38	770.0	^{150}Tb	23	598.0
^{151}Tb	55/2	647.0	$^{151}\text{Tb}^*$	73/2	728.0
^{151}Dy	37/2	522.4	^{152}Dy	25	602.2
$^{153}\text{Dy}(1)$	71/2	809.6	$^{153}\text{Dy}(2)$	67/2	816.5
$^{153}\text{Dy}(3)$	73/2	894.6			

I_0 是已观测到的 SD 带的最低能级的角动量

三、两类转动惯量及其变化规律

按照转动谱的 ab 公式(8),运动学和动力学转动惯量可以表示成如下简单的解析形式^[76,85]

$$J^{(1)} = \frac{\hbar I_x}{\omega} = \hbar I_x \left[\frac{dE}{dI_x} \right]^{-1}$$

$$= J_0 [1 + bI(I+1)]^{1/2} = J_0 [1 - \hbar^2 \omega^2 / a^2 b]^{-1/2}, \quad (17)$$

$$J^{(2)} = \hbar^2 \left[\frac{d^2 E}{dI_x^2} \right]^{-1}$$

$$= J_0 [1 + bI(I+1)]^{3/2} = J_0 [1 - \hbar^2 \omega^2 / a^2 b]^{-3/2}, \quad (18)$$

式中

$$J_0 = \hbar^2 / ab, \quad (19)$$

是带首转动惯量。由于 ab 公式(12)可以很精确地拟合观测到的众多的 γ 射线能量 E_γ 数据,利用所定出的参数 a 和 b 的值代入式(17),(18),(19),就可以给出 $J^{(1)}$, $J^{(2)}$ 和 J_0 的值。这些结果比按差分公式(3)和(5)直接从 E_γ 观测值来提取的 $J^{(1)}$ 和 $J^{(2)}$ 值更为精确。

从式(17)和(18)可以看出,转动惯量随角动量(或角频率)而变化。变化的快慢依赖于 $|b|$ 的值。 $|b|$ 是刻画原子核软度的参数。 $|b|$ 愈小,原子核的刚性愈强。 $1/\sqrt{|b|}$ 代表 ab 公式(8)按 $I(I+1)$ 展开的收敛半径^[76]。对于铜系和稀土区正常变形核的基带^[76,77], $b \sim 10^{-3}$,对于 $A \sim 190$ 区 SD 带^[84], $b \sim 10^{-4}$ 。图 7 中给出了三对 SD 带¹⁹¹Hg(2,3),¹⁹³Hg(2,3)和¹⁹⁴Hg(2,3)的转动惯量随 ω 的变化规律。可以看出,它们都随 ω 而光滑地增大,但 signature 分裂有一定的差异,¹⁹¹Hg(2,3)的 signature 分裂较大,¹⁹⁴Hg(2,3)的分裂则很小。此外, $J^{(2)}$ 的变化比 $J^{(1)}$ 要快些,这是可以理解的,因按式(17)和(18),

$$\frac{d}{d\omega} [\ln J^{(2)}] = 3 \left[\frac{d}{d\omega} \ln J^{(1)} \right]. \quad (20)$$

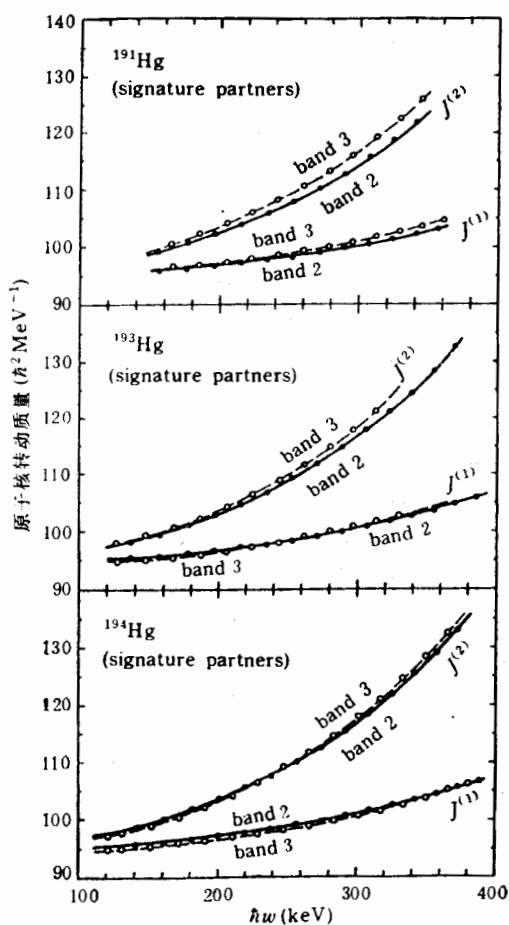


图 7 ¹⁹¹Hg(2,3), ¹⁹³Hg(2,3)和¹⁹⁴Hg(2,3)三对 Signature 配偶带的转动惯量的变化。此图取自文献[84]

在 $A \sim 190$ 区观测到的绝大部分 SD 带(发生带交叉的¹⁹³Hg(1)和(4)除外)的 $J^{(1)}$ 和 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化都很平滑。在已观测的角频率范围($\hbar\omega \sim 0.1-0.4$ MeV)中, $J^{(1)}$ 约增大 10%,而 $J^{(2)}$ 约增大 30-40%。在微观上这反映中子和质子是逐渐顺排的^[85,87]。

按照推转壳模型的理论,转动惯量的贡献主要来自填布在高N闯入轨道(high-N intruder orbitals)的粒子^[88]。根据转动惯量的变化,可以反过来判断 SD 核的高N组态^[3]。按推转壳模型的计算,对于

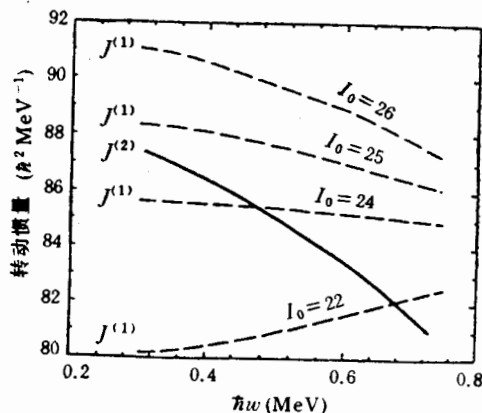


图 8 取自文献[83]

$A \sim 190$ 区的 SD 带,如不计及对关联的影响,计算出来的 $J^{(2)}$ 几乎不随 ω 而改变。要得出观测到的 $J^{(2)}$ 随 ω 变化的幅度,对关联的考虑是至关重要的,尽管有人认为超形变核中对力可能很弱(此时不能用BCS方法来处理)。SD核中对力的研究是理论家们感兴趣

的课题^[3,89-91]。

值得特别提到,实验上首例观测到的 SD 转动带 ^{152}Dy 的最低能级的角动量,原来估计为 $I_0=22[19,21]$ 。按此 I_0 值,则有下列结果^[83,93](图 8): (a) $J^{(1)} < J^{(2)}$, (b) $J^{(2)}$ 随 ω

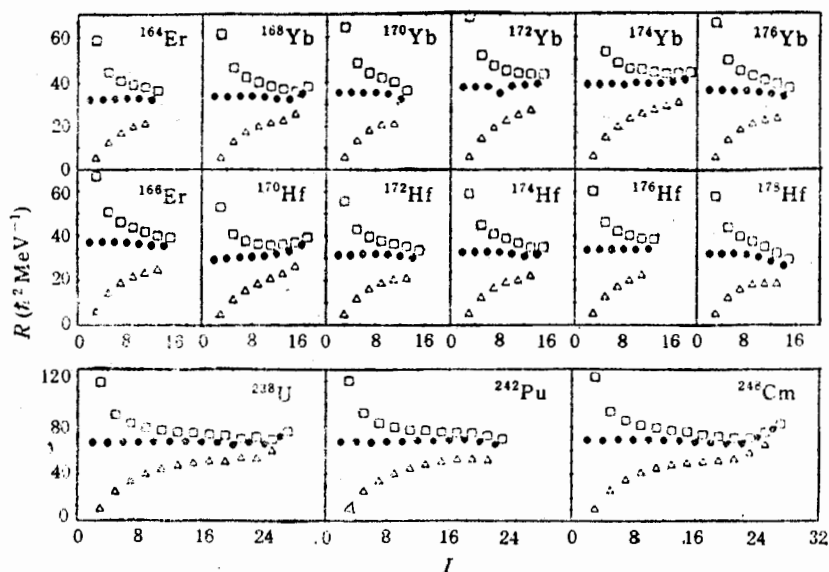


图 9

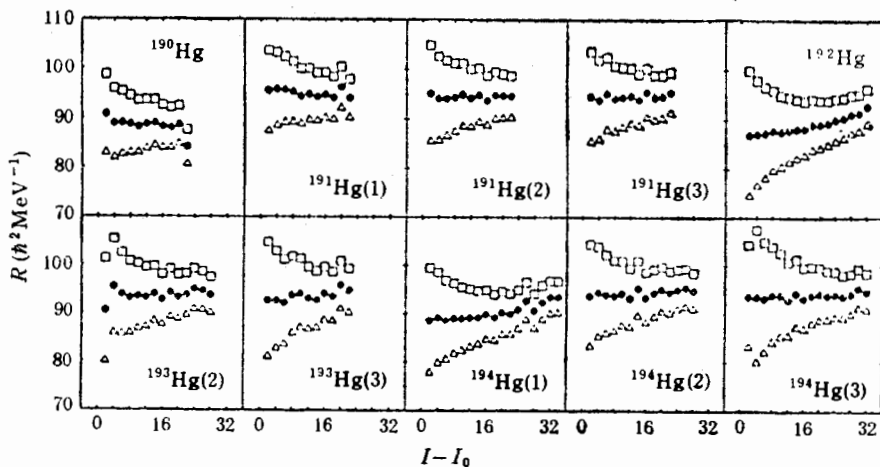


图 10

增大而减小,而 $J^{(1)}$ 则相反,随 ω 增大而增大。这两点都与微观计算结果相矛盾^[92]。但如果按照 ab 拟合^[83]给出的最低角动量 $I_0 = 25$,则有 (a) $J^{(1)} > J^{(2)}$, (b) 随 ω 增大, $J^{(1)}$ 与 $J^{(2)}$ 都缓慢地减小。这样就与微观理论完全一致。

还有一个很有趣的结果,按式(17)与(18),在同一个转动带内,比值

$$R = \sqrt{[J^{(1)}]^3/J^{(2)}} = J_0 \quad (21)$$

应该与角动量 I (或角频率 ω) 无关, R 就是带首转动惯量 J_0 。对于正常形变核的转动带的大量数据的分析表明^[94], 式(21)的确相当好地成立(图 9)。值得注意, 比值 R 是否真的与角动量无关, 与角动量值的指定是否正确较敏感。对于正常变形核转动带, 自旋已测定, 当然不会有此问题。但如果我们人为地把能级的角动量增(减)1, 则 R 比值立即就不能保持为常数, 而会随 I 而减小(增加), 见图 9。

对于 SD 转动带, 上述关系是否成立, 也可以用来判断所指定的角动量是否正确。图 10 和 11 分别给出了对 Hg, Tl 和 Pb 的 SD 带的分析。可以看出当角动量指定正确时(见表 3), 则 R 的确很好地保持与 I 无关, 反之, 将随 I 而上升或下降。应当强调, 关系式(21)的重要性主要还不在于用它来判断角动量指定正确与否, 而在于用它来显示转动带内部结构的变化。特别是当转动带发生明显带交叉的地方, R 值将明显改变。

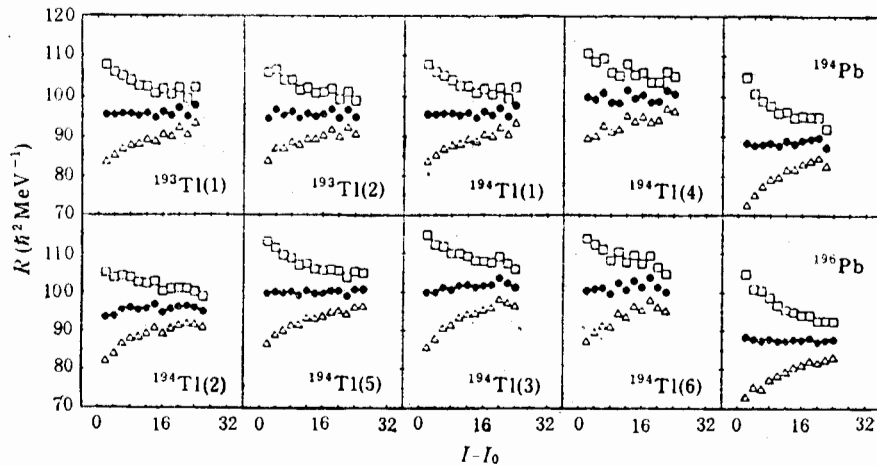


图 11

四、“全同”SD 转动带之谜

SD 转动带最令人惊奇的一个现象是一些相邻核的 SD 带的带内跃迁产生的 γ 射线能量 E_γ 几乎完全相同, 相符的程度为

$$\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} \sim 10^{-3}, \quad (22)$$

所以人们称之为“全同”带。Stephens 等^[27-29]认为, 相邻核中出现的“全同”SD 带的特征是它们具有几乎全同的转动惯量, 但顺排角动量不同, 彼此相差为 $\hbar/2$ 的整数倍, 即顺排角动量量子化概念。他们建议用赝自旋(pseudospin)对称性^[33]去说明此离奇的现象, 但有人提出反对意见^[72,73]。这问题引起了很多的争论。

Mottelson^[31,32]利用跃迁能量式(2), 略去转动惯量的变化, 考虑到“全同”带的一个成员为偶 A 核(角动量为整数), 另一个成员为奇 A 核(角动量为半奇数), 所以 $\delta I \geq 1/2$, 因而

$$\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} = \delta \ln E_\gamma = \frac{\delta I}{I} \sim \frac{1}{2I} \sim 10^{-2}, \quad (23)$$

这与观测结果差一个数量级。Stephens 等认为,摆脱这一困境的一条出路是引进赝自旋对称性。

但如何去理解相邻核具有全同的转动惯量?按刚体转动惯量公式^[6]

$$J_{\text{rigid}} = \frac{2}{5} AMR^2 \left(1 + \frac{1}{3} \delta\right), \quad (24)$$

如略去形变 δ 的改变,则相邻核的转动惯量之差为

$$\frac{\delta J}{J} = \frac{\delta A}{A} \sim \frac{1}{A} \sim 10^{-2}. \quad (25)$$

这种差别 ($\delta J/J \sim 10^{-2}$) 在正常形变核中经常碰到,不足为奇。但正如 Szymanski^[95] 和 Ragnarsson^[96] 指出,当原子核增添一个核子时,相应的形变的变化也是 A^{-1} 的数量级。因此,如增添的核子处于这样的轨道,它使原子核形变有效地减小,则有可能抵消 A 增大对转动惯量的贡献,从而使原子核转动惯量几乎不变, ($\delta J/J \sim 10^{-3}$)。

但 γ 跃迁能量几乎相等,真的意味着“全同”带具有几乎全同的转动惯量吗?或者说,“全同”SD 带真的具有“全同”的转动惯量(包括带首转动惯量,运动学转动惯量 $J^{(1)}$ 和动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 以及它们随 ω 的变化等)吗?

这里首先应当注意,正如 Stephens 等^[27-29] 已提到,在 $A \sim 190$ 区,“全同”SD 带的 E_γ 的“几乎相等”,只在 $\hbar\omega \sim 0.2-0.4$ MeV 范围中被实验证实。毫无疑问,在此频率范围中,两个“全同”SD 带的 $J^{(2)} = 4\hbar^2/\Delta E_\gamma$ 是“几乎相等”的。但这并不意味着“全同”SD 带的带首转动惯量 J_0 和运动学转动惯量 $J^{(1)}$ 一定相等,也不意味着在此频率范围之外 $J^{(2)}$ 也几乎相等。

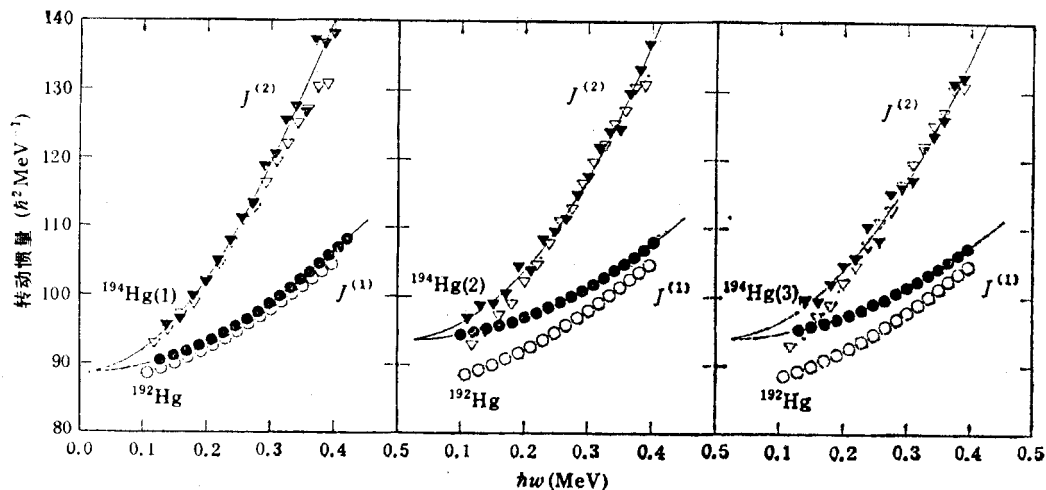


图 12 ^{192}Hg 和 ^{194}Hg 的 SD 带转动惯量的比较

以下先以“全同”带 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ 和 ^{192}Hg 为例进行分析。为改进 E_γ 的计算精度,以下采用 abc 公式对 ^{194}Hg 和 ^{192}Hg 的四条 SD 带进行最小二乘法拟合,结果列于表 4 中。可

以看出,全部 69 条 γ 射线能量的计算值与观测值惊人地符合 (偏差 $\leq 0.5\text{keV}$)。与 abc 公式(16)相应的转动惯量公式为

$$\hbar^2/J^{(1)} = ab[1 + bI(I + 1)]^{-1/2} + 2c, \quad (26)$$

$$\hbar^2/J^{(2)} = ab[1 + bI(I + 1)]^{-3/2} + 2c, \quad (27)$$

带首转动惯量为

$$J_0 = \hbar^2/(ab + 2c). \quad (28)$$

既然观测到的 SD 带的能谱(或 E_γ)可以用 abc 公式如此精确地给出,则公式(26)–(28) 给出的转动惯量 ($J^{(1)}$, $J^{(2)}$ 和 J_0)是可靠的。图 12 中给出 ^{194}Hg 的三条 SD 带与 ^{192}Hg SD 带的两类转动惯量的比较。

表 4 ^{192}Hg 和 ^{194}Hg 的 SD 带的 E_γ 计算值与实验值的比较

I	$^{192}\text{Hg}, \alpha = 0$ $E_\gamma(I)$		$^{194}\text{Hg}(1), \alpha = 0$ $E_\gamma(I)$		$^{194}\text{Hg}(2), \alpha = 0$ $E_\gamma(I)$		$^{194}\text{Hg}(3), \alpha = 1$ $E_\gamma(I + 1)$	
	expt	calc	expt	calc	expt	calc	expt	calc
48		881.7		868.1		863.8		879.5
46		852.7	841.0	840.7		835.8		851.3
44		823.3	812.9	812.7	(807)	807.0		822.4
42	793.4	793.4	783.9	784.1	777.7	777.6	(793)	793.0
40	762.8	763.0	754.6	754.9	747.6	747.5	762.7	762.8
38	732.1	732.1	725.4	725.0	716.7	716.6	732.2	732.0
36	700.6	700.6	693.8	594.3	684.5	684.9	700.4	700.4
34	668.6	668.5	662.4	662.9	652.2	652.4	668.0	668.1
32	635.8	635.7	630.5	630.6	619.3	619.2	635.1	635.0
30	602.3	602.1	597.3	597.4	585.2	585.1	600.9	601.2
28	567.9	567.7	563.6	563.3	550.3	550.1	566.4	566.6
26	532.4	532.4	528.3	528.2	514.3	514.4	531.6	531.2
24	496.3	496.3	492.3	492.2	477.7	477.8	494.6	495.0
22	459.1	459.1	455.2	455.1	440.7	440.5	458.3	458.1
20	420.8	420.9	417.1	416.9	402.1	402.3	420.4	420.3
18	381.6	381.7	377.8	377.8	363.7	363.4	382.1	381.8
16	341.1	341.4	337.7	337.6	323.8	323.8	342.8	342.6
14	299.9	300.0	296.2	296.4	283.3	283.5	302.5	302.8
12	257.7	257.7	254.3	254.3	242.7	242.7	262.3	262.3
10	214.6	214.4		211.4	201.3	201.3		221.3
8		170.3		167.8		159.4		179.8
6		125.5		123.6		117.2		137.9
4		80.1		78.8		74.7		95.7
2		34.4		33.8		32.1		53.2

^{192}Hg , $^{194}\text{Hg}(1)$ 和 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ 的 E_γ 分别取自文献[47,44,42]

a (keV)	6597.3	10855	22052	19241
b	8.168×10^{-4}	5.796×10^{-4}	3.102×10^{-4}	3.297×10^{-4}
c (keV)	3.043	2.498	1.923	2.153

首先我们来分析带首转动惯量 J_0 。可以看出,“全同”带 ^{192}Hg 和 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ 的带首转动惯量分别为

$$J_0(^{192}\text{Hg}) = 87.15\hbar^2\text{MeV}^{-1}$$

$$J_0(^{194}\text{Hg}(2)) = 93.57\hbar^2\text{MeV}^{-1} \approx J_0(^{194}\text{Hg}(3)) = 93.89\hbar^2\text{MeV}^{-1}$$

因此,它们的差别 $\delta J_0/J_0 \sim 7\%$. 这与相邻偶偶核的基带(正常形变)的带首转动惯量之差相似,丝毫不足为怪. 其它几对“全同”SD带的带首转动惯量的比较也列于表5中. 为了对比,表5还列出了已观测到的9对 signature 对偶(partners)带的带首转动惯量. 可以看出, signature 对偶 SD 带的 J_0 非常接近, $\delta J_0/J_0 \sim 10^{-3}$. 因此,它们可以视为真正全同. 这一点不足为怪,因为它们(在 $\omega = 0$ 时)具有相同的内禀(组态)结构. 而通常所谓“全同”SD带的 J_0 之差, $\delta J_0/J_0 > 10^{-2}$, 要大一个数量级. 因此,很难认为它们是全同带.

表5 “全同”SD带以及 signature 对偶 SD 带的带首转动惯量的比较

signature 对偶带	$J_0(\hbar^2\text{MeV}^{-1})$	$\frac{\delta J_0}{J_0} \times 10^3$	全同带	$J_0(\hbar^2\text{MeV}^{-1})$	$\frac{\delta J_0}{J_0} \times 10^3$
$^{153}\text{Dy}(2,3)$	86.20,86.07	1.51	$^{152}\text{Dy}-^{151}\text{Tb}^*$	88.88,90.51	1.8
$^{191}\text{Hg}(2,3)$	94.45,94.34	1.16	$^{191}\text{Tb}-^{190}\text{Gd}^*$	108.85,106.91	1.8
$^{193}\text{Hg}(2,3)$	93.09,92.73	3.88	$^{190}\text{Tb}-^{149}\text{Gd}^*$	82.70,81.13	1.9
$^{194}\text{Hg}(2,3)$	93.57,93.89	3.42	$^{193}\text{Dy}(2,3)-^{192}\text{Dy}$	86.12 ^a , 88.88	3.2
$^{193}\text{Tl}(-,+)$	95.53,95.73	2.09	$^{191}\text{Hg}(2,3)-^{192}\text{Hg}$	94.40 ^a , 87.15	8.0
$^{194}\text{Tl}(1a,1b)$	99.69,99.71	2.40	$^{193}\text{Hg}(2,3)-^{192}\text{Hg}$	92.91 ^a , 87.15	6.4
$^{194}\text{Tl}(2a,2b)$	95.16,94.93	2.42	$^{194}\text{Hg}(2,3)-^{192}\text{Hg}$	93.73 ^a , 87.15	7.3
$^{194}\text{Tl}(3a,3b)$	100.53,100.16	3.69			
$^{193}\text{Tl}(-,+)$	94.92,94.66	2.74			

a J_0 值是 signature 对偶带的平均.

我们还有趣地注意到,

$$J_0(^{192}\text{Hg}) < J_0(^{194}\text{Hg}(1)) < J_0(^{194}\text{Hg}(2)) \approx J_0(^{194}\text{Hg}(3))$$

尽管通常把 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ 与 ^{192}Hg 的 SD 带视为“全同”,它们的带首转动惯量差 ($\delta J_0/J_0 \sim 7.3\%$) 却远大于 $^{194}\text{Hg}(1)$ 带与 ^{192}Hg 带 J_0 之差 ($\delta J_0/J_0 \sim 1.6\%$). 这种情况与微观理论是一致的. 按文献[86,87]的分析, ^{192}Hg 带与 $^{194}\text{Hg}(1)$ (即 yrast SD 带)的高 N 组态都是 $\pi 6^+ \nu 7^+$, 因此,它们的带首转动惯量很接近. (π, ν 分别标记质子和中子, $\pi 6^+$ 表示谐振子量子数 $N = 6$ 的能级上有 4 个质子, $\nu 7^+$ 表示 $N = 7$ 的能级上有 4 个中子). $^{194}\text{Hg}(2,3)$ 带是激发 SD 带,有一对中子被拆散,两个不配对的中子处于 $[6249/2] \otimes [5125/2]$, 它们与转动的核心(core)强烈耦合在一起,这就可以说明“全同”SD带 $^{194}\text{Hg}(2,3)$ 与 ^{192}Hg 的 J_0 为什么相差较大.

但是,如何解释实验上观测到的“全同”带的 γ 跃迁能量几乎相等的事实? 问题的要害在于:

- (1) γ 跃迁能量几乎相等只是在一定的角频率范围内被观测到.
- (2) 不同的 SD 带的转动惯量随 ω 的变化的快慢不同.
- (3) 同一个 SD 带的动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化比 $J^{(1)}$ 要快得多.

因此尽管两个“全同”SD带的带首转动惯量并不相同(通常 $\delta J_0/J_0 > 10^{-2}$), 在适当的条件下(见下),在一定的频率范围内它们的动力学转动惯量 $J^{(2)}$ (或 E_γ) 可能非常接近

($\delta E_r/E_r \sim 10^{-3}$)。作为一个粗略估计,利用转动谱的表示式(1)和 E_r 的表示式(2),有

$$\frac{\delta E_r}{E_r} = \frac{\delta I}{I} - \frac{\delta J}{J} \quad (29)$$

对于相邻核中出现的两个“全同”SD带, $\delta I/I \sim 10^{-2}$ (见(23)式)。因此,如 δI 与 δJ 的正负号相同,并且在一定的频率范围中两个SD带的运动学转动惯量相差, $\delta J/J \sim 10^{-2}$,则(29)式右边两项有可能彼此相消,使得在一定频率范围中

$$|\delta E_r/E_r| = |\delta J^{(2)}/J^{(2)}| \sim 10^{-3}.$$

图 12 就是一个极漂亮的例子。从图 12 可以看出,

$$J^{(1)}(^{192}\text{Hg}) < J^{(1)}(^{194}\text{Hg}(2,3)).$$

虽然 $J_0(^{192}\text{Hg}) < J_0(^{194}\text{Hg}(2,3))$,由于 $J^{(2)}$ 随 ω 增大而增大比 $J^{(1)}$ 快,而 $J^{(2)}(^{192}\text{Hg})$ 比 $J^{(2)}(^{194}\text{Hg})$ 增大更快一些,这就造成在 $\hbar\omega \sim 0.2-0.4\text{MeV}$ 范围中

$$J^{(2)}(^{192}\text{Hg}) \approx J^{(2)}(^{194}\text{Hg}(2,3)) \quad (\delta J^{(2)}/J^{(2)} \sim 10^{-3}).$$

但当 $\hbar\omega < 0.2\text{MeV}$ 和 $\hbar\omega > 0.4\text{MeV}$ 时, $J^{(2)}(^{192}\text{Hg}) < J^{(2)}(^{194}\text{Hg}(2,3))$ 。耐人寻味的是,通常并不认为是“全同”的两个带, ^{192}Hg 与 $^{194}\text{Hg}(1)$, 它们的 $J^{(1)}$ 和 $J^{(2)}$ 的变化却很相似(图 12)。

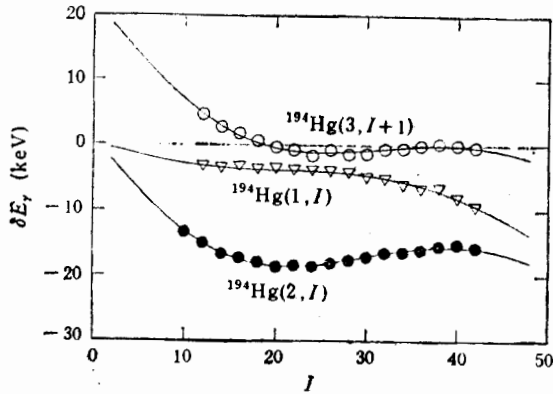


图 13 $\delta E_r = E_r(^{194}\text{Hg}) - E_r(I, ^{192}\text{Hg})$

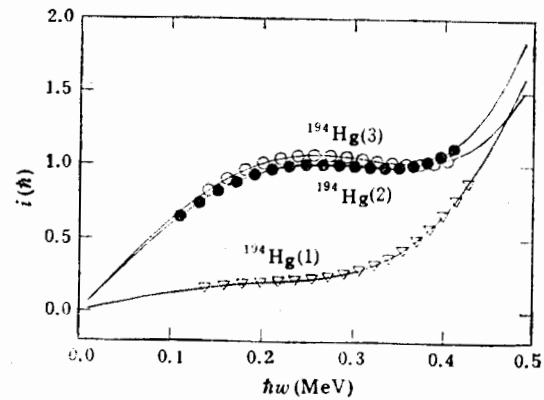


图 14 $i = I_x(\omega, ^{194}\text{Hg}) - I_x(\omega, ^{192}\text{Hg})$, 顺排角动量差

微观理论计算表明,在 $A \sim 190(\text{Hg}, \text{Tl}, \text{Pb}$ 等核),甚至在角动量 $I = 0$ 时,势能面也存在第二个稳定的超形变低谷,即SD带有可能从高自旋态一直延续到 $I = 0$ 态。考虑到 abc 公式计算出的 E_r 与所有观测值非常符合(见表 4),因此对于 $I < 10$ 和 $I > 43$ 的 E_r 计算值是有意义的。从表 4 和图 13 可以看出

$$\left| \frac{1}{2} [E_r(I+1, ^{194}\text{Hg}(3)) + E_r(I-1, ^{194}\text{Hg}(3))] - E_r(I, ^{192}\text{Hg}) \right|$$

$$\approx |E_r(I, ^{194}\text{Hg}(2)) - E_r(I, ^{192}\text{Hg})| \gg E_r(I, ^{194}\text{Hg}(1)) - E_r(I, ^{192}\text{Hg}).$$

但如果用 $E_r(I+1, ^{194}\text{Hg}(3))$ 去和 $E_r(I, ^{192}\text{Hg})$ 比较,就会有趣地发现在 $I \sim 18-40$ 范围中

$$E_r(I+1, ^{194}\text{Hg}(3, \alpha=1)) \approx E_r(I, ^{192}\text{Hg}(\alpha=0))$$

相差不超过 1keV ($I = 24, 28, 30$ 除外)。这就是人们把它们称之为“全同”带的根据。但

正如已在 $I \sim 10-20$ 范围中观测到的那样, 当 $I < 20$ 时, $E_r(I, {}^{192}\text{Hg})$ 逐渐变得比 $E_r(I+1, {}^{194}\text{Hg}(3))$ 小, 而当 $I > 40$, $E_r(I, {}^{192}\text{Hg}) > E_r(I+1, {}^{194}\text{Hg}(3))$.

${}^{194}\text{Hg}$ 的 3 条 SD 带与 ${}^{192}\text{Hg}$ SD 带的顺排角动量之差 $i = I_x(\omega, {}^{194}\text{Hg}) - I_x(\omega, {}^{192}\text{Hg})$ 画于图 14 中。可以看出, 对于“全同”带 ${}^{194}\text{Hg}(2, 3)$ 与 ${}^{192}\text{Hg}$, 在 $\hbar\omega \sim 0.2-0.4\text{MeV}$ 范围中, $i \approx 1$ 的确成立。但在 $\hbar\omega \sim 0.1-0.2\text{MeV}$ (已观测到) 范围中, 以及 $\hbar\omega < 0.1\text{MeV}$ 和 $\hbar\omega > 0.4\text{MeV}$ (尚未观测) 范围中, i 明显偏离 1。另外, 对于 SD 带 ${}^{194}\text{Hg}(1)$ 与 ${}^{192}\text{Hg}$, 无论从微观上还是唯象上来看, 它们都非常相似, 然而它们的顺排角动量之差明显不是量子化的。

仔细分析表明, 迄今所有已观测到的“全同”SD 带, 都可以用上述观点来说明。概括起来讲, 通常所谓“全同”带, 实际上并不全同, 它们的带首转动惯量的差别 ($\delta J_0/J_0 \sim 10^{-2}$) 与正常形变相邻核的转动带相似, 它们的运动学转动惯量 $J^{(1)}$ 也不相同。但由于 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化快于 $J^{(1)}$, 而且两个“全同”SD 带的 $J^{(2)}$ 随 ω 变化的快慢不相同, 这就可能造成在一定的角频率(角动量)范围中两个“全同”带的 $J^{(2)}$ (或 E_r) 非常接近

$$|\delta E_r/E_r| = |\delta J^{(2)}/J^{(2)}| \sim 10^{-3}.$$

当然, 这些分析还有待进一步的观测和更细致的微观计算来检验。

五、结 束 语

过去几年中, 原子核 SD 转动带的实验和理论研究工作已取得很可观的成果。观测到了 50 多条 SD 带, 它们展现出极漂亮的规律性。发现了一些所谓“全同”SD 带, 引起了人们的广泛关注。但应该说, SD 核的研究还处于早期阶段。随新一代 γ 探测装置(美国的 GAMMASPHERE^[97], 欧洲的 EUROGAM^[98] 和 EUROBALL^[99] 陆续建成和投入使用, 届时人们可以像探测正常形变转动带那样有效地探测 SD 带。这时, 人们难以预料的新现象都可能发现。预计 90 年代将是研究原子核 SD 态的成熟时期, 在实验和理论两方面都会有一个大的进展。

参 考 文 献

- [1] P. J. Twin, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 17c.
- [2] P. J. Twin, *Nucl. Phys.*, **A522**(1991), 13c.
- [3] S. Aberg, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 35c.
- [4] S. M. Polikanov *et al.*, *ЖЭТФ* **42**(1962), 1464; *Soviet Phys. JETP*, **15**(1962), 1016.
- [5] V. M. Strutinsky, *Nucl. Phys.*, **A95**(1967), 420; **A122**(1968), 1.
- [6] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II., p592. (Benjamin, 1975).
- [7] C. F. Tsang, S. G. Nilsson, *Nucl. Phys.*, **A140**(1970), 275.
- [8] U. Gotz *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A192**(1972), 1.
- [9] M. Caillan *et al.*, *Phys. Lett.*, **B46**(1973), 11.
- [10] P. Bonch *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A500**(1989), 308.
- [11] M. Girod *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2452.
- [12] R. Chasman, *Phys. Lett.*, **B219**(1989), 227.
- [13] K. Neergard, W. Pashkevich, *Phys. Lett.*, **B59**(1975), 218.
- [14] K. Neergard, W. Pashkevich, S. Frauendorf, *Nucl. Phys.*, **A262**(1976), 61.
- [15] G. Anderson *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A268**(1989), 227.

- [16] R. Bengtsson, S. E. Larsson, G. Leander, P. Moller, S. G. Nilsson, S. Aberg, Z. Szymanski, *Phys. Lett.*, **B57**(1975), 301.
- [17] I. Ragnarsson, T. Bengtsson; G. Leander, S. Aberg, *Nucl. Phys.*, **A347**(1980), 287.
- [18] Y. Schutz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 1534.
- [19] P. J. Twin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 811.
- [20] M. A. Bentley *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2141.
- [21] M. A. Bentley *et al.*, *J. Phys.*, **G17**(1991), 481.
- [22] P. J. Nolan *et al.*, *J. Phys.*, **G11**(1985), L17.
- [23] A. J. Kirwan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 467.
- [24] E. F. Moore *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 360.
- [25] J. K. Johnsson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 2200.
- [26] T. Byrski *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1650.
- [27] F. S. Stephens *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 2623.
- [28] F. S. Stephens *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 301.
- [29] F. S. Stephens, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 91c.
- [30] W. Nazarewicz, P. J. Twin, P. Fallon, J. D. Garrett, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1654.
- [31] B. R. Mottelson, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 711c.
- [32] B. R. Mottelson, *Nucl. Phys.*, **A522**(1991), 1c.
- [33] A. Bohr, I. Hamamoto, B. R. Mottelson, *Physica Scripta*, **26**(1987), 267.
- [34] T. F. Wang *et al.*, *Phys. Rev.*, **C**(1991) R2465.
- [35] J. Brinkman *et al.*, *Z. Phys.*, **A336**(1990), 115.
- [36] K. Theine *et al.*, *Z. Phys.*, **A336**(1990), 113.
- [37] E. A. Henry *et al.*, *Z. Phys.*, **A338**(1991), 469.
- [38] F. Azaiez *et al.*, *Z. Phys.*, **A338**(1991), 471.
- [39] F. Azaiez *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 1030.
- [40] F. Azaiez *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 121c.
- [41] R. V. F. Janssens *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 75c.
- [42] D. M. Cullen *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 105c.
- [43] E. A. Henry *et al.*, *Z. Phys.*, **A335**(1990), 361.
- [44] C. W. Beausang *et al.*, *Z. Phys.*, **A335**(1990), 325.
- [45] E. F. Moore *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 3127.
- [46] M. A. Carpenter *et al.*, *Phys. Lett.*, **B240**(1990), 44.
- [47] J. A. Becker *et al.*, *Phys. Rev.*, **C41**(1990), R9.
- [48] D. Ye *et al.*, *Phys. Rev.*, **C41**(1990), R13.
- [49] M. W. Carpenter *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A530**(1991), 452.
- [50] M. A. Deleplanque *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 1626.
- [51] M. A. Deleplanque *et al.*, *Phys. Rev.*, **C39**(1989), 1651.
- [52] G. E. Rathke *et al.*, *Phys. Lett.*, **B209**(1988), 177.
- [53] P. Fallon *et al.*, *Phys. Lett.*, **B218**(1989), 137.
- [54] B. Haas *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 503.
- [55] B. Haas *et al.*, *Phys. Rev.*, **C42**(1990), R1817.
- [56] G. Hebbinghans *et al.*, *Phys. Lett.*, **B240**(1990), 311.
- [57] K. Zuber *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 195c.
- [58] T. Rzaca-Urban *et al.*, *Z. Phys.*, **A339**(1991), 421.
- [59] V. G. Janzen *et al.*, Proc. Int. Conf. on High Spin Phys. and Gamma-soft Nuclei (Pittsburgh, 1990), p. 225.
- [60] K. Zuber *et al.*, *Phys. Lett.*, **B254**(1991), 308.
- [61] S. M. Mullins *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 1677.
- [62] R. Wadsworth *et al.*, *J. Phys.*, **G13**(1987), L207.
- [63] E. M. Beck *et al.*, *Phys. Lett.*, **B195**(1987), 531.
- [64] M. Palacz *et al.*, *Z. Phys.*, **A338**(1991), 467.
- [65] Y. X. Luo (罗亦孝) *et al.*, *Z. Phys.*, **A329**(1988), 125.
- [66] E. M. Beck *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1989), 2182.
- [67] T. L. Khoo *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 169c.
- [68] B. Herskind *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2416.

- [69] K. Schiffer, B. Herskind, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 521c.
- [70] E. Vigezzi, R. A. Broglia, T. Dossing, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 179c.
- [71] J. A. Becker *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 187c.
- [72] C. L. Wu, D. H. Feng, M. K. Guidry, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 1377.
- [73] R. Wyss, S. Pilote, *Phys. Rev.*, **C44**(1991), R601.
- [74] 吴崇试, 曾谨言, 高能物理与核物理, **8**(1984), 219, 445; **9**(1985), 77, 214.
- [75] C. S. Wu and J. Y. Zeng, *Commun. Theor. Phys.*, **8**(1987), 51.
- [76] 曾谨言, 黄海新, J. L. Wood, 中国科学, **A1989**, no. 4, 379.
- [77] H. X. Huang, C. S. Wu, J. Y. Zeng, *Phys. Rev.*, **C39**(1989), 1617.
- [78] M. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **13**(1964) 663, *Phys. Rev.*, **138**(1965), B509.
- [79] P. P. Raychev, R. P. Roussev, Yu. F. Smirnov, *J. Phys.*, **G16**(1990), L137.
- [80] D. Bonatsos *et al.*, *Phys. Lett.*, **B251**(1990), 477.
- [81] F. X. Xu, C. S. Wu, J. Y. Zeng, *Phys. Rev.*, **C40**(1989), 2337.
- [82] 邢正, 陈星槩, 高能物理与核物理, **15**(1991), 1020.
- [83] J. Y. Zeng, J. Meng, C. S. Wu, F. G. Zhao, Z. Xing, X. Q. Chen, *Phys. Rev.*, **C44**(1991), R1745.
- [84] C. S. Wu, J. Y. Zeng, Z. Xing, X. Q. Chen, J. Meng, *Phys. Rev.*, **C45**(1992), 261.
- [85] J. Y. Zeng, H. X. Huang, X. W. Lin, J. Meng, *Chinese Phys. Lett.*, **5**(1988), 417.
- [86] M. A. Riley *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A512**(1990), 198.
- [87] W. Satula, S. Cwiok, W. Nazarewicz, R. Wyss, A. Johnson, *Nucl. Phys.*, **A529**(1991), 289.
- [88] T. Bengtsson, I. Ragnarsson, S. Aberg, *Phys. Lett.*, **B208**(1988), 39.
- [89] W. Nazarewicz *et al.*, *Phys. Lett.*, **B255**(1989), 208.
- [90] W. Nazarewicz *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A503**(1989), 285.
- [91] P. R. Chasman, *Phys. Lett.*, **B242**(1990), 517.
- [92] I. Ragnarsson, S. Aberg, *Phys. Lett.*, **B180**(1986), 191.
- [93] 孟杰, 吴崇试, 曾谨言, 赵恩广, 中国科学, 1992年, no.1, p.56.
- [94] C. S. Wu, L. Chen, C. Z. Lin, J. Y. Zeng, *Phys. Rev.*, **C** (in press).
- [95] S. Szymanski *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 1c.
- [96] I. Ragnarsson *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 67c.
- [97] I. Y. Lee, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 641c.
- [98] P. J. Nolan, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 657c.
- [99] J. Eberth *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A520**(1990), 669c.

Nuclear Superdeformed States

ZENG JINYAN

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

ABSTRACT

The recent development of the investigations of nuclear superdeformed (SD) states are briefly reviewed with emphasis on the phenomenological analyses of nuclear SD rotational bands, including the determination of the angular momenta of SD bands, the variation of the kinematic and dynamic moments of inertia with rotational frequency and their mutual relation, etc. A plausible scheme to account for the so-called "identical" SD bands is given, which seems to be consistent with the available microscopic calculations and in which no pseudospin alignment is involved.