第21卷 第3期 高能物理与核物理 Vol.21, No.3
1997年 3月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Mar., 1997

# 全同多准粒子转动带的内部结构*

雷奕安[a] 曾谨言[1),b] 赵恩广[a]

a(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

b(北京大学物理系 北京 100871)

1996-01-04收稿

## 摘 要

用粒子数守恒方法研究了全同带的内部结构. 几乎全同转动惯量的出现是下列三种效应竞争的结果: 即壳效应(包括形变的改变)、配对(反顺排)效应和堵塞(反配对)效应. 粒子数守恒方法计算出的全同多准粒子带的转动惯量与实验值符合很好, 计算中无自由参数.

**关键词** 全同多准粒子带, 堵塞效应, 粒子数守恒方法.

原子核高自旋态研究中一个意想不到的重要事件是在相邻核中发现了全同超形变带[1,2]. 对此曾经提出过几种解释[2-4], 但都认为全同带是超形变核特有的现象. 然而不久就发现, 在正常形变核的低自旋态中, 也存在全同带[5-8]. 这表明全同带的出现并不一定与高自旋和超形变联系在一起. 但众所周知, 处于低自旋态的正常形变核中, 存在很强的对关联[9,10,11], 它是造成原子核各种性质(质量、转动惯量、低内部激发谱等)的奇偶差的根源. 按照通常惯用的BCS方法, 奇$A$核中一准粒子带的转动惯量应比相邻偶偶核的基带(准粒子真空带)约大15%—20%[10]. 因此, 在相邻的正常形变的奇$A$核和偶偶核中出现的全同带现象被视为是对BCS理论的严重挑战[5,6].

值得一提的是, 在很多年以前Bohr和Mottelson[10]就已指出, 观测到的原子核转动惯量的奇偶差有很大的起伏. 例如, $^{151}$Dy的[642]5/2转动带的带首转动惯量($2J\approx 160\hbar^2\,\mathrm{MeV}^{-1}$)就是相邻偶偶核$^{160}$Dy和$^{162}$Dy基带的两倍多, 而$^{171}$Lu[402]5/2带的带首转动惯量则与$^{170}$Yb基带几乎完全相同($2J\approx 71\hbar^2\,\mathrm{MeV}^{-1}$). 事实上, "全同带"与非全同带并无明显分界线. 仔细分析表明, 原子核性质的各种奇偶差与恰当处理堵塞效应密切相关. 但正如Rowe[12]强调的那样, 尽管堵塞效应是直截了当的, 在BCS方法中却极难处理它. 因为不同的堵塞能级会导致不同的准粒子基. 在文献[13]中, 采用了处理推转壳模型(CSM)的粒子数守恒(PNC)方法[14]来计算转动惯量的奇偶差, $\delta J/J=[J(A+1)-J_0(A)]/J_0(A)$($A$为偶数)的大起大落现象可以从PNC计算中得到很好的解释. PNC计算表明: $\delta J/J$灵敏地依赖于被堵塞单粒子能级$\nu_0$的位置(相对于Fermi面)及其对

* 国家自然科学基金、中国博士后基金、中国科学院特别基金资助.

1) 中国科学院理论物理研究所客座研究人员.

Coriolis 力的响应程度($|\langle v|j_x|v_0\rangle|$ 的大小)，即如 $v_0$ 是 Fermi 面附近的一个高 $j$ 闯入态(例如，中子的[642]5 /2, [633]7 /2, [624]9 /2 等)，$\delta J/J$ 就特别大；如 $v_0$ 是一个低 $j$ 高 $\Omega$ 态(如质子的[402]5 /2, [404]7 /2)，或 $v_0$ 远离 Fermi 面，则 $\delta J/J$ 非常小，因而可能出现全同带；如 $v_0$ 是其它正常单粒子能级，则 $\delta J/J\approx 10\%$ — 20%.

在探讨全同带的微观机制之前，对全同带作一个简要的唯象分析. 人们已经熟知相邻偶偶核中的全同带[7,8](即两个准粒子真空带具有几乎全同的转动惯量)以及相邻奇 $A$ 核和偶偶核中的全同带[5,6,13](即一准粒子带与准粒子真空带具有几乎全同的转动惯量)，由此人们容易联想到两个相邻奇 $A$ 核中也可能存在全同带(即两个一准粒子带具有几乎全同的转动惯量). 如: $^{171,\ 173,\ 175,\ 177}$Ta 中的[404]7 /2 带几乎全同，$2J\approx 70\hbar^2\,\mathrm{MeV}^{-1}$，$^{169,171,177}$Lu 中的[404]7 /2 带几乎全同，$2J\approx 74\hbar^2\,\mathrm{MeV}^{-1}$，$^{169,\ 171}$Lu 中的[402]5 /2 带几乎全同，$2J\approx 71\hbar^2\,\mathrm{MeV}^{-1}$.

经过更仔细分析，发现了奇 $A$ 核中的一准粒子带与相邻偶偶核中的二准粒子带几乎全同的现象. 表 1 给出 3 个典型的例子(能级数据取自文献[16](偶偶核)和 Nuclear Data Sheets(奇 $A$ 核)):

**表 1　三对全同的一准粒子带和二准粒子带**

| 转 动 带 | $2J(\hbar^2\,\mathrm{MeV}^{-1})$ |
|---|---|
| $^{167}$Er，基带，n[633]7 /2 | 112.4 |
| $^{168}$Er，1773.2keV，$K^\pi=6^-$，nn[633]7 /2+[512]5 /2 | 113.3 |
| $^{169}$Yb，基带，n[633]7 /2 | 123.7 |
| $^{171}$Yb，95.272 keV 带，n[633]7 /2 | 122.1 |
| $^{170}$Er，1851.4 keV 带，$K^\pi=6^-$，nn[633]7 /2+[512]5 /2 | 121.2 |
| $^{161}$Ho，基带，p[523]7 /2 | 90.1 |
| $^{162}$Er，1985 keV 带，$K^\pi=7^-$，pp.[523]7 /2+[404]7 /2 | 89.9 |

从表 1 可以看到这种现象是原来未曾料到的. 从 BCS 近似，很难理解相邻奇 $A$ 核与偶偶核中出现的这种全同多准粒子带的现象. 此外，设 $J_0$，$J_\mu$，$J_{\mu\nu}$ 分别表示准粒子真空带 $|0\rangle\rangle$，一准粒子带 $\alpha_\mu^+|0\rangle\rangle$ 和二准粒子带 $\alpha_\mu^+\alpha_\nu^+|0\rangle\rangle$ 的转动惯量，则按照 BCS 理论(忽略准粒子间剩余相互作用)，可以证明[15]

$$J_{\mu\nu}-J_0=(J_\mu-J_0)+(J_\nu-J_0), \tag{1}$$

或者说，比值

$$R=\frac{(J_\mu-J_0)+(J_\nu-J_0)}{J_{\mu\nu}-J_0}=1. \tag{2}$$

但实验分析表明，在绝大多数情况下，$R$ 与 1 有较大偏离[15]. 这意味着准粒子之间剩余相互作用是相当可观的. 本文将用粒子数守恒(PNC)方法[13,14]来阐明全同多准粒子带的微观机制.

轴对称变形核的 CSM 哈密顿量可表示为

$$H_{\mathrm{CSM}}=H_{\mathrm{SP}}-\omega J_x+H_{\mathrm{P}}=H_0+H_{\mathrm{P}}\ , \tag{3}$$

这里 $H_{\mathrm{SP}}$ 是单粒子(Nilsson)哈密顿量，$-\omega J_x$ 为 Coriolis 相互作用，$H_{\mathrm{P}}$ 为对相互作用，$H_0=H_{\mathrm{SP}}-\omega J_x$ 为推转 Nilsson (CN) 哈密顿量，是 $H_{\mathrm{CSM}}$ 中的单体算符部分．$H_0=\sum_i h_0(i)$，$h_0=h_{\mathrm{sp}}-\omega j_x$ 描述推转 Nilsson 势中的一个单粒子．设 $h_0|\mu\rangle=\varepsilon_\mu|\mu\rangle$，$|\mu\rangle$为推转 Nilsson 单粒子态，能量为 $\varepsilon_\mu$，是不简并的，用好量子数 $\pi_\mu$ 和 signature $r_\mu$ 描述，$r_\mu=\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\pi\alpha_\mu}=\pm i$，相应 $\alpha_\mu=\mp1/2$．对于一个 n 粒子体系，$H_0$ 的本征态 $|i\rangle$，$H_0|i\rangle=E_i|i\rangle$，可以用 n 粒子的填布情况来描述，$|i\rangle=|\mu_1\mu_2\cdots\mu_n\rangle$，$E_i=\sum_{k=1}^{n}\varepsilon_{\mu_k}$．$|i\rangle$ 称为推转多粒子组态(CMPC)，用能量 $E_i$，宇称 $\pi$ 和 signature $\alpha=\sum_{k=1}^{n}\alpha_{\mu_k}$ 描述．$H_{\mathrm{CSM}}$ 的本征态 $|\psi\rangle$，$H_{\mathrm{CSM}}|\psi\rangle=E|\psi\rangle$，可以在 CMPC 空间中展开

$$|\psi\rangle=\sum_i C_i|i\rangle\,. \tag{4}$$

对于 $H_{\mathrm{CSM}}$ 的晕态和低激发本征态，$|\psi\rangle$的精确解可以在足够大的 CMPC 空间($E_i-E_0$)$<E_{\mathrm{c}}$ 中把 $H_{\mathrm{CSM}}$ 对角化而求出，这里 $E_0$ 是最低组态 $|i_0\rangle$的能量，$E_{\mathrm{c}}$ 为截断组态能量，取得足够大即可．与文献[13,14]相同，本文取 $E_{\mathrm{c}}=0.85\hbar\omega_0$，在此截断下的计算中，Fermi 面附近的 20 多条能级都已考虑在内．计算表明，所有重要的 CMPC(权重 $>10^{-3}$)全都包含在计算中，所以计算结果是足够精确的．同时，Nilsson 参数 $\varepsilon_2$，$\varepsilon_4$，$\kappa$，$\mu$，$\hbar\omega_0$ 等都取得与 Lund 系统学[17]完全一样，而对力强度 $G$ 则由奇偶质量差的实验值[18]来确定(见文献[14])．因此，计算中无自由参数．$|\psi\rangle$态下的顺排角动量为$\langle\psi|J_x|\psi\rangle$．按照 CSM，$|\psi\rangle$态下的运动学转动惯量为

$$J=\frac{1}{\omega}\langle\psi|J_x|\psi\rangle=\frac{1}{\omega}\sum_i|C_i|^2\langle i|J_x|i\rangle+\frac{2}{\omega}\sum_{i<j}C_i^*C_j\langle i|J_x|j\rangle\,. \tag{5}$$

由于 $J_x$ 为单体算符，只当组态 $|i\rangle$ 和$|j\rangle$ 相差一个单粒子填充时，$\langle i|J_x|j\rangle$才可能不为 0．设 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$经过粒子产生算符的某种置换之后化为如下形式，$|i\rangle=(-)^{M_{i\mu}}|\mu\cdots\rangle$，$|j\rangle=(-)^{N_{j\nu}}|\nu\cdots\rangle$，其中省略号代表相同的粒子填布，$(-)^{M_{i\mu}}=\pm1$，$(-)^{N_{i\nu}}=\pm1$ 视置换的奇偶性而定．这样，$J$ 可以用单粒子图象来表示如下:

$$J=\frac{1}{\omega}\langle\psi|J_x|\psi\rangle=\sum_\mu J_{\mu\mu}+\sum_{\mu<\nu}J_{\mu\nu}\ , \tag{6}$$

$$\sum_\mu J_{\mu\mu}=\frac{1}{\omega}\sum_\mu\langle\mu|j_x|\mu\rangle\sum_i|C_i|^2P_{i\mu}=\frac{1}{\omega}\sum_\mu\langle\mu|j_x|\mu\rangle n_\mu\ , \tag{7}$$

$$J_{\mu\nu}=\frac{2}{\omega}\langle\mu|j_x|\nu\rangle\sum_{i<j}(-)^{M_{i\mu}+N_{j\nu}}C_i^*C_j\,,\ (\mu\neq\nu) \tag{8}$$

式中 $n_\mu=\sum_i|C_i|^2P_{i\mu}$ 是 $|\psi\rangle$态下推转 Nilsson 态$|\mu\rangle$被粒子填充的几率．如组态 $|i\rangle$中$|\mu\rangle$被占据，则 $P_{i\mu}=1$，否则 $P_{i\mu}=0$．如不计及对力($G=0$)，则 $|\psi\rangle$中只有一个 CMPC，所有非对角项 $J_{\mu\nu}(\mu\neq\nu)$ 都为 0．此时，对于最低 CMPC$|i_0\rangle$，

$$J=\frac{1}{\omega}\langle i_0|J_x|i_0\rangle=\frac{1}{\omega}\sum_{\mu(\mathrm{occ.\ in}|i_0\rangle)}\langle\mu|j_x|\mu\rangle, \tag{9}$$

其值一般接近于刚体值，但呈现出明显的壳效应．

作为示例，下面来计算$^{168}$Er基带和$K^{\pi}=6^{-}$ nn[633]7/2+[512]5/2带，$^{167}$Er[633]7/2带和[512]5/2带的带首转动惯量. 细致的计算结果列于表3—5. 计算值与实验值比较如表2所示.

**表2 $^{168}$Er的基带和二准粒子带、$^{167}$Er一准粒子带的带首转动惯量**

| 转动带 | $2J(\hbar^2\mathrm{MeV}^{-1})$ | | |
|---|---|---|---|
| | 计算 | | 实验 |
| | $G=0$ | $G\neq0$ | |
| $^{168}$Er基带 | 118.1 | 70.7 | 75.0 |
| $^{168}$Er[633]7/2+[512]5/2 | 127.9 | 113.8 | 113.3 |
| $^{167}$Er[633]7/2 | 129.8 | 112.3 | 112.4 |
| $^{167}$Er[512]5/2 | 139.7 | 84.0 | 84.6 |

考虑到计算中无自由参数，这些计算结果是相当令人满意的. 特别是对$^{168}$Er的二准粒子带[633]7/2+[512]5/2的转动惯量与$^{167}$Er一准粒子带[633]7/2几乎完全相同，但又比$^{167}$Er[512]5/2带转动惯量大得多的现象，能给出非常满意的说明. 下面对转动惯量变化如此大的物理机制进行讨论.

(1)当不计及对力($G=0$)时，转动惯量的计算值，一般接近于刚体值($\sim140\hbar^2\mathrm{MeV}^{-1}$)，但呈现出很明显的壳效应. 众所周知，一个满壳组态对转动惯量是无贡献的. 对于稀土正常形变核，$N=0,1,2,3$大壳是完全填满的，对转动惯量无贡献. 计算表明，主要贡献来自中子$N=5,6$壳和质子$N=4,5$壳. 此外，由于强自旋轨道耦合，高$j$闯入能级与同$N$壳的其它正常能级分开较远，可以近似用单$j$模型[19,20]来模拟. 在单$j$模型中，处于较高轨道的粒子($\mathrm{d}\langle j_x\rangle/\mathrm{d}\omega>0$)对于转动惯量的贡献是负值. 由此可以说明，在$G=0$情况下，$^{167}$Er[633]7/2带和$^{168}$Er[633]7/2+[512]5/2带的中子贡献$J_n$比$^{168}$Er基带约大10%(见表3). 对于$^{167}$Er[512]5/2带，[633]7/2轨道上无中子($G=0$情况)，因此$J_n$值比$^{168}$Er基带约大20%(见表3).

(2)在计及对力后，大量CMPC混入原子核低激发态中，干涉效应导致非对角部分$J_{\mu\nu}(\mu\neq\nu)$的出现，一般$J_{\mu\nu}$为负值(见表4,5)，因此计算出的转动惯量将大大减小. 物理上，这正是对力的反顺排效应的表现. 特别是当$\mu,\nu$为Fermi面附近的高$j$闯入态时，$|J_{\mu\nu}|$值特别大. 事实上，转动惯量的大幅度减小(与刚体相比)，主要是来自这些轨道. 另一方面，计算表明，对角部分$\Sigma J_{\mu\mu}$在计及对力后，改变很小，这是由于粒子在各推转Nilsson能级上的填布只有很小变化所致[14]. 由上讨论，可以理解为什么在计及对力影响之后，偶偶核基带的转动惯量约减小一半.

(3)对于奇$A$核中的一准粒子带和偶偶核中的二准粒子带，必须考虑堵塞效应的影响. 由于不配对粒子的堵塞效应，原子核内的有效对力将减弱. 堵塞效应实际上是一种反配对效应，它会削弱对力使转动惯量减小的效应，所以，实际上，堵塞效应有助于角动量顺排$\langle J_x\rangle$，因而使多准粒子带的转动惯量大于偶偶核基带(准粒子真空带). 在数学上，这表现为当$\mu$和$\nu$被堵时，$J_{\mu\nu}$从负值变为正值(见表5中(a)). 特别是，当$\mu$或$\nu$

表 3　$^{168}$Er 基带，一准粒子带 $^{167}$Er [512]5 /2 带与[633]7 /2 带，以及二准粒子带 $^{168}$Er $K^{\pi}=6^{-}$，[633]7 /2+[512]5 /2 带的带首转动惯量的计算

| 转动带 | $G=0$ | | | $G\neq0$ | | | 转动惯量减弱 | | | $J/J$ ($^{168}$Er 基带) | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $2J_p$ | $2J_n$ | $2J$ | $2J_p$ | $2J_n$ | $2J$ | $\frac{J_p(G\neq0)}{J_p(G=0)}$ | $\frac{J_n(G\neq0)}{J_n(G=0)}$ | $\frac{J(G\neq0)}{J(G=0)}$ | $G=0$ | $G\neq0$ |
| $^{168}$Er 基带 | 40.73 | 77.35 | 118.1 | 25.46 | 45.20 | 70.66 | 62.5% | 58.4% | 59.8% | 1 | 1 |
| $^{167}$Er [512]5 /2 | 40.73 | 98.93 | 139.7 | 25.46 | 58.54 | 84.0 | 62.5% | 59.2% | 60.1% | 1.18 | 1.19 |
| $^{167}$Er [633]7 /2 | 40.73 | 89.07 | 129.8 | 25.46 | 86.86 | 112.3 | 62.5% | 97.5% | 86.5% | 1.10 | 1.59 |
| $^{168}$Er $K^{\pi}=6^{-}$ | 40.73 | 87.19 | 127.9 | 25.46 | 88.34 | 113.8 | 62.5% | 101.3% | 89.0% | 1.08 | 1.61 |

分 $G=0$ 和 $G\neq0$ 的情况($G$ 值由奇偶质量差[18] 确定，$G_n=238.8$ keV，$G_p=282.6$ keV[14]. $J_p$ 和 $J_n$ 分别表示质子和中子的贡献.

表 4　$N=5,6$ 壳中子对转动惯量(单位 $\hbar^2\mathrm{MeV}^{-1}$)的贡献

| 转动带 | $N=5$ 壳 | | | | | $N=6$ 壳 | | | | | 所有壳 | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $G=0$ | $G\neq0$ | | | $f$ | $G=0$ | $G\neq0$ | | | $f$ | $2J_n$ | | $f$ |
| | 对角 | 对角 | 非对角元 | 合计 | | 对角 | 对角 | 非对角 | 合计 | | $G=0$ | $G\neq0$ | |
| $^{168}$Er 基带 | 34.25 | 35.80 | −11.84 | 23.96 | 70% | 43.10 | 52.06 | −30.08 | 21.20 | 49% | 77.35 | 45.20 | 58.4% |
| $^{167}$Er [512]5/2 | 32.27 | 33.90 | −3.06 | 30.84 | 95.6% | 66.66 | 63.71 | −36.07 | 27.63 | 41.5% | 38.93 | 58.54 | 59.2% |
| $^{167}$Er [633]7 /2 | 34.19 | 35.22 | −10.19 | 25.03 | 73.2% | 54.87 | 55.75 | +6.04 | 61.79 | 112.6% | 89.07 | 86.86 | 97.5% |
| $^{168}$Er $K^{\pi}=6^{-}$ | 32.31 | 33.16 | −42.26 | 28.94 | 89.6% | 54.87 | 55.28 | +4.08 | 59.36 | 108.2% | 87.19 | 88.34 | 101.3% |

在 $G=0$ 时，$N\leqslant4$ 壳中子对转动惯量无贡献. 在 $G\neq0$ 时，这些壳内的中子对转动惯量的贡献仍然十分微小. 表中对角元 $=2\sum_{\mu}J_{\mu\mu}$，非对角元 $=2\sum_{\mu<\nu}J_{\mu\nu}$，合计 = 对角元+ 非对角元. $f=J_n(G\neq0)/J_n(G=0)$，表示对力造成的转动惯量的减弱.

**表5　$^{168}$Er 基带、$^{167}$Er [512]5 /2 带、$^{167}$ Er [633]7 /2 带和 $^{168}$ Er，$K^{\pi}=6^{-}$，[633]7 /2+[512]5 /2 带的转动惯量的非对角贡献.**

| Nilsson 能级 | | $2J_{\mu\nu}(\hbar^2\,\mathrm{MeV}^{-1})$ | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | $^{168}$Er 基带 signature α | | $^{167}$Er [512]5 /2 signature α | | $^{167}$Er [633]7 /2 signature α | | $^{168}$Er $K^{\pi}=6^{-}$ signature α | |
| $\mu$ | $\nu$ | 1 /2 | −1 /2 | 1 /2 | −1 /2 | 1 /2 | −1 /2 | 1 /2 | −1 /2 |
| [514]7 /2 | [505]9 /2 | −0.16 | −0.16 | −0.21 | −0.21 | −0.14 | −0.14 | | |
| [530]1 /2 | [521]3 /2 | −0.25 | −0.25 | −0.33 | −0.33 | −0.21 | −0.21 | −0.19 | −0.19 |
| [530]1 /2 | [521]1 /2 | −0.31 | −0.24 | −0.34 | −0.25 | −0.31 | −0.24 | −0.34 | −0.26 |
| [532]3 /2 | [523]5 /2 | −0.35 | −0.35 | −0.38 | −0.38 | −0.34 | −0.34 | −0.14 | −0.14 |
| [532]3 /2 | [521]1 /2 | −0.29 | −0.35 | −0.28 | −0.35 | −0.49 | −0.36 | −0.28 | −0.35 |
| [521]3 /2 | [523]5 /2 | −0.08 | −0.08 | −0.11 | −0.11 | | | | |
| [521]3 /2 | [512]5 /2 | −1.91 | −1.91 | 1.41[a] | 1.97[a] | −1.84 | −1.84 | 0.43[a] | 0.58[a] |
| [523]5 /2 | [514]7 /2 | −1.55 | −1.55 | −1.42 | −1.42 | −1.47 | −1.47 | −1.39 | −1.40 |
| [521]1 /2 | [510]1 /2 | −0.38 | −0.32 | −0.15 | −0.13 | −0.17 | −0.14 | −0.16 | −0.13 |
| [521]1 /2 | [512]3 /2 | −0.29 | −0.34 | −0.09 | −0.10 | −0.13 | −0.15 | −0.09 | −0.11 |
| [512]5 /2 | [514]7 /2 | −0.13 | −0.13 | 0.08[a] | | | | | 0.09[a] |
| [512]5 /2 | [503]7 /2 | −0.18 | −0.18 | | | | | | |
| [514]7 /2 | [505]9 /2 | −0.06 | −0.06 | | | | | | |
| [660]1 /2 | [651]3 /2 | −0.28 | −0.55 | −0.35 | −0.69 | −0.28 | −0.53 | −0.14 | −0.27 |
| [651]3 /2 | [642]5 /2 | −1.48 | −1.46 | −1.85 | −1.83 | −1.15 | −1.26 | −0.78 | −0.81 |
| [642]5 /2 | [633]7 /2 | −6.54 | −6.54 | −13.78 | −13.78 | 3.87[a] | 3.12[a] | 2.43[a] | 1.85[a] |
| [633]7 /2 | [624]9 /2 | −6.63 | −6.63 | −1.85 | −1.85 | 0.82[a] | 1.47[a] | 1.06[a] | 0.75[a] |
| [624]9 /2 | [615]11 /2 | −0.20 | −0.20 | | | | | | |
| [651]1 /2 | [640]1 /2 | −0.05 | −0.15 | | | | | | |
| [651]1 /2 | [642]3 /2 | | −0.11 | | | | | | |
| $N=4$ 壳 | | | | | | | | | |
| $N=5$ 壳 | | −11.84 | | −3.06 | | −10.19 | | −4.23 | |
| $N=6$ 壳 | | −30.86 | | −36.07 | | +6.04 | | +4.08 | |
| 所有壳 | | −42.71 | | −39.13 | | −4.16 | | −0.15 | |

$|J_{\mu\nu}|\leqslant 0.01$ 的非对角贡献未列入表中. (a)由于堵塞效应造成的正值 $J_{\mu\nu}$.

为 Fermi 面附近的高 $j$ 闯入态时 $J_{\mu\nu}$ 变为特别大的正值. 由此可以理解，为什么 $^{167}$Er [633]7 /2 带的转动惯量比 $^{168}$Er 基带大很多(约 50%)的事实. 然而，如被堵塞能级为正常轨道，例如中子[512]5 /2，它对 Coriolis 作用的响应是中等的，因而堵塞效应造成的转动惯量只比 $^{168}$Er 基带约大 13%.

(4) 应当强调在多准粒子带中，堵塞效应决不是简单相加．例如 $^{168}$Er [633]7 /2+[512]5 /2 带，[512]5 /2 上的不配对中子的出现会削弱[633]7 /2 轨道上中子的堵塞效应．换言之，$^{168}$Er [633]7 /2+[512]5 /2 带中[633]7 /2 中子的堵塞效应远不如 $^{167}$Er [633]7 /2 带中那样能充分发挥．也就是说，不同轨道上的堵塞效应会互相削弱．这明显表现在非对角元 $J_{\mu\nu_0}$($\nu_0$ 为堵塞能级）的变化上．例如，若 $\mu$=[642]5 /2，$\nu_0$=[633]7 /2，则对于 $^{168}$Er 基带，$^{167}$Er [633]7 /2 带和 $^{168}$Er [633]7 /2+[512]5 /2 带，$J_{\mu\nu_0}$ 分别为 −13.08，6.99，4.28$\hbar^2$ MeV$^{-1}$（见表 5）．而对于 $\mu$=[521]3 /2，$\nu_0$ =[512]5 /2，$^{168}$Er 基带，$^{167}$Er[512]5 /2 带和 $^{168}$Er[633]7 /2+[512]5 /2 带，$J_{\mu\nu_0}$ 分别为 −3.81，3.38，1.01$\hbar^2$ MeV$^{-1}$．由此，我们可以理解，为什么二准粒子带 $^{168}$Er [633]7 /2+[512]5 /2 的转动惯量几乎与 $^{167}$Er [633]7 /2 带全同．此外，考虑到[633]7 /2 为高 $j$ 闯入态，而[512]5 /2 为正常轨道，我们可以理解为什么 $^{168}$Er [633]7 /2+[512]5 /2 带转动惯量仍然比 $^{167}$Er [512]5 /2 带大得多．

(5) 我们有趣地注意到，对于 $^{168}$Er 基带，$^{167}$Er [633]7 /2 带，$^{167}$Er [512]5 /2 带和 $^{168}$Er [633]7 /2+[512]5 /2 带，(2)式中 $R$ 比值的实验值为 $R_{\rm exp}$=1.23，而粒子数守恒计算值为 $R_{\rm cal}$=1.27．考虑到计算中无自由参数，此结果应当是很满意的．在计算中，准粒子激发带的形变($\varepsilon_2$,$\varepsilon_4$)取得与 $^{168}$Er 基带相同．更细致的计算中，当然还应考虑堵塞效应造成的形变的微小变化．

总之，本文指出了全同的一准粒子带和二准粒子带的现象．几乎全同的转动惯量是这三种效应竞争的产物，即壳效应(包括形变变化)，配对(反顺排)效应和堵塞(反配对)效应．研究粒子数守恒计算可以很好地说明实验上观测到的全同多准粒子带的转动惯量，计算中无自由参数，堵塞效应已严格考虑在内了．此方法原则上可用于处理全同超形变带的转动惯量，有关工作将另文发表．

## 参　考　文　献


[1] T. Byrski *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 1650.
[2] F. S. Stephens *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 2623; **65** (1990) 301.
[3] W. Nazarewicz, P. J. Twin, P. Fallon *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 1654.
[4] I. Ragnarsson, *Phys. Lett.*, **B264** (1991) 5.
[5] C. Baktash, J. D. Garrett, D. F. Winchell *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 1500.
[6] Jing-ye Zhang, L. L. Riedinger, *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 3448.
[7] I. Ahmad, M. P. Carpenter, R. R. Chasman *et al.*, *Phys. Rev.*, **C44** (1991) 1204.
[8] R. F. Casten, V. V. Zamfir, D. von Brentano *et al.*, *Phys. Rev.*, **C45** (1992) R1413.
[9] A. Bohr, B. R. Mottelson, D. Pines, *Phys. Rev.*, **110** (1958) 936.
[10] A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure, vol.II. (Benjamin, Massachusetts 1975).
[11] S. G. Nilsson, O. Prior, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **32** (1961) no.16.
[12] D. J. Rowe, Nuclear Collective Motion, Methuen, London, 1970, p.194.
[13] J. Y. Zeng, Y. A. Lei, T. H. Jin *et al.*, *Phys. Rev.*, **C50** (1994) 706.
[14] J. Y. Zeng, T. H. Jin, Z. J. Zhao, *Phys. Rev.*, **C50** (1994) 1388.
[15] J. Y. Zeng, T. S. Cheng, *Nucl. Phys.*, **A405** (1983) 1.
[16] P. S. Sood, D. M. Headly, R. K. Sheline, *At. Data Nucl. Data Tables*, **47** (1991) 89.
[17] S. G. Nilsson *et al.*, *Nucl Phys.*, **A131** (1969) 1; R. Bengtsson, S. Frauendorf, F. R. May, *At. Data Nucl. Data Tables*, **35** (1986) 15.

[18] A. H. Wapstra, G. Audi, Nucl. Phys., **A432** (1985)1.
[19] I. Hamamoto, *Nucl. Phys.*, **A271** (1976)15.
[20] R. Bengtsson, H. B. Håkansson, *Nucl. Phys.*, **A357** (1981)61.

# Microscopic Mechanism of Identical Multi-quasiparticle Bands

Lei Yian[1] Zeng Jinyan[2] Zhao Enguang[1]
1 (*Institute of Theoretical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100080)
2 (*Department of Physics, Peking University, Beijing* 100871)

Received 4 January 1996

**Abstract**

Identical one-quasiparticle and two-quasiparticle bands in neighboring odd-and even-mass nuclei are recognized. The intrinsic structure of identical bands is demonstrated by using the particle-number-conserving (PNC) treatment. The occurrence of almost identical moments of inertia is the result of competition among the shell effect (including shape variation), pairing (anti-alignment) effect and blocking (anti-pairing) effect. The observed moments of inertia of identical multi-quasiparticle bands are reproduced quite well by the PNC calculation.

**Key words** identical multi-quasiparticle band, blocking effect, particle-number-conserving method.