

# $^{172}_{72}\text{Hf}$ 和 $^{174}_{72}\text{Hf}$ 高 $K$ 多准粒子低激发带的 粒子数守恒计算\*

龚伦训<sup>1,4</sup> 刘树新<sup>1,2</sup> 朱红波<sup>1</sup> 曾谨言<sup>1,2,3</sup>

1 (北京大学物理系 北京 100871)

2 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

3 (兰州重粒子加速器国家实验室原子核理论研究中心 兰州 730000)

4 (贵州师范大学物理系 贵阳 550001)

**摘要** 用处理推转壳模型的粒子数守恒(PNC)方法,分析了稀土变形核 $^{172,174}\text{Hf}$ 的基态带和低激发高 $K$ 多准粒子带的运动学转动惯量 $J^{(1)}$ 随角频率 $\omega$ 的变化及其微观机制,特别是被拆散核子的 Pauli 堵塞效应的重要影响.实验观测到的 $J^{(1)}$ 和顺排角动量随角频率的变化在 PNC 计算中得到较好的重现.计算中无自由参数.分析表明,高 $K$ 多准粒子带的 $J^{(1)}$ 随 $\omega$ 的变化与基态带不同,主要来自高 $N(j)$ 闯入态的堵塞效应.

**关键词** 高 $K$ 多准粒子带 转动惯量 粒子数守恒方法 堵塞效应

在稳定变形核中已观测到的高自旋态,其角动量主要来自很多核子的相干运动所导致的集体转动的贡献<sup>[1]</sup>.在变形核的低激发谱中,还观测到大量的多准粒子激发带.在其中是否存在某些多准粒子激发带,少数核子的单粒子运动也对角动量有重要贡献?(即少数粒子运动的自由度在这些高自旋态中起了重要作用.)仔细分析发现,某些高 $K$ 多准粒子激发带可能具有这种性质( $K$ 是原子核角动量沿对称轴方向的分量).出现低激发高 $K$ 多准粒子带的条件是在 Fermi 面附近存在一系列高 $\Omega$  Nilsson 能级.在稀土区正常变形核中( $Z \geq 72$ ,  $N \geq 100$ 附近)就具备这种条件(见图 1).即 $Z \geq 72$ 区域出现质子 $[404]7/2$ ,  $[514]9/2$ ,  $[402]5/2$ ,  $N \geq 100$ 区域出现中子 $[633]7/2$ ,  $[512]5/2$ ,  $[514]7/2$ 等高 $\Omega$  Nilsson 能级.这就是在 $^{172-182}\text{Hf}$ 以及某些 W 核中观测到一系列低激发高 $K$ 多准粒子带的原因<sup>[2-6]</sup>.

在多准粒子激发带中,少数核子对被拆散.这些不配对的核子的 Pauli 堵塞作用对转动惯量有很重要的影响,在高 $K$ 多准粒子低激发带中尤其如此.但正如 Rowe<sup>[7]</sup>指出,尽管在物理上堵塞效应是简单而直截了当的,但用 BCS 方法却极难处理它,因为不同的堵塞需要引进不同的准粒子基,所以很难用 BCS 方法来自洽地描述不同的准粒子带.本文

2001-04-18 收稿

\* 国家自然科学基金(10047001)资助

将采用处理核子对关联的粒子数守恒(PNC)方法来研究低激发高  $K$  多准粒子带. 关于 PNC 方法的系统的表述, 可以参阅文献[8,9].

本文将对实验上已观测得比较仔细的  $^{172,174}\text{Hf}$  的 2 准粒子和 4 准粒子高  $K$  低激发带进行分析, 包括它们的转动惯量、各 Nilsson 能级上粒子的填布几率、以及顺排角动量等随角频率的变化及其微观机制.

对于正常变形核, 根据转动带的带内 E2 跃迁能量  $E_\gamma$  及角动量的观测值, 即可提取相应的运动学转动惯量  $J^{(1)}$ . 对于旋称(signature)分裂较明显的转动带, 可按式提取:

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

当然, 不需要知道角动量的值, 根据带内 E2 跃迁能量即可按下式提取动力学转动惯量  $J^{(2)}$ :

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

但可以明显看出, 所提取的  $J^{(2)}$  的实验误差要比  $J^{(1)}$  大得多. 所以对于正常变形核, 我们将集中力量分析  $J^{(1)}$  的变化规律. 为便于和推转壳模型的计算结果比较, 还要利用角动量和转动角频率的关系(设原子核的对称轴为  $z$  轴, 原子核绕  $x$  轴旋转),

$$\omega = \frac{dE}{\hbar dI_x}, I_x(I) = \sqrt{(I+1/2)^2 - K^2}, \quad (3)$$

与角动量  $I$  相应的转动角频率  $\omega(I)$  可用下式提出:

$$\hbar\omega(I) = \frac{E_\gamma(I+1 \rightarrow I-1)}{I_x(I+1) - I_x(I-1)}. \quad (4)$$

对于高  $K$  带, 旋称分裂通常很小. 在此情况下, 也可以用下式提取  $J^{(1)}$ ,

$$J^{(1)}(\omega)/\hbar^2 = \frac{I}{E(I \rightarrow I-1)}, \quad (5)$$

式中的角频率  $\omega$  由下式确定:

$$\hbar\omega = \frac{E(I \rightarrow I-1)}{I_x(I) - I_x(I-1)}. \quad (6)$$

在推转壳模型的框架内, 采用处理对力的 PNC 方法来计算  $J^{(1)}$  随角频率  $\omega$  的变化. 计算中所用的质子和中子的 Nilsson 能级参数( $\kappa, \mu$ )以及四极和十六极形变度( $\epsilon_2, \epsilon_4$ ), 都采用 Lund 系统学<sup>[10,11]</sup>. 对于  $^{172}\text{Hf}$  和  $^{174}\text{Hf}$ , 形变参数取如下值:  $^{172}\text{Hf}$ :  $\epsilon_2 = 0.254, \epsilon_4 = 0.023$ ;  $^{174}\text{Hf}$ :  $\epsilon_2 = 0.258, \epsilon_4 = 0.034$ . 相应的 Fermi 面附近的推转 Nilsson 能级如图 1.

按文献[12,13]的分析, 在正常变形核中, 四极对力  $Y_{20}$  的影响是不可忽视的. 因此, 与文献[8]相同, 在计算中, 把单极对力和  $Y_{20}$  四极对力一并考虑在内. 单极对力强度与  $Y_{20}$  四极对力强度, 则由原子核的结合能的奇偶差以及带首转动惯量的奇偶差的实验值完全确定, 所以在以下 PNC 计算中无自由参数.

在计算中, 中子的推转多粒子组态(CMPC)的内截断能量取为  $E_{cn} \approx 0.5\hbar\omega_0$  ( $c$  表示截断,  $n$  表示中子), 外截断能量取为  $E_{cn} \approx 0.8\hbar\omega_0$ , 涉及到的中子 CMPC 空间的维数约为 800. 质子的 CMPC 内截断能量取为  $E_{cp} \approx 0.6\hbar\omega_0$ , 外截断能量取为  $E_{cp} \approx 0.8\hbar\omega_0$ , CMPC 空

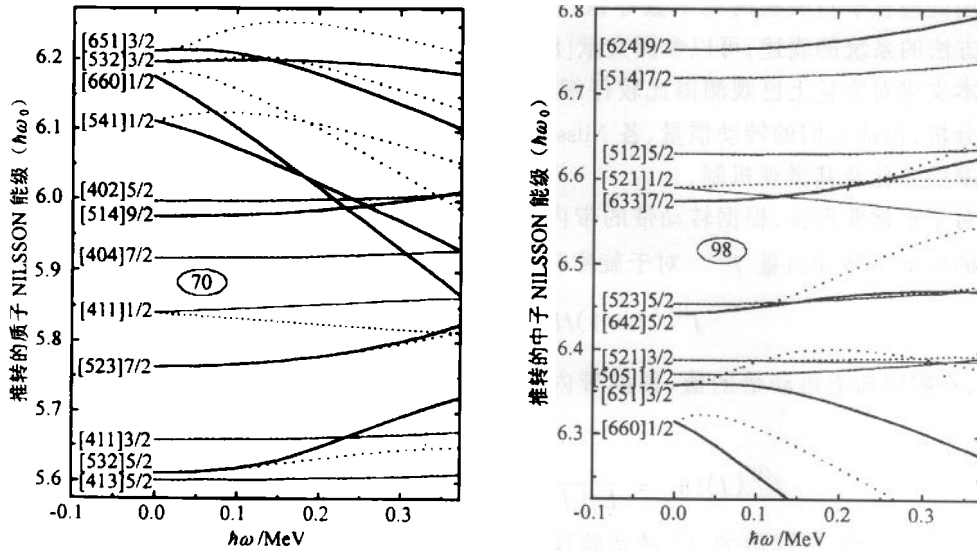


图 1 稀土变形核 $^{172}_{72}\text{Hf}$ 的推转 Nilsson 能级

旋称  $\alpha = \pm 1/2$  的能级分别用实线和虚线画出. 高  $N(j)$  闯入态用粗实线标记.

间维数约为 700. 计算表明, 在低激发带中, 重要的 CMPC (权重  $\geq 1\%$ ) 并不多 (一般  $< 20$ ), 因此, 以下给出的计算结果是足够精确的. 在这样截断下的 CMPC 空间中, 质子和中子的有效单极和四极对力强度 (单位为 MeV) 分别为:

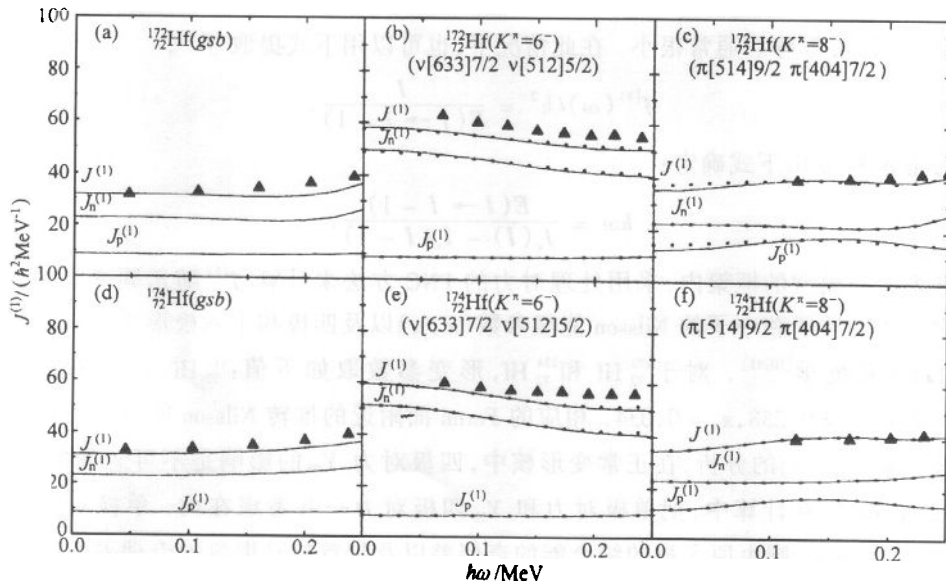


图 2 稀土核 $^{172}_{72}\text{Hf}$ 和 $^{174}_{72}\text{Hf}$ 基态带及  $K^\pi = 6^-, 8^-$  的 2 准粒子激发带

$J^{(1)}$  的实验值用  $\blacktriangle$  表示,  $J^{(1)}$  的计算值分别用实线 ( $\alpha = 0$ ) 和虚线 ( $\alpha = 1$ ) 画出.

$J_p^{(1)}$  和  $J_n^{(1)}$  分别表示质子和中子对  $J^{(1)}$  的贡献.

$$G_{0p} = 0.385, G_{2p} = 0.007, G_{0n} = 0.380, G_{2n} = 0.008.$$

$^{172}\text{Hf}$  和  $^{174}\text{Hf}$  的基态带和 4 条 2 准粒子转动带的转动惯量  $J^{(1)}$  随  $\omega$  的变化 ( $\hbar\omega \leq 0.25\text{MeV}$ ) 的观测值和计算值分别在图 2 中给出.  $J^{(1)}$  及相应角频率  $\omega$  的实验值是利用  $E_\gamma$  观测值, 分别由 (1) 和 (4) 式提取的.  $E_\gamma$  的实验数据取自文献 [2, 14, 15]. 可以看出, 在  $\hbar\omega \leq 0.25\text{MeV}$  范围中,  $J^{(1)}$  的实验值几乎没有旋称分裂. 两种旋称态下的  $J^{(1)}$  的 PNC 计算值, 分别用  $\alpha = 0$  和  $\alpha = 1$  标记. 可以看出计算值与观测值基本上相符. 特别是计算出的  $J^{(1)}$  的旋称分裂非常小, 与实验观测一致.

图 3 给出  $^{172,174}\text{Hf}$  的 2 条 4 准粒子  $K^\pi = 14^+$  激发带的  $J^{(1)}$  随  $\omega$  的变化.  $E_\gamma$  的实验数据取自文献 [2, 14, 15],  $J^{(1)}$  及相应角频率  $\omega$  的实验值, 分别由 (5) 和 (6) 式提取. 这 2 条  $K^\pi = 14^+$  激发带都被看成是 4 准粒子带<sup>[2]</sup>:  $(\pi[514]9/2 \pi[404]7/2) \otimes (\nu[633]7/2 \nu[512]5/2)$  即其内部态是质子 2 准粒子态  $K^\pi = 8^-$  和中子 2 准粒子态  $K^\pi = 6^-$  的直积. 可以看出, 计算结果与实验符合得不错. 这些被拆散的中子和质子都处于 Fermi 面附近的高  $\Omega$  Nilsson 能级 (即形变顺排 deformation aligned 能级). 这就是在低激发谱中出现高  $K$  多准粒子带的原因. 由此, 我们还可以理解, 为什么  $J^{(1)}$  几乎不随  $\omega$  而改变, 而且几乎看不出旋称分裂.

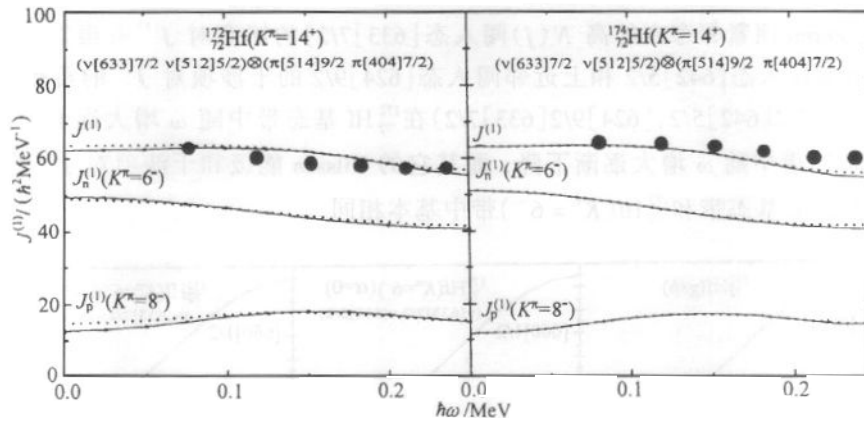


图 3 稀土变形核  $^{172}\text{Hf}$  和  $^{174}\text{Hf}$  中  $K^\pi = 14^+$  的 4 准粒子带

$J^{(1)}$  的实验值用  $\bullet$  表示, 计算值分别用实线 ( $\alpha = 0$ ) 和虚线 ( $\alpha = 1$ ) 表示.

$J_p^{(1)}$  和  $J_n^{(1)}$  分别表示质子和中子对  $J^{(1)}$  的贡献.

实验分析表明,  $^{172}\text{Hf}$  的基态带  $J^{(1)}$  随  $\omega$  增大而逐渐增大, 而  $^{172}\text{Hf}$  的中子 2 准粒子  $K^\pi = 6^-$  带的  $J^{(1)}$  随  $\omega$  增大而逐渐变小. 我们分析这种不同变化规律的微观机制. 由图 2 已经看出, 这条  $K^\pi = 6^-$  带的  $J^{(1)}$  随  $\omega$  增大而逐渐变小, 主要是由于中子的贡献  $J_n^{(1)}$  随  $\omega$  增大而逐渐变小所导致, 而质子的贡献  $J_p^{(1)}$  几乎不随  $\omega$  而变. 图 4 进一步给出各大壳的中子分别对  $J^{(1)}$  的贡献. 众所周知, 完全填满的大壳以及完全空的大壳对转动惯量没有贡献. 对于稀土区正常变形核, 对转动惯量有重要贡献的中子都处于未填满的  $N = 5, 6$  壳 ( $N \leq 4$  壳的贡献几乎为零). 由图 4 可以看出,  $J_n^{(1)}$  随  $\omega$  而减小主要来自高  $N(j)$  闯入壳 ( $N = 6$  壳) 少数中子的贡献随  $\omega$  增大而减小, 而正常壳 ( $N = 5$ ) 内大多数能级已被中子占据, 它们对  $J^{(1)}$  的贡献几乎不随  $\omega$  而变化.



级的填布几率. 除已标明旋称的 Nilsson 能级外, 其它能级上的填布几率已包括了  $\alpha = \pm 1/2$  两种旋称态.

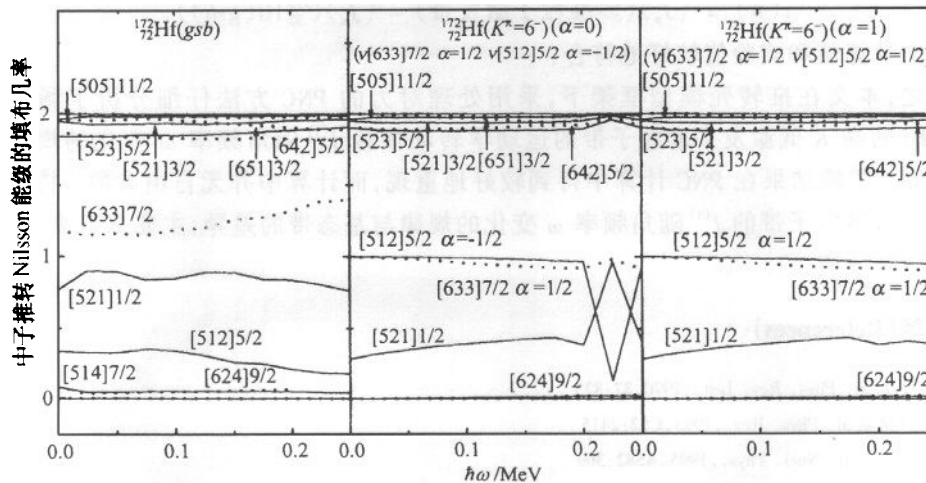


图 6  $^{172}\text{Hf}$  的 Fermi 面附近中子推转 Nilsson 能级的填布几率

$N = 5, 6$  壳分别用实线和虚线表示.

图 6 ( $^{172}\text{Hf}(K^\pi = 6^-, \alpha = 0)$ ) 中, 在  $\hbar\omega > 0.20\text{MeV}$  后,  $[512]5/2(\alpha = -1/2)$  与  $[521]1/2$  能级的填布几率, 出现交替变化, 其原因是由于  $[521]1/2$  能级有较大的旋称分裂, 其中  $[521]1/2(\alpha = -1/2)$  与  $[512]5/2(\alpha = -1/2)$  两条能级比较靠近, 而  $[521]1/2(\alpha = +1/2)$  下降较大, 与  $[512]5/2(\alpha = -1/2)$  远离(见图 1).

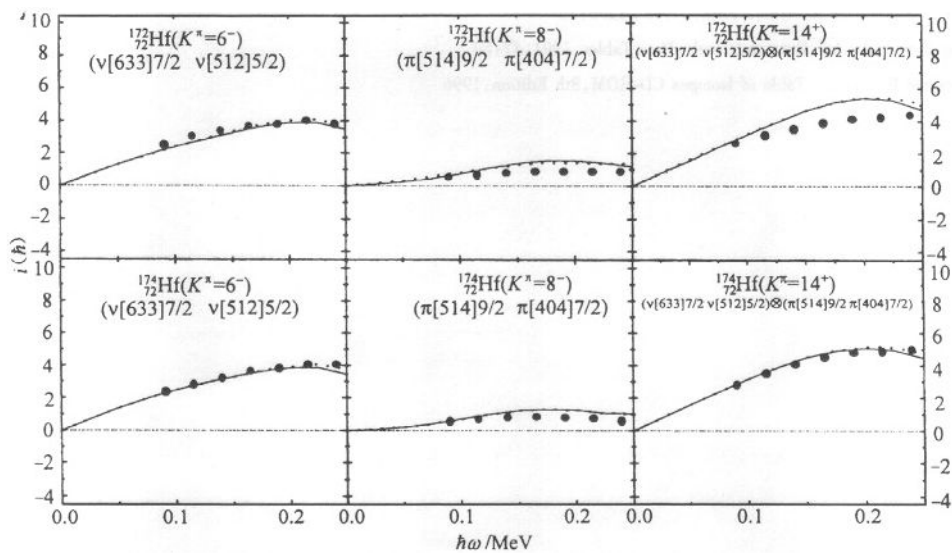


图 7  $^{172}\text{Hf}$  和  $^{174}\text{Hf}$  的高  $K$  多准粒子激发带的顺排角动量

随角频率  $\omega$  的变化(以  $^{172}\text{Hf}(gsb)$  为参考)

顺排角动量的实验值用  $\bullet$  表示. 计算值分别用实线 ( $\alpha = 0$ ) 和虚线 ( $\alpha = 1$ ) 标记.

最后,图 7 给出了 $^{172}_{72}\text{Hf}$ 和 $^{174}_{72}\text{Hf}$ 的各高  $K$  多准粒子激发带的顺排角动量  $i(\hbar)$ (以 $^{172}_{72}\text{Hf}$  ( $gsb$ )为参考)随转动角频率  $\omega$  的变化,

$$i(\hbar) = \langle J_x \rangle(\text{多准粒子激发带}) - \langle J_x \rangle(^{172}_{72}\text{Hf}(gsb)). \quad (7)$$

可以看出计算值和实验值较好地符合.

总之,本文在推转壳模型框架下,采用处理对力的 PNC 方法仔细分析了稀土变形核 $^{172,174}\text{Hf}$ 的高  $K$  低激发多准粒子带的运动学转动惯量  $J^{(1)}$  随角频率  $\omega$  变化的规律及其微观机制. 实验结果在 PNC 计算中得到较好地重现,而计算中并无自由参数. 特别是高  $K$  低激发多准粒子带的  $J^{(1)}$  随角频率  $\omega$  变化的规律与基态带的差异,主要来自高  $N(j)$  闯入态的堵塞效应.

### 参考文献 (References)

- 1 Khoo T L et al. Phys. Rev. Lett., 1976, **37**: 823
- 2 Cullen D M et al. Phys. Rev., 1995, **C52**: 2415
- 3 Gjørup N L et al. Nucl. Phys., 1995, **A582**: 369
- 4 Walker P M et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **65**: 416
- 5 Chowdhury R et al. Nucl. Phys., 1999, **A645**: 651c
- 6 Crowell B et al. Phys. Rev. Lett., 1994, **72**: 1164
- 7 Rowe D J. Nuclear Collective Motion, 1970, Methuen, London
- 8 ZENG J Y, LIU S X, LEI Y A et al. Phys. Rev., 2001, **C63**: 024305
- 9 ZENG J Y, JIN T H, ZHAO Z J. Phys. Rev., 1994, **C50**: 1388
- 10 Nilsson S G et al. Nucl. Phys., 1969, **A131**: 1
- 11 Bengtsson R, Frauendorf S, May F R. At. Data and Nucl. Data Tables, 1986, **35**: 15
- 12 Dibel M. Nucl. Phys., 1984, **A419**: 221
- 13 Wakai M, Faessler A. Nucl. Phys., 1978, **A295**: 86
- 14 Sood P S et al. At. Data and Nucl. Data Tables, 1991, **47**: 89
- 15 Firestone R B et al. Table of Isotopes CD-ROM, 8th Edition, 1996

## Particle-Number Conserving Calculation for Low-Lying Excited High- $K$ Multi-Quasiparticle Bands in $^{172,174}\text{Hf}$ \*

GONG Lun-Xun<sup>1,4</sup> LIU Shu-Xin<sup>1,2</sup> ZHU Hong-Bo<sup>1</sup> ZENG Jin-Yan<sup>1,2,3</sup>

1 (Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

2 (Institute of Theoretical Physics, CAS, Beijing 100080, China)

3 (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

4 (Department of Physics, Guizhou Normal University, Guiyang 550001, China)

**Abstract** Using the particle-number conserving method for treating the cranked shell model, the microscopic mechanism of the variation of the kinematic moments of inertia with rotational frequency  $\omega$  for the rare-earth deformed nuclei  $^{172,174}\text{Hf}$  is investigated. The observed  $J^{(1)}$  and angular momentum alignment are reproduced satisfactorily in the PNC calculation, in which no free parameters are involved. The PNC analysis shows that the difference between the variations of  $J^{(1)}$  with  $\omega$  for the high  $K$  multi-quasiparticle bands and for ground state band is mainly due to the Pauli blocking effect of high  $j$  intruder orbitals near the Fermi surface.

**Key words** high  $K$  multi-quasiparticle band, moment of inertia, particle-number conserving method, blocking effect.

---

Received 18 April 2001

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (10047001)