

稀土变形奇 A 核^{173,175}Hf 的多准粒子高 K 转动带的粒子数守恒分析*

龚伦训^{1,4} 刘树新^{1,2} 朱红波¹ 曾谨言^{1,2,3}

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方法分析了稀土奇 A 变形核^{173,175}Hf 的 3 准粒子和 5 准粒子高 K 转动带,包括转动惯量、顺排角动量,以及推转 Nilsson 能级上的粒子填补几率随转动角频率的变化. 计算中无自由参数. 实验观测结果在计算中得到较好地重现. 分析了多准粒子带与相邻偶偶核基态带的转动惯量变化规律不同的微观机制. 在这里 Fermi 面邻近高 j 闯入态的堵塞效应起了举足轻重的作用.

关键词 多准粒子高 K 转动带 堵塞效应 粒子数守恒方法

在前文中^[1],我们对稀土变形偶偶核^{172,174}Hf 的多准粒子高 K 转动带的转动惯量进行了细致的分析. Hf 的一系列同位素,不仅在偶偶核中,而且在奇 A 核和奇奇核中,都已观测到相当多的多准粒子高 K 低激发转动带^[2-8]. 这是由于这些核的 Fermi 面邻域存在一系列高 Ω Nilsson 能级所致. 本文将对奇 A 核^{173,175}Hf 的多准粒子高 K 转动带进行系统分析,包括转动惯量、顺排角动量、各推转 Nilsson 能级上的粒子填补几率等随角动量的变化规律.

对于多准粒子转动带,堵塞效应的正确处理是至关重要的. 特别是对转动角频率 ω 不太大的低激发态尤其如此. 这些转动带涉及 Fermi 面邻域的较多 Nilsson 能级被堵塞,有效对力强度大为减弱. 如果采用 BCS 方法,不仅不能得到自洽的处理,而且相应的能隙方程无解. 在不少文献中^[9],对于 3(或更多)准中子或准质子的转动带,往往把能隙参数 Δ 取为 0,此即意味着对崩溃(pairing collapse). 在 BCS 方法中不仅很难处理能隙参数(因而准粒子基)随不同堵塞的变化,而且通常还把单粒子能级上的粒子填补几率视为不随角频率 ω 变化,这在物理上很难理解. 事实上,随 ω 增大,Coriolis 反配对效应变得日益重要,堵塞效应的影响,包括转动惯量的奇偶差等,都随之减弱.

2000-06-19 收稿

国家自然科学基金(10047001)资助

本文将采用推转壳模型的粒子数守恒(PNC)方法来分析奇 A 变形核 ^{173}Hf 和 ^{175}Hf 中已观测到的一系列多准粒子(3 准粒子和 5 准粒子)高 K 低激发带. 在 PNC 方法中, 奇 A 核与偶偶核都置于同一程序中来计算, 堵塞效应自始至终得到严格处理. 这些原子核的 Nilsson 能级参数 κ, μ 及形变参数 $\epsilon_2 = 0.254, \epsilon_4 = 0.023$ 的值均取自 Lund 系统学^[10-12]. 有效对力强度(单极和四极对力)由结合能的奇偶差和带首转动惯量的奇偶差的实验值确定, 具体数值见文献[1]. 因此计算中无自由参数. 有关 PNC 方法的详细表述, 见文献[13-15].

图 1 给出 ^{172}Hf 的 Fermi 面附近的质子和中子的推转 Nilsson 能级. $^{173,175}\text{Hf}$ 的形变参数 (ϵ_2, ϵ_4) 取为相邻偶偶核的平均值. 可以看出, 质子 Fermi 面附近的高 Ω Nilsson 能级 $[404]7/2, [514]9/2, [402]5/2$ 和中子 Fermi 面附近的高 Ω Nilsson 能级 $[633]7/2, [512]5/2, [514]7/2, [624]9/2$, 等的堵塞, 将导致一系列多准粒子低激发高 K 转动带.

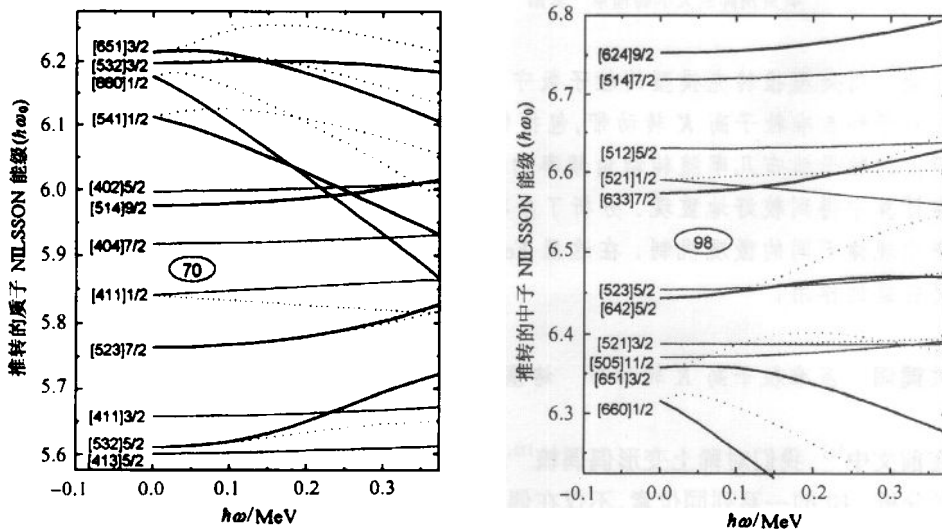


图 1 稀土变形核 ^{172}Hf 的推转 Nilsson 能级

实线和虚线分别标记旋称 $\alpha = \pm 1/2$ 的能级, 粗线标记高 j 闯入态.

图 2 给出 $^{173,175}\text{Hf}$ 的 3 准粒子带的转动惯量 $J^{(1)}$ 随 ω 的变化. 作为参照, 图中还给出相邻偶偶核 $^{172,174}\text{Hf}$ 的基态带的转动惯量的变化. 可以看出, 它们有下列特点: (1) 实验观测到的这些 3 准粒子高 K 转动带的旋称 ($\alpha = \pm 1/2$) 分裂都很小, 这是意料中的事, 在计算中得到较好地重现. (2) 3 准粒子低激发高 K 转动带的带首转动惯量实验值 ($J^{(1)} \approx 60 \text{h}^2 \text{MeV}^{-1}$) 比偶偶核基态带 ($J^{(1)} \approx 32 \text{h}^2 \text{MeV}^{-1}$) 约大 1 倍. 计算结果与实验值相符. (3) $^{172}\text{Hf}(gsb)$ 和 $^{174}\text{Hf}(gsb)$ 的转动惯量都随角频率(角动量)增大而逐渐增大. 与此相反, 3 准粒子带的 $J^{(1)}$ 随 ω 增大而逐渐减少. 我们注意到, 这几条 3 准粒子带中, 中子高 j 闯入态 $[633]7/2$ 都被堵塞, 这是它们的转动惯量比偶偶核基态带大得多的主要原因. 在转动惯量的奇偶差的大幅度涨落中, 我们已看到了类似的现象^[13].

图 3 给出了 $^{173,175}\text{Hf}$ 中观测到的两条 5 准粒子高 K 转动带的转动惯量. 它们的转动惯量观测值都很大, 而且接近于常数 ($J^{(1)} \approx 60 \text{h}^2 \text{MeV}^{-1}$), 几乎不随 ω 而变化. 这些特征在计算中得到较好地重现.

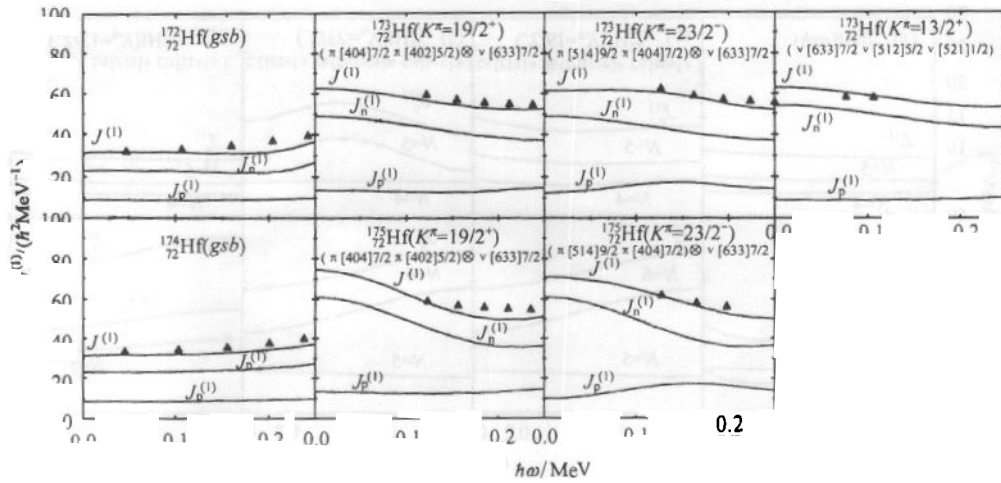


图 2 稀土变形奇 A 核^{173,175}Hf 的 3 准粒子低激发高 K 转动带的转动惯量
 ▲ 表示 $J^{(1)}$ 的实验值, — 表示 $J^{(1)}$ 的计算值. $J_p^{(1)}$ 和 $J_n^{(1)}$ 分别表示质子和中子对 $J^{(1)}$ 的贡献.
 图中还给出相邻偶偶核基态带^{172,174}Hf(*gsb*) 的转动惯量作为参照.

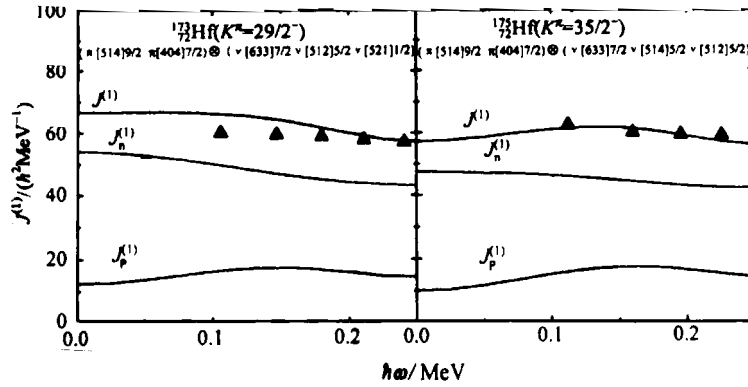


图 3 ^{173,175}Hf 的 5 准粒子高 K 转动带的转动惯量(标记与图 2 相同)

为了更细致地研究 $J^{(1)}$ 随 ω 的变化,在图 4 中给出了质子各大壳(正常壳 $N = 4$ 和高 j 闯入壳 $N = 5$)和中子各大壳(正常壳 $N = 5$ 和高 j 闯入壳 $N = 6$)分别对¹⁷³Hf 各 3 准粒子高 K 带 $J^{(1)}$ 的贡献(¹⁷⁵Hf 的情况与此类似). 可以看出,与¹⁷²Hf(*gsb*)相比,3 准粒子带¹⁷³Hf $K^\pi = 19/2^+$ ($(\pi[404]7/2\pi[402]5/2) \otimes \nu[633]7/2$)带与 $K^\pi = 23/2^-$ ($(\pi[404]7/2)\pi[524]9/2 \otimes \nu[633]7/2$)带,它们的正常壳(质子 $N = 4$, 中子 $N = 5$)的贡献相差并不大,而高 j 闯入态(质子 $N = 5$, $h_{11/2}$ 所属各能级 $[523]7/2, [514]9/2$, 中子 $N = 6$ 壳, $i_{13/2}$ 所属各能级 $[642]5/2, [633]7/2$ 和 $[624]9/2$)的贡献就相差很悬殊. 3 准粒子及 5 准粒子带的 $J^{(1)}$ 之所以比^{172,174}Hf(*gsb*)约大 1 倍的原因都来源于 Fermi 面附近的高 j 闯入态被堵塞.

对于¹⁷³Hf 3 准中子带 $K^\pi = 13/2^+$ ($\nu[633]7/2\nu[512]5/2\nu[521]1/2$), (见图 4(d)), 由于质子 Nilsson 能级无堵塞,质子对 $J^{(1)}$ 的贡献与¹⁷²Hf 几乎完全相同(形变微小变化的影响很

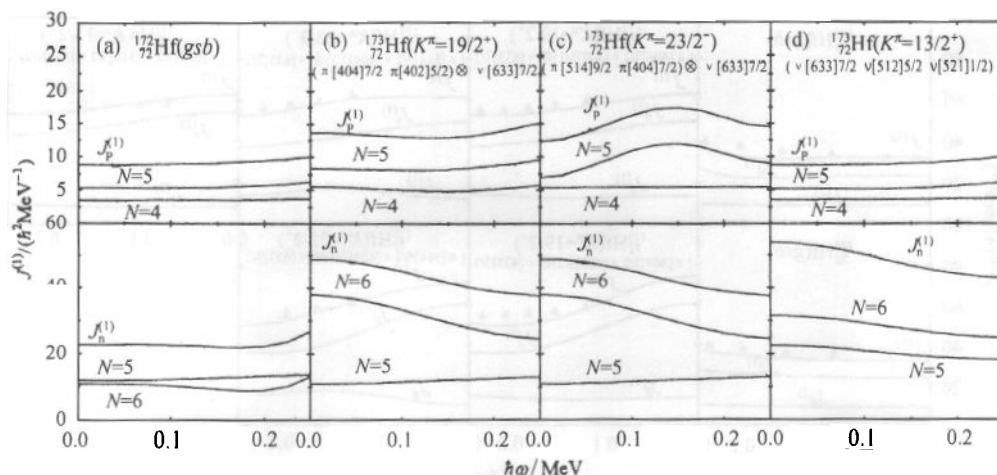


图 4 质子和中子各大壳对¹⁷³Hf 的几条准粒子高 K 转动带的转动惯量的贡献

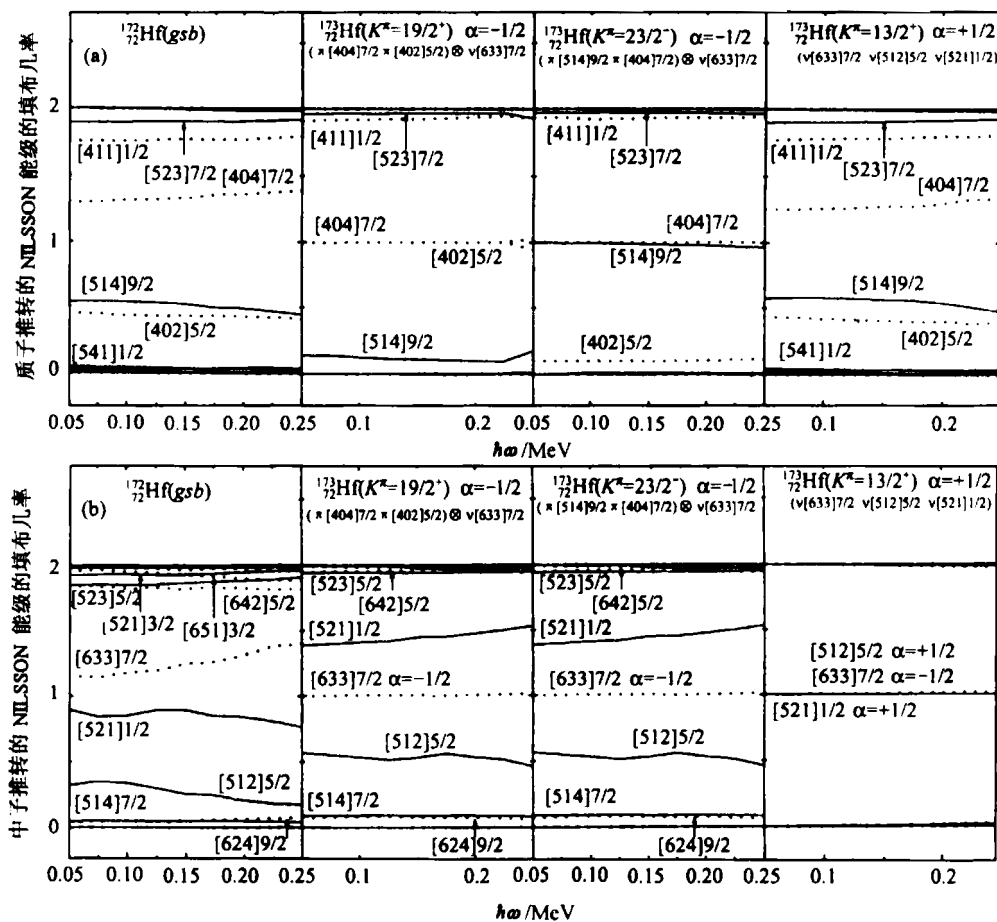


图 5 ¹⁷³Hf 的 3 准粒子高 K 转动带中质子和中子的各推转 Nilsson 能级的填布几率

(a) ... 表示 N=4 壳, — 表示高 j 闯入壳, N=5; (b) — 表示 N=5 壳, ... 表示高 j 闯入壳, N=6.

除已标明旋称的 Nilsson 能级外,其他能级上的填布几率包括了 $\alpha = \pm 1/2$ 两种旋称态.

小), 而中子对 $J^{(1)}$ 的贡献则比 $^{172,174}\text{Hf}(gsb)$ 约大 1 倍, 这是由于最接近 Fermi 面的 3 条 Nilsson 能级 ($[633]7/2, [512]5/2$ 及 $[521]1/2$) 都被堵塞的缘故.

这些奇 A 核多准粒子带的 $J^{(1)}$ 比 $^{172,174}\text{Hf}(gsb)$ 大得多的物理机制可以从 Fermi 面附近的各中子和质子推转 Nilsson 能级上的填布几率的变化看出, 见图 5. 对于 $^{172}\text{Hf}(gsb)$, 由于对力的影响, 中子 Fermi 面以下的能级 ($[633]7/2, [523]5/2, [642]5/2, [651]3/2, [521]3/2$ 等, 见图 1(b)) 的填布几率 (包括两条旋称态 $\alpha = \pm 1/2$) 并不为 2, 而是小于 2, 特别是最靠近 Fermi 面之下的 $[633]7/2$ 能级. 而 Fermi 面之上的 Nilsson 能级 ($[521]1/2, [512]5/2, [514]7/2, [624]9/2$) 的填布几率并不为 0. 在 3 准粒子带中, 填布几率与此有很大差异, 被堵塞的中子或质子 Nilsson 能级 (具有确定旋称 α 的态) 上的几率则大多接近于 1 (见图 5). 例如 $^{173}\text{Hf } K^\pi = 19/2^+$ ($\alpha = -1/2$) 的中子 $\nu[633]7/2^+$ ($\alpha = -1/2$)、质子 $\pi[404]7/2^+$ ($\alpha = -1/2$) 和 $\pi[402]5/2^+$ ($\alpha = +1/2$) 各能级的填布几率都很接近于 1.

我们注意到, 对于 ^{173}Hf 的 3 准粒子带 $K^\pi = 13/2^+$ ($\nu[633]7/2\nu[512]5/2\nu[521]1/2$) 及 5 准粒子带 $K^\pi = 29/2^+$ ($\pi[404]7/2\pi[402]5/2 \otimes (\nu[633]7/2\nu[512]5/2\nu[521]1/2)$), 它们紧靠 Fermi 面的 3 条中子 Nilsson 能级 $\nu[633]7/2$ ($\alpha = -1/2$), $\nu[512]5/2$ ($\alpha = +1/2$), $\nu[521]1/2$ ($\alpha = +1/2$), (见图 1(b)), 都几乎完全被单中子堵塞, 填布几率约为 1, 而离开 Fermi 面较远的 Nilsson 能级 ($\alpha = \pm 1/2$) 则几乎被完全填满 $n_\mu \approx 2$ (Fermi 面之下) 或完全空着 $n_\mu = 0$ (Fermi 面之上). 这种填布相当于 BCS 理论中完全简并的 Fermi 分布, 即

$$V_\mu^2 \approx \begin{cases} 0, & \epsilon_\mu > \epsilon_F \\ 1, & \epsilon_\mu < \epsilon_F \end{cases}$$

即很接近于能隙 $\Delta \approx 0$ 的状态. 此时对力影响几乎消失, 转动惯量值接近于刚体值.

最后, 在图 6 中给出了 $^{173,175}\text{Hf}$ 各多准粒子高 K 转动带的顺排角动量 i (以 $^{172}\text{Hf}(gsb)$ 为参照). 可以看出, 在实验观测的角频率 $\hbar\omega$ 范围 0.10—0.25 MeV 内, i 的变化范围多在 $3\hbar$ — $5\hbar$ 之间. 计算结果表明, $\omega = 0$ 时 $i = 0$. 随 ω 增大, Coriolis 影响逐渐增大, i 随之上

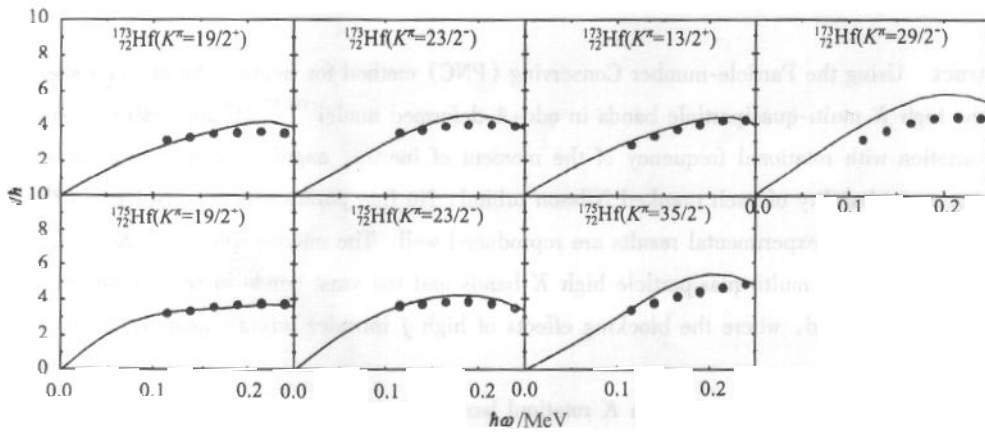


图 6 ^{173}Hf 和 ^{175}Hf 的多准粒子低激发高 K 转动带的顺排角动量 i

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

$i = \langle J_x \rangle$ (多准粒子激发带) - $\langle J_x \rangle$ ($^{172}\text{Hf}(gsb)$). ● 表示顺排角动量的实验值, — 表示计算值.

升. 到 $\hbar\omega$ 大于 0.10MeV 后, i 增长变缓慢. $\hbar\omega$ 在 0.10—0.25MeV 范围中, i 在 $3\hbar$ — $5\hbar$ 之间, 与观测结果很接近.

参考文献 (References)

- 1 GONG Lun-Xun, LIU Shu-Xin, ZENG Jin-Yan. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2002, **26**(2):164 (in Chinese)
(龚伦训, 刘树新, 曾谨言. 高能物理与核物理, 2002, **26**(2):164)
- 2 Cullen D M et al. Phys. Rev., 1995, **C52**:2415
- 3 GjØrup N L et al. Nucl. Phys., 1995, **A582**:369
- 4 Firestone R B et al. Table of Isotopes, 1996, CD-ROM
- 5 Walker P M et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **65**:416
- 6 Walker P M et al. Phys. Rev., 1994, **C49**:1718
- 7 Chowdhury P et al. Nucl. Phys., 1999, **A654**:651c
- 8 Sood P S et al. At. Data and Nucl. Data Tables, 1991, **47**:89
- 9 Dasgupta M et al. Phys. Lett., 1994, **B328**:16
- 10 Nilsson S G et al. Nucl. Phys., 1969, **A131**:1
- 11 Bengtsson R, Fraundorf S, May F R. At. Data and Nucl. Data Tables, 1989, **35**:15
- 12 Bengtsson T, Ragnarsson I. Nucl. Phys., 1985, **A436**:14
- 13 ZENG J Y, LIU S X, LEI Y A et al. Phys. Rev., 2001, **C63**:024305
- 14 ZENG J Y, JIN T H, ZHAO Z J. Phys. Rev., 1994, **C50**:1388
- 15 ZENG J Y, LEI Y A, JIN T H et al. Phys. Rev., 1994, **C50**:7

Particle-Number Conserving Analysis for High K Multi-Quasiparticle Bands in Odd- A Deformed Nuclei $^{173,175}\text{Hf}$

GONG Lun-Xun^{1,4} LIU Shu-Xin^{1,2} ZHU Hong-Bo¹ ZENG Jin-Yan^{1,2,3}

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

2(Institute of Theoretical Physics, The Chinese Academy of Sciences, 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 (PNC) method for treating the cranked shell model, the high K multi-quasiparticle bands in odd- A deformed nuclei $^{173,175}\text{Hf}$ are analyzed, including the variation with rotational frequency of the moment of inertia, angular momentum alignment and occupation probability of each cranked Nilsson orbital. No free parameters are involved in the PNC calculation and the experimental results are reproduced well. The microscopic mechanism of the difference between the multi-quasiparticle high K bands and the yrast bands in neighboring even-even nuclei is investigated, where the blocking effects of high j intruder orbitals near the Fermi surface play a crucial role.

Key words multi-quasiparticle high K rotational band, blocking effect, particle-number conserving method

Received 19 June 2001

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