

# $^{178}_{72}\text{Hf}$ 和 $^{179}_{72}\text{Hf}$ 稀土核高 $K$ 低激发带\*

龚伦训<sup>1)</sup> 余雷

(北京大学物理学院 北京 100871)

(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 $^{178,179}\text{Hf}$ 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.本文分析和计算了 $^{178}_{72}\text{Hf}$ 的2准粒子和4准粒子及 $^{179}_{72}\text{Hf}$ 的3准粒子的高 $K$ 低激发带.实验观测到的 $J^{(1)}$ 随 $\omega$ 的变化,在PNC计算中得到较好的重现.分析表明,高 $K$ 多准粒子带的 $J^{(1)}$ 随 $\omega$ 的变化与基态带的不同,主要来自高 $N(j)$ 闯入态的堵塞效应.

**关键词** 高 $K$ 多准粒子激发带 转动惯量 粒子数守恒方法 堵塞效应

$^{178}_{72}\text{Hf}$ 和 $^{179}_{72}\text{Hf}$ 稀土核高 $K$ 低激发带,近年来受到普遍重视<sup>[1-5]</sup>.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>[6]</sup>.此外,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( $K$ 是原子核总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( $\Omega$ 是单核子角动量沿对称轴方向的分量).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, [624]9/2, [512]5/2, [514]7/2等高 $\Omega$ Nilsson能级.这就是在 $^{178-182}\text{Hf}$ 以及W某些核同位素中系统观测到低激发高 $K$ 多准粒子带的原因<sup>[7-11]</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>[12]</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.PNC方法的系统的表述,见文献[13,14].

本文将对目前关注的 $^{178,179}\text{Hf}$ 的2准粒子、3准粒子和4准粒子高 $K$ 低激发带进行分析,主要是它们的运动学转动惯量 $J^{(1)}$ 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 $J^{(1)}$ .对于旋称分裂较明显的转动带,可按下式提取

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

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,需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)

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

2005-02-16 收稿

\*国家自然科学基金(10375001, 10435010)资助

1) E-mail: glx3097@sina.com.cn

与角动量  $I$  相应的转动角频率  $\omega(I)$  可用下式近似提取:

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

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  $(\varepsilon_2, \varepsilon_4)$ , 都采用 Lund 系统学<sup>[15, 16]</sup>, 不再自由变动. 对于  $^{178}_{72}\text{Hf}$  和  $^{179}_{72}\text{Hf}$ , 形变参数值如下<sup>[14]</sup>:

$$^{178}_{72}\text{Hf}: \quad \varepsilon_2 = 0.251, \quad \varepsilon_4 = 0.056;$$

$$^{179}_{72}\text{Hf}: \quad \varepsilon_2 = 0.246, \quad \varepsilon_4 = 0.059.$$

相应的 Fermi 面附近的推转 Nilsson 能级如图 1.

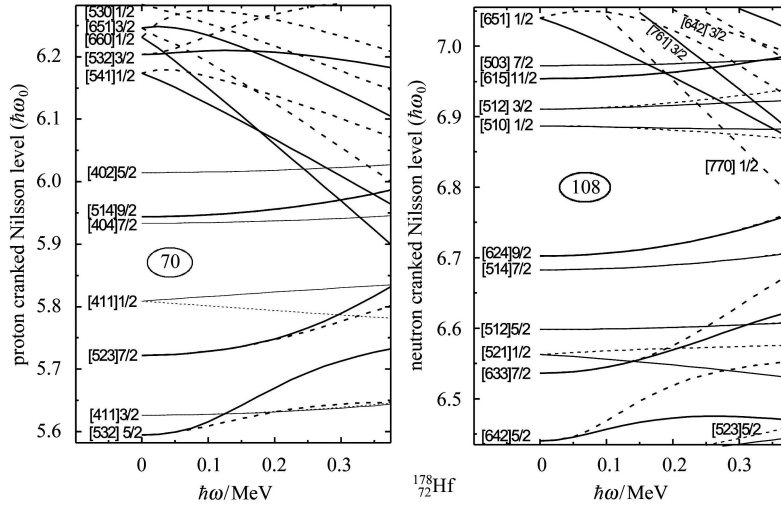


图 1 稀土变形核  $^{178}_{72}\text{Hf}$  的推转 Nilsson 能级

Nilsson 能级参数  $(\kappa, \mu)$  和形变参数  $(\varepsilon_3, \varepsilon_4)$  取自 Lund 系统学<sup>[15, 16]</sup>. 旋称  $\alpha = \pm \frac{1}{2}$  的能级分别用实线和虚线画出. 高  $N(j)$  闯入态用粗线标记.

按文献[17,18]的分析, 在正常变形稀土核中, 四极对力  $Y_{20}$  的影响是不可忽视的. 故与文献[13]相同, 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, 是根据原子核的结合能的奇偶差以及带首转动惯量的奇偶差的计算值与实验值的拟合来确定. 此外, 在 PNC 计算中无其他参数.

在计算中, 中子的推转多粒子组态(CMPC)的内截断能量取为  $E_{cn} \approx 0.62\hbar\omega_0$ , 外截断能量取为  $E_{cn} \approx 0.85\hbar\omega_0$ , 涉及到的中子 CMPC 空间的维数约为 900. 质子的 CMPC 内截断能量取为  $E_{cp} \approx 0.62\hbar\omega_0$ , 外截断能量取为  $E_{cp} \approx 0.85\hbar\omega_0$ , CMPC 空间维数约为 800. 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: MeV)分别为

$$G_{0p} = 0.315, \quad G_{2p} = 0.013, \quad G_{0n} = 0.210, \quad G_{2n} = 0.035.$$

$^{178}_{72}\text{Hf}$  的基态带和两条 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]. 可以看出计算值与观测值基本上相符.

文献[1,2]没有指定  $^{178}_{72}\text{Hf}$  的  $K^\pi = 6^+$  准粒子激发带和  $K^\pi = 8^-$  准粒子激发带的准粒子组态. 根据计算, 同时考虑 Fermi 面附近存在的高  $\Omega$  Nilsson 能级,  $K^\pi = 6^+$  准粒子激发带很可能是  $(\pi[404]7/2^+ \pi[402]5/2^+)$ , 与参考文献[19]相同. 文献[2]中有两条  $K^\pi = 8^-$  准粒子激发带也没有指定组态. 图 2(c) 给出的是  $^{178}_{72}\text{Hf}$  的  $K^\pi = 8^-$  ( $t_{1/2} = 4\text{s}$ ) 的 2 准粒子激发带.

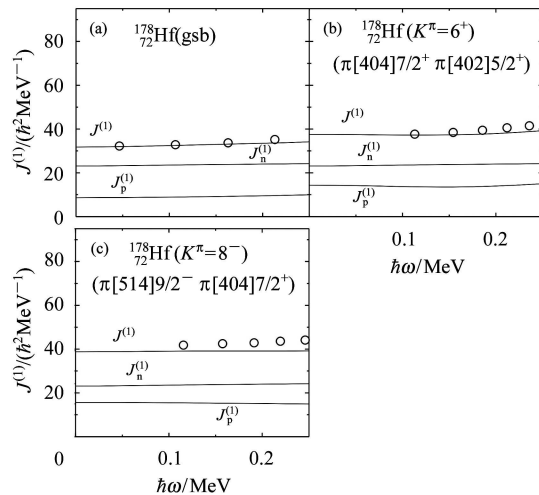


图 2 稀土核  $^{178}_{72}\text{Hf}$  基态带及  $K^\pi = 6^+, 8^-$  的 2 准粒子激发带

$J^{(1)}$  的实验值用  $\circ$  表示,  $J^{(1)}$  的计算值分别用实线画出.  $J_p^{(1)}$  和  $J_n^{(1)}$  分别表示质子和中子对  $J^{(1)}$  的贡献.

参考Fermi面附近存在的高 $\Omega$ Nilsson能级, 2准质子( $\pi[514] 9/2^- \pi[404] 7/2^+$ )和2准中子( $\nu[624] 9/2^+ \nu[514] 7/2^-$ )都可形成 $K^\pi = 8^-$ 准粒子激发带. 实验结果给出的 $J^{(1)}$ 随 $\omega$ 缓慢增加, 与我们计算( $\pi[514] 9/2^- \pi[404] 7/2^+$ )的结果较符合. 再参考文献[19], 我们认为: 指定这条 $K^\pi = 8^-$ 准粒子激发带为( $\pi[514] 9/2^- \pi[404] 7/2^+$ )较合理.

图3给出 $^{179}\text{Hf}$ 的4条单准粒子激发带的 $J^{(1)}$ 随 $\omega$ 的变化.  $E_\gamma$ 的实验数据取自文献[3],  $J^{(1)}$ 及相应角频率 $\omega$ 的实验值, 分别由(1)和(4)式提取.

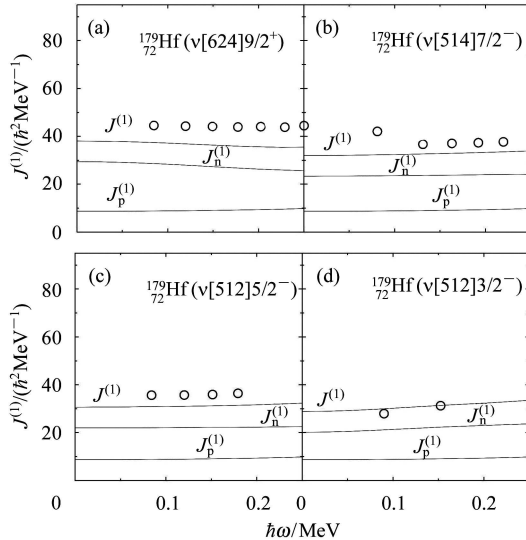


图3 稀土核 $^{179}\text{Hf}$ 的单准粒子激发带

$J^{(1)}$ 的实验值用 $\circ$ 表示,  $J^{(1)}$ 的计算值分别用实线画出.  $J_p^{(1)}$ 和 $J_n^{(1)}$ 分别表示质子和中子对 $J^{(1)}$ 的贡献.

图4给出 $^{178}\text{Hf}$ 的两条4准粒子激发带的 $J^{(1)}$ 随 $\omega$ 的变化.  $E_\gamma$ 的实验数据: 图(a)取自文献[2], 图(b)取自文献[19];  $J^{(1)}$ 及相应角频率 $\omega$ 的实验值, 分别由(1)和(4)式提取.  $^{178}\text{Hf}$ 的 $K^\pi = 16^+$ ( $t_{1/2} = 31y$ )和 $K^\pi = 14^-$ 同质异能带的准粒子组成, 可以参考文献[19].  $K^\pi = 16^+$ 激发带是如下的4准粒子带: ( $\nu[624] 9/2^+ \nu[514] 7/2^-$ )  $\otimes$  ( $\pi[514] 9/2^- \pi[404] 7/2^+$ ),  $K^\pi = 14^-$ 激发带是如下的4准粒子带: ( $\nu[624] 9/2^+ \nu[514] 7/2^-$ )  $\otimes$  ( $\pi[404] 7/2^+ \pi[402] 5/2^+$ ), 它们的内部态都是中子2准粒子态和质子2准粒子态的直积. 可以看出, 计算结果与实验基本符合. 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.

PNC方法将 $^{179}\text{Hf}$ 的3准粒子认为是 $^{179}\text{Hf}$ 的单准中子和 $^{179}\text{Hf}$ 的2准质子的直积而得. 图5按

( $\nu[^{179}\text{Hf}] \otimes \pi^2[^{179}\text{Hf}]$ )计算 $^{179}\text{Hf}$ 的各条3准粒子能带的组成.  $E_\gamma$ 的实验数据取自文献[3],  $J^{(1)}$ 及相应角频率 $\omega$ 的实验值, 分别由(1)和(4)式提取. 文献[3]认为 $K^\pi = 21/2^+$ 可能是两种准粒子能带组成, 即 $\nu[624]9/2^+ \otimes (\pi[404] 7/2^+ \pi[402]5/2^+)$ 和 $\nu[512]5/2^- \otimes (\pi[514]9/2^- \pi[404]7/2^+)$ . (c)图和(d)图是分别按这两种组态计算出的. 图5中已标明各条多准粒子能带的组态, 由文献[3]可知: (a)图的带首能级为1405keV, (b)图的带首能级为1106keV, (c)图的带首能级为1405keV, (d)图的带首能级为1827keV. 由于(d)图组态的实验数据无法提取 $J^{(1)}$ , 只保留理论计算结果.

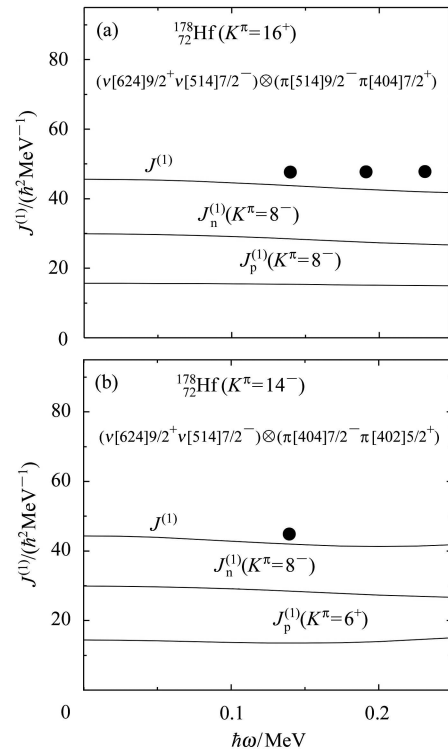


图4  $^{178}\text{Hf}$ 的两条4准粒子激发带

$J^{(1)}$ 的实验值用 $\bullet$ 表示,  $J^{(1)}$ 的计算值分别用实线画出.  $J_p^{(1)}$ 和 $J_n^{(1)}$ 分别表示质子和中子对 $J^{(1)}$ 的贡献.

采用PNC方法计算还可以给出各推转Nilsson能级上粒子的填充几率随 $\omega$ 的变化, 各高 $K$ 多准粒子激发带的顺排角动量 $i(\hbar)$ 随转动角频率 $\omega$ 的变化.

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 $^{178,179}\text{Hf}$ 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. 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.

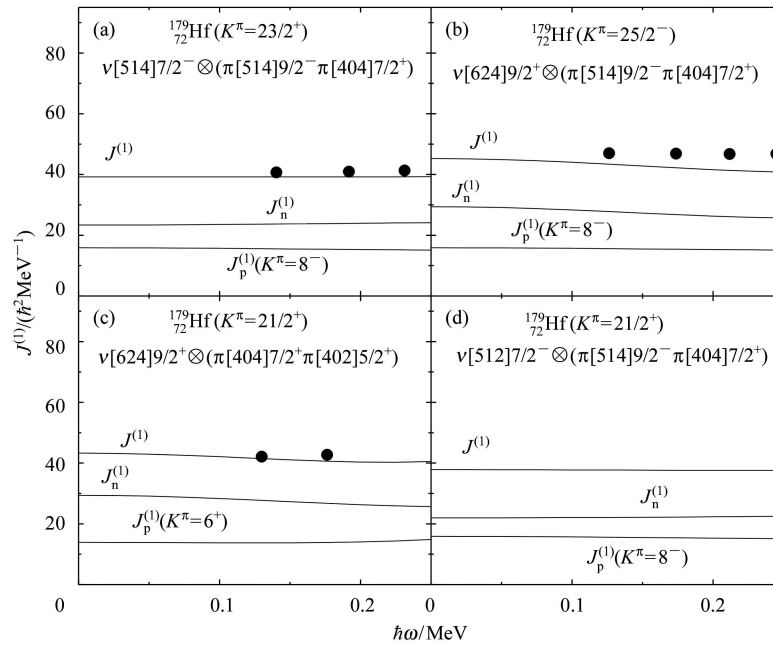


图 5  $^{178}_{72}\text{Hf}$  的 3 准粒子激发带(按  $(\nu[^{179}\text{Hf}] \otimes \pi^2[^{179}\text{Hf}])$  计算)

$J^{(1)}$  的实验值用  $\bullet$  表示,  $J^{(1)}$  的计算值分别用实线画出.  $J_p^{(1)}$  和  $J_n^{(1)}$  分别表示质子和中子对  $J^{(1)}$  的贡献.

作者与北京大学曾谨言教授做过有益的讨论, 在此深表感谢.

## 参考文献(References)

- Collins C B et al. Phys. Rev. Lett., 1999, **82**: 695
- Hayes A B et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **89**: 242501
- Mullins S M et al. Phys. Rev., 2000, **C61**: 044315
- Philip Walker et al. Nature, 1999, **399**: 35
- Amuto I. Science, 1999, **283**: 769
- Khoo T L et al. Phys. Rev. Lett., 1976, **37**: 823
- Walker P M et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **65**: 416
- Crowell B et al. Phys. Rev. Lett., 1994, **72**: 1164
- Cullen D M et al. Phys. Rev., 1995, **C52**: 2415
- GjØrup N L et al. Nucl. Phys., 1995, **A582**: 369
- Chowdhury R et al. Nucl. Phys., 1999, **A645**: 651c
- Rowe D J. Nuclear Collective Motion. London, 1970
- ZENG J Y et al. Phys. Rev., 2001, **C63**: 024305
- ZENG J Y, JIN T H, ZHAO Z J. Phys. Rev., 1994, **C50**: 1388
- Nilsson S G et al. Nucl. Phys., 1969, **A131**: 1
- Bengtsson R, Frauendorf S, May F R. At. Data and Nucl. Data Tables, 1986, **35**: 15
- Dibel M. Nucl. Phys., 1984, **A419**: 221
- Wakai M, Faessler A. Nucl. Phys., 1978, **A295**: 86
- Mullins S M et al. Phys. Lett., 1997, **B393**: 279

## Low-Lying Excited High- $K$ Multi-quasiparticle Bands in $^{178,179}\text{Hf}^*$

GONG Lun-Xun<sup>1)</sup> YU Lei

(School of Physics, Peking University, Beijing 100871)

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

**Abstract** Using the particle-number conserving (PNC) method for treating the cranked shell model, the microscopic mechanism of the variation with rotational frequency  $\omega$  of the kinematics moments of inertia for the rare-earth deformed nuclei  $^{178,179}\text{Hf}$  is investigated. The 2-qp and 4-qp bands in  $^{178}\text{Hf}$  and 3-qp bands in  $^{179}\text{Hf}$  are analyzed and calculated. The observed  $\omega$  variation of  $J^{(1)}$  is reproduced satisfactorily in PNC calculations. Our analysis shows that the difference between the  $\omega$  variations of  $J^{(1)}$  for the high  $K$  multi-quasiparticle bands and for the ground state band is mainly due to the Pauli blocking effects 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 16 February 2005

\*Supported by National Natural Science Foundation of China (10375001, 10435010)

1) E-mail: glx3097@sina.com.cn