

^{168}Hf 三轴超形变核态的研究*

安广朋^{1,2} 于少英^{2,4;1)} 沈彩万^{2,3} 陈永寿^{1,4}

1 (中国原子能科学研究院 北京 102413)

2 (湖州师范学院理学院 湖州 313000)

3 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

4 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 采用TRS方法研究了 ^{168}Hf 核的三轴超形变核态. 通过位能面计算给出了平衡形变参数, 证实了高自旋态下该核存在三轴不对称性. 通过分析各部分修正能量, 研究了其三轴超形变形成的机制: 主要原因是中子壳修正, 同时高 j 闯入轨道 $\pi i_{13/2}$ 的形变驱动效应和转动能也起到重要作用.

关键词 三轴超形变 TRS方法 总位能面 形成机制

1 引言

原子核中不同形状的共存是核结构研究的重要课题之一, $N \sim 94$, $Z \sim 72$ 附近的原子核是研究不同形状共存和形状极化的理想核区. 在其附近, 人们已经发现了大量的超形变核同时具有很大的三轴不对称性. 基于UC推转模型的总位能面(TES)计算预言, 在这些原子核中, 三轴超形变能量极小点存在于所有旋称(α)和宇称(π)的四种组合中^[1]. 通常将 $|\varepsilon_2| \geq 0.35$ 和 $|\gamma| \geq 15^\circ$ ^[2]的转动带定义为三轴超形变带. 迄今为止, 人们已经在 ^{163}Lu ^[3], $^{161,162}\text{Lu}$ ^[4], $^{164,165,167}\text{Lu}$ ^[5-7], ^{168}Lu ^[8], $^{168,170,174}\text{Hf}$ ^[9-11], ^{171}Ta ^[12], ^{163}Tm ^[13], ^{154}Er ^[14], ^{86}Zr ^[15]核中发现了三十多条三轴超形变带, 其中有些核的四极形变在实验上已经通过寿命测量得到证实, 在 ^{163}Lu ^[16] ^{165}Lu ^[6, 17] ^{167}Lu ^[18]核中, 发现了一种新的集体运动模式——Wobbling运动模式, 这可以作为三轴不对称性的实验证据. 在研究三轴超形变和Wobbling运动时, 三轴不对称度是一个很重要的量. 最近在美国的Argonne国家实验室发现了 ^{168}Hf 的三条三轴超形变转动带^[9]. 这里我们将采用TRS(转动坐标系内总位能面)方法研究 ^{168}Hf 的三轴超形变核态, 这种方法的优点之一是它能够给出影响总位能面的各部分修正能量, 并能清楚地显示其对三轴超形变的不同贡献.

2 TRS方法

当四极形变势场绕 x 轴以频率 ω 旋转时, 在其中运动的准粒子的哈密顿量为

$$H^\omega = H_{\text{s.p.}}(\varepsilon_2, \varepsilon_4, \gamma) - \lambda N + \Delta(P + p^+) - \omega j_x, \quad (1)$$

其中 $H_{\text{s.p.}}$ 是形变势场中单粒子的哈密顿量, λ 为化学势, 此项是由粒子数守恒条件而引入的, 第3项为对相互作用, 第4项是科里奥利力项. 这里我们采用计算转动坐标系中总位能面(TOTAL ROUTHIAN SURFACE)的方法, ROUTHIAN(即转动坐标系中的本征能量)通过计算宏观部分和微观壳效应对效应对其修正两者之和得出. 宏观液滴能的计算见文献^[19], 而壳修正的计算则采用Strutinsky方法^[20], 这样在转动坐标系中, 原子核对给定的组态cf的总能量为

$$E(\varepsilon_2, \gamma, \omega) = E_{\text{LD}}(\varepsilon_2, \gamma) + E_{\text{corr}}(\varepsilon_2, \gamma, \omega = 0) + E_{\text{rot}}(\varepsilon_2, \gamma, \omega) + \sum_{i \in \text{cf}} e_i^\omega(\varepsilon_2, \gamma), \quad (2)$$

其中第1项 E_{LD} 为液滴能, 第2项 E_{corr} 为壳效应对液滴模型的修正, 第3项 E_{rot} 为集体转动能, 可以通过用准粒子真空波函数来计算 H^ω 在有转动和无转动时的能量差来确定, 最后一项为属于cf组态的所有准粒子能量之和. 在上式中, 所有项均与质子数 Z 、

2005-10-18 收稿

*国家自然科学基金(10575036)和浙江省自然科学基金(Y604027)资助

1) E-mail: ysy@hutc.zj.cn

中子数 N 及 ε_4 有关, 这里未明确写出来.

在形变空间总的 ROUTHIAN 作为四极形变参数 ε_2 、十六极形变参数 ε_4 和三轴形变参数 γ 的函数, 我们可以通过取极小的方法得到稳定的形变参数. 在 $A \sim 160$ 核区, 改进的谐振子势 (Nilsson 势, H_{sp}) 参数 κ 和 μ 取自文献[21], 质子和中子的对能隙通过质子和中子的奇偶质量差来计算. 计算的公式如下:

$$\begin{aligned} \Delta_n &= \frac{(-1)^N}{4} [B(Z, N-2) - 3B(Z, N-1) + \\ &\quad 3B(Z, N) - B(Z, N+1)], \\ \Delta_p &= \frac{(-1)^Z}{4} [B(Z-2, N) - 3B(Z-1, N) + \\ &\quad 3B(Z, N) - B(Z+1, N)], \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $B(Z, N)$ 是质子数为 Z , 中子数为 N 的原子核的结合能. 考虑到对效应随 ω 的增加而减弱, 在实际计算中引入一个 0.8—0.9 的减弱因子.

人们采用 TRS 方法, 对 $A \sim 80$ 核区的偶偶核和 $A \sim 160$ 核区的奇质子核的 TSD 带做过系统的研究[22], 得到了一些满意的结果. 但是对于像 ^{168}Hf 这样的偶偶核, 则研究较少, 因为实验上不能指定这些 TSD 带的组态.

3 计算结果和讨论

这里采用 TRS 方法研究 ^{168}Hf 的形变. 在三轴超形变带的形成中, $\pi i_{13/2}$, $\pi h_{9/2}$ 和 $\nu i_{13/2}$ 等轨道的形变驱动效应都起到很重要的作用, 其中作为高 J 闯入轨道的 $\pi i_{13/2}$ 的两个准质子起的作用较大, 假设准粒子填充费米面附近不同的 Nilsson 轨道, 这里在 $(\pi[660]1/2, \alpha = 1/2) \otimes (\pi[651]3/2, \alpha = 1/2)$ 组态下计算 ^{168}Hf 的总位能面, 即在计算中仅考虑了靠近费米面附近的基于 $\pi i_{13/2}$ 轨道的两个准粒子 ($[660]1/2$ 和 $[651]3/2$) 部分的能量. 这里的计算实际上为二维的, 即固定 $\varepsilon_4 = 0.02$. 这是因为其十六极形变较小, 且对总的能量影响也很小. 图 1 就是经过 TRS 计算得到的总位能面图.

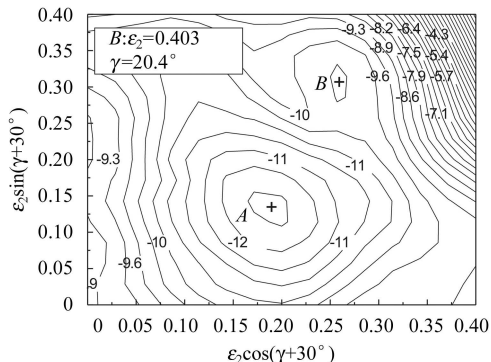


图 1 ^{168}Hf 的总位能面 (A 点为第一极小, B 点为第二极小.)

由图 1 可以看出, 该曲面存在两个极小点 A 和 B , 分别代表正常形变和三轴超形变. A 点为该曲面的最小值, 代表原子核稳定的正常形变, 而 B 点为第二极小, 是原子核可能存在的另一种形变. 通过图 1 确定出 B 点的形变值为 $(\varepsilon_2 = 0.403, \gamma = 20.4^\circ)$. 这样经过 TRS 计算得到 ^{168}Hf 的三轴超形变参数为 $\varepsilon_2 = 0.403, \gamma = 20.4^\circ$, 这里取 $\varepsilon_4 = 0.02$, 此结果与 TES 方法的计算结果[9] 也基本一致.

三轴形变的极小点存在于所有旋称 (α) 和宇称 (π) 的 4 种组合中, 这主要是由于在 $N = 94$ 处存在明显的能隙, 由图 2 ^{168}Hf 中子系统的单粒子能级图可以明显看出, 当 $\gamma = 20^\circ$ 时, 在 $\varepsilon_2 = 0.4$ 附近, 中子数为 94 时出现较明显的能隙, 而 ^{168}Hf 的最后一对对偶中子则刚好占据此能隙上面的轨道.

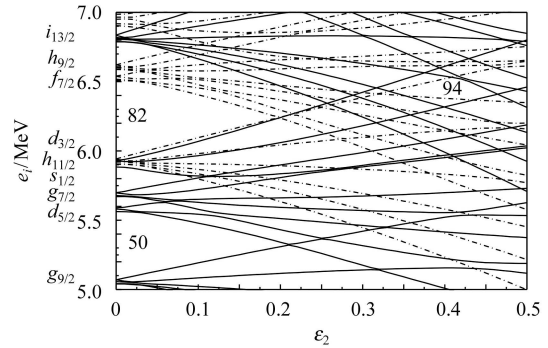


图 2 ^{168}Hf 中子系统的单粒子能级图 ($\varepsilon_4 = 0.02, \gamma = 20^\circ$)

为考查 ^{168}Hf 三轴超形变形成的原因, 图 3 分别给出了中子, 质子壳修正能量, 转动能量, 以及靠近费米面附近的 $\pi i_{13/2}$ 准粒子 ($[660]1/2$ 和 $[651]3/2$) 能量的能量等势图.

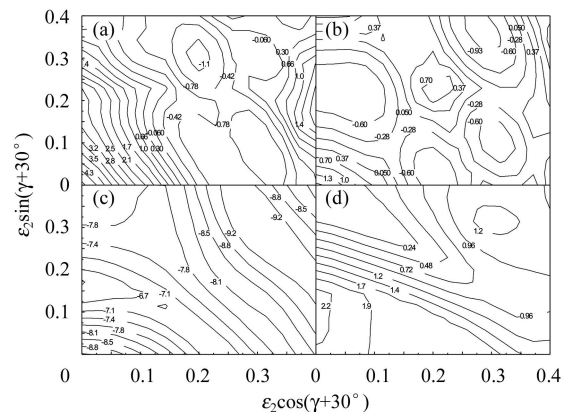


图 3 总位能面分解后各部分的能量等势面

(a) 中子壳修正能量; (b) 质子壳修正能量; (c) 转动能量; (d) 基于 $\pi i_{13/2}$ 轨道的两准粒子部分的能量.

从图 3 中可以看出, 在上面列出的影响 ^{168}Hf 形变的因素中, 中子壳修正和准粒子能量在三轴超形变形成机制中起着最重要的作用, 因为从中子壳修正能

量的等势图中较深的第二极小与图 1 中的第二极小位置接近. 这意味着壳修正能量, 特别是中子壳修正对三轴形变起主要作用. 另外由准粒子能量的等势图可以看出在 $\varepsilon_2 = 0.40$ 附近, 准粒子能量较低, 当固定 $\varepsilon_2 = 0.40$ 情况下, 随 γ 的增加准粒子能量逐渐减小, 在接近三轴形变点 (图 1, B) 处等位线变化较陡, 且在 $(\varepsilon_2 = 0.403, \gamma = 20.4^\circ)$ 附近处达到极小, 即准粒子轨道有较强的形变驱动效应, 使得原子核朝大形变及大 γ 方向变化. 另外在总位能面计算中若不加上海粒子能量项则不会出现该局部极小点, 即 $\pi i_{13/2}$ 轨道在三轴超形变的形成中也起到了重要作用, 这是因为 $\pi i_{13/2}$

中的高 j 闯入轨道与其邻近的轨道宇称相反, 在高自旋和大的形变下会靠近费米面.

4 结束语

采用 TRS 方法研究了偶偶核 ^{168}Hf 的形变, 得到的形变参数 $(\varepsilon_2 = 0.403, \gamma = 20.4^\circ)$ 与实验结果和 TES 方法得到的结果符合较好, 同时通过分析各部分能量, 得出 ^{168}Hf 三轴超形变形成的原因主要为中子的壳修正作用, 同时高 j 闯入轨道的形变驱动作用, 特别是 $\pi i_{13/2}$ 子壳的两个准质子也起到了较为重要的作用.

参考文献(References)

- 1 Schnack-Petersen H, Bengtsson R, Bark R A et al. Nucl. Phys., 1995, **A594**: 175
- 2 Bengtsson R. <http://www.matfys.1th.se/~ragnar/TSD>
- 3 Schmitz W, YANG C X, Hubel H et al. Nucl. Phys., 1992, **A539**: 112
- 4 Bringel P, Hübel H, Amro H et al. Eur. Phys. Jour., 2003, **A16**: 155—158
- 5 Törmänen S, Ødegård S W, Hagemann G B et al. Phys. Lett., 1999, **B454**(8): 14
- 6 Schönwaßer G, Hübel H, Hagemann G B et al. Phys. Lett., 2003, **B552**: 9—16
- 7 YANG C X, WU X G, ZHANG H et al. Eur. Phys. Jour., 1998, **A1**: 237—239
- 8 LI Y. The Paper of Master Degree, 2002, Mississippi State University USA
- 9 Amro H, Varmette P G, MA W C et al. Phys. Lett., 2001, **B506**: 39—44
- 10 Neuffer A, Bhattachary S, Hagemann G B et al. Eur. Phys. Jour., 2002, **A15**: 439—441
- 11 Djongolov M, Hartley D J, Riedinger L L et al. Phys. Lett., 2003, **B560**: 24—30
- 12 WU Xiao-Guang, YANG Chun-Xiang, ZHENG Hua et al. Chin. Phys. Lett., 1997, **14**: 17—19
- 13 Session HD-Mini-Symposium on New Results from Gammasphere. ORAL Session, 12 October, 2002
- 14 Lagergren K, Cederwall B, Back T et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**: 022502
- 15 YANG C X, WU X G, ZHENG H et al. Phys. J., 1998, **A1**, R1
- 16 Odegard S W, Hagemann G B, Jensen D R et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**: 5866
- 17 Schönwaßer G et al. Nucl. Phys., 2004, **A436**: 14
- 18 Amro H et al. 2002 Abstract to FNS2002 Berkeley July-August
- 19 Cohen S, Plasil F, Swiatecki W J. Ann. Phys.(N.Y), 1974, **82**: 557
- 20 Strutinsky V M. Nucl. Phys., 1967, **A95**: 420
- 21 Bengtsson T, Ragnarsson I. Nucl. Phys., 1985, **A463**: 14
- 22 SHEN Cai-Wan. Rapidly Rotating Superdeformed Nuclei and Pairing Field. The Paper of Doctor Degree. China Institute of Atomic Energy. 1998 (in Chinese) (沈彩万. 高速旋转超形变核及对力场. 博士学位论文. 中国原子能科学研究院. 1998)

Study of Triaxial Superdeformation in $^{168}\text{Hf}^*$

AN Guang-Peng^{1,2} YU Shao-Ying^{2,4,1)} SHEN Cai-Wan^{2,3} CHEN Yong-Shou^{1,4}

1 (China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

2 (School of Science, Huzhou Teachers College, Huzhou 313000, China)

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

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

Abstract A Total Routhian Surface(TRS) calculation are performed for studying triaxial superdeformation in the ^{168}Hf nuclei. The equilibrium deformation parameters are given. The shell and pairing correction energies are considered respectively, the formation mechanism of triaxial superdeformation is investigated. The large deformation is due to the neutron shell correction energy and high j intruder orbital $\pi i_{13/2}$.

Key words triaxial superdeformation, TRS method, routhian surface, formation mechanism

Received 18 October 2005

*Supported by National Natural Science Foundation of China (10575036) and Natural Science Foundation of Zhejiang Province of China (Y604027)

1) E-mail: ysy@hutc.zj.cn