

## 三轴超形变核态的研究\*

邢正<sup>1,2</sup> 王子兴<sup>2</sup> 陈星藻<sup>1,2</sup> 徐进章<sup>1)</sup>

1 (兰州大学现代物理系 兰州 730000)

2 (中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

**摘要** 首次利用粒子-转子模型描述了<sup>163</sup>Lu、<sup>165</sup>Lu和<sup>167</sup>Lu三轴超形变带。γ跃迁能量、运动学和动力学转动惯量以及<sup>163</sup>Lu的跃迁四极矩理论值和实验值较好地符合。

**关键词** 原子核结构 粒子-转子模型 超形变 三轴形变

### 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,在 $A = 80, 130, 150$ 和 $190$ 区已发现了大量的正常形变和长椭球超形变核态的共存,文献[1]预言,在 $Z \approx 70$ 和 $N \approx 90$ 区可能存在三轴超形变核态。文献[2—4]在<sup>163</sup>Lu、<sup>165</sup>Lu和<sup>167</sup>Lu观测到一条奇异的 $\pi[660\ 1/2]$ 带,由寿命测量,得到<sup>163</sup>Lu的 $\pi[660\ 1/2]$ 带的跃迁四极矩。其值大抵为yrast带的两倍<sup>[5]</sup>,这就意味着<sup>163</sup>Lu的 $\pi[660\ 1/2]$ 带有很大的四极形变。通过总位能面(TES)的计算,文献[3]把<sup>163</sup>Lu和<sup>165</sup>Lu的 $\pi[660\ 1/2]$ 带解释为三轴超形变带。由于中子系统的壳效应,对三轴超形变( $\epsilon_2 = 0.389, \gamma \approx 15^\circ$ )在 $N = 94$ 存在一个很大的能隙,这一能隙的存在使位能面上出现第二个极小,其深度与组态有关,因此三轴超形变的存在主要不是奇质子极化效应的结果,而是一个普遍现象。对于特定的中子,质子组合,如 $N \approx 90, Z \approx 70$ 可能存在一族三轴超形变带。

粒子-转子模型已广泛应用于描述超形变核态<sup>[6,7]</sup>,本文的主要目的是用粒子-转子模型描述三轴超形变核态,计算<sup>163</sup>Lu、<sup>165</sup>Lu和<sup>167</sup>Lu三轴超形变带的能谱,运动学和动力学转动惯量以及<sup>163</sup>Lu的跃迁四极矩并与实验值进行比较,确认奇 $A$  Lu核的 $\pi[660\ 1/2]$ 带是三轴超形变带。

1997-07-02收稿

\* 国家自然科学基金(19575025)和核工业科学基金(Y7197AY103)资助

1)通讯联系人

## 2 理论模型

由于  $^{163,165,167}\text{Lu } \pi[660 1/2]$  带奇质子填充  $i_{13/2}$  子壳, 它与相邻子壳具有不同宇称, 因此本文采用  $j = 13/2$  单  $j$  三轴粒子-转子模型. 假定三轴形变势场中运动的奇核子与一转动核心相耦合, 粒子-转子哈密顿量可表示为转动部分与内禀部分之和

$$H_{\text{PR}} = H_{\text{r}} + H_{\text{intr}}, \quad (1)$$

其中转动部分为:

$$H_{\text{rot}} = \sum_{k=1}^3 \frac{\hbar^2}{2J_k} (I_k - j_k)^2, \quad (2)$$

这里  $J_k$  是绕内禀第  $k$  轴的惯量矩. 在数值计算中采用流体力学惯量矩.

$$J_k = \frac{4}{3} J_0(I) \sin^2 \left( \gamma + \frac{2\pi}{3} k \right), \quad (3)$$

这里  $J_0(I)$  是超形变带总角动量  $I$  的光滑函数. 取为<sup>[6,7]</sup>

$$J_0(I) = J_{00} \frac{1 + \sqrt{1 + bI(I+1)}}{2}, \quad (4)$$

参数  $J_{00}$  和  $b$  可由超形变带的  $\gamma$  跃迁能量来估计, 内禀哈密顿量为

$$H_{\text{intr}} = \sum_{\nu} (\epsilon_{\nu} - \lambda) a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + \frac{\Delta}{2} \sum_{\mu\nu} \delta(\bar{\mu}, \nu) (a_{\mu}^{\dagger} a_{\nu}^{\dagger} + a_{\nu} a_{\mu}), \quad (5)$$

这里  $\lambda$  是费米能, 可由单粒子能级来估计,  $\Delta$  是能隙参数, 对超形变核其大小并不清楚, 但它远小于正常形变核态<sup>[6,7]</sup>. 单粒子能量  $\epsilon_{\nu}$  由三轴形变势  $V(\gamma)$  求出:

$$V(\gamma) = \frac{\kappa}{j(j+1)} \{ [3j_3^2 - j(j+1)] \cos \gamma + \sqrt{3} (j_2^2 - j_1^2) \sin \gamma \}, \quad (6)$$

这里  $\kappa$  是单  $j$  壳模型的能量单位, 与四极形变  $\epsilon_2$  成正比<sup>[8]</sup>,

$$\kappa \approx \frac{25}{3} \epsilon_2 \text{ MeV}. \quad (7)$$

对  $\epsilon_2 = 0.4-0.5$ ,  $\kappa \approx 3-4\text{MeV}$ , 只考虑单准粒子态, 对(1)式对角化可得能量本征值和总的波函数, 由  $\gamma$  跃迁能量可计算运动学和动力学转动惯量  $J^{(1)}$  和  $J^{(2)}$ , 利用波函数可直接计算约化跃迁几率

$$B(\text{O}\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f || \mu(\text{O}\lambda) || I_i \rangle|^2, \quad (8)$$

从而得到跃迁电四极矩<sup>[9]</sup>

$$Q_i^2 = \frac{16\pi}{5} \frac{B(E2; I_1 \rightarrow I_2)}{\langle I_1 0 2 0 | I_2 0 \rangle^2}. \quad (9)$$

为与实验数据进行比较, 计算的级联 $\gamma$ 跃迁能量  $E_\gamma$  规格化到某一能级 $\gamma$ 跃迁能量的实验值, 对 $^{163}\text{Lu}$ 、 $^{165}\text{Lu}$ 和 $^{167}\text{Lu}$ 三轴超形变带, 取  $E_\gamma(\text{cal.}, I = 41/2) = E_\gamma(\text{exp.}, I = 41/2)$ , 以决定能量单位 $\kappa$ . 由 $\kappa$ 值可估计四极形变的数值.

### 3 结果和讨论

图 1 给出了 $^{165}\text{Lu}$   $\pi$  [660 1/2] 带的 $\gamma$ 跃迁能量  $E_\gamma$ 、运动学和动力学转动惯量  $J^{(1)}$  和  $J^{(2)}$  理论值与实验值的比较. 使用参数为  $\gamma = 15^\circ$ ,  $\lambda = -0.79\kappa$ ,  $\Delta = 0.001\kappa$ ,  $J_{00} = 150/\kappa$ ,  $b = 2.5 \times 10^{-4}$ . 由规格化条件, 则  $\kappa = 3.567\text{MeV}$ , 大抵对应于  $\epsilon_2 = 0.42$ , 因此, 它有很大的四极形变. 费米面 $\lambda$ 的选取对应于质子填充 $\pi$ [660 1/2] Nilsson 轨道, 而  $\gamma = 15^\circ$  则表明这一核态具有较大的稳定的三轴形变. 值得注意的是, 这里能隙参数 $\Delta$ 远小于正常形变核态的数值, 与超形变核态的结果相一致.

图 2 给出了 $^{163,167}\text{Lu}$   $\pi$ [660 1/2] 带的运动学和动力学转动惯量  $J^{(1)}$  和  $J^{(2)}$  理论值和实

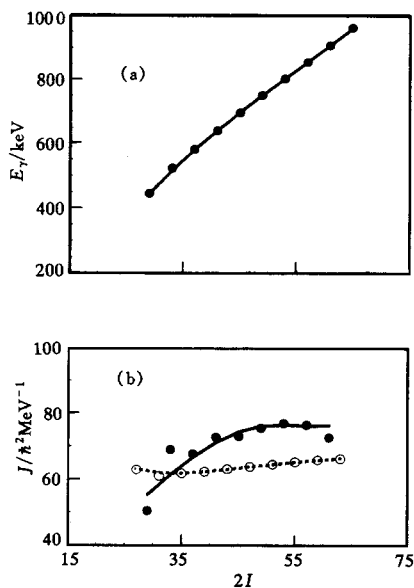


图 1  $^{165}\text{Lu}$   $\pi$  [660 1/2] 带 $\gamma$ 跃迁能量  $E_\gamma$ , 运动学和动力学转动惯量  $J^{(1)}$  和  $J^{(2)}$  理论值和实验值的比较

(a)  $\gamma$  跃迁能量随总角动量  $I$  的变化. 实线为理论值, 实心圆是实验值. (b) 两类转动惯量随  $I$  的变化, 实线和虚线分别表示  $J^{(2)}$  和  $J^{(1)}$  的理论值, 相应的实验值由实心圆和空心圆给出.

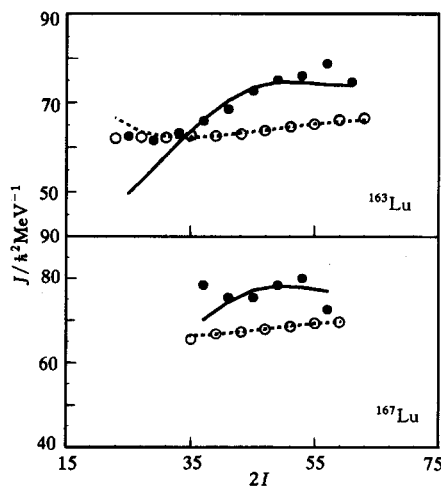


图 2  $^{163,167}\text{Lu}$  运动学和动力学转动惯量  $J^{(1)}$  和  $J^{(2)}$  理论值和实验值的比较  
符号同图 1 (b).

验值的比较. 使用参数  $\gamma$ 、 $\lambda$ 、 $\Delta$ 、 $J_{00}$  和  $^{165}\text{Lu}$  相同, 而参数  $b$  对  $^{163}\text{Lu}$  和  $^{167}\text{Lu}$  分别为  $2.1 \times 10^{-4}$  和  $1.8 \times 10^{-4}$ , 由规格化条件得到  $\kappa$  分别为 3.531 MeV 和 3.297 MeV. 可见对  $^{163}\text{Lu}$ 、 $^{165}\text{Lu}$  和  $^{167}\text{Lu}$   $\pi[660 1/2]$  带有稳定的三轴形变  $\gamma = 15^\circ$  和大的四极形变  $\varepsilon_2 \approx 0.4$ , 这与文献 [3] 总位能面的计算是一致的, 因此称  $\pi[660 1/2]$  带为三轴超形变带.

由图 1 和图 2 可见: (1) 粒子-转子模型可用于描述  $^{163}\text{Lu}$ 、 $^{165}\text{Lu}$  和  $^{167}\text{Lu}$   $\pi[660 1/2]$  带, 计算的  $\gamma$  跃迁能量  $E_\gamma$ 、运动学转动惯量  $J^{(1)}$  较好地符合实验数据, 而动力学转动惯量  $J^{(2)}$  也定性地与实验一致. 形变参数的理论值表明这些转动带是三轴超形变转动带, 因此粒子-转子模型可用于描述三轴超形变转动带. (2) 动力学转动惯量  $J^{(2)}$  涉及能量二级差分, 极其灵敏地依赖于计算的  $\gamma$  跃迁能量. 实验数据显示, 对  $^{163}\text{Lu}$  随总角动量  $I$  的增加  $J^{(2)}$  逐渐增加, 而  $^{165}\text{Lu}$  和  $^{167}\text{Lu}$  的  $J^{(2)}$  接近一常数值. 这些特征与  $A = 190$  区超形变带相一致, 这是由高  $j$  轨道的准粒子逐渐顺排引起的, 理论计算重现了这些特征. 应该指出的是, 低

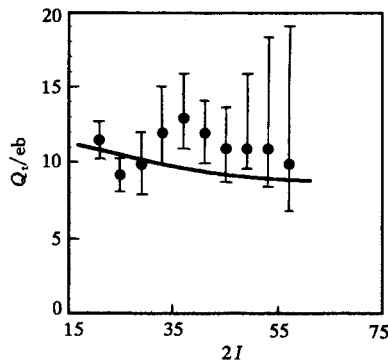


图 3  $^{163}\text{Lu}$  三轴超形变带的跃迁四极矩

实线为理论值, 圆点为实验值.

计算中, 内禀四极矩  $Q_0$  由下式计算<sup>[10]</sup>:

$$Q_0 = \frac{4}{5} Z R_0^2 \varepsilon_2 \cos \gamma, \quad (10)$$

其中  $R_0 = r_0 A^{1/3}$ ,  $\varepsilon_2 = 0.42$ ,  $\gamma = 15^\circ$ . 由图可见  $Q_t$  的理论值与实验平均值大抵相同, 理论值略小一些. 注意到  $Q_t$  正比于  $Q_0$ , 因此为了与实验值更好地符合, 适当加大四极形变或(和)减小三轴形变也许是必要的.

## 4 简短小结

粒子-转子模型已广泛应用于高自旋和超形变核态的研究. 本文第一次用粒子-转子模型研究了  $A = 190$  区超形变核态, 计算了 3 个奇  $A$  Lu 核的能谱和两类转动惯量及  $^{163}\text{Lu}$  的跃迁四极矩. 理论值与实验值较好的符合表明,  $^{163}\text{Lu}$ 、 $^{165}\text{Lu}$  和  $^{167}\text{Lu}$  的  $\pi[660 1/2]$  带有较大的四极形变 ( $\varepsilon_2 \approx 0.40$ ) 和三轴形变 ( $\gamma \approx 15^\circ$ ), 因此是三轴超形变带. 这些结果和总位能面

自旋端理论值小于实验值, 是由于不同带间的相互作用, 这一区域已不是纯的  $\pi[660 1/2]$  带(如一个可能的改进是考虑  $\pi[660 1/2]$  带与  $\pi[411 1/2]$ 、 $\pi[404 7/2]$  带的混合). (3) 对  $^{163, 165, 167}\text{Lu}$ ,  $\pi[660 1/2]$  带没有看到带交叉, 对  $^{163}\text{Lu}$ , 用包括对力的推转壳模型计算得到  $i_{13/2}$  中子在  $\hbar\omega = 0.35\text{MeV}$  发生带交叉<sup>[5]</sup>, 这一结果与实验值很不一致. 可能的解释是中子-质子之间的相互作用使带交叉频率加大, 另一个可能的原因是对关联的大大减小, 使带交叉频率加大, 基于这一认识, 计算中使用了很小的能隙参数, 这与  $A = 190$  区超形变带是一致的.

利用同样的参数, 图 3 给出了  $^{163}\text{Lu}$  三轴超形变带的跃迁四极矩  $Q_t$  理论值, 并与实验值进行了比较<sup>[9]</sup>.

的计算相一致. 然而这仅仅是理论结果, 为了肯定三轴形变需要更多的实验证据, 例如发现并测量 $\pi[660\ 1/2]$ 带的 Signature 伙伴带, 测量 $\Delta I = 1$  的电四极跃迁等.

### 参 考 文 献

- [1] Ragnarsson I. Phys. Rev. Lett., 1989, **62**(18):2084—2087
- [2] Schmitz W et al. Nucl. Phys., 1992, **A539**(1):112—136
- [3] Schnack-Petersen H et al. Nucl. Phys., 1995, **A594**(2):175—202
- [4] Wu Xiaoguan et al. Chin. Phys. Lett., 1977, **14**(1):17—19
- [5] Schmitz W et al. Phys. Lett., 1993, **B303**(3,4):230—235
- [6] Chen X Q, Xing Z. J. Phys., 1993, **G19**(11):1869—1877
- [7] Chen X Q, Xing Z. Science in China, 1997, **A40**(4):400—407
- [8] Hamamoto I. Nucl. Phys., 1976, **A271**(1):15—28
- [9] Wood J L et al. Phys. Rep., 1992, **215**(3,4):101—201
- [10] Hamamoto I, Xing Z. Phys. Scripta, 1986, **33**(3):210—215

## Theoretical Study of Superdeformed Triaxial Bands\*

Xing Zheng<sup>1,2</sup> Wang Zixing<sup>2</sup> Chen Xingqu<sup>1,2</sup> Xu Jinzhang<sup>1)</sup>

1 (Department of Modern Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000)

2 (Institute of Nuclear Research, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract** Using the particle-rotor model, a theoretical study of the superdeformed triaxial bands in  $^{163}\text{Lu}$ ,  $^{165}\text{Lu}$  and  $^{167}\text{Lu}$  is carried out. An overall and good agreement between the calculated and observed transition energies, kinematic and dynamic moments of inertia and transition quadrupole moments is obtained.

**Key words** nuclear structure, particle-rotor model, superdeformed band, triaxial deformation

---

Received 2 July 1997

\* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19575025) and the Science Foundation of Nuclear Industry of China (Y7197AY103)

1) To Whom the Correspondence Should be Addressed