

^{161}Lu 反常跃迁几率的研究*

吴兴举 陈星莱 邢 正

(兰州大学现代物理系, 730001)

摘 要

本文研究了 ^{161}Lu 电磁跃迁几率的反常现象, 指出 $B(M1)/B(E2)$ 带交叉以后区域的剧烈增加是 β 形变和 γ 形变共同变化的结果。

近年来对稀土区奇 Z 核的研究, 已经积累了越来越多的实验数据^[1-4], 这些数据包括能量的 signature 分离, $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ 和 $B(E2; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ 的比值。有的还进行了寿命的测量, 得到 $B(M1; I \rightarrow I-1)$, $B(E2; I \rightarrow I-1)$ 和 $B(E2; I \rightarrow I-2)$ 的绝对值。这些数据对研究原子核是否存在稳定的三轴形变特别重要。其中 $N=90$ 的同中子异荷素 (isotone) 由于靠近过渡区, 四极形变较小, 位能面上的极小值比较浅, 因此对应于这位能面上的一极小往往可以有多种不同的填充方式。另一方面带交叉以后, 由于一对 $\nu(i_{13/2})^2$ 准中子的激发往往对核的形状造成很大的影响。最近 C.H. Yu 等人^[5]对 ^{161}Lu 的电磁性质进行了研究, 指出其反常特征。我们注意到 ^{161}Lu 负宇称 Yrast 态的 $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ 比值在带交叉以后数值突然增加 5 倍, 观测量远大于推转模型的预言, 这样反常的增量只用 γ 形变的变化是难以解释的。

本文首先利用推转模型估计带交叉以后可能的形状变化, 再用推广的粒子-转子模型研究 ^{161}Lu 带交叉前后负宇称 Yrast 态的电磁跃迁性质, 并同实验进行了比较, 指出 $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ 带交叉以后区域的突然增加是 β 形变和 γ 形变共同变化的结果。

首先我们利用推转模型来估计带交叉以后可能的形状变化。为了简单起见, 我们采用单 i 模型, 推转模型的哈密顿量为:

$$H_{\text{CR}} = H_{\text{intr}} - \omega I_1, \quad (1)$$

这儿 ω 是转动频率, 而

$$I_1 = \sum_{\mu\nu} \langle \mu | j_1 | \nu \rangle a_{\mu}^{\dagger} a_{\nu}, \quad (2)$$

内禀哈密顿量

$$H_{\text{intr}} = \sum_{\nu} (\epsilon_{\nu} - \lambda) a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + \frac{\Delta}{2} \sum_{\mu\nu} \delta(\bar{\mu}, \nu) (a_{\mu}^{\dagger} a_{\nu}^{\dagger} + a_{\nu} a_{\mu}), \quad (3)$$

本文 1990 年 6 月 28 日收到。

* 国家自然科学基金资助项目。

ϵ_v 是在三轴形变势 $V(\gamma)$ 中运动的单粒子能量:

$$V(\gamma) = -\kappa \left[\cos \gamma Y_{20} - \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}} (Y_{22}(\theta, \varphi) + Y_{2-2}(\theta, \varphi)) \right]$$

κ 是能量单位。

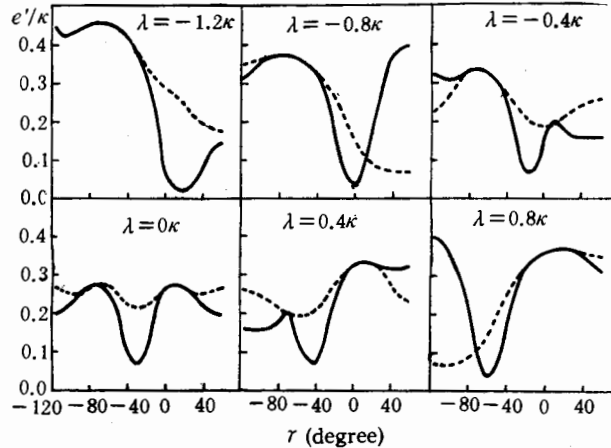


图1 $\lambda/\kappa = -1.2, -0.8, -0.4, 0, 0.4, 0.8$ 时,对 $i_{13/2}$ 子壳计算的 Yrast 准粒子能量同 γ 的关系. 使用参数 $\Delta/\kappa = 0.4, \omega/\kappa = 0.07$. 这儿实线 $\alpha = +1/2$, 虚线 $\alpha = -1/2$

图1给出了 $\lambda/\kappa = -1.2, -0.8, -0.4, 0, 0.4, 0.8$ 时计算的 $i_{13/2}$ 模型 Yrast 准粒子能量同三轴形变参数 γ 的关系. 使用参数为: $\Delta/\kappa = 0.45, \omega/\kappa = 0.07$. 由图我们可见:

(1) 对 favoured signature 轨道 (由于 $\alpha_j = \frac{1}{2} (-)^{j-\frac{1}{2}}$, 因此对 $j = i_{13/2}$ 轨道, $\alpha = \frac{1}{2}$ 是 favoured signature 轨道), 准粒子的能量在确定的 γ 处有一明显的极小值, 这个极小值决定了核的平衡形状. (2) 当费米能量 λ 的位置从壳层的顶部向底部移动时, 这个极小值的位置从负 γ 值向正 γ 值移动 (参看图 2), 费米能级的位置决定了平衡的三轴形变 γ 值. (3) unfavoured signature 轨道 (这儿 $\alpha = -1/2$) 准粒子能量同 λ 和 γ 的关系没有 favoured 轨道那么明显, 但我们清楚看到, 当费米能量 λ 在壳层的底部时, 总是趋向正 γ 形变. (4) 对 ^{161}Lu 核, $N = 90$, 中子费米能量位于壳层底部, 因此带交叉以后两个准中子的填充将驱使核具有正的 γ 形变. (5) 对 $j = h_{11/2}$ 子壳, 定性结论完全相同^[6], 对 ^{161}Lu , $Z = 71$, 质子费米能量位于 $h_{11/2}$ 壳层中部, 因此基带核的形状由准质子 favoured signature 轨道所决定具有负的 γ 形变.

为了清楚看出费米能级 λ 的位置同 γ 形变的关系, 图 2 我们给出了 $i_{13/2}$ 轨道 $\alpha = \pm \frac{1}{2}$ 时 Yrast 准粒子能量极小时的 γ 值同 λ 的关系, 使用参数同图 1. 我们清楚看到, 当费米能量 λ 从壳层底部向上部移动时, γ 形变由正值向负值转变.

其次我们用推广的粒子-转子模型^[7-9]计算带交叉前后电磁跃迁几率. 为避免三轴形变转子模型在处理三个准粒子态时出现的大量组态我们假定 s 态中子顺排角动量 \mathbf{j}_n (约

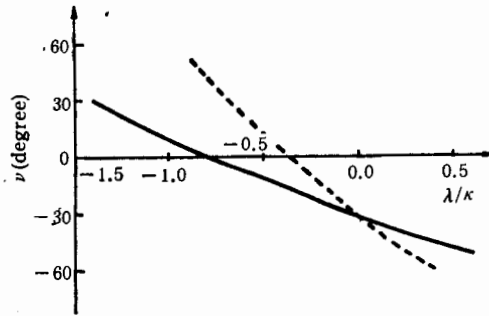


图 2 对 $i_{13/2}$ 子壳计算的 Yrast 准粒子能量的极小值同费米能 λ 的关系。使用参数同图 1

为 $10\hbar$) 平行于核心的集体角动量 R 。由于跃迁算符的单粒子特征, 准粒子数的变化不影响同 signature 有关的矩阵元^[10], 因此我们冻结顺排中子对的内禀自由度, 顺排中子对的内禀哈密顿量的贡献是一个常数, 计算中可以略去。于是推广的粒子-转子哈密顿量为:

$$H_{\text{EPR}} = \sum_{k=1}^3 \frac{1}{2J_k} (X - j_p)_k^2 + H_{\text{intr},p} + H'_C, \quad (4)$$

其中角动量

$$X = I - j_n, \quad (5)$$

$$I = R + j_p + j_n, \quad (6)$$

二级柯里奥利作用为

$$H'_C = B_0(X_+^2 + X_-^2)(j_+^2 + j_-^2), \quad (7)$$

J_k 采用不可压缩无旋流体模型的惯量矩, 详细的计算方法见文[9]。

图 3(a)、3(b) 分别给出了 ^{161}Lu 带交叉前负宇称 Yrast 态实验和计算的能量差 $\Delta E = E(I) - E(I-1)$, 比值 $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ 同总角动量 I 之间的关系。理论计算参数为: $\gamma = -5^\circ, \Delta = 0.55\kappa, \lambda = 0.40\kappa, J_0 = 45/\kappa, g_l = 1.0, g_s = 3.91, g_R = 0.43$, 等效电荷 $e_{\text{eff}}\langle r^2 \rangle / Q_0 = 0.28e, Q_0^2 = 28e^2b^2$, 其中实线 $B_0 = -3 \times 10^{-5}\kappa$, 虚线 $B_0 = 0$ 。圆点是实验值。

图 4(a)、4(b) 分别给出了 ^{161}Lu 带交叉后负宇称 Yrast 态实验和计算的能量差 $\Delta E = E(I) - E(I-1)$, 比值 $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ 同总角动量 I 之间的关系。计算使用参数为: $\gamma = 10^\circ, J_0 = 65/\kappa, g_R = 0.34, Q_0^2 = 21e^2b^2$, 实线 $B_0 = 2 \times 10^{-5}\kappa$, 虚线 $B_0 = 0$, 其它参数同图 3。

由图我们看到: (1)为了同时拟合带交叉前后的能谱和 $B(M1)/B(E2; \Delta I = 2)$ 的实验数据, 在带交叉前选择形变参数 $\beta = 0.22, \gamma = -5^\circ$ 。这儿 β 值的选取是同相邻偶核的实验数据^[11]以及系统学的估计^[12]是一致的, 同时参照文[13]的参数选取, 注意到文[13]理论的 $B(M1)/B(E2)$ 对 Signature 平均值偏小, 我们引入二级柯里奥利作用并选取 $\gamma = -5^\circ$, 使之更符合实验结果。带交叉后由于一对中子 $\nu(i_{13/2})^2$ 顺排, 形变参数变为 $\beta \approx 0.19, \gamma = 10^\circ$, 即 $B(M1)/B(E2; \Delta I = 2)$ 在带交叉以后的巨大增加, 一方面是由于 γ 形变由负值变为正值, 另一方面是由于四极形变减小使 $B(E2; \Delta I = 2)$ 减小所

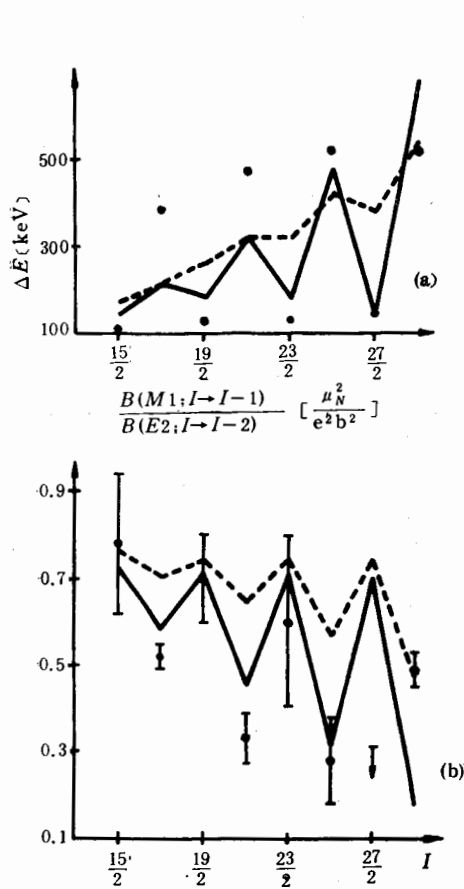


图3 ^{161}Lu 负宇称 Yrast 态带交叉前
(a) 能量差 $\Delta E = E(I) - E(I-1)$ 同角动量 I 的关系, (b) 比值 $B(M1; I \rightarrow I-1) / B(E2; I \rightarrow I-2)$ 同角动量 I 的关系。

使用参数: $\gamma = -5^\circ, \Delta = 0.55\kappa, \lambda = 0.4$
 $\kappa, J_0 = 45/\kappa, g_l = 1.0, g_r = 3.91, g_R = 0.43,$
 $Q_0^2 = 28e^2b^2, c_{\text{eff}}\langle r^2 \rangle / Q_0 = 0.28e,$
 $\kappa = 2 \times 10^3 \text{keV},$

实线 $B_0 = -3 \times 10^{-5}\kappa,$ 虚线 $B_0 = 0$
圆点为实验值,取自文献[5]

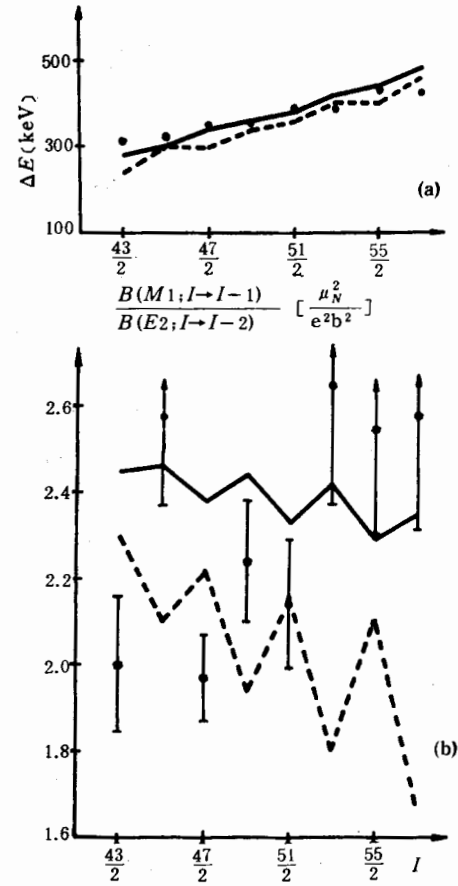


图4 ^{161}Lu 负宇称 Yrast 态带交叉以后区域的 (a) 能量差 $\Delta E = E(I) - E(I-1)$ (b) $B(M1; I \rightarrow I-1) / B(E2; I \rightarrow I-2)$ 同角动量 I 的关系。

使用参数: $\gamma = 10^\circ, J_0 = 65/\kappa, g_R = 0.34,$
 $Q_0^2 = 21e^2b^2,$
实线 $B_0 = 2 \times 10^{-5}\kappa,$
虚线 $B_0 = 0,$ 其它同图3

致。(2)这儿 β 值是由内禀四极矩 Q_0 来估计的,

$$Q_0 = \frac{4}{5} Z R_0^2 \beta \cos \gamma, \quad (8)$$

在我们研究的情况,当 $\gamma = -5^\circ$ (带交叉前)变到 $\gamma = 10^\circ$ (带交叉后),内禀四极矩 Q_0 只改变 1%,因此内禀四极矩 Q_0 的改变主要由 β 的改变所决定,我们用 Cranking 近似来估计它对 $B(E2; I \rightarrow I-2)$ 的影响。由于 $B(E2; I \rightarrow I-2) \propto \beta^2 \cos^2(\gamma + 30^\circ)$,则在我们选择的参数下 $B_s(E2; \Delta I = 2) / B_g(E2; \Delta I = 2) \approx 0.53$ (这儿 $B_g(E2; \Delta I = 2)$,

$B_0(E2; \Delta I = 2)$ 分别表示带交叉前后的 $B(E2; \Delta I = 2)$ 值)。正是由于带交叉以后 $B(E2; \Delta I = 2)$ 减小, 使 $B(M1)/B(E2)$ 比值在带交叉以后大大增大。当然 γ 的改变也将影响 $B(M1; I \rightarrow I - 1)$ 的 Signature 依赖性及平均值的大小, 按照我们的经验, 带交叉前后只是 γ 的变化难以使 $B(M1)/B(E2)$ 比值增加 5 倍。(3) 注意图 3、4, 带交叉前强度 $B_0 = -3 \times 10^{-5} \kappa$ 的二级柯里奥利作用使 $B(M1; I \rightarrow I - 1)/B(E2; I \rightarrow I - 2)$ 的平均值下降, 但 Signature 分离加大。而带交叉以后区域, 强度为 $B_0 = 2 \times 10^{-5} \kappa$ 的作用不仅使 $B(M1)/B(E2)$ 比值加大, 而且使位相同实验值一致, 因此为了拟合实验数据必须包括二级柯里奥利作用。(4) 同 ^{159}Tm 相比较, 我们的计算倾向于 ^{161}Lu 在带交叉以后, β 、 γ 同时发生了变化; 而 ^{159}Tm 只是 γ 发生明显变化, β 改变不大。这表明 ^{161}Lu 比 ^{159}Tm 更“软”, 一对 $\nu(i_{13/2})^2$ 顺排使形状发生剧烈变化。由于 ^{161}Lu 较“软”, 二级柯里奥利项对它影响更大。为了对 ^{161}Lu 的结构有更深入的了解, 迫切需要测量 $B(M1; I \rightarrow I - 1), B(E2; \Delta I = 1), B(E2; \Delta I = 2)$ 的绝对值。

我们使用的程序是在 I. Hamamoto 教授提供的三轴转子程序的基础上编制的。数值计算是在兰州大学计算中心 M-340S 机上完成的。作者对 Hamamoto 教授和兰州大学计算中心给予的帮助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] S. Jonsson et al., *Nucl. Phys.*, **A422**(1984), 397.
- [2] G. B. Hagemann et al., *Nucl. Phys.*, **A424**(1984), 365.
- [3] J. Gascon et al., *Nucl. Phys.*, **A467**(1987), 539.
- [4] P. Frandsen et al., *Nucl. Phys.*, **A489**(1988), 508.
- [5] C. H. Yu et al., *Nucl. Phys.*, **A489**(1988), 477.
- [6] G. A. Leander et al., *Procs. Conf. on High Angular Momentum Properties of Nuclei*, Oak Ridge, 1982, p. 282.
- [7] 邢正, 谢红星, *高能物理与核物理*, **13**(1989), 269.
- [8] 邢正, 陈星藻, *高能物理与核物理*, **13**(1989), 569.
- [9] 邢正, 吴兴举, *高能物理与核物理*, **14**(1990), 1138.
- [10] I. Hamamoto and B. Mottelson, *Phys. Lett.*, **167B**(1986), 370.
- [11] S. Raman et al., *Atomic Data and Nucl. Data Table*, **36**(1987), 1.
- [12] R. Bengtsson et al., *Phys. Scripta*, **29**(1984), 402.
- [13] I. Hamamoto and H. Sagawa, *Phys. Lett.*, **201B**(1988), 415.

The Study of the Anomalous Transition Rates of ^{161}Lu

WU XINGJU CHEN XINGQU XING ZHENG

(Department of Modern Physics, Lanzhou University, 730001)

ABSTRACT

Anomalous phenomena of the transition probabilities in ^{161}Lu are investigated. The observed drastic increase in the magnitude of the $B(M1)/B(E2)$ after band crossing is a result of nuclear shape change, both in the β deformation and in the γ deformation.