

奇奇核 ^{162}Lu 晕转带及四准粒子带的 能级结构*

马英君 赵广义 王 喆 郑 华 刘运祚

(吉林大学物理系 长春 130023)

周 善 贵

(北京大学技术物理系 北京 100871)

吴晓光 杨春祥

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1996-09-26 收稿

摘 要

通过在束谱学实验方法建立了 ^{162}Lu 的晕转带及四准粒子带的能级纲图. 依据推转壳模型指出, 正 γ 形变也会导致 $Z=71$ 奇奇核 ^{162}Lu 的晕转带发生低自旋 signature 反转.

关键词 能级纲图, signature 反转, 带交叉, 高自旋态.

1 引 言

稀土区奇奇核基于 $(i_{13/2})_n(h_{11/2})_p$ 组态转动带的 signature 反转是当前高自旋态领域的研究热点之一^[1-6]. 本文将进一步报道奇奇核 ^{162}Lu 的实验研究结果, 希望为有关的理论研究提供有价值的信息.

2 实验方法和结果

W. Schmitz 等人通过核反应 $^{139}\text{La}(^{28}\text{Si}, 4n)E=150\text{MeV}$ 对 ^{163}Lu 的高自旋态进行了研究^[7], 我们对这一实验所获得的矩阵(含两重符合事件约 28×10^6)做了进一步的分析, 并建立了反应中另一剩余核 ^{162}Lu 的晕转带能级纲图^[6]. 本文对原矩阵又进行了更为深入的

* 国家自然科学基金部分资助.

分析,对文献 [6] 的报道结果进行了补充和修正,并首次建立了一条全新的转动带-四准粒子带。

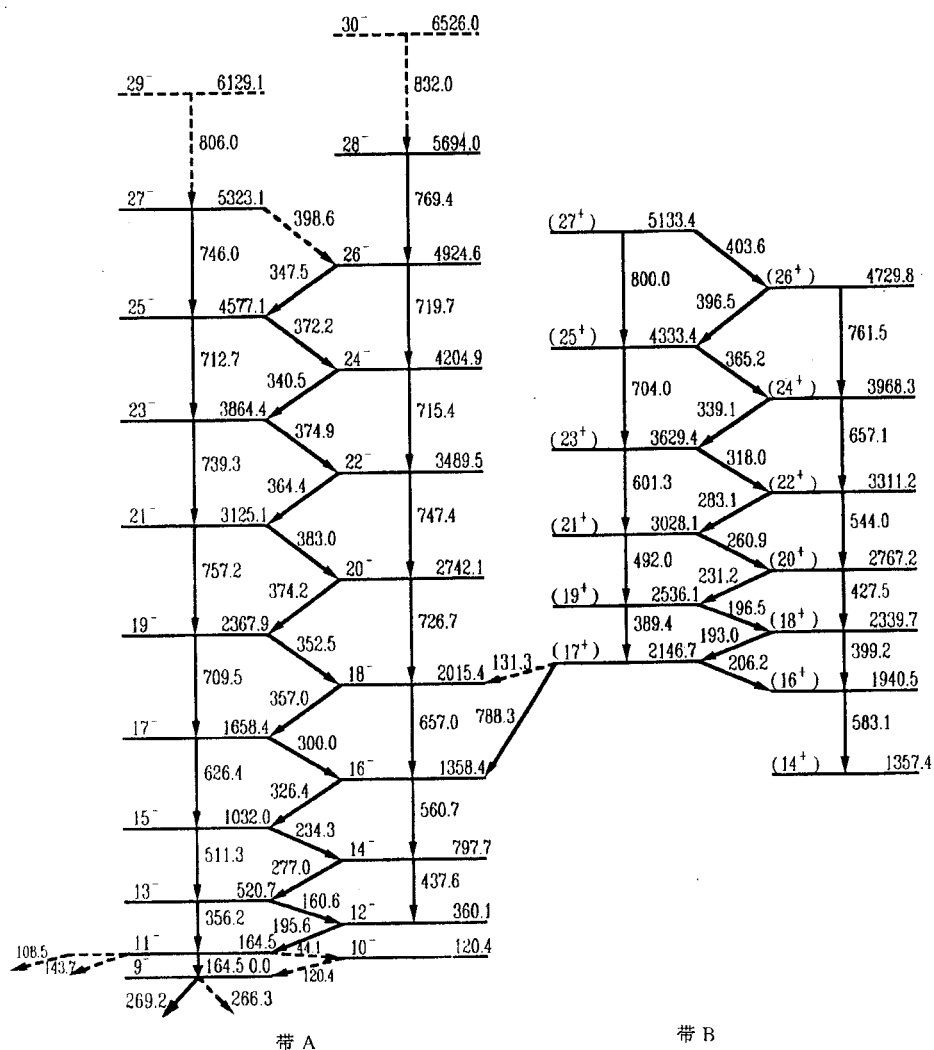


图1 ^{162}Lu 晕转带及四准粒子带的能级纲图

文献 [8] 通过 ^{162}Hf 的衰变、文献 [4—6] 用在束谱学方法对 ^{162}Lu 进行了研究. 本文新建立的能级纲图示于图 1, 相关的符合谱示于图 2. 对图 1 中 A 带 (即 yrast band) 自旋及宇称的确定方法见文献 [6], 并且其结果与文献 [4, 5] 取得共识. 对于 B 带我们认为, 该带在回弯以下 ($I < 16\hbar$) 是基于 $(i_{9/2})_n(h_{11/2})_p$ 组态上的, 而在 $I > 16\hbar$ 之上准粒子组成则为 $(i_{9/2})_n(h_{11/2})_p(i_{13/2})_n(i_{13/2})_n$, 即在 $I \approx 16\hbar$ 附近发生了二准粒子带 (E_{A_p}) 与四准粒子带 (E_{A_pAB}) 的交叉. 以上结论与相邻的奇奇核 ^{160}Tm [9] 的结论是一致的, 所不同的是 ^{162}Lu B 带在回弯以下的结构未被建立. 其原因可能是: 第一, 788.3keV 的跃迁在退激过程中起到了较强的分流作用; 第二, B 带回弯以下部分的能量 (Routhians) 更加远离了晕线. 实际上 B 带在

回弯以下也观测到了一些跃迁(如能量为 418、524、541keV 等的跃迁),但由于这些跃迁强度较弱,暂不能准确地建入纲图中. 如果这些跃迁能建入纲图中,显然可以得到 B 带的回弯频率大约为 0.2—0.25MeV,这一相对较低的带交叉频率同时也是 B 带中子组态正确性的一个证明.关于 B 带的自旋确定,是以 788.3keV 的跃迁为 E1 跃迁的假定为前提的,而对该跃迁多极性的判定则是以邻近核的系统学倾向为根据(在 ^{160}Tm 中也存在与此同一性质的跃迁).显然,对 B 带自旋的确定只是一种可能性的猜测. 实验中观测到 B 带中 283、318、339keV 等跃迁强于 A 带中相应位置的 383、341keV 等跃迁,即 B 带在 $I = 21\hbar$ 附近更靠近晕线,这一现象也说明了对 B 带自旋值的判定很可能是正确的.

另外我们还建立其它 3 条转动带,根据其能级结构判断这 3 条带可能属于 ^{162}Lu ,但由于缺乏有力的证据,本文不对这 3 条带进行报道. 但需指出,图 2(b)中 206、583、601keV 3 条跃迁过强的原因与这 3 条带有关.

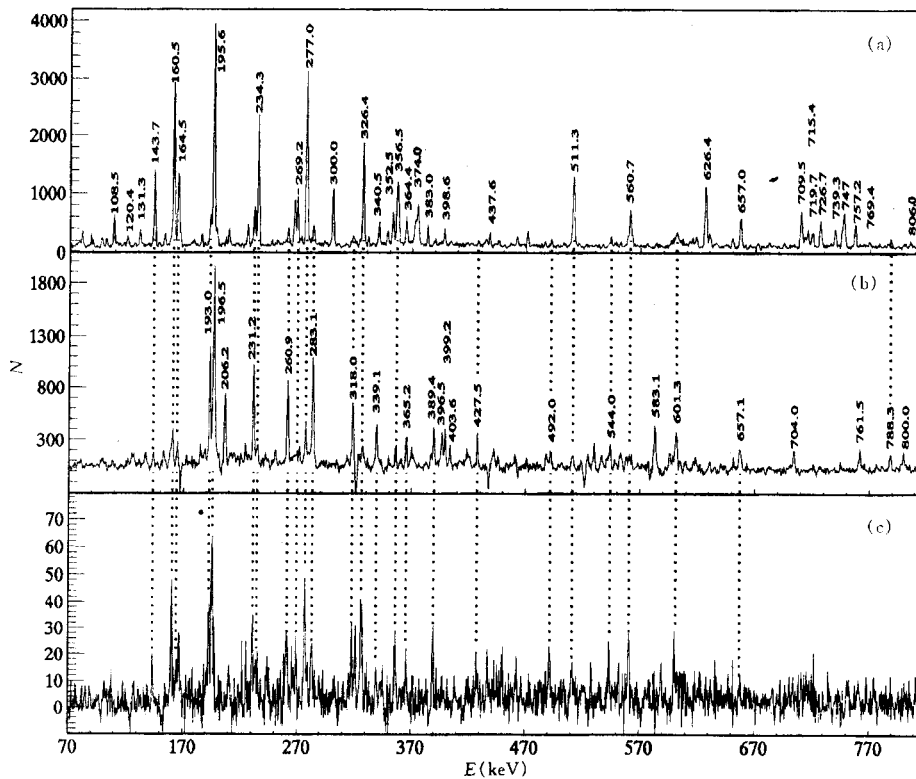


图2 ^{162}Lu 晕转带 (a)、四准粒子带 (b)的加和符合谱及788keV连接跃迁的开窗谱(c)

(a)、(b)谱均不包括196、657keV的开窗贡献; (c)谱的开窗范围为787.0—789.5keV,

其干扰主要来自 ^{162}Yb 789.9keV跃迁的感染.

3 计算与讨论

首先按常规把 A、B 两带的实验激发能及自旋变换到转动参照系中的 Routhian e' 及

Alignment i_x , 其结果示于图 3. Harris 参数 ($J_0 = 18, J_1 = 90$) 的选取可参见文献 [6]. 从图 3 得到: (1) A 带回弯频率 $\hbar\omega_c = 0.352\text{MeV}$, 顺排角动量增量 $\Delta i_x \approx 7.3\hbar$; (2) 在 $\hbar\omega \approx 0.35\text{MeV}$ 之前, A 带呈现能量的反常 signature 劈裂, 之后变为正常, 即在 $\hbar\omega = 0.35\text{MeV}$ (相当于 $I = 20.5\hbar$) 处 A 带发生了 signature 反转.

早在 1984 年 R. Bengtsson 等人依据推转壳模型的计算^[10]指出, $62 < Z < 70, N \approx 90$ 区奇奇核的 signature 反转机制在于具有高 j 低 Ω 的奇中子所引入的正 γ 形变, 并成功地预言了其它区域奇奇核甚至偶偶核 signature 反转的出现. 之后 Hamamoto 基于粒子-转子模型的计算^[11]指出不需引入 γ 形变即可再现¹⁵⁶Tb 的 signature 反转. 而在几年前 K. Hara 和 Y. Sun^[2]通过角动量投影法指出奇奇核 ($i_{13/2}$)_n ($h_{11/2}$)_p 带的反转机制在于自反转或带交叉. 以上是对 signature 反转机制最有影响的 3 种不同理论解释. 目前有一些证据表明^{160, 162, 164, 166}Lu 都存在 signature 反转现象^[1]. 为研究 $Z = 71$ 奇奇核的反转机制, 我们仍依据 R. Bengtsson 的推转壳模型^[10]对¹⁶²Lu 进行了计算. 这样的计算未曾见报道, 因此无论计算结果是否支持推转壳模型的观点^[10], 计算都是有意义的.

首先, 对 R. Bengtsson 等的计算结论^[10]作一简单回顾: (1) 正的 γ 形变是奇奇核出现低自旋反常 signature 劈裂的必要条件; (2) 当转动频率足够大时出现 signature 反转; (3) 反转点的转动频率分别随 ε_2 和 γ 的增大而显著增大; (4) 反转点频率随质子对能隙 Δ_p 的减小而增大; (5) 反转点频率对 ε_4 的变化不敏感 (经我们计算, 随 ε_4 增大而缓慢减小). 针对 R. Bengtsson 所涉及的奇奇核 ($62 < Z < 70$), 我们的计算结果与原计算结果^[10]完全吻合. 而对 $Z = 71$ 的¹⁶²Lu 进行计算时, 原有的一些结论却发生了微妙的变化. 计算结果表明: 当 $\gamma > 15^\circ$ 时, ¹⁶²Lu 即可出现低自旋的反常 signature 劈裂, 并当角频率足够大时出现 signature 反转; 反转点频率对 Δ_p 或 γ 的变化不敏感 (随 Δ_p 减小或 γ 增大而缓慢增大); 反转点频率对 ε_4 的变化敏感, 随 ε_4 增大而增大. 为清晰起见, 图 4(a) 给出了 $\gamma = 25^\circ$ 时的计算结果, 图中其它形变参数取自文献 [12], Δ_p 按奇偶质量差计算 (结合能取自文献 [13]), 并考虑到阻塞效应下调到原来的 80%. 从图 4(a) 可以看到, 在 $\hbar\omega$ 小于 0.2MeV 时, ¹⁶²Lu ($h_{11/2}$)_p 组态的两个 signature 呈现反常劈裂, $\hbar\omega$ 大于 0.2MeV 时变为正常. 这说明在推转壳模型框架下, 正 γ 形变也会导致 $Z = 71$ 的奇奇核出现 signature 反转. 然而, 与实验结果相比, 图 4(a) 得出的 signature 反转频率却偏小了约 0.15MeV . 图 4(b) 给出了只增大 ε_4 至 0.09 时的计算结果, 由图可见, 计算结果与实验结果符合程度得到改善 (若同时增大 ε_2 至 0.22 可再现实验值).

然而, 另一个问题很值得注意, 按照文献 [10] 图 9 所总结的规律, ¹⁶²Lu 的形变参数约为 $\varepsilon_2 = 0.12, \varepsilon_4 = 0, \gamma = 23^\circ$. 选用这组参数我们的计算结果表明, ¹⁶²Lu 出现清晰的低自旋反常 signature 劈裂, 但反转频率只有 0.08MeV ($I \approx 10\hbar$). 而在推转壳模型框架下, 为再现¹⁶²Lu 的 signature 反转, 却只能选取 $\varepsilon_2 \approx 0.22, \varepsilon_4 \approx 0.09$. 因此, 本文的计算面临 3 种选择: 第一, 推转壳模型对奇奇核 signature 反转的解释不成立; 第二, 推转壳模型的解释仍成立, 而¹⁶²Lu 与 $62 < Z < 70$ 的奇奇核相比, 核实对 ε_2 或 ε_4 形变的软硬程度不同; 第三, 文献 [1] 对 $Z = 71$ 的奇奇核的自旋确定不成立, 即在反转点以下呈现正常的 signature 劈裂, 而 $Z = 71$ 的奇奇核从正常到反常的 signature 反转的发生有待进一步的研究. 本文倾向于第三种选择, 主要理由如下: 第一, ¹⁶⁶Lu ($i_{13/2}$)_n ($h_{11/2}$)_p 带依据实验手段确定的自旋使该带

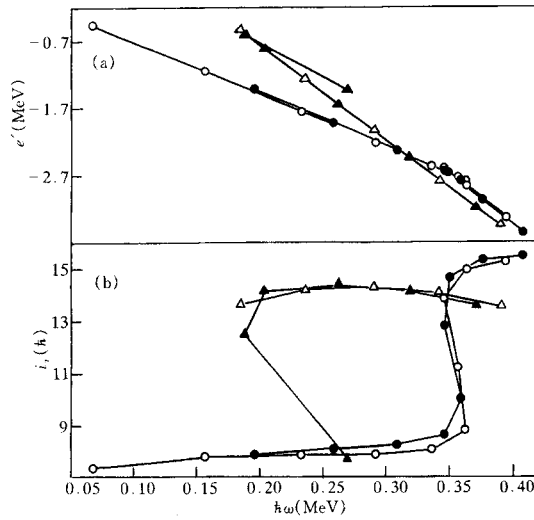


图 3 ^{162}Lu A、B 两带的 Routhians e' (a) 和 Alignment i_x (b)

实心和空心圆(三角)分别对应 A 带(B 带) $\alpha = 0$ 和 $\alpha = 1$. (b) $\epsilon_4 = 0.09$. 实、虚线分别对应 $\alpha = 1/2$ 和 $\alpha = -1/2$.

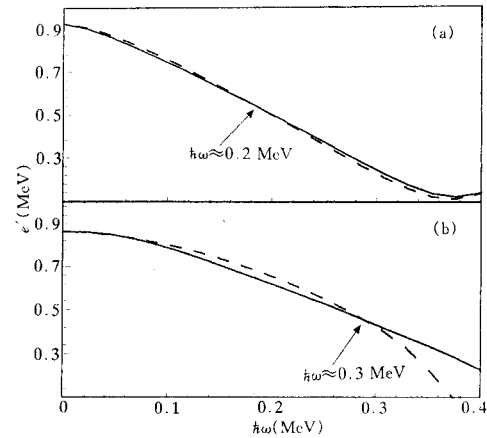


图 4 ^{162}Lu 晕带 $(h_{11/2})_p$ 组态分量 Routhians 的推转壳模型计算结果

$\epsilon_2 = 0.2$, $\gamma = 25^\circ$, $\Delta_p = 0.8\text{MeV}$. (a) $\epsilon_4 = 0$;

呈现低自旋的正常 signature 劈裂^[14], 并且这是到目前为止 $^{160,162,164,166}\text{Lu}$ 中唯一通过实验手段进行自旋确定的一个核. 第二, 文献 [1] 用以进行自旋确定的主要判据是能量系统学, 而能量系统学的内在原因和实质则是转动惯量系统学. 形变和对关联是决定原子核的转动惯量 (I/ω) 的主要因素, 其中形变在一个同中子数链中呈现光滑的变化趋势, 而对关联则不然. Nilsson 能级图上 $Z = 66$ 处大能隙的存在将会使 $Z = 71$ 的原子核与同中子数的 $62 < Z < 70$ 的原子核相比, 具有强的对关联 (同时具有小的四极形变) 并因此具有突变性减小的转动惯量 (从文献 [15] 的图 4 中不难发现奇 Z 核 $(h_{11/2})_p$ 带的规律的确实如此), 换句话说, 文献 [1] 对 $Z = 71$ 奇奇核的自旋确定均应减 1, 而这种建议又恰与 ^{166}Lu 的实验结果相符合. 第三, ^{162}Lu A 带在 $\hbar\omega \approx 0.08\text{MeV}$ 处的能级结构尚不能肯定, 例如把 A 带中 120、44keV 两跃迁的位置互换也满足所观测到的符合关系, 而这样的互换导致实验结果与 R. Bengtsson 的理论结果完全相符.

4 总结和推论

通过核反应 $^{139}\text{La}(^{28}\text{Si}, 4n)E=150\text{MeV}$ 对 ^{162}Lu 的高自旋态进行了研究, 建立了该核晕带及四准粒子带的能级纲图. 理论计算表明, 在推转壳模型框架下正 γ 形变也会导致 ^{162}Lu 的 signature 反转. 同时值得指出的是, 如果 $A \sim 160$ 的奇奇核的 $(i_{13/2})_n(h_{11/2})_p$ 转动带真的具有正 γ 形变, 依据推转壳模型的理论计算表明, 在奇奇核和奇质子核中单质子的顺排角动量贡献将会因 γ 形变的不同而显著不同, 因此这一区依据角动量相加性法则而确定的奇奇核 $(i_{13/2})_n(h_{11/2})_p$ 带的自旋有必要重新论证. 另外, 本文提醒人们对 $Z = 71$ 奇奇核的 signature 反转是从正常到反常劈裂还是从反常到正常劈裂的反转过程应给予注意.

对 W. Schmitz 等人把事件矩阵交给我们处理深表谢意.

参 考 文 献

- [1] Liu Yunzuo *et al.*, *Phys. Rev.*, **C52**(1995)2514.
- [2] K. Hara, Y. Sun, *Nucl. Phys.*, **A531**(1991)221.
- [3] 孙慧斌等, 高能物理与核物理, **19**(1995)929.
- [4] Zhang Yuhu *et al.*, *Chin. Phys. Lett.*, **13**(1996)257.
- [5] M. A. Cardona *et al.*, *Z. Phys.*, **A354**(1996)5.
- [6] S. - G. Zhou *et al.*, *J. Phys.*, **G22**(1996)415.
- [7] W. Schmitz *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A539**(1992)112.
- [8] T. Hild *et al.*, *Phys. Rev.*, **C52**(1995)2236.
- [9] S. Andre *et al.*, *Z. Phys.*, **A333**(1989)247.
- [10] R. Bengtsson *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A415**(1984)189.
- [11] I. Hamamoto, *Phys. Lett.*, **B235**(1990)221.
- [12] P. Moller *et al.*, *Atomic Data and Nuclear Data Table*, **59**(1995)185.
- [13] G. Audi, A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.*, **A565**(1993)1.
- [14] D. Hojman *et al.*, *Phys. Rev.*, **C45**(1992)90.
- [15] Ma Yingjun *et al.*, *J. Phys.*, **G21**(1995)937.

Yrast Band and Four-Quasiparticle Band in Odd-Odd ^{162}Lu Nucleus

Ma Yingjun Zhao Guangyi Wang Zhe Zheng Hua Liu Yunzuo

(Department of Physics, Jilin University, Changchun 130023)

Zhou Shangui

(Department of Technical Physics, Peking University, Beijing 100871)

Wu Xiaoguang Yang Chunxiang

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Received 26 September 1996

Abstract

Both yrast and 4-quasiparticle bands in ^{162}Lu are established by using in-beam spectroscopy. It is shown that, within the framework of cranking shell model, positive γ deformation can also lead to the low-spin signature inversion in the yrast band in $Z = 71$ odd-odd ^{162}Lu nucleus.

Key words level scheme, signature inversion, band-crossing, high-spin states.