

^{131}La 形状共存和带终止*

董保国 郭宏超 Ingemar Ragnarsson

(中国原子能科学研究院核物理所 北京 102413)

摘要 用组态相关推转 Nilsson-Strutinsky 模型研究了 ^{131}La 转动带结构性质. 对一些特殊组态带的形状共存和带终止做了较为详细的探讨, 并把理论计算结果与实验结果进行了比较. 理论计算结果表明, ^{131}La 是软 γ 形变核, 很多具有不同组态的转动带都有形状共存. 实验上测量的 ^{131}La 的字称和辛量子数为 $(\pi, \alpha) = (+, \pm 1/2)$ 的转动带的组态是 $[02, 8]$, 即组态 $\pi(h_{11/2})^2 \otimes \nu(h_{11/2})^8$, 其中负辛量子数带几乎达到该带的带终止理论预言值 $I = 41.5\hbar$, 但是该带对实验上测量带终止不利, 因为接近带终止态时能量增加太快.

关键词 形状共存 带终止 组态相关推转 Nilsson-Strutinsky 模型

1 引言

$A = 130$ 核区缺中子变形核的研究高自旋转动带结构特点及平滑带终止特性有着特别的意义. 因为该核区中核的共同特点是在以 ^{100}Sn 或 ^{114}Sn 为核实的闭壳外有刚好合适个数的(约 10—20 个)价核子或价空穴构成的, 因而有着非常丰富的转动带结构的核现象, 例如形状共存、带交叉等, 及合适的带终止自旋值, 即该带所能达到的最大自旋值. 如果价核子或空穴个数太少, 则带终止自旋值也太低, 这时对作用起很重要的作用, 不能忽略; 但是如果价核子或空穴数太多, 则转动带的最大自旋值也太高, 目前实验测量上用最好的 γ 探测器阵列尚无法达到. 平滑带终止是指在低自旋时三轴不对称核形变 $\gamma \approx 0^\circ$, 四极核形变 ϵ_2 处在正常形变区, 随着自旋的增加, γ 值逐渐增加直到 $\gamma = 60^\circ$ 时带终止, 即转动带在低自旋时很强的核子集体运动形式随着自旋的增加逐渐失去集体性而到 $\gamma = 60^\circ$ 带终止时变为完全的单粒子运动形式的过程. 形状共存是指对某一个确定的自旋, 核可以处在两个或多个对应不同核形状的态上. 这些态可以是基态或高自旋态, 也可以是集体态、非集体态或同时包括这两种态. 在组态相关推转 Nilsson-Strutinsky 模型中反映在位能面上有两个或多个对应不同形变的能量极小点, 这些极小点的能量可能非常接近或相差稍大, 在这些极小点能分别建立各自的转动带, 这些带在某个自旋值时可能会产生带

2001-03-27 收稿

* 中国原子能科学研究院核物理所理论专项基金资助

交叉. 不论这些带交叉与否, 实验上都可以单独测量到这种具有不同核形状的态或带. ¹³¹La 的高自旋态已经为实验研究过多次^[1,2], 最近的实验结果是 R. Wadsworth 小组用 EUROBALL IV 在束能量为 160MeV 时测量核反应 ¹⁰⁰Mo(³⁶S, p4n) 的退激 γ 谱^[3] 得到的, 其中正常形变宇称和辛量子数为 $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$ 的一条转动带的自旋达到 $75/2\hbar$, 与该核区中不久前实验上测量的另一个核 ¹²⁷La^[4,5] 不同的是 ¹³¹La 的这条转动带在 $I = 20\hbar$ 处没有测量到带交叉.

本文用无对作用的组态相关推转 Nilsson-Strutinsky 模型研究 ¹³¹La 转动带结构性质及实验上测量的 ¹³¹La 的高自旋转动带性质, 理论模型及有关的参数见文献[6]. 文中所用的组态标记是 $[p_1 p_2, n_1 (n_2 n_3)] \equiv \pi (g_{9/2})^{-p_1} (h_{11/2})^{p_2} \otimes \nu (h_{11/2})^{n_1} (h_{9/2} f_{7/2})^{n_2} (i_{13/2})^{n_3}$. 如果没有中子在 $(h_{9/2} f_{7/2})(i_{13/2})$ 轨道上, 组态标记中的 $n_2 n_3$ 将被省略. 负号表示空穴.

2 理论计算结果

理论计算的 ¹³¹La 正宇称组态带 [02, 8] 见图 1(a, b). 图中能量是相对于刚性转子能量 $\hbar^2 I(I+1)/2J_{\text{rig}}$ 给出的. 常数 0.009566 是惯性参数 $\hbar^2/2J_{\text{rig}}$ 的值, 并由经验式 $0.007 (158/A)^{5/3}$ MeV 给出, 其中 A 是核子数. 图中较大的圆圈表示该点是转动带终止态. 理论计算的转晕带用点线表示. 空心符号表示理论计算值, 实心符号表示实验数据. 理论带同一组态的两条曲线分别对应于位能面上 $\gamma \approx \pm 30^\circ$ 附近存在的局部能量极小点. 平滑的一条对应于负 γ 极小点, 有较强的集体性; 而不规则性大的一条对应于正 γ , 有较强的单粒子性. 相应于辛量子数 $+1/2$ 的位能面计算结果见图 2. 图中正负 γ 形状跳变发生在 $I = 26.5$ 和 $28.5\hbar$ 之间. 等位线间隔 0.5MeV, 等位线中心的数字是最低一条等位线的能量. 从低自旋直到 $I \approx 30\hbar$, 其位能面上有一个四极形变 $\epsilon_2 = 0.20-0.25$, 三轴不对称形变 γ 范围从 -40° 到 $+40^\circ$ 的低能量谷. 最低能量一般处在 $\gamma = 20^\circ-30^\circ$ 或 $\gamma = -30^\circ-20^\circ$, 但是在正负 γ 极小点之间没有实际意义上的位垒, 对许多自旋值, 确定任何一个第二能量极小点是困难的.

在计算的 ¹³¹La 宇称和辛量子数是 $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$ 组态为 [02, 8] 的带的位能面上, 自旋直到 $I = 26.5\hbar$ 正 γ 形变 ($\gamma \approx 25^\circ$) 极小点是最低的, 在 $I = 14.5-22.5\hbar$ 内, 它大约比 $\gamma \approx -25^\circ$ 处的极小点低 0.5MeV. 当自旋 $I \geq 28.5\hbar$ 时, 负 γ 形变极小点成为最低点. 自旋在 $I = 28.5-34.5\hbar$ 之间能量极小点处在 $\gamma \approx -25^\circ$, 当 ϵ_2 从 0.18 减小到 0.15 时, 自旋超过 $30.5\hbar$ 后位能面上具有两个极小点的趋势渐渐消失, 见图 2(b). 但是在 $I = 38.5\hbar$ 时其位能面上的两个极小点之间的能量差变大 (约 0.6MeV), 对应正 γ 形变能量较高的一个在 $I = 40.5\hbar$ 时达到带终止态; 另一个极小点对应的组态的价核子也都已经接近顺排, 核形状也接近球形, 但是没有真正的带终止出现. 在自旋 $I = 28.5\hbar$ 时能量对自旋曲线的不规则性, 见图 1(a), 清楚地表明是由核形状从正 γ 到负 γ 的跳变引起的 (见图 2). 实际上, 这些形状共存能量极小点对应的态可能会很强烈地混合在一起, 从而使得能量不连续性很少有机会给出. 究竟哪一个能量极小点是最低的也可能会很强烈地依赖模型参数, 但是 γ 形变随自旋增加而变化的总趋势应该会更加地独立于模型参数.

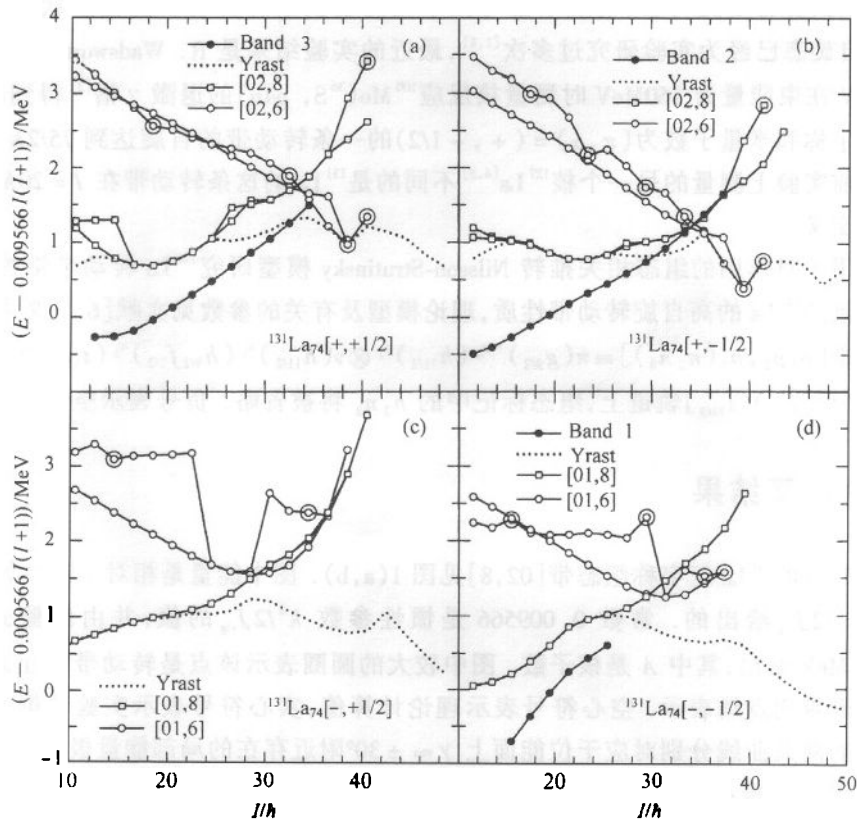


图 1 ^{131}La 在转晕带附近对 4 种宇称和辛量子数的可能组合选取的理论计算组态带及与实验结果的比较

对宇称和辛量子数是 $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$ 组态为 [02,8] 的带, 其位能面上基本上只有一个很宽的能量极小区, 在自旋直到 $I = 31.5\hbar$ 范围内其宽度为 $\gamma = -40^\circ$ 到 $+40^\circ$, 而且对正负 γ 形变有几乎相同的能量值. 对更高自旋其发展趋势和 $(+, +1/2)$ 一样, 即负 γ 极小点的 ϵ_2 值随自旋增加而减小, 在 $I = 37.5\hbar$ 时其位能面上的两个极小点之间的能量差变大 (约 0.6MeV), 而其中能量较高的一个在 $I = 41.5\hbar$ 时达到带终止态, 另一个有在更高自旋时在球形处趋向于带终止的发展趋势, 但是没有真正的带终止出现. 在自旋 $I = 19.5 - 27.5\hbar$ 之间能量极小值最低而成为转晕态, 但计算结果仍是如前所述: 当定出正 γ 能量极小值 ($\epsilon_2 \approx 0.19, \gamma \approx 20^\circ$) 时, 正负 γ 能量极小值间的差别相当小.

考虑最高自旋和带终止时应该把质子组态 $\pi[(h_{11/2})^2_{10}(g_{7/2}d_{5/2})^5_{10.5.11.5}]_{20.5.21.5}$, $I_{\max} = 20.5, 21.5\hbar$ 和可能的中子组态 (相对于 $N = 64$ 核实) $\nu[(h_{11/2})^8_{16}(g_{7/2}d_{5/2})^{-1}_{3.5}(d_{3/2})^3_{0.5}]_{20}$, $I_{\max} = 20\hbar$ 组合在一起. 在带终止态获得该带的最大自旋值 $40.5, 41.5\hbar$, 其中单粒子轨道标记的右上角为粒子 (或空穴, 用负号表示) 数, 右下角为在该单粒子轨道中相应粒子数下对总自旋可能贡献的最大自旋值. 明确区分出 $d_{3/2}$ 和 $s_{1/2}$ 只是为了表明最大自旋值, 而实际上这些子壳是很强地混合在一起的. 另一方面由于这些带终止态在转晕线以上较高能

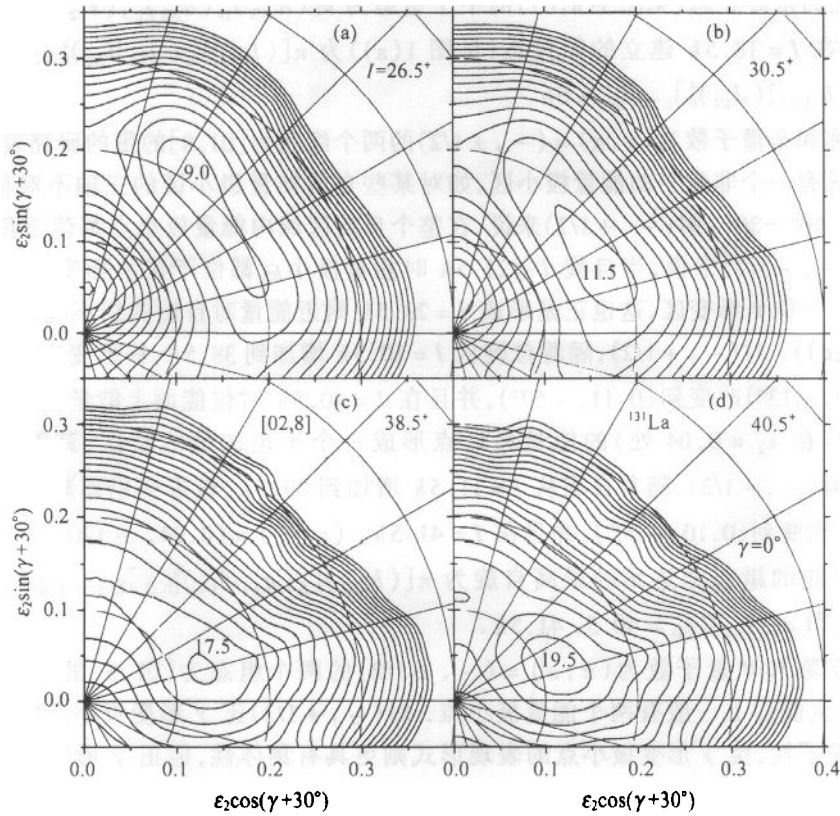


图 2 宇称和辛量子数 $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$ 组态 [02,8] 正负 γ 形状跳变及带终止态的位能面

量处,目前的实验条件还测量不到它们,因此对实验上测量带终止的意义和兴趣不大.

组态 [02,6] 显示出较清楚的形状共存性质,即不同的能量极小点一般较清楚地相互分离. 在直到 $I = 32\hbar$ 大的自旋范围内,位于 $\epsilon_2 \approx 0.16, \gamma \approx -30^\circ$ 和 $\epsilon_2 \approx 0.17, \gamma \approx 25^\circ$ 的能量极小点具有大约相当的深度,但负 γ 能量极小点在多数自旋值下是最低的. 对某些自旋值,在 $\gamma = 60^\circ$ 线上,即带终止态,计算结果给出相当深度的第三极小点. 在 $I = 35\hbar$ 处发生的能量对自旋曲线的不光滑(见图 1(a,b))是由于当负 γ 能量极小区消失时的形状改变引起的. 这以后向带终止方向发展的趋势变得更清楚. $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$ 组态 [02,6] 对应正 γ 形变能量较高的带上出现多次带终止态(见图 1(b)),这是因为理论模型中组态的划分是每个主壳层为两个子壳层,在同一个子壳层中的核子占据不同轨道时不加区别的认为是同一个组态,而占据子壳层中不同轨道到达带终止态时的自旋值一般也不同. 如对 $N = 4$ 主壳层, $(g_{7/2})$ 轨道组成高 j 子壳层而 $(g_{7/2} d_{5/2} d_{3/2} s_{1/2})$ 轨道组成低 j 子壳层. 另一方面这条带的单粒子性很强,其 $I \geq 15.5\hbar$ 的多数态的形变 $\gamma \geq 40^\circ$,也是一个重要原因. 在 $I = 38.5\hbar$ 和 $39.5\hbar$ 建立的带终止态(见图 1(a,b))为 $\pi[(h_{11/2})_{10}^2 (g_{7/2} d_{5/2})_{10.5.11.5}^5]_{20.5.21.5}, I_{\max} = 20.5, 21.5\hbar, \nu[(h_{11/2})_{18}^6 (d_{3/2})_0^4]_{18}, I_{\max} = 18\hbar$. 在 $I = 40.5\hbar$ 和

41.5 \hbar 建立的带终止态(见图 1(a,b))的中子组态为 $\nu[(h_{11/2})_{18}^6(d_{3/2})_{1.5}^3(s_{1/2})_{0.5}^1]_{20}$, $I_{\max} = 20\hbar$. 最后在 $I = 18.5\hbar$ 建立的顺排态(见图 1(a))为 $\pi[(h_{11/2})_{10}^2(g_{7/2}d_{5/2})_{2.5}^5]_{12.5}$, $I_{\max} = 12.5\hbar$, $\nu[(h_{11/2})_6^6(d_{3/2})_0^4]_6$, $I_{\max} = 6\hbar$.

对宇称和辛量子数为 $(\pi, \alpha) = (-, \pm 1/2)$ 的两个组态为 [01, 8] 的带的研究表明, 在其位能面上只有一个非常平的能量极小区, 如对某些自旋能量极小区的三轴不对称形变范围为 $\gamma = -40^\circ - 30^\circ$. 对 $(-, +1/2)$ 来说, 在整个自旋区域内能量极小点都位于负 γ 形变区. 但对 $(-, -1/2)$ 来说, 当自旋 $I \leq 21.5\hbar$ 时能量极小点都位于正 γ 形变区, 而当 $I \geq 23.5\hbar$ 时位于负 γ 形变区, 这也正是形成 $I = 23.5\hbar$ 附近能量对自旋曲线不规则性的原因(见图 1(c,d)). 对 $(-, +1/2)$, 随着自旋从 $I = 10.5\hbar$ 增加到 $38.5\hbar$, 核形变也逐渐从 $(\epsilon_2, \gamma) = (0.20, -13^\circ)$ 改变到 $(0.11, -57^\circ)$, 并且在 $I = 40.5\hbar$ 时位能面上能量极小点和 $\gamma = -120^\circ$ 线上(在 $\epsilon_2 = 0.04$ 处)的能量最低点形成一个平坦的低能量区, 其能量差约为 0.17MeV . 对 $(-, -1/2)$, 随着自旋从 $I = 11.5\hbar$ 增加到 $39.5\hbar$, 核形变也逐渐从 $(\epsilon_2, \gamma) = (0.20, 16^\circ)$ 改变到 $(0.10, -50^\circ)$, 并且在 $I = 41.5\hbar$, $(\epsilon_2, \gamma) = (0.04, -120^\circ)$ 处达到带终止态. 其可能的组态和达到的最高自旋为 $\pi[(h_{11/2})_{5.5}^1(g_{7/2}d_{5/2})_{11.12}^6]_{16.5, 17.5} \otimes \nu[(h_{11/2})_{16}^8 \cdot (g_{7/2}d_{5/2})_6^{-2}(d_{3/2}s_{1/2})_2^4]_{24} = 40.5, 41.5\hbar$.

对于宇称和辛量子数为 $(\pi, \alpha) = (-, \pm 1/2)$ 的两个组态为 [01, 6] 的带, 自旋 $I \leq 41.5\hbar$ 时在位能面上一般有两个能量极小点. 对 $(-, +1/2)$ 正 γ 形变极小点的表现形式更具有单粒子性, 负 γ 形变极小点的表现形式则更具有集体性, 但正 γ 形变极小的能量要比负 γ 极小的高得多, [01, 6] 组态不论在低自旋或高自旋时其能量都比转晕线高得多, 只是在 $I = 30\hbar$ 附近, 能量才稍微降低一点. 对 $(-, -1/2)$ [01, 6] 在 $I = 37.5\hbar$ 达到带终止态, 其组态为 $\pi[(h_{11/2})_{5.5}^1(g_{7/2}d_{5/2})_{12}^6]_{17.5} \otimes \nu[(h_{11/2})_{18}^6(d_{3/2})_{1.5}^3(s_{1/2})_{0.5}^1]_{20} = 37.5\hbar$, 这时的能量约比转晕带高 1MeV . 再与其它 (π, α) 转晕带相比较其能量仍然是高约 1MeV 左右. 从理论分析及能量高低的角度看, 若是与 [01, 8] 产生带交叉, 则是该核实验上最有可能测量到带终止态的一条转动带, 但该带的分支比可能会小些.

3 理论结果与实验值的比较

为了能够把理论计算结果与实验结果进行比较, 考虑到实验结果中基态的相对性, 因此选定宇称和辛量子数为 $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$ 的 [02, 8] 带, 使其在自旋 $I = 37.5\hbar$ 时理论计算结果与实验结果能量值相同. 从具有宇称和辛量子数为 $(+, \pm 1/2)$ 的实验带的变化趋势看, 这两个实验带在测量的范围内的组态是 [02, 8], 并且没有与 [02, 6] 组态带交叉, 这一点与 ^{127}La 差别很大^[5], 与相邻的奇 A 同位素 ^{129}La 相比较, 这也是非常不同的特性^[3], 这两个同位素都在此处产生了带交叉. 理论计算结果表明, 由于在高自旋态时其能量值离转晕线很远, 因此不利于实验上测量到带终止态. 在高自旋区理论带 [02, 8] $(+, -1/2)$ 与实验带符合得非常好, 而在低自旋区理论带要比实验带高得多, 这是因为理论带忽略了对作用, 在低自旋时对作用起很重要的作用. [02, 8] $(+, +1/2)$ 理论带与实验带的变化趋势在高自旋区时是一致的, 但理论带在能量上要比实验带高, 如在 $I = 34.5\hbar$ 处,

约高0.36MeV,对(-, -1/2)实验带在低自旋时的可能组态是[01,8]. 因为实验上测量的自旋值不足够高,难以做出合理的判断和给出在高自旋态时应该具有的组态,但有与[01,6]交叉的迹象. 这有待实验上的进一步研究.

4 结论

由理论计算结果可以看到¹³¹La 是一个非常软的三轴不对称形变核,很多具有不同组态的转动带都有形状共存. 在自旋直到 $I = 30.5\hbar$ 范围内其位能面上有一个宽平的能量极小区(例如 $\gamma = -40^\circ - 30^\circ$),或者有两个极小点,但在它们之间没有真正的位垒(即位垒很低 $< 0.2\text{MeV}$). 这些特点对(+, $\pm 1/2$)[02,8]和(-, $\pm 1/2$)[01,8]组态都成立,因为这4个组态中的中子组态是完全一样的. 当自旋超过 $I = 30.5\hbar$,这些组态带的变化趋势是逐渐趋向于带终止态. [02,8]在 $I = 40.5, 41.5\hbar$ 时,其能量较高的一个形状共存对应的组态带达到带终止态,但能量较低的则没有出现带终止. [01,8]带都没有出现带终止. 对(+, $\pm 1/2$)[02,6]和(-, $\pm 1/2$)[01,6]组态带,当自旋 $I \leq 23.5\hbar$ 时其位能面上有两个相互分离的能量极小点,在某些自旋时有3个. 在自旋 $I = 25.5 - 40.5\hbar$ 之间为两个平坦的能量极小区,当自旋超过 $40.5\hbar$ 时为一个. 这4个带的表现非常相似,因为它们的中子组态是完全一样的,这些辛量子数耦合带间仅有的差别就是最后一个价质子占据同一亚壳中的不同辛量子数轨道,对[02,6]是 $\pi(g_{7/2} d_{5/2})$ 壳中的同一轨道的不同辛量子数轨道,对[01,6]则是 $\pi(h_{11/2})$. [02,6]组态其单粒子性较强的一个形状共存对应的带有较多的顺排态,而集体性较强的一个也在 $I = 38.5, 39.5\hbar$ 时达到带终止态. 实验测量带的组态对(+, $\pm 1/2$)是[02,8],对(-, -1/2)在低自旋时是[01,8],在高自旋时可能是[01,6]. 根据计算结果对(-, -1/2)在[01,8]和[01,6]之间可能出现的带交叉应该是由一个占据 $\nu(h_{11/2})$ 的中子对的顺排引起的.

参考文献(References)

- 1 Paul E S, Beausang C W, Fossan D B et al. Phys. Rev. Lett., 1987, **58**:984
- 2 Hildingsson L, Beausang C W, Fossan D B et al. Phys. Rev., 1989, **C39**:471
- 3 Wadsworth R, Paul E S, Boston A J et al. Phys. Rev., 2000, **C62**:034315
- 4 DONG Bao-Guo, GUO Hong-Chao, Ragnarsson Ingemar. Nucl. Phys. Rev., 2000, **17**(4):216(in Chinese)
(董保国,郭宏超, Ragnarsson Ingemar. 原子核物理评论,2000,17(4):216)
- 5 Parry C M, Wadsworth R, Wilson A N et al. Phys. Rev., 2000, **C61**:021303(R)
- 6 Bengtsson T, Ragnarsson I. Nucl. Phys., 1985, **A436**:14

Shape Coexistence and Band Termination in ^{131}La *

DONG Bao-Guo GUO Hong-Chao Ingemar Ragnarsson

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

Abstract The configuration-dependent cranked Nilsson-Strutinsky model is used to study the band structures in ^{131}La . Shape coexistence and band termination are investigated for several configurations. The calculations indicate that ^{131}La is a γ -soft nucleus. The theoretical results are compared with experimental data. The calculated $\pi(h_{11/2})^2 \otimes \nu(h_{11/2})^8$ configuration with $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$ shows very good agreement with the experimental band observed to highest spin. The termination of this band is not favored, i. e. a relatively large energy is required to build the highest spin states in the band.

Key words shape coexistence, band termination, configuration-dependent cranked Nilsson-Strutinsky model

Received 27 March 2001

* Supported by Theoretical Foundation of Department of Nuclear Physics, China Institute of Atomic Energy