

$^{157,159}\text{Tm}$ 基态附近性质的研究*

邢正 陈星菓

(兰州大学现代物理系 兰州 730000)

徐树威

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

1995-02-07 收稿

摘 要

利用可变转动惯量的三轴粒子-转子模型研究了 $^{157,159}\text{Tm}$ 低激发正宇称态的性质,理论值和实验值比较好的符合表明 ^{157}Tm 和 ^{159}Tm 是三轴形变核,指出实验还给出了 ^{157}Tm 另一条激发转动带。

关键词 三轴形变,可变转动惯量,粒子-转子模型。

1 引 言

^{159}Tm 已经积累了大量实验数据^[1],最近Tlustý等^[2]利用 ^{159}Yb 的 β^+ 衰变研究了 ^{159}Tm 的低激发态性质,认为已经识别了 $[411\ 1/2^+]$ 和 $[402\ 5/2^+]$ 两条新的转动带。另一方面, ^{157}Tm 的基态自旋 $I=1/2$ 令人难以解释,文献[3]认为 ^{157}Tm 可能是球形核,然而文献[4]利用同位素移动测量了核电荷半径。研究表明 ^{157}Tm 和 ^{159}Tm 核电荷半径无明显变化,假定四极形变,用小液滴模型估计 ^{157}Tm 等效形变参数 $\langle\beta^2\rangle^{1/2}=0.21$,同时徐树威等^[5]识别了 ^{157}Tm 的一条转动带,因此有理由认为 ^{157}Tm 仍然是一个变形核。文献[4]并且进一步认为基态自旋 $I=1/2$ 是由于 $[411\ 1/2]$ 轨道在大的三轴形变时达到费米面的结果,然而文献[6]和本文的计算结果显示 $[411\ 1/2]$ 轨道随着 γ 形变的增加远离费米面,因此 $I=1/2$ 不会是 $[411\ 1/2]$ 带的带头,对 ^{159}Tm 实验数据的分析^[7,8]表明 ^{159}Tm 存在着较大的三轴形变。

本文主要目的是用可变转动惯量的三轴粒子-转子模型^[6,9,10]研究 $^{157,159}\text{Tm}$ 低激发正宇称态的性质,分析其内禀态结构,指出 ^{157}Tm 和 ^{159}Tm 是三轴形变核,由于三轴形变组态强烈混合,转动带采用 $(\overline{K}\nu)$ 进行分类^[11]。

第二节简述理论模型,第三节给出数值计算结果并与实验值进行比较,着重分析 ^{157}Tm 的低激发正宇称态的性质,指出实验能谱^[5]还给出了 ^{157}Tm 另一条 $(3/2\ 18)$ 转动带,最后给出一简单小结。

* 国家自然科学基金和核工业科学基金资助。

2 理论模型

假设奇质子和三轴形变的转动核心相耦合, 系统哈密顿量为^[6]:

$$H = H_{\text{sp}} + H_{\text{rot}} + H_{\text{pair}}, \quad (1)$$

其中 H_{sp} 为单粒子哈密顿量^[9,12]

$$H_{\text{sp}} = h_{\text{h.o.}}(\varepsilon_2, \gamma) + 2\hbar\omega_0 \rho^2 \varepsilon_4 V_4(\gamma) + V', \quad (2)$$

这里 $h_{\text{h.o.}}(\varepsilon_2, \gamma)$ 为形变谐振子哈密顿量

$$h_{\text{h.o.}}(\varepsilon_2, \gamma) = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} m (\omega_x x^2 + \omega_y y^2 + \omega_z z^2), \quad (3)$$

$\omega_x, \omega_y, \omega_z$ 为谐振子频率, 势能部分可用四极形变 ε_2 和三轴形变参数 γ 表示^[13].

$$U(\varepsilon_2, \gamma) = \frac{1}{2} \hbar\omega_0 \rho^2 \left\{ 1 - \frac{2}{3} \varepsilon_2 \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \left[\cos\gamma Y_{20} - \frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}} (Y_{22} + Y_{2-2}) \right] \right\}, \quad (4)$$

这里 ρ 为 Stretch 坐标系的矢径长度, 十六极形变势 $V_4(\gamma)$ 为^[12]

$$V_4 = a_{40} Y_{40} + a_{42} (Y_{42} + Y_{4-2}) + a_{44} (Y_{44} + Y_{4-4}), \quad (5)$$

参数 a_{4i} 为

$$\begin{aligned} a_{40} &= \frac{1}{6} (5\cos^2\gamma + 1), \\ a_{42} &= -\frac{1}{12} \sqrt{30} \sin(2\gamma), \\ a_{44} &= \frac{1}{12} \sqrt{70} \sin^2\gamma. \end{aligned} \quad (6)$$

Nilsson 势的 V' 项为

$$V' = -\kappa\hbar\omega_0 \{ 2 I_t \cdot s + \mu (I_t^2 - \langle I_t^2 \rangle_N) \}, \quad (7)$$

这里轨道角动量 I_t 的下标 t 表示采用 Stretch 坐标, Nilsson 参数 κ, μ 与谐振子量子数 N 有关^[12,14].

单粒子本征函数为

$$\chi_v = \sum_{Nlj\Omega} C_{Nlj\Omega}^{(v)} |Nlj\Omega\rangle, \quad (8)$$

由反射对称, Ω 取值限于 $\dots -3/2, 1/2, 5/2, \dots$, 其共轭态为

$$\tilde{\chi}_v = \sum_{Nlj\Omega} (-)^{\Omega} C_{Nlj\Omega}^{(v)} |Nlj-\Omega\rangle, \quad (9)$$

核心哈密顿量 H_{rot} 为

$$H_{\text{rot}} = \sum_{k=1}^3 \frac{\hbar^2}{2J_k} R_k^2 = \sum_{k=1}^3 \frac{\hbar^2}{2J_k} (I_k - j_k)^2, \quad (10)$$

这里 R, I, j 分别为核心角动量, 总角动量和单粒子角动量, 转动惯量 J_k 采用不可压缩无旋流体模型的惯量公式

$$J_k = \frac{4}{3} J_0 \sin^2 \left(\gamma + \frac{2\pi}{3} k \right), \quad (11)$$

强耦合基底为

$$|IMKv\rangle = \left(\frac{2I+1}{16\pi^2}\right)^{1/2} \sum_{Nlj\Omega} C_{Nlj\Omega}^{(v)} (D_{MK}^I |Nlj\Omega\rangle + (-)^{I-j} D_{M-K}^I |Nlj-\Omega\rangle). \quad (12)$$

总波函数

$$|IM\rangle = \sum_{Kv} a_K^v |IMKv\rangle. \quad (13)$$

K 是总角动量在内禀第三轴上的投影, 求和限于 $K - \Omega$ 为偶数^[6]. 由于三轴形变 $K \neq \Omega$, K 不是好量子数, 我们用 \bar{K} 表示总波函数的最大分量的 K 值. 对作用由标准 BCS 方法引入, 则单粒子矩阵元乘以相应的对因子 $uu' + vv'$, Coriolis 衰减因子 ξ ($0.5 \leq \xi \leq 1.0$) 乘以单粒子非对角矩阵元.

为了把这一计算推广到核心的可变转动惯量(VMI)模型, 强耦合基底变换到弱耦合基底^[9,10]

$$|IMR\alpha Nlj\rangle = \sum_{M_R m} \langle RM_R j m | IM \rangle |R\alpha M_R\rangle |Nlj m\rangle, \quad (14)$$

$|R\alpha M_R\rangle$, $|Nlj m\rangle$ 分别为三轴核心波函数和单粒子波函数, α 用来标识具有相同的角动量 R 不同的核心态, 则核心哈密顿量矩阵元为

$$\begin{aligned} & \langle IMKv | H_{\text{rot}} | IMK'v' \rangle \\ & = \sum_{R\alpha Nlj} \langle IMKv | IMR\alpha Nlj \rangle E_{R\alpha} \langle IMR\alpha Nlj | IMK'v' \rangle, \end{aligned} \quad (15)$$

这里 $E_{R\alpha}$ 为核心态本征能量.

计算中 Nilsson 参数 κ, μ 和对力强度 G 取标准值^[12,14], 费米能 λ 和能隙参数 Δ 不是可调参数而由计算中给出, 我们计算中包括了费米面附近 14 条单粒子能级, VMI 参数的选取使核心 2^+ 态能量为实验值, 形变参数 $\varepsilon_2, \varepsilon_4, \gamma$ 的选取尽可能使能谱符合实验值, Coriolis 衰减因子对 ^{157}Tm 和 ^{159}Tm 分别取 0.6 和 0.93.

3 结果和讨论

首先详细分析 ^{157}Tm 的计算结果, 并与实验值进行比较. 然后给出 ^{159}Tm 的结果并进行讨论.

3.1 ^{157}Tm

图 1 给出了 $\varepsilon_2 = 0.230$, $\varepsilon_4 = 0.01$ 单粒子能级随三轴形变参数 γ 的变化. 由图可见在 $Z = 70$ 附近随着 γ 值的增加, $[411\ 1/2]$ 轨道的能量逐渐增加, 远离费米面, 这一结果与文献 [6] 一致, 因而文献 [4] 认为在大的三轴形变时 $[411\ 1/2]$ 轨道将达到费米面是不合适的, 这对正确理解 ^{157}Tm 基态自旋值 $1/2^+$ 极为重要, 表 1 中我们给出了形变参数 $\varepsilon_2 = 0.230$, $\varepsilon_4 = 0.01$, $\gamma = 35^\circ$ 时 $Z = 70$ 附近 5 个质子正宇称态单粒子波函数的结构. 由于三轴形变, 存在着强烈的组态混合, 第 17、18、19、20、21 条单粒子轨道其主要成分分别为 $[411\ 3/2]$ (占 52.6%), $[404\ 7/2]$ (占 63.5%), $[402\ 5/2]$ (占 54.5%), $[411\ 1/2]$ (占 44.5%), $[402\ 3/2]$ (占 39.7%). 然而其它组分仍占有相当比例, 例如

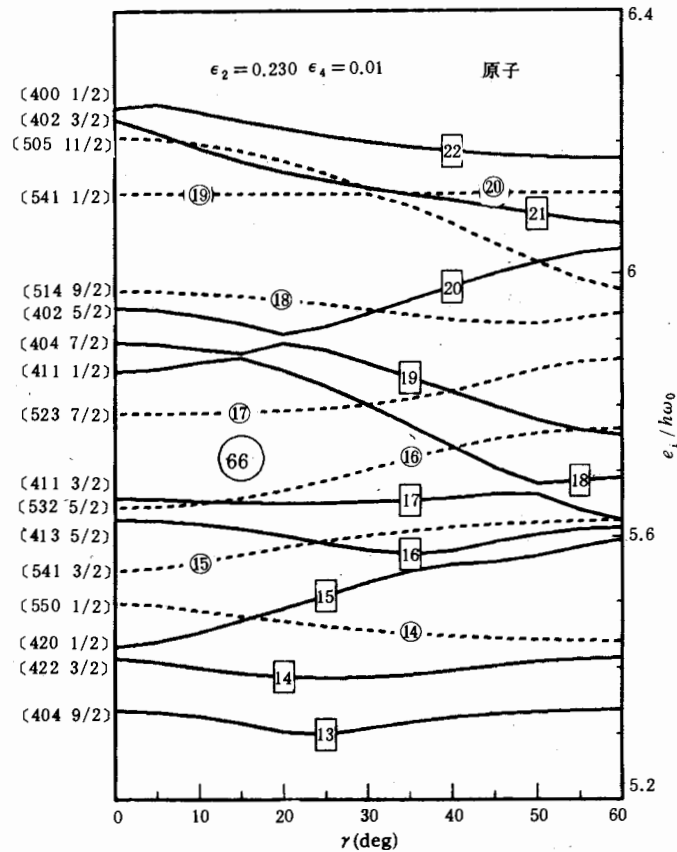


图1 在 $Z=70$ 附近, 形变参数为 $\epsilon_2=0.230$, $\epsilon_4=0.01$, $0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$ 的 Nilsson 势的质子能级

正宇称和负宇称轨道分别用实线和虚线表示, 每一能级用其在能级图上的次序标出, 在图的左侧, 用 $\gamma=0^\circ$ (轴对称)时波函数主要组分的 Nilsson 量子数对状态进行分类.

表1 $Z=70$ 附近, 形变参数 $\epsilon_2=0.230$, $\epsilon_4=0.01$, $\gamma=35^\circ$ 5个质子正宇称单粒子波函数

$ 17\rangle = +0.532 1g_{7/2} 5/2\rangle$	$-0.106 2d_{5/2} 5/2\rangle$	$-0.140 1g_{7/2} 1/2\rangle$	$+0.136 2d_{3/2} 1/2\rangle$
$-0.168 3s_{1/2} 1/2\rangle$	$-0.174 1g_{9/2} 3/2\rangle$	$-0.181 1g_{7/2} 3/2\rangle$	$+0.726 2d_{5/2} 3/2\rangle$
$+0.116 2d_{3/2} 3/2\rangle$	$+0.162 1g_{9/2} 7/2\rangle$		
$ 18\rangle = -0.286 2d_{5/2} 5/2\rangle$	$+0.135 2d_{3/2} 1/2\rangle$	$+0.251 3s_{1/2} 1/2\rangle$	$+0.425 2d_{3/2} 3/2\rangle$
$-0.797 1g_{7/2} 7/2\rangle$			
$ 19\rangle = -0.204 1g_{9/2} 9/2\rangle$	$-0.176 1g_{7/2} 5/2\rangle$	$-0.738 2d_{5/2} 5/2\rangle$	$+0.156 2d_{3/2} 1/2\rangle$
$+0.376 3s_{1/2} 1/2\rangle$	$+0.444 1g_{7/2} 7/2\rangle$		
$ 20\rangle = +0.286 1g_{7/2} 5/2\rangle$	$-0.327 1g_{7/2} 1/2\rangle$	$+0.340 2d_{5/2} 1/2\rangle$	$+0.667 2d_{3/2} 1/2\rangle$
$-0.255 3s_{1/2} 1/2\rangle$	$+0.151 1g_{7/2} 3/2\rangle$	$-0.361 2d_{5/2} 3/2\rangle$	
$ 21\rangle = -0.430 2d_{5/2} 5/2\rangle$	$+0.150 2d_{5/2} 1/2\rangle$	$-0.201 2d_{3/2} 1/2\rangle$	$-0.427 3s_{1/2} 1/2\rangle$
$+0.145 1g_{7/2} 3/2\rangle$	$+0.107 2d_{5/2} 3/2\rangle$	$-0.630 2d_{3/2} 3/2\rangle$	$-0.344 1g_{7/2} 7/2\rangle$

波函数按其在单粒子能级图上次序用基底 $|Nlj\Omega\rangle$ 展开 (仅列出主要成分, 系数 > 0.1).

第 18 条轨道 [402 3/2] 占 18.1%, 而第 19 条轨道 [404 7/2] 占 19.7%, [400 1/2] 为 14.1%.

图 2 给出了 ^{157}Tm 低激发正宇称态能谱理论值与实验值的比较, 理论能谱用 \overline{Kv} 进行分类, 其中 \overline{K} 表示总波函数中最大分量的 K 值, v 是单粒子能级的序数. 由图可见, (1/2 19)和(3/2 18)带对应实验观测的基带和一条激发带^[5], 而(5/2 19)和(7/2 18)带实验尚未识别. 应该指出, 为了得到与实验一致的能级序列, 计算中假定 Coriolis 衰减因子 $\xi=0.6$, 表 2 给出了几个低激发正宇称态波函数, 基向量为 $|Kv\rangle$. 利用表 1、表 2 可以估算各内禀态的贡献. 由表 1, 单粒子态存在着强烈的组态混合, 对第 19 条轨道单粒子态, [402 5/2] 占 54.5%, [404 7/2] 占 19.7%, [400 1/2] 占 14.1%, 而 [411 1/2] 只占 2.4%. 由表 2, 对 $I=(1/2^+)_1$ 态((1/2 19)带的带头), $|1/2 19\rangle$ 态占 87%, 由于三轴形变, $K \neq \Omega$, 因此 $v=19$ 轨道不同内禀态对 $|1/2 19\rangle$ 态均有贡献, 这种贡献不仅来自 [400 1/2] (占 12.3%), [411 1/2] (占 2.1%), 而且主要来自 [402 5/2] (占 47.4%) 和 [404 7/2] (占 17.1%). 对 $I=(3/2^+)_1$ 态(3/2 18)带的带头), $|3/2$

表 2 ^{157}Tm 低激发正宇称态波函数的结构

I	$ 1/2 18\rangle$	$ 3/2 18\rangle$	$ 5/2 18\rangle$	$ 7/2 18\rangle$	$ 1/2 19\rangle$	$ 3/2 19\rangle$	$ 5/2 19\rangle$	$ 7/2 19\rangle$
$(1/2)_1$	-0.325				+0.933			
$(5/2)_1$			-0.277		-0.291		+0.880	
$(7/2)_1$		+0.252		-0.886				-0.286
$(3/2)_1$		-0.925			+0.220	-0.274		
$(3/2)_2$	-0.368	+0.252			+0.839			

使用参数同图 2, 基向量为 $|Kv\rangle$ (仅列出系数 >0.2 的成分).

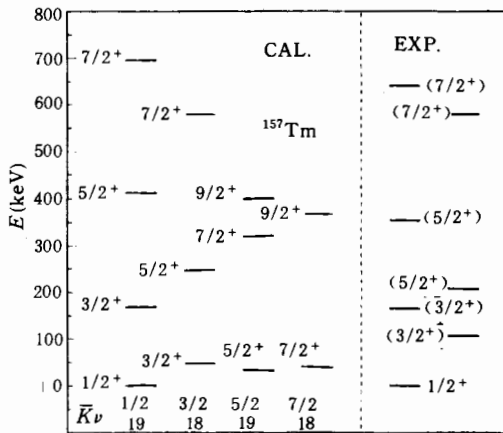


图 2 ^{157}Tm 低激发正宇称态能谱理论值与实验值的比较

可变转动惯量的粒子-转子模型的形变参数 $\epsilon_2=0.230$, $\epsilon_4=0.01$, $\gamma=35^\circ$, VMI^[15] 参数 $A_{00}=0.0549\text{MeV}$, 原子核硬度 $C=0.002\text{MeV}^3$, $\xi=0.6$.

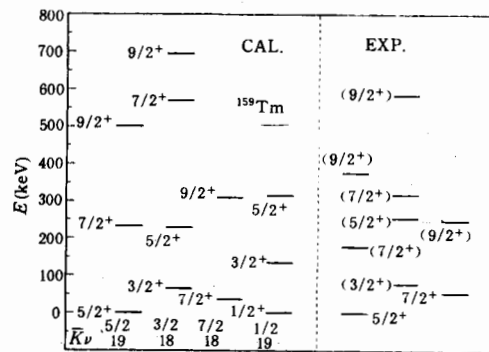


图 3 ^{159}Tm 低激发正宇称态能谱理论值与实验值的比较

可变转动惯量粒子-转子模型的形变参数 $\epsilon_2=0.240$, $\epsilon_4=0.01$, $\gamma=38^\circ$, VMI 参数 $A_{00}=0.030\text{MeV}$, $C=0.001\text{MeV}^3$, $\xi=0.93$.

18)态占85%, $\nu=18$ 轨道不同内禀态对它都有贡献, 如[404 7/2]占54.3%, [402 3/2]占15.4%, [402 5/2]占7%. 而对(5/2 19)带和(7/2 18)带, 由于[402 5/2]和[404 7/2]态是内禀态的主要成分, 因此也可称为[402 5/2]带和[404 7/2]带.

3.2 ^{159}Tm

图3给出了 ^{159}Tm 低激发正宇称态能谱理论值与实验值的比较, 检查单粒子波函数的分布, 在 $\varepsilon_2=0.240$, $\varepsilon_4=0.01$, $\gamma=38^\circ$ 时 $\nu=18$ 轨道[404 7/2]占56%, [402 3/2]占21%, $\nu=19$ 轨道[402 5/2]占48.7%, [404 7/2]占24.8%, [400 1/2]为14.3%, 而[411 1/2]只有2.7%, 因此实验^[2]观测的77.8, 253.8, 316.9, 584.3keV不可能是[411 1/2]带的成员, 最可能是属(3/2 18)带, 其内禀态不仅来自[402 3/2], 也来自其它成员, 基带(5/2 19)由于[402 5/2]占主要成分可以称为[402 5/2]带, 同样(7/2 18)带对应于[404 7/2]带, 而(1/2 19)带实验尚未识别. 文献[2]估计的靠近基态的 $I=1/2^+$ 能级很可能是(1/2 19)带的带头.

4 小 结

利用可变转动惯量的三轴粒子-转子模型, 考虑了费米面附近14条单粒子轨道的混合, 研究了 ^{157}Tm 和 ^{159}Tm 低激发正宇称态的性质.

1) 对 ^{157}Tm 采用形变参数 $\varepsilon_2=0.230$, $\varepsilon_4=0.01$, $\gamma=35^\circ$. 对 ^{159}Tm 采用 $\varepsilon_2=0.240$, $\varepsilon_4=0.01$, $\gamma=38^\circ$, 理论能谱与实验谱较好符合.

2) 由于三轴形变, 存在着强烈的组态混合, $K \neq \Omega$, 建议采用 (\overline{K}, ν) 对转动带进行分类, 其中 \overline{K} 为总波函数中最大分量的 K 值, ν 为单粒子能级序数.

3) 对 ^{157}Tm 测量的0, 164.7, 353.9, 640.0keV对应于理论(1/2 19)带, 而105.7,

206.7, 580.2keV很可能是(3/2 18)转动带.

4) 对 ^{159}Tm , 测量的77.8, 253.8, 316.9, 584.3keV不可能是[411 1/2]带, 最可能对应于(3/2 18)转动带, 而文献[2]估计的 $I=1/2$ 很可能是(1/2 19)带的带头.

参 考 文 献

- [1] M. A. Lee, *Nucl. Data Sheets*, **53**(1988) 507.
- [2] P. Tlustý *et al.*, *Z. Phys.*, **A341**(1992) 435.
- [3] C. Ekström *et al.*, *Z. Phys.*, **A316**(1984) 239.
- [4] G. D. Alkhozov *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A477**(1988) 37.
- [5] Xu Shuwei, Xie Yuanxiang, Pan Qiangyan *et al.*, *Phys. Rev.*, **C50**(1994) 3147.
- [6] S. E. Larsson, G. Leander, I. Ragnarsson, *Nucl. Phys.*, **A307**(1978) 189.
- [7] R. Holzmann *et al.*, *Phys. Rev.*, **C31**(1985) 421.
- [8] I. Hamamoto, H. Sagawa, *Phys. Lett.*, **B201**(1988) 415.
- [9] I. Ragnarsson, P. B. Semmes, *Lund-Mph-88/12*.
- [10] D. Lieberz *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A529**(1991) 1.
- [11] Ch. Vien *et al.*, *J. Phys.*, **G4**(1978) 531.

2246
347.8

- [12] T. Bengtsson, I. Ragnarsson, *Nucl. Phys.*, **A436** (1985) 14.
[13] S. E. Larsson, *Physica Scripta*, **8** (1973) 17.
[14] S. G. Nilsson *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A131** (1969) 1.
[15] M. A. J. Mariscotti *et al.*, *Phys. Rev.*, **178** (1969) 1864.

Studies of the Low - Lying States in $^{157,159}\text{Tm}$

Xing Zheng Chen Xingqu

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

Xu Shuwei

(*Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000*)

Received 7 February 1995

Abstract

Properties of the low-lying positive-parity states in $^{157,159}\text{Tm}$ are investigated by using the triaxial rotor plus particle model with the variable moment of inertia (VMI) of the core. The good agreement between theory and experiment shows that ^{157}Tm and ^{159}Tm may be triaxiality. Furthermore, it is suggested that an excitation rotational band in ^{157}Tm probably already exists in the experimental data.

Key words triaxial deformation, variable moment of inertia, particle-rotor model.