

转动对电磁跃迁的影响

邢 正

(中国高等科学技术中心理论物理分中心和兰州大学)

陈 星 藻

(兰 州 大 学)

摘 要

利用推广的粒子-转子模型研究了 ^{199}Tm 负宇称 Yrast 态的能谱的 Signature 分离, $B(M1)$ 值以及动力学电四极矩 $Q^{(1)}$ 和 $Q^{(2)}$, 并同实验进行了比较, 得到了较好的符合. 着重分析了二级柯里奥利作用 H'_C 对 $B(M1)$ 值的 Signature 依赖性的影响, 指出粒子-转子高级耦合项部分地等效于 γ 形变.

为了研究高自旋态时原子核可能存在的三轴形变, 稀土区奇 Z 核 ($N \sim 90, Z \sim 70$) 引起了人们广泛的兴趣, 近年来实验^[1-6] 和理论^[7-9] 均取得重要进展. 通常由能谱的 Signature 分离来估计原子核 γ 形变的大小, 但是正如 Hamamoto^[10] 所指出的, 为了得出正确的结论必须要有多种独立的实验证据. 因为一类实验数据往往可以用不同方法进行解释, 因此我们除了研究能谱外, 还必须研究原子核的电磁跃迁几率. 但是除了 γ 形变 (或 γ 涨落) 外, 核心的十六极形变和转动哈密顿量中的二级柯里奥利作用对 $M1$ 和 $E2$ 跃迁会产生重要的影响^[11]. 基于 ^{199}Tm 已完成能谱, $B(M1; I \rightarrow I-1)$, $B(E2; I \rightarrow I-2)$ 以及对 $\alpha = +1/2$ 的 $B(E2; I \rightarrow I-1)$ 值的测量^[3], 本文利用推广的粒子-转子模型^[12] 研究 ^{199}Tm 带交叉前负宇称 Yrast 态的能谱, 约化电磁跃迁几率 $B(M1)$, $B(E2)$, 并同实验进行比较, 以决定其可能的三轴形变, 指出粒子-转子高级耦合项部分地等效于 γ 形变^[12].

推广的粒子-转子模型哈密顿量为

$$H_{\text{EPR}} = H_R + H_{\text{int}} + H'_C, \quad (1)$$

其中转子哈密顿量

$$H_R = \sum_{K=1}^3 \frac{R_K^2}{2J_K} = \sum_{K=1}^3 \frac{1}{2J_K} (\mathbf{I} - \mathbf{j})_K^2, \quad (2)$$

这里 \mathbf{I} 是总角动量, \mathbf{j} 为单粒子角动量, J_K 是惯量矩, 我们采用不可压缩无旋流体模型的惯量公式

$$J_K = \frac{4}{3} J_0 \sin^2 \left(\gamma + \frac{2}{3} \pi K \right), \quad K = 1, 2, 3 \quad (3)$$

内禀哈密顿量

$$H_{\text{intr}} = \sum_{\nu} (\varepsilon_{\nu} - \lambda) a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + \frac{\Delta}{2} \sum_{\mu\nu} \delta_{(\bar{\mu}\nu)} (a_{\bar{\mu}}^{\dagger} a_{\nu}^{\dagger} + a_{\nu} a_{\bar{\mu}}) \quad (4)$$

这里 ε_{ν} 是势场 V 中的单粒子势, λ 是费米能量, Δ 为能隙参数, $\bar{\mu}$ 是状态 μ 的时间反演态, 势场 V 采用同 γ 有关的四极形变势(对我们感兴趣的 ^{159}Tm , 十六极形变是不重要的)

$$V = -\kappa \left[\cos \gamma Y_{20}(\theta, \varphi) - \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}} (Y_{22}(\theta, \varphi) + Y_{2-2}(\theta, \varphi)) \right] \quad (5)$$

这里 κ 是能量单位, 同 β 形变有关, 在我们研究的区域大约为 2—2.5 MeV.

由于转子是非理想转子, 惯量矩随转动频率而变, 因而转动能量中就包含 $I(I+1)$

的高级项, 因此粒子和转子之间必然存在高级耦合项, 考虑二级耦合项(我们称它为二级柯里奥利作用)为

$$H'_C = B_0 (I_+^2 + I_-^2) (j_+^2 + j_-^2) \quad (6)$$

B_0 是二级惯量参数, 可由 Harris 参数来估计, 对 $A \sim 160$ 的奇 Z 核, 数量级为 $10^{-5} \kappa$.

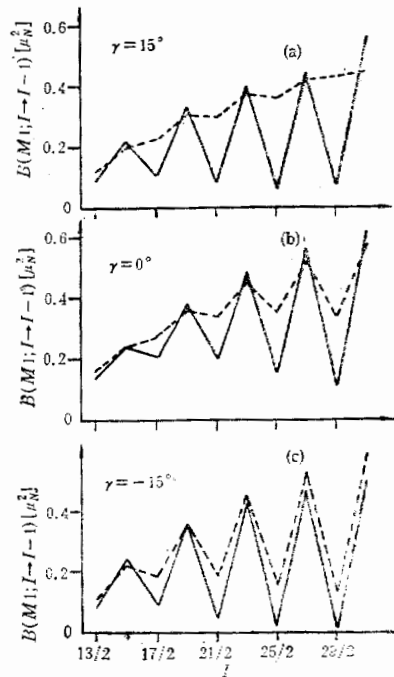


图1 $\gamma = 15^\circ, 0^\circ, -15^\circ$ 时二级柯里奥利项对 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 的影响

使用参数为: $\lambda = 0.1\kappa, \Delta = 0.45\kappa, j_0 = 72/\kappa, g_s = 1.0, g_d = 3.91, g_R = 0.42$.
 $B_0 = 0$ (虚线) $B_0 = -3 \times 10^{-5} \kappa$ (实线)

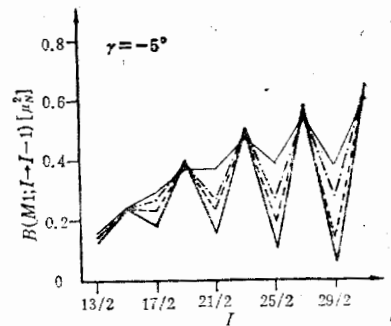


图2 二级柯里奥利作用强度对 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 的影响.

使用参数为 $\gamma = -5^\circ, \lambda = 0.15\kappa$, 其它同图1.
 $B_0 = 0$ (细实线), $B_0 = -1 \times 10^{-5} \kappa$ (点划线),
 $B_0 = -3 \times 10^{-5} \kappa$ (虚线), $B_0 = -5 \times 10^{-5} \kappa$ (粗实线)

我们注意到 Hamamoto 和 Sagawa^[13] 已用粒子-转子模型对 ^{159}Tm 负宇称 Yrast 态进行了理论分析, 为了拟合观测的 Yrast 能谱, 他们让参数 J_0 作为 I 的函数, 这样在能谱的拟合上就没有重要的意义, 为了在能谱和 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 得到大的 Signature 分离, γ 选用 -16° , 但是在 $I = 17/2$ 时计算的 $E(M1; I \rightarrow I-1)$ 的位相同实验相反,

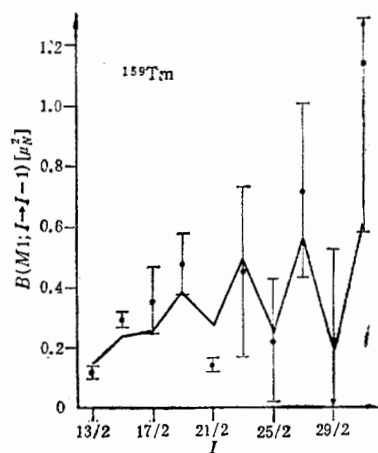


图 3 ^{159}Tm 负宇称的 Yrast 态的 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 值同角动量 I 的关系. 其中圆点为实验值^[3], 理论计算参数为: $\gamma = -5^\circ$, $B_0 = -2 \times 10^{-5}\kappa$, $\lambda = 0.15\kappa$, $\Delta = 0.45\kappa$, $J_0 = 72/\kappa$, $g_i = 1.0$, $g_r = 3.91$, $g_R = 0.42$.

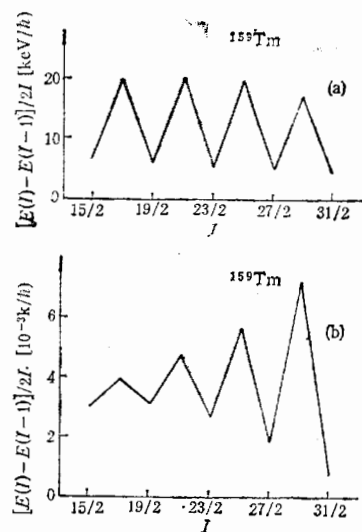


图 4 ^{159}Tm 负宇称 Yrast 态的 Signature 分离同角动量 I 的关系
a) 实验值^[3], b) 理论计算值, 使用参数同图 3.

问题是拟合实验数据, ^{159}Tm 的 γ 形变真的要这样大吗? 粒子-转子之间的高级耦合到底起什么作用? 我们的计算结果如下:

(1) 二级柯里奥利作用对 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 的影响.

图 1 给出了 γ 分别为 $15^\circ, 0^\circ, -15^\circ$ 时粒子-转子模型(即 $B_0 = 0$, 图中虚线所示)和推广的粒子-转子模型(即 $B_0 \neq 0$, 我们取 $B_0 = -3 \times 10^{-5}\kappa$, 图中实线所示), 由图可见: a) 在 $B_0 = 0$ 时, 只有 $\gamma = -15^\circ$ 时 $B(M1)$ 值有足够大的 Signature 分离, 这是 ^{159}Tm 实验值的特征(见图 3), 而 $\gamma = 0^\circ$ 和 15° 时 Signature 分离较小. b) 当 $B_0 = 0$ 时, 对 $\gamma = 0^\circ$ 和 15° , 角动量 I 从 $I = 15/2$ 到 $17/2$ $B(M1)$ 值上升, ^{159}Tm 的实验值(见图 3)正具有这个特征, 但是 $\gamma = -15^\circ$ 不具有此特征. c) 当 $B_0 = -3 \times 10^{-5}\kappa$ 时, 对 $\gamma = +15^\circ, 0^\circ, -15^\circ$ $B(M1)$ 值都显示了强烈的 Signature 依赖性, 但它对 Signature 平均值下降. 计算表明它主要是减小从 u 态 (Unfavored-Signature States) 到 f 态 (Favored-Signature States) 跃迁的 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 值, 这里 u 态和 f 态的 Signature 定义为:

$$\alpha_u = \frac{1}{2} (-)^{i+\frac{1}{2}}, \quad \alpha_f = \frac{1}{2} (-)^{i-\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

而总自旋 I 同 Signature α 的关系为

$$I = \alpha \text{ mod } 2. \quad (8)$$

d) 随着 I 加大, B_0 影响加大, $B(M1)$ 值 Signature 依赖性加剧. e) 一个重要结果是: $\gamma = 0^\circ$ 时, 包含二级柯里奥利作用引起 $B(M1)$ 值的 Signature 依赖特征(图 1(b) 实

线)和 $\gamma = -15^\circ$, $B_0 = 0$ 时(图 1(c) 虚线)的结果非常类似, 而文 [11] 指出 $B(E2)$ 值也具有这样的特征, 计算暗示粒子-转子之间的高级耦合项部分地等效于三轴形变。

(2) 作用强度 $|B_0|$ 同 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 值的关系。

图 2 给出了 $B_0 = 0, -1 \times 10^{-3}\kappa, -3 \times 10^{-3}\kappa$ 和 $-5 \times 10^{-3}\kappa$ 时计算的结果, 易见随着作用强度 $|B_0|$ 的加大, $B(M1)$ 值的 Signature 依赖性加剧, 且随 I 加大而增大。因此, 为了拟合 ^{159}Tm $B(M1)$ 的实验值, γ 形变不能太大 (例如 $\gamma = -15^\circ$), 以保证 $I \leq 19/2$ 时 $B(M1)$ 值随 I 增加而增加, 另一方面又必须考虑二级柯里奥利项, 以保证 $B(M1)$ 在 I 大时有较大的 Signature 依赖性。

(3) ^{159}Tm 理论计算与实验结果的比较。

图 3—5 给出了 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 值, 能谱的 Signature 分离 $[E(I) - E(I-1)]/2I$ 以及动力学电四极矩 $Q^{(1)}, Q^{(2)}$ 值, 并同实验进行了比较。实验数据取自文献 [3], 这里的动力学电四极矩 $Q^{(1)}$ 和 $Q^{(2)}$ 由下述公式定义:

$$B(E2; I \rightarrow I-1) = \frac{5}{16\pi} \langle IK20 | I-1K \rangle^2 Q^{(1)^2}, \quad (9)$$

$$B(E2; I \rightarrow I-2) = \frac{5}{16\pi} \langle IK20 | I-2K \rangle^2 Q^{(2)^2}.$$

由图可见理论计算的能谱, $B(M1)$, $Q^{(1)}$ 和 $Q^{(2)}$ 值同实验值定性符合, 但是能谱的 Signature 分离理论值比实验值要小, 但这里 J_0 是一固定参数, 在这样的简化模型下得到理论值同实验值位相一致, 因而数值上的差异不应该看作一个严重问题。

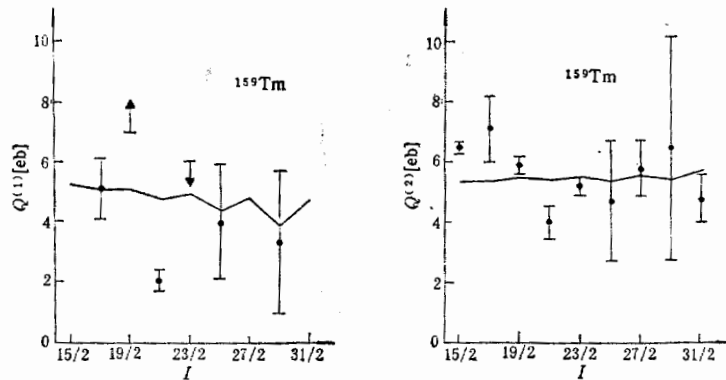


图 5 ^{159}Tm 负宇称 Yrast 态的动力学电四极矩 $Q^{(1)}, Q^{(2)}$ 同角动量 I 的关系
圆点为实验点^[3], 理论参数: $Q_0^2 = 30.3e^2b^2$, 等效电荷 $e_{\text{eff}}\langle r^2 \rangle / Q_0 = 0.28e$. 其它同图 3.

(4) 由于二级柯里奥利力对电磁跃迁几率的 Signature 依赖性起着重要作用, 因此在分析核的三轴形变时必须包含二级柯里奥利项 H'_c , 从我们的理论同实验符合的程度来看 ^{159}Tm 的 γ 形变为 -20° ^[2] 或 -16° ^[22] 是值得怀疑的。从实验数据提取的信息也许表明它基本上是轴对称的, 但由于转动, 存在着粒子和转子之间高级耦合项, 它部分地等效于 γ 形变。到底如何需要更多的实验数据来判定。

本文使用的计算程序是在 I. Hamamoto 教授提供的程序基础上编制的, 计算在兰

州大学计算中心 M-340S 机上完成的。作者对 I. Hamamoto 教授和兰州大学计算中心提供的帮助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] A. Larabee et al., *Phys. Rev.*, **24C**(1981), 2367.
Phys. Rev., **29C**(1984), 1934.
- [2] R. Holzmann et al., *Phys. Rev.*, **31C**(1985), 421.
- [3] J. Gascon et al., *Nucl. Phys.*, **A467**(1987), 539.
- [4] S. Jonsson et al., *Nucl. Phys.*, **A422**(1984), 397.
- [5] P. Frandsen et al., *Phys. Lett.*, **B177**(1986), 287.
- [6] G. B. Hagemann et al., *Nucl. Phys.*, **A424**(1984), 365.
- [7] I. Hamamoto and B. Mottelson, *Phys. Lett.*, **132B**(1983), 7.
- [8] I. Hamamoto and B. Mottelson, *Phys. Lett.*, **167B**(1986), 370.
- [9] I. Hamamoto and Z. Xing, *Phys. Scripta*, **33**(1986), 210.
- [10] I. Hamamoto, Preprint Lund-Mph-87/03.
- [11] 邢正, 谢红星, 高能物理与核物理, 稀土区奇 A 核 M1 和 E2 跃迁的性质, (待发表).
- [12] 曾谨言, 私人通讯中提出了这一看法.
- [13] I. Hamamoto and Sagawa Preprint Lund-Mph-87/18.

ROTATIONAL EFFECT ON ELECTROMAGNETIC TRANSITIONS IN NUCLEI

XING ZHENG

(Center of Theoretical Physics, CCAST (World Lab.) and Lanzhou University)

CHEN XINGQU

(Lanzhou University)

ABSTRACT

The signature-splitting of the energies, $B(M1)$ -values and dynamical quadrupole moments in ^{159}Tm are investigated by means of the extended particle-rotor model. In particular, the effect of second-order Coriolis interaction on the signature-dependence of $B(M1)$ -values is discussed. It was noted that the calculated values are in qualitative agreement with the measured data.