

稀土区奇 A 核 $M1$ 和 $E2$ 跃迁的性质

邢 正

(中国高等科学技术中心理论物理分中心和兰州大学)

谢 红 星

(兰州大学)

摘 要

利用推广的粒子-转子模型研究了稀土区奇 A 核的 $M1$ 和 $E2$ 跃迁的性质, 指出核心的十六极形变、转动哈密顿量中的二级科里奥利作用对 $M1(\Delta I = 1)$ 和 $E2$ 跃迁几率的 Signature 依赖性以及对 Signature 的平均值有着不容忽视的影响. 对 ^{157}Ho 的计算得到了能谱的 Signature 分离、 $B(M1; \Delta I = 1)$ 值和 $[B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 比值都同实验定性相符的结果.

一、序 言

自七十年代以来, 原子核高自旋态的研究无论在理论上还是在实验上都取得了重大的进展. 到目前为止, 分离 γ 谱的最大自旋值已经测到 $60\hbar^{[1]}$. 实验能谱的测量已经广泛地用于研究自旋顺排、带交叉、惯量矩、相变、形状共存、形状演变及带终止等物理现象. 一个重要的问题是: 原子核是否存在三轴不对称形变? 为了得出正确的结论我们需要多种独立的实验证据, 因为同一类数据可以用不同的方法进行解释^[2], 因此电磁跃迁的数据就显得特别重要. 尽管高自旋态的电磁矩的实验尚处于开始阶段, 但在磁偶极矩 ($M1$) 和电四极矩 ($E2$) 的测量已获得重要结果^[3,4,5]. 观察的稀土区奇 Z 核 Y_{rast} 态之间的跃迁 $B(E2; I \rightarrow I - 1)$ 值的 Signature 依赖性认为是核形状偏离轴对称的一个明确证据^[6,7,8]. 问题的困难是为了定性解释 $B(E2; I \rightarrow I - 1)$ 的实验值, 例如 ^{157}Ho 的数据, 必须引入过大的 γ 值 ($\gamma > 30^\circ$)^[7,9], 而这对 ^{157}Ho 低能 Y_{rast} 态是不可能的, 过大的 γ 值也同推转模型的预言不同^[10].

本文的目的在于指出, 除了 γ 形变(或 γ 涨落)以外, 核心的十六极形变和转动哈密顿量中的二级科里奥利作用对 $M1$ 、 $E2$ 跃迁会产生重要的影响. 为了同实验比较, 理论计算中包括这些项是必要的. 在第二节中我们给出了理论模型, 详细的计算结果和讨论由第三节给出, 最后给出了一个简短的结论.

二、理论模型

我们的目的是研究稀土区奇 A 核的电磁性质, 这类核最后一个核子总是填充在高 i 侵入壳上 ($\pi h_{11/2}$ 或 $\nu i_{13/2}$), 不同 i 的子壳间的混合是很弱的, 因此只考虑单 i 壳. 我们采用推广的粒子-转子模型来描写奇 A 核系统, 这儿“推广”的意思是指在粒子-转子哈密顿量中我们引入了一个附加项 H'_c , 用以描写粒子和转动之间的高级耦合. 推广的粒子-转子哈密顿量为

$$H_{EPR} = H_R + H_{\text{int. r}} + H'_c \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} H_R &= \sum_{k=1}^3 R_k^2 / 2J_k \\ &= \sum_{k=1}^3 (I_k^2 - 2I_k j_k + j_k^2) / 2J_k \end{aligned} \quad (2)$$

这里 $k = 1, 2, 3$ 标记内禀轴, \vec{R} 是核心的角动量, \vec{I} 为总角动量, \vec{j} 是单粒子的角动量, J_k 是惯量矩. $-\sum_{k=1}^3 I_k j_k / J_k$ 是柯里奥利项, 而 $\sum_{k=1}^3 j_k^2 / 2J_k$ 为反冲项. 计算中我们采用不可压缩无旋流体模型的惯量公式

$$J_k = \frac{4}{3} J \sin^2 \left(\gamma + \frac{2}{3} \pi k \right), \quad k = 1, 2, 3 \quad (3)$$

内禀哈密顿量为

$$H_{\text{int. r}} = \sum_{\nu} (\varepsilon_{\nu} - \lambda) a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + \frac{1}{2} \Delta \sum_{\mu\nu} \delta(\tilde{\mu}, \nu) (a_{\mu}^{\dagger} a_{\nu}^{\dagger} + a_{\nu} a_{\mu}), \quad (4)$$

这里 ε_{ν} 是势场 V 中单粒子能量, λ 是费米能量, Δ 为能隙参数. $\tilde{\mu}$ 表示状态 μ 的时间反演态, 形变势场 V 由同 γ 有关的四极形变势 V_2 和十六极形变势 V_4 构成, 在形变不太大时, 只保留到 $\varepsilon_2, \varepsilon_4$ 的一次项^[11,12].

$$\begin{aligned} V &= V_2 + V_4 \\ &= -\kappa \left\{ \cos \gamma Y_{20}(\theta, \phi) - \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}} [Y_{22}(\theta, \phi) + Y_{2-2}(\theta, \phi)] \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sqrt{5}}{2} \frac{\varepsilon_4}{\varepsilon_2} [V_{40} Y_{40}(\theta, \phi) + V_{42} (Y_{42}(\theta, \phi) + Y_{4-2}(\theta, \phi)) \right. \\ &\quad \left. + V_{44} (Y_{44}(\theta, \phi) + Y_{4-4}(\theta, \phi))] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

这里 κ 是能量单位, 对 $h_{11/2}$ 子壳其近似值为^[13]

$$\kappa = \frac{206}{6} \varepsilon_1 A^{-1/3} \text{MeV}, \quad (6)$$

而

$$\begin{aligned}
 V_{40} &= \cos^2 \frac{3}{2} \gamma + \frac{3}{8} \sin^2 \frac{3}{2} \gamma, \\
 V_{42} &= -\frac{\sqrt{10}}{8} \sin^2 \frac{3}{2} \gamma, \\
 V_{44} &= \frac{\sqrt{70}}{16} \sin^2 \frac{3}{2} \gamma,
 \end{aligned} \tag{7}$$

形变势的这样选取,使 $\gamma = 0^\circ, 60^\circ$ 时仍为轴对称的.

如果转子不是理想的刚性转子,转动惯量随转动频率而变化,这样转动能量就一定包含 $I(I+1)$ 的高级项,表明粒子和转动可以存在高级耦合项,近似选取二级耦合项(二级柯里奥利作用为

$$H_c = B(I_+^2 + I_-^2)(j_+^2 + j_-^2), \tag{8}$$

B 是二级惯量参数,其大小可以由 Harris 参数 J_0, J_1 来估计^[14]

$$B = -J_1 \hbar^4 / 4 J_0^2. \tag{9}$$

三、计算结果和讨论

我们利用强耦合基底对角化推广的粒子-转子哈密顿量(1)式^[15],则内禀波函数为

$$\chi_\nu = \sum_{\Omega} C_{\Omega}^{(\nu)} \phi_{\Omega}, \tag{10}$$

其时间反演态

$$\tilde{\chi}_\nu = \sum_{\Omega} (-)^{j-\Omega} C_{\Omega}^{(\nu)} \phi_{-\Omega}, \tag{11}$$

这里 Ω 是单粒子角动量 \vec{j} 在内禀第三轴上的投影,求和号中 Ω 的取值为 $\dots -3/2, 1/2, 5/2 \dots$, (1)式的对角化得到本征能量和本征态

$$\phi_M^I = \sum_{\kappa\nu} a_{\kappa\nu}^I \phi_{M\kappa}^{\nu} \tag{12}$$

$$\phi_{M\kappa}^{\nu} = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{\Omega} C_{\Omega}^{(\nu)} \{ D_{M\kappa}^I \phi_{\Omega} + (-)^{j-j} D_{M-\kappa}^I \phi_{-\Omega} \}. \tag{13}$$

约化跃迁几率为

$$B(O\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f || \mu(O\lambda) || I_i \rangle|^2, \tag{14}$$

对作用是由标准的 BCS 计算引入的.

1. Signature 依赖性同核心的十六极形变的关系

首先研究核心的十六极形变对 M1、E2 跃迁的影响. 取 $B = 0$, 考虑奇 Z 核, 最后一个质子填充 $\pi h_{11/2}$ 轨道. 因为十六极形变对 M1、E2 跃迁的影响主要是通过对内禀单粒子运动的影响而起作用的, 因此我们首先分析十六极形变同单粒子运动的联系. 我们计算了不同的 γ 形变下十六极形变对 $h_{11/2}$ 子壳单粒子能级的影响. 计算中固定四极形变参数 $\varepsilon_2 = 0.16$. 一个明显的特点是 $\varepsilon_4 > 0$ 的十六极形变压缩小底部的能级扩展了

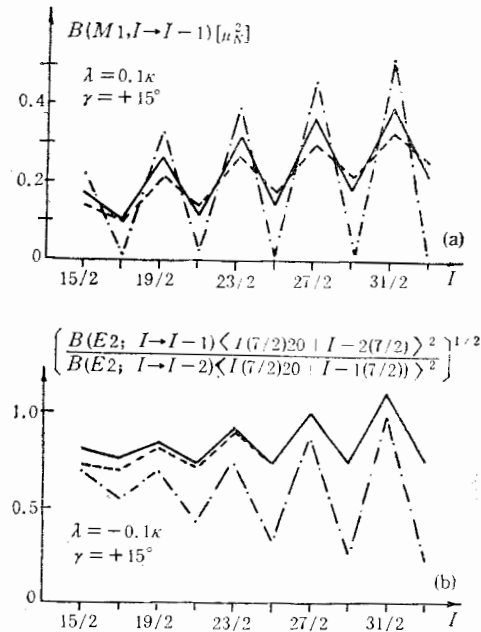


图1 $h_{11/2}$ 子壳粒子-转子模型计算的具有不同的 $\varepsilon_4/\varepsilon_2$ 的奇 A 核 Yrast 态之间的电磁跃迁几率同角动量 I 之间的关系; (a) 磁偶极跃迁 (b) 电四极跃迁。使用参数为 $\gamma = 15^\circ$, $\lambda = -0.1\kappa$, $\Delta = 0.45\kappa$, $J = 72/\kappa$, $g_l = 1.0$, $g_s = 3.91$, $g_R = 0.42$, $e_{\text{eff}}\langle r^2 \rangle / Q_0 = 0.28$, 其中 $\varepsilon_4/\varepsilon_2 = -0.4$ (---), 0 (—), $+0.4$ (-·-·-·)。

顶部的能级,而 $\varepsilon_4 < 0$ 的十六极形变则压缩了顶部的能级扩展了底部的能级,因此 ε_4 改变了能级之间的相对距离,特别是壳层底部的能级之间的距离,这对 $M1$, $E2$ 跃迁几率的 Signature 依赖性具有重要意义。另一方面通过对数值计算的波函数的观察,在 $\varepsilon_4 \approx 0$ 时, (10) 式中不同 Q 值的展开系数 $C_Q^{(\nu)}$ 发生变化,这种变化表明内禀波函数的结构发生了变化,不同 Q 态的混合发生了变化,这样一定会影响奇 A 核的性质,如能谱、电磁跃迁几率等。图 1 给出了在 $\gamma = 15^\circ$, $\varepsilon_4/\varepsilon_2 = 0.4, 0, -0.4$ 的数值计算的例子。图 1(a) 是 Yrast 态之间的 $B(M1)$ 跃迁几率同角动量 I 之间的关系,使用参数为 $\lambda = -0.1\kappa$, $\Delta = 0.45\kappa$, $J = 72/\kappa$, $g_l = 1.00$, $g_s = 3.91$, $g_R = 0.42$ 。图 1(b) 给出了计算的 Yrast 态之间 $[B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 比值同角动量 I 之间的关系。这里约化跃迁几率用轴对称时的数值作单位,等效电荷取 $e_{\text{eff}}\langle r^2 \rangle / Q_0 = 0.28$, $Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZeR_0^2 \beta \cos \gamma$

是内禀四极矩^[4],由图 1(a) 我们看到: 当 $\varepsilon_4/\varepsilon_2$ 由 -0.4 变到 $+0.4$ 时, $B(M1)$ 的 Signature 振荡特征明显增加,而对 Signature 的平均值基本不变,而电四极跃迁 $[B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 比值在 $\varepsilon_4/\varepsilon_2 = +0.4$ 时的 Signature 振荡特征明显增强,对 Signature 平均值下降,当 $\varepsilon_4/\varepsilon_2$ 从 0 变到 -0.4 时变化不大,仔细观察表明在 $\varepsilon_4/\varepsilon_2 = 0.4$ 时, $B(E2; \Delta I = 1)$ 值和 $B(E2; \Delta I = 2)$ 值的 Signature 振荡特性增加,而前者平均值下降,后者平均值增大,而在 $\varepsilon_4/\varepsilon_2$ 从 0 变到 -0.4 时, $B(E2; \Delta I = 1)$ 值和 $B(E2; \Delta I = 2)$ 值变化都不大。

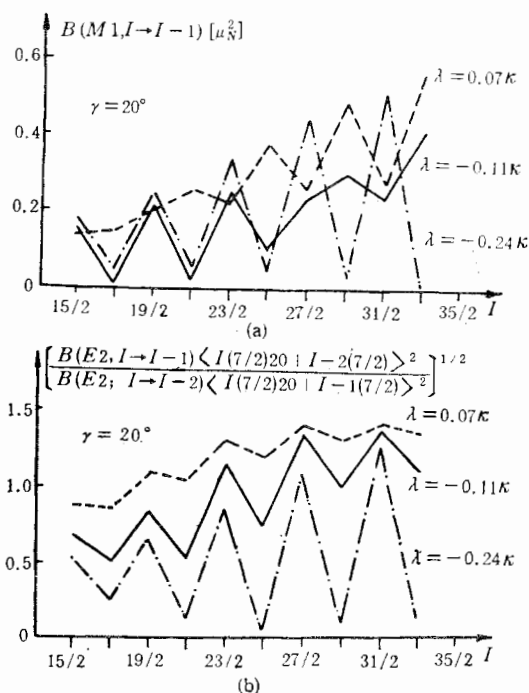


图 2 费米面固定在第三条能级和第四条能级的中间位置, 核心具有不同 ϵ_4/ϵ_2 值的奇 A 核 Y_{rast} 态之间的电磁跃迁几率同角动量 I 之间的关系. (a) 磁偶极跃迁. (b) 电四极跃迁, 使用参数 $\gamma = 20^\circ$, $\Delta = 0.45\kappa$, $J = 72/\kappa$, $g_l = 1.0$, $g_s = 3.91$,

$$\epsilon_R = 0.42, \epsilon_{\text{eff}} \langle r^2 \rangle / Q_0 = 0.28.$$

$$\text{---} \quad \epsilon_4/\epsilon_2 = -0.4, \lambda = +0.07\kappa$$

$$\text{—} \quad \epsilon_4/\epsilon_2 = 0.0, \lambda = -0.11\kappa$$

$$\text{-}\cdot\text{-}\cdot\text{-}\quad \epsilon_4/\epsilon_2 = +0.4, \lambda = -0.24\kappa$$

众所周知, 当费米面从高 i 壳的底部(靠近 $Q = 1/2$ 能级)向顶部移动时, 由于波函数中 $Q = 1/2$ 成分的减少而使能量的 Signature 分离减弱^[16], 我们对 $B(M1)$ 和 $[B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 的计算显示了同样的特征^[17]. 由于核心的十六极形变使单粒子能级发生移动, 这种移动等效于费米面的移动, 因此若要保持费米面的相对位置保持不变, 在 $\epsilon_4 \approx 0$ 时需要适当地调整 λ 值. 图 2 中我们给出了费米面保持在第三条和第四条单粒子能级中间位置, 而核心具有不同的 ϵ_4/ϵ_2 的奇 A 核 Y_{rast} 态之间的电磁跃迁几率同角动量 I 之间的关系. 我们看到: 当 $\epsilon_4/\epsilon_2 = 0.0$ 时, $B(M1)$ 值在 $I = 29/2$ 出现 Signature 振荡的逆转, 而 $\epsilon_4/\epsilon_2 = -0.4$ 时, 这种逆转在 I 较小时就已发生, 而在 $\epsilon_4/\epsilon_2 = +0.4$ 时, $B(M1; \Delta I = 1)$ 值表现出显著的 Signature 振荡现象. 由图 2b 可见, $[B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 值在 $\epsilon_4/\epsilon_2 = +0.4$ 时, Signature 振荡显著增大, 而对 Signature 的平均值下降, 而 $\epsilon_4/\epsilon_2 = -0.4$ 时, Signature 振荡明显减小, 但平均值增大.

2. 二级柯里奥利作用对 Signature 依赖性的影响

随着自旋的增加, 柯里奥利项 $-\sum_k I_k i_k / J_k$ 变得愈来愈重要, 它直接影响能谱和波

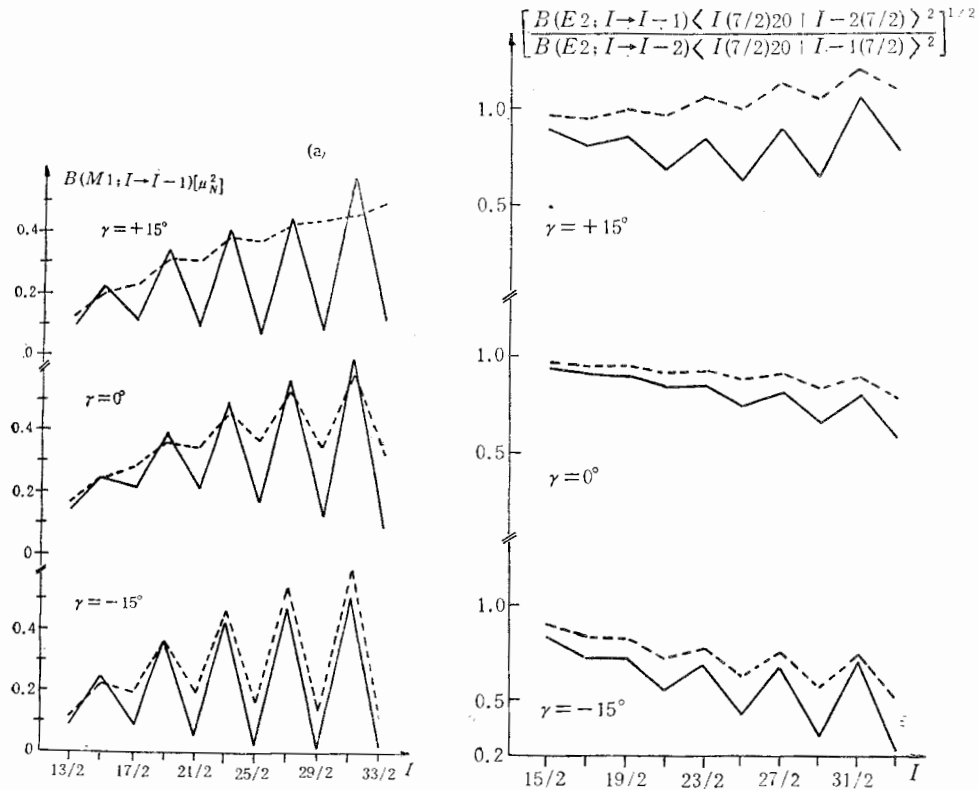


图3 考虑二级柯里奥利项后, Y_{rast} 态之间的电磁跃迁几率同角动量 I 之间的关系。(a) 磁偶极跃迁, (b) 电四极跃迁. 使用参数: $\varepsilon_4 = 0$, $\lambda = 0.1\kappa$, $\Delta = 0.45\kappa$, $J = 72/\kappa$, $g_l = 1.0$, $g_r = 3.91$, $g_R = 0.42$, $e_{\text{eff}}\langle r^2 \rangle / Q_0 = 0.28$. 虚线对应 $B = 0$, 实线对应 $B = -3.0 \times 10^{-5}\kappa$.

函数的特性, Hamamoto 和 Mottelson 认为^[6,7,8]: 电四极跃迁 $B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)$ 比值显著的 Signature 依赖性 是原子核三轴不对称形变发生的一个明确标志. 问题是要定量的解释实验数据必须使用较大的 γ 值 ($\gamma > 30^\circ$), 这同已有的实验事实不符, 也同推转模型计算结果不一致. 为了解决这个矛盾, 我们认为: 高级柯里奥利作用对 $B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)$ 比值的 Signature 依赖性有很大影响. 图3给出了考虑二级柯里奥利作用后 $B(M1)$ 值、 $[B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 比值的计算结果, 其中参数 $B = -3.0 \times 10^{-5}\kappa$ (实线所示). 为了比较起见, 同时给出了不考虑二级柯里奥利项的结果 ($B = 0$, 虚线所示), 所有的计算中均未考虑十六极形变, 并使用完全相同的其它参数.

我们看到: 由于二级柯里奥利作用的存在引起下面的变化:

(1) $M1(\Delta I = 1)$ 跃迁几率出现了强烈的 Signature 振荡, 且随角动量 I 的增大而增大.

(2) $[B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 比值的 Signature 依赖特征明显增强, 但对 Signature 的平均值下降了.

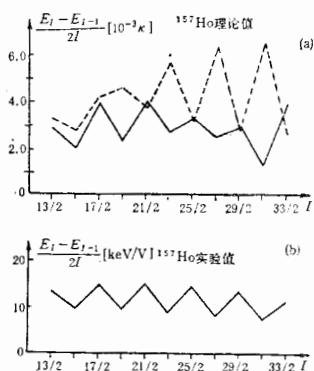


图 4 ^{157}Ho 能谱的 Signature 分离同角动量 I 的关系。(a) 理论值, 实线是本文给出的结果, 虚线是文献[9]的结果。(b) 实验值。使用参数见图 5

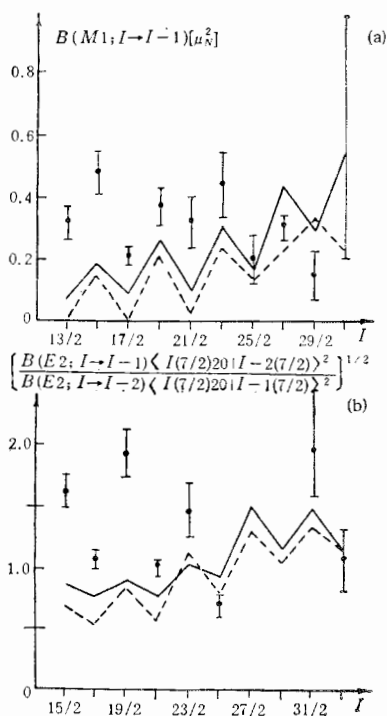


图 5 ^{157}Ho 的 $B(M1; \Delta I = 1)$ 值和 $\{ [B(E2; \Delta I = 1) \langle I(7/2) 20 | I - 2(7/2) \rangle^2] / [B(E2; \Delta I = 2) \langle I(7/2) 20 | I - 1(7/2) \rangle^2] \}^{1/2}$ 比值同角动量 I 的关系, 其中圆点为实验值, 实线为本文的结果, 虚线是[9]的结果。使用参数, 本文: $\lambda = 0.21\kappa$, $\epsilon_4/\epsilon_2 = -0.5$, $B = -4.0 \times 10^{-3}\kappa$, 而文献[9]中: $\lambda = -0.1\kappa$, $\epsilon_4 = 0$, $B = 0$ 。其它参数两个模型相同, 即 $\gamma = 20^\circ$, $\Delta = 0.45\kappa$, $J = 72/\kappa$, $e_{\text{eff}} \langle r^2 \rangle / Q_0 = 0.28$, $g_i = 1.0$, $g_r = 3.91$, $g_R = 0.42$ 。

(3) 一个重要的结果是在 $\gamma = 0^\circ$ 时(图 3b), 二级柯里奥利作用引起 $[B(E2; \Delta I = 1) / B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 比值的 Signature 依赖特征和 $\gamma = -15^\circ$ 时而不考虑二级柯里奥利作用的结果类似, 这表明 Signature 依赖性不完全是由 γ 形变引起的, 二级柯里奥利

作用应该是一个重要因素。

(4) 仔细分析数值结果表明: $B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)$ 比值 Signature 振荡增强主要来自 $B(E2; \Delta I = 1)$ 值的贡献。

(5) 数值结果表明: Yrast 态能谱的 Signature 分离出现了明显的 Signature 振荡特性。

3. ^{157}Ho 理论计算同实验值的比较

图 4、5 给出了能谱的 Signature 分离、 $B(M1; \Delta I = 1)$ 值及 $[B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 比值的计算结果, 并同实验值进行了比较, 实验结果取自文献[5]。为了比较起见, 同时亦给出了我们用粒子-转子模型计算的结果^[9] (文献[9]中没有给出能谱的 Signature 分离和 $B(M1; \Delta I = 1)$ 值, 所示结果是运用文献[9]所示参数重新计算的)。在本文的计算中, 参数选 $\epsilon_4/\epsilon_2 = -0.5$, $B = -4.0 \times 10^{-5}\kappa$, 其它参数同文献[9]一致, 费米面放置在 $h11/2$ 子壳中部。由于核心的十六极形变, 单粒子能级发生移动, 因此文献[9]中 $\lambda = -0.1\kappa$ 变为 $\lambda = 0.21\kappa$ 。

由图 4、5, 我们看到: 采用推广的粒子-转子模型使得能谱的 Signature 分离, $B(M1; \Delta I = 1)$ 值和 $[B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 比值都和实验定性符合, 而文献[9]中, 尽管 $[B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 比值同实验定性符合, 但是能谱的 Signature 分离和 $B(M1; \Delta I = 1)$ 值都和实验不一致, 如在 $I = 19/2$ 时, 能谱中 Signature 分离的位相已同实验结果相反, 而 $B(M1; \Delta I = 1)$ 在 $I \sim 31/2$ 时也明显地与实验结果不一致。

四、结 论

(1) 我们利用推广的粒子-转子模型对奇 A 核的 $M1(\Delta I = 1)$ 跃迁和 $E2$ 跃迁进行了研究, 并同 ^{157}Ho 的实验值进行了比较, 利用同一组参数得到了能谱的 Signature 分离, $B(M1; \Delta I = 1)$ 值和 $[B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)]^{1/2}$ 比值都同实验值定性符合的结果。

(2) 计算结果表明: 核心的十六极形变及转动哈密顿量中的二级柯里奥利作用对 $B(M1; \Delta I = 1)$ 值、 $B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)$ 比值都有明显的影响。一般趋向是: $\epsilon_4 > 0$ 的十六极形变使 $B(M1; \Delta I = 1)$ 值和 $B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)$ 比值的 Signature 依赖特征增强, 而 $\epsilon_4 < 0$ 的十六极形变使其 Signature 依赖特征减弱。另一方面, 二级柯里奥利作用则使 $B(M1; \Delta I = 1)$ 值和 $B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)$ 比值的 Signature 依赖特征明显增强, 但平均值下降。

(3) 计算表明: $B(E2; \Delta I = 1)/B(E2; \Delta I = 2)$ 比值的 Signature 依赖特征是 γ 形变(或 γ 涨落)、核心的十六极形变以及二级柯里奥利力共同作用的结果, 这样就有可能使用合理的 γ 值来解释电磁跃迁的实验数据。

本文使用的计算程序是在 I. Hamamoto 教授提供的三轴转子程序的基础上编制的, 全部计算工作是在兰州大学计算中心 M-340S 中型机上完成的。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] P. Twin, Proc. of Beijing International Symposium on Physics at Tandem, Beijing, May 26—30, 1986, p. 443.
P. Twin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 811.
- [2] I. Hamamoto, 1987, Preprint Lund-Mph-87/03.
- [3] A. J. Larabee, L. H. Courtney, S. Frauendorf, L. L. Riedinger et al, *Phys. Rev.*, **29C** (1984), 1934.
- [4] S. Jonsson, J. Lyttkens, L. Carlen, N. Roy et al., *Nucl. Phys.*, **A422** (1984), 397.
- [5] G. B. Hagemann, J. D. Garrett, B. Herskind, J. Kownacki et al., *Nucl. Phys.*, **A424** (1984), 365.
G. B. Hagemann et al., *Phys. Rev.*, **25C** (1982), 3224.
- [6] I. Hamamoto & B. R. Mottelson, *Phys. Lett.*, **132B** (1983), 7.
- [7] I. Hamamoto, Proc. of Workshop on Electromagnetic Properties of High Spin Nuclear Levels (eds. G. Goldring and M. Hass), Israel, Jan., 1984.
- [8] I. Hamamoto, Invited talk presented at the 4th Franco-Japanese Colloquium, Seillac, October, 1986.
- [9] I. Hamamoto & Zheng Xing, *Physica Scripta.*, **33** (1986), 210.
- [10] S. Frauendorf and F. R. May, *Phys. Lett.*, **125B** (1983), 245.
- [11] G. Leander, and S. E. Larsson, *Nucl. Phys.*, **A239**(1975), 93.
- [12] S. E. Larsson, G. Leander, I. Ragnarsson and G. Alenius, *Nucl. Phys.*, **A261**(1976), 77.
- [13] J. Meyer-ter-Vehn, *Nucl. Phys.*, **A249** (1975), 111.
- [14] A. Bohr & B. R. Mottelson, *Nuclear Structure Vol. II*, (1975).
- [15] S. E. Larsson, G. Leander and I. Ragnarsson, *Nucl. Phys.*, **A307** (1978), 189.
- [16] R. Bengtsson and J. Garrett, *The Cranking Model—Theoretical and Experimental Bases*, Lund-Mph-84/18.
- [17] 谢红星, 邢正, 奇A核 E2 跃迁的 Signature 依赖性, 兰州大学学报(待发表).

PROPERTIES OF M1 AND E2 TRANSITIONS IN ODD-A RARE-EARTH NUCLEI

XING ZHENG

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

XIE HONGXING

(Lanzhou University)

ABSTRACT

The properties of M1 and M2 transitions in odd-A rare-earth nuclei are investigated by means of the extended particle-rotor model. It shows that the effects of hexadecapole deformation of the core and the second-order coriolis interaction in the rotational hamiltonian on the signature-dependence and the values averaged over the signature $\alpha = \pm 1/2$ of M1 and E2 transition rates in odd-A nuclei can not be neglected.