

文章编号: 1007-4627(2005)02-0172-08

## 稀土区奇奇核 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带 $B(M1)/B(E2)$ 比值增强特性<sup>\*</sup>

陆景彬, 刘运祚, 孙 亮, 杨 东, 梁国栋, 王守宇, 马英君, 赵广义,  
李险峰, 崔兴柱, 李明非, 霍俊德, 曾国模

(吉林大学物理学院, 吉林 长春 130023)

竺礼华, 吴晓光

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

**摘 要:** 在稀土区奇奇核  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  转动带中, 系统地观测到随转动频率或角动量增加,  $B(M1)/B(E2)$  曲线表现出所谓 parabola-like 形状, 即在增加到某一转动频率或自旋后,  $B(M1)/B(E2)$  比值快速增强。基于推转模型和粒子转子模型关于奇奇核二准粒子转动带磁偶极约化跃迁几率的描述, 对稀土区双奇核的这一行为进行了讨论。指出该现象的发生与  $\nu i_{13/2}$  准中子转动顺排特性密切相关。 $B(M1)/B(E2)$  比值在接近第二带交叉(即 BC 准中子对顺排)的较高频率处的增强效果, 可以理解为主要来源于带交叉引起的波函数中混合四准粒子成分的结果。通过对  $B(M1)/B(E2)$  比值的增强效果发生在较低频率处的分析, 对稀土区奇奇核  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带角动量耦合图像有了进一步认识。

**关键词:** 高自旋态; 奇奇核; 电磁跃迁特性; 顺排

**中图分类号:** O571.22      **文献标识码:** A

### 1 引言

随着原子核高自旋态能谱研究的不断深入, 作为反映原子核结构特性的重要参量, 电磁跃迁特性也得到了实验和理论学家的广泛关注。电四极跃迁与原子核的集体行为(如形变)直接相关<sup>[1,2]</sup>, 而磁偶极跃迁对原子核的内禀结构(如价核子所处的轨道)比较敏感<sup>[3]</sup>, 通过对原子核电磁跃迁特性的研究, 可以获得核内某些深层次的知识(如三轴形变、角动量耦合和波函数等信息)。近年来, 针对稀土区奇 Z 核  $\pi h_{11/2}$  转动带已进行了一系列系统性分析工作<sup>[4-8]</sup>。其中, 一个比较突出的现象是在发生回弯的自旋区,  $B(M1)/B(E2)$  比值迅速增大, 甚至比带交叉发生前高出 4—5 倍。该行为与一对  $\nu i_{13/2}$  准中子顺排后对磁偶极跃迁的贡献以及由于两个发生顺排的  $i_{13/2}$  准中子的驱动引起的  $\gamma$  形变的变化有关<sup>[9,10]</sup>。

20 世纪 90 年代以来, 奇奇核电磁跃迁特性也引起了人们的关注。Salicio 等<sup>[11]</sup> 研究奇奇核  $^{160}\text{Ho}$  的电磁跃迁特性时指出, 在该核的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  晕带中观测到了与奇 A 核相似的现象, 即在一定转动频率后,  $B(M1)/B(E2)$  比值开始迅速增强, 整个曲线表现出近似抛物线形状。随后 Driss 等<sup>[12,13]</sup> 进一步肯定了奇奇核的这一行为。近几年完成的奇奇核  $^{162-164}\text{Lu}$ <sup>[14]</sup>,  $^{164}\text{Ta}$ <sup>[15]</sup> 和  $^{158}\text{Ho}$ <sup>[16]</sup> 的研究以及我们对  $^{160}\text{Tm}$ <sup>[17]</sup> 的测量都报道了这一现象。

值得注意的是, 与奇 Z 核  $\pi h_{11/2}$  带不同, 对于  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  结构, 由于  $\nu i_{13/2}$  准中子的阻塞效应, 带交叉系统地延迟至 0.35 MeV, 而稀土区奇奇核中观测到的  $B(M1)/B(E2)$  比值的增强位置系统地低于该转动频率。因此, 不能类似奇 Z 核那样把这种增强简单地归因于发生顺排的两个准中子的贡献。目前, 该现象的发生机制还没有形成一个统一的结

收稿日期: 2004 - 09 - 22; 修改日期: 2004 - 11 - 15

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10105003); 国家基础研究发展规划资助项目(G2000077405)

作者简介: 陆景彬(1969-), 男(汉族), 辽宁葫芦岛人, 教授, 从事核结构实验研究;

E-mail: ljb@jlu.edu.cn, jblu1969@mail.jl.cn

论。这里，基于推转模型(CSM)和粒子转子模型(PRM)对奇奇核电磁跃迁的描述，进一步对这一行为进行讨论，期望对稀土区奇奇核  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  组态带中角动量耦合图像有进一步认识。

## 2 实验现象及 CSM 和 PRM 的解释

确定  $B(M1)/B(E2)$  绝对值需要进行寿命测量，而  $B(E2, \Delta I=2)$  不依赖于 signature 量子数，并且随角动量变化均匀<sup>[10, 18, 19]</sup>，因此，通常利用  $B(M1)/B(E2)$  比值来反映  $B(M1)$  参量特性。实验上提取  $B(M1)/B(E2)$  的表达式为

$$\frac{B(M1, I \rightarrow I-1)}{B(E2, I \rightarrow I-2)} = 0.697 \frac{E_\gamma^5(I \rightarrow I-2)}{E_\gamma^3(I \rightarrow I-1)} \frac{1}{1+\delta^2} \frac{1}{\lambda} \left[ \frac{\mu_N^2}{e^2 b^2} \right], \quad (1)$$

其中， $\lambda$  和  $\delta$  分别为分支比和混合比，跃迁能量的单位为 MeV。

### 2.1 轻稀土区奇奇核 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带中 $B(M1)/B(E2)$ 曲线的近似抛物线现象

近年来，稀土区奇奇核电磁跃迁积累了丰富的实验数据，其中先后在  $^{160}\text{Ho}$ <sup>[11, 13]</sup>， $^{166}\text{Tm}$ <sup>[12]</sup>， $^{162, 164}\text{Lu}$ <sup>[14]</sup>， $^{158}\text{Ho}$ <sup>[16]</sup>， $^{164}\text{Ta}$ <sup>[15]</sup>， $^{162}\text{Tm}$ <sup>[20]</sup> 以及我们刚刚测量的  $^{160}\text{Tm}$ <sup>[17]</sup> 的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  转动带中的  $B(M1)/B(E2)$  曲线观测到，在转动频率或自旋增加到一定值后， $B(M1)/B(E2)$  开始增强，即表现出所谓近似抛物线形状(见图 1)。表 1 给出了这些核的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中  $B(M1)/B(E2)$  比值开始增强的位置，并与带交叉的位置比较。其中， $\hbar\omega_c$  和  $I_c$  分别对应第二带交叉(BC 准中子对转顺排)的频率和角动量位置(利用动力学转动惯量曲线确定<sup>[21]</sup>)， $\hbar\omega_{\text{para}}$  和  $I_{\text{para}}$  分别表示  $B(M1)/B(E2)$  比值最低的频率和角动量位置，即大于此位置后  $B(M1)/B(E2)$  开始增强。许多情况下， $B(M1)/B(E2)$  比值表现较强的旋称依赖性，通过内插的方法得到两个 signature 分支的平均曲线( $^{164}\text{Ta}$  除外)确定该位置。

从表 1 看出，在这些核中， $B(M1)/B(E2)$  比值开始增强的位置系统地低于 BC 带交叉位置，其中  $^{158}\text{Ho}$ ， $^{160, 162}\text{Tm}$ ， $^{162, 164}\text{Lu}$  和  $^{164}\text{Ta}$  的增强位置发生在接近于第二带交叉的较高频率处，而  $^{160}\text{Ho}$  和  $^{166}\text{Tm}$  中的增强位置远远低于带交叉的频率位置。准粒子的费米面不同， $B(M1)/B(E2)$  比值的增强

发生的位置不同，表明其不同的发生机制。

表 1 轻稀土区奇奇核  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中观测到  $B(M1)/B(E2)$  比值开始增强的位置  $\hbar\omega_{\text{para}}$  与 BC 带交叉频率位置  $\hbar\omega_c$  的比较

Nuclei	$\hbar\omega_c / \text{MeV}$		$I_c / \hbar$		$\hbar\omega_{\text{para}} / \text{MeV}$	$I_{\text{para}} / \hbar$
	$\alpha=0$	$\alpha=1$	$\alpha=0$	$\alpha=1$		
$^{164}\text{Ta}$	$\geq 0.34$	$> 0.36$	$\geq 18$	$\geq 19$	0.30	16
$^{164}\text{Lu}$	0.33	0.34	22	23	0.29	18
$^{162}\text{Lu}$	0.35	0.36	22	21	0.32	18
$^{160}\text{Tm}$	0.35	0.36	22	23	0.31	18
$^{162}\text{Tm}$	0.36	0.35	24	23	0.31	19
$^{166}\text{Tm}$	0.34	0.34	24	23	0.18	13
$^{160}\text{Ho}$	0.34	$> 0.33$	22	$> 21$	0.19	14
$^{158}\text{Ho}$	$\geq 0.35$	$> 0.34$	$\geq 22$	$> 21$	0.28	17

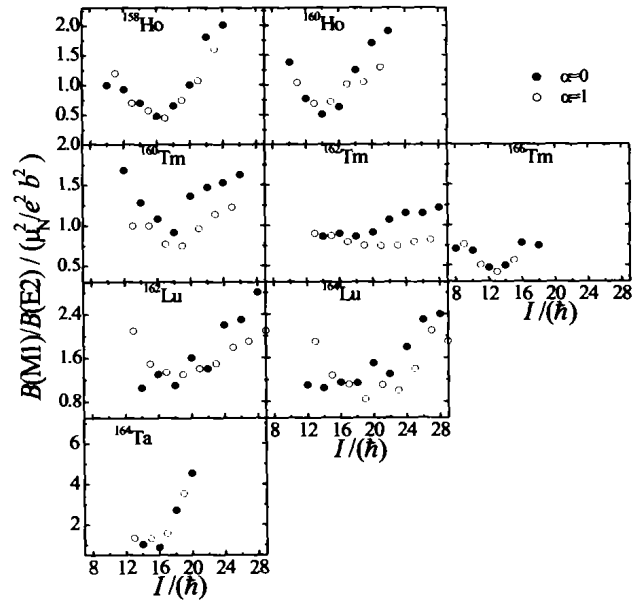


图 1 轻稀土区奇奇核  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中已观测到所谓近似抛物线形状的实验电磁跃迁曲线(仅引用了数据点的值)

### 2.2 推转模型和粒子转子模型的解释

(1) 基于推转模型，Dönau 和 Frauendorf<sup>[22]</sup> 给出了描述转动核电磁跃迁参量的表达式，对于奇奇核二准粒子转动带，在不考虑旋称劈裂时，磁偶极约化跃迁几率表示为

$$B(M1, I \rightarrow I-1) = \frac{3}{8\pi} \mu_T^2, \\ \mu_T = (g_p - g_r) \left[ \Omega_p \left( 1 - \frac{K^2}{I^2} \right)^{1/2} - i_p \frac{K}{I} \right] +$$

$$(g_n - g_R) \left[ \Omega_n \left( 1 - \frac{K^2}{I^2} \right)^{1/2} - i_n \frac{K}{I} \right], \quad (2)$$

电四极约化跃迁几率表示为

$$B(E2, I \rightarrow I - 2) = \frac{5}{16\pi} \langle IK20 | I - 2K \rangle^2 Q_0^2, \quad (3)$$

其中,  $\mu_T$  为磁矩垂直于总角动量  $I$  方向的分量,  $g_p$ ,  $g_n$  和  $g_R$  分别为准质子、准中子以及核实集体转动的回旋磁比率因子,  $i_p$  和  $i_n$  分别为准质子和准中子沿转动轴方向的顺排,  $\Omega_p$  和  $\Omega_n$  分别为准质子和准中子角动量沿对称轴方向的投影,  $K = \Omega_p + \Omega_n$ ,  $Q_0$  为内禀电四极矩, 用形变参数  $\beta$  近似表示为

$$Q_0 = 1.44 \times 10^{-2} \left[ \frac{9}{5\pi} \right]^{1/2} Z A^{2/3} \beta (1 + 0.36\beta). \quad (4)$$

文献[11, 12]的计算结果表明, 直接通过上面 CSM 公式计算的  $B(M1)/B(E2)$  比值无法再现实验观测到的增强现象, 尤其增强发生在低频时的情形, 并指出  $B(M1)/B(E2)$  比值的增强行为可能来源于低频区 ( $I < j_p + j_n$ , 适用 PRM 描述) 和 高频区 ( $I \geq j_p + j_n$ , 适用 CSM 描述) 之间的角动量耦合图像的逐渐改变。

(2) 针对奇奇核  $^{166}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带  $B(M1)/B(E2)$  曲线的这种近似抛物线行为, Driss 等<sup>[12]</sup> 基于粒子转子模型进行了计算, 其角动量耦合图像概述如下(见图 2)。

约化跃迁几率  $B(M1)$  正比于磁矩沿总角动量  $I$  ( $= j_p + j_n + R$ ) 的垂直分量 ( $\mu_{\perp}$ ) 的平方,

$$\begin{aligned} \mu_{\perp} &= g_p j_{p\perp} + g_n j_{n\perp} + g_R R_{\perp} \\ &= (g_p - g_R) j_{p\perp} + (g_n - g_R) j_{n\perp}, \end{aligned} \quad (5)$$

假定准质子角动量  $j_p$  沿转动轴方向几乎不顺排, 而准中子角动量  $j_n$  随总角动量  $I$  的增加沿转动轴方向逐渐顺排, 如图 2(a) 所示。在  $I < j_p + j_n$  的低自旋区, 总角动量主要来自于准粒子角动量  $j_p$  和  $j_n$  耦合。这时  $j_{p\perp}$  和  $j_{n\perp}$  符号相反, 而  $g_p - g_R > 0$ ,  $g_n - g_R < 0$ , 从(5)式容易看出,  $j_p$  和  $j_n$  对  $B(M1)$  的贡献彼此增强, 在此自旋区具有较大的  $B(M)$  值。

随  $I$  增大, 核实集体转动角动量  $R$  不再被忽略,  $j_n$  沿转动轴方向表现一定顺排, 且  $j_p$  和  $j_n$  这时位于总角动量  $I$  的同侧, 如图 2(b) 所示。由于  $g_p - g_R$  和  $g_n - g_R$  符号相反, 从(5)式可以看出,  $j_p$  和  $j_n$

对  $B(M1)$  的贡献相互抵消,  $B(M1)$  值最低。随  $I$  进一步增大和  $j_n$  的顺排, 这时  $j_p$  和  $j_n$  分别位于  $I$  的两侧, 如图 2(c) 所示。根据(5)式,  $j_p$  和  $j_n$  对  $B(M1)$  的贡献再次相互增强, 且随  $j_n$  的顺排,  $I$  与  $j_n$  夹角增大,  $j_{n\perp}$  进一步增大, 使得随  $I$  增大,  $B(M1)$  进一步增强。当  $I$  增大到一定程度,  $j_n$  沿转动轴方向完全顺排, 即  $i_n = j_n$ , 这时  $B(M1)$  达到最大。实际情况下,  $j_n$  很难顺排到这种程度。

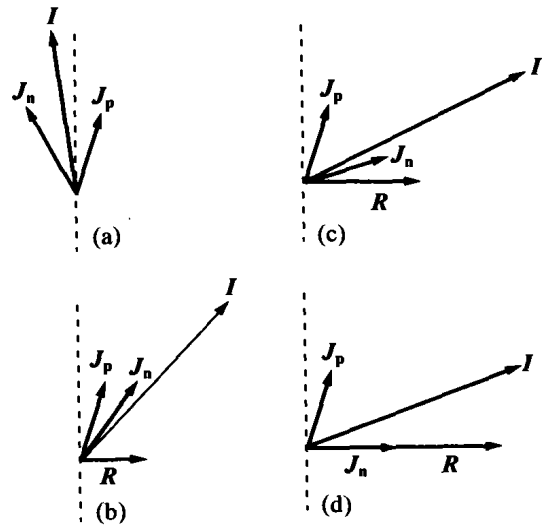


图 2 Driss 等<sup>[12]</sup> 建议的奇奇核半经典的角动量耦合图像

该耦合图像定性地描述了  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带  $B(M1)/B(E2)$  比值在较低频率处的增强效果, 但在  $I < 10$  的低自旋区,  $B(M1)/B(E2)$  计算值远高于实验值, 而在  $I > 14$  的高自旋区, 其计算值远远低于实验值, 表明该耦合图像还有待修正。

### 3 讨论和分析

前面 2.1 节(见图 1 和表 1)指出, 稀土区  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  高  $j$  带中已观测到  $B(M1)/B(E2)$  曲线的所谓近似抛物线形状的核中,  $^{160}\text{Ho}$  和  $^{166}\text{Tm}$  的  $B(M1)/B(E2)$  比值增强发生在很低的频率位置, 而  $^{158}\text{Ho}$ ,  $^{160, 162}\text{Tm}$ ,  $^{162, 164}\text{Lu}$  和  $^{164}\text{Ta}$  中的增强发生在接近 BC 准中子对转顺排(第二带交叉)的高频位置, 表明两种情况下  $B(M1)/B(E2)$  的增强来源于不同的机制。

下面结合我们测量的  $^{160}\text{Tm}$  的  $B(M1)/B(E2)$  实验数据<sup>[17]</sup>, 进一步分析稀土区奇奇核电磁跃迁曲线的这一奇特效果, 并对稀土区  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  二准粒子结构的角动量耦合图像给予更深入认识。

### 3.1 $B(M1)/B(E2)$ 比值增强发生在较高频率位置的情形 ( $\hbar\omega \approx 0.30$ MeV)

通过重离子熔合蒸发反应  $^{146}\text{Nd}(^{19}\text{F}, 5n)^{160}\text{Tm}$  ( $E_{\text{lab}} = 102$  MeV), 对奇奇核  $^{160}\text{Tm}$  的高自旋态进行了布居<sup>[17]</sup>, 测量了其电磁跃迁数据。图 3 给出了  $^{160}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带的  $B(M1)/B(E2)$  实验曲线和基于 CSM 计算值的比较。计算中使用的参数,  $g_p = 1.35$ ,  $g_n = -0.29$ ,  $\Omega_p = 3.5$ ,  $\Omega_n = 1.5$ ,  $Q_0 = 5.82$  eb,  $i_p$  和  $i_n$  分别从奇 A 核  $^{159}\text{Tm}$  和  $^{159}\text{Er}$  的顺排角动量曲线提取, 未考虑带交叉引起的顺排增益量时,  $i_p \approx 2.1 \hbar$ ,  $i_n \approx 5.9 \hbar$ 。计算结果(图 3 实线)表明, 在低自旋区与实验值符合较好, 但却无法再现高自旋区发生的增强效果。

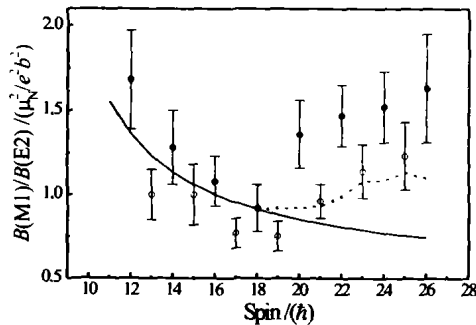


图 3  $^{160}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  晕带的  $B(M1)/B(E2)$  比值

●和○分别对应  $\alpha=0$  和  $\alpha=1$  的实验值, 曲线为基于 CSM 理论公式的计算值, 一一对应未考虑带交叉引起的顺排增益量, 一一对应考虑了 BC 准中子对转瞬排引起的顺排增益量  $\Delta i_n(\hbar\omega)$ 。

我们注意到, 该带中  $B(M1)/B(E2)$  比值增强的位置尽管低, 但接近于 BC 带交叉的频率位置, 与准粒子顺排角动量开始出现增益的位置 ( $\sim 0.3$  MeV) 接近。由于  $g_p - g_R$  与  $g_n - g_R$  符号相反, 自然想到  $B(M1)/B(E2)$  比值的增强来源于顺排增益量  $\Delta i_x$  的贡献。图 3 的虚线为对应带交叉附近考虑了  $\Delta i_x(\hbar\omega)$  的计算值, 即在公式 (2) 中增加一项  $\Delta i_n(\hbar\omega)$  对磁矩  $\mu_{\perp}$  的贡献。计算结果表明, 在一定程度上再现了  $B(M1)/B(E2)$  的增强效果, 但是计算值仍平均地低于实验值。这一方面由于在高自旋区, 分支比的误差很大, 导致  $B(M1)/B(E2)$  的实验值有较大误差, 另一方面, 可能由于带交叉引起集体性减弱, 与  $B(E2)$  减小有关(带交叉导致  $B(E2)$  减小的情形在偶偶核以及奇 A 核中有相应的报道)。在我们的计算中, 未考虑该因素。

由于顺排增益量  $\Delta i_x$  的出现是带交叉引起的结

果之一, 即带交叉导致二准粒子结构的频率区混合了 BC 准中子对转顺排后的四准粒子波函数成分。因此, 可以说  $^{160}\text{Tm}$  的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中  $B(M1)/B(E2)$  比值增强主要来源于带交叉引起的波函数的混合。相似地,  $^{164}\text{Ta}$ ,  $^{162}\text{Tm}$ ,  $^{162, 164}\text{Lu}$  和  $^{158}\text{Ho}$  中在接近第二带交叉的高频率位置观测到的  $B(M1)/B(E2)$  增强效果(见图 1 和表 1)也主要来源于 BC 带交叉引起的波函数的混合。应指出的是, 相对于能谱, 跃迁几率对波函数的混合要敏感得多。

仍以  $^{160}\text{Tm}$  为例, 对这些核的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中未观测到图 2 角动量耦合图像所描述的、在低频 ( $\sim 0.20$  MeV) 附近  $B(M1)/B(E2)$  比值的增强效果做进一步地探讨。

在  $^{160}\text{Tm}$  中,  $\nu i_{13/2}$  准中子位于  $\Omega = 3/2$  轨道附近, 强烈的 Coriolis 混合使得准中子在较低频率处获得很大顺排量, 并很快达到充分顺排。从实验顺排角动量曲线可以看到,  $^{160}\text{Tm}$  的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  晕带中, 从观测的起始频率开始就获得了大于  $7.6 \hbar$ 、直至带交叉几乎保持恒定的高度顺排量。这表明实际仅观测到了对应图 2 中的 (c)、并接近于 (d) 所描述的角动量耦合图像, 而未见到 (a) 和 (b) 所描述的、带头附近的低自旋结构。这还可以得到以下两点的支持: (1) 根据前面 PRM 描述, 对于  $I < j_p + j_n$  的低自旋区, 由于  $j_p$  和  $j_n$  对磁矩  $\mu_{\perp}$  的贡献相互增强, 即使在 R 出现的较低频率区, 由于准中子的快速充分顺排,  $j_p$  和  $j_n$  对  $\mu_{\perp}$  的贡献也相互增强, 导致有较大的  $B(M1)$  值。更重要的是, 在带头附近的低自旋区, 由于 Clebsch-Gordon 系数具有随角动量的减小而迅速减小的特点, 导致  $B(E2)$  快速减小。这两方面将导致很大的  $B(M1)/B(E2)$  比值, 而分支比  $\lambda$  与  $B(M1)/B(E2)$  为反比例关系(见 (1) 式), 从而带头附近的 E2 跃迁将非常弱。这与实验上看到, 如  $^{160}\text{Tm}$ ,  $^{164}\text{Ta}$ ,  $^{162, 164}\text{Lu}$  以及  $^{158}\text{Ho}$  等奇奇核的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  转动带中, 带头附近很难观测完整 ( $I_0 \gg K$ ) 的事实是一致的, 甚至有时观测到能量很低的带内 M1 跃迁的情况下, 却未见到能量较高的带内 E2 跃迁(这种现象对于  $A \approx 130$  核区  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带更普遍); (2) 根据 PRM 描述, 对应图 2 (c) 或者 (d) 角动量耦合图像时,  $j_p$  和  $j_n$  对  $B(M1)$  的贡献相互增强, 这时, 对应实验观测的带交叉之前频率区, 应存在关系, 即  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中  $B(M1)$  值大于  $\pi h_{11/2}$  带中的  $B(M1)$  值。为此, 图 4 (a) 给出了

$^{160}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带和  $^{159}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2}$  带的、对应两个 signature 分支平均的  $B(M1)/B(E2)$  比值

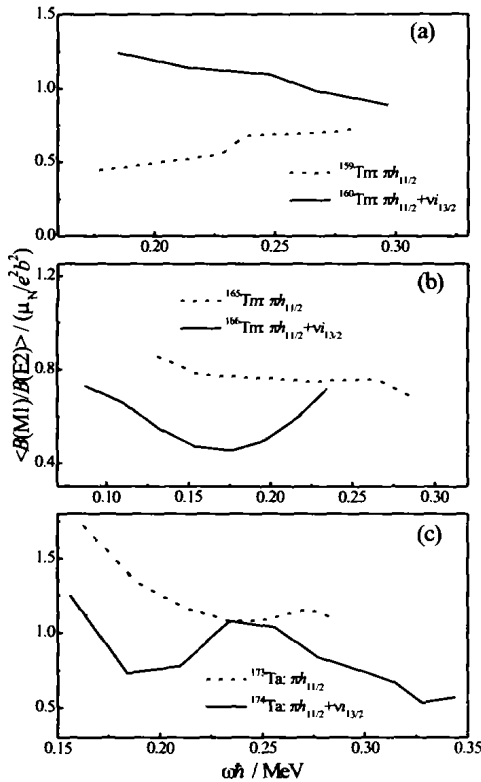


图 4 奇奇核  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带与奇 Z 核  $\pi h_{11/2}$  带中对应两个旋称分支取平均的  $B(M1)/B(E2)$  值的比较  
其中  $^{159}\text{Tm}$ ,  $^{165}\text{Tm}$ ,  $^{173}\text{Ta}$  的数据摘自文献[9, 24—25]。

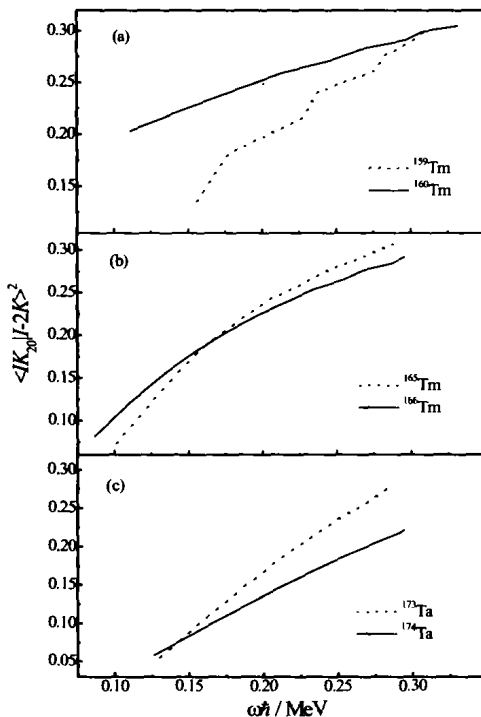


图 5 奇奇核  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带与奇 A 核  $\pi h_{11/2}$  带中 C-G 系数平方的比较

的比较。可以看出  $^{160}\text{Tm}$  中的比值大于  $^{159}\text{Tm}$  的比值。另一方面，由于两核中  $Z$  相同，形变差异很小，根据(4)式，两核的电四极矩  $Q_0$  相近(两核的实验测量值也十分接近)。图 5(a)中给出的两核 Clebsch-Gordon 系数平方的比较，表明  $^{160}\text{Tm}$  的值大于  $^{159}\text{Tm}$  的值。这样， $^{160}\text{Tm}$  中  $B(E2)$  值大于  $^{159}\text{Tm}$  中的  $B(E2)$  值。利用

$$B(M1) \approx (B(M1)/B(E2))_{\text{exp}} \times B(E2) \quad (6)$$

关系，容易得到，在带交叉前， $^{160}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带的  $B(M1)$  值确实远大于  $^{159}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2}$  带的  $B(M1)$  值。这一点进一步支持前面  $^{160}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  结构的角动量耦合图像的分析。

### 3.2 PRM 关于 $B(M1)/B(E2)$ 在较低频率处 ( $< 0.25 \text{ MeV}$ ) 开始增强解释的进一步讨论

Driss 等<sup>[12]</sup> 基于 PRM 的角动量耦合图像(见图 2)，解释了  $^{166}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带的  $B(M1)/B(E2)$  的增强行为。尽管其无论如何修正参数都不能很好地再现实验数据，但在一定程度上说明了该带中  $B(M1)/B(E2)$  比值在较低频率处(远低于 BC 带交叉)开始增强的效果。这里我们对其再次讨论，期望对该种情形的角动量耦合图像随转动频率的变化获得进一步认识。

根据图 2 的描述，当总角动量  $I$  增大到一定值，使得耦合图像对应图 2(c)时，由于准粒子角动量  $j_p$  和  $j_n$  对磁矩  $\mu_{\perp}$  的贡献彼此增强，从而  $B(M1)$  值开始增加，导致  $B(M1)/B(E2)$  比值增强，并且随  $I$  增大， $\nu i_{13/2}$  准中子进一步顺排，这种效果将进一步增强，从而观测到整条曲线的近似抛物线形状。我们注意到，按照该图像，有下面关系，即  $B(M1)$  值开始增强后， $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中的  $B(M1)$  值应大于相应奇 Z 核  $\pi h_{11/2}$  带的  $B(M1)$  值。对此比较如下：一方面，图 4(b) 给出了  $^{166}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带与  $^{165}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2}$  带对应两个 signature 分支取平均的  $B(M1)/B(E2)$  的比较，在增强后的大部分频率范围内， $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带的比值小于  $\pi h_{11/2}$  带的比值(最新的  $^{166}\text{Tm}$  电磁跃迁数据<sup>[21]</sup> 表明这种差异更明显)。另一方面， $^{166}\text{Tm}$  和  $^{165}\text{Tm}$  的电荷数  $Z$  相同，基态形变相近( $\beta(^{165}\text{Tm}) \approx 0.274$ ,  $\beta(^{166}\text{Tm}) \approx 0.283$ )，根据(4)式，两核的电四极矩相当。图 5 (b) 给出了两核中 Clebsch-Gordon 系数平方的比

较, 在  $\hbar\omega > 0.165$  MeV 时,  $^{166}\text{Tm}$  中的值低于  $^{165}\text{Tm}$  的值。以上表明  $^{166}\text{Tm}$  中  $B(E2)$  值小于  $^{165}\text{Tm}$  的值。利用关系式(6)可以推断,  $^{166}\text{Tm}$  的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中, 在  $B(M1)/B(E2)$  开始增强的很大频率范围内, 其  $B(M1)$  的值远小于  $^{165}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2}$  带的值。这一点与图 2(c) 所描述的  $j_p$  和  $j_n$  对  $B(M1)$  贡献彼此增强的效果不符(实际上, Driss 等<sup>[12]</sup> 计算后已指出, 在  $B(M1)/B(E2)$  增强后的高自旋区, 其计算值远不能再现实验值)。

上面分析揭示的  $^{166}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带的  $B(M1)$  值在  $B(M1)/B(E2)$  增强后的较大范围内一直低于  $^{165}\text{Tm}$  中  $\pi h_{11/2}$  带的  $B(M1)$  值, 表明在  $B(M1)/B(E2)$  比值开始增强后的一定频率范围内仍处于图 2(b) 所描述的角动量耦合图像, 而不是很快对应图 2(c) 的情形。实际这时的增强行为可以理解如下: 在刚好进入图 2(b) 的耦合状态后, 随核实际角动量  $R$  的进一步增大,  $j_n$  沿转动轴的顺排量增加,  $j_n$  与总角动量  $I$  的夹角减小, 这时  $j_{n\perp}$  减小, 其对磁矩  $\mu_{\perp}$  的抵消作用减弱(对应图 2(b) 的耦合图像,  $j_p$  和  $j_n$  对  $B(M1)$  的贡献彼此抵消); 另一方面,  $R$  和  $j_n$  顺排的增加, 导致总角动量  $I$  和  $R$  的夹角减小, 而  $j_p$  与  $R$  的夹角不变( $\pi h_{11/2}$  随  $R$  增大几乎不增加顺排量), 于是  $j_p$  与  $I$  的夹角增加, 即贡献  $\mu_{\perp}$  的  $j_{p\perp}$  增大。以上两方面导致这时  $B(M1)$  已开始增强。结合前面的分析, 可以得到, 在图 2(b) 的角动量耦合图像下, 一方面由于  $j_p$  和  $j_n$  分别位于  $I$  的同一侧导致其贡献  $B(M1)$  彼此抵消, 合成的效果使得  $B(M1)$  值在一定频率范围内小于奇  $Z$  核  $^{165}\text{Tm}$  的  $B(M1)$  值, 而同时在该耦合状态下, 随  $\hbar\omega(I)$  的增大, 在较低频率处  $B(M1)$  即开始增强, 当  $I$  增加直至进入图 2(c) 的耦合图像,  $B(M1)$  进一步增强。在接近 BC 带交叉的较高频率( $\sim 0.30$  MeV) 时, 由于四准粒子波函数的混合, 将再次增强。

### 3.3 中重稀土区奇奇核 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带电磁跃迁行为的探讨

在  $^{174}\text{Ta}$  中,  $\nu i_{13/2}$  准中子费米面位于  $[633]7/2^+$  尼尔逊轨道附近, 与  $^{166}\text{Tm}$  相似, 随  $\hbar\omega(I)$  增加, 沿转动轴方向逐渐表现一定的顺排。因此, 自然期望其  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  转动带的  $B(M1)/B(E2)$  曲线与  $^{166}\text{Tm}$  有相似的行为。图 4(c) 给出了  $^{174}\text{Ta}$  中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带的对应两个 signature 取平均的  $B(M1)/$

$B(E2)$  曲线。与  $^{166}\text{Tm}$  相似地,  $^{174}\text{Ta}$  的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中同样观测到在较低频率处  $B(M1)/B(E2)$  比值增强, 且其比值低于奇  $Z$  核  $^{173}\text{Ta}$  的  $\pi h_{11/2}$  带, 表明该频率区间其角动量耦合过程相似。与  $^{166}\text{Tm}$  不同的是, 在  $^{174}\text{Ta}$  中, 随转动频率的进一步增加,  $B(M1)/B(E2)$  不再进一步增强, 而是持续递减, 直至  $\hbar\omega > 0.328$  MeV 之后, 再次表现出增强的迹象。对此, 我们分析如下:

从图 4(c) 看出, 在整个实验观测频率范围内,  $^{174}\text{Ta}$  的  $B(M1)/B(E2)$  比值低于  $^{173}\text{Ta}$  中  $\pi h_{11/2}$  带的值。与前面分析相似, 一方面  $^{174}\text{Ta}$  和  $^{173}\text{Ta}$  的基态形变相近( $\beta(^{174}\text{Ta}) \approx 0.285$ ,  $\beta(^{173}\text{Ta}) \approx 0.275$ ), 根据(4)式, 其内禀电四极矩相当, 另一方面,  $^{174}\text{Ta}$  中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带的 Clebsch-Gordon 系数的平方远低于  $^{173}\text{Ta}$  中  $\pi h_{11/2}$  带的值(图 5(c))。利用关系式(6)能够得到, 在整个实验观测频率范围内,  $^{174}\text{Ta}$  的  $B(M1)$  值一直小于  $^{173}\text{Ta}$  的值。这意味着, 在该频率范围内,  $j_p$  和  $j_n$  一直位于总角动量  $I$  的同侧, 即  $j_{p\perp}$  和  $j_{n\perp}$  同号, 二者对磁矩  $\mu_{\perp}$  的贡献彼此抵消。

实际上, 这从 Dönau 和 Frauendorf 关于二准粒子带电磁跃迁的  $B(M1)$  表达式也容易理解(见(2)式)。在  $^{174}\text{Ta}$  中, 由于  $\nu i_{13/2}$  准中子费米面处于  $\Omega = 7/2$  轨道附近, 相对于低  $\Omega$  轨道, Coriolis 耦合弱得多, 即使在较高频率下获得充分顺排,  $i_n$  顺排量也小于  $3\hbar$ (见文献[23]中图 7 的  $^{173}\text{Hf}$  的  $i_x$  曲线)。于是, 在较高自旋( $I > 10\hbar$ ) 时, (2)式中的  $\Omega_n(1 - K^2/I^2)^{1/2} - i_n K/I$  项  $> 0$ , 由于  $g_n - g_R < 0$ , 导致(2)式中的第二项, 即准中子对  $B(M1)$  的贡献一直抵消准质子的贡献, 实际就是一直对应图 2(b) 中描述的角动量耦合图像, 这与前面分析是一致的。

于是, 对于  $^{174}\text{Ta}$  的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  结构, 一方面由于  $\nu i_{13/2}$  的顺排量很小, 导致  $j_n$  与  $j_p$  处于  $I$  的同侧, 在整个自旋范围内, 对磁矩  $\mu_{\perp}$  的贡献相互抵消; 另一方面, 假定在达到一定顺排后,  $\nu i_{13/2}$  几乎不再顺排(与  $^{166}\text{Tm}$  中不同的是,  $^{174}\text{Ta}$  中准中子费米面位于  $\Omega = 7/2$  和  $9/2$  轨道附近), 即随  $I$  增大,  $j_p$  和  $j_n$  的夹角不再改变, 而  $I$  与  $R$  的夹角减小, 如图 6 所示。这时,  $\theta'_1 = \theta_1 - \alpha$ ,  $\theta'_2 = \theta_2 + \alpha$ ,  $\theta'_3 = \theta_3 + \alpha$ , 随  $I$  增大, 由于  $j_p$  和  $j_n$  都不再顺排,  $j_p$  和  $j_n$  沿总角动量  $I$  方向的垂直分量都增加, 增量分别为

$$\Delta j_{n\perp} = j_n(\sin\theta'_2 - \sin\theta_2)$$

$$\begin{aligned}
 &= j_n \left[ 2 \cos \left( \frac{\alpha}{2} + \theta_2 \right) \sin \frac{\alpha}{2} \right], \\
 \Delta j_{p\perp} &= j_p (\sin \theta'_3 - \sin \theta_3) \\
 &= j_p \left[ 2 \cos \left( \frac{\alpha}{2} + \theta_3 \right) \sin \frac{\alpha}{2} \right]. \quad (7)
 \end{aligned}$$

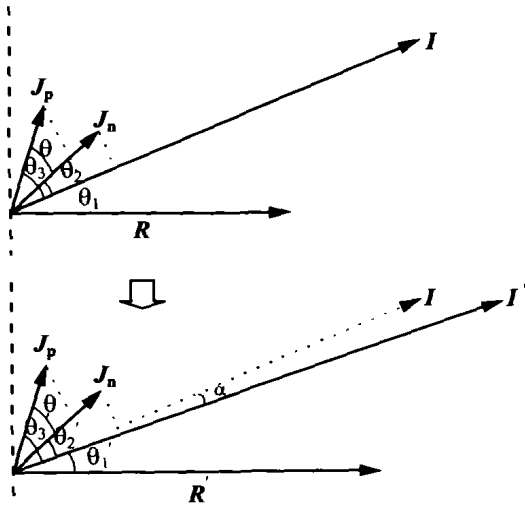


图 6 建议<sup>171</sup>Ta 中  $\nu i_{13/2}$  准中子达到充分顺排后, 随  $R$  增大, 总角动量  $I$  进一步增加的角动量耦合图像

由于  $\theta_2 < \theta_3$ , 且  $j_n > j_p$ , 很明显  $\Delta j_{n\perp} > \Delta j_{p\perp}$ 。因为  $j_{n\perp}$  对  $B(M1)$  的贡献抵消  $j_{p\perp}$  的贡献, 尽管随  $I$  增加,  $j_p$  和  $j_n$  沿  $I$  方向的垂直分量都增加, 但由于  $\Delta j_{n\perp} > \Delta j_{p\perp}$ , 合成的结果抵消了增强效果, 于是随  $I$  增大, 导致  $B(M1)$  持续减小, 直至接近带交叉的高频率处, 这时由于四准粒子波函数的混合引起顺排增益 ( $\Delta i_n$ ),  $B(M1)$  开始出现增强的迹象。

参 考 文 献:

[1] Ring P, Hayashi A, Hara K, *et al.* Phys Lett, 1982, **B110**: 423.  
 [2] Hamamoto I, Mottelson B R. Phys Lett. 1983, **B132**: 7.  
 [3] Hamamoto I. Phys Lett. 1981, B102: 225; 1981, **B106**: 281.  
 [4] Smith A G, Chapman R, Clarke D C. *et al.* Nucl Phys, 1995, **A587**: 150.  
 [5] Hartley D J, Brown T B, Kondev F G, *et al.* Phys Rev. 1998, **C58**: 2 720.  
 [6] Roux D G, Fetea M S, Gueorguieva E. *et al.* Phys Rev. 2001, **C63**: 024303.  
 [7] Fetea M S, Fetea R F. Nucl Phys, 2001, **A690**: 239c.  
 [8] Liang Y S, Wu X J, Xu J Z, *et al.* Phys Rev, 1999, **C60**: 054305.  
 [9] Larabee A J, Courtney L H, Frauendorf S, *et al.* Phys Rev, 1984, **C29**: 1 934.

在<sup>172</sup>Ta<sup>[26]</sup> 的  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带中, 其  $B(M1)/B(E2)$  曲线在低自旋区也表现出相似变化趋势。

4 总 结

针对轻稀土区奇奇核  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  高  $j$  转动带中  $B(M1)/B(E2)$  比值随转动频率的增加而表现的增强现象, 基于 CSM 和 PRM 进行了定性分析。指出在接近第二带交叉(即 BC 准中子对顺排)的较高频率处的增强效果, 可以理解为主要来源于带交叉引起波函数中混合四准粒子带成分的结果。简要评述了 PRM 模型关于<sup>166</sup>Tm 等核中  $B(M1)/B(E2)$  增强发生在较低频率处的解释, 并进一步对中重稀土区双奇核中  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  带的  $B(M1)/B(E2)$  曲线随转动频率的变化进行了讨论。对稀土区奇奇核  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  结构中准粒子角动量与核实集体转动角动量的耦合图像获得了进一步认识。

应指出的是, 深入研究准质子顺排特性对于二准粒子带电磁跃迁特性的影响以及角动量耦合图像的认识是必要的。奇奇核电磁跃迁参量的更全面的研究, 例如对旋称量子数的依赖关系, 相信能够揭示更为丰富的结构信息。

致谢 感谢中国原子能科学研究院串列加速器提供的良好束流, 同时本文第一作者感谢中科院近代物理研究所的张玉虎和周小红研究员关于数据处理的一些讨论和建议。

[10] Hamamoto I, Mottelson B R. Phys Lett. 1986, **B167**: 370.  
 [11] Salicio J L, Déléze M, Drissi S, *et al.* Nucl Phys, 1990, **A512**: 109.  
 [12] Drissi S, Bruder A, Carlen M, *et al.* Nucl Phys, 1992, **A543**: 495.  
 [13] Drissi S, Li Z P, Déléze M, *et al.* Nucl Phys, 1996, **A600**: 63.  
 [14] Cardona M A, Davidson J, Hojman D, *et al.* Phys Rev. 1997, **C56**: 707.  
 [15] Roux D G, Gueorguieva E, Babu B R S, *et al.* Phys Rev. 2001, **C65**: 014308.  
 [16] Lu J B, Liu Y Z, Wu X G, *et al.* Phys Rev, 1999, **C59**: 3 461.  
 [17] Lu Jingbin, Sun L, Yang D, *et al.* to be submitted.  
 [18] Hamamoto I, Mottelson B R. Phys Lett, 1983, **B132**: 7.

- [19] Hageman G B, Garrett J D, Herskind B, *et al.* Nucl Phys, 1984, **A424**: 365.
- [20] Espino J M, Hagemann G B, Bearden I G, *et al.* Nucl Phys, 1998, **A640**: 163.
- [21] Cardona M A, Hojman D, Devray M E, *et al.* Phys Rev, 2002, **C66**: 044308.
- [22] Dönau F, Frauendorf S. Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei. Edited by Johnson N. New York: Harwood, 1983, 143.
- [23] Bark R A, Carlsson H, Freeman S J, *et al.* Nucl Phys, 1998, **A630**: 603.
- [24] Jensen H J, Bark R A, Tjøm T O, *et al.* Nucl Phys, 2001, **A695**: 3.
- [25] Carlsson H, Bark R A, Ekstrom L P, *et al.* Nucl Phys, 1995, **A592**: 89.
- [26] Hojman D, Cardona M A, Davidson M, *et al.* Phys Rev, 2000, **C61**: 064322.

## Increasing Property of $B(M1)/B(E2)$ Ratios in $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ Bands of Rare-earth Doubly Odd Nuclei<sup>\*</sup>

LU Jing-bin, LIU Yun-zuo, SUN Liang, YANG Dong, LIANG Guo-dong, WANG Shou-yu, MA Ying-yun,  
ZHAO Guang-yi, LI Xian-feng, CUI Xing-zhu, LI Ming-fei, HUO Jun-de, ZENG Guo-mo  
(Department of Physics, Jilin University, Changchun 130023, China)

ZHU Li-hua, WU Xiao-guang  
(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

**Abstract:** It is systematically observed that the  $B(M1)/B(E2)$  plots with the increasing of rotational frequency, behaves as a so-called parabola-like shape in the  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  bands of rare-earth doubly odd nuclei (i. e., the  $B(M1)/B(E2)$  ratios increase rapidly after a certain rotational frequency). Such a phenomenon is discussed based on the formula of magnetic dipole reduced transition probability deduced from the Cranking Shell Model and Particle Rotor Model respectively. It is pointed out that, the occurrence of this behavior is closely related to the alignment nature of the  $\nu i_{13/2}$  quasineutron. The increasing of  $B(M1)/B(E2)$  occurring at large frequency approaching the second BC crossing can be understood as mainly resulted from the mixing of wave function with the 4 quasiparticle band caused by the band crossing. Insight into the angular momentum coupling scheme between the quasiparticles and collective core in the  $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$  structures of rare-earth doubly odd nuclei is gained by analyzing the increasing behavior of  $B(M1)/B(E2)$  ratios occurring at low rotational frequency.

**Key words:** high-spin state; odd-odd nucleus; electromagnetic transition property; alignment

\* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (10105003); Major State Basic Research Development Program (G2000077405)