

弱形变双奇核¹⁵⁸Tm中的旋称反转*

周文平¹ 马英君^{1;1)} 陆景彬¹ 赵广义¹ 王守宇¹ 孙亮¹ 杨东¹ 赵延新¹
李险峰¹ 刘运祚¹ 竺礼华² 吴晓光² 崔兴柱² 贺创业² 李明非³

1 (吉林大学物理学院 长春 130021)
2 (中国原子能科学研究院 北京 102413)
3 (东北师范大学物理学院 长春 130024)

摘要 通过融合蒸发反应¹⁴⁴Nd(¹⁹F,5n)布居了双奇核¹⁵⁸Tm的高自旋态. 扩展了原来已知的带结构, 并建立了一条新转动带. 通过与相邻核的比较, 讨论¹⁵⁸Tm核中两条四准粒子带的内禀组态, 并分别指定为 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2}(\alpha=+1/2) \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 和 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2}(\alpha=-1/2) \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 组态. 建立在 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态上的转动带被观测到呈现持续旋称反转现象, 而前述的两条高自旋区的四准粒子转动带也呈旋称反转. 对这两种类型的旋称反转现象的可能机制进行了简单而定性的讨论.

关键词 旋称反转 双奇核 带结构 组态指定 高自旋态

1 引言

质子数 $Z=69$ 、中子数 $N=89$ 的双奇核¹⁵⁸Tm的中子费米面位于高 j 的 $i_{13/2}$ 子壳层的底部. 在该核附近, 随着中子数的增加以及因此而导致的中子费米面的升高, 更多的下倾斜 $i_{13/2}$ 轨道将被占居, 原子核的形变将进一步增大. 而¹⁵⁸Tm核则恰好位于大形变核区的开端边缘, 其四极形变相对较小, 同时核形状相对较软并易于发生形变甚至形状的改变. 因此该核的高自旋态谱学可能会展示着丰富而有趣的核现象. 历史上, 已有多个课题组对¹⁵⁸Tm核的高自旋态进行了研究(例如文献[1, 2]), 并建立了基于 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态的转动带以及两条四准粒子带, 观测到了带交叉以及可能的带终结等现象. 而就其中一条四准粒子带而言, 它只是被尝试性地与已知的低激发态能级连接起来, 并且它的组态没有被充分地讨论. 同时, 再次对该核进行研究, 有希望扩展原已知转动带的能级结构, 并可能发现新的转动带. 另外在1995年, 刘运祚等对质量数 $A \approx 160$ 区中 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态带的低自旋旋称反转现象进行了研究^[3], 揭示了许多具有重要价值的物理规律. 根据该研究可以预期, ¹⁵⁸Tm中

$\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态带的旋称反转点位于自旋 $I \approx 21\hbar$, 而根据以往已知的¹⁵⁸Tm实验数据不足以对这一预期做出判明. 因此进一步扩展对¹⁵⁸Tm能级结构的认识对于核结构的研究具有重要意义. 鉴于以上各方面的悬疑, 本工作利用在束谱学方法对¹⁵⁸Tm的高自旋态进行了研究.

2 实验方法

在本工作中, 通过融合蒸发反应¹⁴⁴Nd(¹⁹F,5n)布居了¹⁵⁸Tm的高自旋态. 入射束流由中国原子能科学研究院HI-13串列加速器提供, 能量为108和112MeV, 在每个能量点上进行了一个轮次测量. 靶材料为自支撑的¹⁴⁴Nd高纯同位素膜, 其质量厚度为5mg/cm². 利用14台反康高纯锗探测器进行了 γ - γ 符合测量以及符合 γ 单谱等的测量, 共收集了 γ - γ 符合事件约 2×10^8 个. 各探测器利用¹⁵²Eu标准源进行了能量刻度和效率刻度. 离线分析建立了用于符合关系分析的对称化 E_γ - E_γ 矩阵以及用于 γ 射线多极性分析的非对称化ADO矩阵. 关于ADO矩阵的建立和分析方法可以参见文献[4].

2006-01-24 收稿

* 国家自然科学基金(10205006)和国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400)资助

1) E-mail: myj@jlu.edu.cn

3 实验结果

离线数据分析显示，所选束靶组合主要生成了 ^{158}Tm , ^{159}Tm , ^{158}Er , ^{157}Tm , ^{157}Er , ^{155}Ho 和 ^{159}Er 等剩余核，其中以 ^{158}Tm 生成截面最大。根据对 γ - γ 符合关系的分析以及 γ 射线相对强度的考虑，我们建立了 ^{158}Tm 核的能级纲图，如图 1 所示。各能级呈现出基

于不同内禀组态的转动带结构，分别以 B1—B8 标记。对纲图中各 γ 射线多极性的指定主要依据以下 3 点考虑：(1) 以往工作的研究结果；(2) 各 γ 射线的 ADO 值；(3) 通过融合蒸发反应生成的激发态的自旋一般随激发能的升高而升高；在远低于可能发生带终结的自旋区域，能级之间的跃迁一般为集体跃迁。表 1 给出了各 γ 射线的相对强度和 ADO 系数数值等结果。

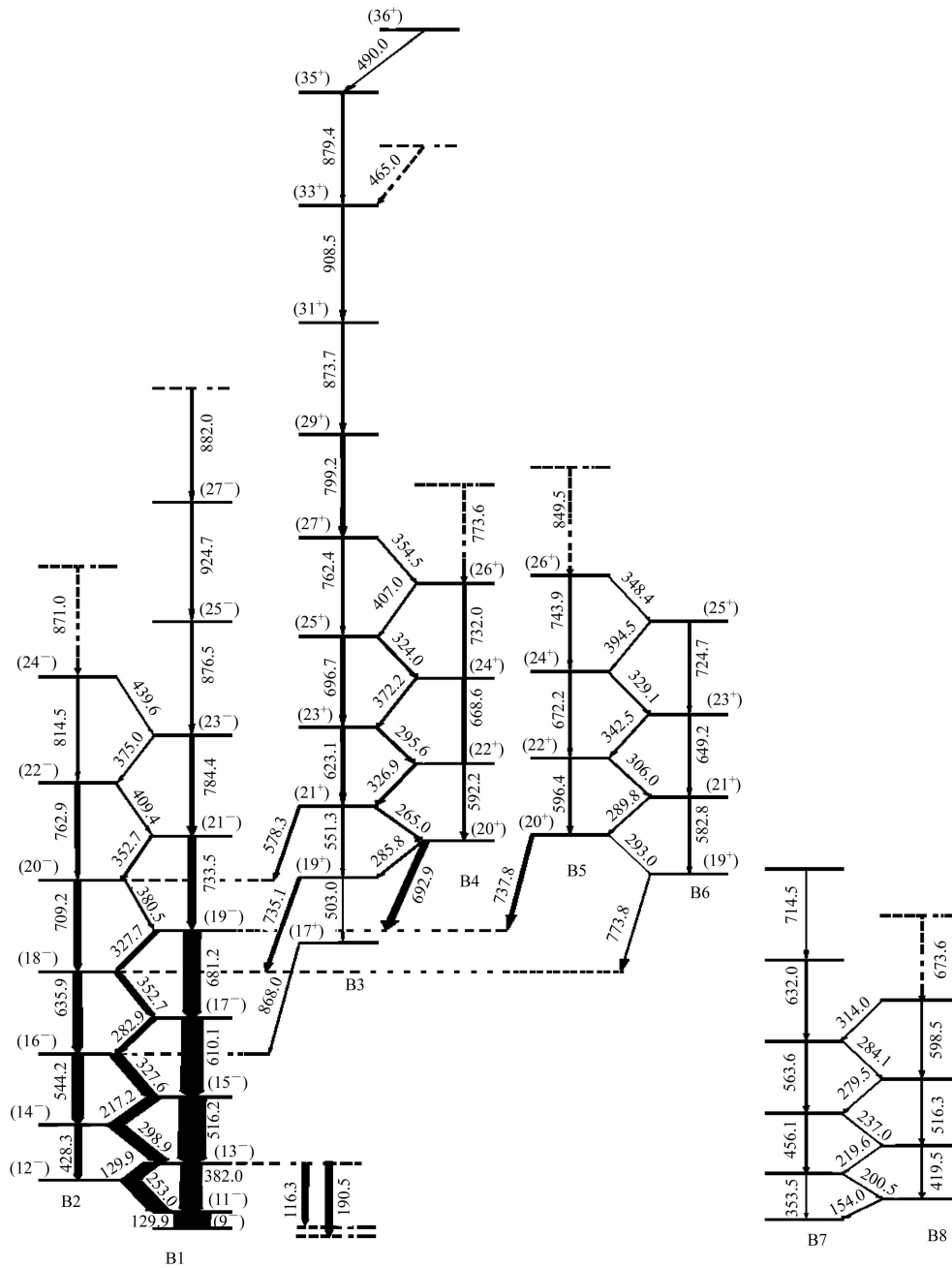


图 1 本工作建立的 ^{158}Tm 能级纲图
其中 γ 射线能量的单位为 keV，箭头宽度与 γ 射线强度大致成正比。

表 1 ^{158}Tm 中各 γ 射线的能量、始末态的自旋和宇称、相对强度和 ADO 系数值

E_γ	$(I^\pi)_i \rightarrow (I^\pi)_f$	I_γ	R_{ADO}	E_γ	$(I^\pi)_i \rightarrow (I^\pi)_f$	I_γ	R_{ADO}
B1—B2				623.1	$(23^+) \rightarrow (21^+)$	18(2)	1.3(1)
129.9	$(11^-) \rightarrow (9^-)$	165(32)		295.6	$(23^+) \rightarrow (22^+)$	15(2)	0.9(1)
253.0	$(12^-) \rightarrow (11^-)$	105(8)	0.8(1)	668.6	$(24^+) \rightarrow (22^+)$	14(2)	1.2 (2)
116.3	$(13^-) \rightarrow ?$	27(6)	0.4(1)	372.2	$(24^+) \rightarrow (23^+)$	11(2)	0.9 (2)
190.5	$(13^-) \rightarrow ?$	30(7)	0.8(1)	696.7	$(25^+) \rightarrow (23^+)$	18(3)	1.5(2)
382.0	$(13^-) \rightarrow (11^-)$	100(7)	1.4(2)	324.0	$(25^+) \rightarrow (24^+)$	14(3)	0.9(2)
129.9	$(13^-) \rightarrow (12^-)$	91(16)		732.2	$(26^+) \rightarrow (24^+)$	13(3)	1.2 (2)
428.3	$(14^-) \rightarrow (12^-)$	32(3)	1.2(1)	407.0	$(26^+) \rightarrow (25^+)$	7(1)	0.7 (1)
298.9	$(14^-) \rightarrow (13^-)$	89(6)	0.8(1)	762.4	$(27^+) \rightarrow (25^+)$	12(2)	1.2(1)
516.2	$(15^-) \rightarrow (13^-)$	127(6)	1.3(1)	354.5	$(27^+) \rightarrow (26^+)$	8(1)	
217.2	$(15^-) \rightarrow (14^-)$	81(7)	0.8(1)	773.6	$? \rightarrow (26^+)$		
544.2	$(16^-) \rightarrow (14^-)$	50(3)	1.2(1)	799.2	$(29^+) \rightarrow (27^+)$	14(2)	1.4 (2)
327.6	$(16^-) \rightarrow (15^-)$	67(7)	0.8(1)	873.7	$(31^+) \rightarrow (29^+)$	10(2)	1.2 (2)
610.1	$(17^-) \rightarrow (15^-)$	100(9)	1.3(1)	908.5	$(33^+) \rightarrow (31^+)$	9(1)	1.1 (2)
282.9	$(17^-) \rightarrow (16^-)$	45(4)	0.7(1)	879.4	$(35^+) \rightarrow (33^+)$	4(1)	
635.9	$(18^-) \rightarrow (16^-)$	41(2)	1.2(2)	490.0	$(36^+) \rightarrow (35^+)$		
352.7	$(18^-) \rightarrow (17^-)$	37(3)	0.9(1)	B5—B6			
681.2	$(19^-) \rightarrow (17^-)$	78(7)	1.1(1)	293.0	$(20^+) \rightarrow (19^+)$	3(1)	
327.7	$(19^-) \rightarrow (18^-)$	31(3)	0.9(1)	582.8	$(21^+) \rightarrow (19^+)$	7(2)	1.2 (2)
709.2	$(20^-) \rightarrow (18^-)$	31(2)	0.9(1)	289.8	$(21^+) \rightarrow (20^+)$	8(2)	0.7(1)
380.5	$(20^-) \rightarrow (19^-)$	9(1)		596.4	$(22^+) \rightarrow (20^+)$	9(1)	1.4(2)
733.5	$(21^-) \rightarrow (19^-)$	34(5)	1.2(2)	306.0	$(22^+) \rightarrow (21^+)$	9(1)	
352.7	$(21^-) \rightarrow (20^-)$	12(2)	0.8(1)	649.2	$(23^+) \rightarrow (21^+)$	7(1)	
762.9	$(22^-) \rightarrow (20^-)$	20(2)	1.4(2)	342.5	$(23^+) \rightarrow (22^+)$	9(1)	0.8 (1)
409.4	$(22^-) \rightarrow (21^-)$	8(1)	0.9(2)	672.2	$(24^+) \rightarrow (22^+)$	7(1)	1.4 (2)
784.4	$(23^-) \rightarrow (21^-)$	16(1)	1.4(2)	329.1	$(24^+) \rightarrow (23^+)$	8(1)	0.9 (2)
375.0	$(23^-) \rightarrow (22^-)$	7(1)		724.7	$(25^+) \rightarrow (23^+)$	6(1)	1.3 (2)
814.5	$(24^-) \rightarrow (22^-)$	6(1)	1.3(2)	394.5	$(25^+) \rightarrow (24^+)$	6(1)	
439.6	$(24^-) \rightarrow (23^-)$	4(1)		743.9	$(26^+) \rightarrow (24^+)$	6(1)	1.4 (3)
876.5	$(25^-) \rightarrow (23^-)$	9(1)	1.2(2)	348.4	$(26^+) \rightarrow (25^+)$	4(1)	
924.5	$(27^-) \rightarrow (25^-)$	8(1)	1.1(2)	849.5	$? \rightarrow (26^+)$		
871.0	$? \rightarrow (24^-)$			B7—B8			
882.0	$? \rightarrow (27^-)$			154.0		8(2)	
B3—B4				353.5			
503.0	$(19^+) \rightarrow (17^+)$	4(1)		200.5		5(1)	
285.8	$(20^+) \rightarrow (19^+)$	12(1)	0.8(2)	419.5		5(1)	
551.3	$(21^+) \rightarrow (19^+)$	10(1)		219.6		4(1)	
265.6	$(21^+) \rightarrow (20^+)$	15(2)	0.9(1)	456.1		5(1)	
592.2	$(22^+) \rightarrow (20^+)$	9(1)	1.2(2)	237.0		6(1)	
326.9	$(22^+) \rightarrow (21^+)$	16(2)	0.9 (2)	516.3		4(1)	
279.5				Links			
563.6		9(2)	1.5(3)	868.0	$(17^+) \rightarrow (16^-)$	5(1)	
284.1				735.1	$(19^+) \rightarrow (18^-)$	15(2)	0.8 (1)
598.5		4(1)		692.9	$(20^+) \rightarrow (19^-)$	31(4)	0.9 (1)
314.0				578.3	$(21^+) \rightarrow (20^-)$	10(1)	0.8 (1)
632.0		8(1)	1.1(2)	773.7	$(19^+) \rightarrow (18^-)$	6(1)	
714.5				737.8	$(20^+) \rightarrow (19^-)$	16(2)	0.8 (1)
673.6							

B1 和 B2 构成了一条强耦合带, 并被清楚地已知是建立在 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态上^[1, 2]. 它们是 ^{158}Tm 核在中低自旋区域的晕带. 在以往的工作中, B1 被观测至 (23^-) , 尝试性地至 (27^-) ; B2 被观测至 (22^-) , 尝试

性地至 (24^-) . 在本工作中, 肯定了以往工作关于 B1 的结果, 并继续向上推高至 (29^-) ; 同时将以往工作中尝试性建立的 $(24^-) \rightarrow (22^-)$ 跃迁从 798keV 修正为 814keV, 并继续向上尝试性地建立了 $(26^-) \rightarrow (24^-)$ 跃

迁. 另外还观测到了 440keV 的 $(24^-) \rightarrow (23^-)$ 跃迁. 这一观测进一步支持了我们对 $(24^-) \rightarrow (22^-)$ 跃迁的能量修正. 图 2(a)和(b)给出了支持以上新结果的开窗谱示例.

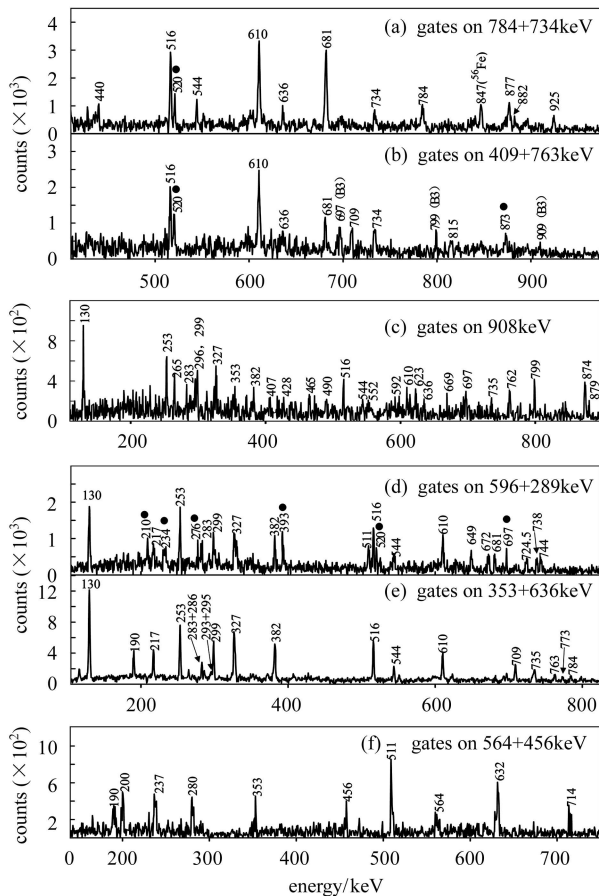


图 2 γ 射线开窗谱示例

图中标有圆点符号的 γ 射线来自 $^{157,159}\text{Tm}$ 的干扰. 用于开窗的 γ 射线标记在各图中.

B3和B4构成的强耦合带在文献[1,2]中已有报道, 并被指定为基于 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 组态. 另外文献[1]中论述了在B3的顶部可能有带终结发生. B3和B4是 ^{158}Tm 核在中高自旋区域的晕带. 本工作对B3和B4的能级结构的研究结果与以往工作的结果完全一致, 观测到了发生带终结位置的 490keV 跃迁, 开窗谱示例见图2(c). 另外, 在B3的底部新观测到了一个 (17^+) 能级, 见图1所示.

B5和B6构成了一条强耦合带. 它们在文献[2]中已有所报道, 然而只是被十分尝试性地通过一条 738keV 能量的跃迁与B1连接起来, 并且文献[2]未对B5,B6的能级自旋以及内禀组态进行讨论. 在本工作中, 肯定了以往工作建立的由B5和B6组成的耦合带结构, 并在B6底部新建立了一条 583keV 能量的跃迁. 该跃迁又进一步得到了 293keV 跃迁的存在的支持(参

见图1). 特别是, 我们还新观测到了一条 774keV 能量的跃迁, 并因此把B6和B2也连接了起来. 而对于文献[2]中报道的B5和B1之间的 738keV 连接跃迁, 本工作的研究结果进一步肯定了它的存在. 这样, 通过 738 和 774keV 两条连接跃迁, B5和B6的能级位置就被十分肯定地确定了下来. 图2(d)和(e)给出了支持这部分新结果的开窗谱示例.

B7和B8是本工作中新建立的转动带, 开窗谱示例见图2(f). 我们尝试性地把它们指定为 ^{158}Tm 的转动带. 这样的指定基于以下几方面的考虑. 首先, 由所选束靶组合所产生的其他剩余核的激发态能级结构都已得到了很好的研究, 而B7和B8不属于它们中的任何一个核及其衰变子核, 并且B7和B8布居强度明显超过其他剩余核中某些已知的弱布居带的强度. 其次, B7和B8构成了一条耦合带, 呈现着完好的转动谱特征, 这说明B7和B8并非来自因转移反应等特殊机制产生的靠近弹核和靶核的原子核, 因为这样的原子核为近球形核, 其激发态能谱呈现单粒子运动的特征. 最后, 对于因束流与靶中杂质以及管道中的物质发生反应而生成B7和B8的可能性也进行了充分的考虑, 并给予了排除. B7—B8带底附近的E2跃迁能量已抵达 353keV , 这一实验信息暗示着B7—B8最大可能为两准粒子带, 其可能的内禀组态为 $\pi g_{7/2} \otimes \nu i_{13/2}$.

4 物理讨论

4.1 B5—B6及B3—B4的自旋及组态指定

B5—B6与B3—B4十分相似, 都起始于较高的激发能位置并向低自旋区的晕带B1—B2退激. 显然, B5—B6也是四准粒子带. 就布居强度而言, B5—B6弱于B3—B4. 这一信息表明B5—B6退激至B1—B2的 $738, 774\text{keV}$ 的连接跃迁不会是 $\Delta I=2$ 的跃迁, 否则B5—B6就会比B3—B4更靠近晕线而因此具有相对更大的布居强度. 考虑到重离子融合蒸发反应中能级自旋一般随着激发能的升高而升高的特点, $738, 774\text{keV}$ 的连接跃迁应为 $\Delta I=1$ 跃迁. ADO数据的分析也进一步支持了这一指定. 在此基础上, 我们进一步指定了B5—B6中的能级自旋, 如图1所示.

从图1又可以看到, B5—B6与B3—B4具有相似的能级结构, 即具有相同自旋的对应能级的能量间隔大致相等. 这一信息提示我们, 当转动频率相同时, B5—B6有着与B3—B4大致相等的顺排角动量. 以上推论也可以从 ^{158}Tm 各转动带的实验顺排曲线直接得到证明, 如图3所示. 众所周知, 在 ^{158}Tm 核附近, 第一

对 $i_{13/2}$ 中子拆对顺排 (即通常所说的 AB 带交叉) 所产生的角动量显著大于其他准粒子的拆对顺排角动量, 同时带交叉频率也最低. 因此我们认为, 在 B5—B6 的准粒子构成中也如同 B3—B4 一样包含着一对在最低频率拆对顺排的 $i_{13/2}$ 中子 (即 AB 中子). 实际上, 组态构成中包含着最低频率拆对的 $(i_{13/2})^2$ 中子是这一核区强布居的四准粒子带的显著特点, 例如在 $^{160,162}\text{Lu}$ 中^[5, 6]. 正是因为一对拆对 $i_{13/2}$ 中子携带着较大的顺排角动量导致了包含着这样中子的组态在能量上更快地向晕线降低靠近, 所以使得这样的组态在实验上更容易被观测到.

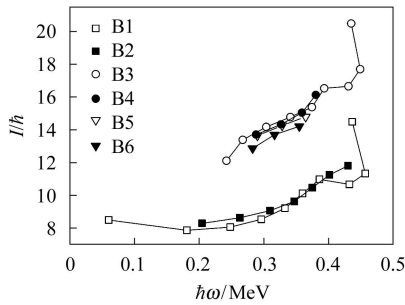


图3 ^{158}Tm 中 B1—B6 各带的顺排角动量随转动频率的变化
计算中, 参考态的 Harris 参数为 $J_0=20\text{MeV}^{-1}\hbar^2$,
 $J_1=60\text{MeV}^{-3}\hbar^4$.

为进一步判定四准粒子的 B5—B6 的组态构成, 需要了解在 ^{158}Tm 费米面附近分布着哪些准中子和准质子 Nilsson 轨道. 为此, 考察在相邻奇中子核、奇质子核中准粒子组态的实验观测结果很有帮助. 其结果列于表 2. 为叙述方便, 每种组态给出了对应的准粒子符号. 根据表 2 可以推断 B5—B6 的可能组态有如下诸多情况: (1) $A_p(B_p)\text{CAB}$; (2) $A_p(B_p)\text{DAB}$; (3) $E_p(F_p)\text{EAB}$; (4) $X_p(Y_p)\text{EAB}$; (5) $E_p(F_p)\text{CAB}$; (6) $X_p(Y_p)\text{CAB}$; (7) $A_p(B_p)\text{EAB}$; (8) $A_p(B_p)\text{FAB}$; (9) $A_p\text{E(F)AB}$; (10) $B_p\text{E(F)AB}$. 其中前 4 种情况为负宇称, 后 6 种情况为正宇称.

在前述的 10 种可能性中, 组态 (1) 已经被指定给 B1—B2 的高自旋部分, 因此可以被排除在 B5—B6 的可能组态之外. 组态 (2) 可以被等效地看成两准粒子的 $A_p(B_p)\text{B}$ 组态带经历 AD 带交叉后的结果, 即与 B1—B2 高自旋部分的形成机制相似. 基于推转壳模型的计算^[7] 表明, 在 ^{158}Tm 核附近, AD 带交叉与 BC 带交叉表现着相似的行为, 即大致相同的带交叉频率和顺排角动量变化. 而从图 3 可以看到, B5—B6 与 B1—B2 的高自旋部分有着显著差异的顺排曲线. 如果设想 B5—B6 可以被观测到足够低自旋的话, 那么对应的顺排曲线将表现为回弯 (backbend) 形状, 带交叉频率

会低于 0.3MeV . 而 B1—B2 的顺排曲线在 BC 带交叉附近则主要表现为上弯 (upbend) 形状, 带交叉频率在 0.4MeV 附近. 因此组态 (2) 也可以被排除在 B5—B6 组态的考虑之外. 为了判断组态 (3) 和 (4) 是否合理, 我们依据几何模型^[8] 计算了它们的带内 $B(\text{M1})/B(\text{E2})$ 值. 在所涉及的自旋区域, 对应的计算结果分别为 0.3 和 $0.8(\mu_N^2/e^2b^2)$ 水平. 而 B5—B6 的 $B(\text{M1})/B(\text{E2})$ 的实验值则为 $2.3(\mu_N^2/e^2b^2)$ 水平. 此外, 如果假定 B5—B6 的组态是 (3) 或 (4), 那么从 B5—B6 退激到 B1—B2 的连接跃迁中, 除已观测到的 M1 跃迁外, 还很可能存在很常见的 E2 跃迁. 而在实验上找不到这样的 E2 跃迁的存在证据. 因此, 有理由把组态 (3) 和 (4) 也排除在考虑之外. 对于组态 (5) 和 (6), 我们可以根据与排除组态 (2) 的相似理由把这两者也排除在外.

表 2 ^{158}Tm 的相邻奇中子核、奇质子核中观测到的准粒子组态

准粒子组态	子壳层	Nilsson 组态 ($\hbar\omega=0$)	(π , 旋称 α)	顺排角动量/ \hbar ($\hbar\omega \approx 0.2\text{MeV}$)	g 因子
A	$i_{13/2}$	1/2[660]	(+, +1/2)	5.5	-0.18
B			(+, -1/2)	4.5	
C	$i_{13/2}$	3/2[651]	(+, +1/2)	3.0	-0.20
D			(+, -1/2)	2.5	
E	$h_{9/2}$	3/2[521]	(-, +1/2)	2.0	-0.33
F			(-, -1/2)	1.5	
A_p	$h_{11/2}$	7/2[523]	(-, -1/2)	3.0	1.2
B_p			(-, +1/2)	2.5	
E_p	$g_{7/2}$	7/2[404]	(+, -1/2)	0.5	0.70
F_p			(+, +1/2)	0.5	
X_p	$d_{5/2}$	5/2[402]	(+, +1/2)	0.5	1.4
Y_p			(+, -1/2)	0.5	

准粒子符号带有下角标 p 时对应奇质子核情况, 无下角标时对应奇中子核情况.

为了对余下的 4 种组态做出判断, 有必要介绍一下相邻核的相关实验结果. 在相邻的奇中子核 ^{157}Er ^[9] 和 ^{159}Yb ^[10] 中, 基于 $h_{9/2}$ 组态的两个旋称分支, 即 E 和 F 在经历了 AB 带交叉后呈现较小程度的正常旋称劈裂 (EAB 组态在能量上低于 FAB 组态), 两个分支之间耦合较弱, 只存在少许 M1 连接跃迁, 同时在带交叉处 EAB 和 FAB 组态带通过 E1 跃迁分别向 B 和 A 组态带退激. 在相邻奇质子核 ^{157}Tm ^[11], ^{159}Tm ^[12] 中, 基于 $h_{11/2}$ 组态的两个旋称分支即 A_p 和 B_p 构成了具有相对较大程度旋称劈裂的强耦合带, 在经历 AB 带交叉后呈现较小程度的反常旋称劈裂 ($B_p\text{AB}$ 组态在能量上低于 $A_p\text{AB}$ 组态), 同时两个旋称分支之间依然保持强耦合特征. ^{158}Tm 中的 B5—B6 呈现强耦合, 这一特征似乎在说明着 B5—B6 的组态不应该是前述的 (9) 或 (10), 而最可能是 (7) 或 (8) 中的某一个, 即 $h_{11/2}$

质子贡献两个旋称量子数, 而 $h_{9/2}$ 中子贡献着一个旋称, 或者为 E, 或者为 F.

以往对 ^{158}Tm 核中 B3—B4 的组态讨论^[1, 2] 只是涉及 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 层次, 而没有进行更细化的组态讨论. 由于 B3—B4 和 B5—B6 在能级结构上的极强相似性, 以上关于 B5—B6 的组态讨论也完全适用于 B3—B4. 如果 B5—B6 的内禀组态是前述的组态(7), 那么 B3—B4 的内禀组态则为(8); 反过来, 则二者的组态相互对调. 就如同最近发现(例如文献[13])的手征双重带现象一样, B3—B4 和 B5—B6 构成了一对有趣的旋称伙伴双重带. 从图 1 可以看到, 就具有相同自旋值的能级而言, B3—B4 中的能级略低于 B5—B6 中的对应能级. 联想到奇中子核中 EAB 和 FAB 组态的能量关系, 我们倾向于认为 B3—B4 基于组态(7), 而 B5—B6 基于组态(8). 在图 4 中给出了 B3—B4 和 B5—B6 的带内 $B(M1)/B(E2)$ 比值的实验结果以及与理论^[8] 计算结果的比较. 可以看到实验与理论取得了很好的一致, 进而支持着前述的组态指定.

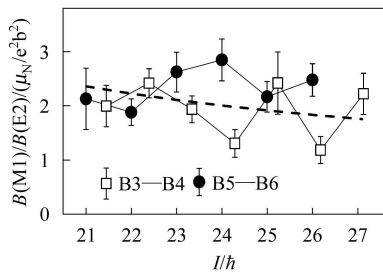


图 4 ^{158}Tm 中 B3—B4 和 B5—B6 两耦合带的带内 $B(M1: I \rightarrow I-1)/B(E2: I \rightarrow I-2)$ 比值的实验结果

为避免重叠, B3—B4 带的数据向右平移了 $0.5\hbar$. 图中虚线表示根据几何模型^[8] 计算得到的 $B(M1)/B(E2)$ 比值的理论结果. 在理论结果的计算中, $Q_0=4.9\text{eb}$, $g_R = A/Z = 0.43$, 其他参量的取值参见表 2.

4.2 ^{158}Tm $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态带中的持续旋称反转现象

双奇核中的低自旋旋称反转现象在近年来受到了核结构研究人员的高度关注, 在理论上已给出了多种机制解释. 刘运祚等曾对质量数 160 区双奇核 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态带的低自旋旋称反转现象进行了系统的研究^[3], 总结出一些系统学规律. 根据这样的系统学规律可以预期, ^{158}Tm 的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态带会在自旋值 $I \approx 20-21\hbar$ 附近从低自旋区的反常旋称劈裂恢复为高自旋区的正常旋称劈裂.

在本工作中, 对 ^{158}Tm $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态带的低自旋区能级结构进行了细致的研究, 得到了可靠的实

验结果. 以此为基础, 图 5 给出了表征带内旋称劈裂随自旋变化时的行为曲线. 同时图中也给出了相邻的双奇核 ^{160}Lu 的相关实验结果, 该核的旋称反转点被预期^[3] 在 $I \approx 20-21\hbar$ 附近. 从图 5 可以看到, 对两个核的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态带而言, 旋称劈裂的实验点均已超过预期的旋称反转点, 但是却依然没有出现低自旋区的旋称反转恢复为正常的现象, 甚至于反常的旋称劈裂有继续增大的迹象. 目前尚无理论对 ^{158}Tm 和 ^{160}Lu 两个核中“反常”的持续旋称反转现象做出满意的解释. 与质量数 160 区其他表现着正常旋称反转行为的双奇核相比, 中子数 $N=89$ 的 ^{158}Tm 和 ^{160}Lu 位于大形变区的开端边缘, 核四极形变相对较小, 核形状更容易发生变化. 相对较软的核形状可以使两个核因拆对顺排中子的形状驱动作用而具有相对较大程度的正三轴形变^[7]. 这很可能是两个核中的持续旋称反转行为的重要决定因素.

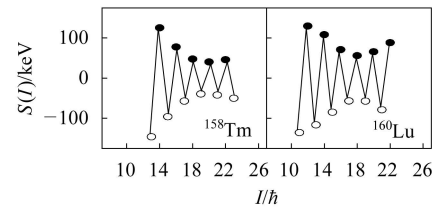


图 5 ^{158}Tm 和 ^{160}Lu 的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态带的旋称劈裂行为随自旋的变化

图中纵坐标的定义为 $S(I) = E(I \rightarrow I-1) - [E(I+1 \rightarrow I) + E(I-1 \rightarrow I-2)]/2$. ^{158}Tm 和 ^{160}Lu 的实验数据分别取自本工作和文献^[5].

4.3 ^{158}Tm 及邻近双奇核中四准粒子带的旋称劈裂

在基于 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态的双奇核转动带的旋称反转规律被系统地总结^[3] 以后, 在某些其他的两准粒子组态中也发现了旋称反转现象, 例如在 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态中^[14], 并因此使得双奇核中旋称反转现象的研究得到了更多的关注, 成为近些年来核结构研究领域中的热点问题. 这些旋称反转现象普遍发生于低自旋区, 而随着自旋的升高, 科里奥利力效应增强, 旋称反转会从反常恢复为正常. 也就是说, 在自旋值足够高后, 双奇核中的转动带一般系统地表现为正常的旋称劈裂. 在前面指出了 ^{158}Tm , ^{160}Lu 中的持续旋称反转这一反常而有趣的现象后, 我们把目光转向 ^{158}Tm 中基于其他组态的转动带, 即 B3—B4 和 B5—B6. 因为它们是四准粒子带, 能级自旋值已经很高, 所以按照系统学规律的预期, 它们很可能呈现正常的旋称劈裂.

图 6 给出了表征 B3—B4 和 B5—B6 旋称劈裂行为随着自旋变化的关系. 在 B3—B4 中, 由于价中子贡献

着一个旋称量子数 $\alpha=+1/2$, 而价质子贡献着两个旋称量子数 $\alpha_f=-1/2$ 和 $\alpha_u=+1/2$, 因此B3—B4的优惠态旋称量子数为 $\alpha_f=1/2+(-1/2)=0$, 对应着偶自旋, 而非优惠态旋称为 $\alpha_u=1$, 对应着奇自旋. 类似地可以推知B5—B6的优惠和非优惠态旋称分别为 $\alpha_f=1$ 和 $\alpha_u=0$. 按照图6中纵坐标的定义可以知道, 如果图中黑点符号系统地高于白点符号时, 那么转动带呈现着反常旋称劈裂; 反之则为正常劈裂. 而从图中可以看到, 上述两条耦合带均呈现反常的旋称劈裂, 即优惠态旋称在能量上高于非优惠态旋称. 鉴于 ^{158}Tm 中

这样的有趣现象, 图6收集并给出了邻近其他双奇核中具有相似组态转动带的旋称劈裂行为. 可以看到, 各四准粒子带的旋称劈裂行为因原子核以及组态的不同而各式各样. 首先, 来自 ^{162}Tm , ^{162}Lu 两个核的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu f_{7/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 带表现正常旋称劈裂; 其次, 来自 ^{160}Tm , ^{162}Tm , ^{162}Lu 的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 带表现微弱的旋称劈裂, 谈不到正常与反常的问题; 最后, 来自 $N=89$ 的 ^{156}Ho , ^{158}Tm 和 ^{160}Lu 3个核的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 带均表现较大程度的旋称劈裂, 并且总体上为反常劈裂.

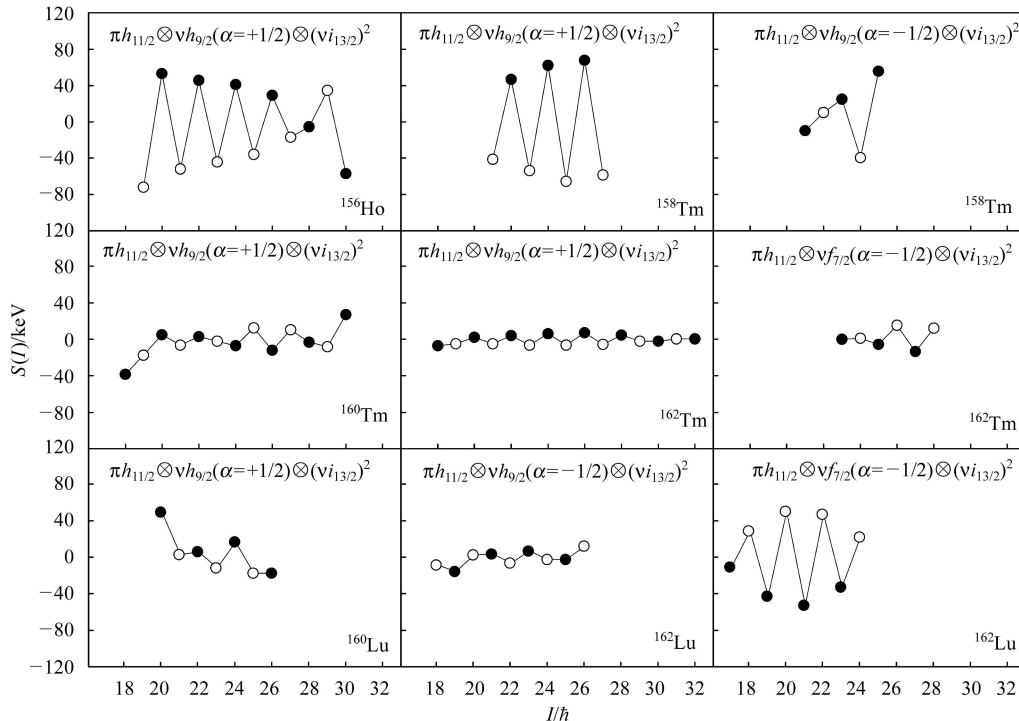


图6 ^{158}Tm 及其一些邻近双奇核中基于 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 和 $\pi h_{11/2} \otimes \nu f_{7/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 组态带的旋称劈裂行为. 图中纵坐标的定义同于图5中的定义. 各核实验数据分别取自: ^{156}Ho [15], ^{158}Tm (本工作), ^{160}Tm [16], ^{162}Tm [17], ^{160}Lu [5] 和 ^{162}Lu [6].

目前还没有理论对上述3个 $N=89$ 双奇核中四准粒子带的旋称反转现象进行专门的研究. 我们认为这种现象很可能与质量数160区奇质子核中的旋称反转现象密切相关. 在这个核区, 奇质子核(例如 $^{157,159}\text{Tm}$ [11, 12]) 的 $\pi h_{11/2}$ 转动带在带交叉以前系统地表现为较大程度的正常旋称劈裂, 而在第一对 $i_{13/2}$ 中子拆对顺排后, 三准粒子的 $\pi h_{11/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 带则表现为微弱甚至反转的旋称劈裂, 即使在 $N \approx 94$ 时情况也是如此. 奇质子核中的这种现象已被多种理论模型进行了研究, 其中以基于推转壳模型的理论解释 [18] 得到了更为普遍的认可. 基于推转壳模型的计算表明, 拆对顺排的 $i_{13/2}$ 中子具有正三轴形变驱动作用, 因此导致了 $\pi h_{11/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 带具有正的三轴形变, 并进一

步导致了旋称劈裂幅度在带交叉后出现显著减小甚至反转 [18]. 与奇质子核的情况相比, $N=89$ 的 ^{156}Ho , ^{158}Tm , ^{160}Lu 3个核的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 带中增加了一个 $h_{9/2}$ 中子, 同时反常旋称劈裂幅度显著增强. 因此这个 $h_{9/2}$ 中子不是一个简单的旁观者, 它的作用有待理论的进一步研究. 在实验方面, 如果能建立3个双奇核中的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2}$ 组态带, 那么将有助于对带交叉后较大程度反常旋称劈裂的理解.

5 总结

通过融合蒸发反应 $^{144}\text{Nd} (^{19}\text{F}, 5n)$ 布居了双奇核 ^{158}Tm 的高自旋态. 将原来已知的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态

带向上推高了 $2h$, 并将原来试探性地连接到已知低激发态的一条四准粒子带准确地与低激发态连接了起来, 同时建立了一条由 15 条 γ 跃迁组成的新转动带. 对两条四准粒子带的自旋和组态进行了讨论, 并认为它们是建立在 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 组态上的旋称伙伴带. 观测到了基于 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态的转动带的持续旋称反转现象, 该现象不同于系统学的预

期. 另外, 指出并简要讨论了中子数 $N=89$ 双奇核中 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ 组态带的旋称反转现象. 以上两种奇异的旋称反转现象的观测将为旋称反转问题的研究注入新的动力, 并有待于进一步的深入研究.

作者向中国原子能科学研究院串行加速器组在实验期间给予的合作表示感谢.

参考文献(References)

- 1 Riley M A et al. Phys. Rev., 1989, **C39**: 291
- 2 Andre S et al. Z. Phys., 1989, **A332**: 233
- 3 LIU Yun-Zuo, MA Ying-Jun et al. Phys. Rev., 1995, **C52**: 2514
- 4 ZHENG Yong, ZHOU Xiao-Hong, LIU Min-Liang et al. HEP & NP, 2002, **26**(9): 909 (in Chinese)
(郑勇, 周小红, 柳敏良等. 高能物理与核物理, 2002, **26**(9): 909)
- 5 YIN Li-Chang, LIU Yun-Zuo, LU Jing-Bin et al. Eur. Phys. J., 2001, **A11**: 379
- 6 MA Ying-Jun et al. HEP & NP, 1997, **21**(11): 970 (in Chinese)
(马英君等. 高能物理与核物理, 1997, **21**(11): 970)
- 7 Bengtsson R, Frauendorf S. Nucl. Phys., 1979, **A327**: 139
- 8 Dönauf F. Nucl. Phys., 1987, **A471**: 469
- 9 Gale S J et al. J. Phys., 1995, **G21**: 193
- 10 Byrski T et al. Nucl. Phys., 1987, **A474**: 193
- 11 Riley M A et al. Phys. Rev., 1995, **C51**: 1234
- 12 Gascon J et al. Nucl. Phys., 1987, **A467**: 539; David Radford et al. (unpublished)
- 13 LI Xian-Feng, MA Ying-Jun, LIU Yun-Zuo et al. Chin. Phys. Lett., 2002, **19**: 1779
- 14 ZHAO Guang-Yi et al. HEP & NP, 2000, **24**: 33 (in Chinese)
(赵广义等. 高能物理与核物理, 2000, **24**: 33)
- 15 Cullen D M et al. Phys. Rev., 1998, **C57**: 2170
- 16 Lagergren K et al. Phys. Rev., 2005, **C72**: 057303
- 17 Espino J M et al. Nucl. Phys., 1998, **A640**: 163
- 18 Frauendorf S, May F R. Phys. Lett., 1983, **125B**: 245

Signature Inversion in Weakly-Deformed Doubly-Odd $^{158}\text{Tm}^*$

ZHOU Wen-Ping¹ MA Ying-Jun^{1,1)} LU Jing-Bin¹ ZHAO Guang-Yi¹ WANG Shou-Yu¹ SUN Liang¹
YANG Dong¹ ZHAO Yan-Xin¹ LI Xian-Feng¹ LIU Yun-Zuo¹ ZHU Li-Hua² WU Xiao-Guang²
CUI Xing-Zhu² HE Chuang-Ye² LI Ming-Fei³

1 (Department of Physics, Jilin University, Changchun 130021, China)

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

3 (Department of Physics, North-East Normal University, Changchun 130024, China)

Abstract High-spin states in ^{158}Tm were populated via the $^{144}\text{Nd}(^{19}\text{F}, 5n)$ fusion-evaporation reaction at beam energies of 108 and 112 MeV. The previously known level structures have been extended and a new band structure has been identified. In addition, a previously identified four-quasiparticle band has been firmly connected to lower known states. This four-quasiparticle band is assigned to the $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2} (\alpha = -1/2) \otimes (\nu i_{13/2})^2$ configuration and thus form a pair of signature partners with another four-quasiparticle band known as being built on the $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2} (\alpha = +1/2) \otimes (\nu i_{13/2})^2$ configuration. The band based on the $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ configuration is observed to show anomalous signature splitting persistently, across the spin where a restoration to normal signature splitting is expected from systematics. Signature inversion is also established in the doublet $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{9/2} \otimes (\nu i_{13/2})^2$ bands. Positive triaxial deformation is supposed to play an important role in the occurrence of the unusual signature inversions in the weakly-deformed doubly-odd nucleus ^{158}Tm .

Key words signature inversion, doubly-odd nucleus, band structure, configuration assignment, high-spin state

Received 24 January 2006

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10205006) and the Major State Basic Research Development Programme (G2000077400)

1) E-mail: myj@jlu.edu.cn