

文章编号: 1007-4627(2012)01-0045-07

^{139}Pm 核中磁转动带的研究

张宁涛^{1,2}, 张玉虎¹, 周小红¹, 柳敏良¹, 郑勇¹, 郭应祥¹, 雷祥国¹, 丁兵^{1,2},
胡钧¹, 马飞¹, 陈亮^{1,2}, 王世陶^{1,2}, 吴晓光³, 郑云³

(1. 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000;
2. 中国科学院研究生院, 北京 100049;
3. 中国原子能研究院, 北京 102413)

摘要: 通过重离子熔合蒸发反应 $^{116}\text{Cd}(^{27}\text{Al}, 4n)$ 布居了 ^{139}Pm 的高自旋激发态, 用 12 台高纯锗探测器(HpGe)阵列进行了在束 γ - γ 符合测量。基于 γ - γ 符合关系及 ^{139}Pm 核已知的能级信息, 建立了两条 $\Delta I=1$ 的负宇称带。利用相邻核能级结构的系统性和依据半经典的核子-核子有效作用的理论模型(SPAC)对这两条带能级结构进行了定量计算, 认为它们属于磁转动带。

关键词: 在束 γ 谱学; 扁椭形变; 磁转动; 集体转动

中图分类号: O571. 2 **文献标志码:** A

1 引言

在原子核高自旋态核结构研究中, 磁转动现象是近年来理论和实验工作者关注的一个热点^[1]。磁转动带的重要特征是带内磁偶极跃迁(M1)非常强, 而交叉的电四极跃迁(E2)却很弱或者观测不到; 能级间隔非常规则, 符合集体转动中 $I(I+1)$ 的规律。但与通常的集体转动带不同, 磁转动带一般发生在近球形或弱形变原子核中。磁转动带中的磁偶极矩来源于少数质子-粒子(或空穴)和中子-空穴(或粒子)之间的耦合, 并且绕总角动量方向转动, 从而产生了较强的 M1 跃迁^[2]。在核子系统转动过程中, 由于质子和中子角动量矢量就像一把正在合拢的剪刀, 因此磁转动带被形象地称为“剪刀带”, 相应的耦合机制被称为“剪刀机制”^[3]。在磁转动带中, 是磁偶极矩在转动, 而非通常的电四极矩转动, 能谱中的磁偶极约化跃迁几率 $B(M1)$ 远大于电四极约化跃迁几率 $B(E2)$ 。在理论方面, Frauen-dorf^[4]发展了倾斜轴推转壳模型 TAC(Tilted-Axis-Cranking), 成功解释了磁转动带。从核子-核子有效相互作用出发, 利用粒子-振动耦合理论, Macchiavel-li 等^[5-7]提出了半经典的几何模型, 给出了关于磁

转动带的简单而又直观的物理图像, 再现了磁转动带中的约化跃迁几率, 指出了 $B(M1)$ 的大小变化是区别集体转动和磁转动的重要标志。

理论预测质量数 $A=130\sim 140$ 核区的原子核是典型的软 γ 形变核, 且核的形变较小。在这一质量区域, 质子的费米面处于 $h_{11/2}$ 子壳的中下部, 中子的费米面处于 $h_{11/2}$ 子壳的中上部, 这使得质子和中子分别具有粒子和空穴的特性, 可能形成磁转动带的结构。目前, 在 $N=78$ 的同中子核素中, 如在 ^{136}Ce ^[8], ^{137}Pr ^[9], ^{141}Eu ^[10]和 ^{142}Gd ^[11]中, 都发现了磁转动带。为探索 ^{139}Pm 核中可能存在的磁转动带, 完善此核区能级结构的系统性, 有必要对 ^{139}Pm 核展开进一步的实验研究。文献[12]给出了 ^{139}Pm 核的初步实验结果, 描述了发现的两条 $\Delta I=1$ 的负宇称带, 依据系统性比较, 建议了它们的磁转动带特性。与此同时, Dhal 等^[13]也报道了 ^{139}Pm 高自旋态能级的研究结果, 采用的反应道和束流能量与我们的实验完全相同。通过仔细对比, 发现我们的结果与文献[13]给出的纲图差别很大。本文将重点介绍我们搭建的 ^{139}Pm 跃迁纲图的参考依据, 并利用半经典的核子-核子耦合几何模型对这两条负宇称带的结构进行讨论。

收稿日期: 2011-04-17; 修改日期: 2011-04-28

基金项目: 国家重点基础研究发展计划项目(2007CB815005); 国家自然科学基金资助项目(10825522, 10735010, 10775158)

作者简介: 张宁涛(1984—), 男, 河南周口人, 在读博士, 从事高自旋态实验研究; E-mail: zhangningtao@impcas.ac.cn

2 实验

实验是在中国原子能科学研究院 HI-13 串列加速器上完成的。利用加速器提供的 120 MeV ^{27}Al 束流轰击 ^{116}Cd 同位素靶, 产生处于高自旋态的 ^{139}Pm 核。靶的质量厚度约为 2.2 mg/cm^2 , 蒸发在厚度为 7 mg/cm^2 的 Pb 靶衬上。在符合测量时, 使用 10 台反康高纯锗探测器和 2 台用于测量低能 γ 射线的小平面探测器, 它们分别放置于与束流方向成 $90^\circ(5)$, $\pm 37^\circ(5)$, $57^\circ(1)$ 和 $27^\circ(1)$ 的位置上。实验后, 用 ^{133}Ba 和 ^{152}Eu 标准放射源对各个探测器进行能量和相对效率刻度。本次实验持续了 100 h, 共记录约 1.9×10^8 个 γ - γ 符合事件。对每个探测器能量刻度后, 这些符合数据被整理成一个大小为 $4\ 096 \times 4\ 096$ 对称化矩阵、一个非对称的 DCO(Directional Correlation of γ rays deexciting the Oriented states) 和两个非对称的 ADO(Angular Dis-

tribution of γ rays deexciting the Oriented states) 矩阵, 用于离线分析。基于已知的 ^{139}Pm γ 射线的符合关系, 指定了来源于 ^{139}Pm 的新 γ 射线。

3 实验结果

以 Xu 等^[14]所报道的结果为参考, 通过仔细分析本次实验数据中 γ 射线之间的符合关系, 并结合 γ 射线的相对强度、强度平衡和交叉跃迁等信息, 建立了 ^{139}Pm 核的部分能级纲图, 如图 1 所示。纲图中给出了各 γ 射线的能量值, 箭头线的粗细代表了其相对强度, 能级的自旋和宇称主要是根据本工作中所提取的 γ 射线的 DCO 和 ADO 系数信息建议的。表 1 列出了本实验测量到的 ^{139}Pm γ 射线的能量、相对强度、初末态的自旋和宇称等信息。由于一些 γ 峰的统计较弱或受到其他干扰 γ 峰的影响, 实验给不出其相对强度或 ADO 与 DCO 比率。

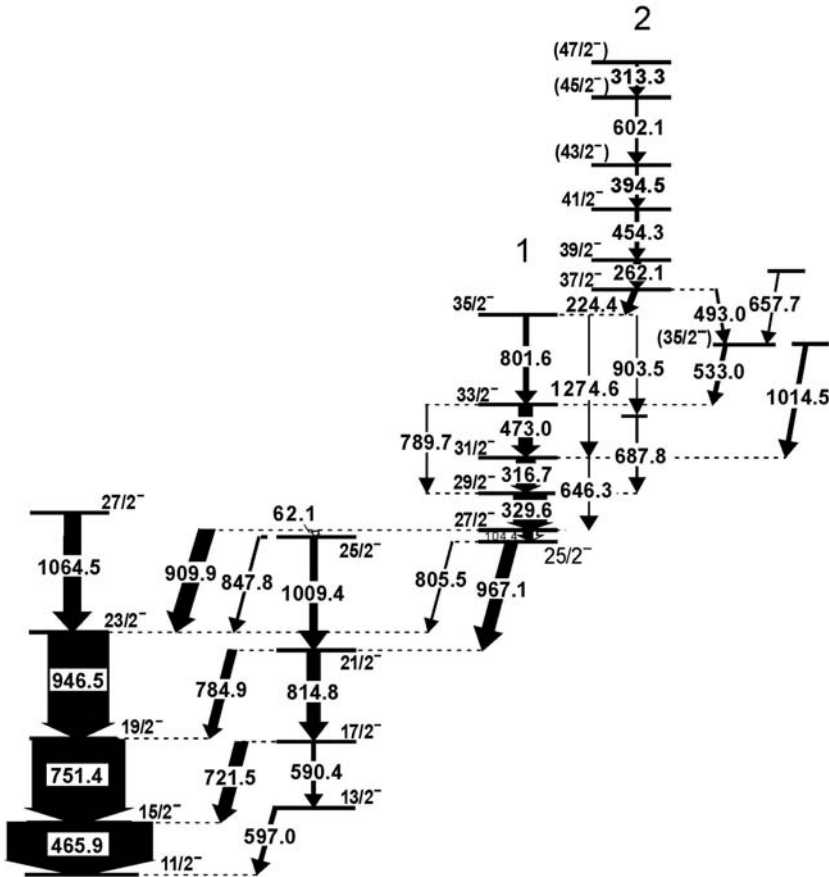


图 1 本工作建立的 ^{139}Pm 核的部分能级纲图

图 1 给出的低激发态与 Dhal 等^[13]的结果基本一致, 但在 $21/2^-$ 态之上, 我们重新指定了 $25/2^-$

$\rightarrow 21/2^-$ 的 1 009.4 keV γ 跃迁, 而 847.8 keV γ 射线测量是新能级 $25/2^-$ 能态到 $23/2^-$ 态的退激。因为在 473.0 keV γ 跃迁的开门谱中看到的 1 009.4

keV γ 峰的强度明显大于 454.3 keV γ 峰的强度 (如图 2(a) 所示), 同时, 967.1 keV 和 909.9 keV 这两条很强的 E2 跃迁在 1 009.4 keV 的

表 1 本实验测量到的 ^{139}Pm γ 射线的能量 E_γ 、相对强度 I_γ 、初末态能级自旋宇称 J^π 、DCO 系数 R_{DCO} 、ADO 系数 R_{ADO} 以及初态能级 E_i *

$E_\gamma/\text{keV}^{(a)}$	I_γ	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	R_{DCO}	Gate ^(b)	R_{ADO}	E_i/keV
62.1		$27/2^- \rightarrow 25/2^-$				3 262.4
104.4		$27/2^- \rightarrow 25/2^-$				3 262.4
224.4	6.9(8)	$37/2^- \rightarrow 35/2^-$	0.66(8)	Q	0.98(10)	5 407.7
262.1	8.2(12)	$39/2^- \rightarrow 37/2^-$	0.55(12)	Q	0.85(4)	5 669.8
313.3	1.7(3)	$(47/2^- \rightarrow 45/2^-)$	0.81(0.22)	Q	0.82(8)	7 434.0
316.7	20.6(18)	$31/2^- \rightarrow 29/2^-$	0.61(5)	Q	0.85(10)	3 908.7
329.6	36.4(32)	$29/2^- \rightarrow 27/2^-$	0.61(3)	Q	0.82(4)	3 592.0
394.5	3.7(5)	$(43/2^-) \rightarrow 41/2^-$	0.80(18)	D	0.79(14)	6 518.6
454.3	4.8(10)	$41/2^- \rightarrow 39/2^-$	0.98(14)	D	0.61(11)	6 124.1
465.9	156.7(25)	$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	1.06(1)	Q	1.81(9)	654.6
473.0	15.3(10)	$33/2^- \rightarrow 31/2^-$	0.47(4)	Q	0.62(5)	4 381.7
493.0		$37/2^- \rightarrow (35/2^-)$	0.98(30)	D		5 407.7
533.0	5.0(7)	$(35/2^-) \rightarrow 33/2^-$	0.62(14)	Q	0.69(10)	4 194.7
590.4	4.6(4)	$17/2^- \rightarrow 13/2^-$	1.04(15)	Q	1.34(27)	1 376.1
597.0	5.2(4)	$13/2^- \rightarrow 11/2^-$	0.54(8)	Q	0.73(14)	785.7
602.1	1.0(3)	$(45/2^- \rightarrow 43/2^-)$	0.93(52)	D	0.83(23)	7 120.7
646.3	1.6(6)	$31/2^- \rightarrow 27/2^-$	1.01(16)	Q	1.31(30)	3 908.7
657.7	1.5(5)					5 572.4
687.8	3.0(8)		0.97(20)	D	0.62(10)	3 908.7
721.5	19.4(14)	$17/2^- \rightarrow 15/2^-$	0.42(6)	Q	0.41(4)	1 376.1
751.4	100.0	$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	0.93(3)	Q	1.50(5)	1 406.0
784.9	13.2(9)	$21/2^- \rightarrow 19/2^-$	0.44(6)	Q	0.47(4)	2 190.9
789.7		$33/2^- \rightarrow 29/2^-$				4 381.7
801.6	5.8(8)	$35/2^- \rightarrow 33/2^-$	0.85(17)	D	0.78(5)	5 183.3
805.5	3.3(6)	$25/2^- \rightarrow 23/2^-$	0.44(14)	Q	0.51(6)	3 158.0
814.8	14.7(7)	$21/2^- \rightarrow 17/2^-$	0.90(15)	Q	1.54(21)	2 190.9
847.8	4.0(4)	$25/2^- \rightarrow 23/2^-$	0.97(20)	D		3 200.3
903.5						5 183.3
909.9	23.6(12)	$27/2^- \rightarrow 23/2^-$	0.87(9)	Q	1.26(14)	3 262.4
946.5	65.7(32)	$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	0.93(2)	Q	1.40(15)	2 352.5
967.1	13.9(9)	$25/2^- \rightarrow 21/2^-$	0.90(9)	Q	1.15(15)	3 158.0
1 009.4	8.4(5)	$25/2^- \rightarrow 21/2^-$	0.92(8)	Q	1.28(11)	3 200.3
1 014.5	5.1(7)		0.56(8)	Q	0.52(8)	4 923.2
1 064.5	18.8(6)	$27/2^- \rightarrow 23/2^-$	0.96(6)	Q	1.40(12)	3 417.0
1 274.6	1.7(4)	$35/2^- \rightarrow 31/2^-$			1.50(10)	5 183.3

* (a) γ 射线的能量, 不确定性在 0.1~0.5 keV 之间; (b) 求 DCO 值时所用开门 γ 峰的极性, Q 表示四极, D 表示偶极。

门谱中也无法看到, 如图 2(b)所示, 这些显然与文献[13]的逻辑不符。至于 1 009.4 keV 的多极性, 图 3 显示 1 009.4 keV γ 峰应该与 465.9-751.4-967.1 keV 等已知 E2 跃迁的极性相同(也可参考相应的 R_{ADO} 和 R_{DCO} 系数)。因为 1 009.4 keV γ 跃迁

与 $25/2^-$ 态能级之上的 γ 跃迁显示出较强的符合关系, 因此我们认为, 存在一个连接 $27/2^-$ 和 $25/2^-$ 能级的 62.1 keV γ 跃迁。由于极高的内转换系数(理论给出 $\alpha \approx 6.2$)和探测器对低能 γ 射线极低的探测效率, 在实验中未观测到这条 γ 射线。至于

847.8 keV γ 跃迁, 在其开门谱中(图 2(c))之所以能够看到很强的 454.3 和 262.1 keV γ 射线, 主要是它们分别来自 ^{138}Nd 和 ^{138}Pm 核中能量相近的 γ 射线污染所致。在图 2 的 1 009.4 keV 开门谱中, 还看到一条新的 γ 峰 801.6 keV, 在 473.0 keV γ 射线的开门谱中(图 2(a)), 这条 γ 峰明显变强。根据 γ 峰的相对强度, 我们指定了 801.6 keV γ 射线

的位置 $35/2^- \rightarrow 33/2^-$ 。从图 3 中还可看出 801.6 keV γ 跃迁的极性, 它应属于偶极跃迁。由于这条 γ 射线的存在, 我们重新指定了 454.3, 1 274.6 和 687.8-903.5 keV γ 射线的位置, 使得 γ - γ 符合关系更加自治, 这也为我们的修改提供了进一步的证据。

对处于较高能级的带 1 和带 2 中的 γ 射线

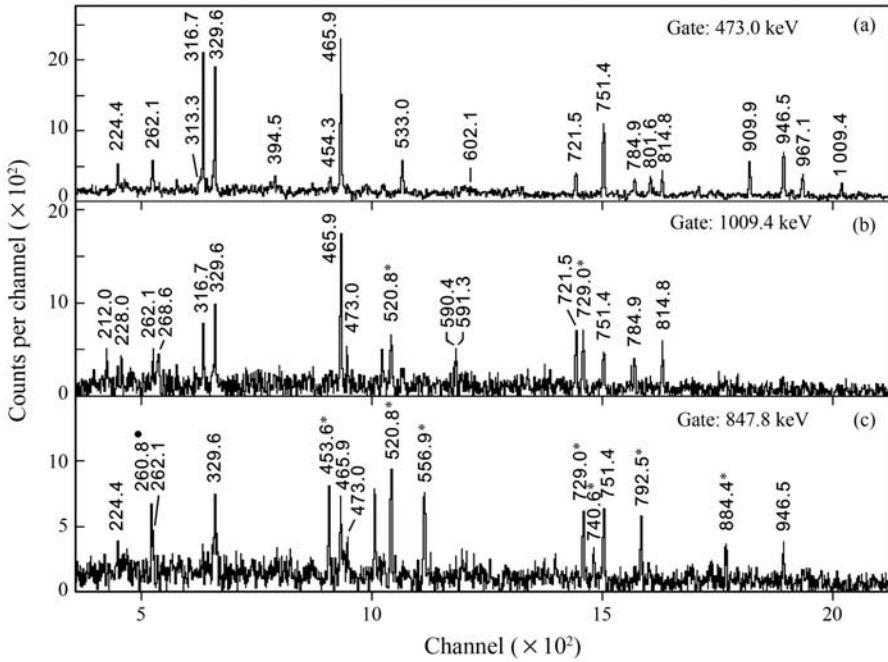


图 2 ^{139}Pm 核中典型的开门谱—
沾染的核素: * — ^{138}Nd , • — ^{138}Pm 。

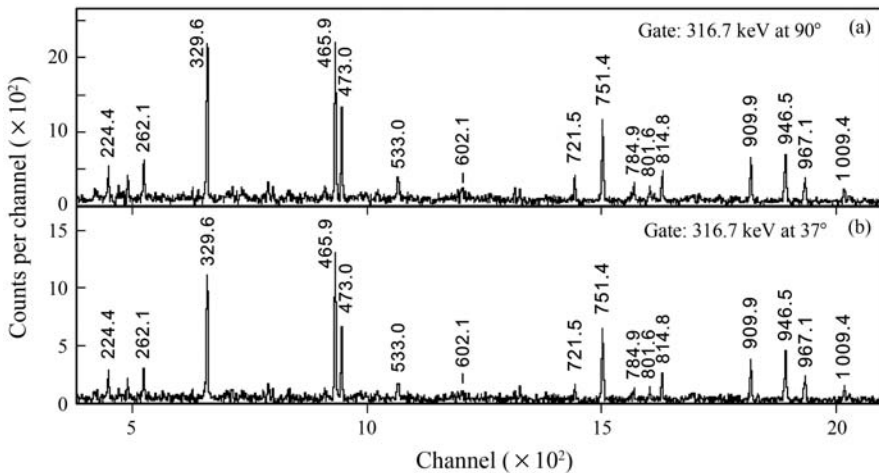


图 3 带 1 中 316.7 keV γ 射线在大小两个角度的开门谱

224.4-262.1-454.3-394.5-313.3 keV, 它们在本工作的结果中都被观测到, 但与文献[13]相比, 主要做了两点改动。首先, 调换了 224.4 和 262.1 keV

两条射线的相对位置, 因为我们观察到一条通过 533.0 keV γ 跃迁馈入到带 1 的射线 493.0 keV(图 4(a)), 并且在它的开门谱中还能看到 262.1 和

454.3 keV γ 射线, 而 224.4 keV 却看不到。其次, 把 602.1 keV 这条 γ 射线放在了带 2 中, 并把

313.3 keV 提到了它的上面, 因为图 4(b) 显示在统计上 602.1 keV γ 峰要强于 313.3 keV。

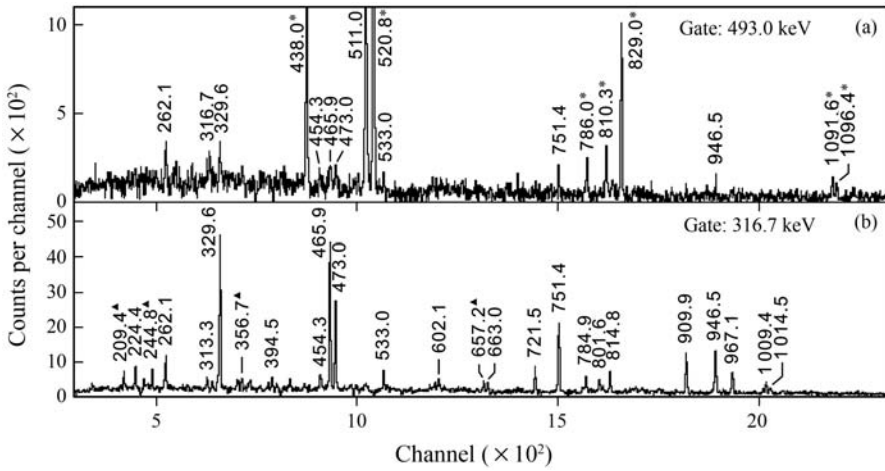


图 4 ^{139}Pm 核中典型的开门谱二
 沾染的核素: * - ^{138}Nd , \blacktriangle - ^{136}Pr 。

4 结果讨论

纲图中带 1 和带 2 的特征非常相似: 带内存在非常强的 $\Delta I=1$ 的 M1 跃迁, 而 $\Delta I=2$ 的 E2 交叉跃迁则非常的弱, 并且多数观测不到; 带内的能级间隔比较规则, 偶极跃迁的能量随着自旋的增加而增加, 而跃迁强度随着自旋的增加而逐渐减小; 旋称劈裂很小。这些正是磁转动带的特性, 此核区内类似的带结构已经被多次发现。图 5 给出了 $N=78$ 的奇 Z 核中相应的 $\Delta I=1$ 负宇称带的系统性比较。

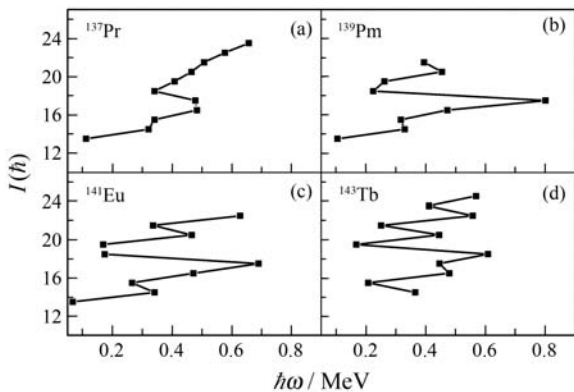


图 5 ^{139}Pm 中带 1 和带 2 与相邻的 $N=78$ 的同中子核素的系统性比较

随着质子数的增多, 带的能级间隔变得不太规则, 但整体的变化趋势基本相似, 其中 ^{141}Eu 和 ^{139}Pm 的能级结构的变化尤其相近。因此, 带 1 和带 2 的组

态可分配为 $\pi h_{11/2} \otimes \nu(h_{11/2})^{-2}$ 和 $\pi h_{11/2} \otimes \nu(h_{11/2})^{-4}$ 。在此核区, 由于 $h_{11/2}$ 中子有很强的扁椭球形状的极化作用, 带 1 和带 2 会具有一定的扁椭形变 ($\gamma \approx -60^\circ$), 这时质子会倾向于沿核对称轴方向顺排, 而中子在能量上更易于沿转动轴方向顺排。同时由于靠近中子闭壳的核形变普遍较弱, β_2 多在 0.12 左右, 因此, 带 1 和带 2 具备产生磁转动带的条件。文献[13]已对其进行了 TAC 模型的理论计算, 认为这两条带是磁转动带。本文将从半经典的核子-核子有效作用角度, 对带 1 和带 2 的磁转动带性质进行说明。

磁转动带的形成可以认为是由核子之间的四极-四极相互作用 ($V_2 P_2(\cos \theta)$ 项) 引起的, 因为组成磁转动带的主要核子是不同的粒子-空穴组合, 它们的作用为排斥势, 在转动带带首, 价质子和价中子角动量方向垂直, 并随总角动量的增加而逐渐合拢。但是原子核本身也存在较小的形变, 集体转动对磁转动带内每条能级的能量有一定贡献, 这时原子核总角动量的耦合可写成 $\mathbf{I} = \mathbf{J} + \mathbf{R}$ 。原子核的总能量可以写成

$$\begin{aligned}
 E(I, \theta_1, \theta_2) &= E_{\text{coll}}(I, \theta_1, \theta_2) + \\
 &E_{\text{qp}}(I, \theta_1, \theta_2) \\
 &= C(I) \mathbf{R}^2(I, \theta_1, \theta_2) + \\
 &V_2 \frac{3 \cos^2(\theta_1 - \theta_2)}{2} + \text{const.}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

$$C = \frac{1}{2\mathcal{K}(I)},$$

$$|\mathbf{R}| = |\mathbf{I} - \mathbf{J}_\pi - \mathbf{J}_\nu|$$

$$= \sqrt{I^2 - (j_1 \sin \theta_1 + j_2 \sin \theta_2)^2 - j_1 \cos \theta_1 - j_2 \cos \theta_2},$$

其中 θ_1 和 θ_2 分别表示核子角动量 j_1 和 j_2 与转动轴方向的夹角。式(1)的实质就是剪刀机制耦合主轴推转的核芯, 因此这个方法被称为 Shears mechanism with Principal Axis Cranking model, 简称为 SPAC 模型^[15]。对于每一个自旋值 I , 角度 θ_1 和 θ_2 可以通过最小极值法求得:

$$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_1 \partial \theta_2} \right)_I = 0,$$

而集体角动量 R 、总能量 E 和跃迁几率都能根据 (I, θ_1, θ_2) 计算出来。相应的约化跃迁几率可写成

$$B(M1, I \rightarrow I-1) = \frac{3}{8\pi} \mu_\perp^2$$

$$= \frac{3}{8\pi} [g_1^* j_1 \sin(\theta_1 - \theta_1) - g_2^* j_2 \sin(\theta_1 - \theta_2)]^2, \quad (2)$$

其中: $g_1^* = g_1 - g_R$; $g_2^* = g_2 - g_R$; $g_R = Z/A$;

$$B(E2, I \rightarrow I-2) = \frac{15}{128\pi} \left[Q_{\text{eff}} \sin^2 \theta_{1j} + Q_{\text{coll}} \cos^2 \theta_1 \right]^2, \quad (3)$$

Q_{eff} 和 Q_{coll} 分别是价核子和核芯的电四极矩。

在两种情况下, θ_1 和 θ_2 极值求解都采用了特殊处理, 冻结 θ_2 角使其保持不动(“normal”)或者让 θ_1 按照设定规律进行逐步变化(“inverse”), 这样两维的求解问题就变成了一维求解。图 6 给出了关于带 1 和带 2 的 SPAC 模型计算结果, 包括“normal”和“inverse”两种顺排方式。对于“inverse”顺排, θ_1 定义为 $\theta_1(I) = \theta_1^i \cdot (\theta_2 / \theta_2^i)^\alpha$, 其中 α 反映了 θ_1 衰减速率。对于带 1 和带 2 来讲, θ_1^i 和 θ_2^i 分别为 90° 和 180° 。由图 6 看出, 带 1 和带 2 的“inverse”顺排方式在能量上更为合适。图 6(b) 给出了关于 θ_2 极值求解的运算结果。图 7 分别给出了 SPAC 的计算结果 $I\hbar\omega$ 和 $B(M1)/B(E2)-I$, 并与实验值进行了比较, 两者符合较好。

SPAC 模型是基于核子间有效相互作用的半经典理论, 并合理引入了集体转动的贡献, 不仅能够直观地描绘出剪刀系统的合拢过程, 还能定量地给

出总能量和跃迁几率的变化以及剪刀机制同集体转动的竞争。目前在 ^{139}Sm ^[16], ^{141}Eu ^[10] 和 ^{142}Gd ^[11] 核中已经使用此方法成功解释了磁转动现象。对于带 1 和带 2, SPAC 的计算结果与实验值符合很好, 因此我们认为它们属于磁转动带, 但因为缺乏 $B(M1)$ 的实验数据, 无法对其做出进一步的判断。

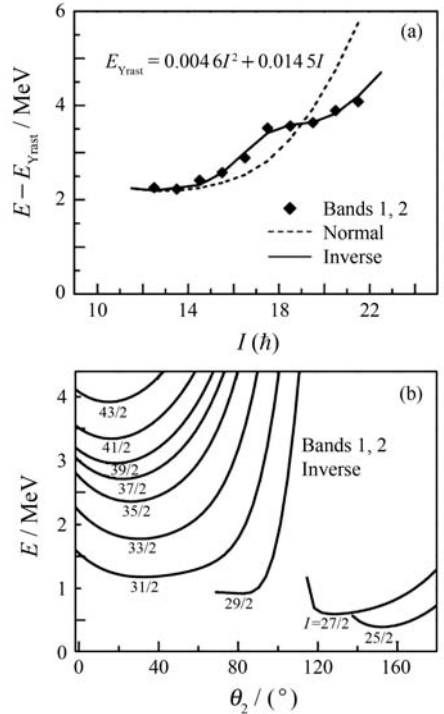


图 6 SPAC 模型计算的激发态能量随着角动量(a)和 θ_2 (b) 的变化

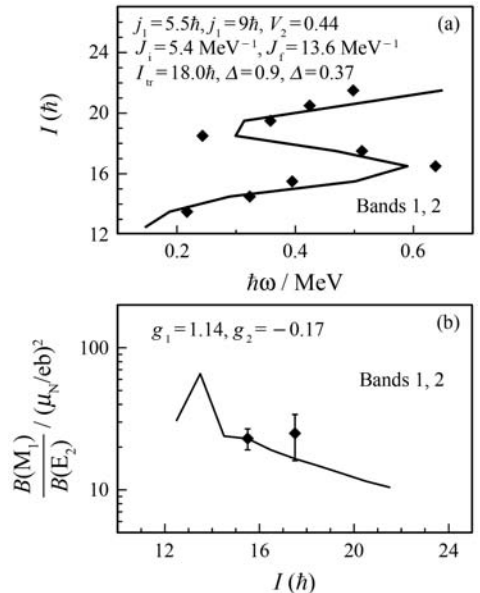


图 7 带 1 和 2 的 SPAC 模型计算结果(“inverse”)与实验值的比较

5 结论

利用重离子熔合蒸发反应 $^{116}\text{Cd}(^{27}\text{Al}, 4n)$ 与在束 γ 谱学的实验技术, 对 $N=78$ 的奇 A 核 ^{139}Pm 的高自旋态进行了研究。根据 γ - γ 符合关系、 γ 射线的相对强度和多极性的测量结果, 更新了 ^{139}Pm 的能级纲图。与前人的结果相比, 我们的主要贡献是依据新分配的几条 γ 射线在纲图中的位置, 重新搭建了两条 $\Delta I=1$ 的负宇称带。通过与相邻核的比较, 这两条带的组态分别为 $\pi h_{11/2} \otimes \nu(h_{11/2})^{-2}$ 和 $\pi h_{11/2} \otimes \nu(h_{11/2})^{-4}$ 。利用半经典的核子-核子有效作用理论, 对这两条带的能级和 $B(M1)/B(E2)$ 值进行了计算, 证实了它们的磁转动带特性。

参考文献 (References):

- [1] HÜBEL H. Prog Part Nucl Phys, 2005, **54**: 1.
 [2] MENG Jie, ZHANG Shuangquan. Nuclear Physics Review, 2001, **18** (2): 65(in Chinese).
 (孟杰, 张双全. 原子核物理评论, 2001, **18**(2): 65.)
 [3] BALDSIEFEN G, HÜBEL H, KORTEN W, *et al.* Nucl Phys, 1994, **A574**: 521.
 [4] FRAUENDORF S. Nucl Phys, 1993, **A557**: 259c.

- [5] MACCHIAVELLI A O, CLARK R M, FALLON P, *et al.* Phys Rev, 1998, **C57**: R1073.
 [6] MACCHIAVELLI A O, CLARK R M, DELEPLANQUE M A, *et al.* Phys Rev, 1998, **C58**: R621.
 [7] MACCHIAVELLI A O, CLARK R M, DELEPLANQUE M A, *et al.* Phys Lett, 1998, **B450**: 1.
 [8] LAKSHMI S, JAIN H C, JOSHI P K, *et al.* Phys Rev, 2002, **C66**: 041303(R).
 [9] AGARWAL P, KUMAR S, SINGH S, *et al.* Phys Rev, 2007, **C76**: 024321.
 [10] PODSVIROVA E O, LIEDER R M, PASTERNAK A A, *et al.* Eur Phys J, 2004, **A21**: 1.
 [11] PASTERNAK A A, PODSVIROVA E O, LIEDER R M, *et al.* Eur Phys J, 2005, **A23**: 191.
 [12] ZHANG Ningtao, ZHANG Yuhu, ZHOU Xiaohong, *et al.* Chin Phys, 2010, **C34**: 456.
 [13] DHAL A, SINHA R K, CHATURVEDI L, *et al.* Phys Rev, 2009, **C80**: 014320.
 [14] XU N, BEAUSANG C W, PAUL E S, *et al.* Phys Rev, 1987, **C36**: 1649.
 [15] PASTERNAK A A, LIEDER E O, LIEDER R M. Acta Phys Pol, 2009, **B40**: 647.
 [16] PASTERNAK A A, LIEDER E O, LIEDER R M, *et al.* Eur Phys J, 2008, **A37**: 279.

Study of Magnetic Rotational Bands in ^{139}Pm Nucleus

ZHANG Ning-tao^{1, 2, 1)}, ZHANG Yu-hu¹, ZHOU Xiao-hong¹, LIU Min-liang¹, ZHENG Yong¹,
 GUO Ying-xiang^{1, 2}, LEI Xiang-guo^{1, 2}, DING Bin^{1, 2}, HU Jun^{1, 2}, MA Fei^{1, 2},
 CHEN Liang^{1, 2}, WANG Shi-yao^{1, 2}, WU Xiao-guang³, ZHENG Yun³

- (1. *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*;
 2. *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*;
 3. *China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

Abstract: High-spin states in ^{139}Pm have been studied via the $^{116}\text{Cd}(^{27}\text{Al}, 4n)$ heavy-ion fusion-evaporation reaction. The γ - γ coincidences were measured with 12 HpGe detectors. Based on γ - γ coincidence relationships and previously known levels in ^{139}Pm , two $\Delta I=1$ negative-parity bands have been established. From the systematic comparison with the neighbouring nuclei and semi-classical effective interaction model (SPAC) calculations, the two bands were suggested as magnetic rotational bands.

Key words: in-beam γ spectroscopy; oblate shape; magnetic rotation; collective rotation

Received date: 17 Apr. 2011; Revised date: 28 Apr. 2011

Foundation item: Major State Basic Research Development Program of China(2007CB815005); National Natural Science Foundation of China(10825522, 10735010, 10775158)

1) E-mail: zhangningtao@impcas.ac.cn