

文章编号: 1007-4627(2001)02-0065-07

磁转动物理——剪刀带与手征双重带*

孟杰^{1,2,3}, 张双全²

(1 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000;

2 北京大学技术物理系, 北京 100871;

3 中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

摘要: 总结和系统介绍了磁转动物理领域的新进展, 阐述了剪刀带的形成机制, 并论证了在半经典近似和平均场近似下, 倾斜轴推转模型与粒子转子模型等价. 讨论了原子核在有三轴形变时出现的一种全新的磁转动现象——手征双重带, 并从对称性的角度讨论了剪刀带及手征双重带的能谱特征, 给出了实验上可能存在磁转动带的核区.

关键词: 磁转动; 剪刀带; 手征双重带

中图分类号: O571.21 **文献标识码:** A

1 引言

磁转动物理的提出^[1]是原子核转动研究中继回弯现象^[2]、超形变转动带^[3]之后的又一重大成果. 与通常的高自旋态和超形变转动带不同, 磁转动带通常发生在近球形或弱形变原子核中. 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. 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, 并且绕总角动量转动. 如图1所示, 在转动带带首, 质子、中子角动量近乎垂直, 两者耦合的结果使总角动量矢量倾斜于原子核的惯性主轴. 由于系统的形变很小, 要获得角动量, 最可能的结果是质子和中子的角动量互相靠拢, 而总角动量的方向变化不大, 从而可以形成规则的转动谱. 由于质子和中子角动量就象一把正在合拢的剪刀, 因此形象地称之为“剪刀带”. 然而不同于在形变核中由集体转动形成的正常转动带, 这种剪刀带通常存在于近球形或弱形变的原子核中. 区别于正常的转动带(称为电转动), 从物理角度上, 它又被称为磁转动带. 实验上, 磁转动带首次在¹⁹⁹Pb中得以证实^[4]. 目前, 已先后在 $A \approx 80$ 区、 $A \approx 100$ 区、 $A \approx 130$ 区和 $A \approx 200$ 区发现了磁转动现象^[5-21].

剪刀带(磁转动带)呈现的实验特征包括:

(1) 规则的转动能谱 尽管存在于近球形或弱形变的原子核中, 剪刀带的能谱结构仍符合通常的 $I(I+1)$ 规则, 并且转动态之间角动量之差为 $\Delta I = 1$.

(2) 磁偶极(M1)跃迁大大增强 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 $B(E2)$, 一般 $B(M1)/B(E2)$ 约为20到40 $(\mu_N/eb)^2$.

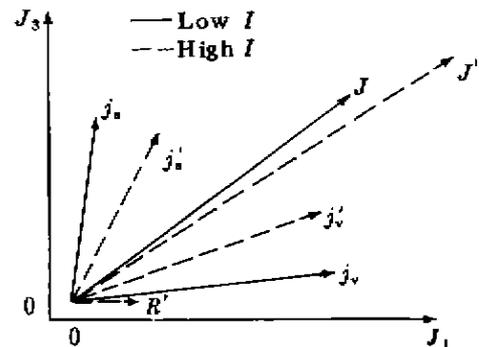


图1 剪刀机制的示意图

在理论方面, 虽然对三维转动原子核的研究早在80年代就已开始^[22], 但是对其磁转动特征却是在90年代才得以认识^[1]. 利用壳模型及基于平均

收稿日期: 2000-11-01; 修改日期: 2001-01-31

* 基金项目: 国家重点基础研究发展规划基金资助项目(G2000077407); 国家自然科学基金资助项目(10025522, 19847002, 19935030)

作者简介: 孟杰(1966-), 男(汉族), 贵州大方人, 博士, 教授, 博士生导师, 从事原子核理论研究.

场的半经典的倾斜轴推转(TAC)理论模型^[23,24]均可以很好地解释剪刀带. 双满壳核一般都是球形核. 当逐渐在双满壳核上增加粒子(或空穴), 其能级结构特征也逐渐从多谱线能级向形变核的正常转动带过渡. 而剪刀带则出现在球形和形变核之间的过渡区域, 其系统仅涉及少数的质子和中子的粒子或空穴. 壳模型可以很好地描述多粒子能谱、转动谱, 以及两者之间的过渡——磁转动带.

TAC模型是一个半经典的平均场理论. 文献[25]从粒子转子模型(PRM)出发, 加入半经典近似和平均场近似, 导出了TAC模型, 并以转子与一个或二个粒子或空穴耦合的情况为例, 证明了TAC模型至少在低激发转动带是一个很好的近似. 若进一步考虑原子核具有三轴不对称性, 则可预言所谓的手征双重带(chiral doublets)^[26]. 这是一种全新的磁转动现象, 相关的实验证实正在进行之中. 从相对论平均场出发, 利用倾斜轴转动理论, 文献[27,28]也发展了适用于磁转动现象的倾斜轴推转相对论平均场(TCRMF)理论, 并重现了 $A \approx 80$ 区的首例磁转动带.

本文中, 将对磁转动物理的理论发展及相应的实验工作作一个简短回顾. 重点将讨论TAC模型及其合理性、相关的实验证据以及手征双重带的物理解释.

2 倾斜轴推转模型

通常的推转壳模型适用于处理具有四极形变(惯性主轴分别为1, 2, 3)、以均匀角频率 $\hbar\omega$ 绕任一主轴转动的原子核. 如果转动方向与任一惯性主轴都不重合, 为了得到系统的稳定解, 就必须使用倾斜轴推转模型, 它是通常推转壳模型的推广.

为了确定旋转轴的方向 (θ, φ) , 类似于推转壳模型, 我们必须对角化单粒子Routhian:

$$h = h_{\text{det}} - \omega \cdot j, \quad (1)$$

这里, h_{det} 为本体坐标系中原子核变形场的哈密顿量, 必要时可包含对相互作用. 角速度矢量为

$$\omega = \omega(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta), \quad (2)$$

每一个由粒子或准粒子组成的组态 $|j\rangle$ 均对应着一条转动带. 每条转动带均有其各自的倾斜角 (θ, φ) ,

它由体系的总Routhian $E'(\omega, \theta, \varphi)$ 在 ω 固定时, 对 (θ, φ) 取极小值给出. 此时, 角动量矢量 $J = \langle j \rangle$ 与角速度矢量 ω 平行^[23]. 这些自恰的方程必须与决定密度分布形状的附加方程联立求解. 在TAC模型中, 原子核的密度分布形状可根据具体情况预先假定或自恰求解.

利用上面(1)式给出的TAC模型, 文献[1,23]给出了磁转动的基本物理特征, 预言了其典型例子——剪刀带, 而且在实验上得以验证^[4,6]. 但是值得指出的是, TAC模型是一个半经典模型, 而且采用了平均场近似. 下面我们将从PRM模型出发, 来讨论TAC模型的半经典和平均场近似的有效性.

对于描述原子核的能级结构, PRM模型是在绝热近似条件下的一套完整的量子化描述方法. PRM模型的基本思想是: 在绝热近似下, 原子核的哈密顿量可以分成两部分来处理, 一部分由原子核费米面附近的价核子来提供, 另一部分可看作转子. 作为一个具体的例子, 我们将研究一个以三轴转子为核心加上核心外有一个 $h_{11/2}$ 质子(或质子-空穴)和一个 $h_{11/2}$ 中子-空穴(或中子)耦合的模型体系. 该体系的PRM哈密顿量为

$$H = H_{\text{int}} + \sum_{\nu=1}^3 \frac{(I_{\nu} - J_{\nu})^2}{2\mathcal{J}_{\nu}}, \quad (3)$$

其中, H_{int} 描述价核子部分的哈密顿量, 第二项为转子的哈密顿量. I_{ν} , J_{ν} 分别描述原子核和内禀粒子的角动量. \mathcal{J}_{ν} 是转子的转动惯量. 采用非旋假定, \mathcal{J}_{ν} 可写为

$$\mathcal{J}_{\nu} = \mathcal{J} \sin^2 \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \nu \right). \quad (4)$$

显然, 当 $\gamma = -30^\circ$ 时, $\mathcal{J}_2 > \mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_3$. (3)式中, 内禀粒子的哈密顿量

$$H_{\text{int}} = \mp h_p \pm h_n, \quad (5)$$

其中, 正号代表粒子, 负号代表空穴. 而内禀质子(或中子)的哈密顿量为

$$h_{p(n)} = \frac{1}{2} C \left\{ \left[j_3^2 - \frac{j(j+1)}{3} \right] \cos\gamma + \frac{1}{2\sqrt{3}} [j_+^2 + j_-^2] \sin\gamma \right\}. \quad (6)$$

在计算中, 若选取 $C = 0.25 \text{ MeV}$, $\mathcal{F} = 40 \text{ MeV}^{-1}$, 则对应的原子核的形变 β 约为 0.25. 具体细节可见文献[25, 26].

对 PRM 模型做下列两个近似:

(1) 半经典近似 总角动量算符 I 由经典矢量 J 来代替:

(2) 平均场近似 $\langle J^2 \rangle = \langle J \rangle^2$.

则可导出 TAC 模型. 这说明了 TAC 模型是一个半经典的平均场理论. 相应地, 体系的波函数 $|\rangle$ 由中子和质子波函数组成. PRM 哈密顿量(3)式的期待值对波函数变分并考虑到 TAC 的两个假设, 可得到 TAC 的 Routhian (1)式. 角速度 ω 由

$$\omega_\nu = \frac{R_\nu}{\mathcal{J}_\nu}, \quad R_\nu = \mathcal{J}_\nu - \langle j_\nu \rangle \quad (7)$$

给定. 这里引入转子的角动量 R . 当总角动量 $J = \sqrt{J_1^2 + J_2^2 + J_3^2}$ 为常数时, 转动轴(总角动量)的空间取向由(3)式的期待值对 J 的三个分量 J_ν 取极小得到. 再考虑到 $|\rangle$ 的稳定性质, 可得到:

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{J_1}{J_2}, \quad \frac{\omega_1}{\omega_3} = \frac{J_1}{J_3}. \quad (8)$$

这也就是 TAC 条件: ω 与 J 相互平行. 这与总 Routhian

$$E' = \langle h' \rangle - \frac{1}{2} \sum_{\nu=1}^3 \mathcal{J}_\nu \omega_\nu^2 \quad (9)$$

取极小得到倾斜角的方法等价.

对于 PRM 模型, 带内的约化跃迁几率 $B(M1)$ 和 $B(E2)$ 可由标准的 PRM 表达式直接计算^[25], 而对于 TAC 模型, 则可采用半经典近似, 导出 $B(M1)$ 和 $B(E2)$ 的表达式分别为^[26]

$$B(M1) = \frac{3}{8\pi} \{ [-\mu_3 \sin\theta + \cos\theta(\mu_1 \cos\varphi + \mu_2 \sin\varphi)]^2 + [\mu_2 \cos\varphi - \mu_1 \sin\varphi]^2 \}, \quad (10)$$

$$B(E2) = \frac{15}{128\pi} \left\{ [Q_0 \sin^2\theta + \sqrt{\frac{2}{3}} Q_2 (1 + \cos^2\theta) \cos 2\varphi]^2 + \frac{8}{3} [Q_2 \cos\theta \sin 2\varphi]^2 \right\}, \quad (11)$$

其中, $\mu_\nu (\nu=1, 2, 3)$ 表示磁矩算符期待值的 3 个分

量; Q_0 和 Q_2 表示本体坐标中的电四极矩分量. (10)式中, 若 $\varphi=0$, 对于质子(或空穴)与中子-空穴(或中子)的情况, 即所谓的剪刀带. 此时有 $\mu_2=0$, (10)式可简化为

$$B(M1) = \frac{3}{8\pi} (-\mu_3 \sin\theta + \mu_1 \cos\theta)^2 \propto \mu_\perp^2, \quad (12)$$

表明 $B(M1)$ 正比于 μ_\perp^2 . 随着角动量增加, 中子和质子角动量相互靠拢, 且由于质子和中子的 g -因子有着相反的符号, 所以 μ_\perp^2 逐渐减小, 从而可预言 $B(M1)$ 将随着角动量的增加而减少. 这也是剪刀带的主要实验特征之一.

根据上面的理论框架, 文献[25, 26]中对一个质子(或质子-空穴)加一个中子-空穴(或中子)与轴对称或三轴形变的转子相耦合的情况进行了分析, 比较了采用 TAC 与 PRM 模型计算所得到的能谱、电磁跃迁等物理量, 结果表明 TAC 模型对低激发转动带的描述是一个很好的近似. 文中还讨论了价核子形变顺排(DAL)、转动顺排(RAL)、Fermi 顺排(FAL)以及形变顺排与转动顺排耦合(RAL+DAL, 弱变形时即形成剪刀带)等多种情况. 从而在理论上证明了 TAC 是一个合理的模型.

3 实验验证和理论进展

实验上, 1994 年在 Euroball 首次探测到¹⁹⁹Pb 中的第一例磁转动带^[4]. 能谱和转动频率随角动量的变化关系等均与理论预言相符. 但是由于实验条件的限制, 文献[4]中测出的 $B(M1)$ 跃迁几率随角动量的变化与理论预言有很大出入. 这一矛盾由新建成的 Gammasphere 于 1997 年顺利解决, 实验结果与理论预言完全一致^[6].

下一个问题就是应该到哪儿去寻找磁转动现象. 剪刀机制表明, 剪刀带一般出现在近球形或弱形变的核中, 要求核中某一种价核子(质子或中子)处于高 j 轨道的同时, 另一种价核子则正处于高 j 空穴态. 由此可预言磁转动带现象可能发生的区域, 如图 2 所示^[1, 29], 在 $A \approx 50, 80, 100, 130, 200$ 等区域都将存在磁转动带. 目前除 $A \approx 50$ 区外, 所有的预言均得到实验证实. 具体地, 实验上已经在下列核素中发现磁转动现象: ¹⁹³⁻²⁰²Pb^[5-8], ²⁰⁵Rn ($A \approx 200$ 区)^[9], ¹²⁸Ba^[10], ¹³⁵Sm^[11] ($A \approx 130$ 区),

104, 102, 109, 111 Cd^[12-15], 105, 106, 108 Sn^[16, 17], 108 Sb^[18],
111, 113 In ($A \approx 100$ 区)^[19, 20], 82, 84 Rb^[21] ($A \approx 80$ 区).

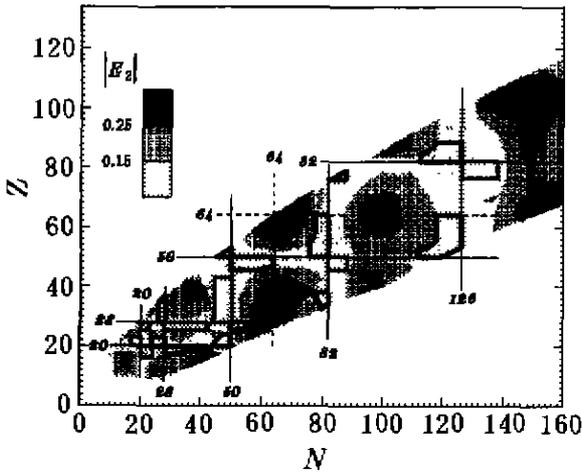


图 2 理论预言的磁转动现象可能区域
粗实线所包围的区域即 TAC 模型预言的可能区域。

在 TAC 模型框架下, 这些磁转动现象均得到了很好的描述. 前面提到的 TAC 模型中, (1) 式的形变场参数需要预先给定. 最近, Dimitrov 等^[30] 发展了混合的 3 维-TAC 壳修正模型, 在此模型中可以自恰地给出原子核的形变, 从而更自恰地支持了手征双重带^[26] 的预言. 另外, Macchiavelli 等^[31, 32] 利用质子和中子剩余相互作用, 给出了剪刀带的另一种解释. 而从更微观的角度, 文献[27, 28] 第一次将相对论平均场理论用于剪刀带的研究, 成功地解释了⁸⁴Rb 中剪刀机制的出现, 再现了在倾斜角 (θ, φ) 几乎保持不变的同时, 剪刀角(两耦合角动量之间的夹角)与 $B(M1)/B(E2)$ 比值逐渐减小的性质. 表明利用更微观的模型也可以很好地描述磁转动特征.

4 新磁转动现象——手征双重态

前面提到, TAC 模型成功地预言了在近球形和弱形变原子核中“剪刀带”的存在, 并得到了实验验证. 而对于原子核密度分布为三轴形状的情形, TAC 模型则又预言了手征双重带的存在^[26, 29]. 现在先从对称性出发考察 TAC 模型的可能解所对应的能谱特征.

形变的原子核密度分布可由四极矩 Q_μ 表征. 内禀坐标系(主轴表示为 1, 2, 3)中四极矩满足 $Q_1 = Q_{-1} = 0$ 与 $Q_2 = Q_{-2}$. 三轴形状可以由 Q_0 和 $(Q_2 +$

$Q_{-2})/\sqrt{2}$ 来给出. 实验室系与内禀系的四极矩之间的关系由 3 个欧拉角 (Ψ, θ, φ) 确定:

$$Q_\mu = D_{0\mu}^{2}(\Psi, \theta, \varphi)Q_0 + [D_{2\mu}^{2}(\Psi, \theta, \varphi) + D_{-2\mu}^{2}(\Psi, \theta, \varphi)]Q_2, \quad (13)$$

其中角度 (θ, φ) 定义内禀系中 J 的方向. 对于稳定解, 它们只能取分立值, 从而满足 J 与 ω 相互平行的自恰条件. 由于两体哈密顿量的转动对称性, 存在由角度 Ψ 给出的一组简并的 TAC 解. 简并解之间具有不同的四极矩. 内禀四极矩 Q_0 和 $(Q_2 + Q_{-2})/\sqrt{2}$ 关于转动算符 $\mathcal{R}_1(\pi), \mathcal{R}_2(\pi), \mathcal{R}_3(\pi)$ 的不变性限制了欧拉角的取值范围: $0 \leq \Psi \leq 2\pi, 0 \leq \theta \leq 2\pi, 0 \leq \varphi \leq \pi$. 上述性质也可以直接从 (13) 式根据 D -函数的性质以及 $Q'_2 = Q_{-2}$ 得出. 角动量为好量子数的态 $|I, M=I\rangle$ 相应于一个 TAC 解 $|\Psi, \theta, \varphi\rangle$ 的叠加, 权重函数为 $\exp(iI\Psi)/\sqrt{2\pi}$ (角动量投影).

由于对称性质的不同, 我们必须区分 3 种情形:

- (1) PAC 解 $\theta=0$ 或 $\pi/2$, 且 $\varphi=0$ 或 $\pi/2$
这时

$$|\Psi + \pi, 0, 0\rangle = \mathcal{R}_2(\pi)|\Psi + \pi, 0, 0\rangle = e^{-i\pi}| \Psi, 0, 0\rangle,$$

$$|\Psi + \pi, \pi/2, 0\rangle = \mathcal{R}_1(\pi)|\Psi, \pi/2, 0\rangle = e^{-i\pi}| \Psi, \pi/2, 0\rangle,$$

$$|\Psi + \pi, \pi/2, \pi/2\rangle = \mathcal{R}_2(\pi)|\Psi, \pi/2, \pi/2\rangle = e^{-i\pi}| \Psi, \pi/2, \pi/2\rangle, \quad (14)$$

旋称 α 是好量子数, 总自旋只能取 $I = \alpha + 2n$, 也就是说, PAC 解对应一条 $\Delta I = 2$ 的转动带.

- (2) 平面 TAC 解 $\theta \neq 0, \pi/2$ 且 $\varphi = 0$ 或 $\pi/2$; 或者 $\theta = \pi/2$ 且 $\varphi \neq 0, \pi/2$

旋称对称性消失, 同一转动带内自旋可取奇数或偶数, 也就是说, 平面 TAC 解对应一条 $\Delta I = 1$ 的转动带. 这就是所谓的“剪刀带”.

- (3) 非平面 TAC 解 $\theta \neq 0, \pi/2$ 且 $\varphi \neq 0, \pi/2$

旋称对称性消失, 同一转动带内自旋可取奇数或偶数, 并且有两个简并解 $|\Psi, \theta, \varphi\rangle$ 和 $|\theta, \varphi, \pi/2 - \varphi\rangle$. 由此, 非平面 TAC 解对应两条简并的 $\Delta I = 1$ 的转动带. 这就是所谓的“手征双重带”.

同样可以从另外一个角度考察对称性. 如图 3 所示, 我们来考察 J 在内禀系中的取向. 由于宇称对称性, 只需考虑 J 位于全空间的一半所具有的对 称性:

(1) 如果 J 的方向与任一主轴 i 一致, 体系波函数是转动 $\mathcal{R}_i(\pi)$ 的本征函数, 由此可定义旋称量子数 α , 体系的转动对应一条 $\Delta I=2$ 的转动带. 这就是 PAC 解.

(2) 如果 J 位于某一主平面, 则存在角动量关于另一主轴 i 反射的简并解, 可以形成具有相反旋称(由 $\mathcal{R}_i(\pi)$ 定义)的两个简并态, 从而形成一条 $\Delta I=1$ 的转动带. 这就是平面 TAC 解, 给出剪刀带.

(3) 如果 J 没有位于任一主平面, 则存在角动量关于两个主平面反射的四个简并解, 它们形成一个以主轴 i 为中心的 正五面体的底面——矩形, 互为对角的两个解可结合成具有相反旋称(由 $\mathcal{R}_i(\pi)$ 定义)的两个简并态, 就形成两条 $\Delta I=1$ 的转动带. 这就是非平面 TAC 解. 由于两条 $\Delta I=1$ 转动带的总角动量的 3 个分量之间的关系与左手或右手螺旋关系类似, 所以被称为手征双重带.

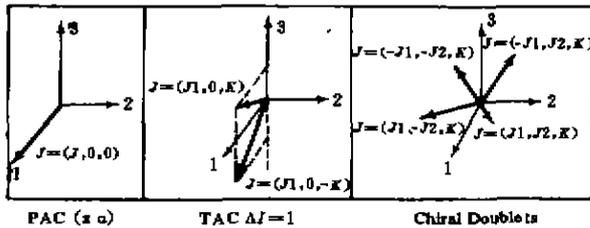


图 3 PAC 解、平面 TAC 解及非平面 TAC 解与旋称对称性、手征对称性的关系示意图

作为具体的例子, 假定在我们研究的体系中, 转子的 γ 形变为 $\gamma=-30^\circ$, 则 3 轴转子的 3 个轴的长度 $R_1 < R_2 < R_3$, 转子绕 3 个主轴的转动惯量 $\mathcal{I}_2 > \mathcal{I}_1 = \mathcal{I}_3$. 因而对于处于高 j 轨道的粒子, 由于它们的密度分布类似于环球(torus)形状并且在 2-3 面与三轴核心有最大的重叠, 它们的角动量有沿 1-轴顺排的趋势. 相应地, 对于处于高 j 轨道的空穴, 由于它们哑铃形状的密度分布在其对称轴平行与长轴时有最大的重叠, 它们的角动量倾向于沿 3-轴顺排. 由于 \mathcal{I}_2 最大, 核心角动量有利于沿 2-轴顺排. 这样, 对于一个质子-空穴和一个中子-空穴与三轴转子耦合的体系, 带首时, 转子角动量 $R=0$, 总角动量 J 平行于 3-轴; 随着自旋的增大, J 会移动到

2-3 平面, 如图 4(a)所示. 因此, 随自旋的增大, 这一体系由 PAC 情形过渡到平面 TAC 情形. 而对于一个质子和一个中子-空穴(或相反)与三轴转子耦合的体系, 带首时, J 位于 1-3 平面, 随着自旋的增大, J 会离开 1-3 平面, 向 2-轴靠拢, 如图 4(b)所示. 因此, 随自旋的增大, 这一体系由平面 TAC 情形过渡到非平面 TAC 情形.

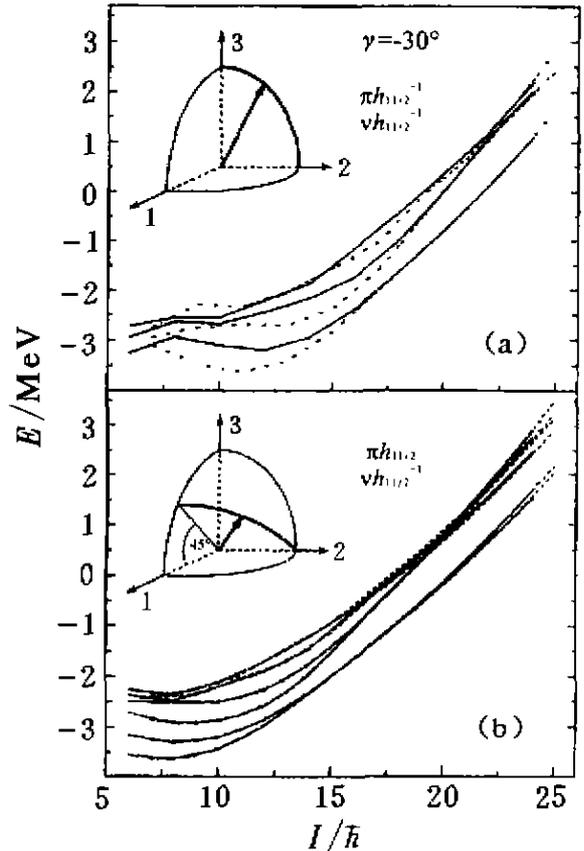


图 4 $h_{11/2}$ 粒子、 $h_{11/2}$ 空穴耦合于 $\gamma=-30^\circ$ 的三轴转子所形成体系的能级

(a) 一个质子-空穴和中子-空穴; (b) 一个质子和中子-空穴的情形. 一偶自旋序列、---奇自旋序列.

图 4 中还显示了由粒子-转子模型利用对角化方法数值求解得到的相应的能谱. 可以看到在图 4(a)中, 对应于从 PAC 情形到平面 TAC 情形的过渡, 一对 $\Delta I=2$ 序列的转动带渐变为一条 $\Delta I=1$ 的转动带(剪刀带). 而在图 4(b)中, 对应于从平面 TAC 情形到非平面 TAC 情形的过渡, 一对 $\Delta I=1$ 序列的转动带逐渐简并在一起, 即形成手征双重带. TAC 模型的计算很好地符合和再现了粒子-转子模型能级的计算结果, 但没有被画在图 4 中.

这里需要指出的是, 对于三轴转子耦合于一个

粒子和一个空穴的情形, 具有 $\gamma = \pm 30^\circ$ 三轴形变的原子核最有利于形成手征双重带. 而计算表明, 在 $25^\circ < |\gamma| < 40^\circ$ 的范围中, 均可能形成手征双重带. 最近, V. I. Dimitrov 等人利用考虑了形变自恰的 3 维 TAC 模型, 证实了手征双重带的稳定性^[29].

5 总结和展望

近球形或弱形变核中出现的磁转动现象(剪刀带)可以在倾斜轴推转模型框架下^[25]得到很好的解释. 通过与粒子转子模型比较, 证明了 TAC 模型是一个行之有效的近似方法^[25]. 由于采用了半经典近似和平均场近似, TAC 模型在具体计算中有相当的优势. 同时, 理论上也成功地将相对论平均场理论用于剪刀带的解释, 对于从更微观的角度研究磁转动现象有着重要的意义^[27, 28].

将 TAC 模型从轴对称原子核拓展运用到三轴形变的原子核, 体系的解可以分为 3 类: PAC 解、平面 TAC 解和非平面 TAC 解. 对于非平面 TAC

解, 可以构造由两条简并的 $\Delta I = 1$ 转动带组成的一种全新的磁转动现象——手征双重带. 最近, V. I. Dimitrov 等人利用形变自恰的 3 维 TAC 模型验证了此预言, 并指出实验上发现的¹³⁴Pr 最低的两条正宇称转动带^[33]与理论所预言的手征双重带特征完全相符^[30].

在软 γ 形变的近球形核中继续寻找磁转动现象将是很有意义的工作. 在 $A \approx 50, 80, 100, 130, 200$ 区域具有粒子-空穴组态的原子核(如图 2 所示)可作为剪刀带或手征双重带的候选核. 正是在以上预言区域, 实验上已经找到 30 多条剪刀带. 而对于手征双重带, 目前已经成为美国、德国、日本等国家的大实验室争相探索的课题. 在我国, 原子能院的研究小组利用 HI-13 串列加速器, 通过重离子熔合蒸发反应⁷⁰Zn(¹⁸O, p3n)⁸⁴Rb 和⁵³Cr(³⁷Cl, 2p2n)⁸⁶Y 反应, 对⁸⁴Rb 和⁸⁶Y 的转动带进行了探索^[34]. 这表明在国内现有实验条件下, 完全可以在磁转动领域做出很好的工作.

参 考 文 献:

- [1] Frauendorf S, Meng J, Reif J. Tilted Cranking [C]. Proceedings of the Conference on Physics from Large γ -ray Detector Arrays, 1994. II: 52-62.
- [2] Johnson A, Ryde H, Sztarkier J. Evidence for a "Singularity" in the Nuclear Rotational Band Structure [J]. Phys Lett, 1971, 34B: 605-608.
- [3] Twin P J, Nyakó B M, Nelson A H, et al. Observation of a Discrete-line Superdeformed Band up to 60 \hbar in ¹⁵²Dy [J]. Phys Rev Lett, 1986, 57: 811-814.
- [4] Neffgen M, Baldsiefen G, Frauendorf S, et al. Lifetimes of Shears Bands in ¹⁹⁹Pb [J]. Nucl Phys, 1995, A595: 499-512.
- [5] Clark R M, Krücken R, Asztalos S J, et al. The Shears Mechanism in the Lead Isotopes [J]. Phys Lett, 1998, B440: 251-256, and references therein.
- [6] Clark R M, Asztalos S J, Baldsiefen G, et al. Evidence for "Magnetic Rotation" in Nuclei: Lifetimes of states in the M1 bands of ^{198,199}Pb [J]. Phys Rev Lett, 1997, 78: 1 863-1 871.
- [7] Baldsiefen G, Hubel H, Mehta D, et al. Oblate Collective Bands in ¹⁹⁸Pb and ²⁰⁰Pb [J]. Phys Lett, 1992, B275: 252-258.
- [8] Baldsiefen G, Maagh P, Hubel H, et al. Shears Bands in ²⁰¹Pb and ²⁰²Pb [J]. Nucl Phys, 1995, A592: 365-384.
- [9] Novak J R, Beausang C W, Amzal N, et al. High-spin States in ²⁰⁵Rn: A new shears band structure? [J]. Phys Rev, 1999, C59: R2 989-R2 992.
- [10] Dimitrov V I, Donau F, Frauendorf S. A Hybrid Version of the Tilted Axis Cranking Model and Its Application to ¹²⁸Ba [J]. 2000, nucl-th/0002043, and references therein.
- [11] Brandolini F, Ionescu-Bujor M, Medina N H, et al. Lifetimes of a Shears Band in ¹⁹⁹Sm [J]. Phys Lett, 1996, B388: 468-474.
- [12] Jenkins D G, Wadsworth R, Cameron J A, et al. Incipient Magnetic Rotation? A Magnetic Dipole Band in ¹⁰⁴Cd [J]. 2000, nucl-ex/0007004.
- [13] Kelsall N S, Wadsworth R, Asztalos S J, et al. Evidence for Shears Bands in ¹⁰⁸Cd [J]. Phys Rev, 2000, C61: 011301 (R)-1-011301 (R)-5.
- [14] Chiara C J, Asztalos S J, Busse B, et al. Shears Mechanism in ¹⁰⁶Cd [J]. Phys Rev, 2000, C61: 034318-1-034318-11.
- [15] Clark R M, Asztalos S J, Busse B, et al. Shears Mechanism in the $A \approx 110$ Region [J]. Phys Rev Lett, 1999, 82: 3 220-3 223.
- [16] Gadea A, De Angelis G, Fahlander, et al. Magnetic Rotation in the ¹⁰⁶Sn Nucleus [J]. Phys Rev, 1997, C55: R1-R4.
- [17] Jenkins D G, Wadsworth R, Cameron J A, et al. Confirmation of the Shears Mechanism in Near-spherical Tm Nuclei

- [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 500–503.
- [18] Jenkins D G, Wadsworth R, Cameron J A. *et al.* Magnetic Rotational Bands in ^{108}Sb [J]. *Phys Rev*, 1998, C58: 2 703–2 709.
- [19] Vaska P, Fossan D B, LaFosse D R. *et al.* Particle-hole Induced Electric and Magnetic Rotation in ^{111}In [J]. *Phys Rev*, 1998, C57: 1 634–1 647.
- [20] Chakrawarthy R S, Pillay R G. M1 Bands and Intruder Bands in ^{113}In [J]. *Phys Rev*, 1997, C55: 155–166.
- [21] Schnore H, Schwengner R, Frauendorf S. *et al.* First Evidence of Magnetic Rotation in the $A=80$ Region [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, 82: 4 408–4 411.
- [22] Frisk H, Bengtsson R. Spin Orientation in Rotating Nuclei [J]. *Phys Lett*, 1987, B196: 14–18.
- [23] Frauendorf S. Tilted Cranking [J]. *Nucl Phys*, 1993, A557: 259c–276c.
- [24] Frauendorf S, Reif J, Winter G. Shell-model Study of Shears Bands in Light Pb Nuclei [J]. *Nucl Phys*, 1996, A601: 41–55.
- [25] Frauendorf S, Meng J. Interpretation and Quality of the Tilted Axis Cranking Approximation [J]. *Z Phys*, 1996, A356: 263–279.
- [26] Frauendorf S, Meng J. Tilted Rotation of Triaxial Nuclei [J]. *Nucl Phys*, 1997, A617: 131–147.
- [27] Madokoro H, Meng J, Matsuzaki M. *et al.* Relativistic Tilted Axis Cranking [C]. Proceedings of the International Symposium on Models and Theories of the Nuclear Mass, RIKEN, 1999 (RIKEN Review No. 26 2000), 126–128.
- [28] Madokoro H, Meng J, Matsuzaki M. *et al.* Relativistic Mean Field Description for the Shears Band Mechanism in ^{84}Rb [J]. *Nucl-th/0010026*, Submitted to PRC.
- [29] Frauendorf S. Tilted Rotation of Weakly Deformed and Triaxial Nuclei [J]. *Z Phys*, 1997, A358: 163–167.
- [30] Dimitrov V I, Frauendorf S, Dönau F. Chirality of Nuclear Rotation [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 5 732–5 735.
- [31] Macchiavelli A O, Clark R M, Fallon P. *et al.* Semiclassical Description of the Shears Mechanism and the Role of Effective Interactions [J]. *Phys Rev*, 1998, C57: R1 073–R1 076.
- [32] Macchiavelli A O, Clark R M, Deleplanque M A. *et al.* Shears Mechanism and Particle-vibration Coupling [J]. *Phys Rev*, 1998, C57: R621–R623.
- [33] Petrache C M, Bazzacco D, Lunardi S. *et al.* Rotational Bands in the Doubly Odd Nucleus ^{134}Pr [J]. *Nucl Phys*, 1996, A597: 106–126.
- [34] 温书贤, 韩广兵, 吴晓光, 等. 磁转动带研究 [C]. 第八次全国核结构学术讨论会暨第四次全国核结构专题讨论会论文摘要, 2000, 10–10.

Magnetic Rotation Physics — Shears Bands and Chiral Doublets*

MENG Jie^{1,2,3}, ZHANG Shuang-quan²

(1 Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China;

2 Department of Technical Physics, Peking University, Beijing 100871, China;

3 Institute of Theoretical Physics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract: A new interesting field — magnetic rotation physics is reviewed. It is proved that the tilted axis cranking (TAC) model is equivalence to the particle rotor model (PRM) under the semi-classical and mean field approximations. The shears mechanism and the new discovered phenomena in triaxial deformed nuclei — chiral doublets are discussed. The possible mass region for these magnetic rotation phenomena is presented.

Key words: magnetic rotation; shears band; chiral doublets

* Foundation Item: National the Major State Basic Research Development Program (G2000077407); NSFC (10025522, 19847002, 19935030)