

关于¹⁸⁵Pt核多带结构的回弯机制*

张敬业

(理论分中心, CCAST (世界实验室)和中国科学院近代物理所, 兰州)

摘 要

最近报道的¹⁸⁵Pt核多带结构的实验结果, 又一次提出了其中五条带回弯现象究竟是由于 $h_{9/2}$ 质子对转动排列所致, 还是来自于 $i_{13/2}$ 中子对转动排列结果的尖锐问题. 基于阻塞效应的实验事实支持前者, 而总罗斯量(转动坐标系中的总能量)面的理论计算则支持后者, 本文在分析上述两种解释的前提条件的基础上, 给出考虑了带交叉过程动力学效应的理论计算结果. 说明了 $h_{9/2}$ 质子对转动排列应是这五条带出现回弯的根源.

一、

最近加拿大和美国的一些高自旋 γ 谱学实验学家, 经过数年的努力, 获得了¹⁸⁵Pt核的七条转动带谱^[1], 为研究这个质量区原子核转动带的准粒子结构提供了十分重要的实验依据. 近年来 $i_{13/2}$ 中子对和 $h_{9/2}$ 质子对的转动排列及两者的竞争, 在 $Z = 77, 78, 79$ 及 $N = 106, 107, 108$ 原子核转动带的回弯(包括上弯, 下同)现象中的作用, 引起实验学家们的广泛兴趣^[2,3], 并且吸引了瑞典、波兰、中国和美国一些核理论家们的注意. 他们联合起来进行了大规模的总罗斯量面计算^[4]. 理论结果表明在这一质量区:

(i) $i_{13/2}$ 中子轨道的占据将导致原子核取 $\gamma < 0$, 而 $h_{9/2}$ 质子轨道的占据将使原子核取 $\gamma > 0$. 例如¹⁸⁴Pt核, 在 $\hbar\omega \lesssim 0.2\text{MeV}$, $i_{13/2}$ 中子(AB , 参看表1的符号定义)组态对应于 $\gamma \approx -15^\circ$, 而 $h_{9/2}$ 质子(ef)组态对应于 $\gamma \approx 4^\circ$.

(ii) 通常 $i_{13/2}$ 中子对转动排列的临界频率均小于 $h_{9/2}$ 质子对转动排列的临界频率. 如果中子对关联和质子对关联均取不小于各自基态奇偶质量差的80%的话, 在 γ 由 -30° 到 $+15^\circ$ 的整个范围内, 前者 $\lesssim 0.3\text{MeV}$ 而后者 $\geq 0.3\text{MeV}$. 特别是, 如果 $\gamma \lesssim -5^\circ$, 那么有一条 $i_{13/2}$ 中子轨道(A 或 B)被阻塞后所出现的 BC 或 CD 回弯的临界频率(仍假定上述中子对关联和质子对关联值)还是比 $h_{9/2}$ 质子对转动排列(ef 回弯)的临界频率小.

根据这样的理论结果, 应该设想在这个质量区所观察到的 $\hbar\omega < 0.30\text{MeV}$ 的回弯现象均是来自于 $i_{13/2}$ 中子对转动排列(AB 或 BC , 或 AD 排列), 而不是来自于 $h_{9/2}$ 质

本文1989年11月20日收到.

* 国家自然科学基金资助项目.

表1 轨道的标记及本质量区的典型例子

符 号	宇称(π)	Signature(α)	典型的 Nilsson 轨道	($\pi\alpha$)	符 号
A, C, a, c	+	+1/2	$\nu[624]9/2^+$	(+, +1/2)	A
B, D, b, d	+	-1/2	$\nu[624]9/2^+$	(+, -1/2)	B
E, G, e, g	-	-1/2	$\pi[541]1/2^-$	(-, -1/2)	e
F, H, f, h	-	+1/2	$\pi[541]1/2^-$	(-, +1/2)	f

注: 大写字母对应于中子, 小写字母对应于质子.

子对的转动排列, 可是丰富的实验事实, 特别是阻塞效应的实验事实, 却使人们对这样的理论结果产生了疑问.

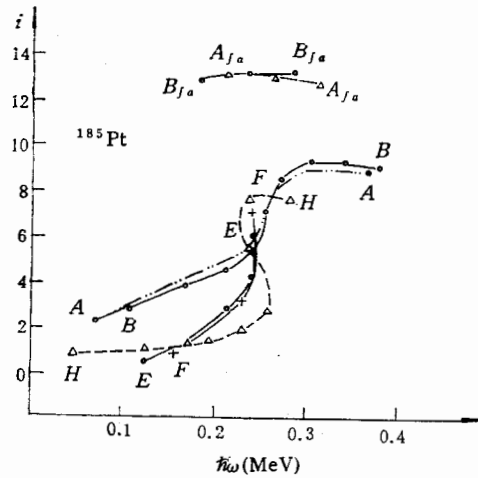


图1 ^{185}Pt 核七条转动带的排列角动量 (i) 和转动频率 ($\hbar\omega$) 的关系图^[1]

参考系的 Harris 参数为 $\mathcal{G}_0 = 21.5\hbar^2\text{MeV}^{-1}$, $\mathcal{G}_1 = 100\hbar^4\text{MeV}^{-3}$. (参考系的角动量为 $I_{\text{ref}}(\omega) = \mathcal{G}_0\omega + \mathcal{G}_1\omega^3$). 其中 A, B 为 $\nu i_{13/2}, [624] \frac{9}{2}^+$, $\alpha = 1/2$ 和 $-1/2$; E, F 为 $\nu f_{7/2}, [503] \frac{7}{2}^-$, $\alpha =$

$-1/2$ 和 $1/2$; H 为 $\nu p_{3/2}, [521] \frac{1}{2}^-$, $\alpha = \frac{1}{2}$; a 为 $\pi i_{13/2}, [660] \frac{1}{2}^+$, $\alpha = \frac{1}{2}$; f 为 $\pi h_{9/2},$

$$[541] \frac{1}{2}^-, \alpha = \frac{1}{2}.$$

以 ^{185}Pt 为例^[1], 实验观察到的七条带, 其组态均已确定, 如图 1 所示. 其中带 A, B 是 $i_{13/2}, [624] \frac{9}{2}^+$ 单准中子带, 而 E, F 是 $f_{7/2}, [503] \frac{7}{2}^-$ 单准中子带, H 则是 $p_{3/2}, [521] \frac{1}{2}^-$ 单准中子带. 这五条带均在 $\hbar\omega \approx 0.25\text{MeV}$ 附近出现回弯. A, B 带的上弯, 显然不是由于 AB 对的转动排列, 而有可能是 $h_{9/2}$ 质子对 (ef) 的转动排列, 自然也可能是 BC, 或 AD 对. 但 E, F, H 带在大致相同的 $\hbar\omega$ 值出现回弯, 则有利于支持 ef 的转动排列, 因为这三条带对 $i_{13/2}$ 轨道并无任何阻塞. 若是 $i_{13/2}$ 中子对的转动排列导致这三条带出现回弯的话, 则临界频率应和 AB 带的有较大不同. 当然人们可以进一步争论说, 这三条带的形状和对关联和 AB 带的差别, 使得这三条带的 $i_{13/2}$ AB 对转动排列的

临界频率和有一条 $i_{13/2}$ 轨道被阻塞的 A 和 B 带的 BC 和 AD 对转动排列的临界频率正好十分接近。但是 A_{j_0} 和 B_{j_0} 两条带, 组态是 $\nu i_{13/2} \otimes \pi i_{13/2} \otimes \pi h_{9/2}$, 由于阻塞了 $h_{9/2}$ 质子轨道, 在 $\hbar\omega \approx 0.25\text{MeV}$ 附近并无转动排列现象, 则是进一步支持了前述五条带中 $h_{9/2}$ 质子对的转动排列是回弯的根源。不仅如此, Janzen 等人^[5]还测量了 AB 带的 $B(M1)/B(E2)$ 比值。在上弯之后这个比值明显增大。如果 $B(E2)$ 值无什么异常行为的话, 这一增大只能解释为是一对质子排列的结果。此外 $N = 107$ 的同中素, 相邻的奇奇核 $^{186}\text{Au}_{107}$ ^[6] 和 $^{187}\text{Ir}_{107}$ ^[7] 的实验结果也支持在 $\hbar\omega \approx 0.25\text{MeV}$ 附近出现的回弯是由于 $h_{9/2}$ 质子对转动排列所致。

与 $N = 107$ 同中素相似, 在 $N = 108$ 同中素中, 实验上也观察到在 $\hbar\omega < 0.3\text{MeV}$ 的回弯现象, 从阻塞效应来分析, 也应该认为是 $h_{9/2}$ 质子对的转动排列。例如 $^{186}\text{Pt}_{108}$ ^[8], (见图 2), 其转晕带在 $\hbar\omega \approx 0.25\text{MeV}$ 出现回弯, 而 $\pi i_{13/2} \otimes \pi h_{9/2}(af)$ 带一直到 $\hbar\omega \approx 0.37\text{MeV}$ 却未出现回弯。加上相邻奇中子核的结果(参看文献[8]), 同样表明 ^{186}Pt 转晕带的回弯是由于 $h_{9/2}$ 质子对转动排列的结果。

所有这些阻塞效应的实验, 应该说是自洽地说明了对于 $N = 107, 108$, 而 $Z = 77, 78, 79$ 的原子核中, $h_{9/2}$ 质子对的转动排列是有可能在 $\hbar\omega \approx 0.25\text{MeV}$ 附近出现的, 而不像总罗斯量面计算结果所预言的那样。为什么会出现这样的矛盾呢?

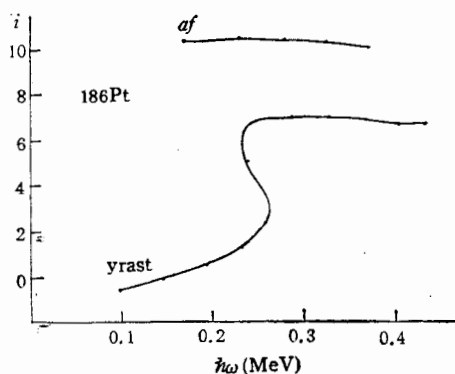


图 2 ^{186}Pt 核 Yrast (转晕) 带和 af 带的排列角动量 (i) 和 $\hbar\omega$ 关系图。Harris 参数是 $\mathcal{G}_0 = 22\hbar^2/\text{MeV}$, $\mathcal{G}_1 = 90\hbar^4/\text{MeV}^3$

二、

总罗斯量面的理论计算, 如文献[4]所描述的, 使用了比 Nilsson 位计算量大得多, 一般说来更接近于真实核位的 Woods-Saxon 位, 而且针对 Pt, Au 区核除存在四极形变外还同时存在十六极形变和 γ 形变的特点, 是在三维形变空间 $(\beta_2, \beta_4, \gamma)$ 进行总罗斯量极小化计算的。对于对关联的处理也是近似合理的。所得结论对于大形变核, 特别是基态性质的描述取得很大的成功^[4]。但是其主要缺点是没有考虑动力学效应, 而是通过总能量的极小化来求平衡形变的, 因此是个静态描述^[9,10]。它可以给出一个确定组态的核的形状如何随转动频率的变化情况, 但不能提供不同组态之间混杂情况的信息(这种混杂由于转动可能更为加强)。而实际上对于本文所讨论的这些过渡核, 特别是它们的高自旋态, 我们遇到的不是一个个纯粹的组态和与之对应的确定的形状, 而是各种可能组态(对应于各种形状)的一种权重平均的状态(对应的权重平均的形变)。总罗斯量面计算所得的单一组态的形变知识是有意义的, 它可以告诉我们一些典型组态对应的核形变随转动频率的变化规律, 但必须辅之以组态之间混杂的动力学考虑, 特别是对于过渡核, 因为它们的形状更不稳定些。

一种众所周知的描述集体运动动力学机制的理论是生成坐标方法^[11]. 尽管30多年来这一理论框架有过许多发展, 但似乎其内在效能仍有进一步探讨和揭示的必要. 自1987

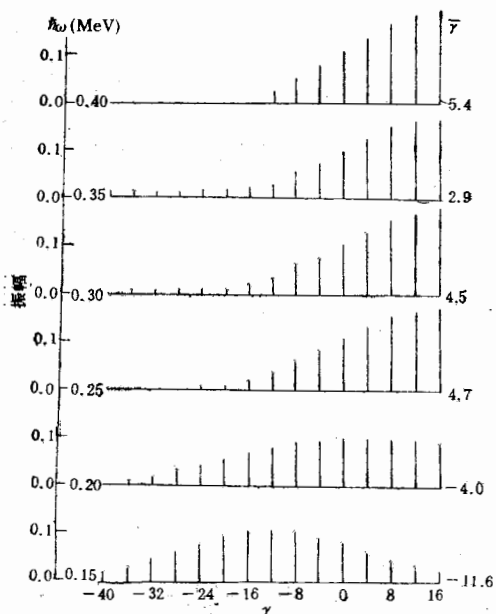


图3 ^{186}Pt 转晕带本征态的结构以及 γ 的权重平均值 $\bar{\gamma}$ 随转动频率的变化情况

年冬以来, 对生成坐标法的 Hill-Wheeler 方程, 我们提出了一种新的数值求解方法^[12]. 在一定集体近似下, 我们可以通过对感兴趣的集体变量的离散化(确定格点), 数值计算不同格点的波函数的重叠积分, 从而求解 Hill-Wheeler 方程. 于是可以求得任一个本征态在格点波函数基底的展开振幅(归一化的展开系数平方). 这样我们就可以求得与我们感兴趣的实验观察量对应的权重平均理论值. 由于这种权重平均, 是求解 Hill-Wheeler 方程, 考虑了各格点状态之间的混杂, 因而是包括了动力学效应的^[10,12].

图3所示是对 ^{186}Pt 的转晕带所作的动力学计算. 根据前述的总罗斯量面的计算结果^[4], ^{186}Pt 核在我们感兴趣的频率范围内 ($\hbar\omega \lesssim 0.4\text{MeV}$), 有关典型组态的回弯形变 β_2 变化很小, 但 γ 变化很大, 因此我们是在二维集体变量空间, 即 γ 形变和转动频率 $\hbar\omega$, 进行离散化的. γ 从 -40° 到 $+16^\circ$, 步长 4° , 而 $\hbar\omega$ 从 0.15MeV 到 0.4MeV . 步长 0.05MeV . β_2 (或对应地 $\varepsilon_2 \approx 0.95\beta_2$) 取有关带回弯前四极形变的平均值, 对关联取自洽计算所得的基态值. 图3给出所求得的本征态在格点基底的展开振幅(即本征态的结构)随转动频率的变化规律以及 γ 形变的权重平均值 $\bar{\gamma}$ 的变化情况. 由图可以清晰地看到, 随着转动频率的增加, γ 取正值的成份(如前所述, 这对应于 $h_{9/2}$ 质子对转动排列的组态)越来越大, $\bar{\gamma}$ 由负到 $\bar{\gamma}$ 为正的变化发生在 $\hbar\omega$ 由 0.20MeV 到 0.25MeV . 这表明在 ^{186}Pt 核的转晕带中, $h_{9/2}$ 质子对转动排列的组态成为本征态的主要成分是这个频率范围的. 而在 $\hbar\omega \lesssim 0.4\text{MeV}$ 的范围内未见到负 γ 为主的成分的突然增加. 也就是说未出现 $i_{13/2}$ 中子对的转动排列. 这正和前面阻塞效应实验对于 ^{186}Pt 的转晕带以及 ^{185}Pt 的 $h_{9/2}$ 质子轨道未被阻塞的五条转动带的回弯机制的解释是一致的. 而和假定单一组态(于是给定频率下单一形状)的总罗斯量面的计算结论不同. 可见这种包括动力学效应的描述方法是有可能给出整个本征态结构以及感兴趣的集体变量权重平均值(亦即观察值)随转动频率的演变过程的.

三、

应该指出, 由于这种包括动力学效应的数值解法计算量很大, 尽管在原则上这一方法允许在任意多维的集体变量空间内求解, 但由于计算条件的限制, 实际上目前我们还只能

在二维空间(一个形变自由度,一个转动自由度)内求解。下一步我们将在三维空间(即 β_2, γ, ω) 内求解。这样可以更好地跟踪核形状随转动频率的动力学演变过程。而且,为了简化计算,我们还不得不作些近似,例如使用 Nilsson 单粒子位,且如通常那样略去不同主壳之间的耦合,而且只考虑 Hill-Wheeler 方程核函数展开式的零级项^[10,12]。所有这些近似都会影响我们计算结果的定量准确性。但尽管如此,本文的例子看来可以表明,这一方法所蕴涵的内部效能,即对动力学效应的考虑,是强有力的,是值得进一步加以发展的。

此外还应该指出,阻塞效应实验的推论^[13],正如文献[14]所指出的,也是近似的。这种推论在逻辑上包含着一个假设,即相邻奇 A 核,除最后那个奇核子外的偶偶核,是和所论证的偶偶核十分相似的,即形状和对关联均近似相同。而且当最后那个奇核子占据费米面附近的不同轨道时,其偶偶核实基本不变。只有这样我们才可能利用奇 A 核中的阻塞效应,探讨包括相邻偶偶核在内的回弯机制问题。而这种奇 A 核偶偶核实与相邻偶偶核的形状与对关联近似相同的假定,显然是一种粗略的近似,而其近似程度随不同核而不同,正是有待于实验上逐个地进行深入研究的课题。但是若对于一个质量区,几十条转动带,根据阻塞效应所作的系统分析能够给出一个关于回弯机制的自洽解释,则应该认为是反映了物理真实,因而是不能轻易否定的。

本文的分析表明,近年来高自旋态核结构的理论和实验研究均已达到了一个崭新的阶段。离开了对大量实验数据和理论结果进行系统学研究是不容易得出比较有价值的物理结论的。

作者感谢 F. Dönau 和 L. Riedinger 教授所作过的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] S. Pilotte, et al., *Phys. Rev.*, **C40**(1989), 610.
- [2] A. J. Larabee, et al., *Phys. Lett.*, **169B**(1986), 21.
- [3] L. L. Riedinger, V. P. Janzen and M. P. Carpenter, Proc. XXII Winter School on Physics, Zakopane, Poland, Part 1: Selected Topics in Nuclear Structure. Ed. by R. Broda and Z. Stachura, (1987), 315.
- [4] J. Y. Zhang (张敬业), Proc. Beijing International Symposium on "Physics at Tandem" 中国北京, 1986年5月, p.512; R. Bengtsson, et al., *Phys. Lett.*, **183B**(1987), 1.
- [5] V. P. Janzen, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 2073.
- [6] V. P. Janzen, et al., University of Tennessee Progress Report, (1986), 36.
- [7] A. J. Kreiner, et al., *Nucl. Phys.*, **A489**(1988), 525.
- [8] G. Hebbinghau, et al., *Z. Phys.*, **A328**(1987), 387.
- [9] J. Y. Zhang (张敬业), F. Donau, L. L. Riedinger, Invited talk "workshop on Microscopic Model in Nuclear Structure Physics", Oct. 4—8, 1988, Oak Ridge, USA.
- [10] 张敬业, "核形变的动力学效应 I. ^{172}Os 的形变", 高能物理与核物理, **14**(1990), 573.
- [11] D. L. Hill and J. A. Wheeler, *Phys. Rev.*, **89**(1953), 1102.; J. J. Griffin and J. A. Wheeler, *Phys. Rev.*, **108**(1957), 311.
- [12] F. Donau, J. Y. Zhang (张敬业) and L. L. Riedinger, *Nucl. Phys.*, **A496**(1989), 333.
- [13] F. S. Stephens and R. S. Simon, *Nucl. Phys.*, **A183**(1972), 257.
- [14] J. Y. Zhang (张敬业), Proc. Conf. Nucl. Phys., Berkeley, USA, Aug. 1980, p. 317; 张敬业, 原子核物理, **3**(1981), 193.

ON THE BACKBENDING MECHANISM OF MULTI-BAND STRUCTURE IN NUCLEUS ^{185}Pt

ZHANG JINGYE

(Center of Theoretical Physics, CCAST (World Lab.))

and

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

The observation of multi-band structure in nucleus ^{185}Pt reported recently, once again raises the open question about whether the alignment of proton $h_{9/2}$ pair or neutron $i_{13/2}$ pair should be responsible to the backbending in five bands. Blocking experiments prefer the proton $h_{9/2}$ pair while the Total Routhian Surface calculation supports neutron $i_{13/2}$ pair. Based on the analysis of assumptions implied in both approaches, a new theoretical calculation which includes the dynamic effect of band crossing is presented. Such a calculation indicates that the alignment of proton h pair should be the main cause for the observed backbendings.