

双奇核中 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 2-准粒子转动带 旋称反转研究*

张玉虎¹ M. Oshima² T. Morikawa³ T. Hayakawa² Y. Toh² 周小红¹
何建军¹ 刘忠¹ 甘再国¹ T. Shizuma² M. Koizumi² A. Osa²
J. Katakura² Y. Hatsukawa² M. Matsuda² N. Shinohara² T. Ishii²
H. Kusakari⁴ M. Sugawara⁵ K. Furuno⁶ T. Komatsubara⁶ T. Une⁶
温书贤⁷ 竺礼华⁷ 王治民⁷ 许甫荣⁸

1(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2(Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki 319-1195, Japan)

3(Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka 812-81, Japan)

4(Chiba University, Inage-ku, Chiba 263-8512, Japan)

5(Chiba Institute of Technology, Narashino, Chiba 275-0023, Japan)

6(Institute of Physics and Tandem Accelerator Center, University of Tsukuba, Ibaraki 305-0006, Japan)

7(中国原子能科学研究院 北京 102413)

8(北京大学物理学院技术物理系 北京 100871)

摘要 利用重离子熔合蒸发反应和在束 γ 谱学实验方法研究了双奇核 $^{176,178}\text{Ir}$ 和 ^{182}Au 的高自旋态结构,在这 3 个双奇核中观测到了基于 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 准粒子组态下的转动带. 以能级间隔系统学为判据,对 ^{184}Au 核中 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 转动带能级自旋进行了指定. 指出 $^{176,178}\text{Ir}$ 和 $^{182,184}\text{Au}$ 4 个双奇核的 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 转动带在低自旋区均出现旋称反转. 对 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 转动带旋称反转现象进行了定性的讨论. 用推转壳模型对 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带和 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带能级结构进行了理论研究,发现当采用形变和对力自治计算后,从理论上可以定性地解释两个半退耦带出现的旋称反转现象.

关键词 双奇核 转动带 旋称反转 推转壳模型

1 引言

如果将原子核视为轴对称的椭球体,其 2-准粒子转动带可分为两个 $\Delta I = 2\hbar$ 的转动能级系列,它们的宇称相同,旋称量子数(signature α)相差 1. 对形变双奇核,实验上较容易观测到质子和中子均占居高- j 轨道的 2-准粒子转动带,例如 $A \approx 80$ 核区的 $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}$ 带、 $A \approx 130$ 核区的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ 带、

$A \approx 160$ 核区的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带和 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带等. 当质子和中子均具有优先旋称量子数 $\alpha_i = 1/2 \times (-1)^{i-1/2}$ 时,相应的 $\Delta I = 2\hbar$ 的能级系列被称为优先带;而质子或中子若有一个具有非优先旋称量子数 $\alpha_w = 1/2 \times (-1)^{j+1/2}$ 时,相应的 $\Delta I = 2\hbar$ 的能级系列被称为非优先带. 如果优先带的激发能比非优先带的激发能低,我们称此转动带发生了正常的旋称劈裂;反之,则称之为非正常旋称劈裂,或旋称反转^[1].

2002-06-06 收稿

* 国家杰出青年科学基金(10025525),日本科学技术厅科学家交流项目(1998-21),日本学术振兴会 Invitation Fellowship (L00515),国家重大基础研究发展规划(TG2000077402)和中国科学院资助

对不同核区形变双奇核 2-准粒子转动带的实验研究中,发现基于 $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}$, $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$, $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 和 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态的转动带在低自旋区发生了旋称反转. 文献[2—4]的作者分别对 $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}$, $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$, $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称反转现象和规律做了详细的分析和讨论. 尽管 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的实验数据还不十分丰富,但分析表明^[5—9],旋称反转现象似乎在 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带中也是普遍存在的,而且,某些标示旋称反转的参量还表现出一定的规律性. 双奇核转动带旋称反转研究是目前理论和实验工作者关注的热门课题之一. 初步认为,这一奇特现象可能与原子核的三轴形变、p-n 剩余相互作用、带交叉及四极对力等因素有关. 但迄今为止,还没有形成一个统一的认识,而且,不同的解释还存在相互矛盾之处(参考文献[10,11]及文中的参考文献). 因此,在更广的核区或新的 2-准粒子组态中寻找和研究转动带的旋称反转将是一项很有意义的工作. 最近,我们对 $A=170$ 核区的一系列双奇核进行了实验研究^[7],在每个双奇核中均观测到数个基于不同准粒子组态上的转动带. 本文将着重讨论质子和中子均占居 $i_{13/2}$ 子壳时的能级结构特征—— $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称反转现象. 此项研究内容的阶段性结果已在文献[7,12,13]中作了报道. 在我们的研究过程中, Hojman^[14] 等报道了在 ^{178}Ir 核 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称反转现象.

2 实验和结果

2.1 实验简介

实验是在日本原子力研究所(JAERI)串列静电加速器实验室完成的. 用加速器提供的 ^{35}Cl 和 ^{31}P 束流轰击 $^{149-152}\text{Sm}$ 同位素靶,通过重离子熔合蒸发反应产生处于高自旋态的 $^{176-178}\text{Ir}$ 和 ^{182}Au 核. 靶的质量厚度在 $1-3\text{mg}/\text{cm}^2$ 之间,靶的同位素丰度大于 95%,并衬有约 $5\text{mg}/\text{cm}^2$ 的 Au 或 Pb 以阻止反应产物从同位素靶中反冲出来,造成在束 γ 射线的多普勒位移. 由 10—12 个带有 BGO 反康抑制的常规高纯锗探测器和一个 LOAX 锗探测器(用于低能 X 射线测量)进行了在束 γ 测量. 用 ^{152}Eu , ^{133}Ba 和 ^{60}Co 标准放射源对高纯锗探测器做了能量和效率刻度. 实验通过 γ 射线激发函数测量来对在束 γ 射线作 A 指定;通过 γ 射线与 X 射线的符合测量对在束 γ 射线进行 Z

指定;最后选定某一最佳束流能量进行了 γ - γ 符合测量. 每次实验能够获得的 γ - γ 符合事件数大约在 $2.0 \times 10^8 - 3.5 \times 10^8$ 之间. 为了得到 γ 跃迁的多极性信息,探测器放置在与束流成 32° , 58° 和 90° 的角度上,以便从 γ - γ 符合数据中提取 γ 射线的方向角关联系数. 详细的数据处理和分析方法在文献[15]中已做了详细描述. 需要指出的是,实验中 γ 射线的沾污主要来自于目标核周围奇 A 核和偶偶核高自旋态的退激发. 这些反应产物的高自旋态已经被做了较充分的研究,可以作为鉴别目标核新转动带的参考.

2.2 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带能级纲图

通过对实验数据的详细分析,在每个目标核中均观测到数个基于不同 2-准粒子组态下的转动带. 图 1 给出了 $^{176,178}\text{Ir}$ 和 $^{182,184}\text{Au}$ 核中基于 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态的转动带能级纲图,其中 ^{184}Au 的数据引自文献[16]. 为了比较能级结构的系统性特征,取各个转动带的 (12^+) 能级为激发能的相对零点. 本工作在 $^{176,178}\text{Ir}$ 中建立了 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带与 $\pi 9/2^- [514] \otimes \nu 5/2^- [512]$ 带的连接^[12,13],在 ^{182}Au 中建立了 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带与 $\pi 1/2^- [541] \otimes \nu 7/2^- [514]$ 带的连接^[17]. 实验建立起的带与带之间的连接有助于对 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 转动带的组态及能级自旋宇称的指认. 另外,我们还对带内电磁跃迁性质和准粒子顺排角动量进行了分析,结果支持我们对 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 转动带能级自旋-宇称的指定^[12,13,17]. Ibrahim^[16] 等在研究 ^{184}Au 的高自旋态能级结构时,发现了基于 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态下的转动带,但是,作者没有对能级的自旋进行指定. 考虑到在相邻核中具有相同组态的转动带,其能级间隔应呈现一定的相似性,我们认为文献[16]给出的 ^{184}Au 核 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带最低能级的自旋-宇称应为 (12^+) . 这种以能级间隔系统学和顺排角动量相加规则为判据,对转动带能级自旋进行指定的方法曾被成功地运用于 $A \approx 130$ 和 $A \approx 160$ 核区的晕带^[2,3],得到合理的自旋指定. 下面通过对转动带旋称劈裂特征的分析,也可以间接证明上述对 ^{184}Au 核 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 转动带能级自旋的指定是合理的.

2.3 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带能级的旋称反转

采用图 1 所标示的能级自旋,我们用表征转动带旋称劈裂大小的参量 $S(I) = E(I) - E(I-1) - [E(I+1) - E(I) + E(I-1) - E(I-2)]/2$ 随自旋

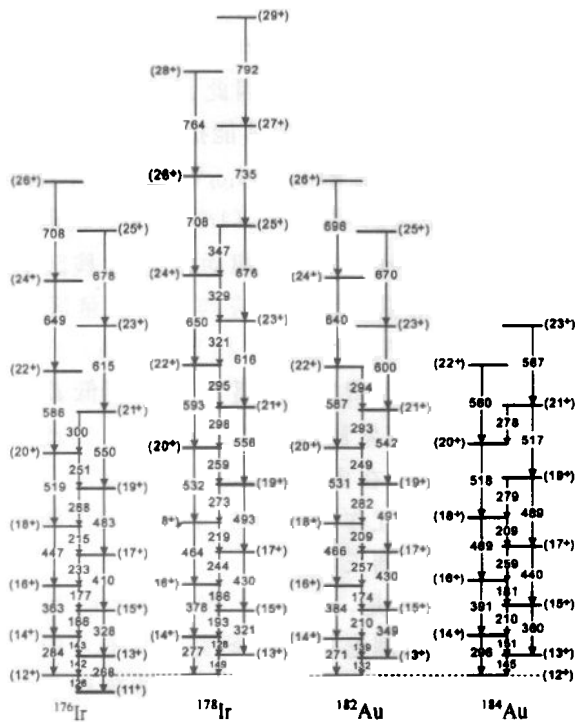


图 1 本工作建立的 $^{176,178}\text{Ir}$, ^{182}Au 和 ^{184}Au $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 转动带能级纲图

值的变化关系来展示转动带的旋称劈裂特征. 图 2 给出了 $^{176,178}\text{Ir}$ 和 $^{182,184}\text{Au}$ $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的 $S(I) - I$ 变化情况. 图中实心符号对应于 $\alpha_f = 1$ 的能级, 空心符号对应于 $\alpha_{eff} = 0$ 的能级. 在这种表示方法中, 正常的旋称劈裂应该是实心符号连线(优先带)在空心符号连线(非优先带)的下面. 为了便于讨论和比较, 图 2 同时给出了同一个核中 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称劈裂 $S(I) - I$ 变化情况. 从图 2 可以清楚地看到以下几点特征: (1) 在较低自旋区, 转动能级的旋称劈裂是反转的, 即: 优先带(实心符号连线)处于非优先带(空心符号连线)的上面; (2) 反常旋称劈裂的幅度在低自旋较小, 随着自旋的增大, 旋称劈裂由小变大, 最后再向小的方向变化; (3) 对于 ^{178}Ir 和 ^{182}Au , 在某一较高自旋能级, 两个 $\Delta I = 2\hbar$ 的转动能级系列发生交叉, 旋称劈裂才由反常变为正常. 发生交叉时的自旋通常称为旋称反转自旋或旋称交叉自旋 (I_c). 上述 3 个特点与此核区 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带反常旋称劈裂(或旋称反转)的情况非常类似^[5-9].

对于 $A \approx 170$ 核区基于 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态下的半退耦带, 早期的实验数据由于未能建立转动带与基态或低激发已知 I^π 值能态之间的联系, 不能通过核谱学方法直接测量能级的 I^π 值. 因此对能级 I^π 值的指定受到理论期望值的影响(或误导), 很自然地

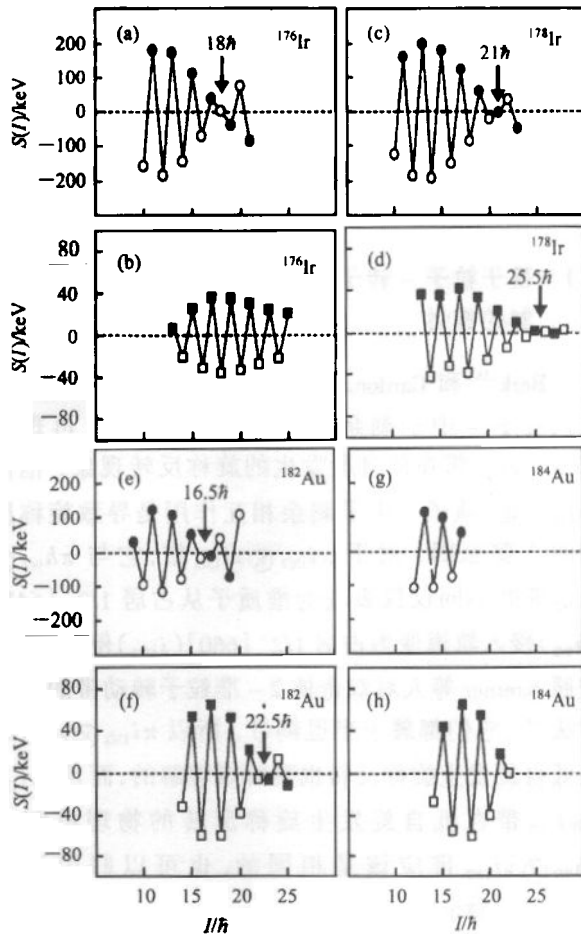


图 2 $^{176,178}\text{Ir}$ 和 $^{182,184}\text{Au}$ 核中 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带和 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带旋称劈裂随能级自旋的变化情况
上部(a, c, e, g)为 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带, 下部(b, d, f, h)为 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带.

将能量较低的 $\Delta I = 2\hbar$ 转动系列指定为奇数自旋(优先带). 直到 1997 年 Bark 等人在对 $^{162,164}\text{Tm}$ 和 ^{174}Ta 核的高自旋态研究中, 不但将转动带推到很高的自旋态, 而且建立了带间跃迁和(或)带头与基态或已知 I^π 值能态之间的联系, 从而准确地测定了能级的 I^π 值^[18]. 人们发现优先带(奇数自旋能级)在低自旋区的激发能反而要比非优先带(偶数自旋能级)的激发能高, 即: 转动带在低自旋发生了旋称反转. 此后在对 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 半退耦带的研究中, 尽管在实验上很难直接测定其能级自旋值, 但采用能级间隔系统学和顺排角动量相加性规则作为判据指定的能级自旋值^[2,3,6,7] 也得到人们的普遍认可. 特别是在较高自旋处观测到的旋称交叉现象, 不但可以检验自旋指定值的合理与否, 也可以作为低自旋发生旋称反转的有力证据. 鉴于上述考虑, 我们认为, 图 1 给出的能级自旋值是合理的, 并且 $^{176,178}\text{Ir}$

和^{182,184}Au 4 个核的 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带在低自旋均发生旋称反转. 下面,我们将结合理论分析和计算对上述结论做进一步的探讨和论证.

3 旋称反转机制探讨和理论分析

3.1 基于粒子-转子模型对半退耦带旋称反转机制的探讨

Bark^[18] 和 Cardona^[5] 等利用粒子-转子模型,并引入质子-中子剩余相互作用,从理论上再现了 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带在低自旋发生的旋称反转现象. 他们得出结论:质子-中子剩余相互作用是导致旋称反转的主要原因. 对于 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带,它与 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的不同仅仅表现为准质子从占居 $1/2^- [541]$ ($h_{9/2}$) 侵入轨道变为占居 $1/2^+ [660]$ ($i_{13/2}$) 侵入轨道. 按照 Kreiner 等人对双奇核 2-准粒子转动带的分类方法^[19],它们都属于半退耦带. 所以 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带在低自旋发生旋称反转也是可以理解的,而且, $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带在低自旋发生旋称反转的物理机制与 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带应该是相同的,也可以归因于质子-中子剩余相互作用.

实际上, $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带和 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称劈裂源于 $i_{13/2}$ 中子. 在粒子-转子模型中,有两个因素决定着 $S(I) - I$ 变化行为:克里奥利力和质子-中子剩余相互作用. 前者有利于正常的旋称劈裂,且随着自旋的增大,克里奥利力引起的正常旋称劈裂幅度会增加;后者有利于反常的旋称劈裂^[20]. 当克里奥利力占优势的时候,转动带展示出正常的旋称劈裂;而当质子-中子剩余相互作用占优势时,转动带会呈现反常的旋称劈裂. 图 2 展示的 $S(I) - I$ 变化行为正是由于克里奥利力与质子-中子剩余相互作用之间的竞争造成的. 即:低自旋时,克里奥利力较弱,质子-中子剩余相互作用占优势,所以转动带呈现反常的旋称劈裂. 随着自旋的增大,转动频率加快,克里奥利力增强到超过质子-中子剩余相互作用时,旋称劈裂才由反常恢复到正常. 由此可见,实验观测到的旋称反转自旋值 (I_c) 是表征这两种因素相互竞争的一个参量.

从图 2 中还可以看出,在同一个核的两个半退耦带中, $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称反转自旋值要系统地高于 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称反转自旋值. 这一实验现象很可能与下面两种因素有关. (1) 在 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$

带中,质子和中子占居相同的高 j 轨道,其质子-中子剩余相互作用要比在 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带中的质子-中子剩余相互作用强. 因此,只有在更高转动频率(自旋)下,克里奥利力才能抵消质子-中子剩余相互作用,从而使 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称劈裂由反常恢复到正常. (2) 占居 $i_{13/2} (1/2^+ [660])$ 轨道的质子对原子核有一个大的形变驱动效应(此核区 $1/2^+ [660]$ 质子的形变驱动效应应与较轻质量区 $1/2^- [541]$ 质子的形变驱动效应^[20] 相当或更强),而较大的形变会导致中子费米面远离 $i_{13/2}$ 子壳的低 Ω 尼尔逊轨道,从而使正常旋称劈裂幅度降低. 因此原子核需要转得更快,在更高自旋处使克里奥利力与质子-中子剩余相互作用抵消,才能使转动带的旋称劈裂从反常恢复到正常.

需要指出的是, Kreiner^[21] 在很早之前就在粒子-转子模型的理论框架中,研究了质子-中子剩余相互作用对 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 半退耦带旋称劈裂的影响. 郑仁蓉^[11] 等用同样的理论模型,研究了此核区 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带中质子-中子剩余相互作用对旋称劈裂行为的影响. 尽管文献[11]中采用的剩余相互作用数学形式与文献[5, 18, 21]中的不同,但得出的结论(克里奥利力与质子-中子剩余相互作用之间的竞争造成了转动带发生旋称反转)对理解半退耦带出现的旋称反转现象有一定的指导意义.

3.2 推转壳模型对半退耦带旋称反转的研究

为了对 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 和 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 半退耦带低自旋发生的旋称反转现象有一深入的认识,我们在推转壳模型的理论框架中研究了¹⁸²Au 中的两个半退耦带的旋称劈裂特性. 在具体的理论计算时,没有考虑质子-中子剩余相互作用,而用自洽的推转 Wood-Saxon 方法计算出对力和形变参数. 这一理论曾成功地描述了 $A \approx 130$ 核区的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ 带和 $A \approx 160$ 核区的 $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带中发现的旋称反转现象^[10].

理论计算表明, $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 和 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带都有不同程度的三轴形变,其形变值随转动频率的增加分别稳定在 $(\beta_2, \gamma, \beta_4) = (0.23, 7^\circ, -0.02)$ 和 $(\beta_2, \gamma, \beta_4) = (0.26, 7^\circ, 0.002)$ 附近. 对于这两个带,准质子只占居具有优先旋称量子数 ($\alpha_i^+ = 1/2 \times (-1)^{i_x - 1/2} = +1/2$) 的轨道,准中子则可以占居具有优先 ($\alpha_i^+ = +1/2$) 和非优先旋称量子数 ($\alpha_{if}^- = 1/2 \times (-1)^{i_x + 1/2} = -1/2$) 的轨道. 所以 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 和

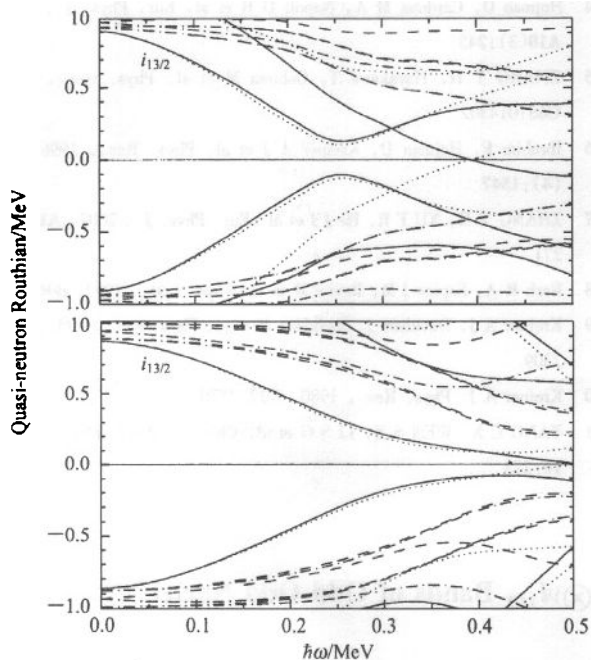


图 3 理论计算的准中子的 Routhian
 上图对应于 ^{182}Au 的 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带, 下图对应于 ^{182}Au 的 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带.

$\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称劈裂特征均由 $i_{13/2}$ 准中子旋称劈裂的情况来决定. 采用自洽计算的形变值和对力强度, 图 3 给出了 $i_{13/2}$ 准中子的 Routhians, 图中实线是旋称为 $\alpha_{\pi}^{\nu} = +1/2$ 的轨道, 点线是旋称为 $\alpha_{\pi}^{\nu} = -1/2$ 的轨道. 实线在点线的上面, 这意味着, ^{182}Au 核中的两个半退耦带中具有优先旋称量子数 $\alpha_{\pi}^{\nu} = \alpha_{\pi}^{\pi} + \alpha_{\pi}^{\nu} = 1/2 + 1/2 = 1$ 的能级系列 (奇数自旋能级), 在低转动频率下要高于具非优先旋称量子数 $\alpha_{\pi}^{\nu} = \alpha_{\pi}^{\pi} + \alpha_{\pi}^{\nu} = 1/2 - 1/2 = 0$ 的能级系列 (偶数自旋能级), 即: $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带和 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带在低自旋区转动能级均发生了旋称反转. 随转动频率的增加, 旋称劈裂由反常变为正常. 对 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带这一旋称反转点发生在 $\hbar\omega = 0.32\text{MeV}$, 对 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带反转点

发生在 $\hbar\omega = 0.40\text{MeV}$. 反转点的不同与实验观测相一致 (见图 2 中 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称反转自旋为 $16.5\hbar$, $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称反转自旋为 $22.5\hbar$). 相对于 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带而言, $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的反转点有一个推迟, 我们的理论计算表明这是由于带 - 2 的四极形变比带 - 1 的四极形变大造成的.

4 结论

本工作研究了 3 个双奇核 ($^{176,178}\text{Ir}$ 和 ^{182}Au) 中基于 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 准粒子组态下的转动带能级结构, 并以能级间隔系统学为判据, 对 ^{182}Au 中 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 转动带能级自旋进行了指定. 指出 $^{176,178}\text{Ir}$ 和 $^{182,184}\text{Au}$ 4 个双奇核的 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 转动带在低自旋区均出现旋称反转. 在粒子 - 转子模型理论框架中, 对旋称反转的机制做了定性的讨论. 如果此理论对 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带旋称反转机制的解释是正确的话, 那么只要假定 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的四极形变比 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带大, 质子 - 中子剩余相互作用比 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带强, 在同样的理论框架中也可以解释 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 转动带旋称反转现象, 而且还可以解释在同一个核中 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的反转点相对于 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带有一个推迟.

另外, 在推转壳模型的理论框架中, 忽略质子 - 中子剩余相互作用, 采用自洽的形变和四极对力计算值, 也可以很好的解释 ^{182}Au 核中 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带和 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带低自旋发生的旋称反转现象, 同时也再现了 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带的旋称反转点比 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 带有一定的推迟. 这一理论的成功使我们相信, 基于 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态和 $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ 组态下的所有半退耦带有可能在低自旋区均出现旋称反转, 四极对力有可能是发生旋称反转的主要原因之一.

参考文献 (References)

- 1 Bengtsson R, Frisk R H, May R F et al. Nucl. Phys., 1984, **A415**: 189
- 2 LIU Y Z, MA Y J, YONG H T et al. Phys. Rev., 1995, **C52**(4): 2514
- 3 LIU Y Z, LU J B, MA Y J et al. Phys. Rev., 1996, **C54**(4):719
- 4 Bermúdez G C, Cardona M A. Phys. Rev., 2001, **C64**(4):034311
- 5 Cardona M A, Kreiner A J, Hojman D et al. Phys. Rev., 1999, **C59**: 1298
- 6 ZHANG Y H, ZHAO Q Z, ZHU S F et al. Phys. Rev., 1999, **C60**: 044311
- 7 ZHANG Y H, ZHAO Q Z, ZHANG S Q et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2000, **24**(sup.):21 (in Chinese); ZHANG Y H, Hayakawa T, Oshima M et al. Eur. Phys. J., 2000, **A8**(4):439 (张玉虎, 赵庆中, 张双全等. 高能物理与核物理, 2000, **24**(增刊):21)
- 8 ZHAO G Y, LU J B, MA Y J et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2000, **24**(sup.):33 (in Chinese) (赵广义, 陆景彬, 马英君等. 高能物理与核物理, 2000, **24**(增

- 刊):33)
- 9 DENG F G, YANG C X, SUN H B et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2002, **26**: (5)491 (in Chinese)
(邓富国, 杨春向, 孙慧斌等. 高能物理与核物理, 2002, **26**(5): 491)
- 10 XU F R, Satula W, Wyss R. Nucl. Phys., 2000, **A669**:119
- 11 ZHENG R R et al. Phys. Rev., 1997, **C56**:175; Phys. Rev., 2001, **C64**:014313
- 12 ZHANG Y H, Oshima M, Toh Y et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2002, **26**(5):445 (in Chinese)
(张玉虎, Oshima M, Toh Y et al. 高能物理与核物理, 2002, **26**(5):445)
- 13 ZHANG Y H, Hayakawa T, Oshima M et al. Chin. Phys. Lett., 2001, **18**(10):1323
- 14 Hojman D, Cardona M A, Napoli D R et al. Eur. Phys. J., 2001, **A10**(3):245
- 15 ZHANG Y H, Hayakawa T, Oshima M et al. Phys. Rev., 2002, **C65**:014302
- 16 Ibrahim F, Hojman D, Kreiner A J et al. Phys. Rev., 1996, **C53**(4):1547
- 17 ZHANG Y H, XU F R, He J J et al. Eur. Phys. J., 2002, **A14**(3): 271
- 18 Bark R A, Espino J M, Reviol W et al. Phys. Lett., 1997, **B406**:193
- 19 Kreiner A J, Davidson J, Davidson M et al. Phys. Rev., 1987, **C36**: 2309
- 20 Kreiner A J. Phys. Rev., 1980, **C22**:2570
- 21 YANG C X, WEN S X, LI S G et al. Chin. J. Nucl. Phys., 1994, **16**:223

Study of Signature Inversion in the $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ Bands of Odd-Odd Nuclei*

ZHANG Yu-Hu¹ M. Oshima² T. Morikawa³ T. Hayakawa² Y. Toh² ZHOU Xiao-Hong¹
HE Jian-Jun¹ LIU Zhong¹ GAN Zai-Guo¹ T. Shizuma² M. Koizumi² A. Osa² J. Katakura²
Y. Hatsukawa² M. Matsuda² N. Shinohara² T. Ishii² H. Kusakari⁴ M. Sugawara⁵
K. Furuno⁶ T. Komatsubara⁶ T. Une⁶ WEN Shu-Xian⁷ ZHU Li-Hua⁷ WANG Zhi-Min⁷ XU Fu-Rong⁸

¹(Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

²(Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki 319 - 1195, Japan)

³(Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka 812 - 81, Japan)

⁴(Chiba University, Inage-ku, Chiba 263 - 8512, Japan)

⁵(Chiba Institute of Technology, Naraahino, Chiba 275 - 0023, Japan)

⁶(Institute of Physics and Tandem Accelerator Center, University of Tsukuba, Ibaraki 305 - 0006, Japan)

⁷(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

⁸(Department of Technical Physics and MOE Key Laboratory, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract High-spin states in odd-odd nuclei of ^{176,178}Ir and ¹⁸²Au have been studied experimentally using heavy-ion-induced fusion-evaporation reactions and standard in-beam γ -ray spectroscopic techniques. Rotational bands built on the $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ configuration have been observed. In addition, on the basis of level spacing systematics, spin assignments have been proposed for the $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ band in ¹⁸⁴Au, which was reported without spin assignments in previous study. It is pointed out that the $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ bands in ^{176,178}Ir and ^{182,184}Au present a low-spin signature inversion. In the theoretical framework of 2-quasiparticle plus rotor model with p-n residual interaction, the signature inversion phenomenon in the $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ bands has been discussed qualitatively. Theoretical investigations have been performed for the $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ and $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$ bands using the cranked shell model. It is found that the signature inversions in both configurations can be well reproduced using the pairing and deformation self-consistent cranked Wood-Saxon calculations.

Key words deformed odd-odd nuclei, rotational bands, signature inversion, cranked shell model

Received 6 June 2002

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10025525), Japan STA Scientist Exchange Program(1998 - 21), JSPS Invitation Fellowship (100515), Major State Basic Research Development Program of China (TG2000077402) and Chinese Academy of Sciences