

^{84}Rb 晕带 signature 反转的机理^{*}

沈水法 石双惠 顾嘉辉 刘静怡 沈文庆

(中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

(2002 年 4 月 6 日收到 2002 年 5 月 29 日收到修改稿)

将角动量投影壳模型应用到 ^{84}Rb 核, 对组态为 $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}$ 的正宇称晕带和组态为 $\pi(p_{3/2}, d_{5/2}) \otimes \nu g_{9/2}$ 的负宇称晕带理论计算和实验结果进行了比较, 特别是对正宇称晕带中的 signature 反转机理进行了探讨. 角动量投影壳模型计算显示正宇称晕带中的 signature 反转是原子核随自旋增加形状发生变化的信号, 其间原子核从低自旋的长椭球通过三轴形变变到高自旋的扁椭球. 此外, 还确定了此两带的原子核形状.

关键词: 角动量投影壳模型, 晕带, signature 反转

PACC: 2160C, 2110H, 2110F, 2750

1. 引言

1991 年 Döring 等^[1]通过 $^{81}\text{Br}(\alpha, n)^{84}\text{Rb}$ 反应在束 γ 谱学方法研究 ^{84}Rb 的高自旋态, 该工作确认带头为 5^+ 的正宇称 yrast 带的组态为 $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}$, 同时指出 ^{84}Rb 的负宇称态起源于未成对的中子占据几乎要满的 $g_{9/2}$ 轨道和未成对的质子在几乎满的 $f_{5/2}$ 或 $p_{3/2}$ 轨道上运动.

1994 年 Winter 等^[2]通过 $^{82}\text{Se}(^7\text{Li}, 3n)^{86}\text{Rb}$ 反应在束 γ 谱学方法研究 ^{84}Rb 的邻近同位素 ^{86}Rb 的高自旋态, 并用质子取 $2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$ 和中子取 $2p_{1/2}, 1g_{9/2}, 2d_{5/2}$ 组态空间的壳模型计算解释 ^{86}Rb 的新高自旋能级纲图, 该计算显示 ^{86}Rb 基态 2^- 以一个在 $1g_{9/2}$ 轨道的中子空穴和在 $(1f_{5/2}, 2p_{3/2})$ 轨道的质子耦合表征.

1999 年 Döring 等^[3]通过 $^{68}\text{Zr}(^{18}\text{O}, p3n)^{82}\text{Rb}$ 反应在束 γ 谱学方法研究 ^{84}Rb 的相邻同位素 ^{82}Rb 的高自旋态, 该文研究 $^{76, 78, 80, 82}\text{Rb}$ 中正宇称 yrast 带 signature 反转点的变动, 得出反转点从 $^{76, 78}\text{Rb}$ 的 $I = 9$ 及 ^{80}Rb 的 $I = 10$ 变到 ^{82}Rb 的 $I = 11$, 而 $^{76, 78}\text{Rb}$ 的四极形变参数 $\beta_2 \approx 0.38$, ^{82}Rb 的四极形变参数 $\beta_2 \approx 0.20$. 这似乎表明反转点与该核的四极形变有关联. 此外, 对正宇称态该工作用总转动能面(total routhian surface)的计算预测在低转动频率下($\hbar\omega \leq 0.292\text{MeV}$) ^{82}Rb

是一个极 γ 软性核(表示总转动能面在低转动频率下较平坦, 能带上对应于各个能级的 γ 值有些不同), 其四极形变至多在 $\beta_2 \approx 0.23$, 随着频率的增大, 它的形变稍许变大且变成扁椭球和变硬($\beta_2 \approx 0.25, \gamma = -57^\circ$).

在质量数 $A \sim 80$ 区, 核形变强烈地依赖于质子和中子所占据的高 $j_{g_{9/2}}$ 侵入子壳, 特别是低 Ω 轨道, 如 $^{74, 76}\text{Br}^{[4-6]}$ 和 $^{76, 78}\text{Rb}^{[7, 8]}$ 中建立在低位同质异能态上的高自旋集体带显示它们为 $\beta_2 \approx 0.38$ 的强形变核, 随着中子数向着 $N = 50$ 满壳增加, 核形变驱动特征减小, 核倾向于小的形变. 实验所得激发谱可在球形壳模型框架下予以很好的解释, 如 ^{84}Rb 的邻近同位素 $^{86}\text{Rb}^{[2]}$. 可以预见, 对本文所研究的 ^{84}Rb 来说, 其中子为 47 个, 占据了 $g_{9/2}$ 子壳的一半以上的轨道, 该核已丧失大部分形变驱动能力, 所以可以想象它是一个中等形变的核.

本工作在投影壳模型(PSM)框架下对 ^{84}Rb 的正宇称晕带和负宇称晕带特别是正宇称晕带中的 signature 反转现象进行了研究, 在此工作之前, 我们未尝获得关于 ^{84}Rb 的 signature 反转机理.

2. 理论与计算

本文采用的角动量投影壳模型是用完全量子力学方法解决多核子系统的一种微观理论^[9-12], 在具

^{*} 国家重点基础研究发展规划(批准号: TG2000077404)和上海市自然科学基金(批准号: 00ZA14078)资助的课题.

体计算中采用的系统哈密顿量是单粒子壳模型哈密顿量,四极-四极力,单极对力和四极对力之和

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{1}{2} \chi \sum_{\mu} \hat{Q}_{\mu}^+ \hat{Q}_{\mu} - G_M \hat{P}^+ \hat{P} - G_Q \sum_{\mu} \hat{P}_{\mu}^+ \hat{P}_{\mu}, \quad (1)$$

其中 \hat{H}_0 是球形单粒子壳模型哈密顿量, \hat{Q}_{μ} 为四极矩算符, \hat{P} 和 \hat{P}_{μ} 分别是单极对力算符以及四极对力算符. 这一理论本身并不局限于具体的哈密顿量形式, 采用这种可分离模型的好处在于各种相互作用是人们所熟知的, 因此比较容易对定量结果作出解释. 缺点是目前对奇奇核的计算程序仅限于轴对称, 因此不能对具有 γ 形变的核作出定量分析^[13]. 以我们所考虑的奇奇核 ^{84}Rb 为例, 壳模型基只有投影的二准粒子态

$$\{\hat{P}_{MK}^I a_n^+ a_p^+ | 0 \rangle\}, \quad (2)$$

其中 $K = K_n + K_p$, a_n^+ (a_p^+) 是在 Nilsson + BCS 表象中的中子(质子)准粒子产生算符, $|0\rangle$ 是准粒子真空态, 角动量投影算符 \hat{P}_{MK}^I 定义为

$$\hat{P}_{MK}^I = \frac{I + 1/2}{4\pi^2} \int d\Omega \hat{R}(\Omega) D_{MK}^I(\Omega), \quad (3)$$

$\hat{R}(\Omega)$ 是转动算符, $D_{MK}^I(\Omega)$ 是 D 函数(转动群的不可约表示), Ω 则是欧拉角. 将 $N = 2, 3, 4$ 这三个壳的 Nilsson 能级作为中子和质子的单粒子基, 如果三个主壳中的所有 Nilsson 态都包括进来, 则基(2)式架构空间中的大多数态都有很高的激发能, 这些态是不重要的, 所以只考虑靠近中子和质子费米面的态.

由此看来, 和唯象理论相比它有很大的适用范围, 但同时又避免了通常壳模型中角动量耦合的复杂计算, 并根据物理上的考虑选取了少量基矢所张的小的空间就能得到很好的描述, 不仅大大减少了计算量, 而且也容易对结果作出物理解释. 投影壳模型已在稀土区的应用取得了极大的成功, 我们在过去的工作中, 用该模型对 ^{129}La 和 $^{186, 188, 190}\text{Pb}$ 进行了研究^[14, 15], 取得一些有价值的物理结果. 现在我们把它应用到 ^{84}Rb 这个核上.

在我们用角动量投影壳模型进行 ^{84}Rb 能级计算的过程中, 用下列公式计算能隙参数 Δ_p 和 Δ_n ^[16],

$$\Delta_p = \frac{1}{4} \{B(N, Z-2) - 3B(N, Z-1) + 3B(N, Z) - B(N, Z+1)\}, \quad (4)$$

$$\Delta_n = \frac{1}{4} \{B(N-2, Z) - 3B(N-1, Z) + 3B(N, Z) - B(N+1, Z)\}, \quad (5)$$

式中的核总结合能 $B(N, Z-2), B(N, Z-1) \dots$ 值取自文献[17], 且均采用实验值, 计算结果为 $\Delta_p = 1.0725\text{MeV}$ 和 $\Delta_n = 0.9875\text{MeV}$. 计算 Nilsson 势的参数 κ 和 μ 取自文献[18]. 单极对力的强度 G_M 则由核的奇偶质量差来定, 本文采用计算稀土区核的经验公式

$$G_M = \left[20.12 \mp 13.13 \frac{N-Z}{A} \right] A^{-1}, \quad (6)$$

剩下惟一可调的参数是四极对力常数 G_Q , 在计算中为简单起见假设 G_Q 正比于 G_M ,

$$\left(\frac{G_Q}{G_M} \right)_n = \left(\frac{G_Q}{G_M} \right)_p = \gamma, \quad (7)$$

稀土区核的比例常数 γ 一般取在 0.14—0.18 之间^[9], 本文取 $\gamma = 0.20$, 正如我们在探讨 ^{83}Rb 能级结构工作中所取^[19]. 用 Nilsson + BCS 准粒子基计算了 Hartree-Fock-Bogoliubov 能量 E_{HFB} (由 Nilsson + BCS 准粒子基计算所得的势能和由 HFB 准粒子基计算所得的势能差别不会很大, 关于这一点请读者参看文献[12]的 654 页和 751 页的附录 A.1) 随四极形变参数 ϵ_2 的变化, 如图 1 所示.

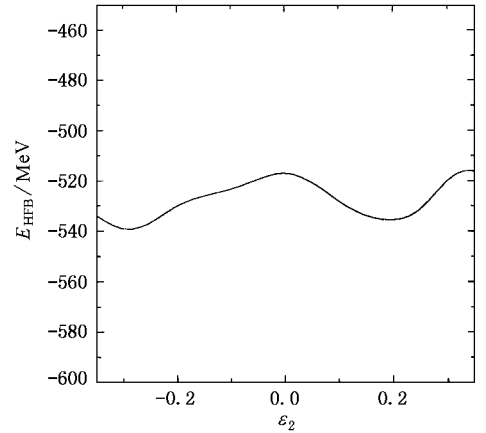


图 1 ^{84}Rb 的 Hartree-Fock-Bogoliubov 能量 E_{HFB} 与四极形变参数 ϵ_2 的关系

我们发现在 $\epsilon_2 = 0.20$ 和 $\epsilon_2 = -0.30$ 处有两个极小值, 分别对应于长椭球和扁椭球平衡形变. 所以, 我们分别用四极形变参数 $\epsilon_2 = 0.20$ 和 $\epsilon_2 = -0.30$ 来计算正宇称晕带, 十六极形变参数取自文献[17]. 在计算时取 $N = 4$ ($N = 4$)_{g_{9/2}} 子壳的 Nilsson 能级作为中子(质子)的单粒子基, 以便与其组态相对应. ^{84}Rb 的实验所得正宇称 yrast 带各相邻能级差与分别用四极形变参数 $\epsilon_2 = 0.20$ 和 $\epsilon_3 = -0.30$ 所做的计算结果示于图 2(a) 和图 2(b) 中, 其中实验值

取自文献 [20]. 实验结果显示在 $I \sim 11$ 处 signature 反转, 而从这两图中不能发现理论计算值有 signature 反转, 但是, 如果分别取四极形变参数 $\epsilon_2 = 0.20$ ($5 \leq I \leq 8$) 和 $\epsilon_2 = -0.30$ ($I \geq 9$) 计算正宇称晕带 (这里应当指出用两个形变参数 ϵ_2 所做理论计算值的连接方式和文献 [21] 相同), 如图 2(c) 所示, 理论计算和实验结果符合得明显的好, 除了 $I^\pi = 11^+$ 和 $I^\pi = 10^+$ 这两能级之间隔. 这是因为这一小区域是原子核从长椭球转变为扁椭球的转变区, 即三轴形变区, 而本工作所使用的计算机程序仅限于轴对称, 这是我们目前所能做到的. 但是我们仍然可发现图 2(c) 的一个显著特点是 signature 反转被正确复现. ^{84}Rb 正宇称晕带在 $I \sim 11$ 处 signature 反转, 目前的角动量投影壳模型计算显示这种反转方式是原子核随自旋增加形状发生变化的信号, 其间原子核从低自旋的长椭球通过三轴形变变到高自旋的扁椭球. 这种结论的可靠性为临近核 ^{82}Rb 的正宇称晕带相似形状改变所支持, 参见引言.

^{84}Rb 的实验所得负宇称低自旋态各最低能级值 (即负宇称晕带) 与计算结果示于图 3 中, 其中实验值同样取自文献 [20]. 同样为了与其组态相对应, 取 $N = 4$ ($N = 3$) 壳中 $g_{9/2}$ ($p_{3/2}, f_{5/2}$) 子壳的 Nilsson 能级作为中子 (质子) 的单粒子基, 在作理论计算时所取四极形变参数也为 $\epsilon_2 = 0.20$, 实际上取 $\epsilon_2 = 0.20$ 时 $p_{3/2}$ 和 $f_{5/2}$ 是最接近费米面的, 我们认为 ^{84}Rb 的负宇称低自旋态各最低能级是由激发到 $p_{3/2}$ 和 $f_{5/2}$ 子壳的质子和激发到 $g_{9/2}$ 子壳的中子耦合而成的, 从图中可看出, 理论计算和实验结果符合得也较好. Möller 等 [17] 由 potential-energy surface (PES) 计算得出 ^{84}Rb 基态形变为 $\epsilon_2 = 0.075$, 我们试着用此四极形变参数作理论计算, 结果与实验值相差很大. 因此, 作为一种尝试, 本工作确认 ^{84}Rb 基态带的形变为 $\epsilon_2 = 0.20$.

在 ^{82}Rb 核中, 总转动动能面的计算 [3] 预测在低转动频率下价中子占据 $g_{9/2}$ 的负宇称组态对应于核几乎是球状, 这并不奇怪, 因为对应于 45 个中子, $g_{9/2}$ 子壳半满, 中子组态的形状驱动性质被大大减弱. 在高转动频率下 (即 $\hbar\omega = 0.487\text{MeV}$), 对应于接近长椭球和接近于扁椭球的两个微小形变极小值出现, 然而随着转动频率的进一步增加, 接近于扁椭球的极小值消失. 一般而言, 总转动动能面的计算支持核 ^{82}Rb 在低自旋下没有稳定形变的结论. 通过以上对 ^{84}Rb 基态带的计算, 我们认为在 ^{84}Rb 中有相似的情形.

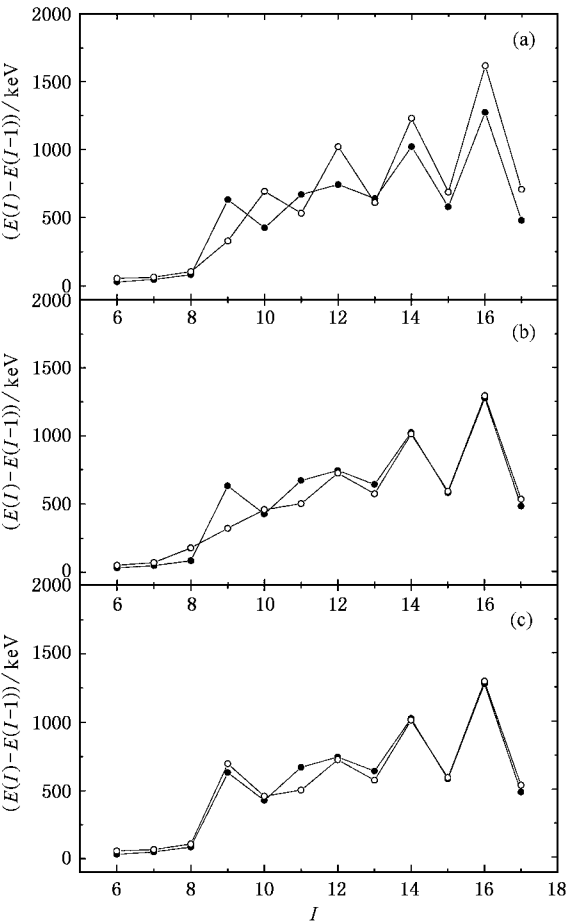


图 2 计算所得 ^{84}Rb 的正宇称晕带各相邻能级差 $E(I) - E(I - 1)$ 与自旋 I 的关系及与实验值的比较 (●表示实验值, ○表示计算值)

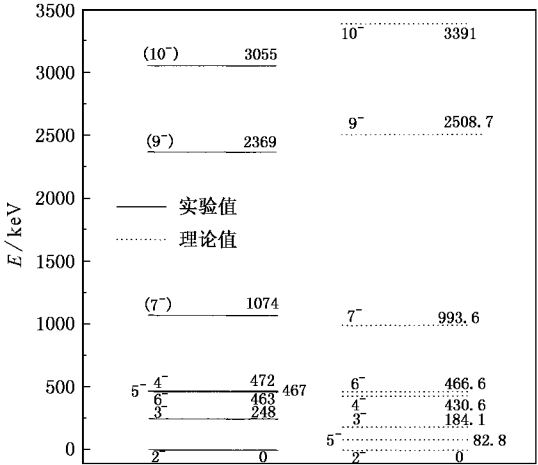


图 3 ^{84}Rb 实验所得负宇称低位态各最低能级值 (即负宇称晕带) 与用角动量投影壳模型计算值的比较 (实线表示实验值, 虚线表示拟合计算值)

3. 结 论

本文在角动量投影壳模型框架下对 ^{84}Rb 的正宇称晕带和负宇称晕带,特别是正宇称晕带中的 sign-

ature 反转现象进行了探讨,计算显示如果考虑核的形状改变,即核在 $I < 11$ 是长椭球,通过三轴形变变到 $I > 11$ 的扁椭球,那么 signature 反转可以很好理解.此种反转机制在 $A \sim 80$ 区还是首次报道.

-
- [1] Döring J ,Winter G ,Funke L *et al* 1991 *Z. Phys. A* **338** 457
 - [2] Winter G ,Schwengner R ,Reif J *et al* 1994 *Phys. Rev. C* **49** 2427
 - [3] Döring J ,Ulrich D ,Johns G D *et al* 1999 *Phys. Rev. C* **59** 71
 - [4] Holcomb J W ,Johnson T D ,Womble P C *et al* 1991 *Phys. Rev. C* **43** 470
 - [5] Döring J ,Holcomb J W ,Johnson T D *et al* 1993 *Phys. Rev. C* **47** 2560
 - [6] Pan Q ,de Poli M ,Farnea E *et al* 1997 *Nucl. Phys. A* **627** 334
 - [7] Harder A ,Kabadiyski M K ,Lieb K P *et al* 1995 *Phys. Rev. C* **51** 2932
 - [8] Kaye R A ,Döring J ,Holcomb J W *et al* 1996 *Phys. Rev. C* **54** 1038
 - [9] Hara K and Sun Y 1991 *Nucl. Phys. A* **529** 445
 - [10] Hara K and Sun Y 1991 *Nucl. Phys. A* **531** 221
 - [11] Hara K and Sun Y 1992 *Nucl. Phys. A* **537** 77
 - [12] Hara K and Sun Y 1995 *Int. J. Mod. Phys. E* **4** 637
 - [13] Rizzutto M A ,Cybulska E W ,Emediato L G R *et al* 1994 *Nucl. Phys. A* **569** 547
 - [14] Shen S F ,Wang Z X ,Shi S H ,Gu J H and Liu J Y 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 426(in Chinese) 沈水法、王子兴、石双惠、顾嘉辉、刘静怡 1999 物理学报 **48** 426]
 - [15] Shen S F ,Chen X S ,Wang Z X ,Shi S H ,Gu J H and Liu J Y 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1420(in Chinese) 沈水法、陈学诗、王子兴、石双惠、顾嘉辉、刘静怡 1999 物理学报 **48** 1420]
 - [16] Aage Bohr ,Ben R. Mottelson 1969 *Nuclear Structure* Vol. 1. New York :W A Benjamin Inc. p169
 - [17] Möller P ,Nix J R ,Myers W D *et al* 1995 *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **59** 185
 - [18] Zhang J Y ,Larabee A J ,Riedinger L L 1987 *J. Phys. G* **13** L75
 - [19] Shen Shuifa ,Yu Xiaohan ,Shi Shuanghui *et al* 2000 *Eur. Phys. J. A* **9** 463
 - [29] Han G B ,Wen S X ,Liu X A *et al* 1999 *High Energy Phys. and Nud. Phys.* **23** 890(in Chinese) 韩广兵、温书贤、刘祥安等 1999 高能物理与核物理 **23** 890]
 - [21] Palit R ,Jain H C ,Joshi P K , Sheikh J A and Sun Y 2001 *Phys. Rev. C* **63** 024313

On the mechanism of signature inversion in the yrast band of ^{84}Rb *

Shen Shui-Fa Shi Shuang-Hui Gu Jia-Hui Liu Jing-Yi Shen Wen-Qing

(Shanghai Institute of Nuclear Research ,Chinese Academy of Sciences ,Shanghai 201800 ,China)

(Received 6 April 2002 ; revised manuscript received 29 May 2002)

Abstract

The angular momentum projected shell model (PSM) is applied to the nucleus ^{84}Rb . The results of theoretical calculations about the positive-parity yrast band with configuration $\pi(g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2})$ and the negative-parity yrast band with configuration $\pi(p_{3/2}, f_{5/2} \otimes \nu g_{9/2})$ are compared with experimental data ,especially ,the mechanism of signature inversion in the positive-parity yrast band is discussed. The interpretation within the PSM shows that this signature pattern is a signal of a substantial quadrupole shape change with increasing spin ,where the nucleus evolves from a prolate shape at low spins through a triaxial shape to an oblate shape at high spins. In addition ,the nuclear shape for these two bands are also specified.

Keywords : PSM , yrast band , signature inversion

PACC : 2160C , 2110H , 2110F , 2750

* Project supported by the Major State Basic Research Development Program in China (Grant No. TG2000077404) and the Natural Science Foundation of Shanghai (Grant No. 00ZA14078).