

# A = 100 区奇奇核旋称反转\*

罗向东 郑仁蓉 朱顺泉

(上海师范大学物理系, 上海 200234)

(2002 年 7 月 19 日收到 2002 年 9 月 9 日收到修改稿)

利用两准粒子加轴对称转子模型,对 A = 100 质量区两个奇奇核<sup>102</sup>Rh 和<sup>98</sup>Rh 的旋称反转进行了研究. 结果表明,在 A = 160, 130, 80 三个质量区奇奇核的计算中已得到证实的、可能的旋称反转机制(即低 K 空间 n-p 相互作用和科氏力的相互竞争)对于 A = 100 质量区奇奇核也是适用的. 这暗示在不同质量区奇奇核可能存在一种普遍的旋称反转机制.

关键词: 奇奇核, 旋称反转, 两准粒子加轴对称转子模型

PACC: 2160E, 0230

## 1. 引言

奇奇核的旋称反转(signature inversion)引起了很多实验和理论工作者的关注<sup>[1-10]</sup>. 在继 A = 160, 130, 80 质量区之后,最近的实验发现在 A = 100 质量区也存在旋称反转<sup>[11, 12]</sup>,为解释实验结果,不同的理论小组提出了不同的旋称反转机制(如文献[2-5]). 奇奇核的旋称反转机制是什么? 是否存在一种适用于各个不同质量区的普遍机制? 这仍然是学术界尚无共识的问题.

我们曾经提出一种用于研究奇奇核的两准粒子加轴对称转子模型<sup>[6]</sup>,这种模型的基矢空间考虑了近轴对称的  $\gamma$  振动微扰. 该模型对 A = 160<sup>[13-15]</sup>, 130<sup>[16]</sup>, 80<sup>[17]</sup>三个质量区奇奇核的计算结果和实验数据均相一致,这表明我们的模型对奇奇核旋称反转研究很有效,从该模型得出的旋称反转机制也应该是合理的. 本文将该模型扩大到 A = 100 质量区,以进一步研究该模型和已有的旋称反转机制对这个新的质量区的适用性.

## 2. 理论模型

模型的详细描述可参阅文献[13-15],为了文

章的完整性,这里作一些简单介绍.

奇奇核的哈密顿量由轴对称转子哈密顿量  $H_R$  加上转子外处于单 j 轨道上的质子哈密顿量  $H_{sp}$  和中子哈密顿量  $H_{sn}$  之和构成

$$H = H_R + H_{sp} + H_{sn}, \quad (1)$$

式中

$$\begin{aligned} H_R &= \left(\frac{1}{2g}\right) \sum_{k=1}^2 (I_k - j_{nk} - j_{pk})^2 \\ &= \left(\frac{1}{2g}\right) [(I^2 - I_3^2) + (j_n^2 - j_{n3}^2) + (j_p^2 - j_{p3}^2)] \\ &\quad + C_2 \left(\frac{1}{2g}\right) (j_{n-} j_{p+} + j_{n+} j_{p-}) \\ &\quad - \left(\frac{1}{2g}\right) [C_n (I_+ j_{n-} + I_- j_{n+}) \\ &\quad + C_p (I_+ j_{p-} + I_- j_{p+})]. \end{aligned} \quad (2)$$

(2)式中系数  $C_2$  为 n-p 耦合因子或称为 n-p 相互作用强度系数.  $C_n$  为中子的科氏力因子.  $C_p$  为质子的科氏力因子.  $C_n, C_p$  小于或等于 1,表示实际核计算中通常的科氏力减弱因子.  $C_2$  是为考虑 n-p 剩余相互作用而引入的,通常取  $C_2 \geq 1$ ,这时  $H_R$  中第二项的剩余部分(对应于  $C_2 - 1$  的部分)可认为是 n-p 剩余相互作用. 我们前期的计算<sup>[13-17]</sup>已证实,这种考虑 n-p 剩余相互作用的简单方法是有效的.

用于对角化总哈密顿量(1)式的基矢为

\* 国家自然科学基金(批准号:19875040)、上海市高校科技发展基金(批准号:03D01)和上海市科技发展基金(批准号:0252nm082)资助的课题.

$$\begin{aligned}
 |IK\nu\rangle &= |IMK\nu_p\nu_n\rangle \\
 &= \left(\frac{2I+1}{16\pi^2}\right)^{\frac{1}{2}} [D_{MK}^{I*} | \nu_p | \nu_n \\
 &\quad + (-1)^{-j_n-j_p} D_{M-K}^{I*} | -\nu_p | -\nu_n ] \\
 &= \left(\frac{2I+1}{16\pi^2}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_{\Omega_p, \Omega_n} S_{\Omega_p, \nu_p}^{j_p} S_{\Omega_n, \nu_n}^{j_n} \\
 &\quad \times [ D_{MK}^{I*} \chi_{\Omega_p}^{j_p} \chi_{\pm\Omega_n}^{j_n} \\
 &\quad + (-1)^{-j_p-j_n} D_{M-K}^{I*} \chi_{-\Omega_p}^{j_p} \chi_{\pm\Omega_n}^{j_n} ], \quad (3)
 \end{aligned}$$

式中,乘积态  $| \nu_p | \nu_n \rangle$  为对应于两单粒子本征能量之和,

$$\epsilon_\nu = \epsilon_{\nu_p} + \epsilon_{\nu_n} \quad (4)$$

的本征态.在两准粒子哈密顿量之和  $H_{sn} + H_{sp}$  对角化的表象中,  $H_R$  的矩阵元为对应于(3)式两个态中  $H_R$  的矩阵元乘以与  $u, v$  相关的 BCS 因子,

$$H_{\mu\nu}^{k,k'} = h_{\mu\nu}^{k,k'} (u_\mu^p u_\nu^p + v_\mu^p v_\nu^p) \chi_{\mu}^{j_p} \chi_{\nu}^{j_n} + v_\mu^n u_\nu^n + v_\mu^n v_\nu^n). \quad (5)$$

在此表象中求解  $H$  的本征值方程

$$\sum_{K', \nu'} (H_{\mu\nu}^{k,k'} + e_\nu \delta_{KK'} \delta_{\mu\nu}) t_{K', \nu'}^{(I, j_p, j_n)} = E^{(I, j_p, j_n)} t_{K, \mu}^{(I, j_p, j_n)}. \quad (6)$$

对于给定的自旋  $I$ , 我们将得到  $H$  的能谱系列. 而对应于一系列确定  $I$  的最低能量, 就构成了相应的晕带能谱.

### 3. 结果及讨论

本文中, 我们计算了奇奇核  $^{102}\text{Rh}$ ,  $^{98}\text{Rh}$  的晕带

能谱. 价核子所处的单  $j$  轨道为  $j_p = g_{9/2} \otimes j_n = h_{11/2}$ . 由于时间反演不变性,  $j_p$  和  $j_n$  的第三分量分别为  $\Omega_p = 1/2, -3/2, 5/2, \dots$  和  $\Omega_n = -1/2, 3/2, -5/2, \dots$ . 能隙参量取为  $\Delta_p = \Delta_n = 0.46\text{keV}$  为能量单位<sup>[18, 19]</sup>. 模型空间基矢(3)式中  $K$  的取值范围是  $K = -5, \dots, +5$ . 其他参数取值见表 1.

表 1 奇奇核晕带能谱计算参量取值

核	$^{102}\text{Rh}$	$^{98}\text{Rh}$
$g/\text{keV}^{-1}$	36.00	20.00
$\lambda_n/\text{keV}$	-0.88	-0.91
$\lambda_p/\text{keV}$	-0.45	-0.45
$C_2$	1.1	1.15
$C_n$	0.68	0.80
$C_p$	0.68	1.0
$\kappa/\text{keV}$	2000	2500

表 1 中,  $g$  是转动惯量,  $\lambda_p$  和  $\lambda_n$  分别是价质子和价中子的费米能,  $C_n$  为中子的科氏力减弱因子,  $C_p$  为质子的科氏力减弱因子,  $C_2$  为 n-p 相互作用系数. 值得注意的是, 除了  $C_p, C_n$  和  $C_2$  系数之外, 本文中的其他参数均受到相应物理意义的限制, 是不可以任意调整的. 例如:  $\lambda$  受到尼尔逊能级的单粒子费米能限制,  $\kappa$  受到核形变的限制,  $\dots$

图 1 为计算所得的  $E(I) - E(I-1)$  值随  $I$  的

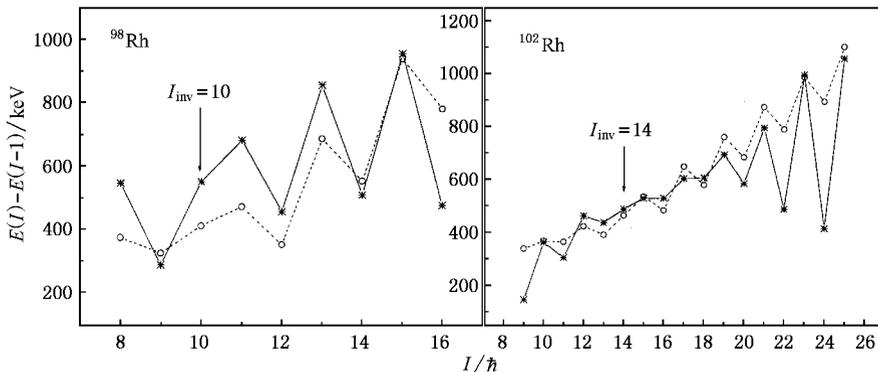


图 1 计算所得  $E(I) - E(I-1)$  值随  $I$  的变化及与实验数据的比较. 实线表示实验数据, 虚线表示理论值

变化及与实验值的比较. 从图 1 我们可以看到, 理论结果与实验值基本相符, 旋称由高自旋的正常劈

裂转变成低自旋下的反常劈裂. 计算值与实验数据比较  $\Delta E$  值上下震荡的相位是一致的.

由图 1 可见,  $^{102}\text{Rh}$  的反转点  $I_{\text{inv}} = 14$ ,  $^{98}\text{Rh}$  的反转点  $I_{\text{inv}} = 10$ , 与实验值相同. 这表明适用于  $A = 160, 130, 80$  质量区奇奇核的旋称反转机制能够推广到  $A = 100$  质量区. 即低  $K$  ( $K = -5, \dots, +5$ ) 空间中  $n$ - $p$  相互作用和科氏力的相互竞争使得奇奇核  $^{102}\text{Rh}$ ,  $^{98}\text{Rh}$  在低自旋区域产生旋称反转.

事实上, 在这种理论模型中, 非对角矩阵元中所含有的相因子  $(-1)^{-j_n - j_p}$  是问题的关键. 这种相因子使得  $E(I) - E(I-1)$  值随  $I$  来回振荡. 一方面, (2) 式告诉我们, 非对角矩阵元来自 (2) 式的第二项  $n$ - $p$  相互作用项和第三项科氏力项, 且第二项和第

三项的符号相反; 另一方面,  $n$ - $p$  相互作用的值与  $I$  的大小无关, 而科氏力与  $I$  成正比. 在低自旋空间里,  $n$ - $p$  相互作用项是导致旋称反转, 而在高自旋区, 由于很强的科氏力作用使得旋称正常劈裂.

从图 1 还可以看出,  $^{102}\text{Rh}$  和  $^{98}\text{Rh}$  两核的旋称反转点的  $I$  值相差较大 ( $\Delta I_{\text{inv}} = 14 - 10 = 4$ ). 这种差异主要来自科氏力的较大差异, 这从表 1 中两个核的  $C_n, C_p$  取值差异可以明显看出. 而科氏力的差别又来自于转动惯量  $g$  的差异<sup>[20]</sup> (如表 1), 因为科氏力是与转动惯量成反比的.

- 
- [ 1 ] Kreiner A J *et al* 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 1150
- [ 2 ] Bengtsson R, Pinston J A, Bameoud D *et al* 1982 *Nucl. Phys. A* **389** 158
- [ 3 ] Tajima N 1994 *Nucl. Phys. A* **572** 365
- [ 4 ] Hamamoto I 1990 *Phys. Lett. B* **235** 221
- [ 5 ] Hara K, Sun Y 1991 *Nucl. Phys. A* **531** 221
- [ 6 ] Zheng R R, Zhu S Q *et al* 2001 *Phys. Rev. C* **64** 014313
- [ 7 ] Doring J, Holcomb J W, Johnson T D *et al* 1993 *Phys. Rev. C* **47** 2560
- [ 8 ] Winchell D F, Wehner L *et al* 1997 *Phys. Rev. C* **55** 111
- [ 9 ] Rudolph D, Gross C J, Sheikh J A *et al* 1996 *Phys. Lett.* **76** 376
- [ 10 ] Harder A *et al* 1995 *Phys. Rev. C* **51** 2932
- [ 11 ] Gizon J *et al* 1999 *Phys. Rev. C* **59** R570
- [ 12 ] Chattopadhyay S *et al* 1998 *Phys. Rev. C* **57** R471
- [ 13 ] Zhu S Q, Zheng R R 1996 *Chin. Phys. Lett.* **13** 504
- [ 14 ] Zheng R R, Zhu S Q *et al* 1997 *Phys. Rev. C* **56** 175
- [ 15 ] Zheng R R, Zhu S Q 1999 *Intern. J. Modern Phys. E* **8** 131
- [ 16 ] Pu Y W, Zheng R R *et al* 1998 *Chin. Phys. Lett.* **15** 480
- [ 17 ] Wen J Y, Zheng R R, Zhu S Q 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 433 (in Chinese) [ 文家炎、郑仁蓉、朱顺泉 1999 物理学报 **48** 433 ]
- [ 18 ] Hamamoto I 1976 *Nucl. Phys. A* **271** 15
- [ 19 ] Yang C X, Wen S X, Li S G *et al* 1994 *Chin. J. Nucl. Phys.* **16** 223
- [ 20 ] Timar J *et al* 2002 *Acta Physica Polonica B* **33** 493

# Signature inversion in odd-odd nuclei in the mass region $A = 100$ \*

Luo Xiang-Dong   Zheng Ren-Rong   Zhu Shun-Quan

( *Department of Physics, Shanghai Normal University, Shanghai 200234, China* )

( Received 19 July 2002 ; revised manuscript received 9 September 2002 )

## Abstract

With the model of an axially symmetric rotor plus two quasi-particles, the signature inversion (SI) in two odd-odd nuclei  $^{102}\text{Rh}$  and  $^{98}\text{Rh}$  in the mass region  $A = 100$  is studied. The calculated result shows that the possible SI mechanism, which has been confirmed by the calculation of odd-odd nuclei in the  $A = 160$  and  $A = 80$  regions (i.e., the competition between the n-p interaction and the coriolis force in low  $K$  space) is also appropriate for odd-odd nuclei in the  $A = 100$  region. This seems to indicate that there might be a universal mechanism of SI in odd-odd nuclei for different mass regions.

**Keywords** : odd-odd nuclei, signature inversion, axially symmetric rotor plus two quasi-particles model

**PACC** : 2160E, 0230

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 19875040 ), the Shanghai Foundation for Developing Science and Technology in University ( Grant No. 03D01 ) and the Shanghai Foundation for Developing Science and Technology ( Grant No. 0252nm082 ).