

奇奇核的 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(\nu)}(12) \otimes U^{(\pi)}(4)$ 动力学对称性

潘 峰 曹雨芳 潘桢镛
(辽宁师范大学, 沈阳) (华东师范大学, 上海)

摘 要

本文讨论奇奇核 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(\nu)}(12) \otimes U^{(\pi)}(4)$ 动力学对称性的 $SO(6)$ 极限情形。除计算能谱外, 对体系的波函数、 $E(2)$ 电磁跃迁几率和单粒子转移反应强度都进行了计算, 并得到相应精确解。最后就 $^{198}\text{Au}_{119}$ 和 $^{198}\text{Ir}_{111}$ 两核的实验能谱与理论计算值进行了比较并作了讨论。

一、引 言

近年来, 相互作用玻色子模型 (IBM) 在描述偶偶核方面获得成功。最引人注目的是它用群论方法处理, 解释了动力学对称性的存在并得到精确解。一个自然想法是用群论方法来统一描述偶偶核和奇偶核。这方面工作由 Iachello 等人^[1] 在奇偶核方面用 $U(6/4)$ ^[2] 和 $U(6/12)$ ^[3] 两个动力学对称性分别描述 Ir-Au 和 W-OS-pt 两核区, 并获得一定的成功。本文所想的是因偶偶核 ($^{194,196}\text{Pt}$, ^{192}Os)、奇中子核 (^{195}Pt)、奇质子核 $^{191,193}\text{Ir}$ 分别已由相应动力学对称性群链所描述。而当考虑在该核区内偶偶核以 $U^{(B)}(6)$ 为核心, 而单个质子占于 $2d_{3/2}$ 能级, 单个中子占据 $3p_{1/2}$ 、 $3p_{3/2}$ 和 $2f_{7/2}$ 能级。这样把奇奇核考虑在内相应的动力学对称性群链的头群应为

$$U^{(B)}(6) \otimes U^{(\nu)}(12) \otimes U^{(\pi)}(4)$$

这里 (ν) 表示单个中子, (π) 表示单个质子。这样考虑在物理上是合乎逻辑的。又考虑奇奇核 ^{198}Au 实验数据太少, 所以本文讨论了 ^{198}Au 核的能谱并与实验作了比较。另一方面本文对 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(\nu)}(12) \otimes U^{(\pi)}(4)$ 动力学对称性用群论方法系统地计算了电磁跃迁几率 ($E2$) 和单粒子转移反应强度并给出相应的精确解。由于奇奇核在这些方面的实验数据甚少, 此文仅作理论上探讨, 为今后进一步检验该模型作准备。第二节叙述群链约化和能谱, 第三节中讨论波函数, 第四节对电磁跃迁 $E(2)$ 的解析式作了推导并写出部分 $E(2)$ 电磁跃迁的表示式, 第五节对单粒子转移反应强度作简短讨论, 第六节与实验能谱作一比较, 第七节作一些讨论。

三、波函数

为了进一步讨论 $E(2)$ 跃迁和单粒子转移反应,就必须知道体系的解析波函数。根据 Racah 因子分解引理^[9]我们可把体系的波函数写为

$$\begin{aligned}
 |N[N_1N_2](n_1n_2)(\tau_1\tau_2\tau_3)\langle\nu,\nu_2\rangle J; I\rangle = & \sum_{\substack{\langle\nu'_1\nu'_2\rangle_L \\ (\sigma)_B^{(\nu)}L_B \\ (\nu)_F L_F}} \langle(n_1n_20) (1/2 \ 1/2 \ 1/2) | (\tau_1\tau_2\tau_3) \rangle \\
 & \langle \nu'_1\nu'_2 \rangle \langle 1/2 \ 1/2 \rangle \langle \nu_1\nu_2 \rangle \\
 & \langle \begin{matrix} \nu'_1\nu'_2 \\ L \end{matrix} \begin{matrix} \langle 1/2 \ 1/2 \rangle \\ 3/2 \end{matrix} | \begin{matrix} \nu_1\nu_2 \\ J \end{matrix} \rangle \langle [N] [1] | [N_1N_2] \rangle \langle (\tau)_B (100) | (n_1n_2) \rangle \\
 & \times \langle \begin{matrix} \nu \\ L_B \end{matrix} \begin{matrix} \nu \\ L_F \end{matrix} | \begin{matrix} \nu'_1\nu'_2 \\ L \end{matrix} \rangle \\
 & \times \sum_{ik} [j, J, k, L]^{1/2} (-)^{2k+J+L_B+1/2} \left\{ \begin{matrix} L & K & 1/2 \\ I & J & 3/2 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L & K & 1/2 \\ j & L_F & L_B \end{matrix} \right\} \\
 & \times (|N(\tau)_B \langle \nu \rangle_B L_B) \times a_j^{(\nu)+ (K)} \times a_{3/2}^{(\pi)+ (L)} \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 & \langle (n_1n_20) (1/2 \ 1/2 \ 1/2) | (\tau_1\tau_2\tau_3) \rangle, \langle \nu'_1\nu'_2 \rangle \langle 1/2 \ 1/2 \rangle \langle \nu_1\nu_2 \rangle, \\
 & \langle \begin{matrix} \nu'_1\nu'_2 \\ L \end{matrix} \begin{matrix} \langle 1/2 \ 1/2 \rangle \\ 3/2 \end{matrix} | \begin{matrix} \nu_1\nu_2 \\ J \end{matrix} \rangle, \\
 & \langle [N] [1] | [N_1N_2] \rangle, \langle (\tau)_B (100) | (n_1n_2) \rangle, \langle \begin{matrix} \nu \\ L_B \end{matrix} \begin{matrix} \nu \\ L_F \end{matrix} | \begin{matrix} \nu'_1\nu'_2 \\ L \end{matrix} \rangle.
 \end{aligned}$$

分别是 $SO(6) \supset SO(5)$, $SO(5) \supset SO(3)$, $SU(6) \supset SO(6)$, $SO(6) \supset SO(5)$, 各群链的同位标量因子。 $[j, J, K, L] = (2j+1)(2J+1) \cdot (2K+1)(2L+1)$ 。 $a_j^{(\nu)+}$ 和 $a_{3/2}^{(\pi)+}$ 分别是奇中子和奇质子的产生算符。当然这里它们作用在真空态上。上述同位标量因子大部分已由文献[2][3]给出。但还不够,把所缺少的同位标量因子列于表1。

表1 $SO(6) \supset SO(5)$ 同位标量因子

$\begin{matrix} (\tau_1\tau_2\tau_3) \\ \langle \nu_1\nu_2 \rangle \end{matrix}$	$(\tau + 1/2 \ 1/2 - 1/2) \ \langle \nu + 1/2 \ 1/2 \rangle$	$(\tau + 1/2 \ 1/2 - 1/2) \ \langle \nu - 1/2 \ 1/2 \rangle$
$\langle \nu'_1\nu'_2 \rangle$		
$\langle \nu 0 \rangle$	$\left[\frac{(\tau + \nu + 4)(\tau + 3)\nu}{8(\tau + 2)\tau(\nu + 3)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(\tau - \nu + 1)(\tau + 3)(\nu + 3)}{8(\tau + 2)\tau\nu} \right]^{1/2}$
$\langle \nu 1 \rangle$	$\left[\frac{3(\tau + \nu + 4)(\tau + 1)\nu}{8(\tau + 2)\tau(\nu + 1)} \right]^{1/2}$	$(-)\left[\frac{3(\tau + 1)(\tau - \nu + 1)(\nu + 3)}{8(\tau + 2)\tau(\nu + 2)} \right]^{1/2}$
$\begin{matrix} (\tau_1\tau_2\tau_3) \\ \langle \nu_1\nu_2 \rangle \end{matrix}$	$(\tau - 1/2 \ 1/2 \ 1/2) \ \langle \nu + 1/2 \ 1/2 \rangle$	$(\tau - 1/2 \ 1/2 \ 1/2) \ \langle \nu - 1/2 \ 1/2 \rangle$
$\langle \nu'_1\nu'_2 \rangle$		
$\langle \nu 0 \rangle$	$(-)\left[\frac{(\tau + 1)(\tau - \nu)\nu}{8(\tau + 2)(\tau + 4)(\nu + 3)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(\tau + \nu + 3)(\tau + 1)(\nu + 3)}{8(\tau + 2)(\tau + 4)\nu} \right]^{1/2}$
$\langle \nu 1 \rangle$	$\left[\frac{3(\tau - \nu)(\tau + 3)\nu}{8(\tau + 2)(\tau + 4)(\nu + 1)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{3(\tau + \nu + 3)(\tau + 3)(\nu + 3)}{8(\tau + 2)(\nu + 2)(\tau + 4)} \right]^{1/2}$

我们对(3.1)式可用已知的同位量因子及相应 $6j$ 系数写出波函数的具体表式。

在上述计算过程中,我们取如下相规约,即

$$\langle \Gamma_1 A_1 \Gamma_2 A_2 \| \Gamma A^m \rangle \geq 0 \quad (3.2)$$

其中 $\Gamma_i A_i$ 分别为群 G 和子群 $g(G \supset g)$ 的不可约表示, 指标 m 表示该权的最高表示。

四、电磁跃迁 $E(2)$

一般地,电磁跃迁 $E(2)$ 跃迁算符取为

$$T(E2) = q_2 [G^{(2)}(02) + G^{(2)}(20)] + q'_2 (a_{3/2}^{(\pi)+} \times \tilde{a}_{3/2}^{(\pi)})^{(2)} \quad (4.1)$$

其中 $G^{(2)}(02) + G^{(2)}(20)$ 的意义和文献[6]相同,是 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(v)}(12)$ 群链中 $SO^{(B+v)}(6)$ 的生成元。而 $(a_{3/2}^{(\pi)+} \times \tilde{a}_{3/2}^{(\pi)})^{(2)}$ 是 $SU^{(\pi)}(4)$ 的生成元。取 $q_2 = q'_2$ 则电磁跃迁 $T(E2)$ 算符的约化矩阵元是

$$\begin{aligned} & \langle N[N_1 N_2](n_1 n_2)(\tau_1 \tau_2 \tau_3) \langle \nu_1 \nu_2 \rangle J; I \| T(E2) \| N[N'_1 N'_2](n'_1 n'_2)(\tau'_1 \tau'_2 \tau'_3) \langle \nu'_1 \nu'_2 \rangle J'; I \rangle \\ & = G(J, I; J' I') \langle N[N_1 N_2](n_1 n_2)(\tau_1 \tau_2 \tau_3) \langle \nu_1 \nu_2 \rangle J; \| T(E2) \| \\ & \quad \times N[N'_1 N'_2](n'_1 n'_2)(\tau'_1 \tau'_2 \tau'_3) \langle \nu'_1 \nu'_2 \rangle J' \rangle \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\text{其中} \quad G(J, I; J' I') = (-)^{J+I+1/2} [II']^{1/2} \begin{Bmatrix} I & I' & 2 \\ J & J & 1/2 \end{Bmatrix} \quad (4.3)$$

而 $B(E2; i \rightarrow f)$ 定义为

$$B(E2; i \rightarrow f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle f \| T(E2) \| i \rangle|^2 \quad (4.4)$$

其中 i, f 分别表示初态和终态的所有群的不可约表示的指标。对不可约表示 $[N_1 N_2] \times (n_1 n_2) = [N'_1 N'_2](n'_1 n'_2) = N+1$, 所得结果列于表2。而对 $[N_1 N_2](n_1 n_2) = [N'_1 N'_2](n'_1 n'_2) = N1$ 不可约表示, 用标准群论方法可进行计算, 计算过程是相当

$$\left\langle \begin{array}{c} (\tau 10) (1/2 \ 1/2 \ 1/2) \\ \langle \nu'_1 \nu'_2 \rangle \langle 1/2 \ 1/2 \rangle \end{array} \middle| \begin{array}{c} (\tau, \tau, \tau_3) \\ \langle \nu_1 \nu_2 \rangle \end{array} \right\rangle$$

$(\tau + 1/2 \ 3/2 \ 1/2) \ \langle \nu + 1/2 \ 1/2 \rangle$	$(\tau + 1/2 \ 3/2 \ 1/2) \ \langle \nu - 1/2 \ 1/2 \rangle$
$\left[\frac{3(\tau + \nu + 4)(\tau + 3)(\nu + 4)}{8(\tau + 2)(\tau + 4)(\nu + 3)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{3(\tau - \nu + 1)(\tau + 3)(\nu - 1)}{8(\tau + 2)(\tau + 4)\nu} \right]^{1/2}$
$(-)^{\tau} \left[\frac{(\tau + \nu + 4)(\tau + 1)(\nu + 4)}{8(\tau + 2)(\tau + 4)(\nu + 1)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(\tau - \nu + 1)(\tau + 1)(\nu - 1)}{8(\tau + 2)(\tau + 4)(\nu + 2)} \right]^{1/2}$
$(\tau - 1/2 \ 3/2 \ -1/2) \ \langle \nu + 1/2 \ 1/2 \rangle$	$(\tau - 1/2 \ 3/2 \ -1/2) \ \langle \nu - 1/2 \ 1/2 \rangle$
$(-)^{\tau} \left[\frac{3(\tau + 1)(\tau - \nu)(\nu + 4)}{8(\tau + 2)\tau(\nu + 3)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{3(\tau + \nu + 3)(\tau + 1)(\nu - 1)}{8(\tau + 2)\tau\nu} \right]^{1/2}$
$(-)^{\tau} \left[\frac{(\tau - \nu)(\tau + 3)(\nu + 4)}{8(\tau + 2)\tau(\nu + 1)} \right]^{1/2}$	$(-)^{\tau} \left[\frac{(\tau + \nu + 3)(\tau + 3)(\nu - 1)}{8(\tau + 2)\tau(\nu + 2)} \right]^{1/2}$

表2 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(\pi)}(12) \otimes U^{(\nu)}(4)$ 中的部分 $B(E2)$ 值

初态	终态	$(2I' + 1)B(E2; i \rightarrow f) / a_2^2$
$(N + 3/2, \tau_1 + 1, 2\tau_1 + 3/2, I') \rightarrow$	$(N + 3/2, \tau_1, 2\tau_1 - 1/2; I)$	$G^2(2\tau_1 - 1/2 I; 2\tau_1 + 3/2 I')(N - \tau_1 + 3/2) \times (N + \tau_1 + 1/2) \frac{(\tau_1 - 1/2)(4\tau_1 + 5)(4\tau_1 + 4)}{(2\tau_1 + 4)(4\tau_1 + 1)}$
$(N + 3/2, \tau_1 + 1, 2\tau_1 + 1/2, I') \rightarrow$	$(N + 3/2, \tau_1, 2\tau_1 + 1/2; I)$	$G^2(2\tau_1 + 1/2 I, 2\tau_1 + 1/2 I')(N - \tau_1 + 3/2) \times (N + \tau_1 + 1/2) \frac{16(\tau_1 - 1/2)(\tau_1 + 3/2)^2(4\tau_1 + 2)}{(2\tau_1 + 4)^2(2\tau_1)(4\tau_1 + 1)}$
$(N + 3/2, \tau_1 + 1, 2\tau_1 + 1/2, I') \rightarrow$	$(N + 3/2, \tau_1, 2\tau_1 - 1/2; I)$	$G^2(2\tau_1 - 1/2 I, 2\tau_1 + 1/2 I')(N - \tau_1 + 3/2) \times (N + \tau_1 + 1/2) \frac{50(2\tau_1 + 2)(4\tau_1 + 2)}{(2\tau_1 + 4)^2(4\tau_1 - 1)(4\tau_1 + 1)}$
$(N + 3/2, \tau_1 + 1, 2\tau_1 + 1/2; I') \rightarrow$	$(N + 3/2, \tau_1, 2\tau_1 - 3/2; I)$	$G^2(2\tau_1 - 3/2 I, 2\tau_1 + 1/2 I')(N - \tau_1 + 3/2) \times (N + \tau_1 + 1/2) \frac{(\tau_1 - 3/2)(2\tau_1 + 2)^2(4\tau_1 + 3)}{(2\tau_1 + 4)^2(2\tau_1)(4\tau_1 - 1)}$
$(N + 3/2, \tau_1, 2\tau_1 + 1/2, I') \rightarrow$	$(N + 3/2, \tau_1, 2\tau_1 - 1/2; I)$	$\left(\frac{2N + 7}{2\tau_1 + 4}\right)^2 G^2(2\tau_1 - 1/2, I; 2\tau_1 + 1/2 I') \times \frac{(2\tau_1 - 1)(4\tau_1 + 2)(4\tau_1 + 3)}{(4\tau_1 - 1)(4\tau_1 + 1)}$
$(N + 3/2, \tau_1, 2\tau_1 + 1/2, I') \rightarrow$	$(N + 3/2, \tau_1, 2\tau_1 - 3/2; I)$	$\left(\frac{2N + 7}{2\tau_1 + 4}\right)^2 G^2(2\tau_1 - 3/2 I; 2\tau_1 + 1/2 I') \times \frac{(4\tau_1 - 2)(4\tau_1 + 2)(\tau_1 - 3/2)}{(2\tau_1)(4\tau_1 - 1)(2\tau_1 + 2)}$
$(N + 3/2, \tau_1, 2\tau_1 - 1/2, I') \rightarrow$	$(N + 3/2, \tau_1, 2\tau_1 - 3/2; I)$	$\left(\frac{2N + 7}{2\tau_1 + 4}\right)^2 G^2(2\tau_1 - 3/2 I; 2\tau_1 - 1/2 I') \times \frac{12(\tau_1 - 3/2)(4\tau_1)}{(2\tau_1)(2\tau_1 + 2)(4\tau_1 - 3)(4\tau_1 - 1)}$
$(N1(N + 1/2) 1/2 3/2; I') \rightarrow$	$(N1(N + 1/2) 1/2 3/2; I)$	$G^2(3/2 I; 3/2 I') \frac{(2N + 5)^2}{5}$

表中 $\tau_1 = (\nu_1 \pm 1/2)$; $N + 3/2$ 表示 $SO(6)$ 的 $(N + 3/2, 1/2, 1/2)$ 的表示, $N + 1/2$ 是表示 $(N + 1/2, 1/2, 1/2)$ 表示。

冗长的。我们计算了一个值也列于表2内。而不可约表示 $(N + 3/2, 1/2, 1/2) \rightleftharpoons (N + 1/2, 1/2, 1/2)$ 及 $(N + 3/2, 1/2, 1/2) \rightleftharpoons (N + 1/2, 3/2, 1/2)$ 之间的跃迁是禁戒的, 这是因为(4.1)式的跃迁算符是 $SO(6)$ 的生成元, 它不能连接两个不同的不可约表示, 所以是禁戒的。事实上这个禁戒可能不遵守。由(4.1)式看出它是玻色跃迁算符和费米跃迁算符的线性组合, 不相应于真实的跃迁算符。一般可分别考虑玻色和费米跃迁算符两部分, 则这两部分不为零。这里我们暂不考虑这种情况, 在今后的文章中将详细谈到。

五、单核子转移反应

为了简单起见, 我们在单核子转移反应算符中仅取一次项^[8], 有

$$p_{+, \mu}^{(j)} = \zeta_j a_{i \mu}^{(\pi)+} + \eta_j a_{i \mu}^{(\nu)+} \quad (5.1)$$

$$p_{-, \mu}^{(j)} = (-)^{j-\mu} (p_{+, -\mu}^{(j)})^+ \quad (5.2)$$

(5.1) 式对应于 $(N, M_\pi = 1, M_\nu = 0) \rightarrow (N, M_\pi = M_\nu = 1)$ 与 $(N, M_\pi = 0, M_\nu = 1) \rightarrow (N, M_\pi = M_\nu = 1)$ 的单核子转移反应过程。而(5.2)式表示其逆过程。其中 $(N, M_\pi = 1, M_\nu = 0)$ 奇质子核及 $(N, M_\pi = 0, M_\nu = 1)$ 奇中子核, 并假定分别由 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(\pi)}(4)$ 和 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(\nu)}(12)$ 动力学对称性所描述。相应的波函数已由文

表 3 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(p)}(12) \otimes U^{(s)}(4)$ 中的单核子转移反应强度

$(N_x M_x = M_y = 1) \rightarrow$ $(N_y M_x = 1 M_y = 0)$	$S_{1/2}$	$S_{3/2}$	$S_{5/2}$
$2_1^- \rightarrow 3/2_1^+$	$\eta_{1/2}^1 \frac{N+5}{2N+6}$	$\eta_{3/2}^1 \frac{4(N+5)}{125(2N+6)}$	$\eta_{5/2}^1 \frac{21(N+5)}{125(2N+6)}$
$\rightarrow 1/2_1^+$	0	$\eta_{3/2}^1 \frac{N(N+5)^2}{250(2N+6)(2N+4)^2}$	$\eta_{5/2}^1 \frac{12N(N+5)^2}{125(2N+6)(2N+4)^2}$
$\rightarrow 5/2_1^+$	$\eta_{1/2}^1 \frac{24N(N+5)^2}{125(2N+6)(2N+4)^2}$	$\eta_{3/2}^1 \frac{27N(N+5)^2}{250(2N+6)(2N+4)^2}$	$\eta_{5/2}^1 \frac{24N(N+5)^2}{125(2N+6)(2N+4)^2}$
$\rightarrow 7/2_1^+$	0	$\eta_{3/2}^1 \frac{32N(N+5)^2}{125(2N+6)(2N+4)^2}$	$\eta_{5/2}^1 \frac{18N(N+5)^2}{125(2N+6)(2N+4)^2}$
$(N M_x = 1 M_y = 0) \rightarrow$ $(N M_x = M_y = 1)$			
$3/2_1^+ \rightarrow 2_1^-$	$\eta_{1/2}^1 \frac{5(N+5)}{4(2N+6)}$	$\eta_{3/2}^1 \frac{(N+5)}{25(2N+6)}$	$\eta_{5/2}^1 \frac{21(N+5)}{100(2N+6)}$
$\rightarrow 1_1^-$	$\eta_{1/2}^1 \frac{3(N+5)}{4(2N+6)}$	$\eta_{3/2}^1 \frac{3(N+5)}{25(2N+6)}$	$\eta_{5/2}^1 \frac{3(N+5)}{100(2N+6)}$
$\rightarrow 0_1^-$	0	$\eta_{3/2}^1 \frac{3N(N+5)(N+3)^2}{16(N+1)(2N+4)(N+4)}$	0
$(N M_x = 0 M_y = 1) \rightarrow$ $(N M_x = M_y = 1)$			
$1/2_1^- \rightarrow 2_1^-$	$\xi_{3/2}^1 \frac{5(N+5)}{4(N+3)}$		
$\rightarrow 1_1^-$	$\xi_{3/2}^1 \frac{3(N+5)}{4(N+3)}$		
$\rightarrow 0_1^-$	0		
$(N M_x = M_x = 1) \rightarrow (N$ $M_x = 0 M_y = 1)$			
$2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$	$S_{3/2}$		
$\rightarrow 3/2_1^-$	$\xi_{3/2}^1 \frac{N+5}{2N+6}$		
$\rightarrow 3/2_2^-$	$\xi_{3/2}^1 \frac{4(N+5)^2(3N+2)^2}{625(N+1)(2N+6)(2N+4)^2}$		
$\rightarrow 5/2_1^-$	$\xi_{3/2}^1 \frac{4N(N+5)(N-1)^2}{625(N+1)(2N+6)(N+3)(2N+4)}$		
$\rightarrow 5/2_2^-$	$\xi_{3/2}^1 \frac{8^4(N+5)^2(3N+2)^2}{625(N+1)(2N+6)(2N+4)^2}$		
	$\xi_{3/2}^1 \frac{8^4(N+5)N(N-1)^2}{625(N+1)(2N+6)(N+3)(2N+4)}$		

表中 $2_1^- \equiv |N[N+1, 0](N+3/2, 1/2) 1/2 \rangle$, $1_1^- \equiv |NN+1, 0(N+3/2, 1/2) 1/2 \rangle$, $0_1^- \equiv |N[N+1, 0](N+1/2, 3/2) 1/2 \rangle$.

表 4 ${}^{198}\text{Au}_{119}$ 激发能级理论值和实验值

$[N_1 N_2]$	$(n_1 n_2)$	$(\tau_1 \tau_2 \tau_3)$	$\langle \nu_1 \nu_2 \rangle$	J	I^π	$E_{\text{理论}}$	$E_{\text{实验}}^{[10]}$	$ E_{\text{理论}} - E_{\text{实验}} $			
[50]	(50)	(11/2 1/2 1/2)	$\langle 1/2 1/2 \rangle$	3/2	2 ⁻	0	0	0			
					1 ⁻	28	55.2	27.2			
						$\langle 3/2 1/2 \rangle$	1/2	0 ⁻	192	—	—
					1 ⁻	178	247	69			
						5/2	3 ⁻	308	—	—	
					2 ⁻	350	261	89			
					7/2	4 ⁻	427	380	47		
					3 ⁻	483	511	28			
						$\langle 5/2 1/2 \rangle$	3/2	2 ⁻	540	495.2	44.8
				[41]	(41)	(9/2 1/2 1/2)	$\langle 1/2 1/2 \rangle$	3/2	2 ⁻	230.5	235.9
1 ⁻	258.5	259.2	1.3								
	$\langle 3/2 1/2 \rangle$	1/2	0 ⁻					422.5	398	24.5	
1 ⁻	408.5	368	40.5								
	5/2	3 ⁻	538.5					528	10.5		
		$\langle 3/2 1/2 \rangle$	1/2					0 ⁻	134.5	90.9	44
(9/2 3/2 1/2)	$\langle 3/2 1/2 \rangle$	1 ⁻	120.5			192.8	72.3				
		5/2	2 ⁻			292.5	328	35.5			
		3 ⁻	250.5			—	—				
		7/2	3 ⁻			425.5	453	27.5			
		4 ⁻	369.5			214.8	154.7				
			$\langle 3/2 3/2 \rangle$			3/2	1 ⁻	330.5	339	8.5	
		2 ⁻	302.5			346	43.5				
		5/2	2 ⁻			427.5	362	65.5			
		3 ⁻	385.5			449	63.5				
	$\langle 5/2 1/2 \rangle$	3/2	2 ⁻	482.5	405	77.5					
	1 ⁻	510.5	507	59.5							

表 5 ${}^{188}\text{Ir}_{111}$ 激发能级理论值和实验值

$[N_1 N_2]$	$(n_1 n_2)$	$(\tau_1 \tau_2 \tau_3)$	$\langle \nu_1 \nu_2 \rangle$	J	I^π	$E_{\text{理论}}$	$E_{\text{实验}}^{[11]}$	$ E_{\text{实验}} - E_{\text{理论}} $			
[100]	(10, 0)	(19/2 1/2 1/2)	$\langle 1/2 1/2 \rangle$	3/2	2 ⁻	0	0	0			
					1 ⁻	40	54.8	14.8			
						$\langle 3/2 1/2 \rangle$	1/2	1 ⁻	203.2	195.09	7.3
					0 ⁻	222.5	—	—			
					5/2	3 ⁻	207.2	162.8	44		
					2 ⁻	267.2	280.3	13.1			
	7/2	4 ⁻	218.2	312.3	94.1						
	3 ⁻	338.4	—	—							
[91]	(9, 1)	(17/2 1/2 1/2)	$\langle 1/2 1/2 \rangle$	3/2	2 ⁻	97.2	96.71	0.49			
				1 ⁻	137.2	187.62	50.42				

表 4 和表 5 中能量的单位是 (keV).

验能谱和理论能谱.

对 ${}^{198}\text{Au}$ 核我们曾用 $U(6/20\pi + 12\nu)^{[12]}$ 超对称模型进行计算. 在该文中, 我们考虑和邻近奇 A 核和偶偶核的统一. 当不考虑这种情况, 用 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(v)}(12) \otimes U^{(\pi)}(4)$ 动

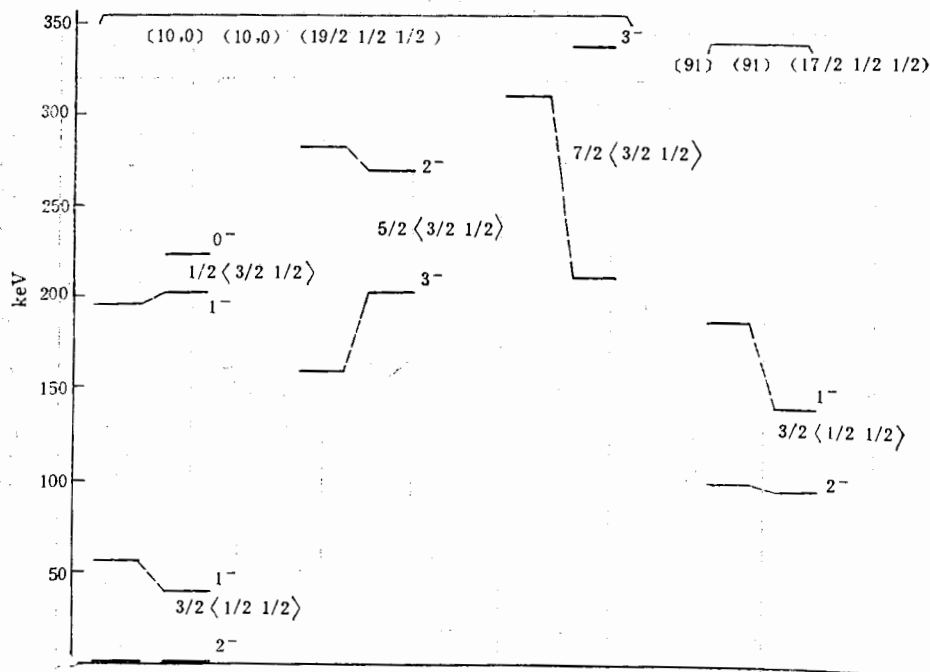


图3 $^{188}\text{Ir}_{111}$ 核的激发能级(左边是实验值,右边为理论值)

力学对称性描述 ^{198}Au 是可取的。 ^{198}Au 核的玻色子数 $N=4$ 而 $M_\pi = M_\nu = 1$, 能谱参数取为 $\alpha = 65.1\text{keV}$, $\beta_1 = 12.65\text{keV}$, $\beta_2 = -72\text{keV}$, $\gamma_1 = 45\text{keV}$, $\gamma_2 = 25\text{keV}$, $\delta = -7\text{keV}$ 其理论计算结果和实验数据见表4。

结果表明在低能激发态 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(V)}(12) \otimes U^{(\pi)}(4)$ 和 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(V)}(12) \otimes U^{(\pi)}(20)$ 两种对称性是等价的。它们都给出相同数目的低激发态能级,而且自旋和宇称也完全相同。 ^{188}Ir 核的玻色子数 $N=9$ $M_\pi = M_\nu = 1$ 。能谱参数取为 $\alpha = -20\text{keV}$, $\beta_1 = -180\text{keV}$, $\beta_2 = 177.4\text{keV}$, $\gamma_1 = 36\text{keV}$, $\gamma_2 = 13\text{keV}$, $\delta = -10\text{keV}$ 。其理论和实验结果见表5。从中看出,除三条高激发态能级: $345\text{keV}(5^-)$, $460,2\text{keV}(6^-)$, $483,2\text{keV}(7^-)$ 外,能量在 320keV 以下的低激发态破缺度为 17% 。而 ^{198}Au 核的破缺度为 14% 。

七、讨 论

本文用群论方法系统地讨论了 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(V)}(12) \otimes U^{(\pi)}(4)$ 动力学对称性并得到精确解。讨论 $^{198}\text{Au}_{119}$ 和 $^{188}\text{Ir}_{111}$ 两核的能谱并与实验作了比较。可看到核 ^{198}Au 的能谱中我们较合理地选取各参数值,使 2^- , 1^- 两条能级的次序和实验值相符。在实验上尚未观测到 0^- , 3^- 两条能级。特别是 3^- 未观测到是难以理解的。这反映了模型本身太粗糙或者是这个核区内动力学对称性不好。我们看法是这群链约化中保持偶偶核 $SO^{(B)}(6)$ 核心,这一点在实际上是是不可能遵守的。即有对称破缺存在。这点在该区奇奇核表现比其它奇偶核更为显著。从而也可推论相邻的奇偶核也有对称破缺存在。我们建议对 ^{198}Au 核做实验,给出它的实验能谱并与此模型理论值相比,可以得到进一步的结论。当然这儿不排

除 3^- 能级在该核区低激发态中出现而目前实验尚未分辨出来, 这点也有待于进一步证实. 这个问题在 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(v)}(12) \otimes U^{(\pi)}(20)$ ^[12] 动力学对称性中作过类似讨论, 所得结论是这两种动力学对称性完全等价的. 换句话说 3^- 能级的问题在 $U^{(B)}(6) \otimes U^{(v)}(12) \otimes U^{(\pi)}(20)$ 也无法解决. 所以改进模型, 在哈密顿量中引入破缺项是必要的, 这点有待于今后进一步研究.

参 考 文 献

- [1] A. Arima and F. Iachello. *Ann. Phys.*, 99(1976), 253; 111(1978), 201.
 [2] F. Iachello and S. Kuyucak *Ann. Phys.*, 136(1981), 19.
 [3] V. Isacker, P. Frank and H. Z. Sun *Ann. Phys.*, 157(1984), 183.
 [4] Y. S. Ling, M. Zhang, J. M. Xu, D. H. Feng, M. Valliers, R. Gilmore and H. Z. Sun *Phys. Lett.*, 148B(1984), 13.
 [5] T. Hubsch, V. Paar, and D. Vretenar *Phys. Lett.*, 151B(1985), 320.
 [6] R. Bijker and F. Iachello *Ann. Phys.*, 161(1985), 360.
 [7] H. Z. Sun et al *Phys. Rev.*, C31(1985), 1899.
 [8] A. Vitturi In "Interacting Bose-Fermi System In Nuclei", (F. Iachello ed) Plenum New York, 1981.
 [9] B. G. Wybourne "Classical Groups for Physicists", John Wiley New York, 1974.
 [10] R. L. Auble *Nucl. Data Sheets*, 40(1983), 301.
 [11] B. Singh, D. A. Viggars *Nucl. Data Sheets*, 33(1981), 275.
 [12] 潘 峰、潘 楨 楠、曹 雨 芳, "U(6/20 π + 12 ν) 超对称性"华东师大学报(自然版)(即将发表).

$U^{(B)}(6) \times U^{(v)}(12) \times U^{(\pi)}(4)$ DYNAMICAL SYMMETRY IN ODD-ODD NUCLEI

PAN FENG

(Liao Ning Normal University, Shenyang)

CHAO YUFANG PAN ZHENYONG

(East China Normal University, Shanghai)

ABSTRACT

$SO^{(Bv\pi)}(6)$ limit of $U^{(B)}(6) \times U^{(v)}(12) \times U^{(\pi)}(4)$ dynamical symmetry in odd-odd nuclei is discussed Energy formula and wave functions are obtained, and exact expressions for E_2 transition rates and one-nucleon transfer intensities are derived. The spectra of $^{158}_{79}\text{Au}_{119}$ and $^{188}_{77}\text{Ir}_{111}$ are compared with the experimental values.