

# Sn 偶同位素准转动带的微观研究

潘武明 刘庸 齐辉

(华中师范大学, 粒子物理研究所, 武汉)

(北京大学物理系)

## 摘 要

在相互作用玻色子模型微观基础的研究方面, 曾提出过以玻色子展开和修正的 Jancovici-Schiff 代换为基础的理论方案. 本文把方案扩充到有中子、质子和质子空穴三种玻色子的情况, 用它研究 Sn 偶同位素由质子  $2p-2h$  激发组态混入形成的准转动带. 计算结果与实验能谱作了比较并讨论了组态混合的一些特性.

## 一、引 言

$^{112-118}\text{Sn}$  偶同位素实验谱中系统地存在  $J^\pi = 0^+$  准转动带结构<sup>[1]</sup>.  $\text{Cd}(^3\text{He}, n)\text{Sn}$  两质子转移反应发现末态为  $0_1^+$  的截面很大<sup>[2]</sup>, 表明只用价中子组态不能解释核谱中的全部集体激发态, 跨越主壳层的质子对 ( $2p-2h$ ) 激发很重要<sup>[3]</sup>. 因此, 在推广 IBM 所做的研究工作中, 考虑了玻色子数相差 2 的两种不同组态<sup>[4]</sup>, 并且, 为了对核谱作出满意的解释, 在哈密顿量中引入了描述组态混合的项<sup>[5]</sup>.

本文将给出一个研究组态混合的微观方案, 它是以前提出的以玻色子展开和修正的 Jancovici-Schiff 代换为基础的 IBM 微观理论工作的推广<sup>[6,7]</sup>. 只考虑 Sn 偶同位素  $N$  个价中子占据 50—82 主壳层 ( $2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2}$ ) 五条单粒子能级的组态称为正常组态; 包括质子  $2p-2h$  激发的组态称为闯入组态, 其中的质子对类似价中子占据 50—82 主壳层中的五条能级, 同时在 28—50 主壳层中的 ( $2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1f_{5/2}, 1g_{9/2}$ ) 四条能级上分布着一对质子空穴, 于是, 与不区分各类玻色子的唯象工作<sup>[5]</sup>不同, 本文明确地考虑中子、质子和质子空穴型的  $s, d$  玻色子有不同的微观结构、方案的另一显著特点是混合项将自然导出. 混合项的系数与 IBM 哈密顿量中的其它系数一样由核子-核子有效相互作用参数确定, 并非引入的自由参数. 因此, 我们有可能在壳模型基础上对形成准转动带的几个重要因素及组态混合的特性作一些一般性的理论探讨.

## 二、理论方法

从玻色子展开和 MJS 代换的观点, 借助于 IBM 对原子核集体运动进行微观研究

的理论观点和方法,曾在文献[6,7,8]中作过详细的阐述,本文将着重叙述把方法推广于研究 Sn 同位素组态混合情况的有关问题。

对于正常组态,  $N$  个价中子处于 50—82 主壳层中的五条单粒子能级,记为

$$(i_1, i_2, i_3, i_4, i_5)^N, \quad (2.1)$$

其中  $i$  是单粒子态量子数  $nlj$  的缩写,以  $a_{im}^{(n)\dagger}, a_{im}^{(n)}$  代表价中子的产生、湮灭算符,并用  $(\alpha), (\beta)$  等代表  $(nljm)$ , 于是此态空间中一个任意的态矢量可表示为

$$|\Psi_{\text{normal}}\rangle = \sum C a_{\alpha_1}^{(n)\dagger} a_{\alpha_2}^{(n)\dagger} \cdots a_{\alpha_N}^{(n)\dagger} |0\rangle. \quad (2.2)$$

对于闯入组态,需考虑质子对的激发,质子的壳模型组态为

$$(i_1, i_2, i_3, i_4)^{\bar{2}}(i_5, i_6, i_7, i_8, i_9)^2, \quad (2.3)$$

其中  $\bar{2}$  表示有两个空穴. 费米面已被取在两个主壳层之间,因而对质子来说,在较低的主壳层需要作粒子-空穴变换<sup>[9]</sup>. 以  $a_{\beta}^{(h)\dagger}, a_{\beta}^{(h)}$  代表较低主壳中空穴的产生、湮灭算符,以  $a_{\gamma}^{(p)\dagger}, a_{\gamma}^{(p)}$  代表较高主壳中粒子的产生、湮灭算符,那么在此态空间中一个任意的态矢量可表为

$$|\Psi_{\text{intruder}}\rangle = \sum C a_{\beta_1}^{(h)\dagger} a_{\beta_2}^{(h)\dagger} a_{\gamma_1}^{(p)\dagger} a_{\gamma_2}^{(p)\dagger} a_{\alpha_1}^{(n)\dagger} a_{\alpha_2}^{(n)\dagger} \cdots a_{\alpha_N}^{(n)\dagger} |0\rangle. \quad (2.4)$$

在此工作中将同时考虑(2.1)和(2.3)两种组态及它们之间的混合. 让我们讨论以下形式的壳模型哈密顿量:

$$H_f = H_f^{(n)} + H_f^{(p)} + H_f^{(np)}, \quad (2.5)$$

其中  $H_f^{(n)}(H_f^{(p)})$  只含中子(质子)算符,  $H_f^{(np)}$  是中子-质子有效相互作用. 设所有的相互作用都是两体型的,(2.5)式各项可以一般地写成

$$H_f^{(\sigma)} = \sum_{\alpha} E_{\alpha}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\alpha}^{(\sigma)} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\beta}^{(\sigma)\dagger} a_{\gamma}^{(\sigma)} a_{\delta}^{(\sigma)}, \quad (2.6)$$

$$H_f^{(np)} = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)} a_{\alpha}^{(n)\dagger} a_{\beta}^{(p)\dagger} a_{\gamma}^{(p)} a_{\delta}^{(n)}, \quad (2.7)$$

式中对质子态的求和遍及上、下两个主壳层的所有单粒子态. 显然,在正常组态空间,  $H_f$  中只有中子项有非零的矩阵元,而在闯入组态空间,应当对较低主壳层的质子算符作粒子-空穴变换. 把粒子与空穴自由度分开,得到

$$H_f^{(np)} = H_f^{(np)} + H_f^{(nh)}, \quad (2.8)$$

$$H_f^{(p)} = H_f^{(p)} + H_f^{(h)} + H_f^{(ph)}. \quad (2.9)$$

在这两式中对粒子或空穴态指标的求和已分别限制在上、下两个主壳层内.

把(2.8)和(2.9)式代回(2.5),容易看出,无论对价中子-空穴子体系,或者对价中子-粒子子体系,都可以直接用以前研究非单满壳核的方法来处理,需要特别讨论的只有质子部分的粒子-空穴相互作用项,它的表达式如下:

$$\begin{aligned} H_f^{(ph)} = & \sum_{\alpha\beta\lambda\nu} P'_{\alpha\beta\lambda\nu} a_{\lambda}^{(h)\dagger} a_{\nu}^{(h)\dagger} a_{\alpha}^{(p)\dagger} a_{\beta}^{(p)\dagger} + \sum_{\alpha\beta\lambda\nu} P'_{\alpha\beta\lambda\nu} a_{\lambda}^{(h)} a_{\nu}^{(h)} a_{\alpha}^{(p)} a_{\beta}^{(p)} \\ & - \sum_{\alpha\beta\lambda\nu} P'_{\alpha\lambda\beta\nu} a_{\alpha}^{(p)\dagger} a_{\beta}^{(p)\dagger} a_{\nu}^{(h)\dagger} a_{\lambda}^{(h)} + \sum_{\alpha\lambda} P'_{\alpha\lambda\alpha\lambda} a_{\alpha}^{(p)\dagger} a_{\alpha}^{(p)}, \end{aligned} \quad (2.10)$$

其中  $\lambda \equiv (nlj_{\lambda} - m_{\lambda})$ , 及

$$P'_{\alpha\beta\bar{\lambda}\bar{\nu}} = (-1)^{j_{\lambda}+j_{\nu}+m_{\lambda}+m_{\nu}} P_{\alpha\beta\bar{\lambda}\bar{\nu}}, \quad (2.11)$$

$$P'_{\alpha\bar{\lambda}\beta\bar{\nu}} = (-1)^{j_{\lambda}+j_{\nu}+m_{\lambda}+m_{\nu}} P_{\alpha\bar{\lambda}\beta\bar{\nu}}. \quad (2.12)$$

(2.10)式末项只对单粒子项作一小的修正,第一和第二项互相共轭,正是这两项引起了两种组态的混合.

下面讨论体系的玻色子描述.按照 Dyson 玻色子展开<sup>[10]</sup>,费米子态矢量 $|\Psi\rangle$ 与玻色子态矢量 $|\Phi\rangle$ 的对应关系由 Usui 变换算子 $U$ 决定<sup>[11]</sup>,

$$|\Psi\rangle = U|\Phi\rangle. \quad (2.13)$$

以此相应,哈密顿量 $H_f$ 的玻色子表示指满足以下条件的算符 $H_B$ :

$$UH_f = H_B U. \quad (2.14)$$

现在体系有中子、质子和质子空穴,因此 $U$ 是三个因子 $U_n, U_p$ 和 $U_h$ 的乘积,

$$U_{\sigma} = \langle 0 | \exp \left( \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger} a_{\beta}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)} \right) | 0 \rangle, \quad (2.15)$$

式中理想玻色子算符 $A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger}$ 携带两单位价核子数.对于基本算符,有

$$U_{\sigma} a_{\alpha}^{(\sigma)} a_{\beta}^{(\sigma)} = A_{\beta\alpha}^{(\sigma)} U_{\sigma}, \quad (2.16)$$

$$U_{\sigma} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\beta}^{(\sigma)} = \left( \sum_{\lambda} A_{\alpha\lambda}^{(\sigma)\dagger} A_{\beta\lambda}^{(\sigma)} \right) U_{\sigma}, \quad (2.17)$$

$$U_{\sigma} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\beta}^{(\sigma)\dagger} = \left( A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger} - \sum_{\lambda\lambda'} A_{\alpha\lambda}^{(\sigma)\dagger} A_{\beta\lambda'}^{(\sigma)\dagger} A_{\lambda\lambda'}^{(\sigma)} \right) U_{\sigma}. \quad (2.18)$$

根据(2.14)–(2.18)式可求出 $H_B$ .对于 $H_f$ 中保持中子、质子和空穴数分别守恒的项,可以选择特殊的展开途径,得到结构简单的厄米表示<sup>[7,8]</sup>.但(2.10)前两项只能用(2.16)和(2.18)式展开,给出的表示中有非厄米项,一般情况下需求解非厄米的本征值问题,不过对于 Sn 同位素,限于讨论 $2p-2h$ 激发,非厄米项没有贡献,因此下面我们将把它略去.

IBM 玻色子的定义方法在[8]中作了很详细的叙述.首先要构造有强集体性的自由度,为此,引入以下 $Q$ -玻色子算符:

$$Q_{r\pi JM}^{(\sigma)\dagger} = \sum_{\alpha < \beta} x_{\alpha\beta(M)}^{r\pi J} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger}. \quad (2.19)$$

组合系数 $x_{\alpha\beta(M)}^{r\pi J}$ 由下述方程确定:

$$H_B Q_{r\pi JM}^{(\sigma)\dagger} | 0 \rangle = \varepsilon_{r\pi J} Q_{r\pi JM}^{(\sigma)\dagger} | 0 \rangle, \quad (2.20)$$

$r = 0, 1, 2, \dots$ 是相同 $\pi J$ 下 $\varepsilon$ 值的顺序.用(2.19)式的逆变换,可把 $H_B$ 改写为 $Q$ -玻色子算符形式.考虑到在适当的相互作用下 $r = 0$ 的 $Q_{0^+0_0}^{(\sigma)}$ 和 $Q_{0^+2M}^{(\sigma)}$ 有最强的集体性,可分别看作 $s, d$ 玻色子的主要成分,所以 $H_B$ 中的 $Q_{0^+0} - Q_{0^+2}$ 部分就可以看作是 $s-d$ 哈密顿量 $h$ 的最低阶近似. $h$ 中的所有系数的表达式都可以通过求 $H_B$ 在相应态中的矩阵元推导出来.除了粒子-空穴相互作用项 $h^{(ph)}$ 其余系数表达式可在文献[6]和[7]里查到. $h^{(ph)}$ 有以下形式:

$$\begin{aligned} h^{(ph)} = & \sum_I C_I [(d^{\dagger}\tilde{d})_I (d'\tilde{d}')_I]_0 + w_1 s^{\dagger} s'^{\dagger} (\tilde{d}\tilde{d}')_0 \\ & + w_2 s^{\dagger} [\tilde{d}(d'\tilde{d}')]_0 + w_3 [d^{\dagger}(d'\tilde{d})_2]_0 s' \\ & + w_4 s^{\dagger} s s'^{\dagger} s' + w_5 s^{\dagger} s' (d^{\dagger}\tilde{d})_0 + w_6 s^{\dagger} s (d^{\dagger}\tilde{d}')_0 \end{aligned}$$

$$+ u_7 s' \dagger s' (d \dagger \tilde{d})_0 + u_0 (s \dagger s' \dagger + s s') + u_2 [(d \dagger d' \dagger)_0 + (\tilde{d} \tilde{d}')_0], \quad (2.21)$$

这里带撇号的是空穴算符，不带撇号的是粒子算符。式(2.21)的最后两项不保持玻色子数守恒，它们正是唯象研究中引入的组态混合项<sup>[9]</sup>。在给定了壳模型单粒子能量、波函数以及核子有效相互作用后，按照上面所述的方法可以确定  $s$ - $d$  哈密顿量  $h$  全部系数的值，再求出  $h$  的本征值和本征态。经过 MJS 代换可近似地求得低能集体态的费米子波函数<sup>[8]</sup>。

### 三、计算结果和讨论

Sn 核的正常组态为中子组态。计算中单粒子能级的能量取为  $E_{5/2} = 4.0$ ,  $E_{7/2} = 4.25$ ,  $E_{1/2} = 4.85$ ,  $E_{3/2} = 5.2$ ,  $E_{11/2} = 6.1$  (以 MeV 为单位)。对于闯入组态, 50-82 质子主壳能级的能量为  $E_{5/2} = 4.0$ ,  $E_{7/2} = 4.2$ ,  $E_{1/2} = 4.5$ ,  $E_{3/2} = 5.3$ ,  $E_{11/2} = 6$ , 而 28-50 主壳能级的能量为  $E_{3/2} = -1.9$ ,  $E_{1/2} = -1.0$ ,  $E_{5/2} = 0.5$ ,  $E_{9/2} = 1.0$ , 有关的主壳层中所有的能级均已考虑在内, 两个主壳间有 4MeV 的能量差。

同类价核子间的有效相互作用包括对力、四极对力和四极-四极力, 相应的强度参数取为:  $g_n = 0.039\text{MeV}$ ,  $G'_n = 0.01\text{MeV}$ ,  $K'_n = 0.011\text{MeV}$ ,  $g_p = 0.02\text{MeV}$ ,  $G'_p = 0.035$

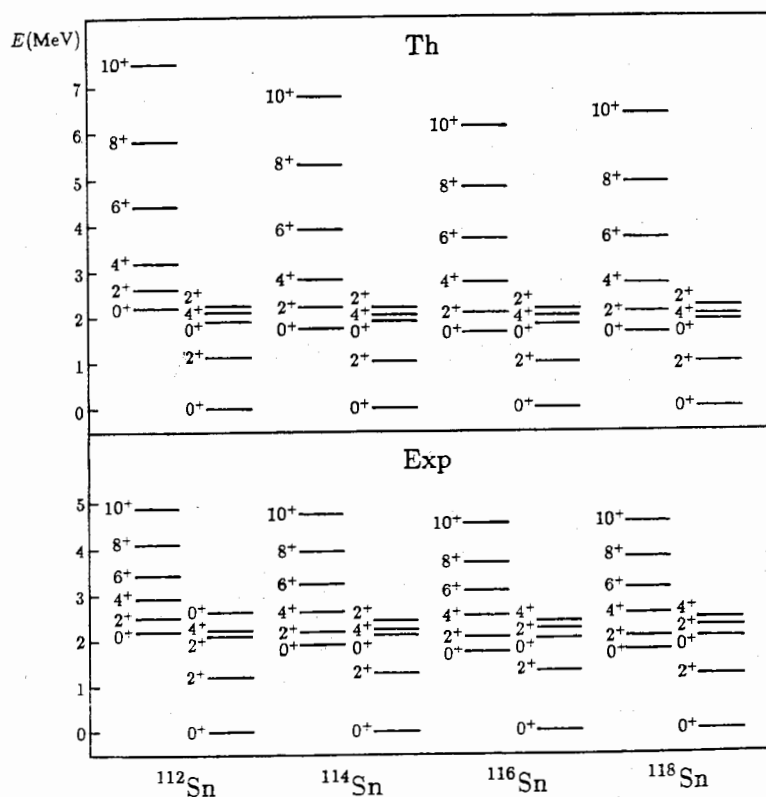


图1  $^{112-118}\text{Sn}$  的能谱

Exp 表示实验值, 取自[1] Th 表示理论值.

表 1  $^{116}\text{Sn}$  各能态波函数的主要分量

$ 0_1^+\rangle = 0.98 00\rangle$	$+0.12 20\rangle$			$-0.10 00\rangle 00\rangle$
$ 0_2^+\rangle = -0.18 00\rangle$	$+0.60 20\rangle$	$+0.22 30\rangle$	$+0.13 40\rangle$	$-0.33 00\rangle 00\rangle$
$-0.30 20\rangle 00\rangle$	$+0.31 12\rangle 10\rangle$	$+0.17 32\rangle 10\rangle$	$+0.28 12\rangle 01\rangle$	$+0.16 32\rangle 01\rangle$
$ 0_3^+\rangle = -0.67 20\rangle$	$-0.25 30\rangle$	$-0.13 40\rangle$		$-0.39 10\rangle 00\rangle$
$-0.19 20\rangle 00\rangle$	$+0.31 12\rangle 01\rangle$	$+0.12 32\rangle 01\rangle$	$+0.28 12\rangle 01\rangle$	$+0.14 24\rangle 11\rangle$
$ 2_1^+\rangle = 0.94 12\rangle$	$+0.21 22\rangle$	$+0.14 32\rangle$		$-0.13 12\rangle 00\rangle$
$ 2_2^+\rangle = -0.48 22\rangle$		$-0.38 12\rangle 00\rangle$	$-0.14 12\rangle 11\rangle$	$-0.18 00\rangle 11\rangle$
$-0.18 32\rangle 00\rangle$	$+0.31 00\rangle 10\rangle$	$+0.20 20\rangle 10\rangle$	$+0.18 24\rangle 10\rangle$	$+0.33 00\rangle 01\rangle$
$+0.21 20\rangle 01\rangle$	$+0.16 24\rangle 01\rangle$	$-0.22 22\rangle 11\rangle$		
$ 2_3^+\rangle = -0.31 12\rangle$	$+0.72 22\rangle$	$+0.23 32\rangle$	$+0.14 42\rangle$	
$-0.18 22\rangle 10\rangle$	$-0.14 32\rangle 00\rangle$	$+0.12 00\rangle 10\rangle$	$+0.10 12\rangle 10\rangle$	$+0.11 22\rangle 10\rangle$
$+0.13 00\rangle 01\rangle$	$+0.10 12\rangle 01\rangle$	$+0.11 22\rangle 01\rangle$	$-0.10 22\rangle 11\rangle$	$-0.19 12\rangle 00\rangle$
$ 4_1^+\rangle = 0.90 24\rangle$	$-0.29 34\rangle$	$-0.15 44\rangle$		$+0.16 24\rangle 00\rangle$
$ 4_2^+\rangle = 0.24 24\rangle$		$+0.38 24\rangle 00\rangle$	$+0.12 34\rangle 00\rangle$	$+0.24 00\rangle 11\rangle$
$+0.17 44\rangle 00\rangle$	$-0.36 12\rangle 10\rangle$	$-0.11 22\rangle 10\rangle$	$-0.21 32\rangle 10\rangle$	$-0.15 36\rangle 10\rangle$
$-0.39 12\rangle 10\rangle$	$-0.12 22\rangle 01\rangle$	$-0.22 32\rangle 01\rangle$	$-0.14 36\rangle 11\rangle$	$+0.21 24\rangle 11\rangle$
$+0.16 20\rangle 11\rangle$				
$ 6^+\rangle = 0.27 36\rangle$		$+0.36 36\rangle 00\rangle$	$+0.28 12\rangle 11\rangle$	$+0.16 32\rangle 11\rangle$
$-0.38 24\rangle 10\rangle$	$-0.18 36\rangle 10\rangle$	$-0.41 24\rangle 01\rangle$	$-0.16 34\rangle 01\rangle$	$-0.19 36\rangle 01\rangle$
$ 8^+\rangle = -0.27 48\rangle$	$-0.35 48\rangle 00\rangle$	$+0.17 56\rangle 01\rangle$	$-0.31 24\rangle 11\rangle$	$-0.15 44\rangle 11\rangle$
$+0.40 36\rangle 01\rangle$	$+0.18 46\rangle 10\rangle$	$+0.16 56\rangle 10\rangle$	$+0.43 36\rangle 01\rangle$	$+0.19 46\rangle 01\rangle$
$ 10^+\rangle = 0.24 510\rangle$		$+0.34 510\rangle 00\rangle$	$-0.42 48\rangle 01\rangle$	$-0.45 48\rangle 01\rangle$
$-0.21 58\rangle 01\rangle$	$+0.33 36\rangle 11\rangle$	$-0.19 510\rangle 10\rangle$		

MeV,  $K'_p = 0.068\text{MeV}$ . 中子-质子相互作用为四极-四极力,  $K'_{np} = 0.102\text{MeV}$ . 它们对  $^{112-116}\text{Sn}$  是相同的,  $^{118}\text{Sn}$  的价中子数超过半满主壳可容纳数,作了粒子-空穴变换,因此参数有微小的调整.

$s$ - $d$  哈密顿量  $h$  本征值方程的求解是在整个态空间进行的. 态空间由以下形式的基矢张成:

$$|R, JM\rangle = \sum \langle I_n M_n I_p M_p | LM \rangle |N_n n_n \nu \lambda I_n M_n \rangle |N_p n_p N_h n_h I_p M_p \rangle, \quad (3.1)$$

其中  $|N_n \nu \lambda I_n M_n \rangle$  是中子部分的  $U(5)$  基矢,  $N_p = N_h = 0$  时对应正常组态,  $N_p = N_h = 1$  对应闯入组态,  $n_p(n_h)$  为质子(空穴)的  $d$  玻色子数. 因为没有作近似,除了集体态空间截断以外,没有其它因素影响计算的结果.

图 1 给出了  $^{112-118}\text{Sn}$  能谱的计算结果. 我们看到,在能谱结构方面,理论计算正确地描述了实验观测到的基本特征,除了原来用振动解释的  $2_1^+$  和  $0_1^+, 2_2^+, 4_1^+$  三重态以外,还存在以  $0_1^+$  为带头的准转动带,它们与实验均定性符合得较好. 为了明确各个激发态的性质,我们分析了它们的波函数. 以  $^{116}\text{Sn}$  为例,在表 1 中给出了各能态波函数的主要分量,其中正常组态的基矢简记为  $|n_n I_n \rangle$ , 闯入组态的基矢简记为  $|n_n I_n \rangle |n_p n_h \rangle$ , 由它们能确定省写的主要量子数. 表 1 的数据表明  $2_1^+$  态基本上是由一个中子  $d$  玻色子形成

的激发态,  $4^+$  主要是两个中子 d 玻色子形成的激发态. 对于  $0^+_{2,3}$  和  $2^+_{3,4}$ , 波函数中闯入组态分量占较大的比例, 它们是两种组态强烈混合形成的. 准转动带波函数中闯入组态的分量都占主要地位. 因此, 波函数的分析表明, 理论上对各个激发态性质的描述与实验结果也是一致的<sup>[1]</sup>.

在数值计算工作中, 我们发现价中子数、中子-质子相互作用以及质子的粒子-空穴相互作用等几个因素强烈地影响各激发态特别是准转动带的性质.

随着价中子数的增加, 准转动带的能量将迅速地下降, 如图 2 所示, 而以正常组态分量为为主的态没有类似的变化. 对照实验资料, 这说明理论正确地反映了激发谱随中子数变化的规律, 同时也表明有一定数量的价中子是在低能区能够观察到准转动带的条件.

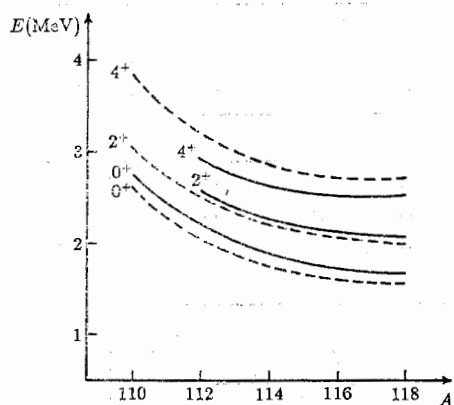


图 2 准转动带随质量数的变化  
虚线为计算结果, 实线为实验值

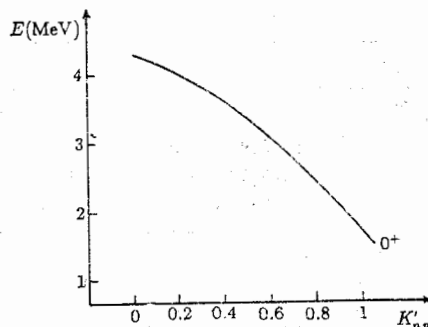


图 3 准转动带带头能量随中子-质子相互作用的变化

再看中子-质子相互作用, 以  $^{114}\text{Sn}$  为例, 保持所有参数不变, 仅改变作用强度  $K_{np}$  算出的准转动带带头的能量见图 3. 从图中曲线可以看到, 中子-质子相互作用对于补偿质子对跨越主壳激发的能量来说是非常重要的.

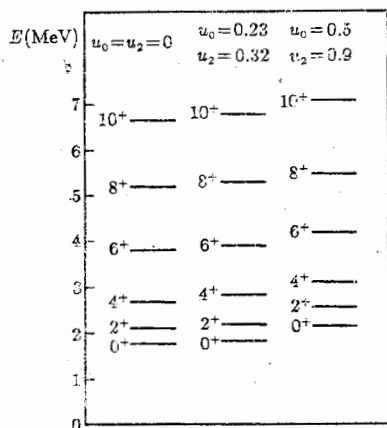


图 4 准转动带受  $u_0$  和  $u_2$  的影响

至于粒子-空穴相互作用, 为了更清楚地看出它的影响, 考虑到混合系数  $u_0$  和  $u_2$  由它决定, 我们直接改变  $u_0$  和  $u_2$  的值计算了  $^{114}\text{Sn}$ , 结果如图 4. 粒子-空穴相互作用事实上对能谱的影响并不明显, 但是却强烈地影响波函数. 例如  $0^+_{2,3}$  态, 当  $u_0 = u_2 = 0$  时为纯的闯入态, 当  $u_0 = 0.45, u_2 = 0.9$  时, 闯入态的分量下降到只占 60%. 因此, 激发态的性质对于质子的粒子-空穴相互作用有很强的依赖性.

根据以上计算和分析, 我们认为, 本文提出的研究方案看来能对 Sn 核的激发态, 特别是准转动带提供一种微观解释. 用它可以探讨质子对  $2p-2h$  激发的机制. 计算表明两种组态的混合是明显的, 即使对于本来理解为纯中

子激发的  $2^+$  和  $0^+$ , 闯入组态的分量也不能完全忽略, 另外, 能量超过 3.5 MeV 的能态, 能量的计算值系统地偏高. 在这个能量范围, 应当考虑  $s, d$  以外的自由度. 对波函数也还必须作进一步的考察.

作者感谢杨泽森教授对本工作提出了许多宝贵的意见.

### 参 考 文 献

- [1] J. Bron, W. H. A. Hesselink, A. Van Poelgeest, J. J. A. Zalmstra, M. J. Uitzinger, H. Verheul, H. Heyde, M. Waroquier, P. Van Isacker and H. Vincx, *Nucl. Phys.*, **A318**(1979), 335.
- [2] H. W. Fielding, R. E. Anderson, C. D. Zafiratos, D. A. Lind, F. E. Cecil, H. H. Wieman and W. P. Alford, *Nucl. Phys.*, **A281**(1977), 389.
- [3] J. L. Wood, *Nucl. Phys.*, **A421**(1984), 43.
- [4] P. Van Isacker, K. Heyde, M. Waroquier and G. Wenes, *Phys. Lett.*, **B104**(1981), 5; *Nucl. Phys.*, **A380**(1982), 383.
- [5] P. D. Duval and B. R. Barrett, *Nucl. Phys.*, **A376**(1982), 213.
- [6] 杨泽森、刘庸、田晓岑, 高能物理与核物理, **6**(1982), 472; *Chin. Phys.*, **3**(1983), 345.
- [7] Yang Ze-sen, Liu Yong and Qi Hui, *Nucl. Phys.*, **A421**(1984), 297c.
- [8] 杨泽森, 高能物理与核物理, **9**(1985), 341.
- [9] J. S. Bell, *Nucl. Phys.*, **12**(1959), 119.
- [10] D. Janssen, F. Donau, S. Frauendorf and R. V. Jolos, *Nucl. Phys.*, **A172**(1971), 145.
- [11] T. Usui, *Progr. Theor. Phys.*, **23**(1960), 787.

## MICROSCOPIC STUDY OF QUASI-ROTATIONAL BANDS IN DOUBLE-EVEN Sn NUCLEI

PAN WUMING LIU YONG

(*Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan*)

QI HUI

(*Department of Physics, Peking University*)

### ABSTRACT

Based on the boson expansion and the so-called Jancovici-Schiff substitution, and approach has been developed to study the microscopic foundation of the interacting boson model. In this work an extension of the approach is made, thus one is able to treat the excitations of such system in which several neutron bosons, a proton boson and a proton-hole boson exist. With the consideration of the proton two-particle two-hole excitation configurations we have studied the intruder quasi-rotational bands in double-even Sn nuclei. The Calculated results are compared with experiment and some features of the configuration mixture are discussed.