

# 近满壳偶偶核闯入态的微观描述

刘庸

(华中师范大学, 粒子物理研究所, 武汉 430070)

齐辉 杨泽森

(北京大学物理系, 北京 100871)

## 摘要

对于近满壳的偶偶核, 以正常组态、质子对  $2p-2h$  激发组态及核子-核子有效相互作用为出发点, 本文提出一种研究闯入态性质和组态混合的理论方法。

## 一、引言

实验表明, 对于质子数  $Z$  接近幻数而中子数接近半满主壳的核, 例如 Cd、Sn、Te、Hg 的一些同位素及邻近的奇  $A$  核, 在核谱的低能区普遍观测到闯入态<sup>[1-5]</sup>。两质子转移反应截面的测量和分析已揭示<sup>[4,6]</sup>, 质子对可以克服两倍于主壳能隙的非扰动能激发到较高的主壳层, 同类核子之间的对关联、中子-质子剩余相互作用及质子和空穴的 Coulomb 相互作用<sup>[7]</sup>能补偿大部分激发能使闯入态下降到低能区。在我们以前的工作中<sup>[8]</sup>, 曾针对单幻核这种特殊的简单情况, 提出一种描述闯入态的微观理论方案, 用它研究 Sn 同位素获得了较好的结果。本文将较详细和系统地阐述方案的观点和做法。与其他合作者做的计算和分析结果将另行报道。

本文方案汲取了在 IBM 框架内作唯象研究工作的经验<sup>[9]</sup>。唯象工作中考虑到质子对的  $2p-2h$  激发, 虽然仍以幻数为基准计算玻色子数, 但对质子要考虑分别由粒子和空穴占据的两个价壳层, 还需要在哈密顿量中引进耦合项描述正常组态和闯入组态的混合, 引入一个计及主壳能隙、对关联等因素整体效应的有效参量描述两组态之间非扰动能量之差<sup>[9]</sup>。对应于上述做法, 以壳模型组态和核子-核子有效相互作用为出发点的微观研究也应同时考虑两种费米子组态, 通过探讨中子、质子和空穴型  $s$ ,  $d$  玻色子的微观结构实现集体态子空间截断, 并推导出集体哈密顿量。因此, 微观研究更便于探讨正常组态和闯入组态之间产生混合的物理机制、混合的条件及强度。另外, 主壳能隙已被包含在质子的两个价壳层单粒子能级分布之中, 对关联等相互作用被直接加以讨论, 所以微观研究方案中没有必要引入有效能隙这一参量。

## 二、理论方法

### 2.1. 正常组态与闯入组态

描述价中子自由度只要考虑一个价壳层. 设体系有  $2N_n$  个价中子, 以  $i$  代表单粒子能级量子数  $nlj$  的缩写,  $k$  代表能级数, 中子组态表为

$$(i_1, i_2, \dots, i_k)^{2N_n}. \quad (2.1)$$

对于质子自由度, 因有越过主壳的激发, 必须同时考虑两个价壳层. 把费米面取在两个价壳层之间, 对上壳用粒子描述, 对下壳用空穴描述, 用与 (2.1) 同样的表达方式, 质子组态可以一般地记为

$$(i'_1, i'_2, \dots, i'_x)^x (i''_1, i''_2, \dots, i''_{x'})^{x'}, \quad (2.2)$$

其中  $x$  和  $x'$  分别为空穴数和粒子数. 当体系处于基态时, 不必考虑质子对越过主壳激发的分量, 对应的组态称为正常组态, 此时 (2.2) 式的  $x$  和  $x'$  中有一个等于零. 若质子数  $Z$  小于幻数, 有  $x' = 0$  且  $x = 2N_h = \sum_j (2j' + 1) - Z$ , 若  $Z$  大于幻数, 则  $x = 0$  且

$$x' = 2N_p = Z - \sum_j (2j' + 1).$$

为便于叙述, 下面只讨论前一种情况, 至于后一情况下的结果, 只要在导出的表达式中交换标记空穴和粒子的指标就可以获得.

既有粒子又有空穴的组态称为闯入组态, 限于能量最低的  $2p-2h$  激发, 闯入组态记为

$$(i'_1, i'_2, \dots, i'_x)^{2(N_h+1)} (i''_1, i''_2, \dots, i''_{x'})^2. \quad (2.3)$$

与正常组态相比, 体系的“有效价核子数增加了 4 个.”

价核子的产生、湮灭算符用  $a_a^{(\sigma)\dagger}$ 、 $a_a^{(\sigma)}$  代表, 上标  $\sigma$  取  $n$ 、 $p$  或  $h$  用以区别中子、质子或空穴自由度, 则正常态空间由以下形式的基矢张成:

$$\left( \prod_{n=1}^{2N_n} a_{a_n}^{(n)\dagger} \right) \left( \prod_{l=1}^{2N_h} a_{\beta_l}^{(h)\dagger} \right) |0\rangle, \quad (2.4)$$

而闯入态空间由以下形式的基矢张成:

$$\left( \prod_{n=1}^{2N_n} a_{a_n}^{(n)\dagger} \right) \left( \prod_{l=1}^{2N_h+2} a_{\beta_l}^{(h)\dagger} \right) a_{\gamma_1}^{(p)\dagger} a_{\gamma_2}^{(p)\dagger} |0\rangle. \quad (2.5)$$

### 2.2. 价核子哈密顿量

讨论以下形式的价核子哈密顿量:

$$H_f = H_f^{(n)} + H_f^{(p)} + H_f^{(np)}, \quad (2.6)$$

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, 上式各项可一般地写成

$$H_f^{(\tau)} = \sum_a E_a^{(\tau)} a_a^{(\tau)\dagger} a_a^{(\tau)} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\tau)} a_\alpha^{(\tau)\dagger} a_\beta^{(\tau)\dagger} a_\gamma^{(\tau)} a_\delta^{(\tau)} \quad (\tau = n, p), \quad (2.7)$$

$$H_f^{(np)} = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)} a_\alpha^{(n)\dagger} a_\beta^{(p)\dagger} a_\gamma^{(p)} a_\delta^{(n)}, \quad (2.8)$$

式中对质子指标的求和要遍及上、下两个价壳层的所有单粒子态。为了便于以后作具体核的计算,设同类价核子之间的有效相互作用包括对力、四极对力和四极力,

$$H_f^{(\tau)} = \sum_{\alpha} E_{\alpha}^{(\tau)} a_{\alpha}^{(\tau)\dagger} a_{\alpha}^{(\tau)} - g_{\tau} P^{(\tau)} P^{(\tau)\dagger} - \frac{1}{2} G_{\tau} \sum_{\mu} P_{\mu}^{(\tau)} P_{\mu}^{(\tau)\dagger} - \frac{1}{2} K_{\tau} \sum_{\mu, k \neq k'} (-1)^{\mu} q_{\mu}^{(\tau)}(k) q_{\mu}^{(\tau)}(k'), \quad (2.9)$$

其中  $g_{\tau}$ 、 $G_{\tau}$  和  $K_{\tau}$  是强度参数,式中算符形式如下:

$$P^{(\tau)} = \sum_{i m} a_{i m}^{(\tau)\dagger} \tilde{a}_{i m}^{(\tau)\dagger}, \quad (2.10)$$

$$P_{\mu}^{(\tau)} = \sum_{i m i' m'} \langle i m | q_{\mu}^{(\tau)} | i' m' \rangle a_{i m}^{(\tau)\dagger} \tilde{a}_{i' m'}^{(\tau)\dagger}, \quad (2.11)$$

$$q_{\mu}^{(\tau)} = r^2 Y_{2\mu}^{(\tau)}, \quad (2.12)$$

$$\tilde{a}_{i m}^{(\tau)\dagger} = (-1)^{j+m} a_{i m}^{(\tau)\dagger} \quad (\tau = n, p), \quad (2.13)$$

中子-质子有效相互作用取为四极力,形式如(2.9)式的末项。

对应于质子组态(2.2),费米面取在两个价壳层之间时,在较低的壳层内应作粒子-空穴变换。把质子的粒子与空穴自由度分开后得到

$$H_f^{(p)} = H_f^{(p)} + H_f^{(h)} + H_f^{(ph)}, \quad (2.14)$$

$$H_f^{(np)} = H_f^{(np)} + H_f^{(nh)}. \quad (2.15)$$

此时对粒子和空穴指标的求和已被分别限制在上、下两个价壳层内。(2.14)式中前两项包括质子和空穴的对关联,这一点容易通过(2.9)式看出,而主壳能隙则体现在  $H_f^{(p)}$  项单粒子能级的能量值上,当然还有其它形式的相互作用,特别是质子与空穴的相互作用  $H_f^{(ph)}$ ,它的表达式如下:

$$H_f^{(ph)} = \sum_{\alpha \beta \lambda \nu} P'_{\alpha \beta \lambda \nu} a_{\lambda}^{(h)\dagger} a_{\nu}^{(h)\dagger} a_{\alpha}^{(p)\dagger} a_{\beta}^{(p)\dagger} + \sum_{\alpha \beta \lambda \nu} P'_{\alpha \beta \lambda \nu} a_{\lambda}^{(h)} a_{\nu}^{(h)} a_{\alpha}^{(p)} a_{\beta}^{(p)} - \sum_{\alpha \beta \lambda \nu} P'_{\alpha \lambda \beta \nu} a_{\alpha}^{(p)\dagger} a_{\beta}^{(p)} a_{\nu}^{(h)\dagger} a_{\lambda}^{(h)} + \sum_{\alpha \lambda} P'_{\alpha \lambda \alpha} a_{\alpha}^{(p)\dagger} a_{\alpha}^{(p)}, \quad (2.16)$$

其中  $\bar{\lambda} \equiv (n l j_{\lambda} - m_{\lambda})$ , 及

$$P'_{\alpha \beta \lambda \nu} = (-1)^{j_{\lambda} + j_{\nu} + m_{\lambda} + m_{\nu}} P_{\alpha \beta \lambda \nu}, \quad (2.17)$$

$$P'_{\alpha \lambda \beta \nu} = (-1)^{j_{\lambda} + j_{\nu} + m_{\lambda} + m_{\nu}} P_{\alpha \lambda \beta \nu}. \quad (2.18)$$

(2.16)式的第一项描述一对质子和一对空穴同时产生,即正常组态向闯入组态跃迁,第二项正相反,它们只有在不同组态之间才有非零矩阵元,因此是费米子形式的组态耦合项。

### 2.3. 哈密顿量的玻色子表示

首先借助玻色子展开理论把体系的费米子描述转变为理想玻色子描述。费米子态矢量  $|\psi\rangle$  与玻色子态矢量  $|\phi\rangle$  的对应关系由算符  $U$  决定,

$$|\psi\rangle = U |\phi\rangle, \quad (2.19)$$

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

$$U H_f = H_B U. \quad (2.20)$$

按照 Dyson 展开<sup>[10]</sup>,对每一种自由度  $\sigma$ , 变换算符的形式为

$$U_\sigma = \langle 0 | e^{\frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger} a_\beta^{(\sigma)} a_\alpha^{(\sigma)}} | 0 \rangle, \quad (2.21)$$

(2.20) 式中的  $U$  是  $U_n$ 、 $U_p$  和  $U_h$  的乘积。式中理想玻色子算符  $A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger}$  满足下标交换的反对称性及玻色子算符的对易关系。基本算符的变换关系为:

$$U_\sigma a_\alpha^{(\sigma)} a_\beta^{(\sigma)} = A_{\beta\alpha}^{(\sigma)} U_\sigma, \quad (2.22)$$

$$U_\sigma a_\alpha^{(\sigma)\dagger} a_\beta^{(\sigma)} = \left( \sum_\lambda A_{\alpha\lambda}^{(\sigma)\dagger} A_{\beta\lambda}^{(\sigma)} \right) U_\sigma, \quad (2.23)$$

$$U_\sigma a_\alpha^{(\sigma)\dagger} a_\beta^{(\sigma)\dagger} = \left( A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger} - \sum_{\lambda\nu} A_{\alpha\lambda}^{(\sigma)\dagger} A_{\beta\lambda}^{(\sigma)\dagger} A_{\lambda\nu}^{(\sigma)} \right) U_\sigma. \quad (2.24)$$

用(2.20)–(2.24)式可求得  $H_f$  的玻色子表示,但是展开的途径并不唯一,在[11]中已证明,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,例如

$$H_B^{(\sigma)} = H_B^{(\sigma 1)} + H_B^{(\sigma 2)}, \quad (2.25)$$

$$H_B^{(\sigma 1)} = \sum_\alpha E_\alpha^{(\sigma)} \sum_\lambda A_{\alpha\lambda}^{(\sigma)\dagger} A_{\alpha\lambda}^{(\sigma)} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger} A_{\delta\gamma}^{(\sigma)}, \quad (2.26)$$

$$H_B^{(\sigma 2)} = - \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)} \sum_{\lambda\lambda'} A_{\alpha\lambda}^{(\sigma)\dagger} A_{\beta\lambda'}^{(\sigma)\dagger} A_{\gamma\lambda}^{(\sigma)} A_{\delta\lambda'}^{(\sigma)}, \quad (2.27)$$

式中  $\sigma = n, p$  或  $h$ 。但是(2.16)式的前两项不具有以上性质,用(2.22)和(2.24)式后得到

$$\begin{aligned} H_B^{(ph)} = & \sum_{\alpha\beta\lambda\nu} P'_{\alpha\beta\lambda\nu} (A_{\lambda\nu}^{(h)\dagger} A_{\alpha\beta}^{(p)\dagger} + A_{\alpha\beta}^{(p)} A_{\lambda\nu}^{(h)}) \\ & - \sum_{\alpha\beta\lambda\nu} P'_{\alpha\beta\lambda\nu} \left( \sum_{\rho\kappa} A_\alpha^{(p)\dagger} A_{\lambda\rho}^{(h)\dagger} A_{\nu\kappa}^{(h)\dagger} A_{\rho\kappa}^{(h)} + \sum_{\gamma\delta} A_{\lambda\nu}^{(h)\dagger} A_{\alpha\gamma}^{(p)\dagger} A_{\beta\delta}^{(p)\dagger} A_{\gamma\delta}^{(p)} \right) \\ & + \sum_{\alpha\beta\lambda\nu} P'_{\alpha\beta\lambda\nu} \left( \sum_{\rho\kappa\gamma\delta} A_{\lambda\rho}^{(h)\dagger} A_{\nu\kappa}^{(h)\dagger} A_{\alpha\gamma}^{(p)\dagger} A_{\beta\delta}^{(p)\dagger} A_{\rho\kappa}^{(h)} A_{\gamma\delta}^{(p)} \right) \\ & + \sum_{\alpha\beta\lambda\nu} P'_{\alpha\beta\lambda\nu} \left( \sum_{\rho\gamma} A_{\lambda\rho}^{(h)\dagger} A_{\alpha\gamma}^{(p)\dagger} A_{\nu\rho}^{(h)} A_{\beta\gamma}^{(p)} \right). \end{aligned} \quad (2.28)$$

很明显,式中第一项是理想玻色子形式的组态耦合项,第二和第三项不保持厄米性,是Dyson展开产生的,它们也只在两种组态之间才有非零矩阵元,因此也对组态混合作贡献。

#### 2.4. s, d 玻色子的确定

本文仍用处理一般偶偶核体系的方法确定 s, d 玻色子<sup>[11,12]</sup>。为此,先引入以下满足标准玻色子对易关系的  $Q$  玻色子产生算符:

$$Q_{r\pi JM}^{(\sigma)\dagger} = \sum_{\alpha < \beta} x_{\alpha\beta(M)}^{\sigma r\pi} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger}, \quad (2.29)$$

要求  $Q_{r\pi JM}^{(\sigma)\dagger} | 0 \rangle$  是  $H_B$  的本征态,即

$$H_B Q_{r\pi JM}^{(\sigma)\dagger} | 0 \rangle = \varepsilon_{r\pi J}^{(\sigma)} Q_{r\pi JM}^{(\sigma)\dagger} | 0 \rangle. \quad (2.30)$$

用(2.30)式来确定(2.29)式中的变换系数  $x_{\alpha\beta(M)}^{\sigma r\pi}$ , 那么从  $A$  玻色子到  $Q$  玻色子表象的变换是么正变换,可以把  $H_B$  写成以  $Q$  玻色子算符表达的形式,

$$H_B = H_B(Q_{r\pi JM}^{(\sigma)\dagger}, Q_{r\pi JM}^{(\sigma)}). \quad (2.31)$$

从(2.25)–(2.27)式可知,(2.30)中起作用的只有由(2.26)给出的玻色子单体项 $H_B^{(\sigma)}$ ,它的第二部分来自同类核子之间的有效相互作用,于是在按(2.30)确定 $Q$ 玻色子时,已包括了相互作用的贡献,在适当的有效相互作用下,宇称为 $\pi$ 、角动量为 $J$ 的 $Q$ 玻色子之中,能量最低者(对应于 $r=0$ )有很强的集体性,特别是 $J^\pi=0^+$ 和 $2^+$ 的 $Q$ 玻色子具有最强的集体性,适合于用来描述体系的集体性质.因此,可以把 $Q_{0^+0}^{\dagger}$ 和 $Q_{0^+2m}^{\dagger}$ 分别看作是 $s, d$ 玻色子产生算符 $s^\dagger$ 和 $d_{\sigma m}^\dagger$ 的主要成份,给出 $s, d$ 玻色子的定义.在文献[12]中详细阐述了引入一个么正变换 $W$ 定义 $s, d$ 的方法,这里不再重复.在最低阶近似下,可以试探性地就取 $Q_{0^+0}^{\dagger}$ 和 $Q_{0^+2m}^{\dagger}$ 为 $s_\sigma^\dagger$ 和 $d_{\sigma m}^\dagger$ .

## 2.5. s-d 哈密顿量

给出 $s, d$ 玻色子的定义以后,就可以对态空间作 $s-d$ 截断,然后求出 $s-d$ 子空间中 $H_B$ 的等效算符,这里称它为 $s-d$ 哈密顿量,

$$h_{sd} = \sum_{\sigma} h^{(\sigma)} + h^{(np)} + h^{(nh)} + h^{(ph)}, \quad (2.32)$$

其中 $h^{(\sigma)}$ 只含一种类型的自由度,形式如第一类IBM哈密顿量, $h^{(np)}$ 和 $h^{(nh)}$ 分别是中子-质子和中子-空穴相互作用项,所有系数都可以通过求 $H_B$ 在相应 $s-d$ 态之间的矩阵元推导出来.在文献[11,13]中已给出了系数的表达式.(2.32)式的最后一项是价质子的粒子-空穴相互作用,本文导出的形式为:

$$h^{(ph)} = h_{mix} + h_1 + h_2, \quad (2.33)$$

其中

$$h_{mix} = u_0(s^\dagger s'^\dagger + ss') + u_2[(d^\dagger d'^\dagger)_0 + (\tilde{d}\tilde{d}')_0], \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} h_1 = & \sum_I C_I [(d^\dagger d'^\dagger)_I (\tilde{d}\tilde{d}')_I]_0 + w_1 \{s^\dagger s'^\dagger (\tilde{d}\tilde{d}')_0 + (d^\dagger d'^\dagger)_{0s} s'\} \\ & + w_2 \{s^\dagger [d'^\dagger (\tilde{d}\tilde{d}')_0] + [(d^\dagger d'^\dagger)_2 \tilde{d}' ]_{0s}\} + w_3 \{s'^\dagger [d^\dagger (\tilde{d}\tilde{d}')_2]_0 \\ & + [(d'^\dagger d^\dagger)_2 \tilde{d}]_{0s'}\} + w_4 s^\dagger s'^\dagger s s' + w_5 \{s^\dagger (d'^\dagger \tilde{d})_{0s'} + s'^\dagger (d^\dagger \tilde{d}')_{0s}\} \\ & + w_6 s^\dagger (d'^\dagger \tilde{d}')_{0s} + w_7 s'^\dagger (d^\dagger \tilde{d})_{0s'}, \end{aligned} \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} h_2 = & g_1 s^\dagger s'^\dagger s'^\dagger s' + g_2 s^\dagger s'^\dagger (d'^\dagger \tilde{d}')_0 + g_3 s^\dagger (d'^\dagger d'^\dagger)_{0s'} + g_4 s^\dagger [d'^\dagger (d'^\dagger \tilde{d}')_2]_0 \\ & + g_5 s'^\dagger s'^\dagger (d^\dagger \tilde{d}')_0 + g_6 s'^\dagger (d^\dagger d'^\dagger)_{0s'} + g_7 s'^\dagger [d^\dagger (d'^\dagger \tilde{d}')_2]_0 \\ & + g_8 [(d^\dagger d'^\dagger)_2 d'^\dagger]_{0s'} + \sum_L g_9^{(L)} [(d^\dagger d'^\dagger)_L (d'^\dagger \tilde{d}')_L]_0. \end{aligned} \quad (2.36)$$

为便于书写,上述各式中带撇号的是空穴型玻色子算符,不带撇号的是粒子型玻色子算符.系数的表达式都已推导出来,但因很冗长,在此只给出耦合项的系数作为例子.

$$u_0 = g_{ph} S_{i''} S_{i'} + \frac{1}{2} K_{ph} S_{i'' i'}, \quad (2.37)$$

$$u_2 = \frac{1}{10} \sqrt{5} G_{ph} d_{i''} d_{i'} - \frac{1}{2} \sqrt{5} K_{ph} d_{i'' i'}, \quad (2.38)$$

$$S_{i''} = \sum_{i'''} \sqrt{2j'''+1} y_{i'''}^{i''}, \quad S_{i'} = \sum_{i'''} \sqrt{2j'''+1} y_{i'''}^{i'}, \quad (2.39)$$

$$S_{i''i'} = \sum_{i''i'} (q_{i''i'})^2 \frac{y_{i''}^{i''}}{\sqrt{2j''+1}} \frac{y_{i'}^{i'}}{\sqrt{2j'+1}}, \quad (2.40)$$

$$d_{i''} = \sum_{i''i_1 i_2} q_{i''i_1 i_2} y_{i_1 i_2}^{d i''}, \quad d_{i'} = \sum_{i''i_1 i_2} q_{i''i_1 i_2} y_{i_1 i_2}^{d i'}, \quad (2.41)$$

$$d_{i''i'} = \sum_{i''i_1 i_2} q_{i''i_1 i_2} q_{i''i_1 i_2} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & 2 \\ j_1 & j_2 & 2 \end{Bmatrix} y_{i_1 i_2}^{d i''} y_{i_1 i_2}^{d i'}, \quad (2.42)$$

$$y_{i_1 i_2} = \sqrt{1 + \delta_{i_1 i_2}} x_{i_1 i_2} \quad (i_1 \leq i_2), \quad (2.43)$$

$$y_{i_1 i_2} = \sqrt{1 + \delta_{i_1 i_2}} x_{i_2 i_1} \quad (i_1 > i_2), \quad (2.44)$$

式中态指标由(2.3)式定义。

在(2.33)式中,  $h_{mi_2}$  正是唯象工作中引入的组态耦合项<sup>[9]</sup>.  $h_1$  中的许多项正比于质子数和空穴数, 起到补偿 2p-2h 激发能的作用.  $h_2$  是来源于 Dyson 展开的非厄米项。

### 三、结 语

上节末已给出微观 s-d 哈密顿量的表达式. 只要给定壳模型的单粒子能量及核子之间有效相互作用的强度, 就可计算出  $h_{sd}$  的所有系数. 得到的  $h_{sd}$  是非厄米的, 需要求解非厄米本征值问题. 如果  $h_{sd}$  的本征态近似地为  $H_B$  的本征态, 那么它的本征值就近似地是  $H_f$  的本征值. 至于波函数, 应投影到物理子空间, 或经 MJS 代换<sup>[12]</sup>成为费米子波函数, 再计算各种矩阵元.

迄今为止, 唯象 IBM 组态混合研究并不区分粒子与空穴型的质子玻色子, 认为这样做是一种近似<sup>[14]</sup>. 从(2.30)式可知, 本文方案中不同类型的玻色子有不同的微观结构, 取决于同类自由度之间的相互作用, 表现在结构常数  $x_{\alpha\beta\gamma}^{j_1 j_2}$  上. 若以粒子及空穴型质子玻色子的微观结构为基础, 通过对闯入态的某些现象作理论分析, 例如研究两质子转移反应的矩阵元, 与实验对比, 也许可以更直接地检验 IBM 关于核子对激发这一观念的合理性.

唯象分析指出必须有耦合项才能满意解释实验资料. 本文给出了从理论上推导耦合项的方法, 并在选定的相互作用下导出了其中系数的表达式. 组态混合是由质子的粒子-空穴相互作用产生的. 因为对实验资料作分析可获得混合强度方面的知识, 于是结合理论可推断粒子-空穴相互作用的类型和强度, 增进人们对造成集体关联的有效相互作用的了解.

本文方案直接讨论补偿质子对 2p-2h 激发能的各种因素. 某些相互作用除了补偿能量以外, 还有其它效应, 例如质子之间或空穴之间的对关联, 它通过确定相应 s 玻色子的结合能提供能量补偿, 同时也对 s, d 玻色子之间的某些相互作用项有贡献, 因而影响 s-d 哈密顿量的性质. 此外, 体系的态空间包括正常态空间与闯入态空间两部分, 本文用一个 s-d 哈密顿量(2.32)同时描述体系的全部激发态, 而唯象工作以不同的哈密顿量描述不同组态, 然后取能量最低态作混合<sup>[9]</sup>, 相比之下, 本文的做法似乎更为自然.

## 参 考 文 献

- [1] R. Julin et al., *Z. Phys.*, **A296** (1980), 315.  
 [2] A. Mheemmed et al., *Nucl. Phys.*, **A412** (1984), 113.  
 [3] J. Bron et al., *Nucl. Phys.*, **A318** (1979), 335.  
 [4] J. L. Wood, *Nucl. Phys.*, **A421** (1984), 43c.  
 [5] D. Kolb and C. Y. Wong, *Nucl. Phys.*, **A245** (1975), 205.  
 [6] H. W. Fielding et al., *Nucl. Phys.*, **A281**(1977), 389.  
 [7] K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier, G. Wenes and M. Sambataro, *Phys. Rev.*, **C25**(1982), 3160.  
 [8] 潘武明、刘庸、齐辉, 高能物理与核物理, **14**(1990), 49.  
 [9] P. D. Duval and B. R. Barrett, *Nucl. Phys.*, **A376**(1982), 213; *Phys. Lett.*, **100B**(1981), 223.  
 [10] D. Janssen, F. Donau, S. Franendorf and R. V. Jolos, *Nucl. Phys.*, **A172**(1971), 145.  
 [11] Z. S. Yang, Liu Yong and Qi Hui, *Nucl. Phys.*, **A421**(1984), 297c;.  
 [12] 杨泽森, 高能物理与核物理, **9**(1985), 341.  
 [13] 杨泽森、刘庸、田晓岑, 高能物理与核物理, **6**(1982), 472; *Chin. Phys.*, **3**(1983), 345.  
 [14] P. Van Isacker, K. Heyde, M. Waroquier and G. Wenes, *Nucl. Phys.*, **A380**(1982), 383.

## Microscopic Description of Intruder States in Doubly Even Nuclei Near Closed Shells

LIU YONG

(Institute of particle physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan 430070)

QI HUI YANG ZESEN

(Department of physics, Peking University, 100871)

### ABSTRACT

Starting from the normal and proton 2p-2h excitation configurations, as well as the effective nucleon-nucleon interactions, a microscopic approach is proposed to investigate the properties of intruder states and configuration mixing in the doubly even nuclei near closed shells.