

偶偶核高自旋态的微观研究 (I) 理论方案

桑建平

(武汉大学物理系 武汉 430072)

刘庸

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430070)

1993年3月26日收到

摘 要

从壳模型组态及核子-核子有效相互作用出发,借助于广义的玻色子展开方法,建立了一种研究偶偶核高自旋态的微观理论方案。

关键词 壳模型组态,核子-核子有效相互作用,偶偶核高自旋态。

1 引 言

在偶偶核高自旋态的实验研究中,很多核显示出众所周知的回弯现象。对于回弯机制,已被大家接受的观点是:转动惯量的突然变化是由于两准粒子带与基带交叉引起的^[1]。理论计算与实验分析指出:由于科氏反配对效应和转动顺排效应随着角动量的增加而增加,侵入轨道如 $h_{11/2}$ 、 $i_{13/2}$ 非常重要。

相互作用玻色子模型能很好地描述偶偶核的正常低能态,为了描述核的较高激发态,须引入玻色子拆成的费米子自由度。用粒子-转子模型研究高自旋态时,通常是将原子核考虑为转子与两准粒子耦合的体系^[2]。与此类似,在相互作用玻色子模型框架中,用 s 、 d 玻色子描述偶偶核心且两费米子占据侵入轨道。许多唯象方面的工作是相当成功的^[3-5]。

本文将从壳模型组态及核子-核子有效相互作用出发研究偶偶核高自旋态回弯现象。所建立的理论方案是以 Dyson 展开和 (MJS) 代换为基础的 IBM 微观研究方案^[6] 在含有费米子自由度时的推广,对正常低能态描述时将回到原理论方案。具体做法是,利用广义的 Dyson 展开将体系的费米子描述转换为理想玻色子-费米子描述,在适当确定 s 、 d 玻色子的微观结构之后,正如唯象工作的做法一样,试探性地把核心考虑为 s 、 d 玻色子体系,两费米子限制在侵入轨道上,用导出的哈密顿量研究偶偶核高自旋态回弯现象。本文将着重阐述该理论研究方案。

2 理论方案

2.1 壳模型组态及价核子哈密顿量

设有 x 个价中子和 x' 个价质子分别处于 k 和 k' 条单粒子能级,则壳模型组态为:

$$(i_1, i_2, \dots, i_k)^x; (i'_1, i'_2, \dots, i'_k)^{x'} \quad (2.1)$$

其中 i 代表单粒子态的三个转动不变的量子数 nlj 。

用 $|0\rangle$ 表示满壳层, 相应于 $x = x' = 0$, $a_{im}^{(n)\dagger}$ 、 $a_{im}^{(n)}$ 、 $a_{im}^{(p)\dagger}$ 、 $a_{im}^{(p)}$ 分别代表价中子和价质子的产生、湮没算符。 m 为角动量的投影, 于是

$$a_{im}^{(n)}|0\rangle = 0; a_{im}^{(p)}|0\rangle = 0, \quad (2.2)$$

价核子态空间中一个任意的态矢量可表示为

$$|\psi\rangle = \sum c a_{\alpha_1}^{(n)\dagger} a_{\alpha_2}^{(n)\dagger} \dots a_{\alpha_x}^{(n)\dagger} a_{\beta_1}^{(p)\dagger} a_{\beta_2}^{(p)\dagger} \dots a_{\beta_x}^{(p)\dagger} |0\rangle, \quad (2.3)$$

式中 c 为组合系数, α, β 为 (im) 的缩写。

价核子体系的哈密顿量为:

$$H_f = H_f^{(n)} + H_f^{(p)} + H_f^{(np)}, \quad (2.4)$$

且

$$H_f^{(\sigma)} = \sum_{\alpha} E_{\alpha}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\alpha}^{(\sigma)} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\beta}^{(\sigma)\dagger} a_{\gamma}^{(\sigma)} a_{\delta}^{(\sigma)}, \quad (2.5)$$

$$H_f^{(np)} = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)} a_{\alpha}^{(n)\dagger} a_{\beta}^{(p)\dagger} a_{\gamma}^{(p)} a_{\delta}^{(n)}, \quad (2.6)$$

式中 $P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)}$ 和 $P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)}$ 为相互作用矩阵元, 具体表达式由所选取的核子-核子有效相互作用形式所决定。

2.2 哈密顿量的玻色子-费米子表示

首先借助于广义的 Dyson 玻色子展开^[7]将体系的费米子描述转变为理想玻色子-费米子描述。对每一种自由度 σ ($\sigma = n, p$ 分别标记价中子和价质子自由度), 变换算符的形式为:

$$U_{\sigma} = (-1)^{n_{\sigma}(n_{\sigma}-1)/2} \sqrt{\frac{n_{\sigma}! N_{\sigma}!}{(N_{\sigma} + n_{\sigma})!}} \langle 0 | D_{\sigma}^{\dagger} | 0 \rangle \quad (2.7)$$

$$D_{\sigma} = \exp \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger} a_{\beta}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)} + \sum_{\alpha} \xi_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} a_{\alpha}^{(\sigma)} \right\}. \quad (2.8)$$

$$n_{\sigma} = \sum_{\alpha} \xi_{\alpha}^{(\sigma)\dagger} \xi_{\alpha}^{(\sigma)}, \quad N_{\sigma} = \sum_{\alpha\beta} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)}, \quad (2.9)$$

算符满足以下关系 (σ 或 $\sigma' = n, p$):

$$\xi_{\alpha}^{(\sigma)} \xi_{\beta}^{(\sigma')\dagger} + \xi_{\beta}^{(\sigma')\dagger} \xi_{\alpha}^{(\sigma)} = \delta_{\sigma\sigma'} \delta_{\alpha\beta}, \quad (2.10)$$

$$\xi_{\alpha}^{(\sigma)} \xi_{\beta}^{(\sigma')} + \xi_{\beta}^{(\sigma')} \xi_{\alpha}^{(\sigma)} = 0, \quad (2.11)$$

$$A_{\alpha\beta}^{(\sigma)} A_{\alpha'\beta'}^{(\sigma')\dagger} - A_{\alpha'\beta'}^{(\sigma')\dagger} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)} = \delta_{\sigma\sigma'} (\delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\beta\beta'} - \delta_{\alpha\beta'} \delta_{\beta\alpha'}), \quad (2.12)$$

$$A_{\alpha\beta}^{(\sigma)} A_{\alpha'\beta'}^{(\sigma')} - A_{\alpha'\beta'}^{(\sigma')} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)} = 0, \quad (2.13)$$

$$A_{\alpha\beta}^{(\sigma)} \xi_{\gamma}^{(\sigma')} - \xi_{\gamma}^{(\sigma')} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)} = A_{\alpha\beta}^{(\sigma)} \xi_{\gamma}^{(\sigma')\dagger} - \xi_{\gamma}^{(\sigma')\dagger} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)} = 0, \quad (2.14)$$

且

$$A_{\alpha\beta}^{(\sigma)} |0\rangle = 0, \xi_{\alpha}^{(\sigma)} |0\rangle = 0. \quad (2.15)$$

式中 $|0\rangle$ 为玻色子-费米子空间中的真空态。对于两类价核子体系, 广义 Dyson 展开中的 U 算符是 U_n 和 U_p 的乘积, 即 $U = U_n U_p$ 。费米子态矢量 $|\psi\rangle$ 与玻色子-费米子态矢量 $|\phi\rangle$ 之间的对应关系由算符 U 决定:

$$|\psi\rangle = U|\phi\rangle, \quad (2.16)$$

哈密顿量 H_f 的玻色子-费米子表示指满足以下条件的算符 H_{Bf} :

$$UH_f = H_{Bf}U, \quad (2.17)$$

基本算符的变换关系为:

$$U_\sigma a_a^{(\sigma)\dagger} a_\beta^{(\sigma)} = (\xi_\sigma^{(\sigma)\dagger} \xi_\beta^{(\sigma)} + \sum_\lambda A_{a\lambda}^{(\sigma)\dagger} A_{\beta\lambda}^{(\sigma)}) U_\sigma, \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} U_\sigma a_a^{(\sigma)\dagger} a_\beta^{(\sigma)\dagger} = & \left[\xi_a^{(\sigma)\dagger} \xi_\beta^{(\sigma)\dagger} \sqrt{\frac{(n+1)(n+2)}{(N+2)}} + A_{a\beta}^{(\sigma)\dagger} - \sum_{\gamma\gamma'} A_{a\gamma}^{(\sigma)\dagger} A_{\beta\gamma'}^{(\sigma)\dagger} A_{\gamma\gamma'}^{(\sigma)} \right. \\ & \left. + \sum_\gamma A_{\beta\gamma}^{(\sigma)\dagger} \xi_\sigma^{(\sigma)\dagger} \xi_\gamma^{(\sigma)} - \sum_\gamma A_{\sigma\gamma}^{(\sigma)\dagger} \xi_\beta^{(\sigma)\dagger} \xi_\gamma^{(\sigma)} \right] \\ & \cdot \sqrt{\frac{(N+2)}{(N+n+1)(N+n+2)}} U_\sigma, \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} U_\sigma \alpha_a^{(\sigma)} \alpha_\beta^{(\sigma)} = & \sqrt{\frac{(N+n+1)(N+n+2)}{(n+1)(n+2)}} A_{a\beta}^{(\sigma)} U_\sigma \\ = & \sqrt{\frac{(N+n+1)(N+n+2)}{(N+2)}} \xi_a^{(\sigma)} \xi_\beta^{(\sigma)} U_\sigma. \end{aligned} \quad (2.20)$$

注意到利用广义的 Dyson 展开,其展开途径并不唯一,但可以选择特殊的展开途径,讨论结构比较简单的表示.在只讨论单纯组态的情况下,可以获得厄米的表示,此时 H_{Bf} 的函数形式如下:

$$\begin{aligned} H_{Bf} = & \sum_\sigma \{ H_B^{(\sigma)}(A^{(\sigma)\dagger}, A^{(\sigma)}) + H_f(\xi^{(\sigma)\dagger}, \xi^{(\sigma)}) \\ & + V_{Bf}^{(\sigma)}(A^{(\sigma)\dagger}, A^{(\sigma)}, \xi^{(\sigma)\dagger}, \xi^{(\sigma)}) \} \\ & + H_B^{(np)}(A^{(n)\dagger}, A^{(n)}, A^{(p)\dagger}, A^{(p)}) \\ & + H_f^{(np)}(\xi^{(n)\dagger}, \xi^{(n)}, \xi^{(p)\dagger}, \xi^{(p)}) \\ & + H_{Bf}^{(np)}(A^{(n)\dagger}, A^{(n)}, A^{(p)\dagger}, A^{(p)}, \xi^{(n)\dagger}, \xi^{(n)}, \xi^{(p)\dagger}, \xi^{(p)}), \end{aligned} \quad (2.21)$$

式中所有项都有确定的表达式,例如纯玻色子项的表达式为:

$$H_B^{(\sigma)} = H_B^{(\sigma,1)} + H_B^{(\sigma,2)}, \quad (2.22)$$

$$H_B^{(\sigma,1)} = \sum_{aa'} E_a^{(\sigma)} A_{aa'}^{(\sigma)\dagger} A_{aa'}^{(\sigma)} + \sum_{a\beta\gamma\delta} P_{a\beta\gamma\delta}^{(\sigma)} A_{a\beta}^{(\sigma)\dagger} A_{\delta\gamma}^{(\sigma)}, \quad (2.23)$$

$$H_B^{(\sigma,2)} = - \sum_{a\beta\gamma\delta} P_{a\beta\gamma\delta}^{(\sigma)} \sum_{\lambda\lambda'} A_{a\lambda}^{(\sigma)\dagger} A_{\beta\lambda'}^{(\sigma)\dagger} A_{\gamma\lambda}^{(\sigma)} A_{\delta\lambda'}^{(\sigma)}, \quad (2.24)$$

$$H_B^{(np)} = \sum_{a\beta\gamma\delta} P_{a\beta\gamma\delta}^{(np)} \left(\sum_\lambda A_{\beta\lambda}^{(n)\dagger} A_{\gamma\lambda}^{(n)} \right) \left(\sum_{\lambda'} A_{a\lambda'}^{(p)\dagger} A_{\delta\lambda'}^{(p)} \right), \quad (2.25)$$

使用广义的 Dyson 展开,映射所得的态空间是由一系列确定、但不同费米子数标记的等价子空间的直和.于是对具体的体系或问题,应根据分析实验作出的判断或唯象工作成功的经验判明适用于研究该问题的具体子空间.对偶核高自旋态回弯进行研究将涉及到两种不同类型的组态,对不同组态之间的耦合描述时将出现不保持厄米性的项,故对组态混合问题的讨论需求解非厄米的本征值问题.

2.3 含费米子自由度的 s-d 哈密顿量

文献[6]给出了描述偶偶核正常态的微观理论方案,因为推广后的方案要容纳费米子自由度,所以用玻色子-费米子展开取代了仅讨论偶偶核正常低能态情况下的玻色子展开。自然地,原来的微观研究方案应作为 $n = 0$ 时的特例包含在推广后的方案之中。也正由于此, s 和 d 玻色子算符可简单地用同一方法定义。当然这将意味着对于费米子数非零的组态,定义 s、d 时暂略去了由于费米子的存在对 s、d 结构带来的影响,即暂不考虑堵塞效应。不过由于考虑的费米子在高自旋态时占据能量相对较高的侵入轨道,推测这种堵塞效应的影响不致产生破坏性的结果。

首先引入一组 Q-玻色子,它们的产生算符为理想玻色子产生算符的线性组合:

$$Q_{r\pi JM}^{(\sigma)\dagger} = \sum_{\alpha < \beta} x_{\alpha\beta}^{(r\pi JM)} A_{\alpha\beta}^{(\sigma)\dagger}, \quad (2.26)$$

借助于本征值方程

$$H_B^{(\sigma)} Q_{r\pi JM}^{(\sigma)\dagger} |0\rangle = \epsilon_{r\pi JM}^{(\sigma)} Q_{r\pi JM}^{(\sigma)\dagger} |0\rangle, \quad (2.27)$$

确定(2.26)式中的结构常数 $x_{\alpha\beta}^{(r\pi JM)}$, 就可以用(2.26)式的逆变换把以 $\{A^\dagger, A, \xi^\dagger, \xi\}$ 算符表示的玻色子-费米子哈密顿量 H_{Bf} 转变为以 $\{Q^\dagger, Q, \xi^\dagger, \xi\}$ 算符表达的形式。

文献[6]指出: $r = 0$ 的 Q-玻色子具有很强的集体性,适合于用来描述核的低能集体激发。因此,从玻色子的角动量、宇称及所携带的价核子数考虑,在最低阶近似下,可把 s、d 玻色子算符定义为:

$$s^{(\sigma)\dagger} = Q_{0+00}^{(\sigma)\dagger}; \quad d^{(\sigma)\dagger} = Q_{0+2m}^{(\sigma)\dagger}, \quad (2.28)$$

一旦 s、d 玻色子确定之后,对描述核心的玻色子部分作 s-d 截断,就可得到描述包含高自旋态在内的偶偶核的玻色子-费米子哈密顿量的特定形式:

$$h = h_{IBM-2} + h_f + V_{Bf} + h_{mix}. \quad (2.29)$$

其中 h_{IBM-2} 为普遍形式的 IBM-2 哈密顿量^[1], h_f 为费米子哈密顿量, V_{Bf} 为玻色子-费米子相互作用项, h_{mix} 为耦合项。在假设中子玻色子拆成一对费米子时(若为质子拆成一对费米子,则只需在表达式中交换 n、p 指标即可),有:

$$h_f = \sum_n e_j^{(n)} \xi_{jm}^{(n)\dagger} \xi_{jm}^{(n)} + \frac{1}{2} \sum_J V^J \sqrt{2J+1} [(\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)\dagger})_J (\xi_j^{(n)} \xi_j^{(n)})_J]_0, \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} V_{Bf} = & \sum_\sigma \{k_0^{(\sigma)} [(s_\sigma^\dagger s_\sigma)_0 (\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)})_0]_0 \\ & + k_2^{(\sigma)} [(d_\sigma^\dagger s_\sigma + s_\sigma^\dagger \tilde{d}_\sigma)_2 (\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)})_2]_0 \\ & + \sum_J x_j^{(\sigma)} [(d_\sigma^\dagger \tilde{d}_\sigma)_J (\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)})_J]_0\} \\ & + k_2^{(np)} [(d_p^\dagger s_p + s_p^\dagger \tilde{d}_p)_2 (\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)})_2]_0 \\ & + x_2^{(np)} [(d_p^\dagger \tilde{d}_p)_2 (\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)})_2]_0, \end{aligned} \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} h_{mix} = & G_0 [s_n^\dagger (\xi_j^{(n)} \xi_j^{(n)})_0] + G'_0 [(\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)\dagger})_0 s_n] \\ & + G_2 [d_n^\dagger (\xi_j^{(n)} \xi_j^{(n)})_2]_0 + G'_2 [(\xi_j^{(n)\dagger} \xi_j^{(n)\dagger})_2 \tilde{d}_n]_0, \end{aligned} \quad (2.32)$$

上式中 h_{mix} 只取了最低阶项,与文献[8,9]中耦合项的形式相同,只是它非厄米。这与

文献[10]在研究跨壳问题时,描述两种不同组态混合的耦合项为非厄米的处理类似。

3 Yrast 带的理论分析

本节的目的不在于用调参数的方法去符合某一具体核的性质,而是考察推广后的方案能否给出 Yrast 带的回弯。考虑到显示回弯现象的大部分核处于稀土区^[12],故本节模拟该区域的核做模型计算。此时,价中子处于 82—126 主壳层,价质子处于 50—82 主壳层。假设价中子数为 10,价质子数为 12,拆对后的中子占据 $i_{13/2}$ 子壳上。两粒子的内禀激发能量由低 Q 轨道上的 Nilsson 能级确定。

计算中,壳模型单粒子能量取自把 Woods-Saxon 势外推从理论上获得的价壳能级分布^[13]。价核子之间的有效相互作用形式及强度是参照以前的微观工作选取的^[6],即同类价核子之间的有效相互作用取为对力、四极对力、四极-四极力,中子-质子之间取为四极-四极力,相应的取值分别为: $g_n = 0.048, G'_n = 0.058, K'_n = 0.020, g_p = 0.045, G'_p = 0.056, K'_p = 0.020, K'_{np} = 0.004$, 单位为 (MeV)。数值计算中做了态空间截断近似。在此仅给出 Yrast 带的计算结果,即图 1 中的 $\mathcal{J}-\omega^2$ 曲线。图中 $(\hbar\omega)^2$ 及 $2\mathcal{J}/\hbar^2$ 由下式确定:

$$\frac{2\mathcal{J}}{\hbar^2} = \frac{4I - 2}{E_I - E_{I-2}}, \quad (3.1)$$

$$(\hbar\omega)^2 = (I^2 - I + 1) \left(\frac{E_I - E_{I-2}}{2I - 1} \right)^2. \quad (3.2)$$

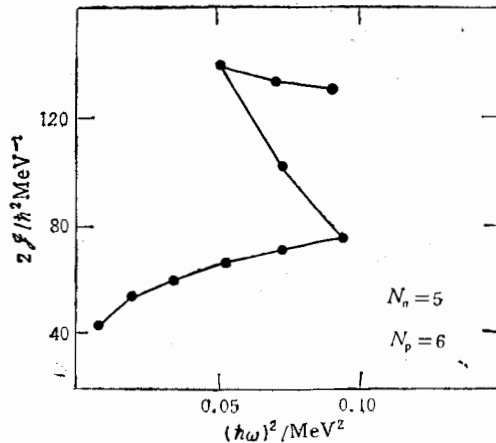


图 1 Yrast 带的 $\mathcal{J}-\omega^2$ 曲线

从图 1 给出的 $\mathcal{J}-\omega^2$ 曲线发现,起初角速度和转动惯量随着自旋的增加而逐渐增加,当自旋到达临界值时,角速度突然减小而转动惯量突然增大,在转动惯量达到最大值之后,随着自旋的增加,角速度再次增加而转动惯量略为减小且变化极为平缓。这一变化趋势与实验观测到的趋势是完全一致的。此外,我们已对参数的各种取值和变化作了广泛的调查,结论是:参数在一定的范围内取值理论均能给出回弯,只不过 $\mathcal{J}-\omega^2$ 曲线的形状有差别。亦即,回弯并不依赖于参数的特殊选取。由此看来,扩充后的理论方案可以描述原子核高自旋态回弯现象。

对具体核所做的详细计算与分析将在下一篇文章中给出。

4 结 语

本文详细阐述了用于描述偶偶核高自旋态回弯现象的微观理论方案。一旦选定核子-

核子有效相互作用的具体形式, 则哈密顿量 h 中所有项的系数表达式也就随之确定, 且各项系数的大小由核子有效相互作用强度决定。哈密顿量 h 确定后可对具体核做理论分析与计算, 其计算方法与相应的唯象工作完全一样。

对偶偶核高自旋态回弯的理论描述将涉及到两种类型的组态, 即 $(s_n d_n)^{N_n} (s_p d_p)^{N_p}$ 和 $(s_n d_n)^{N_n-1} (s_p d_p)^{N_p} + 2q.p.$ 或 $(s_n d_n)^{N_n} (s_p d_p)^{N_p-1} + 2q.p.$ 。前者为纯玻色子组态, 描述核的正常低能态, 后者少一个玻色子但有一对不配对的费米子用于描述两粒子带。应当说, 不配对费米子的存在所引起的堵塞效应将导致两种组态中的 s, d 玻色子的结构并非完全相同。但是, 作为第一步的工作可以暂时略去堵塞效应对 s, d 玻色子结构的影响, 而试探性地用统一的方法定义两种组态中的 s, d 玻色子, 即略去它们可能有的差别。本文正是从这个角度理解唯象工作中两种组态 s, d 玻色子并不加以区分这种做法的。

此外, 微观研究与唯象工作之间的差别主要体现在哈密顿量的形式及其中系数的来源与取值上。唯象上 h 中的系数是非关联的自由参数, 通过分别调整纯玻色子项和玻色子-费米子项的系数, 可以给出基带和两粒子带的合理描述。而本文的工作, h 中的系数均由价核子之间的有效相互作用决定, 存在关联是必然的。并且玻色子-费米子相互作用, 耦合项与纯玻色子相互作用项有相同的来源, 所有的相互作用项均自然导出。从这个意义上讲, 本文的工作给相应的唯象工作也提供了一种微观解释。

完全类似地, 可以扩充现理论方案描述偶偶核的第二个回弯现象。而用本文所建立的方案对不同核区偶偶核高自旋态所做的理论计算与分析将在以后的几篇文章中陆续报道。

参 考 文 献

- [1] 曾谨言, 吴崇试, 物理学进展, **2**(1982)344.
- [2] I. Morrison, A. Faessler and C. Lima, *Nucl. Phys.*, **A372**(1981) 13.
- [3] N. Yoshida, A. Arima and T. Otsuka, *Phys. Lett.*, **B114**(1982) 86.
- [4] N. Yoshida and A. Arima, *Phys. Lett.*, **164B** (1985) 231.
- [5] D. S. Chuu and S. T. Hsieh, *Phys. Rev.*, **C38**(1988) 960.
- [6] Yang Zesen, Liu Yong and Qi Hui, *Nucl. Phys.*, **A421** (1984) 297.
- [7] 杨泽森, 钟毓澍, 齐辉, 杨立铭, 高能物理与核物理, **2**(1978)158.
- [8] A. Arima, 张锡珍, 李祝霞, 高能物理与核物理, **6**(1982)347.
- [9] A. Faessler, S. Kuyucak, A. Petrovici and L. Petersen, *Nucl. Phys.*, **A438**(1985) 78.
- [10] 刘庸, 齐辉, 杨泽森, 高能物理与核物理, **15**(1991)52.
- [11] 桑建平, 博士论文, 华中师范大学(1992).
- [12] D. Bonatsos, *Phys. Rev.*, **C31**(1985) 2256.
- [13] P. Mukherjee, R. Bhattacharya and I. Mukherjee, *Phys. Rev.*, **C24**(1981) 1810.

**Microscopic Investigation of High-Spin States for
Even-Even Nuclei
(I) Approach**

Sang Jianping

(Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072)

Liu Yong

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070)

Received on March 26, 1993

Abstract

Starting from shell model configurations and effective nucleon-nucleon interactions, we proposed a microscopic approach to study the properties of high-spin states in even-even nuclei in terms of the generalized boson expansion theory.

Key words shell model configurations, effective nucleon-nucleon interactions, high-spin states in even-even nuclei.