

# $^{10}_\Lambda\text{Be}$ 超核结构的研究

汪 锡 沧  
(宁夏大学, 银川)

## 摘 要

用  $^9\text{Be} + \Lambda$  二集团模型研究超核  $^{10}_\Lambda\text{Be}$  的结构。用  $^9\text{Be}$  的密度矩阵折叠  $\Lambda$  超子与  $^9\text{Be}$  集团间的  $\Lambda N$  相互作用, 导出了折叠  $\Lambda N$  势的解析表达式。求解道耦合方程组得到  $^{10}_\Lambda\text{Be}$  的较低的激发态能谱。考虑到  $\Lambda$  超子在超核中的类胶作用会使芯集团更加紧密, 在自由  $^9\text{Be}$  核的密度矩阵中引进了收缩因子  $S$ , 调整  $S$  使重现  $^{10}_\Lambda\text{Be}$  结合能的实验值。计算并讨论了芯集团的收缩。

## 一、引 言

超核的结合能与能谱的研究是超核物理的一个重要方面。坂东弘治 (Hiroharn Bandō) 等人用集团模型<sup>[1,2]</sup>, R. H. Dalitz 和 A. Gal 等人用壳模型<sup>[3,4]</sup> 做了很多工作。文献[4]用壳模型研究了  $^{10}_\Lambda\text{Be}$  超核能谱, 山田泰一 (Taiichi Yamada) 用  $^{13}\text{C}$  的密度矩阵研究了  $^{13}\text{C}$  超核能谱<sup>[5]</sup>。本文采用  $^9\text{Be} + \Lambda$  二集团模型借助  $^9\text{Be}$  核的密度矩阵来研究超核  $^{10}_\Lambda\text{Be}$  的结构。

用  $^9\text{Be}$  核的跃迁密度矩阵 (transition density matrix) 来折叠  $\Lambda$  超子与芯集团  $^9\text{Be}$  之间的  $\Lambda N$  相互作用, 导出了折叠  $\Lambda N$  势的解析表达式。超核内部的核子-核子相互作用势能以及核子间的动能可归结为  $^9\text{Be}$  集团的内部能量, 由  $^9\text{Be}$  的状态决定。 $\Lambda$  超子与  $^9\text{Be}$  集团的相对运动动能可用一般方法计算。

$\Lambda$  超子与核子不是全同粒子, 在超核内部它们可处于相同的量子状态, 于是可产生一种类胶作用, 使芯集团收缩。考虑到这一因素, 在自由  $^9\text{Be}$  核的密度矩阵中引进一个收缩因子  $S$ , 用来作为  $^{10}_\Lambda\text{Be}$  中的  $^9\text{Be}$  集团的密度矩阵。把  $S$  作为可调参数, 调整  $S$  使  $^{10}_\Lambda\text{Be}$  的结合能的实验值能够重现, 并在此基础上计算  $^{10}_\Lambda\text{Be}$  超核能谱。为定量讨论  $\Lambda$  超子引起的芯集团的收缩程度, 计算了  $^9\text{Be}$  集团的均方根半径, 并引进了一个相对收缩量。在第二节中导出了折叠  $\Lambda N$  势的解析表达式, 在第三节中给出了计算结果并进行了讨论。

## 二、折叠 $\Lambda N$ 势的解析式

本文所用  $^9\text{Be} + \Lambda$  二集团模型的坐标系如图 1 所示。图中  $r_\Lambda$  与  $r_s$  分别为  $\Lambda$  超子及

式  
系  
字  
lat  
具  
来  
矢  
其  
式  
间  
V  
其  
月

${}^9\text{Be}$  集团中心的坐标;  $\mathbf{r}_i (i = 1-9)$  表示  ${}^9\text{Be}$  集团内部第  $i$  个核子的坐标,  $\tilde{\mathbf{r}}_i (i = 1-9)$  是该核子相对于  ${}^9\text{Be}$  中心的坐标;  $\Lambda$  超子与  ${}^9\text{Be}$  集团中心的相对坐标是  $\mathbf{R}$ , 它们之间的相对运动量子数为  $l_A$ .

系统的波函数用  ${}^9\text{Be}$  集团的内禀波函数与二集团间相对运动波函数之乘积来展开:

$$\begin{aligned} \psi_l(\mathbf{R}, \xi) &= \sum_{c, n} a_c^l(n) [\Phi_{J_\pi}(\xi) \\ &\otimes (Y_{l_A}(\hat{R}) \otimes S_A)_{i_A}] r_{n l_A}(R), \\ \xi &\equiv (\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_9), \\ C &\equiv \{J_\pi, l_A, S_A, j_A\}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

式中  $l$  是  ${}^{10}\text{Be}$  的总角动量;  $a_c^l(n)$  为待定展开系数;  $S_A$  是  $\Lambda$  超子的自旋角动量;  $\Phi_{J_\pi}(\xi)$  表示  ${}^9\text{Be}$  集团的内禀波函数,  $J_\pi$  是其角动量与宇称. 这里已经把二集团相对运动波函数用归一化的球谐振子波函数 (harmonic oscillator wave function)

$$U_{n l_A}(\mathbf{R}) = U_{n l_A}(R) Y_{l_A}(\hat{R}) \quad (2.2)$$

具有量子数

$$\mathcal{N} = 2n + l_A$$

来展开了, 展开系数合并在待定系数  $a_c^l(n)$  之中, (2.2) 式中  $Y_{l_A}(\hat{R})$  为球谐函数,  $\hat{R}$  表示矢量  $\mathbf{R}$  的方位角. 系统的总哈密顿算符可写为

$$H = H({}^9\text{Be}) + T_A + V_{AN}, \quad (2.3)$$

其中  $H({}^9\text{Be})$  是  ${}^9\text{Be}$  集团的哈密顿:

$$H({}^9\text{Be}) = \sum_{i=1}^9 t_i + \sum_{i < j=1}^9 V_{NN}(r_{ij}) - T_G, \quad (2.4)$$

式中  $t_i$  是第  $i$  个核子的动能算符,  $T_G$  是质心动能算符, 而  $V_{NN}(r_{ij})$  是第  $i$  与第  $j$  个核子间的核子-核子相互作用势. (2.3) 式中  $T_A$  表示  $\Lambda$  超子与  ${}^9\text{Be}$  集团的相对运动动能算符:

$$T_A = -\frac{\hbar^2}{2\mu_A} \nabla_{\mathbf{R}}^2, \quad \mu_A = \frac{9M_N M_A}{M_A + 9M_N}. \quad (2.5)$$

$V_{AN}$  是  $\Lambda$  超子与  ${}^9\text{Be}$  集团间的  $\Lambda N$  相互作用势:

$$V_{AN} = \sum_{i=1}^9 \mathcal{V}_{AN_i}(r_{AN_i}), \quad (2.6)$$

其中  $r_{AN_i}$  表示  $\Lambda$  超子与  ${}^9\text{Be}$  集团中第  $i$  个核子的相对位置,  $\Lambda$  超子与核子的两体相互作用, 采用单程高斯势 (ORG):

$$\mathcal{V}_{AN}(r) = \mathcal{V}_{AN}^0 \exp[-r^2/\beta_{AN}^2], \quad (2.7)$$

将(2.1)式及(2.3)式代入薛定谔方程

$$H\Psi_l(\mathbf{R}, \xi) = E_l\Psi_l(\mathbf{R}, \xi),$$

可得待定展开系数  $a_c^l(n)$  所满足的道耦合方程组:

$$\sum_{c', n'} \{\delta(c', c) [(\varepsilon_l - E_l)\delta_{nn'} + T_{l_A}^A] + V_l(c', n'; c, n)\} a_c^l(n) = 0. \quad (2.8)$$

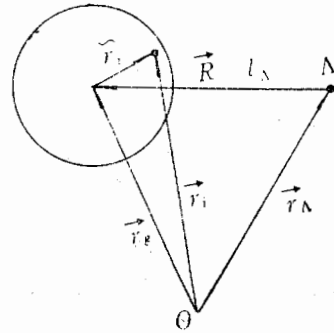


图 1  ${}^{10}\text{Be}$  超核 ( $= {}^9\text{Be} + \Lambda$ ) 的坐标系及角动量符号

式中  $\varepsilon_i$  及  $T_{\Lambda}^{i\Lambda}$  分别表示  ${}^9\text{Be}$  集团的内部能量及  $\Lambda$  超子与  ${}^9\text{Be}$  集团的相对运动动能:

$$\varepsilon_i = \langle \Phi_{J_{\pi}}(\xi) | H({}^9\text{Be}) | \Phi_{J_{\pi}}(\xi) \rangle, \quad (2.9)$$

$$T_{\Lambda}^{i\Lambda} = \langle U_{n'l'_\Lambda}(R) | T_{\Lambda} | u_{nl_{\Lambda}}(R) \rangle. \quad (2.10)$$

(2.8)式中的道耦合是通过矩阵元  $V_i(c', n'; c, n)$  来实现的:

$$V_i(c', n'; c, n) = \langle U_{n'l'_\Lambda}(R) | V_i(c', c; R) | u_{nl_{\Lambda}}(R) \rangle, \quad (2.11)$$

$$V_i(c', c; R) = \langle [\Phi_{J'_{\pi}}(\xi) \otimes (Y_{l'_\Lambda}(\hat{R}) \otimes S_{\Lambda})_{i'_\Lambda}]_i | V_{\Lambda N} | [\Phi_{J_{\pi}}(\xi) \otimes (Y_{l_{\Lambda}}(\hat{R}) \otimes S_{\Lambda})_{i_{\Lambda}}]_i \rangle. \quad (2.12)$$

$\Lambda$  超子与  ${}^9\text{Be}$  集团的  $\Lambda N$  相互作用可以用  ${}^9\text{Be}$  的反对称化波函数  $\Phi_{J_{\pi}}(\xi)$  的跃迁密度矩阵来折叠 (fold), 并导出折叠势  $V_i(c', c; R)$  的解析式.  ${}^9\text{Be}$  的跃迁密度矩阵定义为<sup>[6]</sup>:

$$\rho_{J'_{\pi} M', J_{\pi} M}(\mathbf{r}, S) = \langle \Phi_{J'_{\pi} M'}(\xi) | \sum_{i=1}^9 \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}) | \Phi_{J_{\pi} M}(\xi) \rangle, \quad (2.13)$$

积分对  ${}^9\text{Be}$  核的全部核子坐标  $r_i (i=1-9)$  进行,  $M$  和  $M'$  分别为  $J$  和  $J'$  的  $z$  分量量子数. 对(2.13)式作多极级数 (multipole series) 展开<sup>[9]</sup>:

$$\rho_{J'_{\pi} M', J_{\pi} M}(\mathbf{r}, S) = \sqrt{4\pi} \sum_{\lambda \mu} \rho_{\lambda}^{J'_{\pi} M', J_{\pi} M}(\mathbf{r}, S) (J M \lambda \mu | J' M') Y_{\lambda \mu}^*(\hat{r}), \quad (2.14)$$

式中多极跃迁密度矩阵元  $\rho_{\lambda}^{J'_{\pi} M', J_{\pi} M}(\mathbf{r}, S)$  又可用高斯基 (Gaussian basis) 近似展开:

$$\rho_{\lambda}^{J'_{\pi} M', J_{\pi} M}(\mathbf{r}, S) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{S^3} C_{\lambda}^{J'_{\pi} M', J_{\pi} M}(t) \left( \frac{\mathbf{r}}{S r_i} \right)^{\lambda} \exp \left[ -\frac{r^2}{S^2 r_i^2} \right], \quad (2.15)$$

其中

$$r_i = r_1 a^{i-1} (i=1 \sim N), \quad a = \left( \frac{r_N}{r_1} \right)^{\frac{1}{N-1}}. \quad (2.16)$$

(2.13)式—(2.15)式中的  $S$  即收缩因子, 它反映了  $\Lambda$  超子在超核内部的类胶作用所引起的芯集团  ${}^9\text{Be}$  的收缩, 显然对于自由  ${}^9\text{Be}$  核应有  $S=1$ . (2.14) 及 (2.15) 式的  $\lambda$  应满足  $|J - J'| \leq \lambda \leq J + J'$  及  $J + J' + \lambda = \text{偶数}$ , 而  $\mu = \lambda, \lambda - 1, \dots, -\lambda$ . (2.15) 式中的因子  $1/S^3$  可以保证积分

$$4\pi \int \rho_{\lambda}^{J'_{\pi} M', J_{\pi} M}(\mathbf{r}, S) r^2 d\mathbf{r} = M({}^9\text{Be}) \quad (2.17)$$

与  $S$  的数值无关, 这是物理条件所要求的, 因为密度矩阵对全空间的积分应等于核的质量数.

对于 OKG 型  $\Lambda N$  相互作用(2.7)式, 由密度矩阵的表达式(2.13)—(2.15)可导出折叠  $\Lambda N$  势的解析表达式:

$$\begin{aligned} V_i(c' c; n) &= \frac{1}{[I]} \sum_{M \mu_{\Lambda}} \sum_{M' \mu'_{\Lambda}} \sum_{M_I} (J' M' j'_{\Lambda} \mu'_{\Lambda} | I M_I) \\ &\quad \cdot (J M j_{\Lambda} \mu_{\Lambda} | I M_I) \langle [Y_{l'_\Lambda}(\hat{R}) \otimes S_{\Lambda}]_{i'_{\Lambda} \mu'_{\Lambda}} | V_{J'_{\pi} M', J_{\pi} M}(\mathbf{R}) \\ &\quad \cdot [Y_{l_{\Lambda}}(\hat{R}) \otimes S_{\Lambda}]_{i_{\Lambda} \mu_{\Lambda}} \rangle \\ &= \sum_{\lambda} \sqrt{[j_{\Lambda}][j'_{\Lambda}][J']} (-)^{j'_{\Lambda} + l + j_{\Lambda} - J' - \frac{1}{2}} \end{aligned}$$

式  
阵

(2

将  
阵  
函

算

°E

送  
S  
来r  
三  
自

i

三

三

$$\cdot \left( j_A' \frac{1}{2} j_A - \frac{1}{2} \middle| \lambda 0 \right) W(J' j_A' j_A; I \lambda) V_{\lambda}^{j_A' j_A} (R, S), \quad (2.18)$$

式中  $[a] \equiv 2a + 1$ , 并有  $l_A + l_A' + \lambda = \text{偶数}$ . 这里  $V_{\lambda}^{j_A' M' j_A M}(\mathbf{R})$  与  $\mathcal{V}_{AN}(r)$  及密度矩阵的关系为

$$\begin{aligned} V_{\lambda}^{j_A' M' j_A M}(\mathbf{R}) &= \int \rho_{\lambda}^{j_A' M' j_A M}(\mathbf{R} + \boldsymbol{\alpha}, S) \mathcal{V}_{AN}(a) d\boldsymbol{\alpha} \\ &= 4\pi i^{\frac{\pi - \pi'}{2}} \sum_{\lambda \mu} (J M \lambda \mu | J' M') V_{\lambda}^{j_A' j_A} (R, S) Y_{\lambda \mu}^*(\hat{R}). \end{aligned} \quad (2.19)$$

(2.18)及(2.19)式中的  $V_{\lambda}^{j_A' j_A} (R, S)$  由下式给出:

$$\begin{aligned} V_{\lambda}^{j_A' j_A} (R, S) &= \frac{\mathcal{V}_{AN}^0}{S^3} \sum_{i=1}^N C_{\lambda}^{j_A' j_A} (i) \left( \frac{\pi r_i^2 \beta_{AN}^2 S^2}{r_i^2 S^2 + \beta_{AN}^2} \right)^{3/2} \\ &\quad \cdot \left( \frac{r_i R S}{r_i^2 S^2 + \beta_{AN}^2} \right)^{\lambda} \exp \left[ - \frac{R^2}{r_i^2 S^2 + \beta_{AN}^2} \right]. \end{aligned} \quad (2.20)$$

将(2.20)式代入(2.18)式可得到折叠 AN 势的最终解析表达式, 进而由(2.11)式可求出矩阵元  $V_i(c', n'; c, n)$ . 最后求解道耦合的方程组(2.8)式可求出  ${}^{10}\text{Be}$  超核的能谱  $E_i$  以及波函数(2.1)式中的展开系数  $a_i'(n)$ .

### 三、计算结果和讨论

模型空间由  ${}^9\text{Be}-A$  谐振子量子数  $\mathcal{N} = 2n + l_A$  及道  $c \equiv \{J_{\pi}, l_A, s_A, j_A\}$  所确定. 计算时选取

$$n = 1, 2, \dots, 7; l_A = 0, 1, 2, 3. \quad (3.1)$$

${}^9\text{Be}$  集团的内禀状态 ( $J^{\pi} \equiv J_{\pi}$ ), 采用较低的十个<sup>[7]</sup>:

$$J^{\pi} = \frac{3^-}{2_1}, \frac{5^-}{2_1}, \frac{7^-}{2_1}, \frac{1^-}{2_1}, \frac{3^-}{2_2}, \frac{5^-}{2_2}, \frac{7^-}{2_2}, \frac{1^+}{2_1}, \frac{3^+}{2_1}, \frac{5^+}{2_1} \quad (3.2)$$

这里  $J^{\pi}$  的右下脚标 1 或 2 表示相同角动量和宇称而不同能级的次序.  $A$  超子的自旋  $s_A = 1/2$ ,  $j_A = l_A \otimes s_A$ ,  ${}^{10}\text{Be}$  超核的总角动量  $I = J \otimes j_A$ , 本文对  $I^{\pi} = 1^-, 2^-, 0^-, 0^+$  及  $1^+$  态进行了计算.

${}^9\text{Be}$  核的跃迁密度矩阵的展开式 (2.15) 中的  $N$  取为 12, (2.16) 式中的  $r_N = 2.5\text{fm}$ ,  $r_1 = 1.0\text{fm}$ . ORG 型 AN 相互作用势(2.7)式中, 力程参数选为  $\beta_{AN} = 1.034\text{fm}$ , 这相当于双  $\pi$  交换汤川势; 强度参数取为  $\mathcal{V}_{AN}^0 = -38.19\text{MeV}$ , 用这组参数可以得到令人满意的轻  $p$  壳层超核  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^8\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  的结合能<sup>[2]</sup>.

首先调整收缩因子  $S$ , 使  ${}^{10}\text{Be}$  超核的结合能的计算值  $B_A^{c \pm 1}({}^{10}\text{Be})$  能重现实验值  $B_A^{\infty p}({}^{10}\text{Be})$ , 在此基础上计算  ${}^{10}\text{Be}$  的能谱  $E_i$ .  $B_A({}^{10}\text{Be})$  定义为

$$B_A({}^{10}\text{Be}) = E({}^9\text{Be}) - E({}^{10}\text{Be}), \quad (3.3)$$

式中  $E({}^9\text{Be})$  和  $E({}^{10}\text{Be})$  分别为  ${}^9\text{Be}$  核及  ${}^{10}\text{Be}$  超核的基态能量. 表 1 列出了不同  $S$  值时的  $B_A^{c \pm 1}({}^{10}\text{Be})$ , 并列出了实验值  $B_A^{\infty p}({}^{10}\text{Be})$ . 由表 1 可见  $B_A^{c \pm 1}({}^{10}\text{Be})$  对于  $S$  是十分敏感的, 且选取  $S = 0.9$  可以良好地重现  ${}^{10}\text{Be}$  结合能实验值. 图 2 是  $\rho_{\lambda}^{j_A' j_A}(r, S)$  相对于  $r$  的曲线,

表1 收缩因子  $S$  对结合能及均方根半径的影响

$s$	1.0	0.95	0.9
$B_{\Lambda}^{\text{cal}}(^{10}_{\Lambda}\text{Be})$	6.94	8.20	9.69 MeV
$\sqrt{\langle r^2 \rangle}^b$	2.49	2.39	2.26(2.54) fm
$B_{\Lambda}^{\text{exp}}(^{10}_{\Lambda}\text{Be})$	$9.30 \pm 0.26 \text{ MeV}$		
$\sqrt{\langle r^2 \rangle}^{\text{exp}}$	$2.46 \pm 0.11 \text{ fm}$		

注:  $B_{\Lambda}^{\text{exp}}(^{10}_{\Lambda}\text{Be})$  及  $\sqrt{\langle r^2 \rangle}^{\text{exp}}$  分别取自文献[8]和[9].

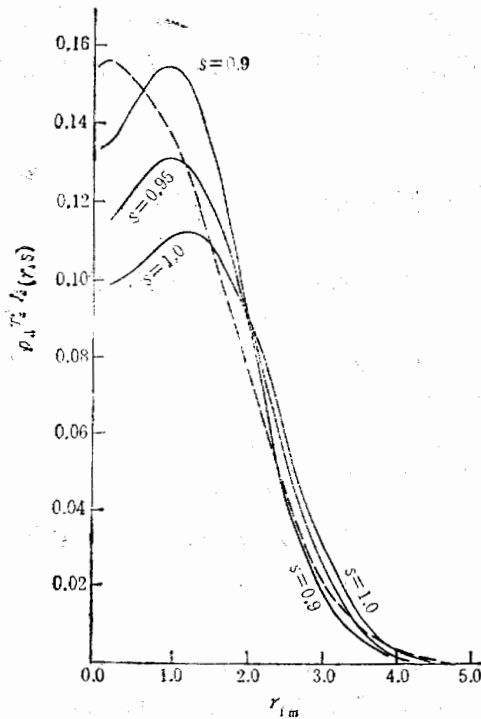


图2  $^9\text{Be}$  集团的密度矩阵  $\rho_{\lambda_1 J_1 \lambda_2 J_2}(r, S)$  相对于  $r$  的曲线

三条实线分别相对于  $S = 0.9, 0.95, 1.0$ ;  $J_{\pi}^{\lambda} = J_{\pi}^{\lambda} = 3/2^-$ ;  $\lambda = 0$  的状态, 虚线相对于  $S = 0.9$ ;  $J_{\pi}^{\lambda} = J_{\pi}^{\lambda} = 1/2^+$ ;  $\lambda = 0$  的状态. 由图2可以看到  $S$  引起的收缩, 也可看到  $3/2^-$  态比  $1/2^+$  态更紧密. 为了进一步研究芯集团的收缩, 计算了不同  $S$  值时处于  $J_{\pi} = 3/2^-$  态的  $^9\text{Be}$  集团的均方根半径  $\sqrt{\langle r^2 \rangle}^b$  (左上标  $b$  表示芯集团束缚在超核中). 结果也列在表1中, 括号中的数字表示  $J_{\pi} = 1/2^+$  态  $S = 0.9$  时的计算结果. 计算结果表明了收

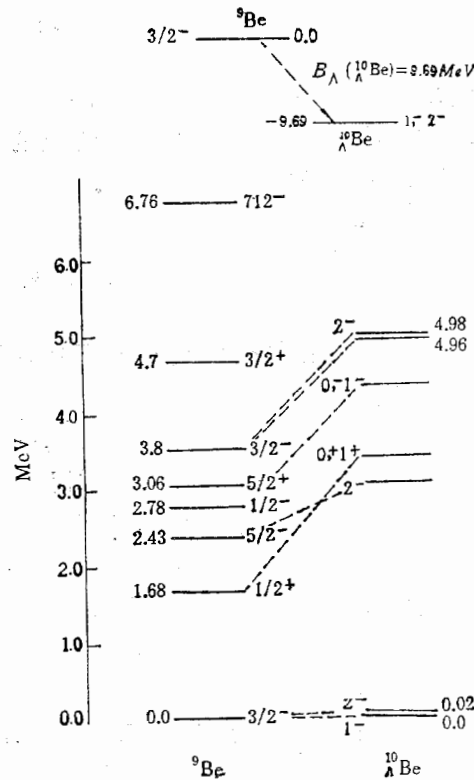


图3  $^{10}_{\Lambda}\text{Be}$  超核能谱

缩因子引起的芯集团的收缩,也说明了  $3/2^-$  态比  $1/2^+$  态更紧密. 显然,  $S = 1.0$  时  $\sqrt{\langle r^2 \rangle^b}$  应等于自由  ${}^9\text{Be}$  核的均方根半径,它与实验值能良好符合.

文献[10]用微观  $(\alpha + x) + \Lambda$  三集团模型讨论了轻  $p$  壳层  $\Lambda$  超核的结构,指出了  $\Lambda$  超子的类胶作用引起的芯集团  $(\alpha + x)$  的收缩,文献[11]用几种不同的  $\Lambda N$  相互作用势讨论了  ${}^9\text{Be}$  超核中芯集团的收缩. 为了定量比较不同超核中芯集团的收缩程度,定义相对收缩量

$$\Delta = (\sqrt{\langle r^2 \rangle^f} - \sqrt{\langle r^2 \rangle^b}) / \sqrt{\langle r^2 \rangle^f}, \quad (3.4)$$

式中  $\sqrt{\langle r^2 \rangle^f}$  是自由状态下芯核的均方根半径. 当  $S = 0.9$  时  ${}^{\Lambda}{}^9\text{Be}$  超核中的  ${}^9\text{Be}$  集团的相对收缩量  $\Delta$  约为 11%, 而文献[10]和[11]的相应芯集团的  $\Delta$  也在 10~15% 的范围. 可见选取  $S = 0.9$  不仅可以良好地重现  ${}^{\Lambda}{}^9\text{Be}$  的结合能的实验值,而且就芯集团的相对收缩量而言,也能与其它轻  $p$  壳层超核一致.

图 3 表示了  ${}^{\Lambda}{}^9\text{Be}$  的几个较低能级的计算结果,为了便于比较,也给出了  ${}^9\text{Be}$  核的较低的能谱,上方给出了  ${}^{\Lambda}{}^9\text{Be}$  超核的结合能. 图中虚线表示超核  ${}^{\Lambda}{}^9\text{Be}$  能级的主要来源,例如  $(1^-, 2^-)$  主要来自  ${}^9\text{Be} \left( \frac{3^-}{2} \right) \otimes S_{\Lambda} \left( \frac{1^+}{2} \right)$ . 但是  ${}^9\text{Be}$  的其它较高能级也有少量贡献. 正由于这一原因,使  ${}^{\Lambda}{}^9\text{Be}$  的  $(1^-, 2^-)$  二能级并非完全简并的,虽然所用  $\Lambda N$  相互作用势 (2.7) 式是自旋无关的.  ${}^{\Lambda}{}^9\text{Be}$  的  $(0^+, 1^+; 3.41\text{MeV})$  主要来自  ${}^9\text{Be} \left( \frac{1^+}{2} \right) \otimes S_{\Lambda} \left( \frac{1^+}{2} \right)$ , 它与基态的能量差约为 3.4MeV; 而  ${}^9\text{Be} \left( \frac{1^+}{2} \right)$  与基态  ${}^9\text{Be} \left( \frac{3^-}{2} \right)$  的能量差仅 1.68MeV. 这正是由于前面所指出的  ${}^9\text{Be} \left( \frac{3^-}{2} \right)$  比  ${}^9\text{Be} \left( \frac{1^+}{2} \right)$  更紧密,使  $\Lambda$  超子感受到更深的势. 由此可以看到  $\Lambda$  超子加入柱中所引起的核能谱的明显变化.

作者衷心感谢日本福井大学坂东弘治教授的热情指导. 感谢日本北海道大学冈部成立 (Shigeto Okabe) 教授提供了  ${}^9\text{Be}$  核的密度矩阵元  $C_{\Lambda}^{j'j''\pi}(r)$ . 感谢中国科学院高能物理研究所张宗焯教授,余友文教授、日本福井工业大学高木秀男教授所给予的热情的讨论和帮助. 本文的计算工作是在福井大学计算中心及宁夏大学计算中心完成的. 作者感谢宁夏大学计算中心的李广锡、贺谊同志在计算工作中的帮助.

### 参 考 文 献

- [1] H. Bandō, M. Seki and Y. Shono, *Prog. Theor. Phys.*, **66**(1981), 2118; **68**(1982), 364.
- [2] T. Motoba, H. Bandō, K. Ikeda and T. Yamada, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, No. **81** (1985), Chapter III.
- [3] A. Gal, J. M. Soper and R. H. Dalitz, *Ann. Phys.*, **63**(1971), 53. **72**(1972), 445; **113**(1978), 79.  
A. Gal, *Adv. in Nucl. Phys.*, Vol. **8**(1977), 1.  
R. H. Dalitz and A. Gal, *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 362; *Ann. Phys.*, **131**(1981), 314.
- [4] R. H. Dalitz and A. Gal, *Ann. Phys.*, **116**(1978), 167.
- [5] T. Yamada, Structure and Reaction Study of Light Hypernuclei by the Microscopic Cluster Model. Department of Applied Mathematics, Faculty of Engineering Science, Osaka University, OIAM 85-3-1 Thesis.
- [6] M. Kamimura, *Nucl. Phys.*, **A351**(1981), 456.
- [7] S. Okabe and Y. Abe, *Prog. Theor. Phys.*, **61**(1979), 1049.  
S. Okabe, Y. Abe and H. Tanaka, *Prog. Theor. Phys.*, **57**(1977), 866.
- [8] M. Juric et al., *Nucl. Phys.*, **B52**(1973), 1.
- [9] F. Aijzenberg-Selev and T. Lauritsen, *Nucl. Phys.*, **A227**(1974), 1.

- [10] Wang Xi-cang, H. Bandō and H. Takaki, *Z. Phys. A. Atomic Nuclei*, **327**(1987), 59.  
[11] Yu You-wen, T. Motoba and H. Bandō, *Prog. Theor. Phys.*, **76**(1986), 861.

## THE STUDY OF THE STRUCTURE OF ${}_{\Lambda}^{10}\text{Be}$ HYPERNUCLEUS

WANG XICANG

(Department of Physics Ningxia University Yinchuan)

### ABSTRACT

The Structure of hypernucleus  ${}_{\Lambda}^{10}\text{Be}$  is studied by using  ${}^9\text{Be} + \Lambda$  two cluster model. Using the transition density matrix of  ${}^9\text{Be}$ , the folding potential of  $\Lambda\text{N}$  interaction is obtained. Taking into account the glue-like role of  $\Lambda$ -hyperon in the hypernucleus, a contraction factor  $S$  is introduced into the density matrix of  ${}^9\text{Be}$ . The eigenvalues  $E_I$  of  ${}_{\Lambda}^{10}\text{Be}$  are obtained by solving the channelcoupled equations.