

Skyrme 势与 $A=18$ 核的低能谱计算

袁竹书 沈永平* 王炎森 裘志洪

(复旦大学)

郭子斯

(美国纽约州立大学石溪分校)

摘 要

本文在 Kuo, Lee 和 Latcliff 的有效势折线图展开理论框架的基础上, 尝试采用 Skyrme 势计算了 ^{18}O 及 ^{18}F 的低能级. 计算结果表明, 无论是采用 Vautherin 和 Brink 提供的 Skyrme 势参数还是采用 Krewald 等改进的 Skyrme 势参数, 用于开壳核的计算结果都不好.

一、引 言

Kuo, Lee 和 Latcliff^[1] 的有效势折线图展开理论(以下简称 KLR 理论)是处理多体问题的一种方法. Kuo, Shurpin^[2] 等人用 Reid 势、Paris 势的相互作用 G 矩阵及 KLR 理论计算了 ^{18}O 及 ^{18}F 的低能谱得到了较好的结果.

另一方面, Vautherin 和 Brink^[3] 把 Skyrme 势应用到球形核及某些轴向形变核的基态性质的 Hartree-Fock 计算取得了较好的结果. 但对于激发态, 类似的计算却得到了很不相同的结果. Krewald^[4] 等人把 Skyrme 势的参数看作核的有效质量及核物质不可压缩系数的函数, 重新调节了 Skyrme 势的参数, 把这种改进的 Skyrme 势应用于闭壳核的基态及激发态性质的 Hartree-Fock 计算也取得了较好的结果.

由于 Skyrme 势可被看作唯象 G 矩阵^[5], 加上其参数少, 结构简单, 形式上又是一种零程势, 在核结构计算中很便于应用, 因而受到了广泛的重视. 我们的兴趣在于: 在 KLR 理论框架中, 能否用 Skyrme 势来计算开壳核的基态及低激发态性质呢? 本文用 Skyrme 势及改进的 Skyrme 势作了这方面的初步尝试.

二、Skyrme 势及其两体矩阵元

Skyrme 势的早期形式是^[3,5]:

$$V = \sum_{i < j} V_{ij}^{(2)} + \sum_{i < j < k} V_{ijk}^{(3)}, \quad (1)$$

* 沈永平同志现在国防科技大学工作.
本文 1983 年 11 月 3 日收到.

(1)式中第一项为两体相互作用部分,在位形空间中取低阶近似的两体相互作用可表为:

$$V_{\text{Skyrme}}^{(2)} = t_0(1 + P_\sigma \chi_0) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \frac{1}{2} t_1 [\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) K^2 + K'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] \\ + t_2 \mathbf{K}' \cdot \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{K} + i \omega_0 (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{K}' \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{K}, \quad (2)$$

其中 \mathbf{K}, \mathbf{K}' 是两核子的相对波矢,定义为:

$$\mathbf{K} = (\nabla_1 - \nabla_2)/2i \quad (\text{向右作用}), \\ \mathbf{K}' = -(\nabla_1 - \nabla_2)/2i \quad (\text{向左作用}). \quad (3)$$

P_σ 是自旋交换算符; $\boldsymbol{\sigma}$ 是泡利自旋算符; t_0, t_1, t_2, χ_0 及 W_0 均为常参数。(1)式中第二项为三体相互作用项, Skyrme 给出的形式为:

$$V_{\text{Skyrme}}^{(3)} = t_3 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3). \quad (4)$$

如果对其中一个核子求平均则三体相互作用可等价为一个与核子密度成正比的二体相互作用^[3,9]:

$$V_{\text{Skyrme}}^{(3)} = \frac{1}{6} t_3 (1 + P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{R}), \quad (5)$$

式中:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad \mathbf{R} = \frac{1}{2} (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2). \quad (6)$$

本工作中我们对考虑三体力和不考虑三体力两种情况作了计算.

取谐振子波函数为单粒子波函数,忽略三体力影响下,我们推导得 Skyrme 势的两粒子耦合矩阵元计算公式为:(见附录 A)

$$\langle n_1 l_1 j_1, n_2 l_2 j_2; JT | V_{\text{Skyrme}}^{(2)} | n'_1 l'_1 j'_1, n'_2 l'_2 j'_2; JT \rangle = \sum_{\substack{nNL \\ i j \lambda}} \sum_{\substack{n'N'L' \\ i' j' \lambda'}} \frac{1 - (-1)^{i+l+T}}{[2(1 + \delta_{i2})]^{1/2}} \\ \times \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{\lambda} \begin{Bmatrix} l_1 & l_2 & \lambda \\ 1/2 & 1/2 & s \\ i_1 & i_2 & J \end{Bmatrix} \langle n l, N L; \lambda | n_1 l_1, n_2 l_2; \lambda \rangle \hat{\lambda} \phi W(y L s \lambda; J l) \\ \times \frac{1 - (-1)^{i'+l'+T}}{[2(1 + \delta_{i'2})]^{1/2}} \hat{j}'_1 \hat{j}'_2 \hat{\lambda}' \begin{Bmatrix} l'_1 & l'_2 & \lambda' \\ 1/2 & 1/2 & s' \\ i'_1 & i'_2 & J \end{Bmatrix} \langle n' l', N' L'; \lambda' | n'_1 l'_1, n'_2 l'_2; \lambda' \rangle \\ \hat{\lambda}' \phi' W(y' L' s' \lambda'; J l') \\ \times \left\{ \delta_{NN'} \delta_{LL'} \delta_{yy'} \left\{ \delta_{ll'} \delta_{l_0} \delta_{ll'} [1 + (-1)^{i+l} \chi_0] \frac{\alpha^3 t_0}{\sqrt{2} \pi^2} \right. \right. \\ \times \left[\frac{\Gamma(n + 3/2) \Gamma(n' + 3/2)}{n! n'!} \right]^{1/2} \\ + \delta_{ll'} \delta_{l_0} \delta_{ll'} \frac{\alpha^5 t_1}{2\sqrt{2} \pi^2} (3 + 2n + 2n') \left[\frac{\Gamma(n + 3/2) \Gamma(n' + 3/2)}{n! n'!} \right]^{1/2} \\ + \delta_{ll'} \delta_{l_1} \delta_{ll'} \frac{\sqrt{2} \alpha^5 t_2}{3\pi^2} \left[\frac{\Gamma(n + 5/2) \Gamma(n' + 5/2)}{n! n'!} \right]^{1/2} \\ \left. \left. + \delta_{ll'} \delta_{l_1} \delta_{ll'} \frac{4\sqrt{2} \alpha^5 W_0}{\pi^2} \left[\frac{\Gamma(n + 5/2) \Gamma(n' + 5/2)}{n! n'!} \right]^{1/2} W(1y11, 11) \right\} \right\} \quad (7)$$

式中 Γ 为 Γ 函数, 其余各符号的含义见附录 A.

如果考虑三体力项的贡献则应在上式双括号内加上如下一项: (为了简化计算, 我们把 ^{16}O 的密度 $\rho_{\text{core}}(\mathbf{R})$ 看成密度均匀分布的球.)

$$\begin{aligned}
 I'_3 = & \delta_{LL'} \delta_{yy'} \delta_{zz'} \delta_{ll'} \frac{t_3 \alpha^3}{6\sqrt{2}\pi^2} \left[\frac{\Gamma(n+3/2)\Gamma(n'+3/2)}{n!n'} \right]^{1/2} [1 + (-1)^{l+l'}] \\
 & \times \left[\Gamma(N+L+3/2) \times \frac{\Gamma(N'+L'+3/2)}{N!N'} \right]^{1/2} \frac{0.09549}{\Gamma^2(L+3/2)} \\
 & \times \sum_{k=0}^N \frac{(-N)_k}{(L+3/2)_k \cdot k!} \sum_{k'=0}^{N'} \frac{(-N')_{k'}}{(L+3/2)_{k'} \cdot k'!} \\
 & \times \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{(\sqrt{2}\alpha\alpha)^{2(L+k+k')+2m+3}}{[2(L+k+k')+2m+3] \cdot m!} \quad (8)
 \end{aligned}$$

三、模型空间中的有效相互作用及本征值方程

多核子体系哈密顿矩阵 H 的严格对角化是做不到的, 因为 H 是 $\infty \times \infty$ 矩阵. 为此必须把无限维空间中的 H 的本征值问题转化为有限维模型空间中的有效哈密顿的本征值问题. 具体地说, 例如我们可以把 ^{18}O 看成是 ^{16}O 惰性核芯外加两个 s - d 价中子的系统, 把 ^{18}F 看成是 ^{16}O 惰性核芯外加 s - d 壳层的一个中子, 一个质子的系统. 由 s - d 壳层的二核子组态构成 Model Space, 考虑角动量及同位旋守恒后 ^{18}O 的 0^+ , 2^+ , 4^+ 态及 ^{18}F 的 1^+ , 2^+ , 3^+ , 5^+ 态的模型空间的基矢由附录 B 给出.

KLR 理论的基本思想是要用一个模型空间中的有效相互作用来替代原来无限维 Hilbert 空间中的哈密顿, 并使有效相互作用在模型空间中的本征值精确地同原来哈密顿的几个最低的本征值相对应.

由 KLR 理论可以写出 Model Space 中的有效相互作用 v_{eff} 及等效的本征值方程^[1]:

$$\sum_{j=1}^d \langle i | H'_0 + v_{\text{eff}} | j \rangle \langle j | \psi_n \rangle = (E_n - E_g^c) \langle i | \psi_n \rangle \quad (9)$$

其中 $\langle i |$, $\langle j | \dots$ 为模型空间的基矢, d 为其维数, $|\psi_n\rangle$ 及 E_n 分别为 ^{18}O 的真实本征态及本征能量, H'_0 为两个价核子的非微扰哈密顿, E_g^c 为 ^{16}O 的基态能量. 按 KLR 理论, 并有:

$$v_{\text{eff}} = \hat{Q} - \hat{Q}' \int \hat{Q} + \hat{Q}' \int \hat{Q} \int \hat{Q} - \dots \quad (10)$$

这里 \hat{Q} 代表各阶相互作用的一体及二体非分离的不可约图的总和, 称为 \hat{Q} -box; \hat{Q}' 表示其中包含的最低阶图至少是二阶相互作用图; “ \int ”是广义时序折迭算符. v_{eff} 还可等价地表示为 \hat{Q} -box 的各阶能量导数之和:

$$\begin{aligned}
 v_{\text{eff}} = & \hat{Q} + \frac{d\hat{Q}}{dW} \hat{Q} + \left\{ \frac{1}{2!} \frac{d^2\hat{Q}}{dW^2} \hat{Q} \hat{Q} + \frac{d\hat{Q}}{dW} \frac{d\hat{Q}}{dW} \hat{Q} \right\} \\
 & + \dots = F_0 + F_1 + F_2 + \dots \quad (11)
 \end{aligned}$$

为了计算 v_{eff} , 必须先计算出 \hat{Q} -box, 然而 \hat{Q} -box 中又包含有无穷个一体及二体相互

作用图,所以对于任何有实际意义的计算来说,只能采用低阶近似。考虑到一个三阶相互作用图的计算时间已是二阶相互作用图的近五十倍,按照通常的作法,我们也近似地把 \hat{Q} -box 中的图形取到二阶相互作用为止^[1]。

一体相互作用图包括四项(见图 1 中 D_1 、 D_2 、 D_3 及 U)。

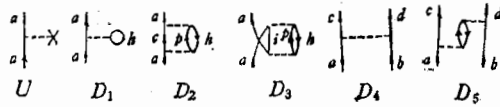


图 1

对于¹⁷O,我们再次利用(9)式所示的有效相互作用的本征值方程可得知,一体图的总和刚好是¹⁷O的价核子与¹⁶O内所有核子的有效相互作用。如果我们所作的低阶近似合理,则由下式计算的¹⁷O的能级间距应与实验值相符:

$$U + D_1 + D_2 + D_3 \approx \nu_{\text{eff}}(^{17}\text{O}) = E_j(^{17}\text{O}) - E_g(^{16}\text{O}) - \varepsilon_j \quad (12)$$

式中 $E_j(^{17}\text{O})$ 为价核子处于 j 态的¹⁷O的能量, ε_j 为处于 j 态的价核子的非微扰能量。在计算中 $[E_j(^{17}\text{O}) - E_g(^{16}\text{O})]$ 取实验值。

我们按经常的作法在二体图中包括直接相互作用及核芯极化二个图形(见图 1 中 D_4 、 D_5)。

以上所有六个图形的计算公式见附录 C。

四、计算及结果

1. 我们先用表 1 所列的不同参数的 Skyrme 势计算了¹⁷O 的能级间隔,发现计算结果与实验值很不相符(见表 2,表中为了便于比较,同时列入了用 Paris 势构造的 G 矩阵元作的相应计算的结果)。

表 1 Skyrme 势的各套参数

	χ_0	$t_0(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$	$t_1(\text{MeV} \cdot \text{fm}^2)$	$t_2(\text{MeV} \cdot \text{fm}^2)$	$W_0(\text{MeV} \cdot \text{fm}^2)$	$t_3(\text{MeV} \cdot \text{fm}^2)$
$S_0^1)$	0.56	-1057.3	235.9	-100.0	120.0	
$S_d^2)$	0.05	-1205.6	765.0	35.0	150.0	
$S'_d^2)$	0.05	-1205.6	765.0	35.0	150.0	5000.0

1) S_0 为未改进的 Skyrme 势参数。

2) S_d 、 S'_d 为 Krewald 等改进的 Skyrme 势参数; S_d 与 S'_d 之差别仅在 S_d 没有包括三体力项,而 S'_d 包括了三体力项。

2. 我们用表 1 所列的各种参数的 Skyrme 势计算了¹⁸O 及¹⁸F 的低能谱。对 ν_{eff} 的折线图展开,我们只计算到二阶折迭,各阶单体图的总和用¹⁷O 的实验值代替,(9)式可改写为:

表2 用各套 Skyrme 势参数计算的一体图及¹⁷O 能级间隔 (MeV)

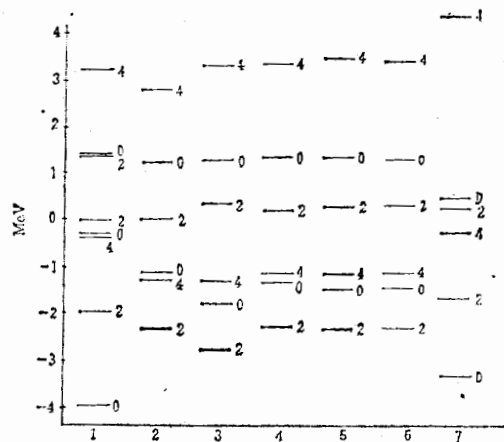
	能级					$U + D_1$ $+ D_2 + D_3$	能级相 对间隔	实验值
S_0	0d5/2	-46.536	-12.257	2.461	29.154	-27.178	0.	0.
	1s1/2	-51.037	-8.986	0.174	29.154	-30.695	-3.517	0.87
	0d3/2	-36.583	-12.376	3.716	29.154	-16.089	10.089	5.08
S_d	0d5/2	-33.725	-1.401	0.276	29.154	-5.697	0.	0.
	1s1/2	-29.768	-2.034	0.031	29.154	-2.618	3.079	0.87
	0d3/2	-21.284	-1.432	0.418	29.154	6.856	12.553	5.08
S'_d	0d5/2	-31.939	-1.128	0.195	29.154	-3.718	0.	0.
	1s1/2	-26.854	-1.791	0.035	29.154	0.543	4.261	0.87
	0d3/2	-19.498	-1.150	0.297	29.154	8.803	12.521	5.08
Paris* 势	0d5/2	-25.772	-2.978	1.145	29.154	1.895	0.	0.
	1s1/2	-24.240	-3.418	1.270	29.154	3.112	1.217	0.87
	0d3/2	-20.393	-3.552	1.889	29.154	7.444	5.549	5.08

* 引自参考文献[2].

$$\sum_{i=1}^d \langle i | v_{\text{eff}} (\text{两体图}) | j \rangle \langle j | \psi_n \rangle = [E_n(^{18}\text{O}) + E_g(^{16}\text{O}) - 2E(^{17}\text{O})] \langle i | \psi_n \rangle$$

$$i = 1, \dots, d \quad (13)$$

由(13)式中 v_{eff} (两体图) 矩阵的对角化即可求得 ¹⁸O 的能量, ¹⁸F 低能级的计算方法完全类似于此. 计算结果表明, 无论是用 S_0 还是 S_d 、 S'_d 计算的 ¹⁸O 与 ¹⁸F 低能谱都与实验结果相差很大. 限于篇幅, 我们仅在图 2、图 3 上分别画出了用参数 S_d 及 S'_d 计算的 ¹⁸O 和 ¹⁸F 的低能谱. 为了便于比较图上同时列出用 Paris 势构造的 G 矩阵元计算的相应结果.

图2 ¹⁸O 的低能谱

1. 实验值
2. 只包括 D_1 图
3. $D_1 + D_2$
4. 包括一阶折迭
5. 包括二阶折迭
6. 包括三体力项(即 S'_d); (2—5 用 S_d 参数)
7. 用 Paris 势计算的结果

3. 几点结论与讨论:

1) 适用于闭壳核能谱计算的 Skyrme 势简单地搬到开壳核的低能谱是不成功的, 或者更确切地说, 在我们选取的模型空间及低阶近似下是不成功的。

2) 考虑三体力的贡献后对低能谱的影响不大。

3) 用于闭壳核计算的 Skyrme 势是一种等效势, 它的参量由 ^{16}O 的核物质密度与均方根半径等 16 个核子的平均效果确定^[3]。在我们的开壳核计算中, ^{16}O 被冻结, 二个价核子的等效势取 Skyrme 势。显然此时二个价核子的密度等是与闭壳核大为不同的, 所以作开壳核计算时仍然使用闭壳核计算的参量是不够合理的, 应当重新调整, 初步调整的结果是令人鼓舞的, 目前正在作进一步的研究。

本工作过程中, 北京 401 所张竞上同志就 Skyrme 势等问题与我们作了有益的讨论。复旦大学物理二系黄发决同志在计算程序方面也给过不少帮助, 在此向以上两位同志热忱致谢。

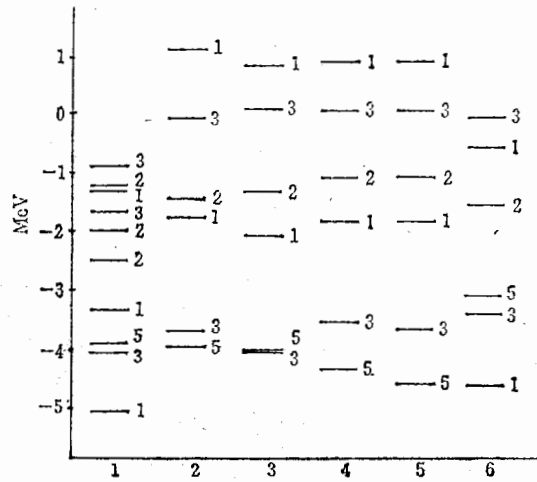


图 3 ^{18}F 的低能谱

- 1. 实验值 2. 只包括 D_4 图 3. $D_4 + D_2$
- 4. 包括一阶折迭 5. 包括二阶折迭 (2—5 用 S_2 参数) 6. 用 Paris 势计算的结果

附录 A 单粒子与两粒子耦合波函数

A. 1. 单粒子波函数取谐振子波函数^[6]:

$$|nlm\rangle = R_{nl}(\rho)Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (\text{不考虑自旋与同位旋部分}) \quad (\text{A.1})$$

$$R_{nl}(\rho) = \alpha^{3/2} \left[\frac{2\Gamma(n+l+3/2)}{n!} \right]^{1/2} \frac{1}{\Gamma(l+3/2)} \rho^l \exp\left[-\frac{1}{2}\rho^2\right] \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-n)_k}{(l+3/2)_k \cdot k!} \rho^{2k} \quad (\text{A.2})$$

其中

$$\alpha = \sqrt{\frac{M\omega}{\hbar}}; \quad \rho = \alpha r \quad (r \text{ 为相对坐标})$$

谐振子参量由下式确定^[7]:

$$\hbar\omega = 45/A^{1/3} - 25/A^{2/3} \quad (\text{A.3})$$

A.2. 两粒子耦合波函数

由于 Skyrme 势只与两粒子的相对坐标有关, 所以两粒子耦合波函数从实验室坐标经 Moshinsky 变换^[6]为质心-相对坐标系是于计算十分有利的。为此, 经如下一系列变换:

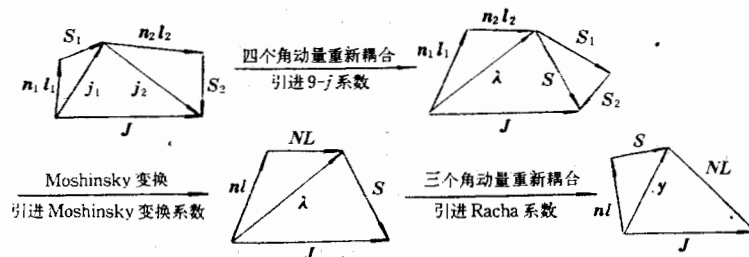


图 A.1

图中 $n_1 l_1 s_1 j_1$, $n_2 l_2 s_2 j_2$ 分别为二个核子的主量子数, 轨道、自旋及总角动量子数; λ, s, J 分别为两核子耦合体系的轨道角动量, 总自旋及总角动量; n_l, N_L 分别为两粒子体系相对及质心运动主量子数及轨道角动量子数; y 为 l 与 s 的耦合量子数。

最后得到变换后的反对称、归一化的两粒子耦合波函数:

$$\langle n_1 l_1 j_1, n_2 l_2 j_2; J_T | = \sum_{n_l N_L} \sum_{\lambda} \frac{1 - (-1)^{l_1 + l_2 + T}}{[2(1 + \delta_{12})]^{1/2}} \hat{i}_1 \hat{j}_1 \hat{i}_2 \hat{j}_2 \begin{Bmatrix} l_1 & l_2 & \lambda \\ 1/2 & 1/2 & s \\ j_1 & j_2 & J \end{Bmatrix} \\ \times \langle n_l N_L; \lambda | n_1 l_1 n_2 l_2; \lambda \rangle \hat{\lambda} \hat{y} W(y L s \lambda; J I) \langle (n_l, s) y, N_L; J_T | \quad (A.4)$$

$$p_f \text{ 壳层 } \left\{ \begin{array}{l} 1p \ 1/2 \\ 1p \ 3/2 \\ \text{of } 5/2 \\ \text{of } 7/2 \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} 10 \\ 9 \\ 8 \\ 7 \end{array} \right\} \hbar\omega$$

$$sd \text{ 壳层 } \left\{ \begin{array}{l} 0d \ 3/2 \\ 1s \ 1/2 \\ 0d \ 5/2 \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} 6 \\ 5 \\ 4 \end{array} \right\} 0\hbar\omega$$

$$op \text{ 壳层 } \left\{ \begin{array}{l} 0p \ 1/2 \\ 0p \ 3/2 \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} 3 \\ 2 \end{array} \right\} -\hbar\omega$$

$$os \text{ 壳层 } \left\{ \begin{array}{l} os \ 1/2 \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} 1 \end{array} \right\} -2\hbar\omega$$

其中 $\begin{Bmatrix} l_1 & l_2 & \lambda \\ 1/2 & 1/2 & s \\ j_1 & j_2 & J \end{Bmatrix}$ 为 $9j$ 系数; $W(y L s \lambda; J I)$ 为 Racha 系数;

$\langle n_l N_L; \lambda | n_1 l_1 n_2 l_2; \lambda \rangle$ 为 Moshinsky 变换系数。

记:

$$C = \sum_{\lambda} \frac{1 - (-1)^{l_1 + l_2 + T}}{[2(1 + \delta_{12})]^{1/2}} \hat{i}_1 \hat{j}_1 \hat{i}_2 \hat{j}_2 \begin{Bmatrix} l_1 & l_2 & \lambda \\ 1/2 & 1/2 & s \\ j_1 & j_2 & J \end{Bmatrix} \\ \times \langle n_l N_L; \lambda | n_1 l_1 n_2 l_2; \lambda \rangle \hat{\lambda} \hat{y} W(y L s \lambda; J I) \quad (A.5)$$

附录 B 模型空间的基矢

图 B.1

设谐振子单粒子态编号如图 B.1.

^{16}O 被看作封闭的惰性核芯, 记作 $|C\rangle$, 模型空间由 ^{16}O 惰性核芯加 s - d 壳层的两粒子组态构成. 考虑到角动量守恒及波函数反对称化的要求可分别构成 ^{16}O 的 $0^+, 2^+, 4^+$ 态及 ^{18}F 的 $1^+, 2^+, 3^+, 5^+$ 态模型空间. 例如, ^{16}O 的 0^+ 态模型空间的基矢为: (如以 $|a, b; JT\rangle$ 表示两粒子耦合波函数; a, b 为图 B.1 上单粒子态的编号, N 为归一化常数, A^+ 为单粒子产生算符, 则它可表示为: $|a, b; JT\rangle = N[A^+(a)A^+(b)]_J^T |C\rangle$)

$$^{16}\text{O}: \quad \left\{ \begin{array}{l} |44; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [A^+(0d5/2)A^+(0d5/2)]_0^0 |C\rangle \\ |55; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [A^+(1s1/2)A^+(1s1/2)]_0^0 |C\rangle \\ |66; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [A^+(0d3/2)A^+(0d3/2)]_0^0 |C\rangle \end{array} \right.$$

附录 C 图形计算公式

我们采用 Kuo, Shurpin 等人提出的耦合表象中的图形规则^[9]推导了相互作用图形 U, D_1, D_2, D_3, D_4 及 D_5 的计算公式.

设 $N = \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_{ab}}\sqrt{1 + \delta_{cd}}}$ 为外线归一化因子.

$$1. -U = 2(\varepsilon_{sd} - E/2)$$

其中 $E = (2n + l + 3/2)\hbar\omega$ 为谐振子总的能量, 平均势能应为 $E/2$; $\varepsilon_{sd} = -4.14\text{MeV}$ 为 ^{16}O 基态相对 ^{16}O 基态的实验能量. $-U$ 的选取是考虑到我们选定 ^{16}O 基态作为能量零点时, 可使谐振子能量与 s - d 壳层相对 ^{16}O 基态的实验能量一致.

$$2. D_1 = \sum_{J'T'} \frac{(2J' + 1)(2T' + 1)}{2(2j_a + 1)} \left\langle \begin{array}{c} J'T' \\ j_a \ j_b \end{array} \middle| V_{\text{Skymc}} \middle| \begin{array}{c} J'T' \\ i_a \ i_b \end{array} \right\rangle$$

$$3. D_2 = \sum_{c, p, h} \frac{1}{2} \frac{1}{\varepsilon_a + \varepsilon_b - \varepsilon_c - \varepsilon_p} \sum_{J'T'} \frac{(2J' + 1)(2T' + 1)}{2(2j_a + 1)} \left[\left\langle \begin{array}{c} J'T' \\ j_a \ i_b \end{array} \middle| V_{\text{Skymc}} \middle| \begin{array}{c} J'T' \\ i_c \ i_p \end{array} \right\rangle \right]$$

$$\begin{aligned}
 4. D_3 &= \sum_{p,i,h} \frac{1}{2} \frac{1}{-\varepsilon_a - \varepsilon_p + \varepsilon_h + \varepsilon_i} \sum_{J'T'} \frac{(2J'+1)(2T'+1)}{2(2j_a+1)} \left[\begin{array}{c} J'T' \\ \downarrow \\ \langle j_a j_p | V_{\text{Skyrme}} | j_i j_h \rangle \end{array} \right] \\
 5. D_4 &= N \begin{array}{c} JT \\ \downarrow \\ \langle j_a j_b | V_{\text{Skyrme}} | j_c j_d \rangle \end{array} \\
 6. D_5 &= N \sum_{p,h} \frac{1}{\varepsilon_a - \varepsilon_c - \varepsilon_p + \varepsilon_h} \frac{1}{\hat{j}} \sum_{J'T'} \times \begin{pmatrix} i_a & i_b & J \\ i_c & i_d & J \\ j' & j' & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 & 0 \\ 1/2 & 1/2 & 0 \\ T' & T' & 0 \end{pmatrix} \\
 &\times \begin{array}{c} J'T' \\ \downarrow \\ \langle j_c j_p | V_{\text{Skyrme}} | j_a j_h \rangle \end{array} \begin{array}{c} J'T' \\ \downarrow \\ \langle j_h j_d | V_{\text{Skyrme}} | j_p j_b \rangle \end{array} \hat{j}' \hat{T}' \\
 &\quad \quad \quad \begin{array}{c} J'T' \\ \downarrow \\ j' \end{array} \quad \quad \quad \begin{array}{c} J'T' \\ \downarrow \\ j' \end{array}
 \end{aligned}$$

其中 $\hat{j} = \sqrt{2J+1}$.

参 考 文 献

- [1] T. T. S. Kuo, S. Y. Lee and K. F. Ratcliff, *Nucl. Phys.*, A176 (1971), 65.
- [2] J. Shurpin, *Folded Diagram S-d Shell Nuclear Structure Calculations With the Paris Nucleon-Nucleon Potential* (Ph. D. Thesis State University of New York at Stony Brook, 1980).
- [3] D. Vautherin and D. M. Brink, *Phys. Rev.*, C5(1972), 626.
- [4] S. Krewald, V. Klemt, J. Speth and A. Faessler, *Nucl. Phys.*, A281(1977), 166.
- [5] T. H. R. Skyrme et al., *Phil. Mag.*, 1(1956), 1043; 1055.
- [6] M. Moshinsky, *Nucl. Phys.*, 13(1959), 104.
- [7] G. F. Bertsch, *The Practitioner's Shell Model* (North-Holland Publishing Company, 1972).
- [8] T. T. S. Kuo, J. Shurpin, K. c. Tam, E. Osnes and P. J. Ellis, *Ann. of Phys.*, 132(1981), 237.
- [9] R. W. Sharp and L. Zamick, *Nucl. Phys.*, A208(1973), 130.
- [10] I. S. Towner, *A Shell Model Description of Light Nuclei* (Clarendon Press, Oxford, 1977).
- [11] T. T. S. Kuo and G. E. Brown, *Nucl. Phys.*, 85(1966), 40.

A MICROSCOPIC STUDY OF THE LOW-LYING LEVELS OF ^{18}O AND ^{18}F WITH THE SKYRME INTERACTION

YUAN ZHU-SHU SHEN YONG-PING WANG YAN-SENG QIU ZHI-HONG
(Fudan University)

T. T. S. KUO

(Department of Physics, State University of New York at Stony Brook, New York 11794)

ABSTRACT

The low-lying levels of ^{18}O and ^{18}F have been calculated using several Skyrme interactions and the many-body folded diagram theory of Kuo, Lee and Ratcliff. Our results obtained with the Skyrme interactions determined by Vautherin and Brink and by Krewald are not in satisfactory agreement with the experimental spectra.