

## 2H-1P 多重散射关联及自屏蔽效应 对<sup>17</sup>O 和<sup>15</sup>O 能谱的贡献\*

李蕴才<sup>1)</sup> 杨善德 吴式枢

(吉林大学, 长春)

### 摘 要

本文利用格林函数方法和多重散射理论考察了 2H (空穴)-1P (粒子) 多重散射关联及自屏蔽效应对<sup>17</sup>O 和<sup>15</sup>O 能谱的贡献。计算中采用了 Paris 位导得的 G 矩阵, 计算结果表明 2H-1P 多重散射关联的贡献是重要的, 而自屏蔽效应的影响可以忽略。

### 一、引 言

按照格林函数方法, 单粒能谱本征方程为<sup>[1]</sup>

$$\sum_{\gamma} [(\varepsilon_{\alpha} - \mathcal{E}_{\gamma}^{\pm})\delta_{\alpha\gamma} + M_{\alpha\gamma}(\mathcal{E}_{\gamma}^{\pm}) - U_{\alpha\gamma}] C_{\gamma}^{\pm}(n) = 0, \quad (1)$$

其中

$$\mathcal{E}_{\gamma}^{\pm} = \pm [E_{\gamma}(A \pm 1) - E_0(A)], \quad (2)$$

$$C_{\gamma}^{\pm}(n) = \begin{cases} \langle \psi_0 | \xi_{\gamma} | \psi_n(A+1) \rangle, \\ \langle \psi_n(A-1) | \xi_{\gamma} | \psi_0 \rangle. \end{cases} \quad (3)$$

这里  $\mathcal{E}_{\gamma}^{\pm}$  为待求单粒能,  $|\psi_0\rangle$ 、 $E_0(A)$  分别是核子数为  $A$  的满壳核严格基态波函数和能量本征值,  $|\psi_n(A \pm 1)\rangle$ 、 $E_n(A \pm 1)$  分别是  $A \pm 1$  核子系统的本征态和能量本征值,  $\xi_{\gamma}$  是单粒态  $|\gamma\rangle$  的消灭算符,  $U$  是为计算方便引入的单粒位, 这时  $\varepsilon_{\alpha}$  满足

$$\hbar|\alpha\rangle = (\varepsilon + u)|\alpha\rangle = \varepsilon_{\alpha}|\alpha\rangle \quad (4)$$

其中  $\varepsilon$  为单粒动能算符, 本文选  $u$  为谐振子位

$$U = \frac{1}{2} m\Omega^2 r^2 + C \quad (5)$$

$\Omega$  为谐振子频率, 我们取  $\hbar\Omega = 16\text{MeV}$ , 这对<sup>16</sup>O 区是合理的<sup>[1]</sup>。C 是能量零点常数, 为使表象单粒能与壳平均 (*sd* 壳和 *p* 壳) 实验能对齐, 我们取  $C = -58\text{MeV}$ 。

本文 1989 年 6 月 28 日收到。

\* 国家自然科学基金资助项目。

1) 河南大学。

方程(1)中的质量算符  $M$  是无穷多不可约顶角的总和, 迄今尚无法严格求解, 通常用部分求和方法近似处理,  $M$  的近似处理好坏将直接影响计算结果. 以往计算结果表明  $2P-1H$  不可约顶角对  $^{15}\text{O}$ 、 $^{17}\text{O}$  能谱的贡献是重要的<sup>[2,3]</sup>.  $2H-1P$  不可约顶角的零级近似(图 1-e)对  $^{17}\text{O}$  能谱的贡献也相当显著<sup>[4]</sup>, 但对于  $2H-1P$  不可约顶角(图 1-d)对  $^{15}\text{O}$ 、 $^{17}\text{O}$  能谱的贡献尚缺乏较系统的考察. 此外,  $pH$  自屏蔽效应对  $^{16}\text{O}$  能谱有显著影响, 但当顾及了  $G$  矩阵偏离能壳性之后, RPA 谱与 TDA 谱之间的差别几乎消失了<sup>[5]</sup>. 本文的目的就是要在文[2]的基础上, 利用多重散射理论<sup>[6]</sup>进一步考察  $2H-1P$  不可约顶角各部分及自屏蔽效应对  $^{17}\text{O}$  和  $^{15}\text{O}$  能谱的贡献. 计算中本文采用了以 Paris 位<sup>[7]</sup>导得的  $G$  矩阵<sup>[8]</sup>, 并严格顾及了  $G$  矩阵的偏离能壳性, 结果表明  $2H-1P$  多重散射不可约顶角的贡献是显著的, 但自屏蔽效应的影响很小, 可以忽略.

第二节中给出了本文的计算方法和具体的计算内容, 第三节是计算结果和讨论, 第四节是本文的简短总结.

## 二、2H-1P 多重散射关联和 pH 自屏蔽

为了便于考察和分析  $2H-1P$  不可约顶角各部分及  $PH$  自屏蔽效应对  $^{15}\text{O}$  和  $^{17}\text{O}$  能谱的贡献, 我们用图 1 中的图形作了适当的组合构成了质量算符的不同近似, 并用方程(1)分别进行了计算.

图 1(a) 中的 b 图是质量算符的最低级近似, 所有计算中都包含该图, c 图中顾及了  $2P-1H$  不可约顶角中的  $PP$  散射, 它是  $2P-1H$  不可约顶角较好的近似<sup>[2]</sup>, b 和 c 图之和为 a 图. 这几个图形是本文的部分计算中顾及的基本图形.

图 1(b) 中的 d 图是  $2H-1P$  不可约顶角, 其中包含有  $2H-1P$  格林函数, 本文只考虑其 TDA 近似, 这时它满足图 2 所示的积分方程. 当在图 2 中略去  $PH$  散射关联(图 2-d、e)时, 图 1-d 即简化为图 1-h 当进一步忽略  $HH$  散射关联(图 2-c)时, d 图简

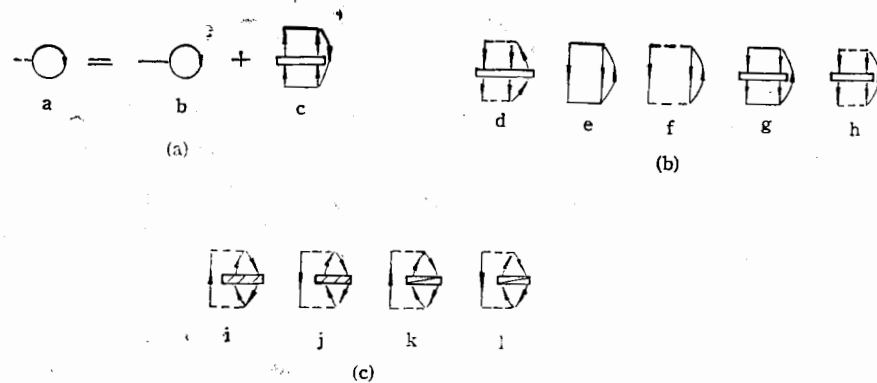


图 1 质量算符  $M$  中的部分不可约顶角图

“——”表示模型空间为  $(n_1, n_2, n_3) = (3, 3, 45)$  的  $G$  矩阵. “—”表示模型空间为  $(3, 10, 45)$  的  $G$  矩阵 ( $n_1, n_2, n_3$ ) 为 T.T.s.Kuo 的符号<sup>[9]</sup>  
 (a) 质量算符  $M$  中的基本图形 (b)  $2H-1P$  不可约顶角的不同近似 (c)  $PH$  散射和  $PH$  自屏蔽图

化为  $f$  图。由于以往计算中多采用模型空间为  $(3, 10, n_3)$  的  $G$  矩阵,为考察由于  $G$  矩阵选取不同而产生的影响,我们同时给出了图 1-e, g, 以便进行对比计算和分析。

为考察  $PH$  自屏蔽效应对  $^{15}\text{O}$ 、 $^{17}\text{O}$  能谱的贡献,我们在图 1(c) 中给出了同  $PH$  散射和  $PH$  自屏蔽相关的 4 个图形。图 1(c)-k, l 两图中包含的  $PH$  顶角(如图 3(a)-a 所示)的图形展开如图 3 所示。由图 3(a)(b)(c) 的图形结构可以看出,  $PH$  顶角中至少包含一次相互作用,因而图 1-k, l 两图中不包含  $2P-1H$  和  $2H-1P$  不可约顶角的零级近似图,图 3(c)-c, d 是屏蔽一个气泡的  $PH$  自屏蔽相互作用, b 图为  $PH$  散射关联项,当在图 3(c) 中忽略 c, d 两图后,图 1(c)-k, l 即分别简化为  $i, j$  两图。显然,  $i, j$  两图只包含  $PH$  散射关联的贡献,而 k, l 两图分别比它们多顾及了  $PH$  自屏蔽效应。以上各图形的计算公式可参见附录。

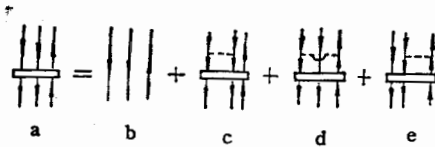


图 2  $2H-1P$  TDA 格林函数的积分方程

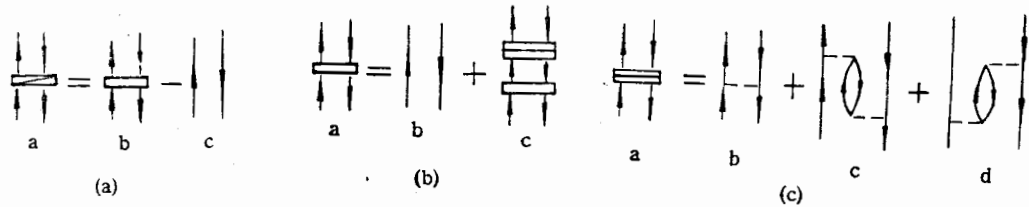


图 3 图 1(c)-k, l 两图包含的  $PH$  顶角(图 3(a)-a) 的图形展开  
(a)  $PH$  顶角定义图 (b)  $PH$  格林函数图 (c)  $PH$  相互作用图角图

### 三、计算结果和讨论

按照图 1 中给出的各种图形,本文分九种不同形式构成了质量算符的近似,并分别用方程 (1) 通过对能量  $\mathcal{E}_i^\dagger$  的自洽计算了  $^{15}\text{O}$  和  $^{17}\text{O}$  的能谱,计算结果如表 1 所示。表 1 中  $a, b, c$  等表示图 1 中相应的图形,在计算中我们严格顾及了  $G$  矩阵的偏离能壳性和中间组态的交换图。由于  $0s_{1/2}$  和  $0p_{3/2}$  态实验能谱的间距过大(约 24MeV),为使  $0s_{1/2}$  态表象能量与实验值对齐,在带“\*”号的三行的计算中,将  $0s_{1/2}$  态能量零点常数取为  $C_{0s_{1/2}} = -70\text{MeV}$  (讨论见后面)。由表 1 中的计算结果对比不难得到  $2H-1P$  不可约顶角各部分及  $PH$  自屏蔽效应的贡献(其中包含图形之间的相互干涉效应)。

由表 2 中的数据对比可以看出,  $[h]$  的贡献最大,它使空穴态能谱升高 7MeV 左右,粒子态能谱升高 4.5MeV 左右,其作用与  $[c]$  的贡献相反,数量级相同。可见二者都是重要图形,且具有明显的相互抵消性,故计算中应同时顾及。b 图包含  $f$  图,而  $[f]$  的贡献为  $[h]$  贡献的 84% 左右,可见  $f$  图在  $h$  图中起主要作用,但  $h$  比  $f$  图多包含的  $HH$  多重散射关联 ( $[HH]$ ) 的贡献仍在 0.44—1.09MeV 之间,因而  $[HH]$  的贡献也是

表 1  $^{17}\text{O}$  和  $^{15}\text{O}$  能谱计算结果  $\hbar\Omega = 16 \text{ c} = -58$ 

(单位: MeV)

态 $\mathcal{G}$ $M_{\alpha\beta}$ 含的图	态				
	$0p_{3/2}$	$0p_{1/2}$	$0d_{5/2}$	$1s_{1/2}$	$0d_{3/2}$
$b^{[1]}$	-29.46	-24.69	-6.91	-5.48	-0.85
$b+f$	-23.13	-18.29	-3.06	-2.33	3.24
$b+h$	-22.07	-17.76	-1.98	-1.24	3.68
$b+e$	-23.68	-18.78	-4.71	-3.68	1.83
$b+g$	-22.94	-18.37	-3.72	-2.90	2.11
$b+c+f$	-27.26	-23.16	-6.79	-6.30	-0.98
$b+c+h$	-26.21	-22.62	-5.70	-5.09	-0.51
* $a+h$	-25.70	-22.43	-7.89	-7.28	-3.23
* $a+h+i+j$	-25.63	-22.44	-7.79	-7.11	-3.21
* $a+h+k+l$	-25.70	-22.52	-7.89	-7.19	-3.21
实验值	-21.85	-15.67	-4.14	-3.27	0.944

表 2 2H-1P 不可约顶角各部分贡献对比表

(单位: MeV)

图 贡献	态				
	$0p_{3/2}$	$0p_{1/2}$	$0d_{5/2}$	$1s_{1/2}$	$0d_{3/2}$
$[c]^{[1]}$	-4.09	-4.77	-3.49	-4.03	-4.43
$[f]$	6.33	6.40	3.85	3.15	4.09
$[h]$	7.39	6.93	4.93	4.24	4.53
$[e]$	5.78	5.91	2.20	1.80	2.68
$[g]$	6.52	6.32	3.19	2.58	2.96
$[h]-[f]=[HH]$	1.06	0.53	1.08	1.09	0.44
$[g]-[e]$	0.74	0.41	0.99	0.78	0.28
$[h]-[g]$	0.87	0.61	1.74	1.66	1.57
$[f]-[e]$	0.55	0.49	1.65	1.35	1.41
* $[i+j]$	0.07	-0.01	0.10	0.17	0.02
* $[k+l]$	0.00	-0.09	0.00	0.09	0.02
* $[k+l]-[i+j]$	-0.07	-0.08	-0.10	-0.08	0.00
$[c+h]$	3.25	2.07	1.21	0.39	0.34

不容忽略的。此外,  $[h]-[g]$  的贡献为 0.61—1.74MeV,  $[g]-[e]$  的贡献为 0.49—1.35 MeV, 可见在 2H-1P 不可约顶角的计算中采用不同的 G 矩阵所产生的影响是不容忽略的, 显然采用模型空间为  $(n_1, n_2, n_3) = (3, 3, n_3)$  的 G 矩阵才是恰当的, 以往一些计算工作中对这一点注意不够。

当计算中同时顾及 2P-1H 和 2H-1P 不可约顶角时, 二者包含的 PH 散射关联效应的总贡献由  $[i+j]$  给出, PH 自屏蔽的贡献由  $[k+l]-[i+j]$  给出, 由表中数据可以看出, 二者的贡献都较小, 且具有一定的相互抵消性, 其总贡献 ( $[k+l]$ ) 为 -0.09—0.09MeV, 可见它们的贡献较小, 且其计算相当复杂, 因而可同时予以忽略。这样一来用  $c$ 、 $h$  两图分别代替 2P-1H 和 2H-1P 不同约顶角不失为一种良好的近似。而由  $[c+h]$  行的数据可以看出,  $[c+h]$  的贡献虽与  $[c]+[h]$  的贡献相近, 但并不

完全相等,这体现了图形间的相互干涉效应。此外,  $[c+h]$  的贡献随能级升高而减小,这一趋势对减小  $0d-1s$  壳与  $0p$  壳平均能差起改善作用。

表3中给出的数据表明,当仅顾及质量算符最低级近似时,  $0d-1s$  与  $0p$  壳平均能差过大,当同时顾及  $c$ 、 $h$  图后,平均能差明显减小,此外,当取  $C_{0s_{1/2}} = -70\text{MeV}$  时 ( $*b$ 、 $c$ 、 $h$  的结果),平均能差进一步接近实验值。这表明,在计算中同时顾及  $c$ 、 $h$  两图是恰当的,同时  $0s_{1/2}$  态表象能量的选取也是值得重视的。

表3  $0d-1s$  壳与  $0p$  壳平均能差

(单位: MeV)

图 形	$b$	$b+c$	$b+c+h$	$*b+c+h$	实验值
平均能差	22.66	23.11	20.65	17.93	16.6

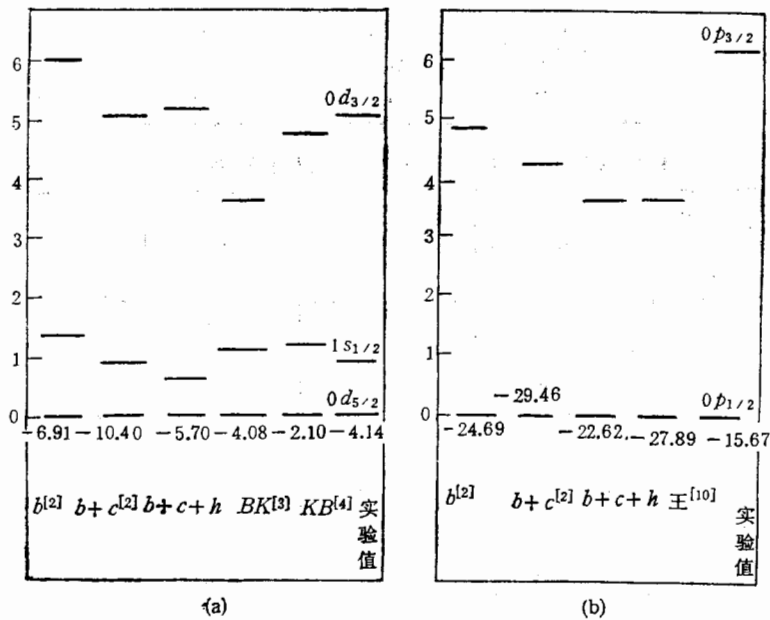
图4  $^{17}\text{O}$  和  $^{15}\text{O}$  能谱图 单位: MeV(a)  $^{17}\text{O}$  能谱 (b)  $^{15}\text{O}$  能谱

图4是 $^{17}\text{O}$ 和 $^{15}\text{O}$ 的能谱图。由图4(a)可以看出,仅顾及 $b$ 图时 $^{17}\text{O}$ 基态能量比实验值低,且 $0d$ 态能级劈裂过大,顾及 $c$ 图后 $0d$ 态能级劈裂大大改善,但基态能量更低了,当增加 $h$ 图后, $0d$ 态能级劈裂变化不大,而基态能量明显接近实验值。 $BK^{[3]}$ 的计算中顾及图形与 $b$ 、 $c$ 两图相近,但他们采用的是由Reid位 $^{[11]}$ 导得的 $G$ 矩阵,并取谐振子位中的参数 $\hbar\Omega = 14\text{MeV}$ ,  $C = -54\text{MeV}$ 。 $KB^{[4]}$ 比 $BK^{[3]}$ 顾及了更多的图形,文[4]中顾及了三级以内所有的图形,计算结果比文[3]的结果有很大的改善,文[3]的结果中 $0d$ 态能级劈裂过小,文[4]的结果已接近实验值,但基态能量比实验值高约 $2\text{MeV}$ 。总的看来,本文的结果与实验值符合是较好的。图4(b)的 $^{15}\text{O}$ 能谱亦表明, $h$ 图使基态能量显著提高,并接近实验值,但同时使 $0p$ 态能级劈裂变小了。

综上所述,我们认为计算中同时顾及 $2P-1H$ 和 $2H-1P$ 不可约顶角是恰当的,而且 $c$ 和 $h$ 图不失为二者的良好近似。

## 四、总 结

通过本文对能谱的计算和分析可以得到如下结论: 1. 2H-1P 不可约顶角可显著提高能谱, 缩小 *sd* 壳和 *p* 壳平均能差, 是一个相当重要的图形. 2. 在 2H-1P 不可约顶角中, 零级近似图起主要作用; HH 散射关联的贡献也较明显, 不可忽略; 而 PH 散射关联及自屏蔽效应的影响都很小, 可以忽略, 即 *h* 图不失为 2H-1P 不可约顶角的良好近似. 3. 计算 2H-1P 不可约顶角时应采用模型空间为 (3, 3,  $n_3$ ) 的 *G* 矩阵. 4. 2P-1H 和 2H-1P 不可约顶角对能谱的贡献具有相互抵消性, 因此计算中应同时顾及它们. 当然, 以上结论还有待于通过电磁跃迁、核谱因子等方面的计算作进一步的检验.

质量算符近似处理是一个相当复杂的问题, 我们在文 [2] 和本文中用多重散射理论较详细地讨论了 2P-1H 和 2H-1P 两个不可约顶角, 对于两个顶角中的单体顶角修正效应及其它一些高级图的贡献以及质量算符的近似处理和  $^{16}\text{O}$  区单粒位阱计算都将另文讨论.

本文的计算工作曾得到井孝功、王克协等同志的帮助, 在此特表谢忱.

## 附 录

图 1-a, b, c 的公式见文献 [5], 其它图形公式如下, 其中 *i, j, k, h* 等表示空穴态, *r, s, p* 等表示粒子态

$$\begin{aligned} \text{图 1-d} = M_{\alpha\beta}^{2H-1P}(\omega) &= \sum_{i < j} \sum_{k < l} \sum_{rs} \sum_{\Gamma_1 \Gamma_2} (-1)^{\alpha+\beta+r+s+\Gamma_1+\Gamma_2} \cdot \frac{\hat{\Gamma}_1 \cdot \hat{\Gamma}_2}{\hat{\alpha} \cdot \hat{\beta}} \Delta_{\alpha\beta} \Delta_{rs} \\ &\times \langle \alpha r \Gamma_2 | G_B(\varepsilon_i + \varepsilon_j) | ij \Gamma_2 \rangle \cdot \langle kl \Gamma_1 | G_B(\varepsilon_k + \varepsilon_l) | \beta s \Gamma_1 \rangle \\ &\times G_{\text{TDA}}(kl[\Gamma_1]s[\alpha], ij(\Gamma_2)r[\alpha]; -\omega) \delta_{i_a m_a r_a, j_b m_b s_b} \end{aligned} \quad (1)$$

$$1) \text{ 图 2-a} = G_{\text{TDA}}(kl(\Gamma_1)s[\Gamma], ij(\Gamma_2)r[\Gamma]; \omega)$$

$$\begin{aligned} &= \delta_{ki} \delta_{lj} \delta_{\Gamma_1 \Gamma_2} G^0(kls; \omega) - G^0(kls; \omega) \sum_{j < h} \sum_{p \Gamma_3} \{ \langle fh \Gamma_3 | G_B(-\omega + \varepsilon_r) | kl \Gamma_3 \rangle \\ &\times \delta_{ps} \delta_{\Gamma_3 \Gamma_1} + [1 - (-1)^{k+l-\Gamma_1} p_{kl}] \cdot [1 - (-1)^{j+h-\Gamma_3} p_{jh}] \\ &\times \sum_{\Gamma_4} (-1)^{l+i+p+\Gamma_4+\Gamma} \begin{Bmatrix} kl \Gamma_1 \\ \Gamma_4 fs \\ p \Gamma_3 \Gamma \end{Bmatrix} \\ &\times \langle sf \Gamma_4 | G_B(\omega + \varepsilon_k + \varepsilon_j + \varepsilon_h) | pk \Gamma_4 \rangle \delta_{ih} \Delta_{jh}^{-1} \Delta_{kl}^{-1} \cdot \hat{\Gamma}_1 \cdot \hat{\Gamma}_3 \cdot \hat{\Gamma}_4 \} \\ &\times G_{\text{TDA}}(fh(\Gamma_3)p[\Gamma], ij(\Gamma_2)r[\Gamma]; \omega) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{其中, } G^0(kls; \omega) = -\{\omega - \varepsilon_r + \varepsilon_k + \varepsilon_j + i\eta\}^{-1} \quad (3)$$

$$\text{符号 } \hat{f} \equiv \sqrt{(2J+1)(2T+1)}, \hat{\alpha} \equiv \sqrt{(2j_a+1) \cdot 2}, \Delta_{\alpha\beta} \equiv \sqrt{1 + \delta_{\alpha\beta}}, J, j \text{ 为角动量算}$$

符,  $T$  为同位旋算符,  $(-1)^{\Gamma} \equiv (-1)^{J+T}$ ,  $(-1)^{\alpha} \equiv (-1)^{\frac{1}{2}+j_a}$ , 以下皆同. 而

1) 公式 (2) 的推导过程中对文 [1] 中的能量因子作了更为合理的修改.

$$\begin{Bmatrix} kl\Gamma_1 \\ \Gamma_1 l s \\ p\Gamma_3\Gamma \end{Bmatrix} \equiv \begin{Bmatrix} ikj_1J_1 \\ J_1 j_1 j_s \\ j_p J_3 J \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T_1 \\ T_4 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & T_3 & T \end{Bmatrix}.$$

图 1-c、f 公式相同, g、h 公式也相同, f、h 的公式可由上边公式经简化得到。

$$\begin{aligned} \text{图 1-k} = & - \sum_{q\mathbf{p}_1} \sum_{h_1\mathbf{p}_2} \sum_{h_2\Gamma_1} \sum_{\Gamma_2\Gamma} (-1)^{p_1+p_2+r_1+r_2} \cdot \frac{\hat{r}_1^2 \cdot \hat{r}_2^2 \cdot \hat{r}^2}{\hat{\alpha} \cdot \hat{\beta}} \begin{Bmatrix} qp\Gamma_1 \\ h_1\alpha\Gamma \end{Bmatrix} \\ & \times \langle \alpha h_1\Gamma_1 | G_B(\omega + \varepsilon_{h_1}) | qp_1\Gamma_1 \rangle G'_{\text{TDA}}(p_1 h_1\Gamma, p_2 h_2\Gamma; \omega - \varepsilon_q) \\ & \times \begin{Bmatrix} qp_2\Gamma_2 \\ h_2\beta\Gamma \end{Bmatrix} \langle qp_2\Gamma_2 | G_B(\omega + \varepsilon_{h_2}) | \beta h_2\Gamma_2 \rangle \delta_{j_{\alpha m} \alpha' \alpha, j_{\beta m} \beta' \beta} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \text{图 1-l} = & \sum_{i\mathbf{p}_1} \sum_{p_2 h_1} \sum_{h_2\Gamma_1} \sum_{\Gamma_2\Gamma} (-1)^{h_1+h_2+r_1+r_2} \cdot \frac{\hat{r}_1^2 \cdot \hat{r}_2^2 \cdot \hat{r}^2}{\hat{\alpha} \cdot \hat{\beta}} \begin{Bmatrix} ih_1\Gamma_1 \\ p_2\alpha\Gamma \end{Bmatrix} \\ & \times \langle \alpha p_1\Gamma_1 | G_B(\varepsilon_i + \varepsilon_{h_2}) | ih_2\Gamma_1 \rangle G'_{\text{TDA}}(p_1 h_1\Gamma, p_2 h_2\Gamma; -\omega + \varepsilon_i) \\ & \times \begin{Bmatrix} ih_1\Gamma_2 \\ p_1\beta\Gamma \end{Bmatrix} \langle ih_1\Gamma_2 | G_B(\varepsilon_i + \varepsilon_{h_1}) | \beta p_1\Gamma_2 \rangle \delta_{j_{\alpha m} \alpha' \alpha, j_{\beta m} \beta' \beta} \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$\begin{Bmatrix} qp_1\Gamma_1 \\ h_1\alpha\Gamma \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} iqj_1J_1 \\ ih_1j_{\alpha J} \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T_1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T \end{Bmatrix}.$$

$$\text{图 3(a)-a} = G'_{\text{TDA}}(p_1 h_1\Gamma, p_2 h_2\Gamma; \omega) = G_{\text{TDA}}(p_1 h_1\Gamma, p_2 h_2\Gamma; \omega) - g^0(p_1 h_1; \omega) \delta_{p_1 p_2} \delta_{h_1 h_2} \quad (6)$$

其中,

$$g^0(p_1 h_1; \omega) = \{\omega + \varepsilon_{h_1} - \varepsilon_{p_1} + i\eta\}_{\eta \rightarrow 0^+}^{-1} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \text{图 3(b)-a} = & G_{\text{TDA}}(p_1 h_1\Gamma, p_2 h_2\Gamma; \omega) = -\delta_{p_1 p_2} \delta_{h_1 h_2} g^0(p_1 h_1; \omega) \\ & + g^0(p_1 h_1; \omega) \sum_{p_3 h_3} F(p_1 h_1\Gamma, p_3 h_3\Gamma; \omega) G_{\text{TDA}}(p_3 h_3\Gamma, p_2 h_2\Gamma; \omega) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \text{图 3(c)-a} = & F(p_1 h_1\Gamma, p_2 h_2\Gamma; \omega) = - \sum_{\Gamma_1} \hat{r}_1^2 \begin{Bmatrix} p_1 h_2\Gamma_1 \\ p_2 h_1\Gamma \end{Bmatrix} \langle p_1 h_2\Gamma_1 | G_B(\omega + \varepsilon_{h_1} + \varepsilon_{h_2}) | p_2 h_2\Gamma_1 \rangle \\ & - \sum_{p_3 h_3} \sum_{\Gamma_1 \Gamma_2} \left[ \Delta_{p_3 p_2} \Delta_{h_3 h_1} \cdot \{\omega + \varepsilon_{h_3} + \varepsilon_{h_1} - \varepsilon_{p_3} - \varepsilon_{p_2}\}^{-1} \cdot \hat{r}_1^2 \cdot \hat{r}_2^2 \cdot \begin{Bmatrix} \Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma \\ p_1 h_1 h_3 \end{Bmatrix} \right. \\ & \times \begin{Bmatrix} \Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma \\ p_2 h_2 p_3 \end{Bmatrix} \times \langle p_3 p_2 \Gamma_2 | G_B(\omega + \varepsilon_{h_3} + \varepsilon_{h_1}) | h_3 p_1 \Gamma_2 \rangle \langle h_2 p_3 \Gamma_1 | G_B(\varepsilon_{h_3} + \varepsilon_{h_1}) | h_1 h_3 \Gamma_1 \rangle \\ & + \Delta_{p_3 p_1} \Delta_{h_3 h_2} \{\omega + \varepsilon_{h_3} + \varepsilon_{h_2} - \varepsilon_{p_3} - \varepsilon_{p_1}\}^{-1} \cdot \begin{Bmatrix} \Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma \\ p_2 h_2 h_3 \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma \\ p_1 h_1 p_3 \end{Bmatrix} \hat{r}_1^2 \cdot \hat{r}_2^2 \\ & \left. \times \langle p_3 p_1 \Gamma_2 | G_B(\omega + \varepsilon_{h_3} + \varepsilon_{h_2}) | h_3 p_2 \Gamma_2 \rangle \langle h_1 p_3 \Gamma_1 | G_B(\varepsilon_{h_3} + \varepsilon_{h_2}) | h_2 h_3 \Gamma_1 \rangle \right] \end{aligned} \quad (9)$$

图 1-i 的计算公式同图 1-k 基本相同, 仅在图 3(c)-a 的计算公式 (9) 中要略去等号右端第二项, 只保留第一项, 图 1-j 与 l 的计算公式的差别亦如是。

## 参 考 文 献

- [1] 杨善德等, 高能物理与核物理, **6**(1982), 480.
- [2] 吴式枢、杨善德、李蕴才, 高能物理与核物理, **13**(1989), 75.
- [3] H. Bando et al., *Nucl. Phys.*, **A273**(1976), 95.
- [4] E. M. Krenciglowa et al. *Nucl. Phys.*, **A322**(1979), 145.
- [5] 杨善德等, 高能物理与核物理, **8**(1984), 337.
- [6] 吴式枢、姚玉洁, 原子核物理, **2**(1980), 193.
- [7] R. Vinh Mau, In *Mesons in Nuclei*, P151, edited by M. Rho and D. Wilkinson (North-Holland Publishing Co. Amsterdam 1979).
- [8] K. A. Brueckner et al., *Phys. Rev.*, **110**(1958), 431.
- [9] T. T. S. Kuo et al., *Nucl. Phys.*, **85**(1966) 40.
- [10] 王克协等, 高能物理与核物理, **8**(1984) 337.
- [11] R. V. Reid, *Ann. of Phys.*, **50**(1968), 411.

**CONTRIBUTION OF THE  $2H-1P$  MULTIPLE SCATTERING  
CORRELATION AND SELF SCREENING EFFECT  
TO THE SPECTRA OF  $^{17}O$  AND  $^{15}O$**

LI YUNCAI    YANG SHANDE    WU SHISHU

(Jilin University, Changchun)

ABSTRACT

The contribution of the  $2H-1P$  multiple scattering and the PH TDA self-screening to the low energy spectra of  $^{17}O$  and  $^{15}O$  is investigated in various approximations by the method of Green's function and the partial summation of multiple scattering. In our calculation, the nuclear force employed is the Paris potential and the energy dependence on G matrices has been taken into account rigorously.