

略去核心交换的共振群方法 (QRGM)

王力红 曾繁安 赵玄

(中国科学院上海原子核研究所)

摘 要

(1) 为了避免 RGM 中冗长的计算过程, 本文从物理图象的考虑出发, 提出了一种略去核心交换的共振群方法 (QRGM)。该方法对于以双幻数核 C 为核心的三集团系统 $A + (BC)$, 认为 C 是严格封闭的, 于是可抛弃 C 与其他两个集团之间的反对称交换和各种交换力, 但仍保留其他非满壳集团之间的反对称交换和各种交换力。(2) 按这种三集团模型推导给出了单道 QRGM 的一般公式。(3) 将这种 QRGM 用于 $A = d, B = 0, C = \alpha$ 的 $d + \alpha$ 系统, 计算了弹性散射相移和微分散射截面, 得到的结果与实验符合甚好, 初步说明了这种 QRGM 简单而有效。(对于三集团 $n + {}^6\text{Li}(d + \alpha)$ 的 QRGM 研究也得到了满意的结果, 将另文发表。) (4) 讨论了 $d + \alpha$ 散射中交换效应的影响。

一、引 言

共振群方法 (RGM)^[1] 是明显考虑集团关联的一种处理核多体问题的微观方法, 其主要特点是采用了全反对称化波函数和符合低能核子-核子散射的具有各种交换力的核子-核子势, 主要优点是能用统一的观点处理各种复杂核子系统的束缚态、散射态和反应等问题。但是, 由于采用了全反对称化波函数和具有各种交换力的核子-核子势, 不免使整个运算主要是其中核函数的计算显得十分冗长而繁杂。

为了简化 RGM 的冗繁计算, 我们将从物理图象的考虑出发, 对包含有双幻数集团的系统, 略去双幻数集团内的核子与其余核子的反对称交换, 并同时略去核子-核子势中相应的那部分交换力, 从而使交换核函数的计算大为减少, 甚至在一些特例中不需要计算它了。本文将对以双幻数核集团 C 为核心的三集团系统 $A + (BC)$, 略去 C 与其他集团间的反对称交换和相应的各种交换力来进行研究。这种方法简称为略去核心交换的共振群方法或准共振群方法 (QRGM)。

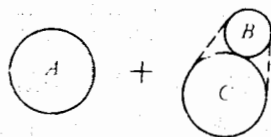
二、QRGM 简述——单道三集团情况

全同费密子体系波函数的反对称化要求使二个费密子不可能在空间某一点同时出

现,因而这种反对称交换效应是“点排斥”的. 再者,为了解释核力的饱和性,又在核子-核子力中引进了各种交换力,而这些力的性质与波函数相对于交换每对核子的某类坐标的对称性有关^[2],其微观效果表现为每一对反对称化的核子在短距离内是相互排斥的.

另一方面,在壳模型中,我们已知双幻数核是很稳定的,于是在低能情况我们可以把双幻数集团(以下简称双幻集团)近似地视为封闭集团,即认为在该系统内双幻集团波包与其余核子集团波包是不重迭的,从而可略去双幻集团中的核子与其余核子间的反对称交换和相应的各种交换力——此即为引言中提出的 QRGM.

作为具有一定普遍性的情况,我们考虑如下图



所示的 $A + (BC)$ 三集团系统,其中 C 为双幻集团,例如 α 、 ^{16}O 、 ^{40}Ca 等等. 于是在单道 QRGM 处理下,系统在质心系中的哈密顿量可写为

$$H = H_A + H_{(BC)} + H_{A,(BC)} = H_A + H_B + H_C + T(\mathbf{R}_{B,C}) + V(B, C) + T(\mathbf{R}_{A,(BC)}) + V(A, B) + V(A, C) \quad (1)$$

式中 H_x 是集团 x 的内部哈密顿量, $T(\mathbf{R}_{x,y})$ 是集团 x 与 y 之间的相对运动动能算符, $V(x, y)$ 是集团 x 与 y 之间的相互作用势, $\mathbf{R}_{x,y}$ 是集团 x 与 y 之间的相对坐标矢量. 在只考虑中心力情况时,核子-核子势可写为

$$V_{ij} = \left(\frac{1 + P_{ij}^s}{2} V_t + \frac{1 - P_{ij}^s}{2} V_s \right) \left(\frac{u}{2} + \frac{2 - u}{2} P_{ij}^r \right) + \frac{1 + \tau_{iz}}{2} \frac{1 + \tau_{jz}}{2} \frac{e^2}{r_{ij}} \quad (2a)$$

$$\left. \begin{aligned} V_t &= -V_{0t} \exp\{-\kappa_t(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2\} \\ V_s &= -V_{0s} \exp\{-\kappa_s(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2\} \\ V_{0t} &= 66.92 \text{ MeV}, \kappa_t = 0.415 \text{ fm}^{-2} \\ V_{0s} &= 29.05 \text{ MeV}, \kappa_s = 0.292 \text{ fm}^{-2} \end{aligned} \right\} \quad (2b)$$

其中 u 是唯一可调的交换混合参数,其余的符号都是熟知的.

系统的单道近似波函数写为

$$|\phi\rangle = |\phi(A)\phi(BC)F(\mathbf{R}_{A,(BC)})\rangle \quad (3a)$$

$$|\delta\phi\rangle = \int |\phi(A)\phi(BC)\delta(\mathbf{R}_{A,(BC)} - \mathbf{R}'_{A,(BC)})\delta F(\mathbf{R}'_{A,(BC)})d\mathbf{R}'_{A,(BC)}\rangle \quad (3b)$$

(3) 式中的 ϕ 是集团波函数,包括自旋-同位旋部分; F 是集团之间的相对运动波函数, $\mathbf{R}_{A,(BC)}$ 是集团之间的相对坐标矢量,以下简记为 \mathbf{R} .

将 $|\phi\rangle$ 和 $|\delta\phi\rangle$ 代入投影方程

$$\langle \delta\phi | H - E | \mathcal{A}\phi \rangle = 0 \quad (4)$$

这里 \mathcal{A} 是反对称化算符,利用 QRGM 近似,即令 $\mathcal{A}_{B,C} = \mathcal{A}_{A,C} = 1$ ($\mathcal{A}_{x,y}$ 是集团 x, y 之间的反对称化算符),并取消哈密顿量中相应的交换力,即可得到下列积分微分方

程

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{R}'}^2 + V_D(\mathbf{R}') - E_r \right\} F(\mathbf{R}') + \int K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') F(\mathbf{R}'') d\mathbf{R}'' = 0 \quad (5)$$

(4)式中的 E 与 (5) 式中的 E_r 分别是系统在质心系中的总能量和集团 A 与 (BC) 之间的相对运动能量, 它们满足下列关系:

$$E_r = E - E_A - E_{(BC)} \quad (6a)$$

$$E_A = \frac{\langle \phi(A) | H_A | \hat{\phi}(A) \rangle}{\langle \phi(A) | \hat{\phi}(A) \rangle} \quad (6b)$$

$$E_{(BC)} = \frac{\langle \phi(B)\phi(C) F_1(\mathbf{R}_{BC}) | H_{(BC)} | \hat{\phi}(B)\hat{\phi}(C) F_1(\mathbf{R}_{BC}) \rangle}{\langle \phi(B)\phi(C) F_1(\mathbf{R}_{BC}) | \hat{\phi}(B)\hat{\phi}(C) F_1(\mathbf{R}_{BC}) \rangle} \quad (6c)$$

这里我们取 $|\phi(BC)\rangle = |\phi(B)\phi(C)F_1(\mathbf{R}_{BC})\rangle$, $F_1(\mathbf{R}_{BC})$ 是集团 B 与 C 之间的相对运动波函数, 对它选取适当的形式是很重要的; $\hat{\phi}(x) = \mathcal{A}_x \phi(x)$ (\mathcal{A}_x 是集团 x 内部的反对称化算符); (5) 式中的其余各量为

$$\mu = \frac{m_A m_{(BC)}}{m_A + m_{(BC)}} \quad (7)$$

$$V_D(\mathbf{R}') = \frac{\langle \phi(A)\phi(B) F_1(\mathbf{R}_{B,C}) | V_{A,B}(\mathbf{R}') | \hat{\phi}(A)\hat{\phi}(B) F_1(\mathbf{R}_{B,C}) \rangle}{\langle \phi(A) | \hat{\phi}(A) \rangle \langle \phi(B) | \hat{\phi}(B) \rangle \langle F_1(\mathbf{R}_{B,C}) | F_1(\mathbf{R}_{B,C}) \rangle} + \frac{\langle \phi(A)\phi(C) F_1(\mathbf{R}_{B,C}) | V_{A,C}(\mathbf{R}') | \hat{\phi}(A)\hat{\phi}(C) F_1(\mathbf{R}_{B,C}) \rangle}{\langle \phi(A) | \hat{\phi}(A) \rangle \langle \phi(C) | \hat{\phi}(C) \rangle \langle F_1(\mathbf{R}_{B,C}) | F_1(\mathbf{R}_{B,C}) \rangle} \quad (8)$$

$$K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = H_E(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') - E N_E(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') \quad (9a)$$

$$H_E(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = \frac{\langle \phi(A)\phi(B)\phi(C) F_1(\mathbf{R}_{B,C}) \delta(\mathbf{R}' - \mathbf{R}) | H | \mathcal{A}'_{A,B} [\hat{\phi}(A)\hat{\phi}(B) F_1(\mathbf{R}_{B,C}) \delta(\mathbf{R}'' - \mathbf{R})] \hat{\phi}(C) \rangle}{\langle \phi(A) | \hat{\phi}(A) \rangle \langle \phi(B) | \hat{\phi}(B) \rangle \langle \phi(C) | \hat{\phi}(C) \rangle \langle F_1(\mathbf{R}_{B,C}) | F_1(\mathbf{R}_{B,C}) \rangle} \quad (9b)$$

$$N_E(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = \frac{\langle \phi(A)\phi(B) F_1(\mathbf{R}_{B,C}) | \mathcal{A}'_{A,B} [\hat{\phi}(A)\hat{\phi}(B) F_1(\mathbf{R}_{B,C}) \delta(\mathbf{R}'' - \mathbf{R})] \rangle_{\mathbf{R}=\mathbf{R}'}}{\langle \phi(A) | \hat{\phi}(A) \rangle \langle \phi(B) | \hat{\phi}(B) \rangle \langle F_1(\mathbf{R}_{B,C}) | F_1(\mathbf{R}_{B,C}) \rangle} \quad (9c)$$

(9b)和(9c)中的 $\mathcal{A}'_{A,B}$ 表示 A, B 集团之间除恒等置换以外的交换算符.

为了解方程(5), 需要将 $F(\mathbf{R}')$ 和 $K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'')$ 作分波展开:

$$F(\mathbf{R}') = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f_l(R')}{R'} P_l(\cos\theta') \quad (10)$$

$$K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{R' R''} K_l(R', R'') \frac{2l+1}{4\pi} P_l[\cos(\hat{\mathbf{R}}', \hat{\mathbf{R}}'')] = \sum_{l,m} \frac{1}{R' R''} K_l(R', R'') Y_{lm}(\hat{\mathbf{R}}') Y_{lm}^*(\hat{\mathbf{R}}'') \quad (11)$$

这里 $\hat{\mathbf{R}}$ 是 \mathbf{R} 方向的单位矢量, $\hat{\mathbf{R}} = \frac{\mathbf{R}}{R}$. 将(10), (11)代入方程(5), 即可得 $F(\mathbf{R}')$ 的径向分波函数 $f_l(R')$ 的积分微分方程如下:

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial R'^2} - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu R'^2} - V_D + E_r \right\} f_l(R') = \int_0^\infty K_l(R', R'') f_l(R'') dR'' \quad (12)$$

其中 $K_l(R', R'')$ 由(9)和(11)式求得. 在各种不同的边界条件下解方程(12), 便可得到各种不同的物理问题的解. 值得提及的是, 由本节给出的公式不难推广到包含有道自旋波函数的情况.

三、 $d + \alpha$ 散射问题的 QRGM 计算

本节将用单道 QRGM 来计算 $d + \alpha$ 的散射相移和微分散射截面. 由于 d 是一个很“松散”的集团, 容易扭曲和引起反应, 所以若对 $d + \alpha$ 系统能用 QRGM 得到较满意的结果, 则可望在某些情况下, QRGM 将是一种简单而有效的方法.

$d + \alpha$ 关系是第二节中描述的 $A + (BC)$ 三集团系统的一个特例. 在此例中, $B = 0$, 因而在 QRGM 处理下, $K(R', R'') = 0$, 方程(5)和(12)都简化为微分方程, 所以只要知道 $V_D(R')$ 就可求得散射相移和微分散射截面.

$d + \alpha$ 系统的波函数可写为^[3,4]

$$|\psi\rangle = |[\phi_a \phi_d F(\mathbf{R}_a - \mathbf{R}_d) \xi(\sigma, t)]\rangle \quad (13)$$

其中

$$\phi_a = \exp\left\{-\frac{\alpha}{2} \sum_{i=1}^4 (\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_a)^2\right\}, \quad \left(\mathbf{R}_a = \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3 + \mathbf{r}_4}{4}\right) \quad (14)$$

$$\alpha = 0.514 \text{fm}^{-2} \quad (14')$$

$$\phi_d = \sum_{i=1}^3 A_i \exp\left\{-\frac{\alpha_i}{2} \sum_{j=5}^6 (\mathbf{r}_j - \mathbf{R}_d)^2\right\}, \quad \left(\mathbf{R}_d = \frac{\mathbf{r}_5 + \mathbf{r}_6}{2}\right) \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} A_1 = 1.0, \quad A_2 = 3.631, \quad A_3 = 5.746 \\ \alpha_1 = 0.07284 \text{fm}^{-2}, \quad \alpha_2 = 0.3657 \text{fm}^{-2}, \quad \alpha_3 = 1.4696 \text{fm}^{-2} \end{aligned} \right\} \quad (15')$$

$$\xi(\sigma, t) = \frac{\uparrow\uparrow \downarrow\downarrow \uparrow\downarrow \downarrow\uparrow \uparrow\uparrow \downarrow\downarrow}{1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad 6} \quad (16)$$

这里属于每个核子的前后两个箭号分别表示自旋和同位旋第三分量, \uparrow 代表 $+\frac{1}{2}$, \downarrow 代表 $-\frac{1}{2}$.

d 和 α 之间的核子-核子势按 QRGM 处理可以简化为

$$V_{ij} \rightarrow \frac{1}{2} (V_i + V_j) \cdot \frac{u}{2} + \frac{1 + \tau_{iz}}{2} \frac{1 + \tau_{jz}}{2} \frac{e^2}{r_{ij}} \quad (2a')$$

将(2a')、(13)两式代入(8)式可得

$$V_D = V_D^N + V_D^C \quad (17a)$$

其中

$$V_D^N = -\frac{8}{G_0} \sum_{k=1}^2 V_{0k} \frac{u}{4} \sum_{p,q=1}^3 A_p A_q \left(\frac{\pi^3}{4\alpha^3}\right)^{3/2} \left(\frac{\pi}{\alpha_p + \alpha_q}\right)^{3/2}$$

$$\times \left[\frac{4\alpha(\alpha_p + \alpha_q)}{4\alpha(\alpha_p + \alpha_q) + x_k(4\alpha + 3\alpha_p + 3\alpha_q)} \right]^{3/2} \\ \times \exp \left\{ - \frac{4\alpha(\alpha_p + \alpha_q)x_k R_{d,\alpha}^2}{4\alpha(\alpha_p + \alpha_q) + x_k(4\alpha + 3\alpha_p + 3\alpha_q)} \right\} \quad (17b)$$

$$V_D^G = \frac{zz'e^2}{G_0 R_{d,\alpha}} \sum_{p,q=1}^3 A_p A_q \left(\frac{\pi^3}{4\alpha^3} \right)^{3/2} \left(\frac{\pi}{\alpha_p + \alpha_q} \right)^{3/2} \Phi \left[\left(\frac{4\alpha(\alpha_p + \alpha_q)}{4\alpha + 3\alpha_p + 3\alpha_q} \right)^{1/2} R_{d,\alpha} \right] \quad (17c)$$

(z, z' 分别是 d, α 的电荷序数)

$$\left. \begin{aligned} V_{01} &= V_{0r}, \quad V_{02} = V_{0s}, \quad x_1 = x_r, \quad x_2 = x_s \\ \Phi(x) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \\ G_0 &= \sum_{p,q=1}^3 A_p A_q \left(\frac{\pi^3}{4\alpha^3} \right)^{3/2} \left(\frac{\pi}{\alpha_p + \alpha_q} \right)^{3/2} \end{aligned} \right\} \quad (17d)$$

将(17)式代入(12)式,根据 QRGM 处理,令右端为0,即得方程

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial R'^2} - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu R'^2} - V_D^G - V_D^G + E_r \right\} f_l(R') = 0 \quad (18)$$

在散射边界条件下求解此方程,便可求出 $d + \alpha$ 的散射相移和微分散射截面.

为了近似地考虑反应道的影响,可在 V_D 中加入虚部势 $iW(r)$ ^[2]:

$$W(r) = (1 + C_l(-)')W_0 \left\{ \frac{1}{1 + e^{(r-R)/a}} + \frac{4e^{(r-R)/a}}{[1 + e^{(r-R)/a}]^2} \right\} \quad (19)$$

式中取定^[3] $R = 3.3\text{fm}$, $a = 0.5$; 只 C_l 和 W_0 是可调参数.

四、结果和讨论

用单道 QRGM 算得的 $d + \alpha$ 散射相移画在图 1—6 中,微分散射截面画在图 7—10 中. 为了比较分析,在各图中都画出了实验结果,并在一些图中画出了或者 RGM^[3], 或者 DRGM^[3] (考虑了 d 扭曲的 RGM), 或者 RGM 和 DRGM 两者的结果.

从图 1—4 可见: (1) 在偶 l 情况, QRGM 相移接近于 DRGM 的结果; (2) 在奇 l 情况, QRGM 相移偏离 DRGM 较大; (3) $l = 3$ 时 QRGM 的相移偏离 DRGM 的程度比 $l = 1$ 时要大. 这些均可用谐振子图象来予以说明. 从谐振子能级图看,在 $d + \alpha$ 系统的相对运动中,最低的是激发两个量子的态, $2\hbar\omega(2s, 1d)$, 其次是 $3\hbar\omega(2p, 1f)$ 态, 由此可知,偶 l 态使两集团靠得较近, d 的扭曲也就较厉害,即 DRGM^[3] 的作用与 RGM 比较,在偶 l 时较重要,实际计算也证明了这一点,而且指出了 DRGM 修正的影响等价于一吸引势. 因为略去起排斥作用的交换效应等价于加入一吸引势,所以致使 QRGM 的结果接近于 DRGM. 反过来在奇 l 情况, DRGM 的作用不重要,所以略去交换效应就使 QRGM 和 DRGM 的偏离较大;对于 $l = 3$ 的情况尤甚于 $l = 1$, 是因为对应于激发 3 个量子的相对运动状态 $3\hbar\omega$, $l = 3$ 的能级低于 $l = 1$ 的能级,即 $l = 3$ 时的两个集团靠得较近,故而略去交换造成的偏离亦较大. 随着 l 的增大,散射是在较大的碰撞距离处发生,三种情况得到的相移均很小,我们未予画出. 应当指出,为了比较,在计算图 1—4 中的 QRGM

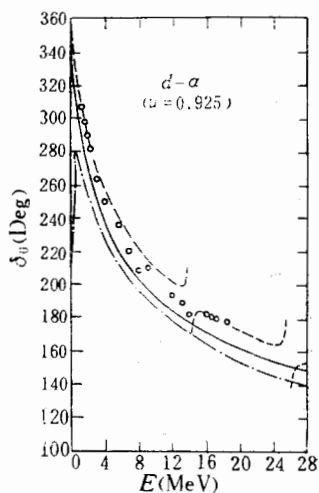


图 1

---DRGM ---·RGM ---QRGM
 $l = 0$ 分波的相移 $\delta_0(E)$

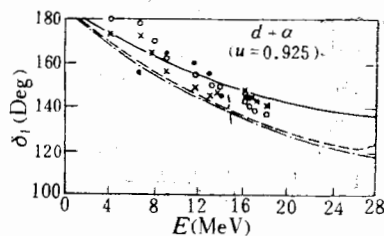


图 2

$l = 1$ 分波的相移 $\delta_1(E)$
 ---DRGM ---·RGM ---QRGM

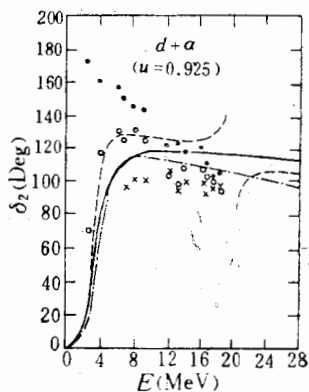


图 3

$l = 2$ 分波的相移 $\delta_2(E)$
 ---DRGM ---·RGM ---QRGM

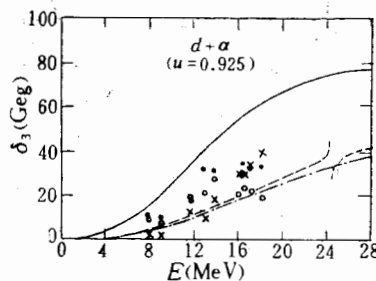


图 4

$l = 3$ 分波的相移 $\delta_3(E)$
 ---DRGM ---·RGM ---QRGM

相移时,我们取[3]中计算 RGM 和 DRGM 相移时所用的 u 值,即 $u = 0.925$.

从增加自由度来考虑特殊扭曲是很复杂的^[3],一般用调 u 来考虑特殊扭曲效应和补偿其他一些未考虑好的因素.由(17b)式可见,增大 u 即增大了吸引力,会使相移上升,反之会使相移下降.所以从上面的结果和讨论可知,对偶 l 情况应取较大的 u 值,而对奇 l 情况则应取较小的 u 值.图 5 和 6 中给出的 QRGM 相移正是照此调 u 算得的,我们看到结果与实验符合甚好.

从图 7 和 8 可见,未加虚数势时的 QRGM 和 RGM^[2] 微分散射截面在大部分区域相差无几,但与实验比较,两者均不够理想.当考虑反应道的影响而加入虚数势后,QRGM 微分散射截面就与实验符合很好了,结果见图 9、图 10.

应当提及,将这种 QRGM 用于 $n + {}^6\text{Li}(d + \alpha)$ 三集团系统的研究,也得到了十分满

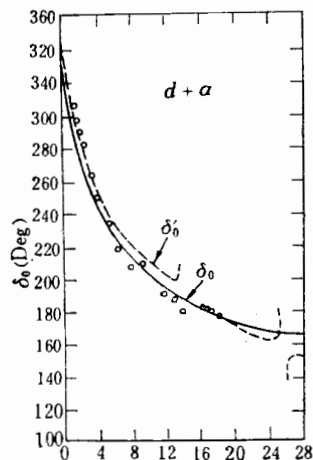


图 5

$l = 0$ 分波的相移 $\delta_0(E)$
 ---DRGM ($\mu = 0.925$)
 ——QRGM ($\mu = 1.025$)

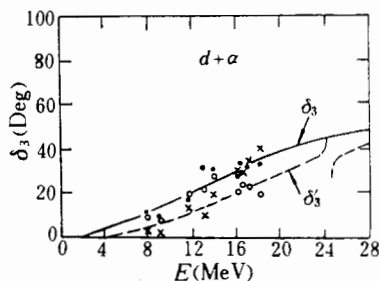


图 6

$l = 3$ 分波的相移 $\delta_3(E)$
 ---DRGM ($\mu = 0.925$)
 ——QRGM ($\mu = 0.6$)

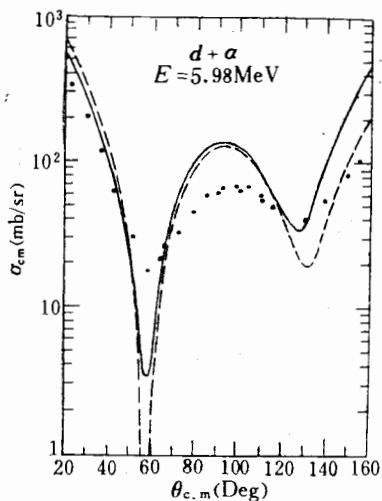


图 7

入射能量为 5.98 MeV 的 $d + \alpha$
 弹性散射微分截面
 ---RGM (无虚数势)
 ——QRGM (无虚数势)
 ● exp.

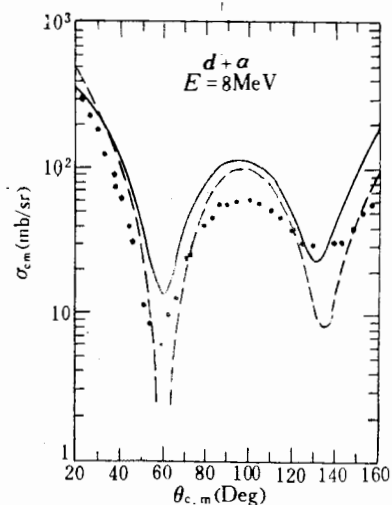


图 8

入射能量为 8 MeV 的 $d + \alpha$
 弹性散射微分截面
 ---RGM (无虚数势)
 ——QRGM (无虚数势)
 ● exp.

意的结果, 将另文发表^[6].

总的来说, 本文提出的略去核心交换的共振群方法 (QRGM) 只是去掉了繁杂而又不重要的一些交换, 仍保留了较少而且重要的一些交换, 可以说是既保留了 RGM 的精华, 又大大简化了 RGM, 故行之有效. 将此方法初步应用于 $d + \alpha$ 系统的研究结果表明了它是可以与实验很好地符合的. 即将发表的其他例证^[6], 也说明了这种 QRGM 是简单而

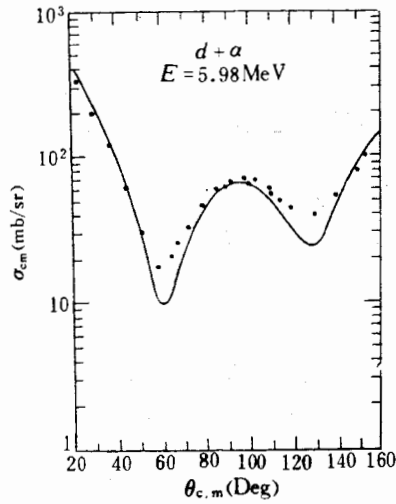


图 9

入射能量为 5.98 MeV 的 $d + \alpha$
弹性散射微分截面。

($C_I = 0.7, W_0 = -0.62 \text{ MeV}$)

— QRGM (有虚数势)

● exp.

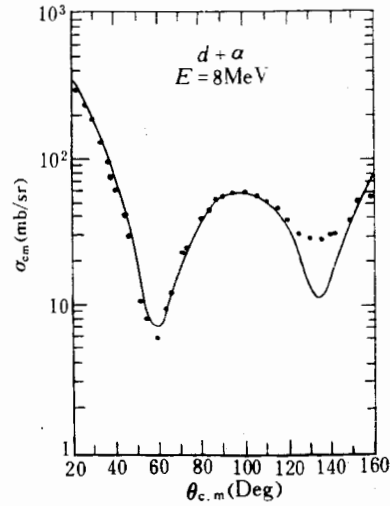


图 10

入射能量为 8 MeV 的 $d + \alpha$
弹性散射微分截面。

($C_I = 0, W_0 = -1.21 \text{ MeV}$)

— QRGM (有虚数势)

● exp.

又有效的。

关于这方面的工作还在继续进行中。

黄唯志和傅德基同志曾参与过一些讨论, 并提出过一些有益的意见, 傅德基同志还提出过具体建议, 作者对他们表示感谢。

参 考 文 献

- [1] K. Wildermuth and Y. C. Tang, A Unified Theory of the Nucleus.
- [2] John M. Blatt and Victor F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics.
- [3] D. R. Thompson and Y. C. Tang, *Phys. Rev.*, C8(1973), 1649.
- [4] F. S. Chwieroth, Y. C. Tang and D. R. Thompson, *Nucl. Phys.*, 244(1971), 346.
- [5] D. R. Thompson and Y. C. Tang, *Phys. Rev.*, 179(1969), 971.
- [6] 凌有光、赵立, $n + {}^6\text{Li}$ 散射态中 ${}^6\text{Li}$ 的集团结构和交换效应, 将发表。

RESONANCE GROUP METHOD FOR OMITTING EXCHANGE EFFECTS OF NUCLEAR CORE

WANG LI-HONG ZENG FAN-AN ZHAO XUAN

(*Institute of Nuclear Research of Academia Sinica*)

ABSTRACT

(a) In order to avoid the tedious calculation in RGM, a reduced RGM which omit the exchange effects of nuclear core is proposed starting from physic considerations (Briefly, this is called QRGM). For a three-cluster system $A+(BC)$, if C is a double-closed cluster, the QRGM abandons the antisymmetric procedure and various exchange forces between nuclear core C and other two clusters, but it still retains those between other non-closed clusters. (b) According to this model, the general formulae of three-cluster system under single channel treatment are derived. (c) Using the QRGM to $d+\alpha$ system, the phase shifts and differential cross sections of elastic scattering processes are calculated and the results agree well to the experiment data. This shows essentially that the QRGM is simple and effective (It is worth mentioning that by using QRGM. The satisfactory results are also obtained in the study of three-cluster system $n+{}^6\text{Li}(d+\alpha)$. We shall report this in another paper.) (d) The exchange effects in $d+\alpha$ scattering is discussed.