

# 氘核的微观光学势

鲁从山 张竞上 申庆彪

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

## 摘 要

本文采用双粒子格林函数方法,在忽略双粒子间直接相互作用时,得到双粒子格林函数的一级、二级质量算符为各个单粒子质量算符的和。采用核物质近似和 Skyrme 有效相互作用得到的核子微观光学势,用折叠公式计算了氘核的微观光学势。用所得到的光学势计算了氘核的弹性散射角分布和反应截面,与现有的一些实验数据进行了比较,发现反应截面能较好地符合实验,而弹性散射角分布符合实验较差。为了改进理论,又研究了双粒子间极化图对氘核微观光学势虚部的贡献。

## 一 引 言

目前对氘核的光学势都采用唯象的方法进行研究,这种方法含有多个可调参数,在定量上能够很好地符合实验数据,但是不能可信地预言无实验的和非稳定核素的核反应数据,所以研究氘核的微观光学势是很必要的。

从多体理论的观点出发,应用“核物质近似”和 Skyrme 有效相互作用计算核子的微观光学势已相当成功<sup>[1-12]</sup>。我们对氘核微观光学势的研究就是在这种方法成功的鼓舞下,把单粒子格林函数推广到双粒子格林函数。在忽略氘核内部直接相互作用时,得到双粒子格林函数的一级质量算符正好是组成双粒子的各个单粒子质量算符的和;二级质量算符除了有各个单粒子的极化图贡献外,还有两粒子间极化图的贡献。

作为一级近似,我们首先把双粒子格林函数的一级、二级质量算符取为各个单粒子质量算符的和。这样氘核的光学势就是质子、中子光学势的和。但是,考虑到氘核内质子、中子的分布,在计算氘核的光学势时,通常对氘核基态做折叠。

下面在第二节中给出了双粒子格林函数以及展开到二级的费曼图,并且给出了氘核的折叠模型公式。在第三节中用折叠模型公式计算了氘核的微观光学势,并用光学势计算了氘核的反应截面和弹性散射角分布,并与实验数据以及普适唯象势的计算结果做了比较,发现用微观势计算的反应截面比唯象势好,但角分布较差。为了改进理论,在第四节中研究了双粒子间二级极化图对虚部的贡献。

## 二 基本理论和公式

在仅包含两体力的情况下,系统的哈密顿量 $H$ 可以表示为:

$$H = H_0 + H_1, \quad (1)$$

其中:

$$H_0 = \sum_i (t_i + U_i), \quad (2)$$

$$H_1 = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_{ij} - \sum_i U_i, \quad (3)$$

$H_0$  为单粒子哈密顿量,  $H_1$  为剩余相互作用,  $U_i$  为单粒子平均场。

定义双粒子格林函数:

$$\begin{aligned} G(\alpha_1\alpha_2, \beta_1\beta_2; t_1 - t_2) &= \frac{\langle \phi_0 | T[U_\eta(-\infty, +\infty) a_{\alpha_1}(t_1) a_{\alpha_2}(t_1) a_{\beta_1}^\dagger(t_2) a_{\beta_2}^\dagger(t_2)] | \phi_0 \rangle}{\langle \phi_0 | U_\eta(-\infty, +\infty) | \phi_0 \rangle} \\ &= \langle \phi_0 | T[U_\eta(-\infty, +\infty) a_{\alpha_1}(t_1) a_{\alpha_2}(t_1) a_{\beta_1}^\dagger(t_2) a_{\beta_2}^\dagger(t_2)] | \phi_0 \rangle_L, \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $|\phi_0\rangle$  是  $H_0$  的本征态;  $T$  是编时算符;  $a_{\alpha_1}$ 、 $a_{\alpha_2}$  是相互作用表象中的消灭算符,  $a_{\beta_1}^\dagger$ 、 $a_{\beta_2}^\dagger$  是产生算符;  $L$  表示只取相连项;  $U_\eta(-\infty, +\infty)$  是时间传播算符, 并且有:

$$\begin{aligned} U_\eta(-\infty, +\infty) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} d\sigma_1 \cdots d\sigma_n \\ &\cdot \exp[-\eta(|\sigma_1| + \cdots + |\sigma_n|)] T[H_1(\sigma_1) \cdots H_1(\sigma_n)], \end{aligned} \quad (5)$$

$\eta$  是绝热近似下引入的无穷小量。

$$\begin{aligned} H_1(\sigma) &= \left(\frac{1}{2}\right)^2 \sum_{\nu\nu', \mu\mu'} V_{\nu\nu', \mu\mu'} a_{\nu'}^\dagger(\sigma) a_{\nu}^\dagger(\sigma) a_{\mu'}(\sigma) a_{\mu}(\sigma) \\ &\quad - \sum_{\rho\delta} U_{\rho\delta} a_{\rho}^\dagger(\sigma) a_{\delta}(\sigma), \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$\begin{aligned} V_{\nu\nu', \mu\mu'} &= \langle \nu\nu' | V | \mu\mu' \rangle - \langle \nu\nu' | V | \mu'\mu \rangle, \\ U_{\rho\delta} &= \langle \rho | U | \delta \rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

可以把双粒子格林函数  $G(\alpha_1\alpha_2, \beta_1\beta_2; t_1 - t_2)$  按微扰级数展开, 并做傅氏变换而得到:

$$\begin{aligned} G(\alpha_1\alpha_2, \beta_1\beta_2; \omega) &= G^{(0)}(\alpha_1\alpha_2, \beta_1\beta_2; \omega) + G^{(1)}(\alpha_1\alpha_2, \beta_1\beta_2; \omega) \\ &\quad + G^{(2)}(\alpha_1\alpha_2, \beta_1\beta_2; \omega) + \cdots, \end{aligned} \quad (8)$$

双粒子格林函数遵从的 Dyson 方程为:

$$\begin{aligned} G(\alpha_1\alpha_2, \beta_1\beta_2; \omega) &= G^{(0)}(\alpha_1\alpha_2, \beta_1\beta_2; \omega) + \sum_{\rho\lambda\eta\theta} G^{(0)}(\alpha_1\alpha_2, \rho\lambda; \omega) \\ &\quad \cdot [U_{\rho\lambda, \eta\theta} - M(\rho\lambda, \eta\theta; \omega)] G(\eta\theta, \beta_1\beta_2; \omega), \end{aligned} \quad (9)$$

其中  $M(\rho\lambda, \eta\theta; \omega)$  为双粒子质量算符, 且有

$$M(\rho\lambda\eta\theta; \omega) = M^{(1)}(\rho\lambda, \eta\theta; \omega) + M^{(2)}(\rho\lambda, \eta\theta; \omega) + \cdots. \quad (10)$$

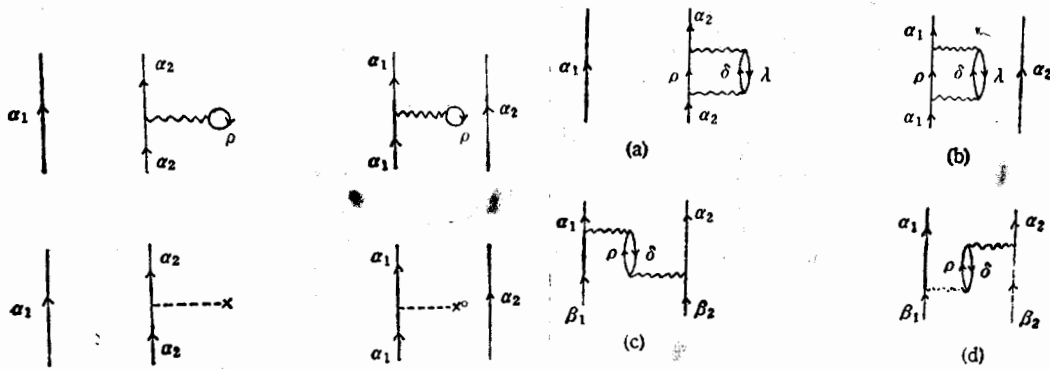


图 1 双粒子格林函数一级费曼图

图 2 双粒子格林函数二级费曼图

我们仅限于把双粒子格林函数展开到二次项,于是得到 1 个零级图; 5 个一级图和 33 个二级图。做为独立粒子近似,我们首先忽略双粒子内部直接相互作用图。得到一级的 4 个图(见图 1)。如果把  $U$  取为 HF 平均场:

$$U_{\alpha_1\alpha_2} = \sum_{\rho} V_{\alpha_1\rho,\alpha_1\rho}n_{\rho} + \sum_{\rho} V_{\alpha_2\rho,\alpha_2\rho}n_{\rho}, \quad (11)$$

其中:

$$n_{\rho} = \begin{cases} 1 & \text{费米面以下} \\ 0 & \text{费米面以上} \end{cases}, \quad (12)$$

在这种选取下,一级的四个图相互抵消。把这一结论应用在二级图中,有 28 个图相互抵消,剩下的四个图对二次项有贡献(见图 2)。在处理二级图对格林函数的贡献时,做为一级近似,忽略双粒子间间接相互作用图(即图 2(c)、(d))。剩下的图 2(a)、(b)正好为各个单粒子分别与介质的相互作用图。这样一来,双粒子格林函数的一级、二级质量算符就是各个单粒子质量算符的和:

$$M_{\alpha_1\alpha_2}^{(1)} = \sum_{\rho} V_{\alpha_1\rho,\alpha_1\rho}n_{\rho} + \sum_{\rho} V_{\alpha_2\rho,\alpha_2\rho}n_{\rho}, \quad (13)$$

$$M_{\alpha_1\alpha_2}^{(2)} = \frac{1}{2} \sum_{\rho\delta\lambda} \left( \frac{V_{\alpha_1\lambda,\delta\rho} \cdot V_{\delta\rho,\alpha_1\lambda}}{\varepsilon_{\alpha_1} - \varepsilon_{\rho} - \varepsilon_{\delta} + \varepsilon_{\lambda} + i\eta} + \frac{V_{\alpha_2\lambda,\delta\rho} \cdot V_{\delta\rho,\alpha_2\lambda}}{\varepsilon_{\alpha_2} - \varepsilon_{\rho} - \varepsilon_{\delta} + \varepsilon_{\lambda} + i\eta} \right) \cdot n_{\lambda}(1 - n_{\rho})(1 - n_{\delta}). \quad (14)$$

把一级质量算符(即 HF 平均场)取为光学势的实部,二级质量算符是对虚部有贡献的最低级项,取二级质量算符的虚部为光学势的虚部,忽略其对实部的贡献。并把根据“核物质近似”和 Skyrme 有效相互作用所得到的核子微观光学势的解析表达式<sup>[12]</sup>用于氦核微观光学势的计算。

氦核是由质子、中子组成的双粒子体系,在忽略氦核内部直接相互作用和间接相互作用时,可以引用上述双粒子格林函数所得到的结论,即氦核的光学势等于质子、中子光学势的和,但是考虑到氦核内部质子、中子的分布,计算氦核光学势时通常对氦核基态进行折叠<sup>[14-16]</sup>,即氦核的光学势定义为:

$$V_d(R) = \int |\phi_d(r)|^2 \left[ V_n \left( \left| \mathbf{R} + \frac{\mathbf{r}}{2} \right| \right) + V_p \left( \left| \mathbf{R} - \frac{\mathbf{r}}{2} \right| \right) \right] dr, \quad (15)$$

$\mathbf{r}$  为氙核内部质子、中子间的相对坐标;  $\mathbf{R}$  为氙核的质心坐标;  $\phi_d(r)$  为氙核基态波函数,取下面 Hulthén 型的波函数<sup>[15]</sup>:

$$\phi_d(r) = \frac{N_d}{r} [\exp(-\alpha r) - \exp(-\beta r)], \quad (16)$$

其中  $N_d = [\alpha\beta(\alpha + \beta)/(2\pi(\beta - \alpha)^2)]^{1/2}$  为归一化系数,  $\alpha = 0.23\text{fm}^{-1}$ ,  $\beta = 1.61\text{fm}^{-1}$ ,  $V_n\left(\left|\mathbf{R} + \frac{\mathbf{r}}{2}\right|\right)$  和  $V_p\left(\left|\mathbf{R} - \frac{\mathbf{r}}{2}\right|\right)$  取文献[12]给出的核子微观光学势的实部或虚部公式,且把质子、中子的能量取氙核入射能量的一半。

为了与微观计算相统一,氙核微观光学势的自旋-轨道耦合势在有限核中用 Skyrme 有效相互作用计算的质子、中子自旋-轨道耦合势的和<sup>[12]</sup>。

### 三、计算结果和分析

在核子微观光学势的分析中,用扩展的 Skyrme 相互作用 GS 2 这组参数结果比较好,其次是 Ska<sup>[6-10]</sup>。为此,在计算氙核的

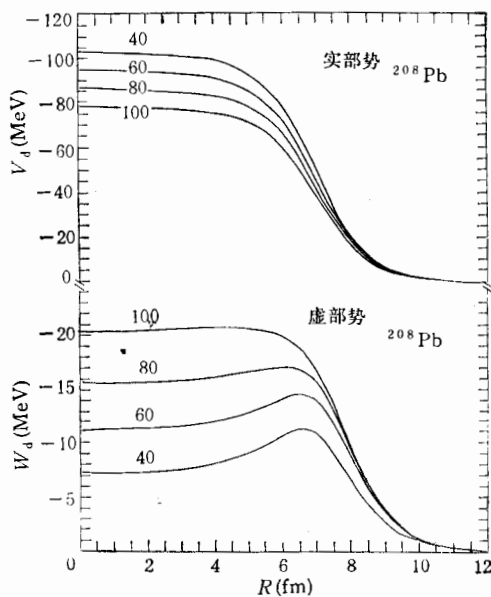


图3  $^{208}\text{Pb}$  的 40—100 MeV 氙核微观光学势随径向的变化关系

微观光学势时,我们也主要用 GS2 这组参数<sup>[12]</sup>。同时我们还把计算结果与 W. W. Daehnick 给出的对靶核从  $^{27}\text{Al}$ — $^{238}\text{U}$ , 氙核能量从 12—90 MeV 适用于非相对论的一套普适唯象势参数<sup>[13]</sup>计算的结果进行了比较。

图 3 给出了  $^{208}\text{Pb}$  氙核能量从 40—100 MeV 微观光学势实部和虚部随径向的变化关系。对实部势深度随能量增加而减小;而虚部势深度随能量增加而增加,且具有表面型成份。这种关系与普适唯象势是一致的。

为了检验我们所得到的氙核微观光学势,我们计算了反应截面和弹性散射角分布,并与实验数据做了比较。图 4 分别给出了十几个核素在 22.4 MeV<sup>[20]</sup> 和 26.5

MeV<sup>[21]</sup> 两个能点的反应截面。结果表明,微观势计算的反应截面比唯象势计算的结果能更好地接近实验数据。

图 5 给出了用微观势和唯象势计算的  $^{68}\text{Zn}$  氙核能量为 17 MeV<sup>[17]</sup>、 $^{50}\text{Ti}$  氙核能量为 34.4 MeV<sup>[18]</sup>、 $^{208}\text{Pb}$  氙核能量为 52 MeV, 三个核素的弹性散射角分布与卢瑟夫散射截面的比和实验数据的比较。对这三个核素唯象势都能较好地符合实验数据,而微观势的计算在小角度处能较好地符合实验数据,在大角度处偏离较大。由于氙核能量较低时弹性散射角分布依赖于靶核的结构,这种效应随能量增加而减小。因此对  $^{208}\text{Pb}$  的 52 MeV 氙

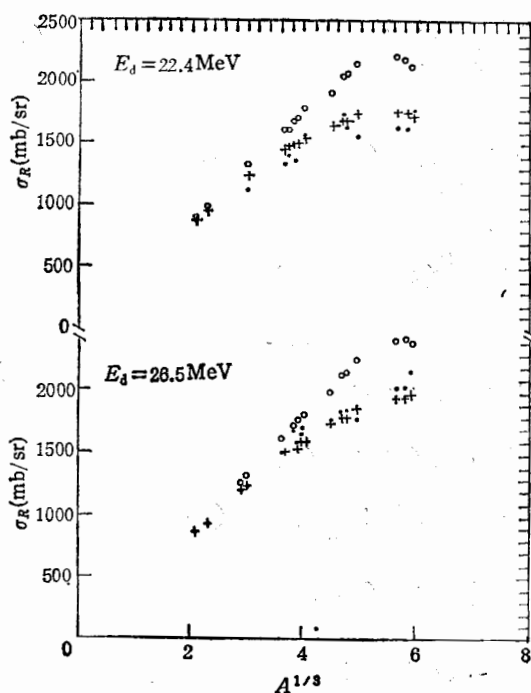


图 4 用微观势、唯象势计算的氘核反应截面与实验数据的比较  
 $E_d = 22.4\text{MeV}$  + 实验数据选自文献[20]  
 $E_d = 26.5\text{MeV}$  + 实验数据选自文献[21]  
 ● 微观势计算值, ○ 唯象势计算值

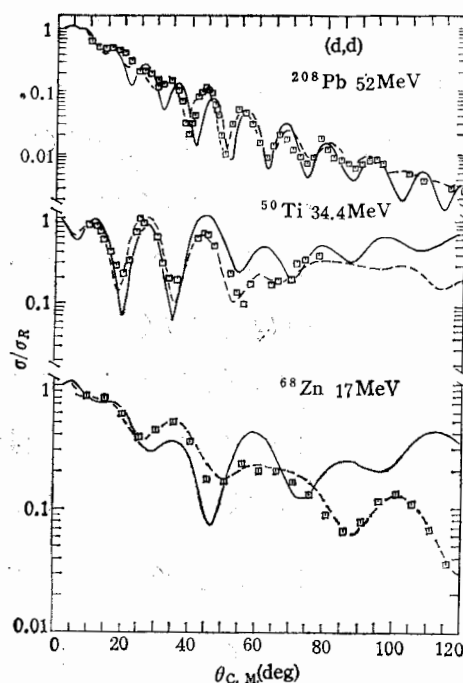


图 5 用微观势、唯象势计算的 52、34.4、17MeV 氘核弹性散射角分布与卢瑟夫散射截面的比和实验数据的比较  
 □ 实验数据,分别取自文献[19,18,17]  
 — 微观势计算值  
 --- 唯象势计算值

核弹性散射角分布计算值与实验值及波峰、谷位置都相差不大,而  $^{68}\text{Zn}$  的 17 MeV 氘核的计算结果却与实验偏离较大。

#### 四、双粒子间二级极化图对微观光学势虚部的贡献

从以上对用折叠公式计算的氘核微观光学势的分析中可以看出,光学势虚部与普适唯象势相差较大,为了改进理论,下面我们做在双粒子格林函数二级图中曾经忽略掉的双粒子间极化图(图 2 (c)(d)) 对光学势虚部的贡献。

根据格林函数理论,图 2 (c)、(d) 对应的质量算符为:

$$\Delta M^{(2)}(\alpha_1\alpha_2, \beta_1\beta_2; \omega) = -\frac{1}{2} \sum_{\rho\delta} \left( \frac{V_{\alpha_1\delta, \beta_1\rho} \cdot V_{\rho\alpha_2, \delta\beta_2}}{\varepsilon_{\alpha_1} - \varepsilon_{\beta_1} + \varepsilon_{\delta} - \varepsilon_{\rho} + i\eta} + \frac{V_{\alpha_1\delta, \beta_1\rho} \cdot V_{\rho\alpha_2, \delta\beta_2}}{\varepsilon_{\alpha_2} - \varepsilon_{\beta_2} + \varepsilon_{\delta} - \varepsilon_{\rho} + i\eta} \right) \cdot n_{\delta}(1 - n_{\rho}). \quad (17)$$

利用核物质近似和推广的 Skyrme 有效相互作用公式,与求核子微观光学势的同样方法,可以求出 (17) 式的虚部:

$$\Delta W = \frac{\pi\rho}{2A(2\pi)^3} \sum_{i=1}^7 M_i, \quad (18)$$

其中  $\rho$  为靶核密度,  $A$  为靶核内核子数.

$$M_1 = \left[ t_0^2(1-x_0) + \frac{1}{36} t_3^2 \rho^{2\alpha}(1-x_3) + \frac{1}{6} t_0 t_3 \rho^\alpha (2-x_0-x_3) \right] \cdot [I_1(n) + I_1(p)],$$

$$M_2 = \frac{1}{16} [t_1^2(1-x_1) + t_4^2 \rho^2(1-x_4) + t_1 t_4 \rho (2-x_1-x_4)] \cdot [I_2(n) + I_2(p)],$$

$$M_3 = \frac{1}{16} [t_2^2 \rho^2(3+5x_5+2x_5^2) + t_2^2(3+5x_2+2x_2^2) + t_2 t_5 \rho(6+5x_2+5x_5+4x_2x_5)] \cdot [I_3(n) + I_3(p)],$$

$$M_4 = \frac{1}{4} [t_0 t_1(2-x_0-x_1) + t_0 t_4 \rho(2-x_0-x_4) + \frac{1}{6} t_1 t_3 \rho^\alpha \cdot (2-x_1-x_3) + \frac{1}{6} t_3 t_4 \rho^{1+\alpha}(2-x_3-x_4)] \cdot [I_4(n) + I_4(p)],$$

$$M_5 = \frac{1}{2} \left[ t_0 t_2(2+x_0+x_2+x_0x_2) + t_0 t_5 \rho(2+x_0+x_5+x_0x_5) + \frac{1}{6} t_3 t_5 \rho^{1+\alpha}(2+x_3+x_5+x_3x_5) + \frac{1}{6} t_2 t_3 \rho^\alpha(2+x_2+x_3+x_2x_3) \right] \cdot [I_5(n) + I_5(p)],$$

$$M_6 = \frac{1}{8} [t_1 t_2(2+x_1+x_2+x_1x_2) + t_2 t_4 \rho(2+x_2+x_4+x_2x_4) + t_1 t_5 \rho(2+x_1+x_5+x_1x_5) + t_4 t_5 \rho^2(2+x_4+x_5+x_4x_5)] \cdot [I_6(n) + I_6(p)],$$

$$M_7 = -\frac{2}{3} W_0^2 [I_7(n) + I_7(p)],$$

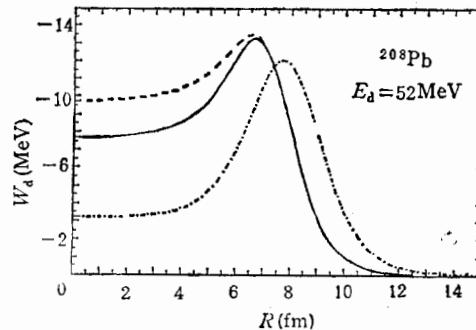


图6 考虑粒子间极化图对虚部的贡献后计算的  $^{208}\text{Pb}$  52MeV 氡核微观光学势随径向的变化

——考虑粒子间极化图的贡献; ---由折叠公式计算;

-·-·-·由唯象势计算

式中  $I_i(n)$ ,  $I_i(p)$  ( $i = 1 \cdots 7$ ) 见附录。

在折叠公式的基础上加上 (18) 式计算的双粒子间极化图对虚部的贡献, 重新计算了  $^{208}\text{Pb}$  的 52 MeV 氘核光学势虚部随径向的变化 (见图 6)。由图可知, 考虑了极化图的贡献后, 虚部势深度有了一定的下降。

## 五、结 论

通过以上对氘核微观光学势的分析, 折叠公式计算的实部势与唯象势相差不大, 虚部势考虑了粒子间极化图的贡献后, 比折叠计算有了一定的改进。特别是用这种微观势计算氘核的反应截面, 是有一定预言能力的; 对弹性散射角分布, 在低能时符合实验数据不太好, 在能量较高时, 理论值、以及波峰、谷位置还是能反映一定的实验结果。

我们是在忽略了氘核内部直接相互作用的前提下来讨论氘核微观光学势的, 为了改善对氘核弹性散射角分布实验数据的符合, 是否应考虑氘核内部直接相互作用的贡献还有待于研究。

### 附录 1p-1h 动量积分

在推导双粒子间极化图对虚部的贡献中, 有下面形式的积分:

$$I_i(\tau_\mu) = \frac{1}{(2\pi)^3 Q} \iint f_i(\tau_\mu, \tau_\nu) \delta(\mathbf{K}_{\alpha_1} - \mathbf{K}_{\beta_1} + \mathbf{K}_\nu - \mathbf{K}_\mu) \cdot \delta(\varepsilon_{\alpha_1} - \varepsilon_{\beta_1} + \varepsilon_\nu - \varepsilon_\mu) d\mathbf{K}_\nu d\mathbf{K}_\mu, \quad (\text{A1})$$

其中:

$$\begin{aligned} f_1 &= 1, \\ f_2 &= \frac{1}{4} (K_{\alpha_1\nu}^2 + K_{\beta_1\mu}^2), \\ f_3 &= (K_{\alpha_1\nu} \cdot K_{\beta_1\mu})^2, \\ f_4 &= \frac{1}{2} (K_{\alpha_1\nu}^2 + K_{\beta_1\mu}^2), \\ f_5 &= K_{\alpha_1\nu} \cdot K_{\beta_1\mu}, \\ f_6 &= \frac{1}{2} (K_{\alpha_1\nu}^2 + K_{\beta_1\mu}^2) (K_{\alpha_1\nu} \cdot K_{\beta_1\mu}), \\ f_7 &= (K_{\alpha_1\nu} \times K_{\beta_1\mu})^2, \end{aligned} \quad (\text{A2})$$

$$\mathbf{K}_{\alpha_1\nu} = \mathbf{K}_{\alpha_2} - \mathbf{K}_\nu, \quad \mathbf{K}_{\beta_1\mu} = \mathbf{K}_{\beta_1} - \mathbf{K}_\mu. \quad (\text{A3})$$

完成上述积分得到:

$$\begin{aligned} I_1(\tau_\mu) &= B, \\ I_2(\tau_\mu) &= B \cdot (C_2 - C_3 + C_2 K_{\tau\mu}^2 + C_0), \\ I_3(\tau_\mu) &= B \cdot (C_4 + C_6 - C_4 K_{\tau\mu}^2 + C_0), \\ I_4(\tau_\mu) &= B \cdot \left( -C_2 - C_7 + \frac{1}{2} K_{\tau\mu}^2 \right), \\ I_5(\tau_\mu) &= B \cdot \left( -C_4 - C_7 + \frac{1}{2} K_{\tau\mu}^2 \right), \\ I_6(\tau_\mu) &= B \cdot \left( -C_2 C_4 - C_8 + C_0 + \frac{1}{2} (C_2 - C_4) K_{\tau\mu}^2 \right), \end{aligned}$$

$$I_7(\tau_\mu) = 4B \left[ K_{\alpha_1}^2 K_{\beta_1}^2 - (K_{\alpha_1} \cdot K_{\beta_1})^2 + \frac{1}{2} K_{\alpha\beta}^2 K_{\tau\mu}^2 - D_2 \right. \\ \left. - D_3(K_{\alpha_1} \cdot K_{\alpha\beta}) - D_4(K_{\beta_1} \cdot K_{\alpha\beta}) \right]. \quad (A4)$$

这里:

$$\begin{aligned} A &= \beta_{\tau\mu} K_{\alpha\beta}^2, \\ B &= \pi K_{\tau\mu}^2 / (2A), \\ C_1 &= \beta_{\tau\alpha} (K_{\alpha_1}^2 - K_{\beta_1}^2) - \beta_{\tau\mu} K_{\alpha\beta}^2, \\ C_2 &= K_{\beta_1}^2 + K_{\alpha\beta}^2, \\ C_3 &= K_{\beta_1}^2 - K_{\alpha_1}^2 + K_{\alpha\beta}^2, \\ C_4 &= K_{\alpha\beta}^2 - K_{\beta_1}^2, \\ C_5 &= [3C_1^2 C_3^2 / (8A)] - [C_1 K_{\beta_1}^2 / (2A)] - [C_3 K_{\tau\mu}^2 / (4K_{\alpha\beta}^2)] + K_{\beta_1}^2 K_{\tau\mu}^2 \\ &\quad - [C_1 C_3 K_{\tau\mu}^2 / (2A)] + \frac{1}{3} K_{\tau\mu}^4, \\ C_7 &= C_1 C_2 C_3 / A, \\ C_6 &= C_1 C_3 C_4 / A, \\ C_7 &= C_1 C_3 / (2A), \\ C_8 &= C_1 (C_7 - C_4) C_3 / (2A), \\ D_1 &= K_{\alpha_1}^2 - K_{\beta_1}^2 + K_{\alpha\beta}^2, \\ D_2 &= C_1^2 / (2\beta_{\tau\mu}), \\ D_3 &= C_2 C_3 / (2A), \\ D_4 &= C_1 D_1 / (2A), \\ K_{\alpha\beta} &= K_{\alpha_1} - K_{\beta_1}, \end{aligned} \quad (A5)$$

$$K_d = K_{\alpha_1} + K_{\beta_1}. \quad (A6)$$

氘核内部总动量

氘核内部取为谐振子运动:

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} K_{\alpha\beta}^2 + \frac{1}{2} \mu \omega^2 r^2 = \frac{3}{2} \hbar \omega, \quad (A8)$$

而且

$$\frac{\hbar^2}{2m} K_d^2 + V_d + A_C = \frac{M}{M+m} E_d, \quad (A9)$$

$M$  为靶核质量,  $m$  为氘核质量,  $\hbar\omega = 8.1 \text{ MeV}$ ,  $V_d$  为氘核实部势,  $V_C$  为库仑势.

### 参 考 文 献

- [1] 申庆彪、张竞上、卓益忠, 原子核物理, **3**(1981), 232.
- [2] 申庆彪、张竞上、田野、卓益忠, 高能物理与核物理, **6**(1982), 91.
- [3] 申庆彪、田野、马中玉、张竞上、卓益忠, 高能物理与核物理, **6**(1982), 185.
- [4] 申庆彪、田野、卓益忠, 高能物理与核物理, **7**(1983), 618.
- [5] 田野、申庆彪、卓益忠, 高能物理与核物理, **6**(1982), 616.
- [6] 田野等, 原子核物理, **7**(1985), 154.
- [7] 田野等, 原子核物理, **7**(1985), 207.
- [8] 田野等, 原子核物理, **7**(1985), 344.
- [9] 田野等, 原子核物理, **8**(1986), 28.
- [10] 田野等, 原子核物理, **10**(1988), 183.
- [11] Shen Qingbiao, et al., *Z. Physik*, **A303**(1981), 69.
- [12] Zhuo Yizhong, Shen Qingbiao, Tian Ye, *Advances in Sciences of China, Physics*, **1**(1985), 231.
- [13] W. W. Daehnick et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 2253.



- [14] J. R. Rook, *Nucl. Phys.*, **61**(1965), 219.
- [15] F. G. Perey et al., *Nucl. Phys.*, **A97**(1967), 515.
- [16] C. M. Perey et al., *Phys. Rev.*, **132**(1963), 755.
- [17] J. D. Child et al., *Phys. Rev.*, **C10**(1974), 217.
- [18] E. Newman et al., *Nucl. Phys.*, **A100**(1967), 225.
- [19] F. Hinterberger et al., *Nucl. Phys.*, **A111**(1968), 265.
- [20] B. Wilkens et al., *Phys. Lett.*, **3**(1962), 48.
- [21] S. Mayo et al., *J. Nucl. Phys.*, **62**(1965), 393.

## The Deuteron Microscopic Optical Potential

LU CONGSHAN    ZHANG JINGSHANG    SHEN QINGBIAO

(*Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

### ABSTRACT

In this paper, the two particle Green's function is introduced. When the direct interaction between two nucleons is neglected, the first and second order mass operators of two particles are the sum of those for each particle. The nucleon microscopic optical potential is calculated by applying nuclear matter approximation and effective Skyrme interaction. Then the deuteron microscopic optical potential (DMOP) is calculated by using fold formula. For improvement of the theory, the two particle polarization diagram contribution to the imaginary part of the deuteron microscopic optical potential is studied.