

用核物质近似计算半微观光学势

I. 对称核物质情况

申庆彪 张竞上 田野 卓益忠

(中国科学院原子能研究所)

摘 要

本文提出了一种用核物质近似计算半微观光学势的方法。在对称核物质中应用 Skyrme 有效相互作用计算了一级和二级质量算符,然后采用定域密度近似来得到有限核的实部光学势和虚部光学势,并比较了 SII 到 SVI 五种核力参数的好坏和适用范围。从初步结果看来,即使对现有的 Skyrme 相互作用没有做任何调节,我们这种简单办法的结果在某种程度上已经可以与目前的“核物质近似”和“核结构近似”相比拟。

一、引 言

光学模型是分析核反应数据的最基本的理论工具之一。利用具有多个可调参数的唯象光学势进行光学模型计算可以很好地定量符合实验数据,但是不能可信地用以预言无实验的非稳定核来的核反应数据。因此,从更加基本的理论推导光学势无论在理论上还是在实践上都是一个具有重要意义的问题。

早在 1959 年 Bell 和 Squires^[1] 就指出,从多体理论观点来看光学势可以等价于单粒子格林函数的质量算符,即所谓推广的光学势 (GOP)。这就使得有可能利用多体理论技术根据核子-核子相互作用得到没有任何自由参数的微观光学势 (MOP)。但是质量算符是不能严格计算的,因为这需要自治地解多体问题。因此在对质量算符进行实际计算中总是不得不依赖于一定的近似。

目前基本上有两种近似。一种是“核物质近似”^[2-4],在这种近似中假定靶核是无穷大的(即原子核质量数 $A \rightarrow \infty$),并且在核物质中计算了光学势^[2,3]或两核子的 t -矩阵^[4],然后再通过定域密度近似来得到有限核的光学势。另一种近似是“核结构近似”^[5,6],在这种近似中假设有效的核子-核子相互作用是已知的,同时有限核的非弹性激发被明确地考虑了。于是这种近似详细地包含了靶核的核结构特征,而“核物质近似”不具体地包含核结构效应,只用一种平均方法(通过定域密度近似)给予考虑。

两种近似各有其优点和局限性。因为我们对于光学势的整体性质更感兴趣,在“核物

质近似”的成功^[7,8]和唯象的 Skyrme 相互作用的成功^[9-11]的鼓舞下,我们采取了一种更加简便的方法。我们应用 Skyrme 有效相互作用在核物质中计算质量算符仅到二次项,然后对于有限核也采用定域密度近似来得到光学势。因为在 Hartree-Fock (HF) 计算中 Skyrme 相互作用可以被看作等效 t -矩阵^[12],这样我们仅仅用一级质量算符 $M^{(1)}$ 来表示实部光学势(它就是 HF 势 V_{HF}),而把二级质量算符 $M^{(2)}$ 的虚部看作虚部光学势,忽略 $M^{(2)}$ 对实部势的贡献。通常的 Skyrme 相互作用在计算核基态性质方面是很成功的,因而促使我们把它用于核反应问题。我们知道不同的 Skyrme 相互作用对于 HF 计算都能给出相当好的符合,但是对于激发态却得到了很不相同的结果^[11]。于是,我们期望用这种方法计算光学势能够对于由 Skyrme 相互作用得到原子核激发态的一般性质提供一个很好的检验。作为第一步本文仅仅应用通常的 Skyrme II-Skyrme VI 来研究这些相互作用在计算光学势方面在多大程度上是可用的。

由于用了 Skyrme 相互作用我们得到了很简单的光学势的计算公式,在大多数情况下是解析表达式。

下面在第二节中我们给出了同时包括两体与三体相互作用的微扰论一级和二级质量算符的具体表达式,在第三节中讨论了简单定域密度近似下的光学势的计算公式,在第四节中给出了计算结果及分析,最后在第五节中讨论了一些带有结论性的看法。

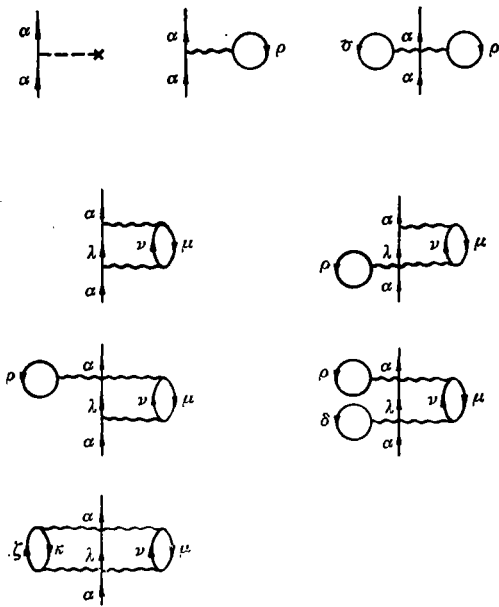


图1 单粒子格林函数费曼图
(a)一级图 (b)二级图

用, u_i 是单粒子平均场。

我们可以写出单粒子格林函数 $G_{\alpha\beta}(t_1 - t_2)$, 按微扰级数展开,并作傅氏变换可得到:

$$G_{\alpha\beta}(\omega) = \delta_{\alpha\beta} G_{\alpha}^{(0)}(\omega) + G_{\alpha\beta}^{(1)}(\omega) + G_{\alpha\beta}^{(2)}(\omega) + \dots \quad (4)$$

单粒子格林函数的 Dyson 方程为:

$$G_{\alpha\beta}(\omega) = \delta_{\alpha\beta} G_{\alpha}^{(0)}(\omega) + G_{\alpha}^{(0)}(\omega) \sum_{\gamma} [u_{\alpha\gamma} - M_{\alpha\gamma}(\omega)] G_{\gamma\beta}(\omega) \quad (5)$$

二、同时包括二体力和三体力的单粒子格林函数和质量算符

在同时包括二体力和三体力的情况下系统的哈密顿量 H 可以写成:

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

其中

$$H_0 = \sum_i (t_i + u_i) \quad (2)$$

$$H_1 = \frac{1}{2!} \sum_{i \neq j} V_{ij} + \frac{1}{3!} \sum_{i \neq j \neq k} W_{ijk} - \sum_i u_i \quad (3)$$

H_0 为单粒子哈密顿量, H_1 为剩余相互作用,

其中 $u_{\alpha\gamma}$ 为平均场, $M_{\alpha\gamma}(\omega)$ 为质量算符, 并且有:

$$M_{\alpha\gamma}(\omega) = M_{\alpha\gamma}^{(1)} + M_{\alpha\gamma}^{(2)}(\omega) + \dots \quad (6)$$

对于能量为 E 的散射过程来说, 质量算符 $M_{\alpha\alpha}(E)$ 就对应于光学模型势.

我们仅限于把格林函数展开到二次项, 于是可得到 1 个零级图, 3 个一级图(图 1(a)) 和 22 个二级图. 我们把 u 取为 HF 平均场, 从而可得:

$$u_{\alpha\alpha} = M_{\alpha\alpha}^{(1)} = \sum_{\rho} V_{\alpha\rho, \alpha\rho} n_{\rho} + \frac{1}{2} \sum_{\rho, \delta} W_{\alpha\rho\delta, \alpha\rho\delta} n_{\rho} n_{\delta} \quad (7)$$

其中

$$n_i = \begin{cases} 1 & \text{在费米面以下} \\ 0 & \text{在费米面以上} \end{cases} \quad (8)$$

第一项是两体相互作用的贡献, 第二项是三体相互作用的贡献. 它们的矩阵元分别为:

$$V_{\alpha\rho, \alpha\rho} = \langle \alpha\rho | V | \alpha\rho \rangle_A \quad (9)$$

$$W_{\alpha\rho\delta, \alpha\rho\delta} = \langle \alpha\rho\delta | W | \alpha\rho\delta \rangle_A \quad (10)$$

A 代表反对称化. HF 平均场只能给出实部势, 二级图是给出虚部势的最低级图形. 很容易看出, 若选取由(7)式所给出的 HF 平均场, 22 个二级图中有 15 个相互抵消, 余下的 7 个二级图中有两个无时间传播图, 可证明这两个图对虚部势没贡献, 我们只需研究余下的五个二级图(图 1(b)) 对虚部光学势的贡献, 它们的质量算符(推迟部份)为:

$$\begin{aligned} M_{\alpha\alpha}^{(2)}(E) = & \sum_{\mu, \lambda, \nu} \frac{A_{\alpha\mu\lambda\nu}}{E + \varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} + i\eta} n_{\mu}(1 - n_{\lambda})(1 - n_{\nu}) \\ & + \sum_{\mu, \kappa, \lambda, \nu, \zeta} \frac{B_{\alpha\mu\kappa\lambda\nu\zeta}}{E + \varepsilon_{\mu} + \varepsilon_{\kappa} - \varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\zeta} + i\eta} n_{\mu} n_{\kappa} (1 - n_{\lambda})(1 - n_{\nu}) \\ & \cdot (1 - n_{\zeta}) \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} A_{\alpha\mu\lambda\nu} = & \frac{1}{2} V_{\alpha\mu, \lambda\nu} V_{\lambda\nu, \alpha\mu} \\ & + \frac{1}{2} \left[V_{\alpha\mu, \lambda\nu} \left(\sum_{\rho} W_{\lambda\nu\rho, \alpha\mu\rho} n_{\rho} \right) + \left(\sum_{\rho} W_{\alpha\mu\rho, \lambda\nu\rho} n_{\rho} \right) V_{\lambda\nu, \alpha\mu} \right] \\ & + \frac{1}{2} \left(\sum_{\rho} W_{\alpha\mu\rho, \lambda\nu\rho} n_{\rho} \right) \left(\sum_{\delta} W_{\lambda\nu\delta, \alpha\mu\delta} n_{\delta} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

$$B_{\alpha\mu\kappa\lambda\nu\zeta} = \frac{1}{12} W_{\alpha\mu\kappa, \lambda\nu\zeta} W_{\lambda\nu\zeta, \alpha\mu\kappa} \quad (13)$$

(11)式的第一项是图 1(b) 的中间过程为 $2p-1h$ 的四个二级图的贡献, 第二项是中间过程为 $3p-2h$ 的第五个二级图的贡献.

三、光学势的计算公式

若在空间表象中 Skyrme 相互作用的二体力形式取为^[9]:

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & t_0(1 + x_0 P_o) \delta(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}') \\ & - \frac{t_1}{2} [(\nabla^2 \delta(\mathbf{r})) \delta(\mathbf{r}') + (\nabla'^2 \delta(\mathbf{r}')) \delta(\mathbf{r})] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+ t_2 \nabla_r \delta(\mathbf{r}) \cdot \nabla_{r'} \delta(\mathbf{r}') \\
 &+ i w_0 (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \nabla_r \delta(\mathbf{r}) \times \nabla_{r'} \delta(\mathbf{r}')
 \end{aligned} \quad (14)$$

其中 P_σ 为自旋交换算符, 而

$$\begin{aligned}
 \mathbf{r} &= \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j \\
 \mathbf{r}' &= \mathbf{r}'_i - \mathbf{r}'_j
 \end{aligned} \quad (15)$$

分别代表反应前和反应后二核子的相对坐标. 三体力的形式为:

$$W(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \mathbf{r}_k) = t_3 \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k) \quad (16)$$

t_0, t_1, t_2, t_3, x_0 和 w_0 为核力参数.

为了便于计算我们采用了“核物质近似”. 在中子数和质子数相等的对称核物质的费米气体模型中费米动量 K_F 与核物质密度 ρ 的关系式为:

$$\rho = \frac{2}{3\pi^2} K_F^3 \quad (17)$$

在核物质中 α 核子波函数可用平面波表示:

$$\phi_\alpha(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{i\mathbf{h}_\alpha \cdot \mathbf{r}} \chi_{\sigma_\alpha} \chi_{\tau_\alpha} \quad (18)$$

其中 χ_{σ_α} 和 χ_{τ_α} 分别代表自旋和同位旋波函数, Ω 代表体积.

我们的目的是在对称核物质近似下研究 $N=Z$ 的偶偶靶核的微观光学势. 用上边所给出的 Skyrme 相互作用和波函数求出矩阵元 $V_{\alpha\rho, \alpha\rho}$ 和 $W_{\alpha\rho\delta, \alpha\rho\delta}$, 并代入一级质量算符 $M_{\alpha\alpha}^{(1)}$ 的表达式(7)可以求得核子的实部光学势为:

$$V_{\tau_\alpha} = \frac{3}{4} t_0 \rho + \frac{1}{16} (3t_1 + 5t_2) \left(K_\alpha^2 + \frac{3}{5} K_F^2 \right) \rho + \frac{3}{16} t_3 \rho^2 \quad (19)$$

这儿用 τ_α 来代表中子 (n) 或质子 (p). 其中 K_α^2 由下式给出:

$$K_\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{M}{M+m} E_L - V_{\tau_\alpha} - V_c \right) \quad (20)$$

m 和 M 分别是核子和靶核的质量, E_L 是实验室系入射核子能量, V_c 是库仑位, 中子入射时 $V_c = 0$. 根据(19)式还可以得到有效质量 m^* 的表达式

$$\frac{m^*}{m} = \frac{1}{1 + \frac{1}{16} (3t_1 + 5t_2) \frac{2m}{\hbar^2} \rho} \quad (21)$$

利用(20)式和(21)式可以把(19)式改写成:

$$\begin{aligned}
 V_{\tau_\alpha} &= \frac{m^*}{m} \left\{ \frac{3}{4} t_0 \rho + \frac{1}{16} (3t_1 + 5t_2) \left[\frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{M}{M+m} E_L - V_c \right) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{3}{5} K_F^2 \right] \rho + \frac{3}{16} t_3 \rho^2 \right\}
 \end{aligned} \quad (22)$$

由上式可以清楚地看出实部势和入射粒子能量 E_L 成线性关系.

利用主值积分公式:

$$\frac{1}{x + i\eta} = \mathcal{P} \frac{1}{x} - i\pi\delta(x) \quad (23)$$

由(11)式所给出的二级质量算符 $M_{\alpha\alpha}^{(2)}(E)$ 可求出光学势的虚部. 求得图 1(b) 的前四个

二级图对虚部势的贡献为:

$$\begin{aligned}
 W_A = & -\frac{1}{64\pi^5} \left\{ 3 \left[(1+x_0^2)t_0^2 + t_0 t_3 \rho + \frac{1}{4} t_3^2 \rho^2 \right] I_1 \right. \\
 & + \frac{3}{2} \left(t_0 + \frac{1}{2} t_3 \rho \right) t_1 I_2 + \frac{3}{16} t_1^2 I_3 + \frac{5}{16} t_2^2 I_4 \\
 & \left. + \frac{3}{4} \omega_0^2 I_5 \right\} \quad (24)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 I_i = & \int dK_\mu dK_\lambda dK_\nu f_i(K_\alpha, K_\mu, K_\lambda, K_\nu) \delta(E + \varepsilon_\mu - \varepsilon_\lambda - \varepsilon_\nu) \\
 & \cdot \delta(K_\alpha + K_\mu - K_\lambda - K_\nu) \quad (25)
 \end{aligned}$$

$$f_1 = 1$$

$$f_2 = \frac{1}{2} (K_{\alpha\mu}^2 + K_{\lambda\nu}^2)$$

$$f_3 = \frac{1}{4} (K_{\alpha\mu}^2 + K_{\lambda\nu}^2)$$

$$f_4 = (K_{\alpha\mu} \cdot K_{\lambda\nu})^2 \quad (26)$$

$$f_5 = (K_{\alpha\mu} \times K_{\lambda\nu})^2$$

$$K_{\alpha\mu} = K_\alpha - K_\mu$$

$$K_{\lambda\nu} = K_\lambda - K_\nu \quad (27)$$

(25)式的积分限要求 $K_\mu \leq K_F$ 和 $K_\lambda, K_\nu \geq K_F$, 并可得到以下解析表达式(见附录):

$$\begin{aligned}
 I_1 = & \frac{2m^*}{\hbar^2} \frac{2\pi^2}{15K_\alpha} [(5K_\alpha^2 - 7K_F^2)K_F^3 + 2(2K_F^2 - K_\alpha^2)^{3/2}\Theta(2K_F^2 - K_\alpha^2)] \\
 I_2 = & \frac{2m^*}{\hbar^2} \frac{2\pi^2}{105K_\alpha} [(35K_\alpha^4 - 14K_\alpha^2 K_F^2 - 45K_F^4)K_F^3 \\
 & + 4(K_\alpha^2 + 5K_F^2)(2K_F^2 - K_\alpha^2)^{3/2}\Theta(2K_F^2 - K_\alpha^2)] \\
 I_3 = & \frac{2m^*}{\hbar^2} \frac{2\pi^2}{945K_\alpha} [(315K_\alpha^6 + 441K_\alpha^4 K_F^2 - 747K_\alpha^2 K_F^4 - 473K_F^6)K_F^3 \\
 & - 8(5K_\alpha^4 - 20K_\alpha^2 K_F^2 - 43K_F^4)(2K_F^2 - K_\alpha^2)^{3/2}\Theta(2K_F^2 - K_\alpha^2)] \\
 I_4 = & \frac{2m^*}{\hbar^2} \frac{2\pi^2}{945K_\alpha} [(105K_\alpha^6 - 189K_\alpha^4 K_F^2 + 711K_\alpha^2 K_F^4 - 803K_F^6)K_F^3 \\
 & - 16(2K_\alpha^2 - 13K_F^2)(2K_F^2 - K_\alpha^2)^{3/2}\Theta(2K_F^2 - K_\alpha^2)] \\
 I_5 = & I_3 - I_4 \quad (28)
 \end{aligned}$$

其中

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{当 } x \geq 0 \text{ 时} \\ 0 & \text{当 } x < 0 \text{ 时} \end{cases} \quad (29)$$

又可求得第五个二级图对虚部势的贡献为:

$$\begin{aligned}
 W_B = & -3t_3^2 \frac{\pi}{(2\pi)^{12}} \int dK_\mu dK_\nu dK_\lambda dK_\rho dK_\tau \\
 & \cdot \delta(E + \varepsilon_\mu + \varepsilon_\nu - \varepsilon_\lambda - \varepsilon_\rho - \varepsilon_\tau) \delta(K_\alpha + K_\mu + K_\nu - K_\lambda - K_\rho - K_\tau) \quad (30)
 \end{aligned}$$

其积分限要求 $K_\mu, K_\nu \leq K_F$ 和 $K_\lambda, K_\rho, K_\zeta \geq K_F$. 对于(30)式通过坐标变换可化成五重积分,我们采用了数值积分方法进行计算.

为了得到有限核的光学势,我们引入定域密度近似^[13,14],也就是假定在有限核中任意一点的光学势与具有相同核密度的均匀核物质的光学势相同.有限核的核密度取由 Negele^[13] 所给出的以下经验公式:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - c)/a]} \quad (31)$$

其中

$$\rho_0 = \frac{3A}{4\pi c^3(1 + \pi^2 a^2/c^2)} \quad (32)$$

$$c = (0.978 + 0.0206A^{1/3})A^{1/3}$$

$$a = 0.54 \quad (33)$$

四、计算结果及分析

首先我们定义每个核子实部和虚部光学势的体积分如下:

$$J_V = -\frac{1}{A} \int V(r) dr$$

$$J_W = -\frac{1}{A} \int W(r) dr \quad (34)$$

分别选用 Skyrme II-Skyrme VI 五套参数^[9,10] (见表1) 计算了一些 $N = Z$ 的偶偶靶核实部光学势和虚部光学势及其体积分,并与经验值和由 Greenlees 等人^[15] 对于 $A > 40$ 的原子核和 $E_L < 50$ MeV 的中子和质子由系统学所给出的唯象光学势进行比较.

表1 Skyrme 相互作用 SII 到 SVI 的参数表

	t_0 (MeV · fm ³)	t_1 (MeV · fm ³)	t_2 (MeV · fm ³)	t_3 (MeV · fm ⁴)	x_0	w_0 (MeV · fm ²)
SII	-1169.9	385.6	-27.1	9331.1	0.34	105
SIII	-1128.75	395.0	-95.0	14000.0	0.45	120
SIV	-1205.6	765.0	35.0	5000.0	0.05	150
SV	-1248.29	970.56	107.22	0.0	-0.17	150
SVI	-1101.81	271.67	-138.33	17000.0	0.583	115

我们首先比较了用五种核力参数所计算的 ⁴⁰Ca 原子核中心 $m^*(0)/m$ 的数值,其结果见表2. 通常认为在核物质中 $m^*/m \sim 0.7$.

表2 ⁴⁰Ca 的 $m^*(0)/m$ 计算结果表

核力参数	SII	SIII	SIV	SV	SVI
$m^*(0)/m$	0.548	0.734	0.443	0.363	0.941

我们用 SII-SVI 和唯象势计算了 $A = 12-60$ 的 $N = Z$ 的偶偶核中子能量为 5MeV 、质子能量为 15MeV 的 J_v (图 2(a)) 和中子能量为 10MeV 、质子能量为 25MeV 的 J_w (图 2(b)), 并与经验值^[16,17]进行了比较. 由图 2(a) 可以看出用五种核力参数所计算的实部势的 J_v 比较相近, 而且对于这些低 A 核来说, SVI、SIII 和 SII 都能得到和经验值大致符合的结果. 由图 2(b) 看出用五种核力参数所计算的虚部势的 J_w 相差较大, 只有 SII 和经验值符合较好. 从图 2 可以看出无论是 J_v 还是 J_w 的数值大小都大致与 m^*/m 的大小成正比, 但是在实部势中由于 m^*/m 大 t_3 也大, 因而部份相互抵消, 使得五种核力参数的结果相差不大, 而对虚部势而言这种抵消作用不明显, 因而对于不同的核力参数 J_w 相差甚大.

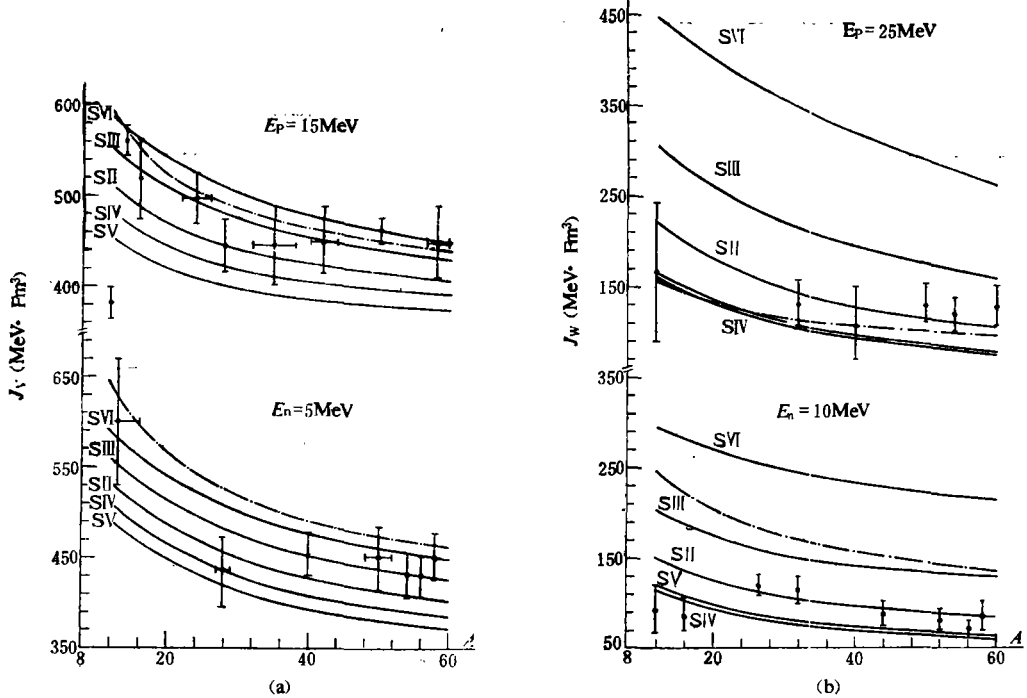


图 2 每个核子光学势的体积分与质量数 A 的关系

(a) 实部势 (b) 虚部势

—— 不同 Skyrme 力参数的计算结果; - - - - 唯象势^[13]的计算结果;
 I 经验值, (a) 取自参考文献[16], (b) 取自参考文献[17]

Greenlees 等人^[13] 给出的核子实部势和能量 E_L 的关系为:

$$V(r) = - \frac{U_0 - 0.32 E_L}{1 + \exp[(r - 1.17A^{1/3})/0.75]} \quad (35)$$

为了与其比较我们也可以由(31)式把(22)式所给出的实部势化成:

$$V_{\tau_a}(r) = - \frac{U_{\tau_a}(r) - f(r)E_L}{1 + \exp[(r - c)/0.54]} \quad (36)$$

我们对 ^{40}Ca 计算了靶核中心的 $f(0)$, 其结果见表 3. 从计算结果看出用五种核力参数所计算的实部势的绝对值都是随能量增加而减小, 这和唯象势的趋势是一致的, 其中用 SII

和 SIII 计算的 $f(0)$ 和唯象势的系数 0.32 比较接近。我们还用五种核力参数和唯象势计算了 ^{40}Ca 的 0—100MeV 中子的 J_V (图 3(a)) 和 J_W (图 3(b))。由图 3(a) 所得到的结论和由分析 $f(0)$ 所得到的结论是一致的, 但在 50MeV 以下 SIII 比 SII 更接近唯象势的结果。我们知道, 唯象的虚部势的绝对值面吸收部份随能量增加而减小, 体吸收部份随能量增加而增大, 总的效果唯象势的 J_W 在 0—50MeV 之间随能量变化比较缓慢, 但用 Skyrme 相互作用所计算的 J_W 都是随能量增加而增加。在低能段由于未考虑核结构效应由 Skyrme 相互作用所计算的 J_W 太小, 说明这种方法不大适用于低能段。又可以看出由 SVI 和 SIII 所计算的 J_W 随能量增加过快, 能量稍高就不再适用了。这种随能量变化斜率的大小也是取决于 m^*/m 的大小和 t_0 与 t_3 相抵消的情况。由图 3 看到 SII 在十到几十

表 3 ^{40}Ca 的 $f(0)$ 计算结果表

核力参数	SII	SIII	SIV	SV	SVI
$f(0)$	0.442	0.259	0.544	0.622	0.058

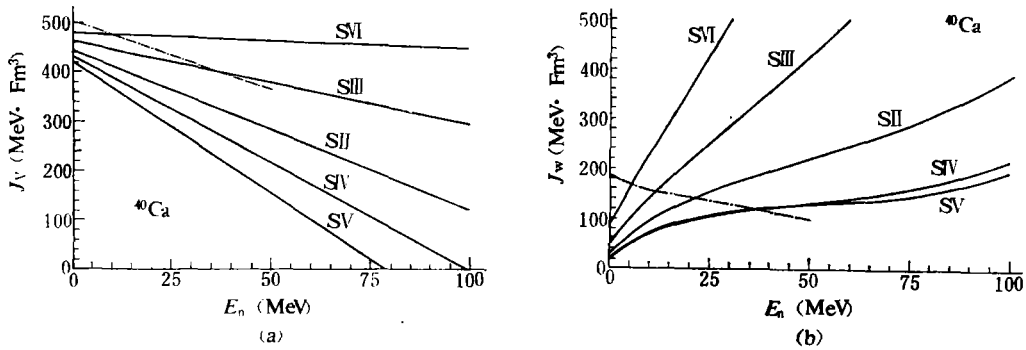


图 3 每个核子光学势的体积分随入射中子能量 E_n 的变化关系

(a) 实部势 (b) 虚部势

—— 不同 Skyrme 力参数的计算结果; - - - - 唯象势^[13]的计算结果

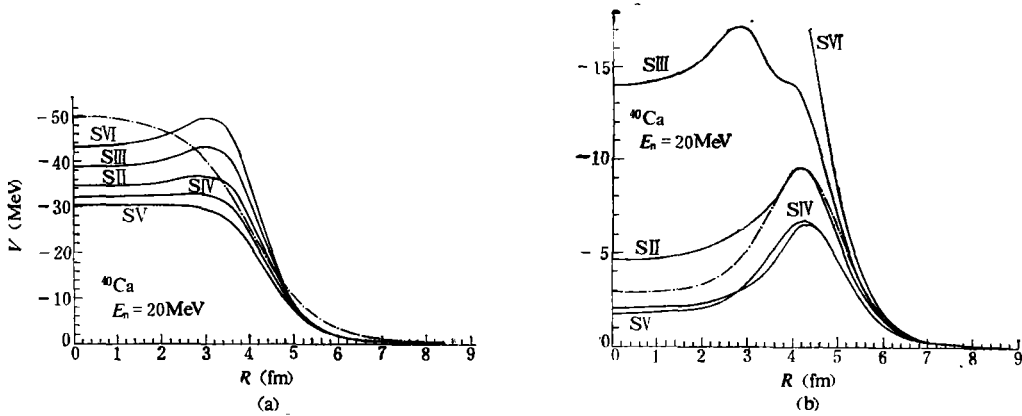


图 4 ^{40}Ca 的 20MeV 中子光学势的径向关系

(a) 实部势 (b) 虚部势

—— 不同 Skyrme 力参数的计算结果; - - - - 唯象光学势^[13]

MeV 之间实部势和虚部势都和唯象势比较相近。

在图 4(a) 和图 4(b) 中分别给出了用五种核力参数计算的 ^{40}Ca 20MeV 中子实部光学势和虚部光学势, 并与唯象势进行了比较。由图 4(a) 看出用 Skyrme 相互作用所计算的实部势均出现了表面型成份, 对表面成份的贡献主要是两部份, 一个是 $m^*(r)/m$, 它在中心区域小, 在表面趋向 1; 另一个是由于在 $V_{\tau_0}(r)$ 中与 $t_0\rho$ 有关的主项贡献负值, 而与 $t_3\rho^2$ 有关的项贡献正值, 因为 ρ^2 随 r 下降比 ρ 剧烈, 因而 $t_3\rho^2$ 项在中心区域补偿 $t_0\rho$ 项较大, 在边界区域补偿 $t_0\rho$ 项较小。由图 4(a) 可以清楚地看出由于 SVI 和 SIII 的 m^*/m 和 t_3 都比较大, 因而表面型突出, 而 SV 的 m^*/m 比较小而且 $t_3 = 0$, 因而表面型不明显。由

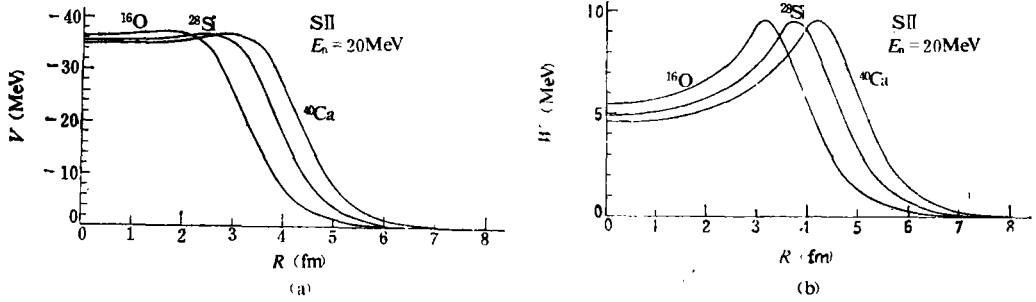


图 5 用 SII 计算的 ^{16}O 、 ^{28}Si 和 ^{40}Ca 20MeV 中子的光学势的径向关系
(a) 实部势 (b) 虚部势

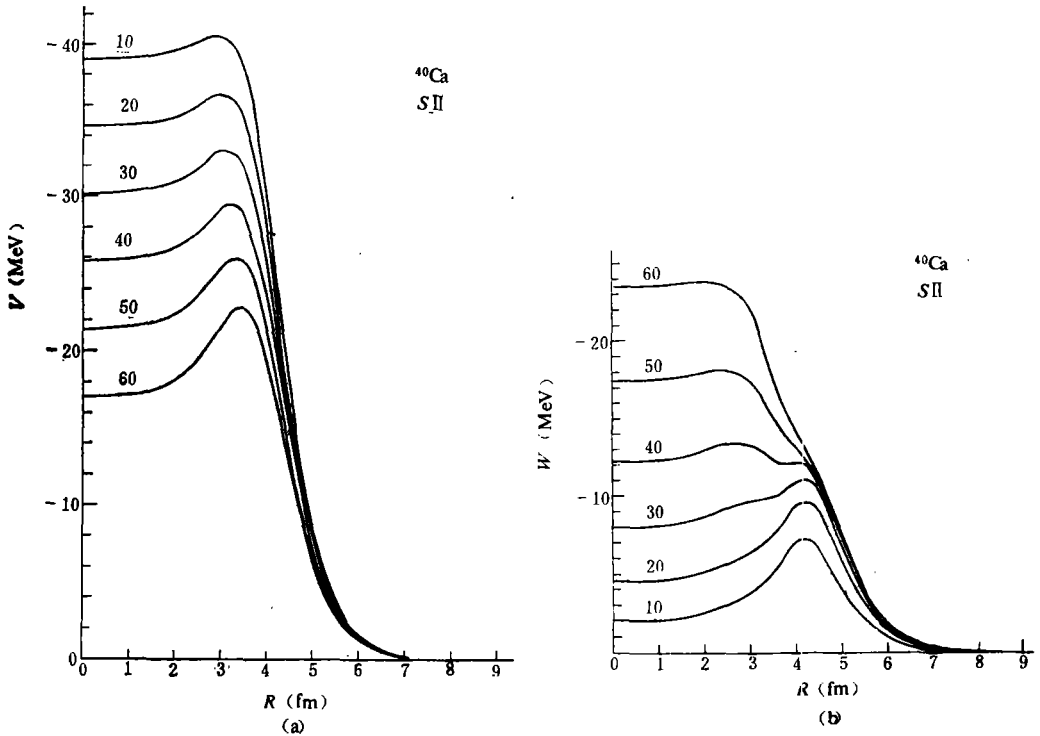


图 6 用 SII 计算的 ^{40}Ca 不同能量的中子光学势
(a) 实部势 (b) 虚部势

图 4(b) 看出用 Skyrme 相互作用所计算的虚部势均包含面吸收成份,这与唯象势是一致的,但只有 SII 和唯象势比较接近。

在图 5(a) 和图 5(b) 中分别给出了用 SII 所计算的 ^{16}O 、 ^{28}Si 和 ^{40}Ca 20MeV 中子的实部光学势和虚部光学势,可以看出随着 A 增大光学势的径向分布变宽,但中心区域的数值变小。

在图 6(a) 和图 6(b) 中分别给出了用 SII 所计算的 ^{40}Ca 多种能量中子的实部光学势和虚部光学势。由图 6(a) 看出随着能量增加所计算的实部势的深度变浅,而且表面型成份越来越突出,这种趋势和用 t -矩阵所计算的 ^{58}Ni 的实部势^[18]是一致的。由图 6(b) 又可以看出所计算的虚部势当能量较低时面吸收型为主,当能量较高时便主要是体吸收型了,这和唯象势是一致的,和用 t -矩阵所计算的 ^{58}Ni 的虚部势^[18]也是一致的。但是我们用 SII 所计算的实部势和虚部势均随能量变化过快,因而到几十 MeV 以上就不再适用了。

图 7 和图 8 给出了用由 SII 得到的光学势(自旋-轨道耦合势用唯象的代替)和唯象势所计算的 ^{40}Ca 11MeV 和 14.1MeV 中子的弹性散射角分布并与实验数据^[19,20]进行了比较,可以看出两种势都得到了和实验大致符合的结果。

另外我们还用 SII 比较了五个二级图对虚部光学势的贡献大小。计算结果表明四个属于中间过程是 $2p-1h$ 的二级图对虚部势贡献的绝对值相差不大。我们把由属于 $3p-2h$ 的第五个二级图所计算的虚部势 $W_B(r)$ 的峰值和由四个 $2p-1h$ 图所计算的虚部势 $W_A(r)$ 的峰值相比较发现 $W_B(r)$ 的贡献比较小,例如对于 ^{40}Ca 的中子光学势来说:

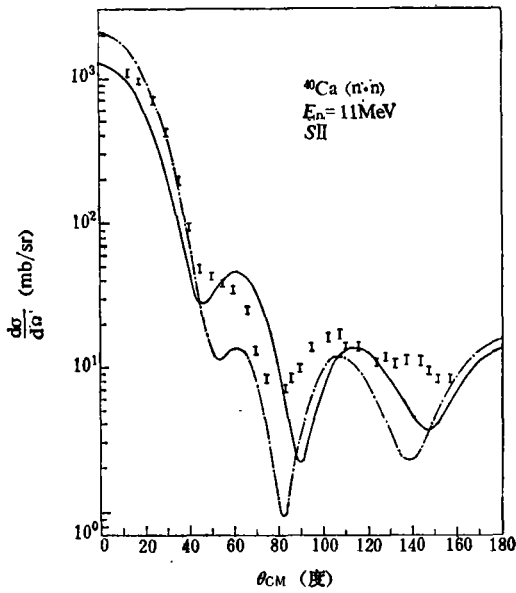


图 7 ^{40}Ca 11MeV 中子弹性散射角分布的理论值和实验值的比较

— SII 的计算结果;
 - - - 唯象势^[19]的计算结果;
 I 实验数据^[19]

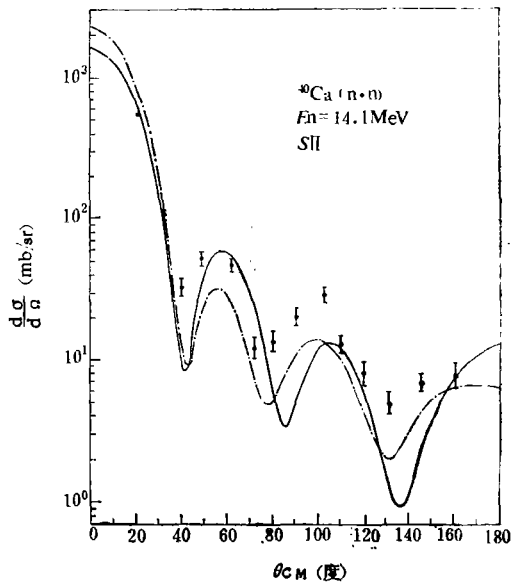


图 8 ^{40}Ca 14.1MeV 中子弹性散射角分布的理论值和实验值的比较

— SII 的计算结果;
 - - - 唯象势^[19]的计算结果;
 I 实验数据^[20]

$$\frac{W_B}{W_A} \sim \begin{cases} 0.010 & E_n = 10\text{MeV} \\ 0.054 & E_n = 40\text{MeV} \\ 0.095 & E_n = 100\text{MeV} \end{cases}$$

可以看出第五图相对前四图的贡献随能量增加而增加,但是在 100MeV 以下第五图的贡献总是比较小的,这是由于三个核子发生第一次三体碰撞后这三个核子再发生第二次三体碰撞的几率是比较小的.因此一般用与密度有关的两体相互作用来代替三体相互作用是可以的.

五、讨 论

我们这种用核物质近似计算半微观光学势的方法大大简化了计算,而又得到了一些比较有希望的结果,从光学势的深度、形状、体型势和面型势的相对大小以及它们随能量的变化规律等方面来看都和唯象势以及用 t -矩阵计算的结果大体一致,而且计算的光学势的体积分和弹性散射角分布都分别与经验值和实验数据大致符合.

通过对 SII 到 SVI 五种核力参数的比较我们看到用这五种核力参数所计算的实部势比较相近,其中以 SIII 为最好,其次是 SII.但是用这五种核力参数所计算的虚部势相差较远,相对来说其中 SII、SIV、SV 较好.如果即照顾实部势又照顾虚部势以 SII 为最好.

由于 Skyrme 相互作用和能量的关系只包含了 K^2 项,未能很好地反映核力和能量的关系,所以我们用此核力所计算的光学势适用的能量范围也受到限制,一般只能适用到几十 MeV,能量过高实部势会出现正值,虚部势的绝对值会过大.从计算结果还可以看出,有效质量起着极其重要作用,在我们的做法中有效质量只是 K -质量,而且是常数,没有考虑 E -质量,以后若考虑高次效应或许能改进计算结果.另外在我们的工作中未能给出自旋-轨道耦合势,这也是本方法尚存在的不足之处.今后为了用此方法计算出更好的光学势,尚需用修正的 Skyrme 相互作用^[11]进行计算,并可对核力参数本身进行研究和调节.

附录 关于 $2p-1h$ 图的动量积分方法

下边以 I_1 为例来讨论正文 (25) 式所包含的五个积分.利用有效质量粒子或空穴的能量 ε_i 可以写成:

$$\varepsilon_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m^*} - \Delta \quad (\text{A1})$$

Δ 为常数,这时 I_1 可以化成:

$$I_1 = \frac{2m^*}{\hbar^2} \int dK_\mu dK_\nu dK_\lambda \delta(K_\alpha^2 + K_\mu^2 - K_\lambda^2 - K_\nu^2) \delta(K_\alpha + K_\mu - K_\lambda - K_\nu) \quad (\text{A2})$$

做变量变换:

$$\begin{aligned} P &= K_\lambda + K_\nu \\ K &= \frac{1}{2}(K_\lambda - K_\nu) \end{aligned} \quad (\text{A3})$$

由动量守恒的 δ 函数可去掉对 P 的积分,再令

$$K_0 = \frac{1}{2}(K_a - K_p) \quad (A4)$$

利用图 A 可以证明:

$$K_a^2 + K_\mu^2 - K_\lambda^2 - K_p^2 = 2(K_0^2 - K^2) \quad (A5)$$

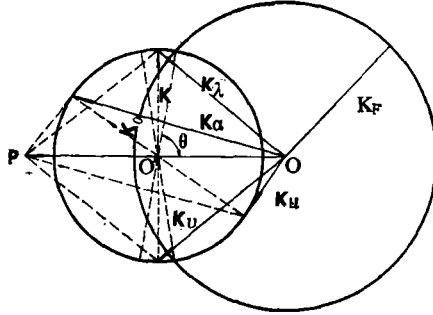


图 A 在泡利原理限制下对称核物质的运动学关系图

于是 I_1 化成:

$$I_1 = \frac{2m^*}{\hbar^2} \pi \int dK_\mu K_0 \cos \theta \quad (A6)$$

其中

$$\cos \theta = \frac{K_a^2 + K_\mu^2 - 2K_p^2}{2K_0 |K_a + K_\mu|} \quad (A7)$$

由于要求 $K_\mu \leq K_F$ 和 $K_\lambda, K_p \geq K_F$, 因而要求满足

$$K_F^2 \geq K_\mu^2 \geq \begin{cases} 0 & \text{当 } K_a^2 \geq 2K_F^2 \text{ 时,} \\ 2K_F^2 - K_a^2 & \text{当 } K_a^2 < 2K_F^2 \text{ 时} \end{cases} \quad (A8)$$

最后由 (A6) 式可以求得 I_1 , 其他积分也可以用类似的方法通过比较复杂的运算而得到。

参 考 文 献

- [1] J. S. Bell and E. J. Squires, *Phys. Rev. Lett.*, 3(1959), 96.
- [2] J. P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, *Phys. Reports*, 25C(1976), 83.
- [3] C. Mahaux, *Microscopic Optical Potentials, Lecture Notes in Physics*, Vol. 89, p. 1 (Springer-Verlag Berlin 1979).
- [4] F. A. Brieva and J. R. Rook, *Nucl. Phys.*, A291 (1977), 299, 317.
- [5] N. Vinh Mau and A. Bouyssy, *Nucl. Phys.*, A257 (1976), 189.
- [6] V. Bernard and Nguyen Van Giai, *Nucl. Phys.*, A327 (1979), 397; *Nucl. Phys.*, A348 (1980), 75.
- [7] A. Lejeune and P. E. Hodgson, *Nucl. Phys.*, A295 (1978), 301.
- [8] F. A. Brieva and J. R. Rook, *Nucl. Phys.*, A307 (1978), 493.
- [9] D. Vautherin and D. M. Brink, *Phys. Rev.*, C5 (1972) 626.
- [10] M. Beiner, H. Flocard, Nguyen Van Giai and P. Quentin, *Nucl. Phys.*, A238 (1975), 29.
- [11] S. Krewald, V. Klemt, J. Speth and A. Faessler, *Nucl. Phys.*, A231 (1977), 166.
- [12] J. W. Negele and D. Vautherin, *Phys. Rev.*, C5 (1972), 1472.
- [13] J. W. Negele, *Phys. Rev.*, C1 (1970), 1260.
- [14] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, *Phys. Rev.*, C16 (1977), 80.
- [15] F. D. Becchetti and G. W. Greenlees, *Phys. Rev.*, 182 (1969), 1190.
- [16] S. Kailas and S. K. Gupta, *Phys. Rev.*, C17 (1978), 2236.
- [17] S. Kailas and S. K. Gupta, *Phys. Letters*, 71B (1977), 271.

- [18] H. V. Von Geramb, F. A. Brieva and J. R. Rook. *Microscopic Optical Potentials*, Lecture Notes in Physics, Vol. 89, p. 104 (Springer-Verlag Berlin 1979).
- [19] J. C. Ferrer et al., *Nucl. Phys.*, **A275** (1977), 325.
- [20] W. J. Medonald et al., *Nucl. Phys.*, **59** (1964), 321.

SEMI-MICROSCOPIC OPTICAL POTENTIAL CALCULATION BY THE NUCLEAR MATTER APPROACH

I. SYMMETRIC NUCLEAR MATTER

SHEN QING-BIAO, ZHANG JING-SHANG, TIAN YE, ZHUO YI-ZHONG

(*Institute of Atomic Energy, Academia Sinica, Beijing*)

ABSTRACT

In this paper semi-microscopic nuclear matter approach is introduced to calculate the microscopic optical potential. The first and second order mass operator in symmetric nuclear matter is derived with Skyrme effective interactions and the real and imaginary part of the optical potential for finite nuclei is obtained by applying a local density approximation. The five kinds of the different parameters of Skyrme interactions II-VI are used and compared with the experimental data to study how well these Skyrme interactions can work for our purposes. Our results obtained in such a simple way seem to be to some extent comparable with those obtained with "nuclear matter approach" and "nuclear structure approach" without adjusting the parameters of the Skyrme interactions so far.