相对论微观光学势中的同位旋相关项*

荣健[1;1)] 马中玉[1,2,3]

1 (中国原子能科学研究院 北京 102413)
2 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 733000)
3 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 采用Dirac Brueckner-Hartree-Fock方法研究同位旋相关的相对论微观光学势, 讨论了其同位旋相关项的处理. 采用定域密度近似得到有限核的微观光学势, 以 ^{208}Pb为例讨论了光学势的同位旋相关性, 并与唯象的Lane势进行了比较.

关键词 相对论微观光学势 Lane模型 同位旋相关

光学模型是研究核反应的重要理论方法, 研究光学势的同位旋相关性, 对讨论同位旋极端不对称核的反应是非常重要的, 在唯象光学模型的研究中, 用拟合实验的弹性散射微分截面, 来确定光学模型参数. 在Lane模型[1, 2]中, 区分中子和质子的光学势, 将光学势被分解成同位旋标量和同位旋矢量两部分:

$$V = V_0 + \frac{\boldsymbol{t}\cdot\boldsymbol{T}}{A} V_1 \, , \tag{1}$$

其中A为靶核质量数, $\boldsymbol{t}$和$\boldsymbol{T}$分别是入射粒子和靶核的同位旋, V_0和V_1是位置和动量的函数, 等号右侧的第2项被称为Lane势, V_1为Lane系数. 通过拟合实验数据, 给出V_1的值. 在引入这一同位旋相关项后, Lane势常用于计算(p, n)反应. Bauge等人在Brueckner-Hartree-Fock理论得到的微观光学模型势[3—6]的基础上, 通过比较光学势计算结果和实验测量的弹性和非弹性散射实验数据优化模型参数, 发展了包含Lane势的半微观JLM光学模型[7, 8], 这些模型对200MeV以下核子与核的弹性和准弹性散射都能给出很好的描述. 唯象和半唯象模型中参数是由已知实验数据来确定, 依赖于实验数据, 不宜推广.

近年来相对论核多体方法, 特别是相对论平均场理论在研究核性质方面取得了很大的成功, 人们也尝试用σ-ω模型的相对论Hartree-Fock方法研究相对论微观光学势, 对中能区质子–核弹性散射的微分截面和自旋可观测量给出了很好的结果[9—13]. 但是这些传统的微观理论都是以稳定核为研究对象的, 通常没有考虑区分中子和质子, 因此不能反映同位旋相关性.

最近, 马中玉等人[14]用Schiller和Muether[15, 16]提出的从包含核子有效相互作用的同位旋依赖信息的Dirac Brueckner-Hartree-Fock(DBHF) G矩阵中提取核子自能的Dirac结构的新方法研究了同位旋相关的核子有效相互作用, 并用于有限核性质的研究, 得到了很好的结果. 则进一步将这种方法用于研究同位旋相关的相对论微观光学势[17—19], 本文将着重讨论其同位旋相关系数的处理和同位旋相关性.

我们知道, 光学势等价于单粒子Green函数的质量算符[20]. 采用DBHF方法来计算核子在核介质中的自能, 即用G矩阵在RHF近似下计算核子的自能. 采用G矩阵的Dirac结构的新的分解方法, 即$G = V + \Delta G$, 通常用单玻色子交换势来描述核子–核子相互作用V, 即用6个同位旋标量和同位旋矢量介子交换来描述, ΔG用4个质量无穷大的赝介子来描述短程关联: 同位旋标量的标量和矢量介子, 同位旋矢量的标量和矢量介子. 用V和ΔG可以分别求得核物质中质子和中子的自能. 核子自能的Dirac结构为

$$\sum(k) = \sum\nolimits_s(k, k_{\mathrm{F}}, \beta) - \gamma_0 \sum\nolimits_0(k, k_{\mathrm{F}}, \beta) + \mathrm{i}\boldsymbol{\gamma}\cdot\boldsymbol{k} \sum\nolimits_v(k, k_{\mathrm{F}}, \beta) \, , \tag{2}$$

$\sum_s$, $\sum_0$和$\sum_v$分别为标量自能, 矢量自能的时间和空

2005 – 04 – 07 收稿
* 国家自然科学基金(10275094, 10235020, 10475116)和国家重点基础研究发展规划(G1999022603, G2000077400)资助
1) E-mail: jrong@iris.ciae.ac.cn

间分量, 它们都是动量, 密度和不对称系数的函数. 其中不对称系数 $\beta=(\rho_\mathrm{n}-\rho_\mathrm{p})/\rho$, $\rho_\mathrm{n},\rho_\mathrm{p}$ 和 ρ 分别为中子, 质子和物质密度. 用DBHF方法, 可以求得核物质中核子的自能也就是光学势实部:

$$\sum(k,k_\mathrm{F},\beta) = \int\frac{\mathrm{d}^4q}{(2\pi)^4}\big\{\Gamma^a_\alpha\Delta^{ab}_\alpha(0)\mathrm{Tr}[\mathrm{i}\Gamma^b_\alpha G(q)]- \mathrm{i}\Gamma^a_\alpha\Delta^{ab}_\alpha(k-q)\Gamma^b_\alpha G(q)\big\}\ , \tag{3}$$

第1项和第2项分别为直接项和交换项. 下标 α 表示各种介子, 上标 a,b 表示同位旋, $G(q)$ 是核子传播子, Δ^{ab}_α 是介子传播子, 相同指标表示求和. 顶角算符 Γ^a_α 形式对标量介子为 $\mathrm{i}g_\alpha$, 矢量介子为 $-g_\alpha\gamma^\mu-\dfrac{f_\alpha}{2M}\partial_\nu\sigma^{\nu\mu}$, 赝标量介子采用赝矢量耦合形式 $-\dfrac{f_{pv}}{m_{pv}}\gamma^5\gamma^\mu\partial_\mu$, 对同位旋矢量介子还要乘上同位旋算符 τ_a. Fermi动量为 k_F 的核物质中动量为 k 的核子的零级传播子表示为

$$G_0(k)=T_i(\not{k}+M)\left\{\frac{1}{k^2_\mu+M^2+\mathrm{i}\varepsilon}+\frac{\mathrm{i}\pi}{E_\mathrm{k}}\delta(K_0-E_k)\theta(k_\mathrm{F}-|\boldsymbol{k}|)\right\}\ , \tag{4}$$

其中 $\not{k}=\gamma_\mu k^\mu$, 传播子的同位旋相关部分 T_i 为

$$T_\mathrm{i}=|i\rangle\langle i|=\frac{1}{2}(1\pm\tau_3)\ , \tag{5}$$

式中的加、减号分别对应质子和中子. 标量介子和矢量介子的传播子分别为

$$\Delta^{ab}(k)=\frac{1}{k^2-m^2_\sigma+\mathrm{i}\eta}\delta_{ab}\ , \tag{6}$$

$$\Delta^{ab}_{\mu\nu}(k)=\frac{-g_{\mu\nu}+k_\mu k_\nu/m^2_\omega}{k^2-m^2_\omega+\mathrm{i}\eta}\delta_{ab}\ , \tag{7}$$

同位旋空间和动量空间是相互独立的, 因此对这两部分可以分别讨论. 质子和中子的同位旋态分别为: $|p\rangle=\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}$ 和 $|n\rangle=\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$. τ 为同位旋Pauli矩阵:

$$\tau_1=\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix},\tau_2=\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix},\tau_3=\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}\ , \tag{8}$$

经过推导[19, 21], 可得对于交换同位旋标量和矢量介子的直接项中的同位旋部分分别为

$$I\mathrm{Tr}(T_\mathrm{i}I)=I\ ,\quad \tau_a\mathrm{Tr}(T_\mathrm{i}\tau_b\delta_{ab})=\pm\tau_3\ , \tag{9}$$

在交换项中则分别为

$$IT_\mathrm{i}I=\frac{1}{2}(1\pm\tau_3)\ ,\quad \tau_aT_\mathrm{i}\tau_b\delta_{ab}=\frac{1}{2}(3\mp\tau_3)\ , \tag{10}$$

式中上下符号分别相应于质子和中子.

核子自能的虚部, 即光学势的虚部可以通过解 G 矩阵极化图(图1)得到, 其自能形式可以表示为

$$\sum\nolimits_\mathrm{pol}(k)=T_\mathrm{pol}\int\frac{\mathrm{d}^4q}{(2\pi)^4}\left[\Gamma^a_\alpha\Delta^{ab}_\alpha(q)\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\cdot \mathrm{Tr}\big(\Gamma^b_\alpha(\mathrm{i}G(k))\Gamma^c_\beta(\mathrm{i}G(k+q))\big)\Delta^{cd}_\beta(q)(\mathrm{i}G(k-q))\Gamma^d_\beta\right]. \tag{11}$$

应用Wick轮换方法[9]可以计算出其虚部 $W_\mathrm{pol}(k)$. 与实部推导类似, 虚部的同位旋部分与空间部分分别处理, 同位旋相关系数为

$$T_\mathrm{pol}=\tau_\alpha T_\mathrm{i}\tau_\gamma\mathrm{Tr}(T_\mathrm{k}\tau_\alpha T_\mathrm{j}\tau_\gamma)\ , \tag{12}$$

其中i和j对应粒子, k为空穴.

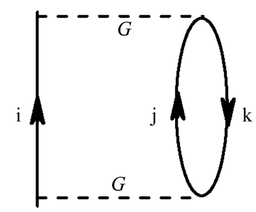

图 1　G 矩阵极化图
虚线表示 G 矩阵, i, j 表示粒子线, k 为空穴线.

对虚部的同位旋相关系数需分3种情况来考虑:

(1) 交换2个同位旋标量介子(此时介子顶角中的同位旋部分均为 I), 没有同位旋交换, 粒子–空穴对(j-k)必须有相同的同位旋:

$$IT_\mathrm{i}I\mathrm{Tr}(T_\mathrm{k}IT_\mathrm{j}I)=\frac{1}{2}I(1\pm\tau_3)I\cdot \mathrm{Tr}\left(\frac{1}{2}(1\pm\tau_3)I\frac{1}{2}(1\pm\tau_3)I\right)= \frac{1}{2}(1\pm\tau_3)\frac{1}{4}\mathrm{Tr}(1+\tau_3\tau_3)=T_\mathrm{i}. \tag{13}$$

(2) 交换1个同位旋标量介子和1个同位旋矢量介子(此时介子顶角中的同位旋部分对同位旋标量介子为 I, 同位旋矢量介子为 τ_α), 由于交换同位旋标量介子, 同样没有同位旋交换, 粒子–空穴对(j-k)必须有相同的同位旋:

$$\sum_\alpha\tau_\alpha T_\mathrm{i}I\mathrm{Tr}(T_\mathrm{k}\tau_\alpha T_\mathrm{j}I)=\frac{1}{2}\sum_{\alpha\alpha}\tau_\alpha(1\pm\tau_3)I\cdot \mathrm{Tr}\left(\frac{1}{2}(1\pm\tau_3)\tau_\alpha\frac{1}{2}(1\pm\tau_3)I\right)= \left(\frac{1}{2}\sum_\alpha\tau_\alpha I\pm\frac{1}{2}\sum_\alpha\tau_\alpha\tau_3 I\right)\frac{1}{4}\mathrm{Tr}(\pm\tau_\beta\tau_3\pm\tau_\beta\tau_3)= \begin{cases}T_\mathrm{i} & \text{i与j有相同的同位旋}\\ -T_\mathrm{i} & \text{i与j有不同的同位旋}\end{cases}. \tag{14}$$

(3) 交换2个同位旋矢量介子(此时介子顶角中的同位旋部分均为τ):

$$\sum_{\alpha\gamma}\tau_\alpha T_{\rm i}\tau_\gamma {\rm Tr}(T_{\rm k}\tau_\alpha T_{\rm j}\tau_\gamma)=\frac{1}{2}(3\mp\tau_3)\big(\delta_{\alpha\gamma}(\pm)\big)\cdot$$
$$(\pm)(\delta_{\alpha3}\delta_{\gamma3}-\delta_{\alpha\gamma}\delta_{33}+\delta_{\gamma3}\delta_{\alpha3})\big)=\begin{cases}\frac{1}{2}(3\mp\tau_3) & \text{无同位旋交换}\\ 2 & \text{有同位旋交换}\end{cases}, \tag{15}$$

上面的推导中用到了如下关系:

$$\mathrm{Tr}(\tau_\alpha\tau_\beta\tau_\gamma\tau_\delta)=\delta_{\alpha\beta}\delta_{\gamma\delta}-\delta_{\alpha\gamma}\delta_{\beta\delta}+\delta_{\alpha\delta}\delta_{\beta\gamma}, \tag{16}$$

于是得到了交换不同类型介子对光学势虚部贡献的同位旋部分的系数.

与相应的动量空间计算结果结合就得到了同位旋相关的核子自能, 入射能量为ε的核子对球形有限核的光学势可以采用定域密度近似来得到, 即核子的光学势的空间依赖关系直接与核物质的密度和同位旋不对称系数相联系, 能量为ε的核子在相应势阱中的动量可以用自洽方法来求得. 代入能量为ε的核子的Dirac方程, 用标量势和矢量势表示:

$$U_s^{\rm i}=\frac{\sum_s^{\rm i}-M\sum_v^{\rm i}}{1+\sum_v^{\rm i}},\quad U_0^{\rm i}=\frac{-\sum_0^{\rm i}+\varepsilon^{\rm i}\sum_v^{\rm i}}{1+\sum_v^{\rm i}},\quad {\rm i}={\rm p,\ n}. \tag{17}$$

消去Dirac旋量的小分量, 得到大分量满足的Schroedinger等价方程有如下形式:

$$\left(-\frac{\nabla^2}{2E}+V_{\rm eff}^{\rm i}(r)+V_{\rm s.o.}^{\rm i}(r)\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{L}+V_{\rm Darwin}^{\rm i}(r)\right)\varphi(\boldsymbol{r})=\frac{\varepsilon^{\rm i2}-M^2}{2E}\varphi(\boldsymbol{r}), \tag{18}$$

其中$V_{\rm eff}^{\rm i}$, $V_{\rm s.o.}^{\rm i}$和$V_{\rm Darwin}^{\rm i}$分别为中心势、自旋–轨道势和Darwin项:

$$\begin{aligned}V_{\rm eff}^{\rm i}&=U_0^{\rm i}+\frac{M}{E}U_s^{\rm i}+\frac{1}{2E}(U_s^{\rm i^2}-(U_0^{\rm i}-V_{\rm c})^2),\\ V_{\rm s.o.}^{\rm i}&=-\frac{1}{2ErD^{\rm i}(r)}\frac{{\rm d}D^{\rm i}(r)}{{\rm d}r},\\ V_{\rm Darwin}^{\rm i}&=\frac{3}{8ED^{\rm i}(r)}\left(\frac{{\rm d}D^{\rm i}(r)}{{\rm d}r}\right)^2-\\ &\frac{1}{2ErD^{\rm i}(r)}\frac{{\rm d}D^{\rm i}(r)}{{\rm d}r}-\frac{1}{4ED^{\rm i}(r)}\frac{{\rm d}^2D^{\rm i}(r)}{{\rm d}r^2},\end{aligned} \tag{19}$$

其中$D^{\rm i}(r)=M+\varepsilon+U_s^{\rm i}(r)-U_0^{\rm i}(r)-V_{\rm c}(r)$, $V_{\rm c}(r)$是Coulomb势. 可以看出, 由于考虑了同位旋矢量介子的贡献, 核子的自能不仅是空间密度的函数, 而且也依赖于核内质子和中子的密度分布. 在计算中区分了质子和中子, 得到的光学势是同位旋相关的, 对于不对称核物质和有限核, 质子光学势和中子光学势有不同的数值.

下面以^{208}Pb为例讨论, ^{208}Pb的核密度分布用相对论平均场方法计算得到, 参数采用NL3[22], 如图2中所示, 中子和质子的分布有明显的不对称性. 计算得到的65MeV核子入射的Schroedinger等价中心势如图3中所示, 实线和虚线分别相应于质子和中子的势. 计算结果显示出光学势的同位旋相关性, 质子势比中子势略深.

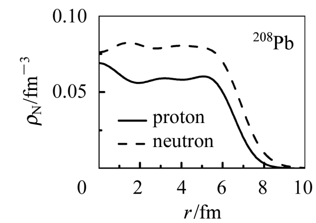

图 2 ^{208}Pb中的质子(实线)和中子(虚线)的密度分布

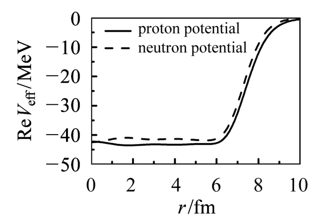

图 3 65MeV核子入射^{208}Pb的Schroedinger等价实部中心势

实线和虚线分别相应于质子和中子的光学势.

用质子势和中子势的差可以得到(1)式中定义的Lane势. 在Lane模型中的Lane系数随入射能量和靶核的不同, 有一个很大的变化范围, Lane给出V_1的取值范围约为10—120MeV, 我们取了通常选用的50MeV来进行比较计算. 唯象的Lane势采用Wood-Saxon型的形状因子

$$f(r)=\frac{1}{1+\exp\left(\dfrac{r-r_0A^{1/3}}{a_0}\right)}, \tag{20}$$

其中的参数取值为一般在中重核唯象光学势中常用的一组值: $r_0=1.17$, $a_0=0.75$在图4中给出比较. 可以

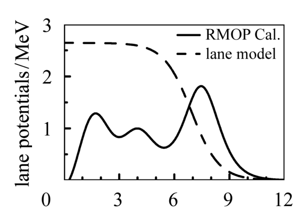

图 4 65MeV核子入射^{208}Pb的lane系数

实线是本文得到的, 虚线是Lane唯象势.

看出, 微观理论计算得到的Lane势与唯象势数值上相符, 由于在^{208}Pb核表面区同位旋不对称性明显增

加, 因此计算的"等效Lane势"在该区域出现一个峰值. 这个结构在唯象的Lane模型中需要通过引入对Wood-Saxon模型的形状因子的微分项来实现. 在不引入任何新的参数的情况下, 计算的RMOP中合理地描述了反映同位旋相关效应的结果, 我们的模型不仅可以用于(p, p)和(n, n)的弹性散射, 还可直接用于类似于(p, n)等非弹性散射反应的研究.

文章用DBHF方法研究了相对论微观光学模型势的同位旋相关性, 与唯象Lane势数值上相符. 微观研究给出中子势和质子势的差显示了表面峰的分布, 对于极端同位旋不对称核这种表面峰的分布更为显著. 相对论微观光学势的同位旋相关性对核子–核弹性散射的影响将在下一篇论文中讨论.

参考文献(References)

1 Lane A M. Phys. Rev. Lett., 1962, **8**: 171—172
2 Lane A M. Nucl. Phys., 1962, **35**: 676—685
3 Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys. Rep., 1976, **C25**: 83—174
4 Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys. Rev., 1974, **C10**: 1391—1401
5 Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys. Rev., 1977, **C15**: 10—29
6 Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys. Rev., 1977, **C16**: 80—96
7 Bauge E, Delaroche J P, Girod M. Phys. Rev., 1998, **C58**: 1118—1145
8 Bauge E, Delaroche J P, Girod M. Phys. Rev., 2001, **C63**: 024607
9 Horowitz C J. Nucl. Phys., 1984, **A412**: 228—252
10 MA Z Y et al. Nucl. Phys., 1988, **A490**: 619—642
11 MA Z Y, CHEN B Q. J. Phys., 1992, **G18**: 1543—1551
12 LI G Q, Machleidt R, Fritz R et al. Phys. Rev., 1993, **C48**: 2443—2450
13 CHEN B Q, Mackellar A D. Phys. Rev., 1995, **C52**: 878
14 MA Z Y, LIU L. Phys. Rev., 2002, **C66**: 024321
15 Schiller E, Muether H. Eur. Phys. J., 2001, **A11**: 15—21
16 Ulrych S, Muether H. Phys. Rev., 1997, **C56**: 1788—1794
17 RONG J, MA Z Y. Science in China Ser., 2004, **G47**(2): 189—198
18 RONG J, MA Z Y. ACTA Phys. China, 2005, **54**(4): 1528—1537 (in Chinese)
(荣健, 马中玉. 物理学报, 2005, **54**(4): 1528—1537)
19 RONG J. PhD Theses. China Institute of Atomic Energy, 2004 (in Chinese)
(荣健. 博士论文. 中国原子能科学研究院, 2004)
20 Bell J S, Squires E J. Phys. Rev. Lett., 1956, **3**: 96—97
21 LIU L. Ph. D. Thesis. China Institute of Atomic Energy, 2002 (in Chinese)
(刘玲. 博士论文. 中国原子能科学研究院, 2002)
22 Lalazissi G A, Koening J, Ring P. Phys. Rev., 1997, **C55**: 540—543

Isospin-Dependent Term in the Relativistic Microscopic Optical Potential*

RONG Jian[1;1)] MA Zhong-Yu[1,2,3]

1 (China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

2 (Center of Nuclear Theoretical Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 733000, China)

3 (Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract The isospin-dependence of the relativistic microscopic optical potential is investigated in the Dirac Brueckner-Hartree-Fock approach. The isospin part of the microscopic optical potential is emphasized. A local density approximation is adopted for finite nuclei. Taking ^{208}Pb as example, the difference between proton and neutron optical potentials is studied and compared with the phenomenological Lane Model potential.

Key words relativistic microscopic optical potential, Lane model, isospin dependence

Received 7 April 2005

*Supported by National Natural Science Foundation of China (10275094, 10235020, 10475116) and State Key Development Programme for Basic Research of China (G1999022603, G2000077400)

1) E-mail: jrong@iris.ciae.ac.cn