

中能质子相对论光学势分析*

冯大春 刘文勤 马中玉¹⁾

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘 要

本文采用一套普适的中能质子相对论唯象光学势定性地讨论了光学势参数对散射截面及自旋观察量的影响. 分析表明, 与低能情况不同, 当核子能量大于300MeV时, 散射总截面随能量变化很缓慢, 位势的强度变化对总截面影响也较小, 但散射角分布和自旋观察量不仅依赖于光学势的体积分, 还依赖于光学势的强度和形状. 文章还讨论了Walecka模型给出的相对论微观光学势在中能范围的适用程度.

一、引 言

中能核子-核的散射问题是当前中能核物理研究的重要课题之一. 由于入射粒子能量的提高, 用低能区建立起来的非相对论光学模型不能很好地描述核子-核弹性散射实验数据, 特别是自旋观察量. 近十年来, 用相对论方法研究中能核子-核散射取得很大成功, 这些方法主要有: 相对论冲量近似^[1], 相对论唯象光学模型^[2], Walecka模型(量子强子动力学 QHD)^[3] 和 Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF) 方法^[4] 等. 在相对论描述中, 核子在核介质中的平均场是由大的 Lorentz 标量位(吸引势)和 Lorentz 矢量位(排斥势)之间的相消得到, 而标量位和矢量位的算术和给出了强的自旋-轨道耦合势, 因而可以较好地描述中能核子-核散射, 特别是自旋观察量. 描述核子在核介质中的大的标量位和矢量位的最简单模型是 Walecka 的 σ - ω 模型, 从包含核子, σ , ω 介子的有效 Lagrangian 出发, 核子与介子的耦合常数 g_σ , g_ω 由符合核物质的饱和性质来确定. 用 Walecka 模型在 Hartree-Fock(HF) 近似下给出了相对论微观光学势, 定性地描述入射质子能量在 300MeV 以下核子-核弹性散射实验数据^[5]. 更基本的微观方法是从自由的 N-N 相互作用出发, 由相对论多体理论(如 DBHF 方法)得到核子的自能(即光学位), 可以给出更大能量范围内核子弹性散射实验的较好描述^[6,7]. 建立在 Lorentz 标量-矢量位模型基础上的相对论唯象光学模型采用调节光学位参数的方法来拟合实验数据. 最近, Hama 等人^[8]系统地拟合实验微分截面和自旋观察量, 得到了一套适用于中重靶核, 质子入射能量从 65MeV—1040MeV 的相对论唯象光学势参数. 它为中能核反应的相对论研

本文 1992 年 2 月 9 日收到.

* 国家自然科学基金资助

1) 中国科学院理论物理研究所客座研究人员.

究提供了有力工具,同时,由于它在很大范围内给出与实验结果很好的拟合,本文用它来分析中能相对论光学势各参量对散射计算的影响以及研究微观理论得到的相对论光学位适用程度。

尽管目前已开展很多相对论微观光学位和唯象光学位的研究,但是对中能区光学位的各种参数对核子-核弹性散射微分截面及自旋观察量的影响还缺乏系统的研究和分析。由于 Walecka 模型的简单性,它常被直接用于描述高能核-核碰撞中核子与核的相互作用^[9],因此也需要对 Walecka 模型得到的微观光学势在中高能时的适用程度进行讨论。本文从 Hama 等^[10]的相对论唯象势出发,讨论光学位的各种参数在不同能量时对截面和自旋观察量的影响,将 Walecka 模型得到的微观光学势和唯象势作比较,从而研究 Walecka 模型在不同能量的适用程度。

二、Dirac 光学势

在 Lorentz 标量和矢量光学势模型下,核子在核介质中的 Dirac 方程可表示为:

$$[\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \gamma_0(M + U_s(r)) + U_0(r) + V_c(r)]\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}), \quad (1)$$

其中 U_s 和 U_0 分别为核子在核介质中的 Lorentz 标量位和矢量位,它们是复的,随入射核子的能量及核而不同。 V_c 是质子库仑势。为了得到散射振幅,消去波函数的小分量,我们可以得到二阶 Dirac 方程,即等价的 Schrödinger 方程,

$$\left[\frac{\mathbf{p}^2}{2E} + U_{\text{eff}}(r) + V_c(r) + U_{\text{so}}(r) \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L} \right] \varphi(\mathbf{r}) = \frac{E^2 - M^2}{2E} \varphi(\mathbf{r}), \quad (2)$$

其中 U_{eff} 和 U_{so} 是 Schrödinger 等价的中心势和自旋-轨道耦合势,

$$U_{\text{eff}}(r) = U_0 + \frac{1}{2E} [U_s(2M + U_s) - (U_0 + V_c)^2] + U_D(r),$$

$$U_D(r) = \frac{1}{2E} \left[-\frac{1}{2r^2 D(r)} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dD(r)}{dr} \right) + \frac{3}{4D^2(r)} \left(\frac{dD}{dr} \right)^2 \right],$$

$$U_{\text{so}}(r) = -\frac{1}{2ErD(r)} \frac{dD(r)}{dr},$$

$$D(r) = M + E + U_s(r) - U_0(r) - V_c(r). \quad (3)$$

$U_D(r)$ 是 Darwin 项,它的贡献主要在核的表面,数值很小。Hama 等人拟合靶核从 ^{40}Ca 到 ^{208}Pb , 入射质子能量为 65MeV—1042 MeV 的一系列弹性散射实验数据得到,适用于中能范围的相对论唯象光学模型势参数。核子的标量势和矢量势主要是体分布的,选为对称 Woods-Saxon 型分布。在能量低时,虚部势还引入了表面型的势,它的强度随能量增加而指数衰减,位势的深度是能量的函数,而几何参数,即势的半径和扩散长度,除了是能量的函数外还是靶核质量的函数。它们不仅能很好地拟合进行调试的大量实验数据,而且能较好的预言未参加调试的实验数据,因此具有较好的普适性。

三、相对论光学势参数的讨论

为了讨论相对论光学势参数对中能核子散射的影响,我们选取 Hama 得到的第一

套参数^[8]. 在中能核子散射的研究中采用分波法计算, 需要计算的分波数大于 60, 因而在数值计算中要求采用较高精度. 限定动量转移 $q < 3\text{fm}^{-1}$, 用我们的计算程序得到的结果与 Hama 的结果一致, 因此保证了可信的结果.

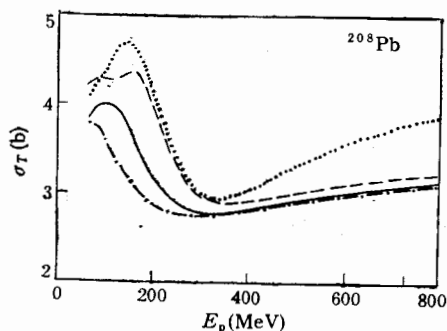


图1 ^{208}Pb 质子散射总截面随能量的变化
实线是由 Hama^[9] 相对论唯象光学势计算的结果, 虚线和点虚线分别为中心势实部乘上因子 $b = 2$ 和 0.5 的计算结果. 点线为用 Walecka 模型的微观势^[5]计算结果.

我们讨论了势阱强度对散射总截面的影响, 选取 Hama 的相对论唯象光学势, 改变势阱强度, 即在 Schrödinger 等价势上乘上因子 b . 图 1 给出了 ^{208}Pb 质子-核散射总截面随能量的变化, 实线是由 Hama 的相对论唯象光学势计算的结果, 虚线和点虚线是改变中心势实部的强度, 取 $b = 2$ 和 $b = 0.5$ 的结果, 我们知道在低能情况下, 核子散射的总截面对光学势的大小是很敏感的. 从图中可以看到, 当入射质子的能量小于 200 MeV, 总截面随势阱强度而改变. 与低能散射不同, 当 $E_p > 200\text{MeV}$ 时, 总截面受势阱强度变化的影响很小, 随能量的

变化也较缓慢. 因而在研究高能核子散射时, 总截面的值给出核子-核的相互作用势的信息很少. 为了研究势阱参数对散射角分布和自旋观察量的影响, 我们分别讨论了 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 质子入射能量为 $E_p = 65\text{MeV}$ 和 800MeV 的情况. 由于高能时散射结果对光学势参数的变化较为不敏感, 我们在 $E_p = 800\text{MeV}$ 时选取 $b = 2$ 和 0.5 , 而在 $E_p = 65\text{MeV}$ 时取 $b = 1.2$ 和 0.8 . 图 2 给出了用 Hama 势计算的微分截面与实验数据的比较, 实验数据取自文献 [10, 11]. 图 3 分别给出在两种能量情况下, Schrödinger 等价中心势实部和虚部强度的改变对散射角分布的影响. 从图中可以看到位阱强度的改变对朝前峰值的影响较小. 在能量高时, 截面值随角度增大很快下降, 因而在高能时位阱强度对总截面的影响较小. 随着角度的增大, 微分截面受位阱强度的影响增大, 中心势实部位阱

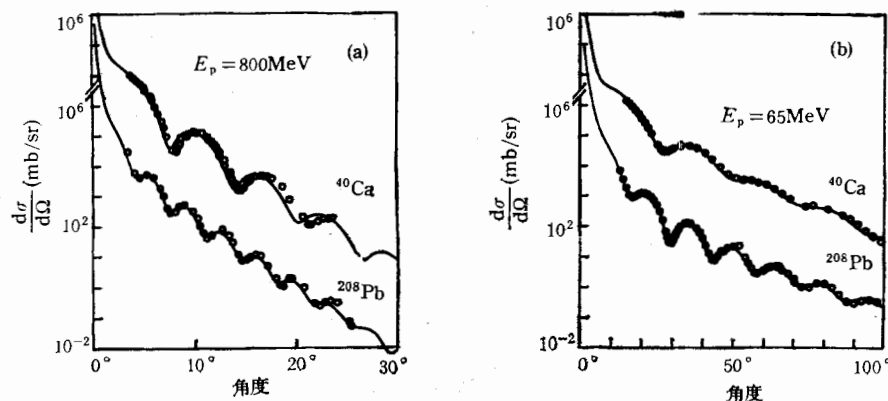
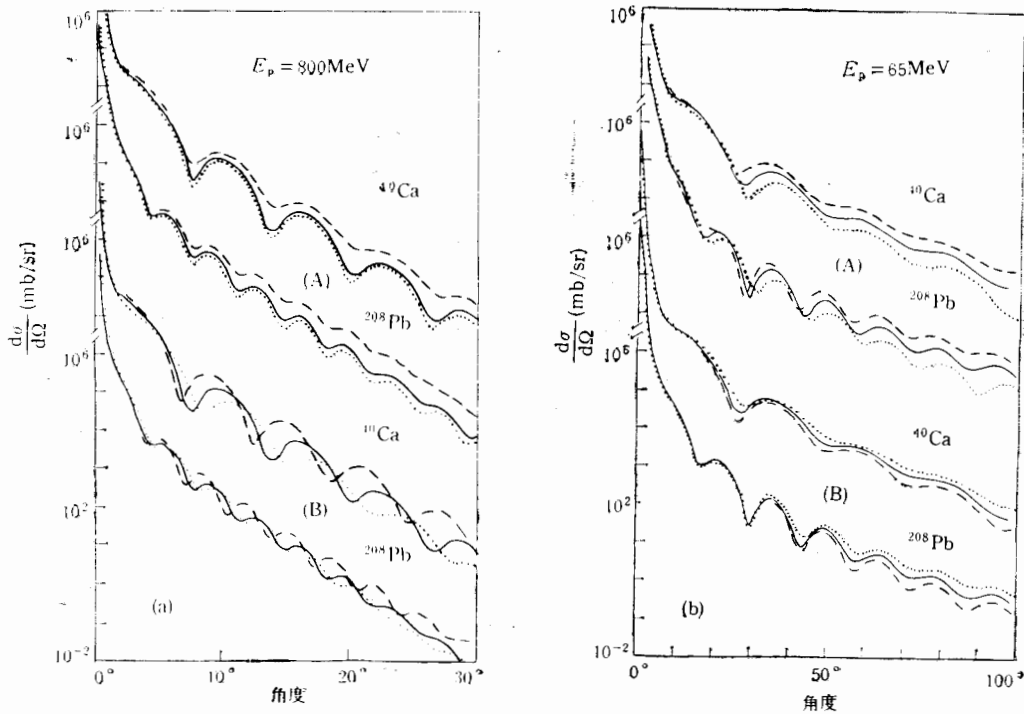


图2 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 质子弹性散射角分布

实线是由 Hama 势计算结果 (a) $E_p = 800\text{MeV}$; (b) $E_p = 65\text{MeV}$

图 3 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 质子弹性散射角分布

实线同上图. 虚线和点线分别相应于 (a) $b = 2$ 和 0.5 , $E_p = 800\text{MeV}$; (b) $b = 1.2$ 和 0.8 , $E_p = 65\text{MeV}$. (A) 改变中心势实部强度; (B) 改变中心势虚部强度.

强度越大截面越大. 在低能时中心势的实部为排斥势, 截面仍与强度成正比. 在能量较低时, 中心势实部强度的变化还改变微分截面衍射图象的相位, 强度越大相位向小角度方向移动. 而在高能情况, 即使强度改变一倍, 衍射图象的相位改变仍很小. 中心势虚部强度改变对散射结果影响在低能时比实部小. 在 $E_p = 65\text{MeV}$ 时, 中心势虚部强度增大截面减小, 而且微分截面衍射图象的峰谷比变大, 衍射图象的相位改变很小. 在 $E_p = 800\text{MeV}$ 时情况不同, 中心势虚部的强度主要改变衍射图象的相位, 强度越大相位朝小角度方向移动, 截面变大. 自旋轨道耦合势的实部的强度增大使微分截面略增大, 但影响较小, 它主要改变自旋观察量, 在高能和低能时趋势一致. 自旋-轨道耦合势虚部的影响较小, 特别是在低能时可以忽略. 自旋观察量—分析本领 P 和自旋转动函数 Q 对光学势的各项参数都很敏感, 它们提供了对光学势的最大约束, 但它们随角度变化的相位与微分截面基本一致.

在低能核散射的光学模型讨论中, 光学势参数不是唯一的, 散射截面主要由光学势的体积分决定. 有相同体积分的不同的光学势可以同样好地描述散射实验. 在中高能核子散射情况, 我们也讨论了散射微分截面对光学势体积分的依赖关系. 图 4 给出了保持势的体积分不变, 增大(或减小)中心势实部强度, 同时减小(或增大)势的半径计算得到的散射角分布. 在 $E_p = 65\text{MeV}$ 时, 微分截面变化很小, 它仍然主要依赖于势阱的体积分. 与低能情况不同, 在 $E_p = 800\text{MeV}$ 时尽管保持势阱的体积分不变, 计算的微分截面改变仍

很大,特别是自旋观察量受势阱的形状影响很大.因此在高能情况下要很好地描述散射实验,对光学势的各个参数提出了更多的限制.

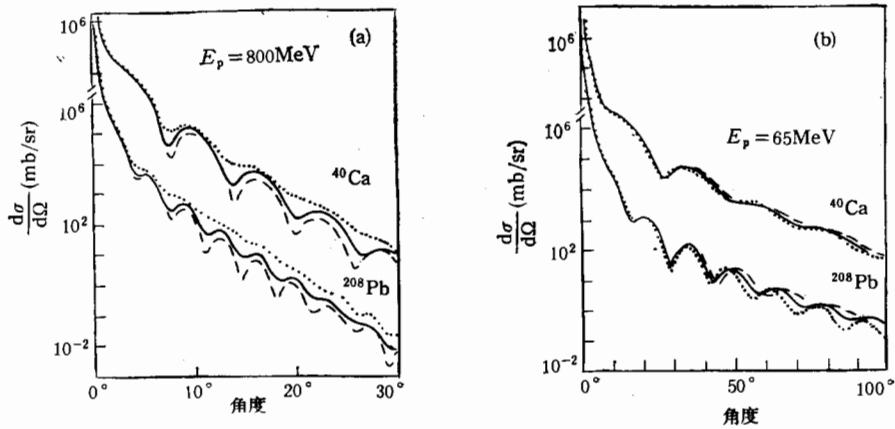


图4 质子弹性散射角分布,改变中心势实部强度保持体积分不变
图中曲线说明同图3. 入射质子能量分别为 (a) $E_p = 800\text{MeV}$ (b) $E_p = 65\text{MeV}$

四、Walecka 模型

在 Walecka 模型中,核子通过交换同位旋标量介子 σ , ω 介子相互作用,核子-介子的有效耦合常数 g_σ 和 g_ω 的值是由符合核物质的饱和性质来定出. 在最低级近似下,我们可以计算核子在核介质中的自能,核子-核的光学势的实部取为核子的 HF 自能,而虚部由计算自能的极化图得到,采用定域密度近似可以得到有限核的定域的相对论微观光学势^[5].

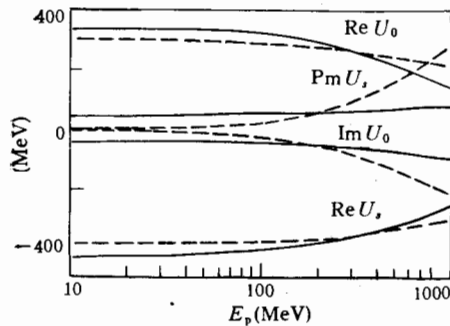


图5 ^{40}Ca 核子的标量势和矢量势强度 ($r = 0$) 随能量的变化
实线是 Hama 唯象势. 虚线是 Walecka 模型的微观势

($r = 0$ 点时势的强度)随能量的变化. 在 σ - ω 模型中标量势和矢量势的实部随能量的变化是由小的 Fock 项给出,它们的强度随能量增加非常缓慢地减弱,从 $E_p = 65\text{MeV}$ 到 1000MeV 只下降几十 MeV, 而唯象势实部强度随能量增大下降较快,在这个能量区域改变约 200MeV . 虚部势情况相反, σ - ω 模型给出的标量势和矢量势的虚部强度随能量增大上升很快,而唯象势的变化很小. 从公式(3)可见, Schrödinger 等价中心势是由标量势和矢量势的抵消得到. 在能量低时,主要由它们的代数和决定,虽然唯象势的标

为了讨论 Walecka 模型得到的相对论微观光学势在中能范围的适用程度,我们将微观光学势与唯象势进行比较. 图1中也给出了用 Walecka 模型的相对论微观势计算的 ^{203}Pb 质子散射总截面随能量的变化. 图5给出了 ^{40}Ca 核子的标量势和矢量势的强度

量势和矢量势在低能时强度较大,但它们的代数和与微观势相差不大,因而给出的 Schrödinger 等价势相近.在高能时,中心势的强度对矢量势的依赖增大,而对标量势的依赖减弱.由于 σ - ω 模型给出太强的矢量势,使 Schrödinger 等价中心势实部的强度随能量增大而迅速增强,因而偏离唯象势较大.自旋轨道耦合势是标量势和矢量势的算术和决定 ($U_s - U_v$).唯象势在能量低时给出较强的自旋轨道耦合势,实部为负,随能量增大而缓慢减小.由于高能时微观势的标量势和矢量势的强度太大,因而给出的自旋轨道耦合势的实部和虚部都太强.

五、结果分析

通过对中能质子相对论唯象光学势参数的分析可以得到,与低能情况不同,在能量 E_p 大于 300MeV 时,核子散射总截面随能量变化很缓慢,势的强度变化对总截面影响也较小,核子散射角分布和自旋观察量不仅依赖于光学势的体积分,还依赖于光学势的强度和形状.中心势对核子散射角分布起主要作用,随着能量增高中心势的虚部影响增强.在能量低时,实部改变微分截面角分布衍射图象的相位,而能量高时主要改变截面大小,势越强截面越大,引起的相位变化较小.中心势的虚部情况不同,在能量较低时,强度增大微分截面衍射图象的峰谷比增大,而高能时对位相影响较大.自旋轨道耦合势对微分截面影响较小,主要影响自旋观察量.自旋观察量是最灵敏的实验测量量,光学势参数的任何变化都能引起它的值的改变,但自旋可观察量的振荡位相与微分截面有直接的相关性.

用 Walecka 的 σ - ω 模型给出的核子微观光学势可以给出 $E_p = 300$ MeV 以下核子-核弹性散射的定性描述.简单的 σ - ω 模型不能很好地描述核子的关联效应,特别是势的能量依赖关系.合理地描述核子自能随能量的变化需要引进同位旋矢量介子以及考虑高级关联效应.

参 考 文 献

- [1] J. A. McNeil, J. Shepard and S. J. Wallace, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1439; J. Shepard, J. A. McNeil and S. J. Wallace, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1443.
- [2] B. C. Clark, S. Hama and R. L. Mercer, in Proceedings of the Workshop on the Interaction Between Medium Energy Nucleons in Nuclei (Indiana University Cyclotron Facility, Bloomington, Indiana), AIP Conf. Proc. No. 97, edited by H. O. Meyer (AIP, New York, 1982), P. 260.
- [3] B. D. Serot and J. D. Walecks, *Adv. in Nucl. Phys.*, **16**(1985), 1, ed. J. W. Negele and E. Vogt (Plenum).
- [4] R. Brockmann and R. Machleidt, *Phys. Lett.*, **149B**(1984), 283; M. R. Anastasio, L. S. Celenza, W. S. Pong and C. M. Shakin, *Phys. Rep.*, **100**(1983), 327.
- [5] Ma Zhongyu, Zhu Ping, Gu Yingqi and Zhuo Yizhong, *Nucl. Phys.*, **A490**(1988), 619.
- [6] C. Nuppenau, A. D. MacKellar and Y. J. Lee, *Nucl. Phys.*, **A511**(1990), 525.
- [7] A. D. MacKellar and B. Q. Chen, Proceeding of the International Workshop on Quark-Gluon Structure of Hadrons and Nuclei, May 28-Jun 1, 1990, Shanghai, China, P. 268.
- [8] S. Hama, B. C. Clark, E. D. Cooper, H. S. Sherif and R. L. Mercer, *Phys. Rev.*, **C41**(1990), 2737.
- [9] C. M. Ko, Q. Li and R. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1084.
- [10] H. Sakaguchi et al., *J. Phys. Soc. Jpn. Suppl.*, **55**(1986), 61, and private communication.
- [11] R. W. Ferguson, et al., *Phys. Rev.*, **C33**(1986) 239.

Analyses of Relativistic Optical Potential for Medium Energy Proton

FENG DACHUN LIU WENQIN MA ZHONGYU

(*Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

ABSTRACT

The influence of the parameters of the relativistic optical potential on the nucleon scattering properties, such as cross sections, angular distributions and spin observables etc., is studied based on a set of global Dirac phenomenological optical potentials. It is shown that, in contrast with the case at low energies, the total scattering cross sections vary slowly as the energy and weakly depend on the potentials at $E_p < 200\text{MeV}$. The differential cross sections and spin observables depend not only on the volume integrals of the optical potentials, but also on their strengths and shapes. The applicability of the relativistic microscopic optical potential based on Walecka model in the medium energy region is also discussed in this paper.