

中能质子与 ^4He 原子核弹性散射中 N-N 振幅的相改变^{*}

王世来^{1;1)} 邓一兵¹ 宋桂莲²

1 (浙江海洋学院物理系 舟山 316004)

2 (哈尔滨师范大学物理系 哈尔滨 150080)

摘要 在 KMT 多重散射理论框架下,应用动量空间一级光学势,基于 Franco 和 Yin 关于核子-核子散射振幅的相随动量转移而改变的提议,研究了入射能量为 1GeV 时的质子- ^4He 弹性散射.发现这个相改变使得 KMT 类型的理论计算的微分散射截面和极化本领与实验符合得更好.

关键词 KMT 动量空间 中能质子 弹性散射 N-N 相改变

1 引言

Franco 和 Yin^[1,2]用 Glauber 多次散射理论研究 α - ^4He , ^3He , ^2H , ^1H 弹性散射时发现,若在核子-核子散射振幅中引入一个简单的随动量而改变的相因子,则可以使理论计算与实验结果的符合程度得到很大改善.其后,Usmani^[3]及 Etim and Satta^[4]试图通过其他的途径来替代相因子的作用,但都没有理想的效果.

正如 Franco 和 Yin 指出的,核子-核子散射振幅的相因子是独立于核系统的.那么,对于这一核子-核子散射振幅的相位,可以提出以下两个问题:(1)核子-核子振幅的相位是属于核子-核子作用本身的性质,它应当与所研究的核系统没有关系,即在相同的能量下,在不同的核系统中核子-核子相位应是一致的.既然对 α - ^4He 弹性散射,相因子有重要影响,那么对 p - ^4He 弹性散射,相因子也应当有重要影响.对于这个问题,Lombard 和 Mailliet^[5]基于 Franco 和 Yin 的提议,通过对 p - ^4He 弹性散射的研究已经得到证实.Franco 和 Yin 及其后的 Lombard 和 Mailliet 的研究都是在 Glauber 这一理论框架下进行的.由此,我们提出另一问题.(2)核子-核子振幅的相位是核子-核子本身的属性,它也应当与所使用

的理论框架无关.在 Glauber 这一理论框架下,需要引进核子-核子相位来改善理论与实验的符合程度,而在其他理论框架下如果引进了核子-核子相位,也应当产生同样的效果.那么,核子-核子散射振幅相位的作用是否会有这种不同理论框架下的自洽性呢?这是需要研究的问题.本文的目的就是要对这一问题进行探讨.

Lombard 和 Mailliet 用 Glauber 理论对入射能量为 1GeV 时的 p - ^4He 弹性散射的研究结果表明,核子-核子散射振幅的相位变化,对微分散射截面计算结果的改善主要是在多重散射干涉极小处,并且这个相因子对质子与原子核散射的自旋观测量也起着重要作用,特别是自旋转动参量 Q 对这个相因子的符号很敏感.

我们的研究紧随 Lombard 和 Mailliet,但是,是在 KMT 多重散射理论框架下采用动量空间光学势进行的,并且考虑到实验数据是包括了库仑作用的,为了与实验数据比较,所以计算中加入了库仑修正项,库仑作用的处理采用的是 Crespo 和 Tostevin^[6-8]提出的方案.为了探讨不同理论框架下核子-核子散射振幅相位的作用,我们计算的也是入射能量为 1GeV 时的 p - ^4He 弹性散射微分散射截面和自旋观测量.计算基于 Franco 和 Yin, Lombard 和 Mailliet 的

2004-12-29 收稿

* 浙江省教育厅资金资助

1) E-mail: wangsl@zjou.net.cn

建议,有关的参量取值与他们的一致.其结果显示这一相因子的引入对 KMT 类型理论计算的微分散射截面和极化本领确实有改进作用,并且对自旋转动参量有明显的影晌.

2 理论公式

在 KMT 多重散射理论中,描写动量空间一个入射粒子与一个由 A 个核子组成的原子核之间的弹性散射的 T 矩阵,应当满足 Lippmann-Schwinger 方程^[9]:

$$T(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = V(\mathbf{k}', \mathbf{k}) + V(\mathbf{k}', \mathbf{k}) G_0 T(\mathbf{k}', \mathbf{k}) + \dots, \quad (1)$$

在一级近似下有:

$$T(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = V(\mathbf{k}', \mathbf{k}) + \int \frac{d^3 p V(\mathbf{k}', \mathbf{p})}{E(K_0) - E(p) + i\epsilon} T(\mathbf{p}, \mathbf{k}). \quad (2)$$

式(1)和(2)中, \mathbf{k}' 和 \mathbf{k} 分别表示入射粒子的初动量和末动量, G_0 是格林函数. $E(p) = E_p(p) + E_A(p)$ 是入射粒子和靶的能量之和, $E(k_0)$ 是在壳能量; $V(\mathbf{k}', \mathbf{k})$ 是动量空间一级光学势,对于 p 核散射,它的完整形式如下^[10]:

$$\begin{aligned} V(\mathbf{k}', \mathbf{k}) \approx & N \{ (t_{a+b}^{pn} + t_e^{pn} \sigma_n^p) \rho_{mi}^n(q) + \\ & [t_{a-b}^{pn} \sigma_n^p \sigma_n^A + t_e^{pn} \sigma_n^A + t_{c+d}^{pn} \sigma_m^p \sigma_m^A + \\ & t_{c-d}^{pn} \sigma_l^p \sigma_l^A + t_{c+d}^{pn} (\sigma_m^p \sigma_l^A + \sigma_l^p \sigma_m^A)] \rho_{sp}^n(q) \} + \\ & Z \{ (t_{a+b}^{pp} + t_e^{pp} \sigma_n^p) \rho_{mi}^p(q) + \\ & [t_{a-b}^{pp} \sigma_n^p \sigma_n^A + t_e^{pp} \sigma_n^A + t_{c+d}^{pp} \sigma_m^p \sigma_m^A + t_{c-d}^{pp} \sigma_l^p \sigma_l^A + \\ & t_{c+d}^{pp} (\sigma_m^p \sigma_l^A + \sigma_l^p \sigma_m^A)] \rho_{sp}^p(q) \}. \quad (3) \end{aligned}$$

这里 σ 的上角标 A 和 p 分别指示靶核与入射质子, σ 的下角标表示 σ 与 3 个独立的单位矢量 $\hat{l}, \hat{m}, \hat{n}$ 的点乘,这 3 个单位矢量分别由下式给出:

$$\hat{l} = \frac{\mathbf{k} + \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} + \mathbf{k}'|}, \quad \hat{m} = \frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|}, \quad \hat{n} = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|}. \quad (4)$$

矢量 \hat{n} 垂直于散射平面,矢量 \hat{m} 在散射平面内沿着动量转移 $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ 的方向, \hat{l} 是在散射平面内.对于在壳($\mathbf{k}' = \mathbf{k}$)散射,矢量 \hat{l} 和 \hat{n} 是正交的. ρ 是描写核内中子、质子物质和自旋分布的形状因子; q 是动量

转移, $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$. 带有上下角标的 $t_{a+b}^{pn}, t_{a-b}^{pn}, \dots$ 是离能壳 NN T 矩阵的各部分,它们在 p-A 动量中心系(COM)被计算,并且是动量 \mathbf{k}' 和 \mathbf{k} 的函数.完整的 NN 和 p 核弹性散射 T 矩阵应具有相同的自旋空间的结构形式,如果假设转动不变,宇称守恒和时间反演不变,其形式如下^[11,12]:

$$2T(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = a + b + (a - b) \sigma_n^p \sigma_n^2 + (c + d) \sigma_m^p \sigma_m^2 + (c - d) \sigma_l^p \sigma_l^2 + e(\sigma_n^p + \sigma_n^2) + f(\sigma_n^p - \sigma_n^2). \quad (5)$$

这里“2”可能是另一个核子或者是核.考虑广义不相容原理(包括同位旋),则 NN T 矩阵中的 $f(\sigma_n^p - \sigma_n^2)$ 这一项消失.对于 p-⁴He 弹性散射,由于核的自旋为零,所以一级光学势,式(3)简化为

$$V(\mathbf{k}', \mathbf{k}) \approx N(t_{a+b}^{pn} + t_e^{pn} \sigma_n^p) \rho_{mi}^n(q) + Z(t_{a+b}^{pp} + t_e^{pp} \sigma_n^p) \rho_{mi}^p(q), \quad (6)$$

而 p 核 T 矩阵,式(5)可以简化为

$$T(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \frac{1}{2} [(a + b) + (e + f) \sigma_n^p]. \quad (7)$$

对于 NN T 矩阵,则可保留 5 个独立项中的两个主要项:

$$T(\mathbf{k}', \mathbf{k}) \cong \frac{1}{2} [(a + b) + e(\sigma_n^p + \sigma_n^2)], \quad (8)$$

将式(7)和(8)重新改写成标准形式:

$$F(t) = F_1(t) + F_2(t) \sigma^p \cdot \hat{n}, \quad (9)$$

$$f(t) \cong A(t) + C(t) (\sigma^p + \sigma^2) \cdot \hat{n}, \quad (10)$$

式(9)和(10)中

$$t = -\hbar^2 q^2 = -\hbar^2 (k'^2 + k^2 - 2k'k \cos\theta). \quad (11)$$

由此,式(9)又可表示为

$$F(\theta) = f(\theta) + g(\theta) \sigma^p \cdot \hat{n}, \quad (12)$$

$$f(\theta) = f_c^p(\theta) + f'(\theta). \quad (13)$$

其中 $f_c^p(\theta)$ 是点电荷库仑势所产生的库仑散射振幅.当考虑 NN 振幅的相改变时,式(10)中的两个振幅 $A(t)$ 和 $C(t)$ 的参数化形式的选择以及所有参数值与 Franco 和 Yin 以及 Lombard 和 Maillet 的相同:

$$A(t) = k_0 a_0 e^{(\beta_c^2 + i\gamma)t/2}, \quad (14)$$

$$C(t) = k_0 \sqrt{-t} (c_0 e^{\beta_{s0}^2 t/2} + i c_1 e^{\beta_{s1}^2 t/2}) e^{i\gamma t/2}. \quad (15)$$

这里 k_0 是 NN 质心系的入射动量.所有参数值如表 1 所示.

表 1 NN 振幅相位参数

T_{lab}/GeV	$\gamma/(\text{GeV}/c)^{-2}$	$a_0/(\text{GeV}/c)^{-2}$	$c_0/(\text{GeV}/c)^{-3}$	$c_1/(\text{GeV}/c)^{-3}$	$\beta_c^2/(\text{GeV}/c)^{-2}$	$\beta_{s0}^2/(\text{GeV}/c)^{-2}$	$\beta_{s1}^2/(\text{GeV}/c)^{-2}$
1.05	10.5	(2.75 + 12.0i)	3.0	6.0	5.9	5.65	10.3

选取 ^4He 核密度为单高斯型

$$\rho(r_1, r_2, r_3, r_4) = N\delta(r_1 + r_2 + r_3 + r_4) \prod_{i=1}^4 e^{-\alpha^2 r_i^2}, \quad (16)$$

参数 $\alpha^2 = 0.55\text{fm}^{-2}$, 这是从核电荷半径中扣除质子本身电荷半径后所确定的. 理论计算的微分散射截面 $d\sigma/d\Omega$, 极化本领 P 和自旋转动观测量由以下公式给出:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 + \sin^2\theta |g(\theta)|^2, \quad (17)$$

$$P(\theta) = \frac{2\text{Re}(gf)\sin\theta}{|f|^2 + |g|^2\sin^2\theta}, \quad (18)$$

$$Q(\theta) = \frac{2\text{Im}(gf)\sin\theta}{|f|^2 + |g|^2\sin^2\theta}. \quad (19)$$

3 结果和讨论

Franco 和 Yin 计算了入射动量 $p_\alpha = 7, 5.07$ 和 $4.32\text{GeV}/c$ 的 α 粒子在 ^4He 靶核上的散射, 并给出了相应的数值. 上面的 3 个入射 α 粒子的动量, 相对应的每个质子的入射动能分别为 1.05GeV , 0.64GeV 和 0.5GeV . Lombar 和 Maillet 计算了入射动能为 1.05GeV 的质子在 ^4He 靶核上的散射. 下面给出计算结果.

在 KMT 多重散射理论框架下, 以 NN 振幅的参数化形式(14)和(15)给出的 $A(t)$ 和 $C(t)$ 作为输入量, 结合形状因子构成光学势, 应用修正后的计算程序 $L_{\text{popt}}^{[13]}$, 解 Lippmann-Schwinger 方程, 得到 $p\text{-}^4\text{He}$ 弹性散射振幅 $f(\theta)$ 和 $g(\theta)$, 由式(17), 式(18)和式(19)分别计算出微分散射截面 $d\sigma/d\Omega$, 极化本领 P 和自旋转动 Q . 计算时质子的入射动能与 Lombar 和 Maille 相同, 即为 1.05GeV , 也是在 Franco 和 Yin 所给的范围内. γ 值的选取与 Lombar 和 Maillet 相同, 即 $\gamma = 0, 5, 10(\text{GeV}/c)^{-2}$, $\gamma = 10$ 也是 Franco 和 Yin 所建议的. 计算结果连同实验数据分别显示在图 1 和图 2 中. 图 1 显示了微分散射截面的理论值和实验值, 实验数据取自文献[14], 从图中可以看到, 在小动量转移区的微分散射截面的低谷处, $\gamma = 5$ 和 10 都比 $\gamma = 0$ 与实验值更趋于一致, 相因子的引入明显地减小了谷的深度. 随着动量转移的增大 $\gamma = 10$ 比 $\gamma = 5$ 与实验点符合的更好些. 图 2(a) 显示了极化本领的计算值和实验值, γ 的作用是明显的改善了衍射极小处的行为, 同样是 $\gamma = 5$ 比 $\gamma = 10$ 与实验点符合的更好些. 图 2(b) 显示的是自旋转动参量, 由于目前尚无实验值可以对照, 所以只给出了 3

个理论计算曲线, 这 3 个值是 Lombar 和 Maillet 也是 Franco 和 Yin 所使用的. 理论计算结果表明, 自旋转动参量对于 γ 的符号是很敏感的.

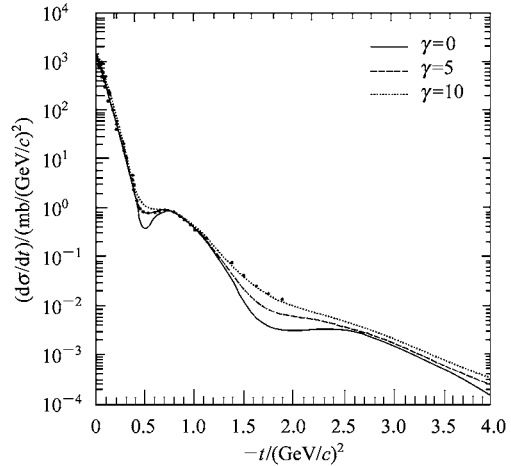


图 1 1.05GeV $p\text{-}^4\text{He}$ 弹性散射微分散射截面
实验点取自文献[14].

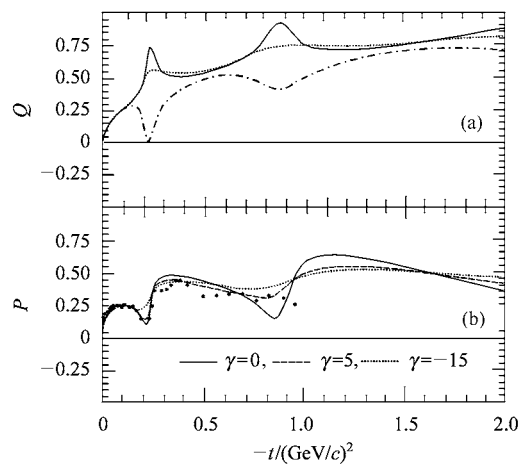


图 2 1.05GeV $p\text{-}^4\text{He}$ 弹性散
(a)自旋转动参量;(b)极化本领.

上述结果表明相因子 γ 的引入, 对微分散射截面和极化本领有较好的改善作用, 特别是在多重散射干涉极小区域有较强的影响, 在动量转移较大区域影响较小; 自旋转动参量 Q 对于 γ 的符号是很敏感的.

综上所述, 在 KMT 多重散射理论框架下对 $p\text{-}^4\text{He}$ 弹性散射的研究结果得到的结论与 Lombar 和 Maillet 基本相同. 但是, 由于我们的计算中考虑了库仑作用的影响, 所以在细节上不尽相同, 小角度处的改进效果可能要稍好一些.

这一研究结果证实了核子-核子散射振幅相位的作用确实具有不同理论框架下的自洽性. 也就证

实了 Franco and Yin 所指出的核子 - 核子散射振幅相位是独立于核系统的属于核子 - 核子本身的性

质. 而有关它的物理本质和起因则是值得进一步研究的问题.

参考文献 (References)

- 1 Franco V, YIN Y. Phys. Rev. Lett., 1985, **55**:1059
- 2 Franco V, YIN Y. Phys. Rev., 1986, **C34**:608
- 3 Usmani A A et al. Phys. Rev., 1989, **C39**:1182
- 4 Etim E, Satta L. Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Italy, Laboratori Nazionali di Frascati, 1987
- 5 Lombar R J, Maillet J P. Phys. Rev., 1990, **C41**:R1349
- 6 Crespo R, Tostevin J A. Phys. Rev., 1990, **C41**:2615
- 7 SONG Gui-Lian, SUN Tai-Yi. HEP & NP, 1993, **17**:763 (in Chinese)
- (宋桂莲, 孙太怡. 高能物理与核物理, 1993, **17**:763)
- 8 YANG Jing-Kui, SONG Gui-Lian. HEP & NP, 1996, **20**:350 (in Chinese)
- (杨景奎, 宋桂莲. 高能物理与核物理, 1996, **20**:350)
- 9 LU D, Mefford T, Landau R H et al. Phys. Rev., 1994, **C50**:3037
- 10 Landau R H, Sagen M, HE G. Phys. Rev., 1990, **C41**:50
- 11 Bystricky J, Lelhat F, Winterhitz P. J. Phys., 1978, **39**:1
- 12 France P La, Winterhitz P. J. Phys., 1980, **41**:1391
- 13 Landau R H. Computer. Phys. Commun., 1982, **28**:109
- 14 Courant H et al. Phys. Rev., 1979, **C19**:104

Phase Variation of Nucleon-Nucleon Amplitude for Proton- ^4He Elastic Scattering in the Intermediate Energy Range *

WANG Shi-Lai^{1;1)} DENG Yi-Bing¹ SONG Gui-Lian²

1 (Department of Physics, Zhejiang Ocean University, Zhoushan 316004, China)

2 (Department of Physics, Harbin Normal University, Harbin 150080, China)

Abstract This paper is based on a suggestion by Franco and Yin that the phase of the nucleon-nucleon scattering amplitude should vary with momentum transfer. The elastic scattering of the intermediate energy proton on ^4He is studied by applying the KMT multiple scattering theory with microscopic momentum space optical potential. The results show that the phase leads to differential cross section and polarization which are in better agreement with experimental data.

Key words KMT, momentum space, intermediate energy proton, elastic scattering, N-N amplitude phase

Received 29 December 2004

* Supported by Zhejiang Province Department of Education

1) E-mail: wangsl@zjou.net.cn