

# 中能区质子与<sup>4</sup>He 原子核散射的唯象全振幅

李清润

周金礼

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039) (广西师范大学物理系, 桂林 541001)

## 摘 要

对整个中能区现有的质子与<sup>4</sup>He 原子核散射的实验数据(微分截面和极化能力)进行了系统的振幅分析, 给出了一组参数化的唯象振幅. 这些振幅对于利用中能质子研究原子核的 $\alpha$  粒子结构问题是必要的输入量.

## 一、引 言

到目前为止, 已经积累了数量相当可观的中能质子与原子核散射的实验数据. 特别是近年来, 极化技术的发展提供了越来越多的质子核散射的极化数据. 通常, 对散射实验数据进行相移分析可以直接提供理论研究中所需要的量. 但是, 众所周知, 在中高能粒子(特别是质子)与原子核散射的研究中, 作为基本输入量的入射粒子与组成原子核的核子间的散射矩阵通常是采用一种参数化的形式给出. 采取这种形式的好处是, 可以避免处理大量的分波从而使核多重散射的计算大大简化.

当利用中能质子研究原子核的 $\alpha$  粒子结构问题时, 所需要的一个基本输入量是质子与 $\alpha$  粒子间的散射矩阵. 在今天, 当核子间的相互作用和<sup>4</sup>He 的结构问题都还没有最终解决的情况下, 较为可靠而又简单的办法应是直接从实验数据获得所需要的振幅.

在本文中, 我们对整个中能区现有的质子与<sup>4</sup>He 原子核散射的实验数据(微分截面和极化能力)进行系统的振幅分析, 给出了一组参数化的唯象振幅.

对于质子与核子(即 p-N)间的散射, 由于是自旋 1/2-1/2 粒子间的散射, 所以全部振幅包括五项. 但由于极化的测量远不完备, 所以通常略去三项而只给出两项. 但对于我们这里研究的 p-<sup>4</sup>He 散射情况而言, 由于是自旋 1/2-0 粒子间的散射, 全部振幅只包括两项. 所以本文中, 我们所给出的是一个 p-<sup>4</sup>He 的全振幅.

## 二、振幅形式和参数确定

中高能区的质子-核子(p-N)散射的强作用振幅, 通常采取下面的参数化形式<sup>[1]</sup>

$$M(q) = A(q) + C(q)(\sigma_1 + \sigma_2) \cdot n, \quad (1)$$

• 国家自然科学基金资助.

本文1992年2月20日收到.

$$A(q) = \frac{k\sigma_T}{4\pi}(i + \rho)e^{-\beta_c q^2/2}, \quad (2)$$

$$C(q) = \frac{k\sigma_T}{4\pi}i(i + \rho_s) \sqrt{\frac{q^2}{4m^2}} D_s e^{-\beta_s q^2/2}, \quad (3)$$

其中  $q$  是动量转移,  $k$  是质心系动量,  $\sigma_T$  是总截面,  $m$  是核子质量,  $\rho$  和  $\rho_s$  分别为自旋无关和自旋相关振幅的实虚比,  $\beta$  和  $\beta_s$  为斜率参数,  $D_s$  为自旋相关部分的强度参数.  $\sigma_1$  与  $\sigma_2$  分别为质子与核子的自旋,  $n$  是与散射平面垂直的单位矢量. 在 p-N 散射的情况下, 由于微分截面不呈现衍射形状, 因此  $A(q)$  采取 (2) 式的形式可以较好地描述前半角区的截面行为. 但是, 对于 p-<sup>4</sup>He 的散射情况, 其微分截面呈现典型的衍射形状, 而 (2) 式的函数形式不可能给出这样的图形. 因此必须对 (2) 式的形式加以改进.

Germand 和 Wilkin 对于  $\pi$ -核散射曾提出过一个振幅形式<sup>[2]</sup>, 其后被 Binon 等人采用对于  $\pi$ -<sup>4</sup>He 散射进行过振幅分析<sup>[3]</sup>, 这一振幅形式为

$$f(q) = \frac{k\sigma_T}{4\pi}(i + \rho)e^{-\beta q^2/2} \prod_i (1 - q^2/t_i), \quad (4)$$

这比 (2) 式多了一系列因子  $(1 - q^2/t_i)$ , 每个因子可以产生衍射图形中的一个“谷”; 其中  $t_i$  是一个复数, 它的实部与“谷”的位置相对应, 其虚部与“谷”的深浅相联系.

如前所述, 由于 p-<sup>4</sup>He 的微分截面呈现出谷峰相间的衍射图形, 因此对于 p-<sup>4</sup>He 振幅的自旋无关部分我们选取 (4) 式的形式. 如果我们研究下极化实验数据, 就会看到, p-<sup>4</sup>He 的极化能力角分布也呈现谷峰相间的行为. 定性分析表明, 在振幅的自旋相关部分中如果也引入形式为  $(1 - q^2/t_i)$  的因子, 则可以产生极化角分布的上述行为. 因此, 我们对于 p-<sup>4</sup>He 的强作用全振幅采取下面的形式来表示

$$F_N(q) = f(q) + g(q)\sigma \cdot n, \quad (5)$$

$$f(q) = \frac{k\sigma_T}{4\pi}(i + \rho)e^{-\beta_c q^2/2} \prod_i (1 - q^2/t_i), \quad (6)$$

$$g(q) = \frac{k\sigma_T}{4\pi}i(i + \rho_s) \sqrt{\frac{q^2}{4m^2}} D_s e^{-\beta_s q^2/2} \prod_j (1 - q^2/s_j). \quad (7)$$

上面这三个式子代表强作用振幅, 当对实验数据进行拟合时, 应把库伦作用考虑进去. 我们采用文献[3]中处理库伦作用的方法. 总振幅  $F$  可表示为

$$F = F_N e^{i\eta} + f_C, \quad (8)$$

$F_N$  为 (5) 式中的强作用振幅;  $f_C$  为纯库伦振幅, 可写为

$$f_C(q^2) = -2\eta \frac{k}{q^2} F_p(q^2) F_A(q^2), \quad (9)$$

这里  $\eta = Z_1 Z_2 \alpha / v_L$ ,  $Z_1, Z_2$  分别为入射粒子和靶核的电荷,  $\alpha$  为精细结构常数,  $v_L$  为入射粒子在实验室系中的速度.  $F_p(q^2)$  和  $F_A(q^2)$  分别为质子和靶核的形状因子, 取为

$$F_p(q^2) = e^{-r_p^2 q^2/6}, \quad (10)$$

$r_p$  为质子的半径, 取为 0.8 fm; 靶核 <sup>4</sup>He 的形状因子取为<sup>[4]</sup>

$$F_{He}(q^2) = [1 - (0.09986q^2)^6] e^{-r_{He}^2 q^2/6}, \quad (11)$$

$r_{He} = 1.67$  fm.

在小动量转移区,自旋无关部分的强作用振幅可表示为

$$f(q) = \frac{k\sigma_T}{4\pi}(i + \rho)e^{-[3\beta_c + 6\sum_i(1/t_i)]q^2/6}, \quad (12)$$

定义一个等效强作用均方根半径

$$R^2 = 3\beta_c + 6\text{Re}(\sum_i 1/t_i), \quad (13)$$

则(8)式中的 Bethe 位相  $\varphi_B$  可表示为<sup>[5,6]</sup>

$$\varphi_B = \eta \left\{ \ln \left[ \frac{1}{6} (r_p^2 + r_{He}^2 + R^2) q^2 \right] + 0.5772 \right\}. \quad (14)$$

振幅(6)和(7)式中的参数,原则上可以由拟合实验数据求得.但是如所周知,用一定的多参数函数去拟合有限的实验点存在一定的不确定性;参数越多,这种不确定性就越大.因此应该遵循一条原则:在保证一定拟合质量的前提下,设置的可调参数应尽量少,以使这些参数的可靠性增加.

在(6)式中,总截面  $\sigma_T$  和向前振幅的实虚比  $\rho$  是两个具有明确物理意义的量,它们的确定应该或是直接取自实验,或是借助于一定的理论计算;而不应把其作为可调参数由拟合得到.

对于  $p\text{-}^4\text{He}$  向前振幅实虚比  $\rho$  的确定,我们争取理论计算的办法.具体做法是,使用文献[7]和[8]中给出的  $p\text{-N}$  振幅和电子散射定出的  $^4\text{He}$  的核子密度分布,由 Glauber 理论计算出  $\rho$ . 所得结果如图 1 中实线所示,在同一图中我们也绘出了 Schwaller 等人由实验确定出的  $\rho$  值<sup>[9]</sup>以及 Igo 给出的一个理论结果<sup>[10]</sup>. 从图中可以看出,我们的结果和上述两组结果是一致的.这表明,我们所得到的  $\rho$  值具有相当的可靠性.

总截面  $\sigma_T$  值的确定,对于 560MeV 以下的能量,我们由文献[9]中所给出的实验值进行内插和外推得到.对于 800MeV 以上的能量,由于没有实验测定值,我们采用微分截面小角度外推法.具体方法如下.在小角度范围内 ( $q^2 \leq 0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ ),取自旋无关部分振幅为

$$f = \frac{k\sigma_T}{4\pi}(i + \rho)e^{-\beta q^2/2}, \quad (15)$$

用微分截面可表示为

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \left( \frac{k\sigma_T}{4\pi} \right)^2 (1 + \rho^2) e^{-\beta q^2} + |g|^2 + |f_c|^2 \\ &+ 2f_c \rho \left( \frac{k\sigma_T}{4\pi} \right) \cos \varphi_B e^{-\beta q^2/2} - \left( \frac{k\sigma_T}{4\pi} \right) \sin \varphi_B e^{-\beta q^2/2}, \end{aligned} \quad (16)$$

用(16)式去拟合小角度实验数据,可定出  $\sigma_T$  值.(16)式中的自旋相关部分振幅  $g$ ,可采用初步拟合得到的数值代入,由于在小角度区  $g$  的贡献很小(因  $g$  中包含因子  $q$ ),所以  $g$  采

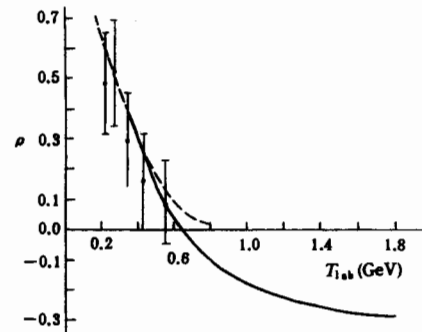


图1  $p\text{-}^4\text{He}$  朝前振幅实虚比  
实线是本文结果.虚线为 Igo 结果<sup>[10]</sup>.实验  
点取自[9]

用初步拟合值对  $\sigma_T$  的影响是不重要的.

$\rho$  和  $\sigma_T$  确定后, (6) 和 (7) 式中的其余参数, 由同时拟合 p-<sup>4</sup>He 的微分截面和极化角分布实验数据得到. 拟合过程是使用一个强有力的最小二乘法程序进行的.

### 三、结果和讨论

在整个中能区, 我们在下面的八种能量: 200、350、500、560、800、1030、1240、1730MeV 对 p-<sup>4</sup>He 弹性散射的微分截面和极化角分布的实验数据<sup>[11,12]</sup>进行了拟合.

表 1 p-<sup>4</sup>He 振幅参数

$T_{\text{Lab}}$ (GeV)	$\sigma_T$ (fm <sup>2</sup> )	$\rho$	Re $t$ (fm <sup>-2</sup> )	Im $t$ (fm <sup>-2</sup> )	$\beta_C$ (fm <sup>2</sup> )	$D_S$	$\rho_S$	Re $s$ (fm <sup>-2</sup> )	Im $s$ (fm <sup>-2</sup> )	$\beta_S$ (fm <sup>2</sup> )
1.73	12.28	-0.282	5.435	1.267	0.635	0.494	1.348	4.888	0.744	0.761
1.24	12.73	-0.230	5.704	1.283	0.651	0.716	1.221	5.133	0.849	0.763
1.03	12.67	-0.189	5.649	1.165	0.656	0.824	1.256	4.877	0.773	0.809
0.80	12.48	-0.097	5.788	1.102	0.621	1.181	1.533	4.687	0.681	0.855
0.56	12.30	0.083	6.621	1.140	0.569	1.470	2.112	4.567	0.783	0.968

$T_{\text{Lab}}$ (GeV)	$\sigma_T$ (fm <sup>2</sup> )	$\rho$	Re $t$ (fm <sup>-2</sup> )	Im $t$ (fm <sup>-2</sup> )	$\beta_C$ (fm <sup>2</sup> )	$D_S$	$\rho_S$	Re $s_1$ (fm <sup>-2</sup> )	Im $s_1$ (fm <sup>-2</sup> )	Re $s_2$ (fm <sup>-2</sup> )	Im $s_2$ (fm <sup>-2</sup> )	$\beta_S$ (fm <sup>2</sup> )
0.50	11.80	0.162	6.007	1.598	0.640	1.558	2.068	1.709	-1.796	7.237	0.386	0.812
0.35	10.60	0.397	5.101	1.656	0.778	1.690	2.866	1.284	-1.571	7.732	0.876	0.860
0.20	10.80	0.645	3.636	0.971	0.932	1.471	4.080	1.476	-1.844	8.257	1.617	0.815

对于较高的五种能量 560、800、1030、1240、1730MeV, 我们采取的振幅形式为

$$f(q) = \frac{k\sigma_T}{4\pi}(i + \rho)(1 - q^2/t)e^{-\beta_C q^2/2}$$

$$g(q) = \frac{k\sigma_T}{4\pi}i(i + \rho_S)\sqrt{\frac{q^2}{4m}}D_S(1 - q^2/s)e^{-\beta_S q^2/2}.$$
(17)

而对于较低的三种能量 200、350、500、MeV, 经过试探, 采用下面的形式可以得到更好的结果,

$$f(q) = \frac{k\sigma_T}{4\pi}(i + \rho)(1 - q^2/t)e^{-\beta_C q^2/2}$$

$$g(q) = \frac{k\sigma_T}{4\pi}i(i + \rho_S)\sqrt{\frac{q^2}{4m^2}}D_S(1 - q^2/s_1)(1 - q^2/s_2)e^{-\beta_S q^2/2}.$$
(18)

拟合得到的各种能量下的振幅参数列在表 1 中. 表中同时也给出了总截面和向前振幅的实虚比, 这两个量的确定方法如上节中所述.

在图 2—5 中, 给出了微分截面和极化能力拟合情况的图示. 可以看到, 总体来说, 拟合情况是相当好的. 这比起 p-p 和 p-n 振幅与实验拟合的情况要好得多(例如, 参看文献

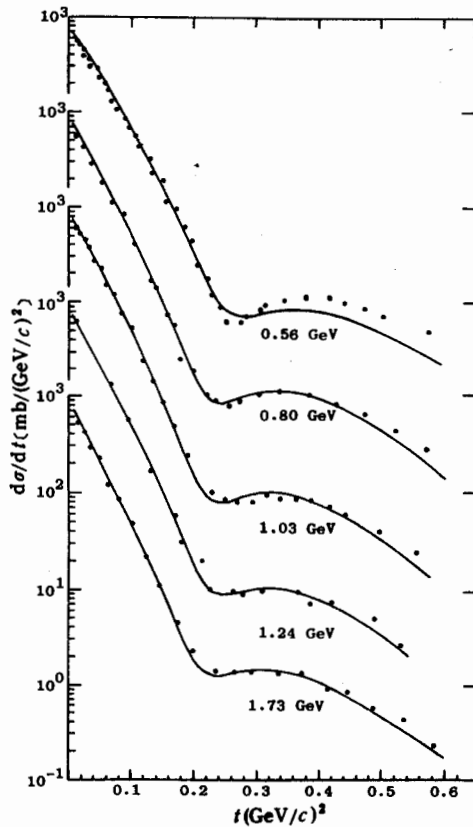


图2 p-<sup>4</sup>He 微分截面  
实验点取自[11]

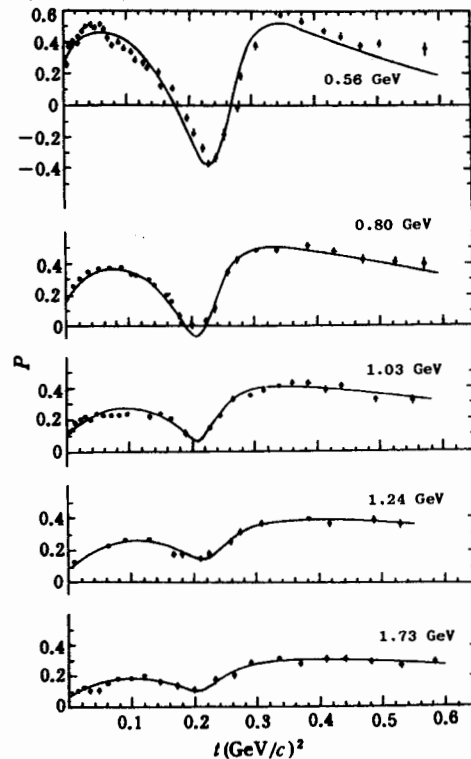


图3 <sup>4</sup>He 对质子的极化能力  
实验点取自[11]

[13]).

这一好的拟合表明,我们把原来描写  $\pi$ -核振幅的因子  $(1-q^2/t)$  现在推广用来描写 p-核振幅,特别是用来描写自旋相关部分的振幅,是合理的,而且是很成功的.

我们注意到,最近文献[14]曾使用与本文相似的振幅形式拟合 200 和 350MeV 质子与 <sup>4</sup>He 的散射数据.但他们的结果有如下的几个问题.第一,他们把两个具有确定物理意义的量,即总截面  $\sigma_T$  和向前振幅的实虚比  $\rho$ ,当成自由参数由拟合得到.他们如此得到的  $\sigma_T$  和  $\rho$  的数值,与实验值和本文图 1 中所示的理论值均不符合.第二,他们进行拟合时没有考虑库伦作用,而实验点是包括库伦作用的,特别在小角度区库伦作用是绝不能不考虑的.第三,引入因子  $(1-q^2/t)$  去描述一个“谷”,正如 Binon 等<sup>[3]</sup>指出的,  $t$  的实部对应“谷”的位置,虚部和“谷”的深度相联系.从图 4 可以看出,350MeV 情况下只有一个“谷”,因此只用一个因子  $(1-q^2/t)$  来描述就足够了.但他们使用两个因子  $(1-q^2/t_1)$  和  $(1-q^2/t_2)$  去描述一个“谷”,而  $t_1$  和  $t_2$  的实部数值相差不大(6.46 和 6.75 fm<sup>-2</sup>).正如本文前面提到,参数越多,不确定性越大.综上所述,可以认为,他们得到的参数的合理性是有问题的.

本文所得到的 p-<sup>4</sup>He 振幅,对于利用中能质子这一手段去研究原子核的  $\alpha$  粒子结构问题,是一必需和有用的输入量.

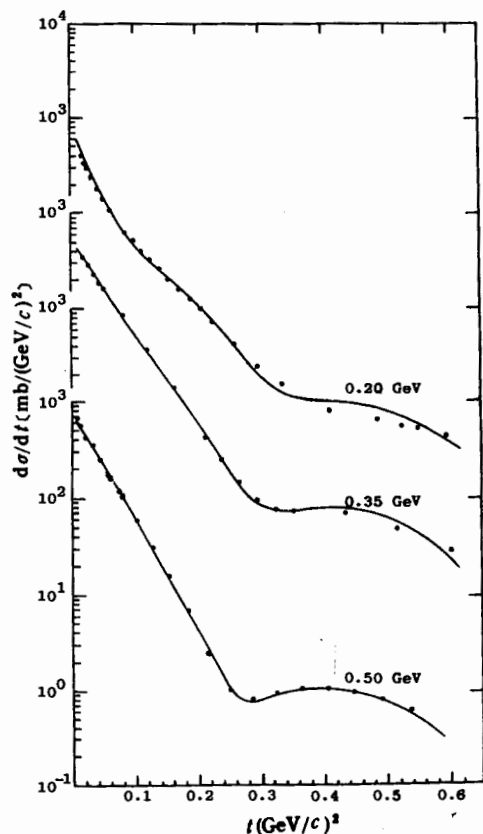


图4 p-<sup>4</sup>He 微分截面  
实验点取自[12]

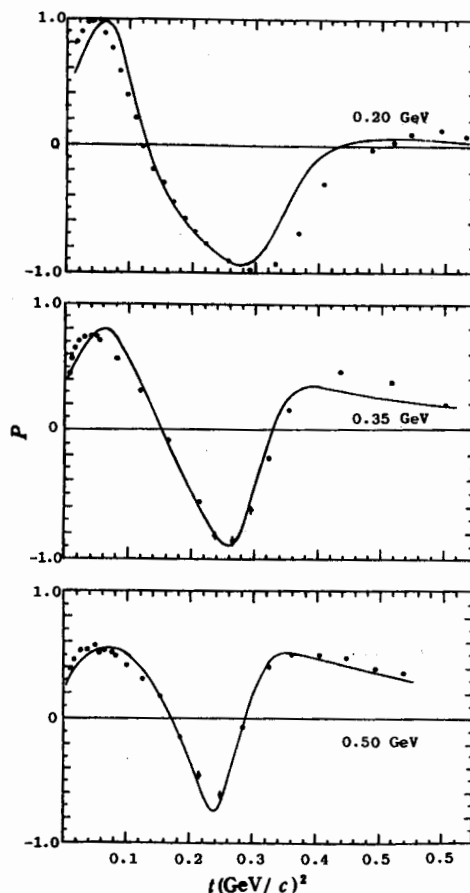


图5 <sup>4</sup>He 对质子的极化能力  
实验点取自[12]

### 参 考 文 献

- [1] E. Kujawski, *Phys. Rev.*, **C1**(1970),1651.
- [2] J. F. Germond, C. Wilkin, *Nucl. Phys.*, **A237**(1975),477.
- [3] F. Binon et al., *Nucl. Phys.*, **A298**(1978),499.
- [4] R. F. Frsoch et al. *Phys. Rev.*, **160**(1967),874.
- [5] H. A. Bethe, *Ann. Phys. (N. Y)*, **3**(1958)190.
- [6] M. Locher, *nucl. Phys.*, **B2**(1967),525.
- [7] D. V. Bugg et al., *Phys. Rev.*, **146**(1966),980.
- [8] G. Igo, Proceedings. VI International Conference on High-Energy Physics and Nuclear Structure, (1975)p. 63.
- [9] P. Schwaller et al., *Nucl. Phys.*, **A316**(1979),317.
- [10] G. Igo, in *Medium Energy Physics*, ed. H. C. Chiang and L. S. Zheng (World Scientific, Singapore, 1987)p. 173.
- [11] H. Courant et al., *Phys. Rev.*, **C19**(1979),104.
- [12] G. A. Moss et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980),1932.
- [13] J. P. Auger, J. Gillespie, R. J. Lombard, *Nucl. Phys.*, **A262**(1976),372.
- [14] Tan Zhen qing et al., *Nucl. Phys.*, **A514**(1990),295; *J. Phys. G*, **15**(1989),1599.

## Parameterized Full Amplitudes for Proton-<sup>4</sup>He Scattering in the Intermediate Energy Range

LI QINGRUN

*(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039)*

ZHOU JINLI

*(Department of Physics, Guangxi Normal University, Guilin 541001)*

### ABSTRACT

The parameterized full amplitudes for proton-<sup>4</sup>He scattering at energies 200, 350, 500, 560, 800, 1030, 1240, and 1730 MeV are obtained. These amplitudes are useful as input for studying the  $\alpha$ -particle structure of nuclei by means of intermediate energy proton.