

轻核中能质子总截面与朝前振幅*

周金礼

李清润

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

摘要

利用整个中能区的质子总截面和朝前散射振幅作为手段, 对原子核 ^{12}C 和 ^{16}O 的 α 粒子结构模型进行了检验。讨论了 ^3He 的总截面。结果是对 ^{12}C 和 ^{16}O 的 α 粒子结构观点提供了一个有力的支持。

质子与原子核作用的总截面是一个非常重要的量, 它可以对各种质子散射理论模型提供有力的检验。到目前为止, 中能质子与原子核 ^{12}C 和 ^{16}O 的总截面测量数据, 不但与其它原子核比较是最丰富的, 而且与这两个原子核的其它观测量, 例如微分截面比较, 也是最完全的。因此这些总截面数据构成了检验各种理论模型的一个重要手段。Ray 曾经使用 KMT 第二级光学势对 ^{12}C 和 ^{16}O 在中能区的质子总截面进行过计算^[1]。结果表明, 理论在中能区的高能量段(大于 500MeV) 与实验符合, 但在低于 400MeV 的低能量段, 理论与实践间出现严重偏离。

^{12}C 和 ^{16}O 原子核, 从核的集团结构模型观点, 是两个典型的 α 粒子结构原子核。因此, 这两个核现有的丰富的中能质子总截面实验数据, 可以被用来作为检验其 α 粒子结构观点的一个非常有用的手段。

本文的目的就是利用中能质子总截面这一手段, 对我们以前提出的 ^{12}C 和 ^{16}O 的 α 粒子结构模型^[2]进行一次检验。

从核的 α 粒子结构观点, 入射质子与原子核的散射可以看成是以核内 α 粒子作为散射心的多次散射过程。这个散射过程可以用多次散射理论很好地描述。本文中, 我们将使用 Glauber 多次散射理论来研究中能质子与原子核的散射过程。

根据 Glauber 理论^[3], 入射质子的散射振幅可以表示为

$$F_{pA}(\mathbf{q}) = \frac{i k_{pA}}{2\pi} \int d^2 b e^{i \mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \langle 0 | 1 - \prod_{i=1}^{n_\alpha} [1 - \gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i)] | 0 \rangle, \quad (1)$$

其中, $|0\rangle$ 代表具有 α 粒子结构的核基态波函数, $\gamma(\mathbf{b})$ 是入射质子与单个 α 粒子散射的剖面函数, n_α 代表核内 α 粒子的数目。

根据 ^{12}C 和 ^{16}O 的独立 α 粒子模型^[2], 核基态波函数可以表示成很简单的形式, 代入到方程(1)中可以得到朝前散射振幅的非常简单的表达式。对于 ^{12}C 核, 质子散射的

本文 1991 年 8 月 12 日收到。

* 国家自然科学基金资助以及理论物理所的支持。

朝前振幅为

$$F_{p\alpha}(0) = \frac{i k_{p\alpha}}{2\pi} \int d^2 b [3\gamma_a(b) - 3\gamma_o^2(b) + \gamma_o^3(b)], \quad (2)$$

其中

$$\gamma_a(b) = \frac{1}{2\pi i k_{p\alpha}} \int d^2 q' e^{-iq'\cdot b} f_{pa}(q') \eta_a(q'). \quad (3)$$

这里, $\eta_a(q)$ 是 α 粒子在核内分布的形状因子, 在文献 [2] 中给出。

(3) 式中的 $f_{pa}(q)$, 代表质子与 α 粒子的散射振幅, 我们采取如下的参数化形式^[4]

$$f_{pa}(q) = \frac{k_{pa}\sigma_T}{4\pi} (\rho + i)(1 - q^2/\tau) e^{-\beta q^2/2}. \quad (4)$$

f_{pa} 选取这一形式, 是因为它可以给出 $p-{}^4He$ 散射角分布呈现出的典型衍射图形。对于选取这一形式的讨论和参数 ρ , β 和 τ 的确定, 详见文献 [4]。

对于 ${}^{16}O$ 原子核, 质子散射的朝前振幅与上面给出的 ${}^{12}C$ 振幅有大体类似的表示式, 这里从略。

根据光学定理, 最后可以求得质子作用的总截面。

使用文献 [4] 中给出的 $p-\alpha$ 振幅参数列在表 1 中, 我们计算了跨度整个中能区 (200—1000MeV) 的质子与 ${}^{12}C$ 和 ${}^{16}O$ 两个原子核的总截面。计算结果分别给在图 1 和 2 中, 如曲线所示。在 200—560MeV 能区, 结果用实线标出。在 560—1000MeV 能区, 图中绘有两条曲线——点线和短划线。这是因为, 在 1000MeV 能量下, $p-\alpha$ 振幅有两组不同的参数, 分别由拟合两个实验组, Saclay^[5] 和 Argonne^[6], 给出的 $p-{}^4He$ 微分截面数据得到。对应这两组数据所计算出的 1000MeV 下的总截面在图中分别被表示为圆圈和三角点。因此, 从 560MeV 处向这两个点连线即得到图中的点线和短划线。

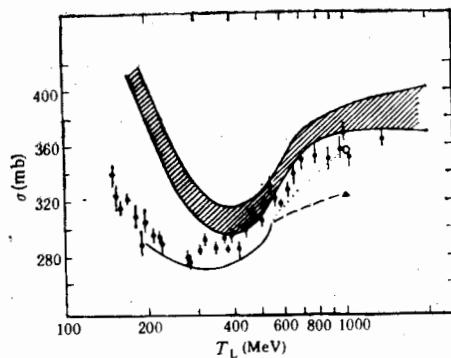


图 1 ${}^{12}C$ 核质子总截面

曲线为本文结果。其中点线对应 Saclay 参数, 短划线对应 Argonne 参数。阴影为 Ray 的计算结果
实验点取自 [1], 其中包括中子总截面数据

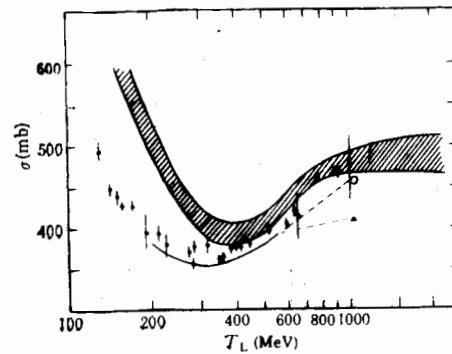


图 2 ${}^{16}O$ 核质子总截面

其它说明和图 1 相同

这里, 我们对 $p-{}^4He$ 在 1000MeV 能量下的总截面问题做一些讨论。由 Saclay 和 Argonne 实验数据得到的 $p-\alpha$ 振幅参数列在表 1 中的能量为 1.05 和 1.03GeV 两行中。从表中可看出, 这两组参数间的最显著的不同是, 总截面 σ_T 数值差别很大, 而其它参数

表 1 $p-\alpha$ 振幅参数

$T_{lab}(\text{GeV})$	$\sigma_T(\text{fm}^2)$	ρ	$\text{Re}\epsilon(\text{fm}^{-2})$	$\text{Im}\epsilon(\text{fm}^{-2})$	$\beta(\text{fm}^2)$
0.20	10.8	0.645	2.48	2.54	0.867
0.35	10.6	0.397	6.54	2.04	0.564
0.50	11.8	0.162	6.40	1.33	0.544
0.56	12.3	0.083	6.41	1.15	0.550
0.80	12.6	-0.097	5.71	1.11	0.616
1.03	12.7	-0.189	5.61	1.17	0.652
1.05	15.3	-0.200	5.93	1.22	0.622
1.24	12.8	-0.230	5.67	1.28	0.648
1.73	12.3	-0.282	5.42	1.27	0.633
0.40	11.0	0.29	6.50	1.75	0.56
0.60	12.3	0.03	6.20	1.10	0.56
0.70	12.5	-0.05	5.90	1.05	0.58

则相差较小。如文献 [4] 中所述, 表 1 中所给出的总截面 σ_T 的数值, 是由小角度的微分截面数据考虑了库伦改正后求出的, 而不是实验直接测量的。Brookhaven 实验组曾经测量过 1GeV 的 $p-{}^4\text{He}$ 总截面, 得到的数值是 15.2 fm^2 ^[7]。这个值和我们从 Saclay 微分截面求得的值 15.3 fm^2 , 非常一致。而从图 1 和图 2 中看到, 由 Saclay $p-\alpha$ 振幅参数所计算出的 ${}^{12}\text{C}$ 和 ${}^{16}\text{O}$ 总截面与实验点的符合比起 Argonne 参数要好得多。这些似乎都是对于 Saclay 数据的支持。但是, 对于 Saclay 和 Argonne 两组 $p-{}^4\text{He}$ 实验数据的分歧, 实验工作者并没有明确的解释^[6]。看来, 1GeV 能量下的 $p-{}^4\text{He}$ 总截面有进一步更精确测量的必要。

Ray 曾经计算过中能区的质子与 ${}^{12}\text{C}$ 和 ${}^{16}\text{O}$ 核的总截面^[1], 计算是基于这两个核的核子组成模型、使用第二级 KMT 光学势进行的。光学势中包括了多项因素的改正, 是一个比较细致的计算。为了比较, 在图 1 和 2 中也绘出了 Ray 的结果, 如阴影带所示。阴影带表示由于输入量的不确定性所带来的误差范围。可以看到, 核子组成模型在 400 MeV 以上的能区给出与实验基本符合的结果; 但在 400MeV 以下的能区, 理论明显偏离

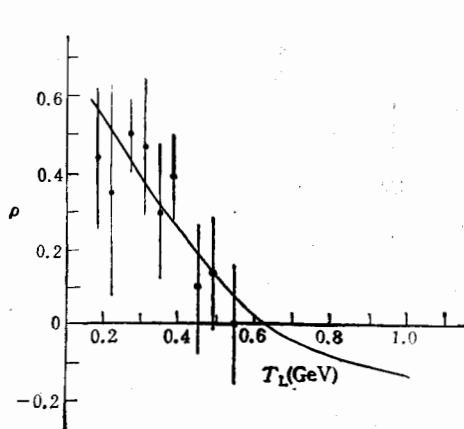


图 3 ${}^{12}\text{C}$ 核的质子朝前散射振幅的实虚比
曲线代表本文结果。实验点取自 [8]

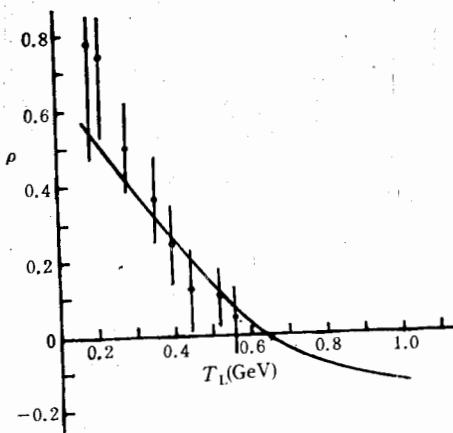


图 4 ${}^{16}\text{O}$ 核的质子朝前散射振幅的实虚比
曲线代表本文结果。实验点取自 [8]

实验。Ray 曾列举了一系列在他的计算中被略去的因素，认为这些因素有可能在低能量下变得重要，也许是造成低能量下与实验偏离的原因。当然，这只是一种定性的说明，并没有认真地付诸定量的计算。因为多包括进任何一个因素，都会带来很大的计算复杂性。

与之对照，从图 1 和 2 中可看到， α 粒子结构模型在 560MeV 以下的能区给出较好的结果，比起核子组成结构模型有相当明显的改进。这可以理解为，在低能下变得重要的各种物理因素，都已被一定程度地“自动”包括进直接由实验所定出的 $p-\alpha$ 振幅之中。但这也可能是另一种暗示：这里面是否存在更为深刻的核结构方面的原因。

总截面对朝前振幅的虚部提供检验。而朝前振幅的实虚比 ρ ，如果能从实验上定出，则可以对朝前振幅的实部提供检验。文献 [8] 中给出了由实验抽取出来的中能质子在 ^{12}C 和 ^{16}O 原子核上的 ρ 值，在图 3 和 4 中，我们给出了由 α 粒子模型所计算出的 ρ 值和实验值的比较。可以看到，在实验误差范围内，理论值与实验值符合。

综合上述：我们从 ^{12}C 和 ^{16}O 原子核的 α 粒子结构观点出发，做了一个无任何可调参数的理论计算。理论预言质子总截面在中能区的低能段，特别成功，比传统的核子结构模型有相当大的改进。同样，理论给出的朝前振幅的实虚比，也与实验相当符合。这无疑是对这两个原子核的 α 粒子结构模型提供一个有力的支持。

参 考 文 献

- [1] L. Ray, *Phys. Rev.*, **C20**(1979), 1857.
- [2] 李清润、陈生忠、赵恩广，高能物理与核物理，5(1981), 531.
- [3] R. J. Glauber, *Lectures in Theoretical Physics Vol. 1 ed W. Britin and L. Dunham* (New York, Interscience, 1959) p. 315.
- [4] Li Qing-run and Zhou Jin-li, *J. Phys. G.*, 17(1991), 663.
- [5] E. Aslanides et al., *Phys. Lett.*, **68B**(1977), 221.
- [6] H. Courant et al., *Phys. Rev.*, **C19**(1979), 104.
- [7] H. Palevsky et al., *Phys. Rev. Lett.*, **18**(1967), 1201.
- [8] P. Schwaller et al., *Nucl. Phys.*, **A316** (1979), 317.

Total Cross Sections and Forward Scattering Amplitudes for Intermediate Energy Proton on Light Nuclei

ZHOU JINLI

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

LI QINGRUN

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

ABSTRACT

The α -particle structure models for ^{12}C and ^{16}O are tested by means of proton total cross sections and forward scattering amplitudes in the intermediate energy range. The total cross section for ^4He is discussed. The results provide a support to the α -particle models of ^{12}C and ^{16}O .