

# 质子散射对 $^{16}\text{O}$ 原子核 $\alpha$ 结构的检验\*

李清润

(中国科学院高能物理研究所,北京 100039)

周金礼

(广西师范大学物理系,桂林 541001)

## 摘 要

利用质子散射作为手段对 $^{16}\text{O}$ 的 $\alpha$ 粒子结构模型进行了检验。基于 $4\alpha$ 结构模型,对跨度整个中能区的质子与 $^{16}\text{O}$ 核的弹性角分布进行了无自由参数的计算。理论与实验基本符合。

## 一、引 言

中能质子散射提供一个获得核结构知识的重要手段。到目前为止已经积累了一定数量的中能质子与原子核散射的实验数据。这些数据为核结构研究提供了新的检验机会。从原子核的集团结构观点, $^{16}\text{O}$ 核是由四个 $\alpha$ 粒子组成。因此入射质子与 $^{16}\text{O}$ 的散射可看成以四个 $\alpha$ 粒子作为散射心的多次散射过程,而把质子与整个 $\alpha$ 粒子的散射作为基本的元过程。本文将基于这一观点对 $^{16}\text{O}$ 原子核的质子散射进行研究,其目的是通过质子散射这一手段检验我们以前建立起的一个 $^{16}\text{O}$ 原子核的 $\alpha$ 粒子结构模型——独立 $\alpha$ 粒子模型<sup>[1]</sup>。

在 $\alpha$ 粒子结构模型下, Antonov 曾经计算过1GeV质子与 $^{16}\text{O}$ 的弹性散射<sup>[2]</sup>。在其计算中,作为基本输入量的 $p-\alpha$ 振幅是使用 $p-N$ 振幅通过Glauber理论计算得到的,并且只取Glauber展开式中的1次和2次散射项,这样得到的 $p-\alpha$ 振幅过高地给出第一个极小和第二个极大区域的 $p-^4\text{He}$ 微分截面值。此外,该工作中所使用的是 $^{16}\text{O}$ 的刚体 $\alpha$ 粒子模型<sup>[3]</sup>。

在本文中,为了使对于核模型的检验更为可靠,必须使其余的输入量尽可能地准确。为此,我们采取直接拟合实验的办法来得到 $p-\alpha$ 散射振幅作为基本输入量。由于近几年在中能区的中间和低能段(500和200MeV)有 $p-^{16}\text{O}$ 的散射实验数据发表<sup>[4-5]</sup>,因此有可能使这一核模型的检验涵盖整个中能区(200—1000MeV)。正如众多事实所表明的那样,在一广阔的能区内对一个理论模型的检验比只在一个单一能量下的检验,要更为严厉。

本文1991年5月16日收到。

\* 国家自然科学基金资助。

## 二、理论公式与核 $\alpha$ 粒子模型

大量研究表明,多次散射理论能够构成描述中能质子与核散射的理论基础。在核的 $\alpha$ 粒子结构模型下,入射质子与 $^{16}\text{O}$ 内的四个 $\alpha$ 粒子进行多次散射。根据 Glauber 理论,质子与 $^{16}\text{O}$ 原子核弹性散射振幅为

$$F_{pA}(\vec{q}) = \frac{ik_{pA}}{2\pi} \int d^2b e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \langle 0 | 1 - \prod_{j=1}^4 [1 - \gamma(\vec{b} - \vec{r}_j)] | 0 \rangle, \quad (1)$$

其中 $k_{pA}$ 代表质子在质子-原子核质心系中的入射动量,剖面函数 $\gamma$ 可以通过 $p$ - $\alpha$ 振幅 $f_{p\alpha}$ 得到

$$\gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i k_{p\alpha}} \int d^2q' e^{-i\vec{q}'\cdot\vec{b}} f_{p\alpha}(\vec{q}'). \quad (2)$$

在方程(1)中, $|0\rangle$ 代表由四个 $\alpha$ 粒子组成的 $^{16}\text{O}$ 原子核的基态。根据独立 $\alpha$ 粒子模型, $^{16}\text{O}$ 基态的波函数为<sup>[1]</sup>

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = \Phi_0^{(\alpha)}(\vec{r}_1) \Phi_0^{(\alpha)}(\vec{r}_2) \Phi_0^{(\alpha)}(\vec{r}_3) \Phi_0^{(\alpha)}(\vec{r}_4), \quad (3)$$

其中 $\vec{r}_i$ 是核内第 $i$ 个 $\alpha$ 粒子的坐标, $\Phi_0^{(\alpha)}$ 是 $\alpha$ 粒子在核场中的最低轨道波函数。 $\Phi_0^{(\alpha)}$ 具有非常简单的形式:

$$\Phi_0^{(\alpha)}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}} [O_{1s}(r) - O_{2s}(r)] Y_{00}(\theta, \varphi), \quad (4)$$

这里, $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ 是球谐函数,而 $O_{1s}(r)$ 和 $O_{2s}(r)$ 是量子数分别为1S和2S的谐振子径向波函数。

将(3)式代入(1)式,可得到

$$F_{pA}(\vec{q}) = \sum_{j=1}^4 (-1)^{j+1} \frac{4!}{(4-j)!j!} \frac{ik_{pA}}{2\pi} \int d^2b e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} [\gamma_\alpha(\vec{b})]^j, \quad (5)$$

其中

$$\gamma_\alpha(\vec{b}) = \int |\Phi_0^{(\alpha)}(\vec{r})|^2 \gamma(\vec{b} - \vec{r}) d\vec{r}. \quad (6)$$

将方程(2)代入方程(6),可得

$$\gamma_\alpha(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i k_{p\alpha}} \int d^2q' e^{-i\vec{q}'\cdot\vec{b}} f_{p\alpha}(\vec{q}') \eta_\alpha(\vec{q}'), \quad (7)$$

这里, $\eta_\alpha(\vec{q})$ 是 $\alpha$ 粒子在核内分布的形状因子,由方程(3)和(4)可以得到<sup>[1]</sup>

$$\eta_\alpha(q) = \Theta(q) \left[ 1 - \left( \frac{1}{6} + \frac{\sqrt{6}}{12} \right) (aq)^2 + \frac{1}{48} (aq)^4 \right] e^{-a^2 q^2/4}, \quad (8)$$

其中 $a$ 是谐振子径向波函数中的谐振子常数,对于 $^{16}\text{O}$ 的情况, $a = 1.2\text{fm}$ ;而 $\Theta(q) = e^{a^2 q^2/16}$ ,是质心改正因子。(8)式的形状因子乘以 $\alpha$ 粒子本身的电荷形状因子,可以非常好地给出电子散射的实验数据。

为了最后求得 $p$ - $^{16}\text{O}$ 的散射振幅,我们还需要知道基本输入量 $p$ - $\alpha$ 散射振幅 $f_{p\alpha}(q)$ 。

### 三、 $p\text{-}^4\text{He}$ 散射振幅

如前面提到的, 在 Antonov 的计算中所使用的  $1\text{GeV}$   $p\text{-}^4\text{He}$  振幅是由  $p\text{-N}$  振幅通过 Glauber 理论计算得到的, 并且只取 1 次和 2 次散射项; 这一振幅不能很好地给出  $p\text{-}^4\text{He}$  的实验微分截面。为了减小这一输入量的不准确性, 我们将采取直接拟合实验数据的办法得到  $p\text{-}\alpha$  振幅。

如所周知, 通常, 在质子核散射的理论研究中, 所使用的  $p\text{-N}$  振幅采取下面的形式

$$f_{pN}(q) = \frac{k\sigma_t}{4\pi} (\rho + i)e^{-\beta q^2/2}, \quad (9)$$

这里,  $k$  是在两个核子质心系中的核子动量,  $\sigma_t$  是总截面,  $\rho$  是向前振幅的实虚比,  $\beta$  是斜率参数。但对于  $p\text{-}^4\text{He}$  的情况, 与  $p\text{-N}$  散射的一个显著的不同是,  $p\text{-}^4\text{He}$  散射的微分截面呈现出典型的衍射图样。显然, (9) 式的函数形式不可能给出这样的图形。因此, 我们选取下面的形式来表示  $p\text{-}^4\text{He}$  的振幅

$$f_{p\alpha}(q) = \frac{k\sigma_t}{4\pi} (\rho + i)(1 - q^2/t)e^{-\beta q^2/2}. \quad (10)$$

上面这个式子中, 因子  $(1 - q^2/t)$  可以产生一个“谷”,  $t$  是一个复数参数, 其实部和“谷”的位置对应, 虚部与“谷”的深度有关。引入这样一个因子产生一个“谷”, 是首先由 Germond 和 Wilkin<sup>[6]</sup> 提出用以描述  $\pi\text{-核}$  散射振幅, 而后为 Binon 等人<sup>[7]</sup> 所采用去拟合  $\pi\text{-}^4\text{He}$  振幅。这里, 我们引用这一因子来描述  $p\text{-}^4\text{He}$  振幅, 用以产生典型的衍射图形。

在振幅(10)式中, 总截面  $\sigma_t$  和向前振幅实虚比  $\rho$  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, 而不应将其作为自由参数由拟合程序去确定。对于  $\sigma_t$  的确定, 在能量低于  $560\text{MeV}$  以下的能区, 这里有总截面的测量数据, 我们直接选取实验值; 在  $600\text{MeV}$  以上的能区, 这里没有  $\sigma_t$  的实验值, 我们采用小角度区强作用和库伦作用干涉来确定  $\sigma_t$  值。对于  $\rho$  值的确定, 我们采用从已知的  $p\text{-N}$  振幅通过 Glauber 理论计算而得到  $\rho$ 。我们所得到的  $\rho$  值与其他作者给出的值非常一致。除了  $\sigma_t$  和  $\rho$  外, 其余的三个参数  $\beta$ ,  $\text{Re}t$  和  $\text{Im}t$ , 由拟合  $p\text{-}^4\text{He}$  微分截面来确定。我们对整个中能区内的八种不同的能量进行了拟合, 详细的步骤和结果在文献 [8] 中给出。

由于  $\eta_\alpha(q)$  和  $f_{p\alpha}(q)$  都是高斯型函数, 因此方程(5)和(7)中的积分均可解析积出, 最后,  $p\text{-}^{16}\text{O}$  的散射振幅可以通过  $\Gamma$  函数和合流超几何函数  ${}_1F_1$  表示出来。

### 四、结果与讨论

由于近年发表了中能区低能段和中间能段 ( $200$  和  $500\text{MeV}$ ) 的  $p\text{-}^{16}\text{O}$  散射实验数据<sup>[4,5]</sup>, 所以我们能够把这一对  $^{16}\text{O}$  核的  $\alpha$  粒子模型的检验工作延伸到整个中能区。我们计算了入射能量为  $200, 500$  和  $1000\text{MeV}$  的  $p\text{-}^{16}\text{O}$  弹性散射微分截面。所使用的  $p\text{-}^4\text{He}$  基本输入振幅取自文献 [8], 其参数列在表 1 中。其中, 对于  $1000\text{MeV}$  给出两组参数,

表1 p-<sup>4</sup>He 振幅参数

T(GeV)	$\sigma(\text{fm}^2)$	$\rho$	$\text{Re}t(\text{fm}^{-1})$	$\text{Im}t(\text{fm}^{-1})$	$\beta(\text{fm}^2)$
0.20	10.8	0.645	2.48	2.54	0.867
0.50	11.8	0.162	6.40	1.33	0.544
1.03 <sup>a)</sup>	12.7	-0.189	5.61	1.17	0.652
1.05 <sup>b)</sup>	15.3	-0.200	5.93	1.22	0.622

a) 拟合 Argonne 数据 b) 拟合 Saclay 数据

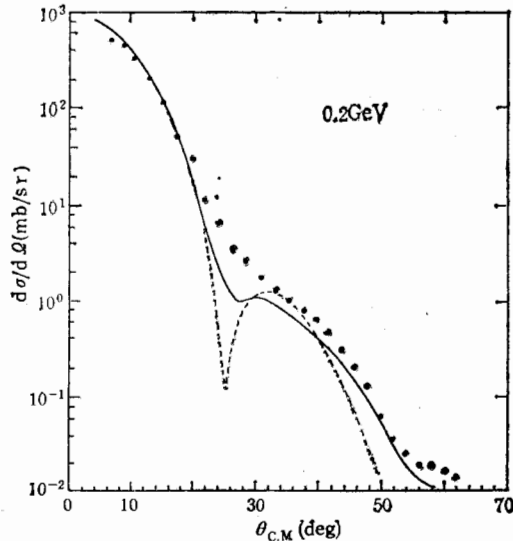


图1 200MeV p-<sup>16</sup>O 弹性散射微分截面

曲线代表  $\alpha$  模型结果, 实线对应  $\text{Im}t$  取正值,  
虚线对应负值. 实验点取自[5]

$\text{Im}t$  取正值, 间断线对应  $\text{Im}t$  取负值. 从图中可看到, 对于 1000 和 500MeV 的情况, 在微分截面的第二个极小值以前,  $\text{Im}t$  的不同符号对 p-<sup>16</sup>O 的结果几乎不发生影响 (对于 1000MeV 的情况, 两条曲线在图上不可分辨). 在较低能量 200MeV 的情况, 实验数据似乎支持  $\text{Im}t$  取正值.

从图 1—3 中可看到, 对于较低的两个能量 200 和 500MeV, 理论给出对实验较好的描述. 但对于较高能量 1000MeV, 理论与实验在第二个峰值区域有相当的偏离. 虽然拟合 Saclay 实验数据所得到的 p-<sup>4</sup>He 振幅能给出对 p-<sup>16</sup>O 比较接近的描述 (图 3 中的点横线), 但 Argonne 振幅的结果则有相当的偏离 (实线所示). 而这两组实验结果那一个更可靠目前尚无解释<sup>[9]</sup>. 因此, 在较高能量区域角分布的第二个峰附近出现的偏离, 其原因尚不清楚, 需要进一步加以研究.

最近, 何浚明在传统的核子组成模型下对中能区 p-<sup>16</sup>O 散射进行了计算<sup>[11]</sup>. 计算是在 Glauber 理论下, 使用自由 p-N 振幅和电子散射确定的核子密度分布作基本输入, 其理论框架与本文相同, 因此这一计算与本文的完全平行从而是可以比较的. 计算结果表明, 对于 200 和 500MeV 情况, 核子模型比  $\alpha$ -模型符合实验要差; 而对于 1000MeV 的情况, 总体符合实验情况与本文图 3 中的 Saclay 振幅结果 (点横线) 差不多. 对于较低能量

这对应于两个实验组 Argonne 和 Saclay 的不同的 p-<sup>4</sup>He 实验数据<sup>[9-10]</sup>. 这两组实验数据存在一定的不一致性, 但尚没有给出明确的解释<sup>[9]</sup>. 对应这两组参数, 我们分别计算了 p-<sup>16</sup>O 的散射微分截面, 绘在同一图中以资比较.

此外, 正如文献 [7] 中所讨论的那样, 参数  $t$  的虚部 (即  $\text{Im}t$ ) 的正、负号的确定有任意性, 即不同的  $\text{Im}t$  的符号几乎给出同样的 p-<sup>4</sup>He 的微分截面. 因此, 我们对于不同符号的  $\text{Im}t$  值均计算了 p-<sup>16</sup>O 的截面, 结果绘在同一图中以资比较.

我们计算出的 p-<sup>16</sup>O 微分截面给在图 1, 2, 3 中, 分别对应 200, 500 和 1000 MeV 三种入射能量. 图中的实线对应于

下 $\alpha$ -模型好于核子模型这一结果,从物理上可以理解。因为一般认为随着能量降低,核的介质效应变得重要;而在 $\alpha$ -模型下,这种介质效应已在一定程度内“自动地”被包括在来自实验的  $p$ - $\alpha$  振幅中。

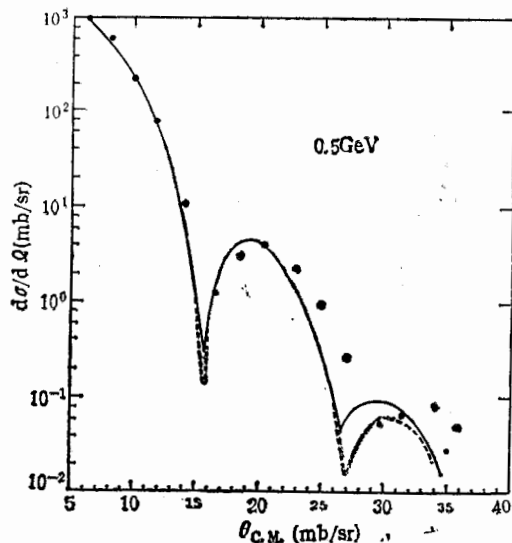


图 2 500 MeV  $p$ - $^{16}\text{O}$  弹性散射微分截面

曲线代表 $\alpha$ 模型结果,实线对应  $1m_r$  取正值,虚线对应负值。实验点取自[4]

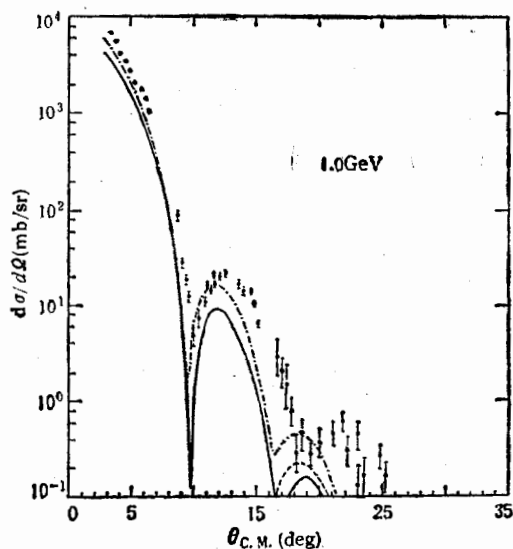


图 3 1000 MeV  $p$ - $^{16}\text{O}$  弹性散射微分截面

曲线代表 $\alpha$ 模型结果:实线和虚线( $\theta$  小于  $16^\circ$  内不可分辨)分别对应  $1m_r$  取正值和负值并且使用 Argonne 振幅;点横线为使用 Saclay 振幅结果。实验点取自[12]

值得强调的是,本文的计算中没有任何可调参数。这样一个包括最少输入的简单模

型能够得到这样一个结果,应该认为是令人满意的。本文的结果是对 $^{16}\text{O}$ 原子核的 $\alpha$ 粒子结构模型提供一个支持。

### 参 考 文 献

- [1] 李清润、陈生忠、赵恩广,高能物理与核物理, **5**(1981),531.
- [2] A. N. Antonov, *Bulg. J. Phys.*, **11**(1975), 287.
- [3] E. V. Inopin and A. W. Tishchenko, *JETP* (Sov. Phys.), **11**(1960), 840.
- [4] M. V. Hynes et al., *Phys. Rev.*, **C31**(1985), 1438.
- [5] D. P. Murdock and C. J. Horowitz, *Phys. Rev.*, **C35**(1987), 1442.
- [6] J. F. Germond and C. Wilkin, *Nucl. Phys.*, **A237**(1975), 477.
- [7] F. Binon et al., *Nucl. Phys.* **A298**(1978), 499.
- [8] Li Qing-run and Zhou Jin-li, *J. Phys. G*, in press.
- [9] H. Courant et al., *Phys. Rev.*, **C19**(1979), 104.
- [10] E. Aslanides et al., *Phys. Lett.*, **68B**(1977), 221.
- [11] 何淦明,内部通讯.
- [12] H. Palevsky et al., *Phys. Rev. Lett.*, **18**(1967), 1200.

## A Test of the $\alpha$ -Particle Structure of $^{16}\text{O}$ by Means of the Proton Scattering

LI QINGRUN

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

ZHOU JINLI

(Guangxi Normal University, Guilin 541001)

### ABSTRACT

The  $\alpha$ -particle model for  $^{16}\text{O}$  is tested by means of the proton scattering. The elastic angular distributions for the proton- $^{16}\text{O}$  scattering ranging over the whole intermediate energy region are calculated without any adjustable parameter. A overall agreement between the theoretical results and experimental data is obtained.