

# 中能区反质子与原子核的弹性散射\*

李扬国

(汕头大学物理系, 广东 515063)

## 摘 要

运用实验的 $\bar{p}N$  散射振幅和多次散射理论, 在冲量近似下考虑反质子能量从180MeV至1800MeV的光学势, 发现此能区反质子光学势的虚部强度在130—140MeV附近. 用所获得的光学势, 计算 $^{12}C$ ,  $^{26}O$ ,  $^{40}Ca$  和 $^{208}Pb$  等满壳层核在五个能量下的弹性散射微分截面. 看到所用的光学势, 在180MeV能很好地符合实验数值. 本文还预示了此能区在各个核上的理论结果.

## 一、引 言

反质子与原子核的相互作用的研究, 在八十年代中期西欧核子研究中心(CERN)建成低能反质子贮存环(LEAR)后有所突破. 该贮存环早期的反质子能量低于180MeV<sup>[1]</sup>. 由已知的48MeV和179.7MeV的弹性和非弹性散射的实验数据<sup>[1-4]</sup>, 反质子与原子核的散射显示出不同于质子与核散射的特点. 前者具有强烈的衍射花纹, 朝前的散射占主要的份量. 这几年来的一些分析工作, 从唯象和微观等角度集中地认为反质子在核散射上的光学势是强吸收型<sup>[5-8]</sup>. 现在人们对低能区反质子的光学势已有了一些定量的认识. 近来, 反质子贮存环不断的改进. 已有报导它的束流能量提高到达500MeV(动量1100MeV/c)<sup>[9]</sup>, 但仅是束流分析实验. 他们估计不久能量可达近2GeV. 这样, 将会有一批在中能区的反质子与原子核的散射实验数值出现. 为此, 人们很希望在理论上对中能区反质子与核的散射结果有所预测. 在低能区, 对反质子的光学势的获得已有充分的根据. 目前, 在中能区反质子与核的基本作用的特点, 如二体的截面 $\sigma_{\bar{p}N}$ , 实、虚振幅比值 $\epsilon$ 等已有了实验数据. 因此, 有可能猜测中能区反质子光学势的主要特点. 从而预示反质子与核的弹性道微分截面的衍射花纹. 本文将用作者曾采用的多次散射理论和反质子与核子二体散射振幅的结果, 在冲量近似下求得光学势. 再用所获得的光学势探讨从180MeV到1800MeV中能区反质子在各个核上弹性散射的特点. 第二节分析中能区反质子的光学势. 第三节给出一些计算结果. 最后是讨论.

\* 国家自然科学基金资助.

本文1992年2月17日收到.

## 二、反质子的光学势

人们可从多次散射理论能导出反质子与原子核的光学势,在冲量近似下它可写为<sup>[10]</sup>:

$$U_N^{(\text{Opt})}(r) = \langle \varphi_0 | \sum_{i=1}^A t_{NN}(i) | \varphi_0 \rangle, \quad (1)$$

其中  $\varphi_0$  为原子核的基态.  $t_{NN}$  为反质子与核子作用的  $t$  矩阵. 从反质子与核子的散射实验可以获得它的散射振幅,并可以参数化为如下形式:

$$f_{NN}(q) = \frac{ik \sigma_{NN}(1 - i\epsilon)}{4\pi} e^{-\frac{1}{2}\beta^2 q^2}. \quad (2)$$

其中  $\sigma_{NN}$  为二体总截面.  $\epsilon$  为振幅的实、虚比值,  $\beta$  为斜率参数. 利用这个散射振幅与  $t_{NN}$  矩阵的关系,在 Eiknoal 近似下,可以得出如下的反质子在原子核中的光学势:

$$\begin{aligned} U_N^{(\text{Opt})}(r) &= \frac{2\pi\hbar}{m} f_{NN}(0) \rho(r) \\ &= i\hbar v_N \frac{\sigma_{NN}(1 - i\epsilon)}{2} \rho(r) \\ &= V(r) + iW(r). \end{aligned} \quad (3)$$

表 1 二体  $\bar{p}N$  散射振幅的实验数据<sup>[11-13]</sup>

动能 $T$ (MeV)	动量 $p$ (MeV/c)	$\sigma_{NN}$ (mb)	$\epsilon$	$\beta^2$ (GeV/c) <sup>-2</sup>	$W_0$ MeV
46.8	300	220	0.25	35.6	109.5
179.7	607	149	0.2	22.2	129.6
294.8	800	132	0.25	16.2	137.3
508	1100	110	0.22	15.2	133
1070	1775	92	0.14	13.2	131
1833	2607	81	0.04	13.1	122

式中  $v_N$  是反质子在入射能量下的速度,  $\rho(r)$  为核中核子的分布函数,它归一化为核内核子数. 在表 1 中,列出了在各个能量下反质子的  $\bar{p}N$  的总截面  $\sigma_{NN}$ , 振幅实、虚比值  $\epsilon$  和斜率参数  $\beta$  的数据. 从这些数据可以计算出反质子光学势的强度. 对于核子的分布函数  $\rho(r)$ , 为了结合下面的数值计算,我们选取带有普遍性的 Saxon-Woods 型,即

$$\rho(r) = \rho_0 f_j(r), \quad (4)$$

$$f_j(r) = \frac{1}{1 + e^{(r-R_j)/a_j}}, \quad j = v, \text{ 或 } w,$$

$\rho_0$  取  $0.16(\text{fm})^{-3}$ ,  $R_j = r_j A^{1/3}$ ,  $A$  为核子数. 这样,反质子的光学势可以写为:

$$U_N^{(\text{Opt})}(r) = V_0 f_v(r) + iW f_w(r). \quad (5)$$

其中

$$V_0 = \hbar v_N \frac{\sigma_{NN}}{2} \rho_0 \epsilon, \quad (6)$$

$$W_0 = \hbar v_N \frac{\sigma_{NN}}{2} \rho_0. \quad (7)$$

从表1的实验数据可以计算出各种能量下的光学势强度. 我们把计算出的光学势虚部强度  $W_0$  列于表1中最后一列中. 由于散射振幅实、虚比值  $\epsilon$  是一个不很准确的实验值, 且从表1中可以看到小于  $1/4$ , 甚至趋于零. 因此, 实部比虚部弱很多倍, 反质子的光学势是强吸收型. 实部强度  $V_0$  的取值, 我们将考虑  $\epsilon$  的数值和前文<sup>[5]</sup>讨论的因素来确定. 它将随入射能量的增高而趋于减少. 在下节将会具体地给出所计算能量下 Saxon-Woods 光学势的各个参数的取值. 有了光学势, 我们采用严格的分波法求解在此光学势下的 Schrodinger 方程. 给出散射振幅与各分波相移的如下形式:

$$F(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [S_l - 1] e^{2i\sigma_l} P_l(\cos\theta) + f_c(\theta). \quad (8)$$

其中  $S_l = \gamma e^{2i\delta_l}$ , 称为  $l$  分波的  $S$  矩阵,  $\delta_l$  称为  $l$  分波相移.  $f_c(\theta)$  是库仑散射振幅.  $\sigma_l$  为库仑相移. 我们是在包含有反质子与原子核有库仑势下求得散射振幅. 库仑势取成均匀电荷分布的形状. 最后, 反质子与核弹性散射的微分截面为

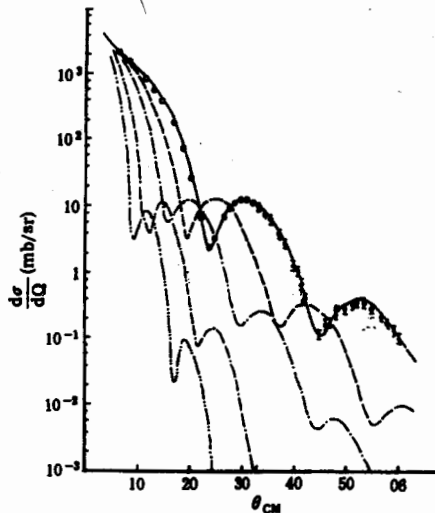
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(\theta)|^2. \quad (9)$$

### 三、一些计算结果

对反质子与原子核弹性散射衍射花纹影响最强烈的是由二体总截面  $\sigma_{NN}$  确定的光学势虚部强度  $W_0$ . 从表1中可以看到,  $\sigma_{NN}$  虽然在入射能量从  $47\text{MeV}$  至  $1.83\text{GeV}$  下降了3倍, 但由于对应的反质子速度也相应地从  $0.3c$  上升到  $0.94c$  ( $c$  为光速), 即约三倍. 从而, 由(7)式计算的  $W_0$ , 除了  $47\text{MeV}$  入射能量时略低, 在  $110\text{MeV}$  附近. 在入射能量从  $180\text{MeV}$  至  $1.8\text{GeV}$  这一广阔能区中,  $W_0$  在  $130\text{MeV}$  附近上下摆动. 因此, 理论上可以视为在此能区  $W_0$  为不变值, 在本文计算中取为  $135\text{MeV}$ . 光学势的实部强度, 应考虑相应能量下的  $\epsilon$  值. 在以前的工作中<sup>[5]</sup>, 我们曾讨论在确定的入射反质子能量下,  $W_0, V_0$  可以在较大的变化范围内符合角分布的实验, 只要相应地调节光学势的核半径  $r_0$  和弥散参数  $a_0$ . 在这里, 我们先以有实验结果的入射能量为  $179.6\text{MeV}$  为基准, 由(6), (7)式定了  $W_0$  和  $V_0$ , 调节  $r_w, a_w, r_v$  和  $a_v$  使之符合已有的实验. 图1—4最外面的  $179\text{MeV}$  的曲线便是这一情况的计算值. 在图中同时画出了实验的点子. 看到我们从上面框架所确定的光学势, 都能很好地描述从轻核到重核的实验结果. 这样, 我们便有依据去预测更高能量下的弹性散射微分截面. 它们的光学势,  $W_0$  的强度如上面的讨论总在  $130\text{MeV}$  附近. 在此取为  $135\text{MeV}$ .  $V_0$  依赖于  $\epsilon$ , 对在  $1\text{GeV}$  以上的入射能量, 有明显的下降.  $r_w$  和  $a_w$  由于  $W_0$  没

表2 反质子与原子核在各能量下的光学势参数

核	$E_{\bar{p}}$ MeV	$W_0$ MeV	$V_0$ MeV	$r_w$ fm	$r_v$ fm	$a_w$ fm	$a_v$ fm
$^{12}\text{C}$	179.5	135	35	1.05	1.2	0.54	0.54
	294.8	135	35	1.05	1.2	0.54	0.54
	508	135	35	1.05	1.2	0.54	0.54
	1070	135	20	1.05	1.3	0.54	0.54
	1833	135	10	1.05	1.4	0.54	0.54
$^{16}\text{O}$	178.4	135	35	1.05	1.2	0.54	0.54
	294.8	135	35	1.05	1.2	0.54	0.54
	508	135	35	1.05	1.2	0.54	0.54
	1070	135	20	1.05	1.3	0.54	0.54
	1833	135	10	1.05	1.4	0.54	0.54
$^{40}\text{Ca}$	179.8	135	35	1.15	1.25	0.6	0.55
	294.8	135	35	1.15	1.25	0.6	0.55
	508	135	35	1.15	1.25	0.6	0.55
	1070	135	20	1.15	1.4	0.6	0.55
	1833	135	10	1.15	1.45	0.6	0.55
$^{208}\text{Pb}$	180.3	135	35	1.15	1.3	0.7	0.6
	294.8	135	35	1.15	1.3	0.7	0.6
	508	135	35	1.15	1.3	0.7	0.6
	1070	135	20	1.15	1.4	0.7	0.6
	1833	135	10	1.15	1.5	0.7	0.6

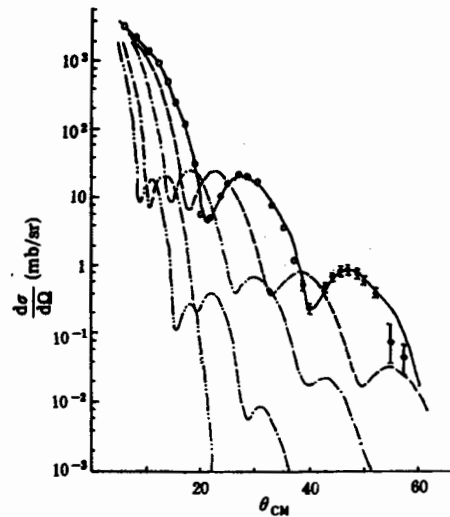
图1 反质子与 $^{12}\text{C}$ 核的弹性散射微分截面.

曲线是光学势的计算结果

分别对应的能量为:—179.5MeV,·····294.8MeV,

- · - · - 508MeV, - - - - 1070MeV,

- · - · - 1833MeV. 点为179.5MeV的实验值

图2 反质子与 $^{16}\text{O}$ 核的弹性散射微分截面. 其它说明同图1

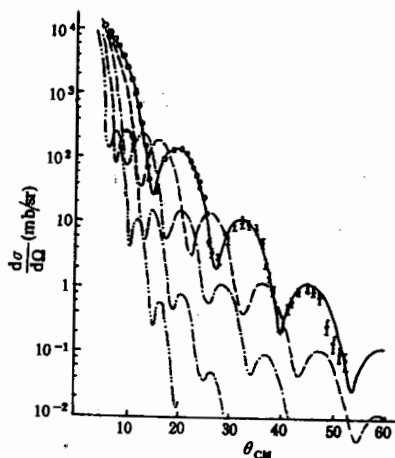


图3 反质子与 $^{40}\text{Ca}$ 核的弹性  
散射微分截面.其它说明同图1

计算结果显示,随着能量的上升,衍射的花纹更为密集.如果探测技术在 $10^{-2}\text{mb/sr}$ 以上都能较好的量得,那么图示范围皆是可以测量的区域,即在各个能量下,至少在衍射花纹的二至三个极小值以前的区域都能很好被测出来.其次,这里所用在光学势下严格解的计算值也可以与 Glauber 多次散射理论下的结果<sup>[14]</sup>比较.这里所用的二体散射的数据和文献<sup>[14]</sup>所用是一致的,其区别只是处理的方法有所不同.

有变化而应取 $179\text{MeV}$ 时的数值. $r_0$ 和 $a_0$ 大体接近.在文献<sup>[5]</sup>中,我们曾分析光学势变化的规律,在这里的计算中参考了这些经验.具体各能量下各个核的光学势参数列于表2中.用此光学势计算的微分截面都分别画于图1—4中.其中反质子能量为 $294.8\text{MeV}$ 和 $508\text{MeV}$ 分别对应于动量 $800\text{MeV}/c$ 和 $1100\text{MeV}/c$ ,为已知LEAR的束流能量<sup>[9]</sup>,估计LEAR束流的最高能量可达 $\text{GeV}$ 的量级<sup>[14]</sup>.故在这里还计算了文献<sup>[14]</sup>用 Glauber 理论方法预算的二组能量 $1.07$ 和 $1.83\text{GeV}$ .通过这些计算,预示了即将出现的实验的可能结果.这些

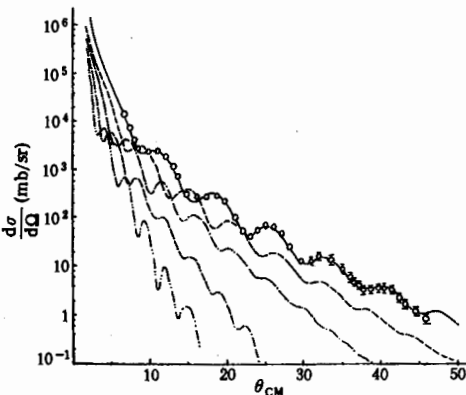


图4 反质子与 $^{208}\text{Pb}$ 核的弹性  
散射微分截面.其它说明同图1.

#### 四、讨 论

我们在多次散射和冲量近似下导出反质子的光学势.并从二体散射的实验数据确定反质子光学势的强度.发现反质子光学势的虚部强度在入射能量从 $180\text{MeV}$ 到 $1.8\text{GeV}$ 之间的能区几乎是一个不变值.而它的实部,比起虚部来说要弱几倍.它随入射能量的上升而趋于减弱.因此,反质子光学势是一个具有强吸收型的光学势.这样所确定的光学势,在低能端,即 $180\text{MeV}$ 处,能够符合各个原子核已有的实验数据.同时,我们还预示了不久将出现的,入射能量更高时的微分截面.在此所给出的满壳核 $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ , $^{40}\text{Ca}$ 和 $^{208}\text{Pb}$ 的理论结果都显示了很清晰的衍射花纹以及各种情况下峰、谷的位置和微分截面的绝对值.这些预示对于实验家是很有益的.由于入射能量 $179\text{MeV}$ 时理论值与实验值的极佳的吻合.使我们相信,更高能量处的理论值将会与实验结果相符的趋势.本文计算的部份结果与文献<sup>[14]</sup>所用 Glauber 理论计算的情况是相同,例如同在入射能量为 $1070$ 和 $1833\text{MeV}$ ,对 $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ 和 $^{40}\text{Ca}$ 核的弹性散射.对比两者的结果,可以发现,衍射花纹的各个峰、谷的强度在量级上是相似的.在相同的条件下,他们的计算结果,其峰、谷位置比我们的计算更朝小角度移动,而且随入射反质子的能量上升,朝前移动更快些,使用分波法严

格求解 Schrödinger 方程和用 Glauber 理论方法所得计算结果为何有如此显著的差别这是值得注意的. 当然最好的检验是来自与实验的比较. 现在, 295 和 508MeV 的束流在实验上已经出现了. 我们在这里计算此能量下的一些结果, 目的也是盼望能得到实验的检验. 由  $^{208}\text{Pb}$  核的一组计算(见图 4), 可以看到衍射的花纹比起轻核或中重核更为强烈之外, 其强度也是大大地增强了, 约增强一至二个数量级, 这反映了对重核, 参与散射的核子数更多. 在文献[5]中, 我们曾讨论了强吸收型的光学势, 散射主要发生在核表面上, 而对于重核, 这个表面积比起轻核要大得多. 总之, 我们尽可能在可靠的依据下获得一些结果. 期望不久将会有新的实验可以比较.

感谢马维兴同志的有益讨论.

### 参 考 文 献

- [1] D. Garreta et al., *Phys. Lett.*, **135B**(1984), 266; **139B**(1984), 468; **149B**(1984), 64; **151B**(1985), 473.
- [2] V. Ashford et al., *Phys. Rev.*, **C 30**(1984), 1080.
- [3] W. Bruckner et al., *Phys. Lett.*, **158B**(1985), 180.
- [4] M. C. Lemaire et al., *Nucl. Phys.*, **A456**(1986), 557.
- [5] 李扬国, 《高能物理与核物理》, **12**(1988), 501.
- [6] O. D. Dalkarov et al., *Nucl. Phys.*, **A445**(1985), 579; **A478**(1988), 635.
- [7] S. Janouin et al., *Nucl. Phys.*, **A451**(1986), 541.
- [8] S. Adachi et al., *Nucl. Phys.*, **A470**(1987), 461.
- [9] A. Martin et al., *Nucl. Phys.*, **A487**(1988), 567.
- [10] A. K. Kerman et al., *Ann. of Phys.*, **8**(1959), 551.
- [11] R. Klapisch *Nucl. Phys.*, **A434**(1985), 222.
- [12] P. Jenni et al., *Nucl. Phys.*, **B94**(1975), 1.
- [13] H. Kaseno et al., *Phys Lett.*, **61B**(1976), 203; **68B**(1977), 487.
- [14] W. H Ma et al., *Phys. Rev.*, **C44**(1991), 615.

## Antiproton-Nucleus Elastic Scattering at Intermediate Energies

LI YANGGUO

(Shantou University, Guangdong, 515063)

### ABSTRACT

Using the experimental  $\bar{p}N$  amplitudes and multiple scattering theory, we obtained the antiproton optical potential at incident energies from 180 to 1800MeV under the impulse approximation. It is found that the imaginary parts of the optical potential strengths are nearly constant between 120 to 140MeV. By using these optical potentials, We have the calculation results of the elastic scattering differential cross sections from the closed shell nuclei  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{208}\text{pb}$  for five kinetic energies ranging from 180 to 1800MeV. At 180MeV, the experimental data are fitted very well, and the theoretical results at higher energies are predicted.