

# 反质子与核弹性散射的自旋观察量\*

李扬国

(汕头大学, 广东)

## 摘 要

用含有自旋轨道耦合的反质子光学势, 分析反质子与原子核弹性散射时的微分截面, 极化度和自旋转动函数. 得到能够描述这些实验值更为完整的反质子光学势.

## 一、引 言

继西欧核子研究中心 (CERN) 在低能反质子贮存环装置 LEAR 上, 用 300 MeV/c 和 600 MeV/c 束流获得弹性散射微分截面之后<sup>[1,2]</sup>, 最近用 550 MeV/c 反质子束流在<sup>12</sup>C核上第一次测得极化量角分布  $P(\theta)$ <sup>[3]</sup>. 无疑对人们研究反质子与核的相互作用是一个重要的讯息.

几乎大部分对反质子与核的弹性散射理论分析停留在中心势的光学势上<sup>[4,5]</sup>. 在未有自旋观测量之前, 人们不喜欢引入更多的参数来描述获得的实验结果, 这是正常的. 然而极化量的测得, 反映了只考虑反质子中心势是不够的. 必然要进一步涉及光学势中自旋轨道耦合项将起什么作用和多大作用. 本文在文献[4]的基础上, 讨论非相对论性光学势中自旋轨道耦合势将会对自旋依赖的物理量引起什么结果. 并具体的分析<sup>12</sup>C核的微分截面及极化量.

## 二、<sup>12</sup>C 的微分截面和自旋依赖量的计算分析

在非相对论性描述反质子与原子核弹性散射微分截面和自旋观测量时, 光学势要求包含更为普遍的自旋轨道耦合项, 即其形式为:

$$U^{(opt)} = V(r) + iW(r) + \left(\frac{\hbar^2}{m_p c}\right)^2 (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{l}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (V_{so}(r) + iW(r)) \quad (1)$$

其中  $\boldsymbol{\sigma}$  为反质子泡里矩阵,  $\mathbf{l}$  为角动量算符. 这样求解 Schrödinger 方程并可得如下性质的散射振幅:

$$M(\theta) = F_1(\theta) + \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n} F_2(\theta) \quad (2)$$

\* 国家自然科学基金资助课题.  
本文 1988 年 6 月 15 日收到.

其中  $\hat{n}$  为散射平面法线方向单位矢量, 从而可以获得各个物理观察量与振幅  $F_1(\theta), F_2(\theta)$  的关系. 这些物理量有微分截面  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ , 极化度  $P(\theta)$  或分析本领  $A_y(\theta)$ , 自旋转动函数  $Q(\theta)$ <sup>[6]</sup>. 并且这三个物理观测量构成一组独立的完整的观测量. 显然, 若光学势只有中心势,  $F_2(\theta) \equiv 0$ . 则所有自旋观测量恒为零.

反质子的第一个极化量的实验, 是用  $550 \text{ MeV}/c$  束流在  $^{12}\text{C}$  核上获得. 而在  $600 \text{ MeV}/c$  束流上早已测得微分截面. 这二组能量很接近, 故可以用相似的包含自旋轨道耦合的光学势进行计算、分析. 并与实验结果比较. 光学势的形状取常用的 Saxon-Woods 型即:

$$\begin{aligned}
 V(r) + iW(r) &= -V_0 \frac{1}{1 + e^{(r-R_p)/a_p}} \\
 &\quad - iW_0 \frac{1}{1 + e^{(r-R_f)/a_f}} \\
 V_{s.o}(r) + iW_{s.o}(r) &= -V_{s.o} \frac{1}{1 + e^{(r-R_s)/a_s}} \\
 &\quad - W_{s.o} \frac{1}{1 + e^{(r-R_0)/a_0}} \quad (3)
 \end{aligned}$$

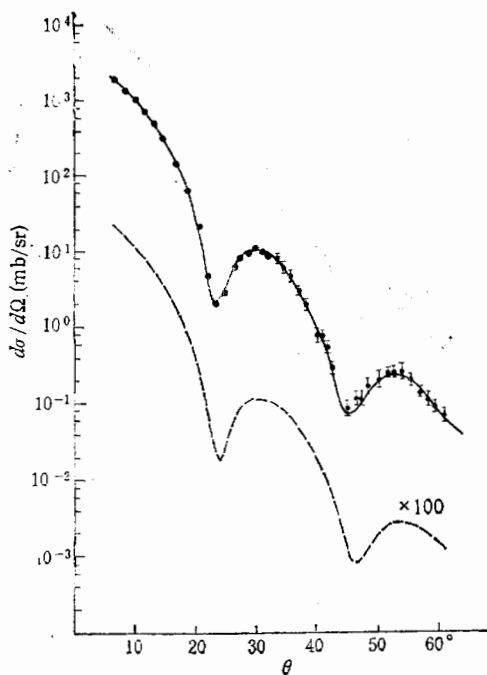


图1  $600 \text{ MeV}/c$  反质子与  $^{12}\text{C}$  弹性散射微分截面

实线为仅中心势的结果. 虚线为加上自旋轨道耦合势的结果. 点为实验值

反质子光学势中心势的特点, 于文献 [4] 中与微分截面的实验符合中已有充分的分析, 它是强吸收型并已获得一套能够描述好各原子核的中心势参数<sup>[4]</sup>. 考虑了自旋观察量之后, 整个光学势参数的选取是这样考虑. 首先, 中心势部分取 [4] 中已能符合微分截面的结果. 其次, 自旋轨道耦合势的参数取质子-核在同一能量、同一核上的  $V_{s.o}$  参数<sup>[7]</sup>. 质子-核的自旋轨道耦合势是不考虑吸收的. 但反质子光学势是强吸收型, 没有理由不考虑其虚部. 为此取两种情况: (i)  $W_{s.o} = 0$ , 即与质子相同的

势. (ii)  $W_{s.o} = 2V_{s.o}$ , 即有很强的吸收. 这样考虑的光学位, 用严格的分波法求得  $F_1(\theta)$  和  $F_2(\theta)$ , 从而计算得到微分截面  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ , 极化度  $P(\theta)$  和自旋轨道函数  $Q(\theta)$ .  $600 \text{ MeV}/c$  的计算结果画于图 1, 2 中. 各个计算曲线的光学位参数列于表 1 中

从图 1 看到微分截面受自旋轨道耦合势的影响甚微. 各组都同样地能够描述微分截面的衍射花纹, 甚至  $W_{s.o}$  的强弱也影响不大. 图 1 的虚线区别不出不同  $W_{s.o}$  的贡献. 但若看看图 2 对自旋观察量的计算, 便发现有明显的变化. 首先, 只有中心势时,  $P(\theta) \equiv 0$ ,  $Q(\theta) \equiv 0$ . 图 2 的曲线是对应于两组不同吸收强度的自旋轨道耦合势的结果. 看到  $P(\theta)$  和  $Q(\theta)$  呈绕射花纹. 对应于微分截面的峰、谷处,  $P(\theta)$  和  $Q(\theta)$  的变化强烈. 并

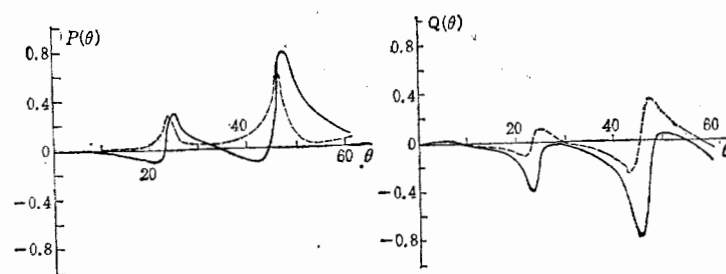


图 2 600MeV/c 反质子与  $^{12}\text{C}$  的极化度  $P(\theta)$  和自旋转动函数  $Q(\theta)$   
实线为 3 组光学位参数的结果。虚线为 2 组光学位参数的结果

表 1 反质子与  $^{12}\text{C}$  核的光学势参数

动量 MeV/ c	$V_0$ MeV	$W_0$ MeV	$R_V$ fm	$R_I$ fm	$a_V$ fm	$a_I$ fm	$V_{r,0}$ MeV	$W_{r,0}$ MeV	$R_r$ fm	$R_0$ fm	$a_s = a_0$ fm	组
600	82	195.6	2.15	2.0	0.52	0.584						1
	82	195.6	2.15	2.0	0.52	0.584	4.5	0	2.16	2.0	0.571	2
	82	195.6	2.15	2.0	0.52	0.584	4.5	9.0	2.16	2.0	0.571	3
550	80	180.	2.19	2.13	0.52	0.58	5.5	1.0	2.19	2.19	0.56	1
	40	180.	2.59	2.13	0.52	0.58	5.5	5.5	2.59	2.19	0.56	2
	20	180.	3.09	2.13	0.52	0.58	5.5	5.5	3.09	2.19	0.56	3

可看出,强吸收  $W_{r,0} = 2V_{r,0}$  与弱吸收的绕射花纹相似,只有量上的差别。

550MeV/c 的  $\bar{p}$ - $^{12}\text{C}$  散射只测量了极化度  $P(\theta)$ 。我们用与 600MeV/c 强度相似的中心势和自旋轨道耦合势。计算的结果画于图 3, 4 中。所用光学势参数也列于表 1 中。上面对 600 MeV/c 的分析着重于自旋轨道耦合势的影响。在文献[4]中已看到光学势中心位的实部可以在一个相当大的范围内变化,都能够符合微分截面的结果。那么当光学势包含了自旋轨道耦合位之后,有必要再考察  $V_0$  对  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ,  $P(\theta)$  和  $Q(\theta)$  所起的作用。故取三组  $V_0$  值,它的变化从 20—80MeV。图 3 微分截面的结果看到  $V_0$  在这个变化范围内只要  $R_V$  与之匹配,便能得到相一致的结果,即使包括了自旋轨道耦合势,结论仍与文献[4]相同。表明自旋轨道耦合势对微分截面的贡献是微弱的。然而图 4 对自旋观察量的计算,情景却大为不同了。除了上面提到的只有中心势时  $P(\theta) \equiv 0$ ,  $Q(\theta) \equiv 0$  外。在其他参数几乎不变而只变化  $V_0$  的情况

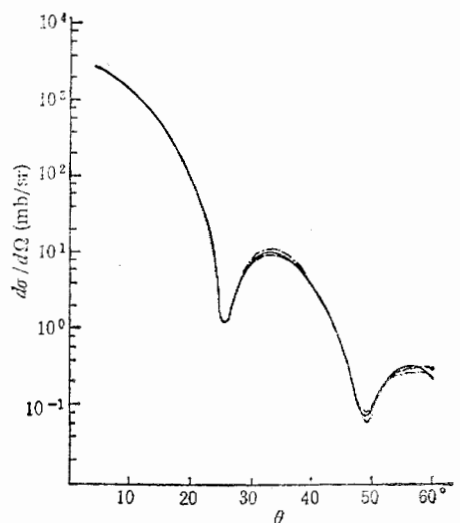


图 3 550MeV/c 反质子与  $^{12}\text{C}$  弹性散射微分截面  
虚线,实线和点划线分别对应于光学位参数的第  
1, 2 和 3 组的结果

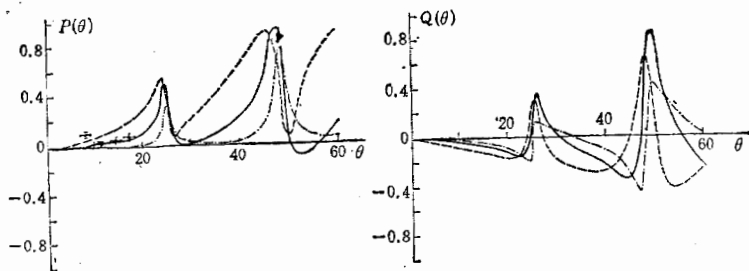


图4 550MeV/c 反质子与 $^{12}\text{C}$ 的极化度  $P(\theta)$  和自旋转动函数  $Q(\theta)$ 。

虚线,实线和点划线分别对应于光学位参数的第1,2和3组,点为实验数值。

下。  $P(\theta)$ ,  $Q(\theta)$  的差别是显著的。若比较极化量  $P(\theta)$  的实验值与理论曲线,似乎  $V_0 \sim 40\text{MeV}$  时所得的结果能更好描绘实验的  $P(\theta)$  值。由于实验只在小于20度处有一些误差较大的值,而在大些角度的自旋观察量的行为仍未有实验可比较。故这里的分析是初步的。

### 三、讨 论

由于实验测得了极化量,反质子光学势再也不能忽略自旋轨道耦合势的影响了。S. Adachi<sup>[8]</sup>最近研究了包含自旋轨道耦合项在内的微观反质子光学位,他们所得的结果,就其变化趋势和数值大小和我们的结果很相近。这里的计算,首先发现考虑了自旋轨道耦合势之后,它对微分截面的贡献不明显。这表明光学势中的中心位部分便能够很好描述微分截面的实验结果。然而,这不等于自旋轨道耦合势便不重要而可忽略,因为极化值已被实验所量得。其次,对反质子光学位中自旋轨道耦合势的强弱作了初步的分析。选取实部  $V_0$  的深度与质子光学势一致。这是合理的。因为尽管反质子光学势是强吸收型,但其中心势的实部强度与质子的大体相当。至于虚部  $W_0$  的强弱,这里发现它不像中心势虚部那么重要。最后,我们发现中心势的实部,在不影响微分截面的前提下,对自旋观察量有较为明显的影响。对550MeV/c 在 $^{12}\text{C}$ 核上的分析,似乎表明,当我们考虑了包含自旋轨道耦合势的整个反质子光学势,并与自旋观察量的测量值比较后,光学势中的一些不确定的因素便将消失,或部分消失。如  $V_0$  与质子光学势接近时更能符合  $P(\theta)$  的实验值。

### 参 考 文 献

- [1] S. Janouin, et al., *Nucl. Phys.*, **451A**(1986),541.
- [2] D. Garreta, et al., *Phys. Lett.*, **135B**(1984),266, **139B**(1984),464; **149B**(1984),64; **151B**(1985),473.
- [3] R. Birsa, et. al., CERN-EP/85-28.
- [4] 李扬国,高能物理与核物理 **12**(1988),501.
- [5] O. D. Dalkarov, et al., *Nucl. Phys.*, **445A** (1985), 579.
- [6] 李扬国,高能物理与核物理,**11**(1987),208.
- [7] C. M. Perey and F. G. Perey, *Atomic Data and Nuclear Data Table*, **17** (1976), 1.
- [8] S. Adachi et al., *Nucl. Phys.*, **470A** (1987), 461.

## SPIN OBSERVABLE IN ANTIPROTON-NUCLEUS ELASTIC SCATTERINGS

LI YANGGUO

(Shantou University, Guangdong)

### ABSTRACT

Elastic antiproton-nucleus scattering is analysed by a phenomenological optical model potential with spin orbit interaction. The elastic scattering differential cross section  $d\sigma/d\Omega$ , polarization  $P(\theta)$  and spin rotation function  $Q(\theta)$  can be described by this potential. From the comparison with  $^{12}\text{C}$  nucleus experiment data of differential cross section and polarization, we obtain a more realistic antiproton optical potential.