

# 反质子与核非弹性碰撞中的自旋效应\*

李扬国

(汕头大学物理系, 515063)

## 摘 要

$A(\bar{p}, \bar{p}')A^*$  非弹性碰撞过程, 若反质子的光学势包含了自旋轨道耦合势, 它在碰撞过程中不但能激发正常宇称态, 也能激发反常的宇称态, 以及非弹性过程的极化度. 本文在 DWIA 框架下导出了微分截面  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$ , 极化度  $P(\theta)$ . 并对入射能量为 46.8 MeV 和 179.7 MeV  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$  的  $2^+$ ,  $3^-$  和  $1^+$  态微分截面、极化度进行严格的分波方法计算. 计算与实验符合很好. 由于反常宇称态的非弹过程已被测得, 表明反质子光学势的自旋效应不容忽视.

## 一、引 言

在原子核物理的研究中, 存在着自旋依赖性的力是无可致疑的事实. 核子与核碰撞现象中, 核子光学势包含自旋轨道耦合势都已有定量的结果<sup>[1]</sup>. 它对于解释核子与核各种碰撞过程中的物理量, 特别是自旋依赖的物理量如极化  $P(\theta)$  等至关重要. 然而对于反质子与原子核作用势的认识, 仅在初级阶段<sup>[2]</sup>. 这是因为反质子是一种稀有的粒子. 用它形成束流作为核物理研究的探针只是近年之事<sup>[3]</sup>. 目前实验上积累的数据不多<sup>[4,5]</sup>. 我们也仅能从这不多的实验事例中去概括反质子与核作用的光学势. 认识到它具有很强的吸收项. 我们称它为强吸收型. 这与核子光学势是弱吸收型<sup>[1]</sup> 形成鲜明的对照. 而对反质子与核相互作用中自旋轨道耦合项的特点, 人们对它的了解则更少. 而且在分析反质子的弹性散射时, 为了简便, 常仅取中心势.

然而在反质子与原子核的弹性散射中, 已经测量到极化量  $P(\theta)$ <sup>[6]</sup>. 反质子光学势再也不能忽略自旋轨道耦合势的影响了<sup>[7]</sup>. 再观察反质子与原子核的非弹性散射实验上的激发谱. 对偶-偶核(如  $^{12}\text{C}$ )除了激发正常的  $2^+$ ,  $3^-$  态外, 也激发靶核子自旋被打翻的能态如  $1^+$ ,  $2^-$  态<sup>[4]</sup>. 要使靶核子自旋反向. 从非弹性散射的扭曲波冲量近似的理论出发, 必需考虑反质子的光学势中存在自旋轨道耦合势. 这一些迹象表明反质子与核作用的自旋轨道耦合力不容忽视. 本文将进一步讨论反质子与原子核非弹性散射现象. 考虑自旋轨道耦合势的反质子扭曲波对非弹性散射的影响. 利用文献[8]扭曲波冲量近似 DWIA 讨论

本文于 1991 年 4 月 4 日收到

\* 国家自然科学基金资助.

$A(\bar{p}, \bar{p}')A^*$  非弹性散射问题。在第二节中, 将导出具有自旋依赖性反质子扭曲波情况下的非弹过程  $A(\bar{p}, \bar{p}')A^*$  的  $T$  矩阵, 从而导出微分截面  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$ 、极化度  $P_f(\theta)$  的表达式。第三节计算  $^{12}\text{C}$  靶核的结果。最后是分析讨论。

## 二、具有自旋作用扭曲波的非弹性 DWIA 近似

反质子与核发生非弹性碰撞, 在 DWIA 的理论框架下, 若反质子光学势包含自旋轨道耦合项:

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

则扭曲波  $\chi_{\mu}^{(+)}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ ,  $\chi_{\mu}^{(-)}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$  中  $JL$  分波满足如下方程:

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + k^2 \cdot \frac{L(L+1)}{r^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (U^{(\text{opt})} + V_c(r)) \right] \chi_{JL}(kr) = 0, \quad (2)$$

$V_c(r)$  是库仑势。在扭曲波冲量近似下, 非弹性碰撞的  $T$  矩阵元写为:

$$\langle \mathbf{k}'_{\bar{p}}, f | T | i \mathbf{k}_{\bar{p}} \rangle = \langle \chi_{\mu'}^{(-)} \phi_{J_i M_i}(A) | S | \phi_{J_i M_i}(A) \chi_{\mu}^{(+)} \rangle, \quad (3)$$

其中

$$S = \sum_{j=1}^A t_{\bar{p}}(j), \quad (4)$$

是反质子与核中核子基本相互作用算符。在冲量近似下用两体碰撞矩阵  $t_{\bar{p}}(j)$  表示。  $\phi_{J_i M_i}(A)$ ,  $\phi_{J_f M_f}(A)$  为核的初末态波函数。由于反质子的波函数受含有自旋轨道耦合力所扭曲。他的自旋取向可以改变。故(3)式  $T$  矩阵中  $\mu' \neq \mu$  的矩阵元不为零。为了约化上面的  $T$  矩阵元, 用把核波函数中那个被碰的核子抽出来的技巧和经过冗长的约化方法, 可以把  $T$  矩阵元写为:

$$\langle \mathbf{k}'_{\bar{p}} f | T | i \mathbf{k}_{\bar{p}} \rangle = \langle \mathbf{k}'_{\bar{p}} | t_{\bar{p}N} | \mathbf{k}_{\bar{p}} \rangle F_{M_f M_i}^{\mu' \mu}(\theta), \quad (5)$$

其中  $\langle \mathbf{k}'_{\bar{p}} | t_{\bar{p}N} | \mathbf{k}_{\bar{p}} \rangle$  是在  $\bar{p}$  核质心系中二体  $t$  矩阵元。

$$F_{M_f M_i}^{\mu' \mu}(\theta) = \sum_{LM} \hat{J}_i \mathcal{D}_L(j' l' j l) C_{J_i M_i L M}^{J_f M_f} S_{j' l' j l}^{\mu' \mu}(\theta), \quad (6)$$

$$S_{j' l' j l}^{\mu' \mu}(\theta) = \sum_{L_b} \beta_{j' l' j l L_b}^{M' \mu' \mu} P_{L_b}^{\mu - M - \mu'}(\theta), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \beta_{j' l' j l L_b}^{M' \mu' \mu} &= \frac{\sqrt{4\pi}}{k_{\bar{p}} k'_{\bar{p}}} \sum_{J_a J_b L_a} (i)^{L_a - L_b} \hat{L}_a \hat{L}_b \hat{J}_b W \left( J_b \frac{1}{2} L L_a; L_b J_a \right) \\ &\quad \cdot C_{L_b 0 L_0}^{L_a \mu} \cdot C_{L_a 0 \frac{1}{2} \mu}^{J_a \mu} \cdot C_{L_b \mu - M - \mu' \frac{1}{2} \mu'}^{J_b \mu - M} \cdot C_{J_b \mu - M L M}^{J_a \mu} \\ &\quad \cdot I_{J_a L_a J_b L_b}^{j' l' j l} \sqrt{\frac{(L_b - |\mu - M - \mu'|)!}{(L_b + |\mu - M - \mu'|)!}}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$I_{J_a L_a J_b L_b}^{j' l' j l} = \int dr \chi_{J_b L_b}^{(-)}(k'_{\bar{p}} r) \varphi_{j' l'}^*(r) \varphi_{j l}(r) \chi_{J_a L_a}^{(+)}(k_{\bar{p}} r), \quad (9)$$

$$\mathcal{D}_L(j' l' j l) = \sum_j B_{j' l'}^* B_{j l} \hat{l}' \hat{l} \hat{j} \hat{j}' W \left( j \frac{1}{2} L l'; l j' \right) \cdot W(J, J L j'; j J_j) C_{l' 0 l 0}^{L 0}, \quad (10)$$

式中  $\hat{l} \equiv \sqrt{2l+1}$ ,  $L_a J_a$ ,  $L_b J_b$  是扭曲波分波数值,  $l_j$  和  $l'_j$  是非弹性碰撞过程中受激发粒子的初、末态轨道角动量和总角动量,  $J$  为靶核受激发核心所可能的总角动量,  $\mathcal{D}_L(j'l'jl)$  是与核结构相关联的因子, 它是确定碰撞末态是强或弱的重要因子, 即量度跃迁的强弱,  $I_{J_a L_a J_b L_b}^{l'_j l'_j l_j l_j}$  为相应的扭曲波分波波函数和受激核子的径向波函数的积分,  $P^{|\mu|}(\theta)$  是缔合勒让得函数,  $\mu, \mu'$  分别为反质子初、末态的自旋取值, 进一步用密度矩阵来导出非弹性微分截面  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  和极化度  $P_f(\theta)$ , 按密度矩阵理论, 散射后的密度为<sup>[9]</sup>

$$\rho_f = F \rho_i F^+, \quad (11)$$

$F$  是(6)式矩阵元所构成的矩阵, 它是在磁分量态空间的矩阵元,  $\rho_i$  是初态密度矩阵, 若初态各磁分量态贡献均匀, 即各向同性, 则

$$\rho_i = \frac{1}{2} \frac{1}{2J_i + 1} I. \quad (12)$$

这样非弹性微分截面  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  正比于强度  $I_0(\theta)$ ,

$$\begin{aligned} I_0(\theta) &= \text{Tr}(\rho_f) = \frac{1}{2(2J_i + 1)} \text{Tr}(FF^+), \\ &= \frac{(2J_f + 1)}{2} \sum_{LM\mu\mu'} \frac{1}{(2L + 1)} |\mathcal{D}_L(j'l'jl)|^2 |S_{j'l'j'l}^{M\mu\mu'}(\theta)|^2, \end{aligned} \quad (13)$$

非弹性的极化度  $P_f(\theta)$  由下式确定:

$$\begin{aligned} I_0(\theta) P_f(\theta) &= \frac{(2J_f + 1)}{2} \sum_{LM} \frac{1}{2L + 1} |\mathcal{D}_L(j'l'jl)|^2 \\ &\times \text{Im} (S_{j'l'j'l}^{*M\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(\theta) S_{j'l'j'l}^{M-\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(\theta) + S_{j'l'j'l}^{*M\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}(\theta) S_{j'l'j'l}^{M-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}(\theta)), \end{aligned} \quad (14)$$

最后, 反质子的 DWIA 近似下的微分截面

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i} = \frac{k'_p k_{pN}}{k_p k'_{pN}} \left(\frac{AE'}{E}\right)^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}N \rightarrow \bar{p}N} I_0(\theta), \quad (15)$$

其中  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}N \rightarrow \bar{p}N}$  是反质子与核子的自由两体微分截面,  $E'$  为两体系统的总能,  $E$  为体系的总能,  $k_p, k'_p, k_{pN}, k'_{pN}$  分别为在  $\bar{p}$ -核和  $\bar{p}$ -N 系中反质子的入射和出射动量.

对偶-偶核,  $J_i = 0$ , 则  $L = J_f$ , 只有一个确定  $L$  值. 对核中从  $\varphi_{il}(\mathbf{r})$  态跃迁到  $\varphi_{j'l'}(\mathbf{r})$  态的极化度  $P_f(\theta)$  表为:

$$P_f(\theta) = \frac{\text{Im} \sum_M (S^{*M\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(\theta) S^{M-\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(\theta) + S^{*M\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}(\theta) S^{M-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}(\theta))}{\sum_{\mu\mu'} |S^{M\mu'\mu}(\theta)|^2}, \quad (16)$$

上式忽略  $S_{j'l'j'l}^{M\mu'\mu}(\theta)$  的下标, 因为它为确定值. 下面将严格求解含有自旋轨道耦合光学势的(2)式方程, 在确定核中核子分布函数下, 计算  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$  的  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  和  $P_f(\theta)$ .

### 三、非弹性碰撞的微分截面和极化值的计算

实验上反质子的非弹性散射实验只在  $^{12}\text{C}$  核测到激发谱和一部分微分截面. 入射反质子的能量为 46.8 MeV 和 179.7 MeV<sup>[3,4]</sup>. 从这些实验中见到不单激发了正常宇称态, 如到  $2^+(4.4\text{MeV})3^-(9.6\text{MeV})$  态. 还激发了自旋被打翻的  $1^+(12.7\text{MeV})$  态. 为此, 这里用上一节导出的公式计算到达这一些状态的微分截面  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  和极化度  $P_f(\theta)$ . 在计算中, 所出现的扭曲波,  $\bar{\text{P}}\text{N}$  基本过程和  $^{12}\text{C}$  的结构作如下的考虑. 含有自旋轨道耦合的光学势形状取 Saxon-Woods 型.

$$V(r) + iW(r) = V_0 \frac{1}{1 + e^{(r-R_p)/a_p}} + iW_0 \frac{1}{1 + e^{(r-R_l)/a_l}}, \quad (17)$$

$$V_{,s}(r) + iW_{,s}(r) = V_{,s} \frac{1}{1 + e^{(r-R_s)/a_s}} + iW_{,s} \frac{1}{1 + e^{(r-R_s)/a_s}}, \quad (18)$$

光学势参数要求在相同能量下能够符合弹性散射所得的结果<sup>[2,7]</sup>. 在入射能量确定后, 它应取定. 当前, 对反质子光学势的认识还很初步, 认为它是一个强吸收型的位势. 从符合弹性散射的角度, 准许实部和虚部在一个范围内相匹配的变化, 同时, 在符合弹性散射的光学势下, 对非弹性的影响极微小<sup>[8]</sup>. 按这样的考虑, 下面图中画出的计算所用的光学势参数列于表 1 中. 出射的扭曲波用同样参数的光学势. 不论它激发的是什么状态, 都取同

表 1 反质子与  $^{12}\text{C}$  核的光学势参数

能量 MeV	$V_0$ MeV	$W_0$ MeV	$R_p$ fm	$R_l$ fm	$a_p$ fm	$a_l$ fm	$V_{,s}$ MeV	$W_{,s}$ MeV	$R_s$ fm	$a_s$ fm
46.8	-20	-111	2.29	2.4	0.52	0.54	-6.6	-6.6	2.52	0.56
179.7	-41	-217	2.577	2.0	0.52	0.52	-4	-4	2.15	0.571

样的参数. 即忽略了出射反质子能量在不同未态上的微小差别.  $\bar{\text{P}}\text{N}$  二体的微分截面是从  $\bar{\text{P}}\text{N}$  两体散射振幅确定的. 在文献[8]中已对它讨论, 这里仍用同样的结果. 即近似的用它朝前的散射振幅

$$f_{\bar{\text{P}}\text{N}} = \frac{ik\sigma_{\bar{\text{P}}\text{N}}(1 - i\varepsilon)}{4\pi}, \quad (19)$$

其中  $\sigma_{\bar{\text{P}}\text{N}}$  是两体系统的总截面,  $\varepsilon$  为振幅的实、虚比值. 由于反质子-质子碰撞会出现强烈的湮灭现象, 所以  $\varepsilon$  很小而在计算中暂忽略. 计算时取  $\sigma_{\bar{\text{P}}\text{N}} = 210\text{mb}$  (对于 46.8 MeV) 和  $\sigma_{\bar{\text{P}}\text{N}} = 145\text{mb}$  (对于 179.7 MeV), 这一些是实验值<sup>[10]</sup>. 对于核结构行为, 在上文献[8]以及我们的其他工作<sup>[11]</sup>, 人们看到核子束缚态的核子行为对反质子的非弹性过程或  $\pi$  引起的反应过程是极为重要. 单核子的波函数若取常用的简谐振子波函数将会使计算结果在定量上有很大的偏离. 为此, 下面给出的计算不再运用简谐振子波函数, 而是真正求解在平均场下束缚态相对应的核子波函数. 这个平均场用 Saxon-Woods 型, 用反复自洽的方法确定位势的深度以使所对应的能态能符合  $^{12}\text{C}$  的基态及激发态的结合能. 经过这样

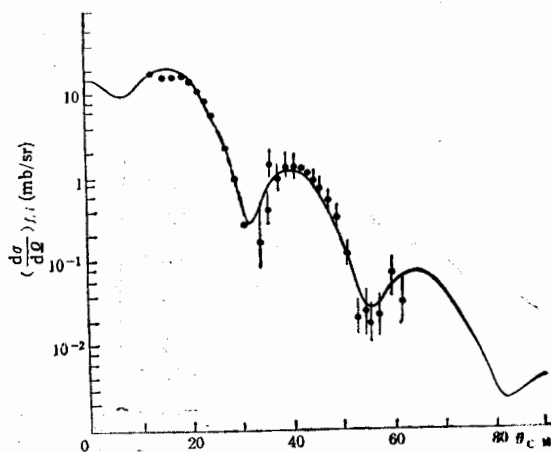


图1  $E_p = 179.7\text{MeV}$  的  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*(2^+, 4.44\text{MeV})$  非弹性散射微分截面  
实线是计算值, 点为实验值

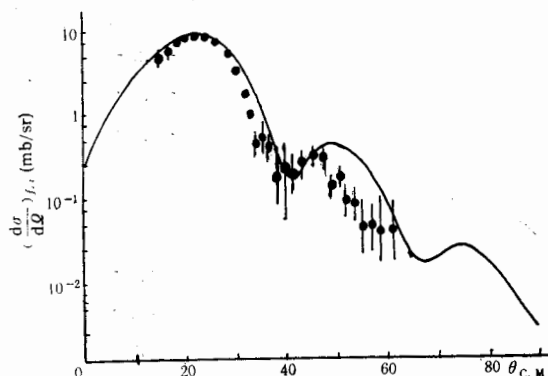


图2  $E_p = 179.7\text{MeV}$  的  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*(3^-, 9.6\text{MeV})$  非弹性散射微分截面  
实线是计算值, 点为实验值

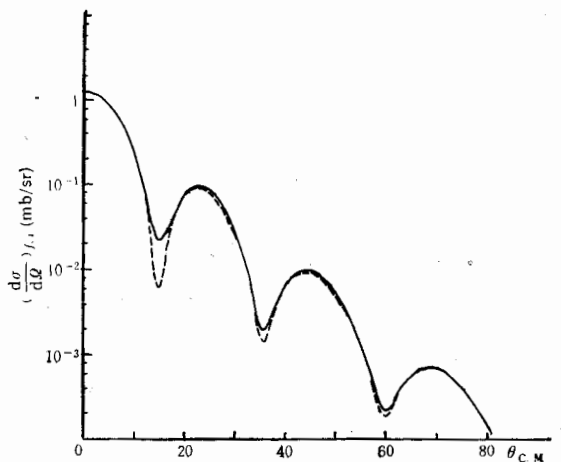


图3  $E_p = 179.7\text{MeV}$  的  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*(1^+, 12.7\text{MeV})$  非弹性散射微分截面  
虚线为  $L=0, S=1$  跃迁的计算结果, 实线为总的计算结果

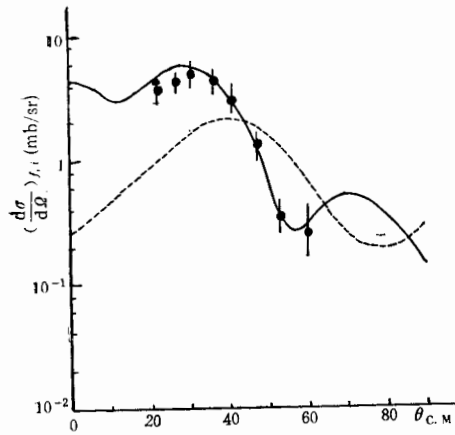


图4  $E_{\bar{p}} = 46.8 \text{ MeV}$  的  $^{12}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$   
( $2^+, 3^-$ 态)非弹性散射微分截面  
实线为  $2^+$ 态计算值, 虚线为  $3^-$ 态计算值, 点为  $2^+$ 态实验值

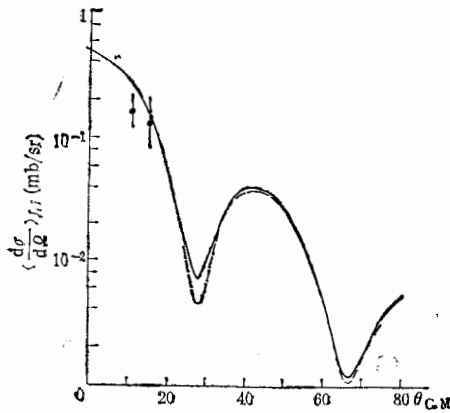


图5  $E_{\bar{p}} = 46.8 \text{ MeV}$  的  $^{12}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$   
( $1^+, 12.7 \text{ MeV}$ )非弹性散射微分截面  
虚线为  $L=0, S=1$  跃迁的计算结果, 实线是总的计算结果, 点为实验值

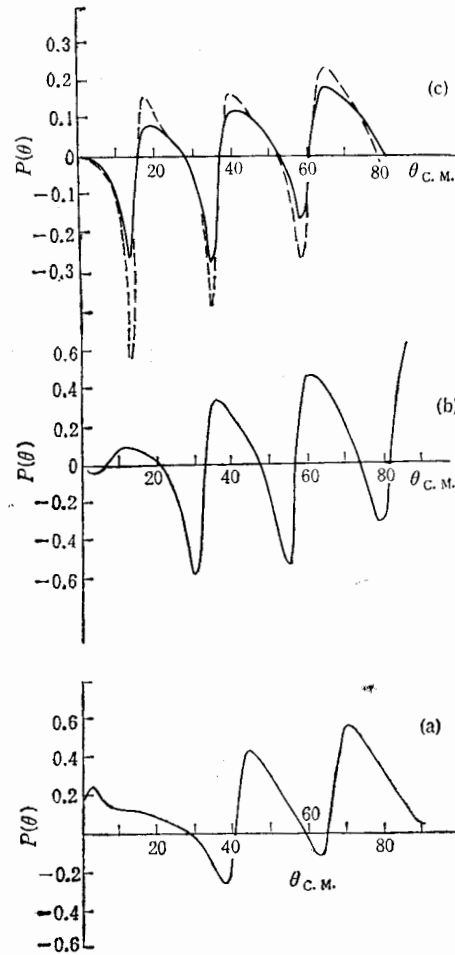


图6  $E_{\bar{p}} = 179.7 \text{ MeV}$  的  $^{12}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$   
非弹性散射极化度  $P(\theta)$  计算值  
(a):  $3^-$  态, (b):  $2^+$  态, (c):  $1^+$  态

的处理后,所要计算的非弹性微分截面、极化度便没有其他的自由参数了。

依据上面的考虑,对  $^{12}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$  到达末态是  $2^+, 3^-$  和  $1^+$  态所计算的微分截面和极化度分别画于图1—6中。在计算中,核子用  $j \cdot j$  耦合,即  $^{12}\text{C}$  基态填满  $1p_{3/2}$  壳,  $2^+$  态为  $(p_{3/2}^{\bar{1}} p_{1/2})_2$  态,  $3^-$  态为  $(p_{3/2}^{\bar{1}} d_{3/2})_3$ ,  $1^+$  态为  $(p_{3/2}^{\bar{1}} p_{1/2})_1$ , 显然这一些组态都是  $2^+, 3^-, 1^+$  态占主要的组态。在图中也画出实验结果,以便比较。可以看到对非弹性微分截面的计算,所有已测量到的结果,理论计算在定量上都符合得很好。甚至比前文<sup>[8]</sup>仅用中心势光学势的结果还更令人满意。同时也预言了尚未进行测量的极化度  $P_f(\theta)$ , 它与相应的非弹性微分截面有相匹配的衍射花纹。

这一些计算是用修改了的 DWUCK4<sup>[12]</sup> 计算程序获得的结果, 独个分波地计算出自旋轨道耦合下光学势的各分波波函数  $\chi_f^{(j)}(kr)$ , 同时求解 Saxon-Woods 势下束缚态波

函数  $\varphi_{ii}(r)$ , 完成积分  $I_{J_a L_a J_b L_b}^{i' l' i i}$ . 最后在 DWIA 框架下严格计算  $S_{ii}^{M' l' i i}(\theta)$ .

#### 四、讨 论

这里计算的结果, 从核结构的角度来分析可分为二类. 一类是激发正常的宇称态, 如  $2^+, 3^-$  态. 这一些态, 核子自旋在激发过程中不被打翻. 因此扭曲波的光学势, 不论是含或不含自旋轨道耦合势, 都能够激发它的非弹性散射微分截面. 然而只有含有自旋轨道耦合的光学势扭曲波, 才能使出射反质子的自旋取值左右不对称从而激发极化度  $P_f(\theta)$ . 在前文<sup>[6]</sup>中看到当只取中心势光学势时  $P_f(\theta) \equiv 0$ . 而图 6 的  $P_f(\theta)$  计算值看到  $2^+, 3^-$  态的  $P_f(\theta)$  的理论值很显著, 可与弹性散射的  $P_f(\theta)$ <sup>[7]</sup> 等量齐观. 很值得实验家的关注.

另一类是激发反常的宇称态, 即激发过程中, 核子的自旋被打翻, 如  $1^+$  的  $(p_{3/2} p_{1/2})_1$  态是  $p_{3/2}$  的核子激发到  $p_{1/2}$  态时, 它的自旋态改变了符号. 如果反质子的光学势不含有自旋轨道耦合项. 在它的扭曲波中没有任何力势会引起核子的自旋改变状态. 因此这样的光学势所算得的  $\left(\frac{d\sigma}{dQ}\right)_{f,i} \equiv 0$ . 只有在光学势包含了自旋轨道耦合势才能引起核子自旋的改变, 这里的计算是一个很好的例子, 实验上只有在  $E_p = 46.8\text{MeV}$  在朝前方向上有一点点数值. 但计算的结果, 符合很好, 它的数值与实验很接近. 必须指出, 反常宇称态的激发较正常宇称态的激发要弱得多, 约小近两个量级. 这里的计算也很好的反映这一点. 分析其原因主要是跃迁形状因子  $\mathcal{O}_L(j'l'il)$  比起正常宇称态要弱很多. 进一步分析  $1^+$  态的非弹性过程. 从  $p_{3/2} \rightarrow p_{1/2}$  跃迁, 它的空间角动量变化  $L$  可取 0 和 2, 自旋态的变化为  $S = 1$ , 再与  $L$  耦合为  $J^\pi = 1^+$  态. 在图 3, 5, 6 中虚线是仅考虑  $L = 0$  的贡献, 与全体贡献比较,  $L = 0$  的贡献是占主要的,  $L = 2$  的贡献很小, 只有衍射花纹的峰、谷处才有较为明显的贡献.

不同的反质子入射能量, 不应影响核结构. 这里对不同的入射能量, 只要到达同样的末态, 都用相同的核结果. 从与实验符合良好的结果上看, 这里考虑的各因素是合理的.

当前由于缺少实验上更多的数据, 对反质子光学势的自旋轨道耦合项的特点知之不多, 甚至只有一些猜测. 弹性道已测得  $P(\theta)$ <sup>[10]</sup>. 非弹过程的反常宇称态的测量<sup>[3]</sup>, 都揭示了不能忽略光学势中的自旋轨道耦合项, 希望不久见到与此有关的实验, 如非弹道的  $P_f(\theta)$  的测量, 反常宇称态的微分截面的测量, 以便使人们对它有更深入的认识.

#### 参 考 文 献

- [1] C. M. Perey et al., *Atomic Data and Nuclear Data Table*, **17**(1976), 1.
- [2] 李扬国, 高能物理与核物理, **12**(1988), 501.
- [3] D. Garreta et al., *Phys. Lett.*, **135B**(1984), 266; **139B**(1984), 464; **149B**(1984), 64; **151B**(1985), 473.
- [4] J. C. Peng 私人通讯.
- [5] S. Janouin, et al., *Nucl. Phys.*, **451A**(1986), 541.
- [6] R. Birsa et al., CERN-EP/85-28.
- [7] 李扬国, 高能物理与核物理, **13**(1989), 539. 汕头大学学报, **2**(1987), 1.
- [8] 李扬国, 高能物理与核物理, **13**(1989), 433.
- [9] N. Hoshizaki, *Suppl. of Prog. Theor. Phys.*, **42**(1968), 107.

- [10] G. Bendiscioli et al., CERN-EP/87-61.  
[11] Li Yang-guo and Chiang Huan-ching, *Nucl. Phys.*, **454A**(1986), 720.  
[12] P. D. Kunz DWUCK4 Program.

## The Spin Effect of Antiproton-Nucleus Inelastic Collision

LI YANGGUO

(Department of Physics, Shantou University, 515063)

### ABSTRACT

If the antiproton optical potential is inclusive of the spin orbit interaction term, the  $A(\bar{p}, \bar{p}')A^*$  inelastic scattering not only can excited the normal parity states, but also can excited the abnormal parity states. There are also induced the polarization  $P_f(\theta)$  at the inelastic scattering. In the framework of DWIA, we derived the inelastic scattering cross section  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$ , and polarization  $P_f(\theta)$ , and calculated the  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  and  $P_f(\theta)$  for  ${}^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}'){}^{12}\text{C}^*$  with  $2^+$ ,  $3^-$  and  $1^+$  states at antiproton energies of 46.8 and 179.7 MeV. They fitted experiment data quite well. Due to the abnormal parity states in the inelastic process have been measured, the spin orbit term can not be neglect.