

# 中能区反质子与核非弹性散射的自旋效应\*

李扬国

(汕头大学物理系 广东 515063)

1993年1月4日收到

## 摘 要

运用多次散射理论获得中能区的反质子光学势。这一光学势扩大到包含自旋轨道耦合项,并用它求得反质子的扭曲波。在扭曲波冲量近似下,讨论中能区反质子与原子核非弹性散射的微分截面和极化度。计算反质子能量从180—508 MeV 间  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}$  的  $2^+, 3^-$  态的  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  和  $P_f(\theta)$ 。在低能端理论结果能够很好的符合  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  实验。同时预言了更高能量下可能出现的  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  和  $P_f(\theta)$  的理论结果。

**关键词** 反质子,非弹性散射,极化度,扭曲波冲量近似。

## 1 引 言

反质子在原子核上的散射,不论是弹性道或非弹性道,实验上集中于微分截面的测量,且能量也大部分低于180 MeV<sup>[1,2]</sup>。反质子在原子核上散射极化度的研究,实验上很稀少。西欧核子研究中心(CERN)自建成具有强流和高分辨率的反质子贮存环装置LEAR以来,努力于通过二次散射测量反质子出射束流的左右不对称性来研究反质子在原子核上的极化度。最早的实验能量为149.4 MeV<sup>[3]</sup>。以后,它的反质子束流在能量上有较大的提高,到达508 MeV,并在294.8和508 MeV处有一些极不准确的极化度的实验报导<sup>[4]</sup>,这是值得重视的现象。首先,直到目前,反质子与原子核的散射实验大都在能量低于180 MeV的低能区,因此从分析这一些散射的理论模型,如光学势,也只停留于低能区的特点<sup>[5,6]</sup>。近一二年来,由于可能出现更高能量下反质子与核的散射,人们开始注意在中能区反质子与原子核散射会出现哪些特点,理论上预测它的衍射花纹,以期对实验家有所启迪<sup>[7,8]</sup>。其次,中能区极化度的存在,必然使人们在分析反质子与核的散射现象时,不论是弹性或非弹性散射,不能停留在中心势的光学势,必然要涉及光学势中自旋轨道耦合力将起多大的作用。作者近期从多次散射理论出发,利用反质子与核子基本相互作用研究了中能区反质子与原子核的散射现象,获得包含有自旋轨道耦合势在内的反

\* 国家自然科学基金资助。

质子光学势<sup>[9]</sup>. 这一光学势能初步解释中能区弹性道的极化度. 本文将在文献[9]的基础上, 讨论在中能区反质子非弹性散射的现象, 特别是非弹性过程的极化度. 这里将在扭曲波冲量近似 (DWIA) 的理论框架下来处理反质子与原子核的非弹性散射. 在中能区, DWIA 是成功的并获得广泛承认的理论. 这里的处理方法是从小二体基本作用出发, 获得能描述弹性道极化度的光学势, 它必然包含有自旋轨道耦合项<sup>[9]</sup>. 用此光学势作为入射、出射道的反质子扭曲波的作用势, 并用同一的正、反质子的二体基本作用激发核中的核子. 在这样的 DWIA 理论框架下, 计算得到的非弹性微分截面和极化度, 除了  $\bar{p}N$  基本作用来自实验测得的结果, 没有再引入新的输入参数了. 本文的目的在于探讨自旋效应在中能区反质子非弹性碰撞中会有什么特点, 特别是非弹道极化度有何特点. 在第二节中, 简单地回顾 DWIA 在包含有自旋轨道力情况下反质子非弹过程的特点. 第三节给出对微分截面和极化度的计算. 最后进行讨论.

## 2 DWIA 近似下的微分截面和极化度

在文献[10]中, 作者曾推导了在 DWIA 下, 非弹性散射的微分截面  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  和极化度  $P_f(\theta)$ . 分别表为:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i} = \frac{k'_p}{k_p} \frac{k_{\bar{p}N}}{k'_{\bar{p}N}} \left(\frac{AE'^2}{E}\right) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}N \rightarrow \bar{p}N} I_0(\theta). \quad (1)$$

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,  $E'$  为两体系统总能.  $E$  为体系总能.  $k_p, k'_p$  和  $k_{\bar{p}N}, k'_{\bar{p}N}$  分别为在  $\bar{p}$ -核和  $\bar{p}$ -N 系中反质子的入射和出射动量.

$$I_0(\theta) = \frac{(2J_i + 1)}{2} \sum_{LM\mu\mu'} \frac{1}{2L + 1} |\mathcal{D}_L(j'l'jl)|^2 |S_{j'l'j}^{M\mu\mu'}(\theta)|^2, \quad (2)$$

$$P_f(\theta) = \frac{\text{Im} \sum_M (S^{*M\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(\theta) S^{M-\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(\theta) + S^{*M\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}(\theta) S^{M-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}(\theta))}{\sum_{M\mu'\mu} |S^{M\mu'\mu}(\theta)|^2}, \quad (3)$$

其中

$$S_{j'l'j}^{M\mu'\mu}(\theta) = \sum_{L_b} \beta_{j'l'j}^{M\mu'\mu} P_{L_b}^{+\mu-M-\mu'}(\theta), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_L(j'l'jl) &= \sum_j B_{j'l'}^* B_{j'l} \hat{l}' \hat{l} j j' W \left( j \frac{1}{2} L l'; l j' \right) \\ &\quad \cdot W(J_i J L j'; j J_i) C_{l'0l_0}^{L_0}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \beta_{j'l'j}^{M\mu'\mu} &= \frac{\sqrt{4\pi}}{k_p k_p'} \sum_{J_a J_b L_a} (i)^{L_a - L_b} \hat{L}_a \hat{L}_b \hat{J}_b W \left( J_b \frac{1}{2} L L_a; L_b J_a \right) \\ &\quad \cdot C_{L_b 0 L_0}^{L_a 0} C_{L_a 0 \frac{1}{2}\mu}^{J_a \mu} C_{L_b \mu - M - \mu' \frac{1}{2}\mu'}^{J_b \mu - M} \cdot C_{J_b \mu - M L M}^{J_a \mu} \end{aligned}$$

$$\cdot I_{J_a L_a J_b L_b}^{j' l' j l} \cdot \sqrt{\frac{(L_b - |\mu - M - \mu'|)!}{(L_b + |\mu - M - \mu'|)!}}, \quad (6)$$

$$I_{J_a L_a J_b L_b}^{j' l' j l} = \int dr \chi_{J_b L_b}^{(-)*}(k_{\bar{p}} r) \varphi_{j' l'}^*(r) \varphi_{j l}(r) \chi_{J_a L_a}^{(+)}(k_{\bar{p}} r), \quad (7)$$

$\mathcal{D}_L(j' l' j l)$  是与核结构相关联的因子。  $B_{j j'}$  是熟知的核谱因子。 式中  $l = \sqrt{2l+1}$ ,  $l j$  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。  $J$  为靶核受激发核子所可能的总角动量。  $L_a J_a, L_b J_b$  是入射道和出射道扭曲波分波值。  $I_{J_a L_a J_b L_b}^{j' l' j l}$  是相应的扭曲波的径向波函数和受激核子的径向波函数的积分。  $\mu, \mu'$  分别是反质子初、末态的自旋取值。 (3)式中去掉下标是由于对偶-偶核,  $J_i = 0$ , 只有确定  $j l, j' l'$  值而省略。 可以看到非弹性过程的极化度  $P_f(\theta)$  的存在是由于  $S$  矩阵元的反质子自旋态  $\mu$  在散射过程被翻转, 跃迁到  $-\mu$  态引起的。 只有当扭曲波的光学势包含有自旋轨道耦合项时, 才能引起自旋态的翻转。 这样的光学势表为:

$$U^{(\text{opt})} = V_0 f_v(r) + iW_0 f_w(r) + \left(\frac{\hbar^2}{m_p c}\right)^2 \bar{\sigma} \cdot \bar{l} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (V_{\text{so}f_{sv}}(r) + iW_{\text{so}f_{sw}}(r)), \quad (8)$$

在文献[9]中, 我们依据多次散射理论, 获得中心势强度和反质子与核子两体散射总截面  $\sigma_{\bar{N}N}$ , 振幅的实、虚比值  $\varepsilon$  的关系为:

$$V_0 = \hbar v_{\bar{N}} \frac{\sigma_{\bar{N}N}}{2} \rho_0 \varepsilon, \quad (9)$$

$$W_0 = \hbar v_{\bar{N}} \frac{\sigma_{\bar{N}N}}{2} \rho_0, \quad (10)$$

$$f_i(r) = \frac{1}{1 + e^{(r-R_i)/a_i}}, \quad (11)$$

其中  $\rho_0$  是平均核子密度,  $R_j = A^{1/3} r_j$ ,  $A$  是核子数。 而自旋轨道耦合势是通过分析弹性道的微分截面和极化度确定<sup>[9]</sup>。 这样通过弹性道的分析, 以  $\bar{p}N$  两体散射振幅作为输入参数, 便完全确定反质子扭曲波光学势, 并由它求得在此光学势下各个分波波函数  $\chi_{j l}^{(+)}(kr)$ 。 以它作为非弹性散射的反质子扭曲波, 在进一步考虑和算出核中核子的能级结构波函数  $\varphi_{j l}(r)$  后, 便不难由(1)式和(3)式求得非弹性散射的微分截面  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  和极化度  $P_f(\theta)$ 。

### 3 $^{12}\text{C}$ 核上 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$ 和 $P_f(\theta)$ 的计算

选取  $^{12}\text{C}$  核和  $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}, 294.8\text{MeV}$  和  $508\text{MeV}$  这三个能量作为分析中能区反质子的非弹性散射的典型事例的理由是: (1) 反质子能量在  $179.7\text{MeV}$  时,  $^{12}\text{C}$  核是唯一有非弹性散射微分截面实验数据的核。 它激发到  $2^+(4.4\text{MeV}), 3^-(9.6\text{MeV})$  以及

更高的能态<sup>[1]</sup>。我们希望在符合这一些微分截面实验的基础上, 预言它的极化度  $P_f(\theta)$  和更高能量下的  $\left(\frac{d\sigma}{dQ}\right)_{f,i}$  和  $P_f(\theta)$ 。(2) 294.8MeV 和 508 MeV 已有弹性道的极化度的实验<sup>[4]</sup>。尽管实验极初步, 但有希望不久能在此能量下获得  $\left(\frac{d\sigma}{dQ}\right)_{f,i}$  和  $P_f(\theta)$  的实验结果, 并以兹检验理论计算。

从(1)式看到, 需要知道反质子与核子的微分截面  $\left(\frac{d\sigma}{dQ}\right)_{\bar{p}N \rightarrow \bar{p}N}$ 。它由  $\bar{p}N$  二体散射振幅确定。这一振幅在小角度区可表为:

$$f_{\bar{p}N}(q) = \frac{ik_{\bar{N}}\sigma_{\bar{N}N}(1 - i\epsilon)}{4\pi} e^{-\frac{1}{2}q^2 r^2}, \quad (12)$$

两体实验所确定的  $\sigma_{\bar{N}N}$  和  $\epsilon$  值分别为  $E_{\bar{N}} = 179.7 \text{ MeV}$  的  $\sigma_{\bar{N}N} = 149 \text{ mb}$ ,  $\epsilon = 0.2$ ,  $E_{\bar{N}} = 294.8 \text{ MeV}$  的  $\sigma_{\bar{N}N} = 132 \text{ mb}$ ,  $\epsilon = 0.25$ ,  $E_{\bar{N}} = 508 \text{ MeV}$  的  $\sigma_{\bar{N}N} = 110 \text{ mb}$ ,  $\epsilon = 0.22$ <sup>[11,12]</sup>。由于这里所讨论的是前半球或更小角度处的微分截面和极化度。因此近似地

表 1 反质子与  $^{12}\text{C}$  核的光学势参数

能量 MeV	动量 MeV/c	$V_0$ MeV	$W_0$ MeV	$r_v$ fm	$r_w$ fm	$a_v = a_w$ fm	$V_{s0}$ MeV	$W_{s0}$ MeV	$r_s$ fm	$r_0$ fm	$a_s = a_0$ fm
179.8	600	-30	-135	1.2	1.05	0.54	-6	-2	1.1	1.1	0.56
294.8	800	-32	-135	1.2	1.05	0.54	-4	-1	1.1	1.1	0.56
508	1100	-31	-135	1.2	1.05	0.54	-5	-1	1.1	1.15	0.56

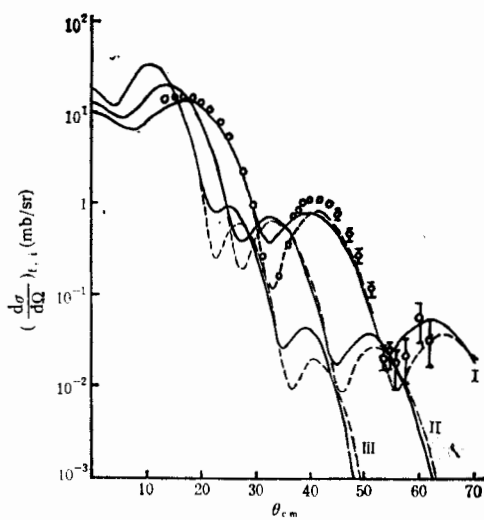


图 1  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*(2^+, 4.44 \text{ MeV})$  非弹性散射微分截面

实线是光学势含自旋轨道耦合项; 虚线是中心势的计算结果; 点为  $E_{\bar{p}} = 179.8 \text{ MeV}$  的实验值; I, II, III组分别对应于  $E_{\bar{p}} = 179.8 \text{ MeV}$ ,  $294.8 \text{ MeV}$  和  $508 \text{ MeV}$ 。

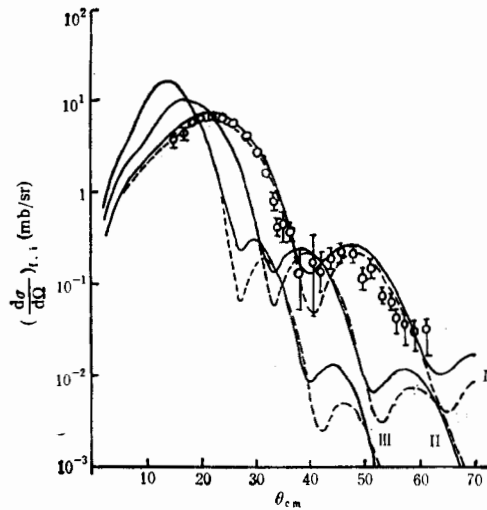


图 2  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*(3^-, 9.6 \text{ MeV})$  非弹性散射微分截面

其他说明同图 1。

取(12)式的朝前振幅来计算  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}N \rightarrow \bar{p}N}$ 。(8)式光学势参数的讨论见文献[9],现在把上述三个能量下的参数列于表1中。选取的光学势,在符合弹性道的微分截面和极化度是

成功的<sup>[9]</sup>。用它作求解 DWIA 扭曲波的波函数,在理论上是自洽的。

我们曾多次讨论  $^{12}\text{C}$  核的低能级结构<sup>[10]</sup>。最合理的是求解在平均场下对应  $nlj$  束缚态的核子波函数。这个平均场用 Saxon-Woods 型,其中  $^{12}\text{C}$  核半径取  $R = 2.93\text{fm}$ 。弥散参数  $a = 0.677\text{fm}$ 。平均位阱深度是由各个能态的结合能确定。其中  $^{12}\text{C}$  的基态,  $2^+$ ,  $3^-$  态的结合能分别为  $10.64\text{MeV}$ ,  $6.2\text{MeV}$  和  $1\text{MeV}$ ,故  $V_0 \approx 50-65\text{MeV}$  之间。在我们的理论处理中,认为 DWIA 主要是考虑经过一次碰撞可以从基态激发到它的激发态的那部分组态。在  $i-j$  耦合中,  $^{12}\text{C}$  基态被视为满壳核。这样,  $2^+$  ( $4.4\text{MeV}$ ) 主要的组态是  $(p_{3/2}^{-1}p_{1/2})_{2^+}$ ,  $3^-$  ( $6.9\text{MeV}$ ) 态主要的组态是  $(p_{3/2}^{-1}d_{5/2})_{3^-}$ 。

依据上述考虑,首先计算

$$E_{\bar{p}} = 179.8\text{MeV}$$

$^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$  到达  $2^+$  ( $4.4\text{MeV}$ ) 和  $3^-$  ( $9.6\text{MeV}$ ) 态的微分截面和极化度。这些结果分别画于图1,2的I组和图3中的实线,微分截面的实验值也同时标出。与实验比较,理论的计算结果能够很好地描述反质子的非弹性散射的微分截面。并同时预示了这一能量下的极化度  $P_i(\theta)$ 。中能区对应于  $E_{\bar{p}} = 294.8\text{MeV}$  和  $508\text{MeV}$  的

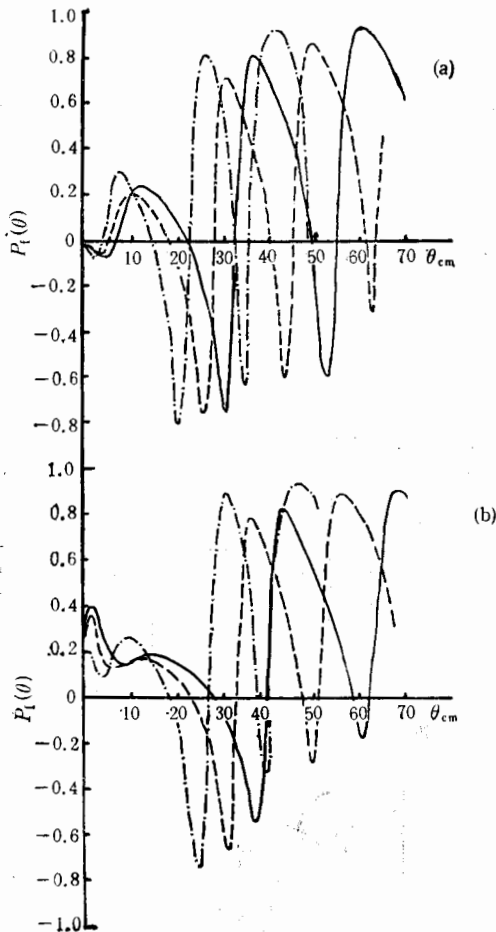


图3  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$  非弹性散射极化度  $P_i(\theta)$  计算值

—  $E_{\bar{p}} = 178.8\text{MeV}$ , ----  $E_{\bar{p}} = 294.8\text{MeV}$ ,  
- · - · -  $E_{\bar{p}} = 508\text{MeV}$ . (a)  $2^+$  态, (b)  $3^-$  态。

微分截面同时画于图1,2中。极化度  $P_i(\theta)$  也画于图3中的虚线和点划线。

这里的计算是用修改了的 DWUCK4 计算程序<sup>[11]</sup>。从光学势计算出在自旋轨道耦合势下光学势的各个分波波函数  $\chi_{j\ell}^{(i)}(kr)$ 。同时求解 Saxon-Woods 位阱下束缚态的波函数,它组合成跃迁形状因子,并完成积分  $I_{J_a L_a J_b L_b}^{i' i}$  的计算。最后在 DWIA 框架下严格计算  $S$  矩阵元,从而得出微分截面  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{i' i}$  和极化度  $P_i(\theta)$ 。由于反质子的能量已相当的高。分波的  $L_a, L_b$  值,对应于  $E_{\bar{p}} = 508\text{MeV}$  时,高达60左右。

## 4 讨 论

在图 1, 2 中, 除了扭曲波的位势用包含自旋轨道耦合势计算的非弹性微分截面之外, 还给出只有中心势的扭曲波的计算结果(虚线)。这个中心势是把  $V_{s0}, W_{s0}$  取零, 其他的光学势一致。从这些比较可以看到含自旋轨道耦合势对微分截面的影响不显著, 特别在小角度几乎重合, 在低谷才有较显明的变化, 但都不影响峰、谷的位置。从与  $E_p = 179.8$  MeV 的微分截面实验比较, 两个光学势的结果都在实验值许可的范围。这些表明, 自旋轨道耦合势对微分截面的影响不太大。但光学势只是中心势时, 极化度  $P_i(\theta) = 0$ 。这一特点, 与计算弹性散射道的结果极相似。虽然自旋轨道耦合的光学势强度较弱<sup>[9]</sup>, 但它引起的反质子扭曲波对非弹道极化度  $P_i(\theta)$  的贡献是明显的。图 3 中各曲线表明它可能的贡献。

这里是在 DWIA 框架下完成在原子核上的非弹性散射。  $E_p = 179.8$  MeV 时, 微分截面的计算结果与实验比较良好, 使人们相信 DWIA 以及我们理论处理所考虑的其他各点是可信赖的, 合理的。DWIA 对于更高能量的应用, 比之低能量普遍的认为更合理。因此, 人们可以相信这里在中能区其他能量下的理论预示是合理的。必需指出, 这里光学势的主要部分中心势是从两体碰撞数据获得, 没有引入其他的自由参数, 它既能描述弹性散射, 也能描述非弹性散射。这样, 比之以前从唯象的反质子光学势讨论非弹性散射<sup>[10]</sup>, 更接近于微观上的考虑。由于在各个能量下, 都没有随意地引入自由参数, 核结构中核子态  $\varphi_{ij}(\mathbf{r})$  也保持不随反质子能量而变化。  $E_p = 179.8$  MeV 的微分截面计算能符合实验这一事实, 相信这里所预示的更高能量下的结果是可信赖的。极化度  $P_i(\theta)$  的结果对实验家将是有益的启示。Martin<sup>[4]</sup> 在测量  $^{12}\text{C}$  的左右不对称值  $\epsilon(\theta_1, \theta_2)$  时, 实验没有区分弹性道和非弹性道, 弹性和非弹性的极化度都混在一起。若能提高出射反质子的分辨率, 是能获得低激发态的  $^{12}\text{C}$  核非弹性散射极化度的。极盼望他们有新的实验结果的报导。

我们尽可能在可靠的依据下获得在中能区  $^{12}\text{C}$  的非弹性散射的微分截面和极化度的一些结果。但它仍然是极初步。期望有新的实验, 特别是极化度  $P_i(\theta)$  的实验, 从比较中来判断理论方法的可靠性。

## 参 考 文 献

- [1] D. Garreta et al., *Phys. Lett.*, **135B** (1984) 266; **139B** (1984) 464; **149B** (1984) 64; **151B** (1985) 473.
- [2] S. Janouin et al., *Nucl. Phys.*, **451A** (1986) 541.
- [3] R. Birsa et al., *Phys. Lett.*, **155B** (1985) 437.
- [4] A. Martin et al., *Nucl. Phys.*, **487A** (1988) 563.
- [5] 李扬国, 高能物理与核物理, **12**(1988)501; **13**(1989)539.
- [6] R. D. Dalkarov et al., *Nucl. Phys.*, **445A** (1985) 579; **478A** (1988) 635.
- [7] W. H. Ma et al., *Phys. Rev.*, **44C** (1991) 615.
- [8] 李扬国, 高能物理与核物理, **18**(1994)186.
- [9] 李扬国, 汕头大学学报(自然科学版), **7**(1992)9.
- [10] 李扬国, 高能物理与核物理, **16**(1992)137.
- [11] R. Klapisch et al., *Nucl. Phys.*, **434A** (1985) 222.

[12] P. Jenni et al., *Nucl. Phys.*, **94B** (1975) 1.

[13] P. D. Kunz DWUCK4 Program.

## Spin Effect of Antiproton-Nucleus Inelastic Scatterings at Intermediate Energies

Li Yangguo

(Department of Physics, Shantou University, Guangdong 515063)

Received on January 4, 1993

### Abstract

The antiproton optical potential at intermediate energies is obtained by the multiple scattering theory. The distorted wave of the antiproton is obtained by this optical potential which includes the spin-orbit interaction terms. In the framework of the distorted wave approximation, we discuss the differential cross section and polarization of antiproton-nucleus inelastic scatterings at intermediate energies. the  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  and  $P_f(\theta)$  of  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*, 2^+, 3^-$  states at antiproton energies from 180 MeV to 508 MeV are calculated. It is shown that the theoretical results fit the experimental data at  $E_{\bar{p}} = 180$  MeV quite well, and the theoretical results of  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$  and  $P_f(\theta)$  at higher energies are predicted.

**Key words** antiproton, inelastic scattering, polarization, DWIA.