

镜核间的反质子与核的电荷交换反应*

李扬国

(汕头大学物理系 广东 515063)

1996-03-04 收稿

摘 要

研究镜核之间的反质子与原子核的电荷交换反应. 在扭曲波冲量近似下, 用严格的分波法分析反质子能量是 179.7MeV 和 46.8MeV 下 $^{13}\text{N}(\bar{p}, \bar{n})^{13}\text{C}$ 和 $^{15}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{15}\text{N}$ 可能到达的能态的微分截面. 并指出同位旋相似态跃迁与非相似态跃迁的差异.

关键词 反质子, 电荷交换反应, DWIA.

1 引 言

在核反应的研究中, 电荷交换反应是一类很重要的核反应过程. 这类反应并不改变核中的核子数, 但却改变了核中的电荷数. 如核子的 (p, n) 反应, π 介子的 ($\pi^+ \pi^0$), (π^+, π^-) 等反应. 这些反应都曾在核反应机制, 核结构上起过重大的贡献. 如核态中同位旋态的确立, 核中核子关联的信息等等. 反质子与原子核的碰撞, 从八十年代中期至今, 实验和理论都有了长足的进展. 自西欧核子研究中心建成高分辨率的反质子贮存环 LEAR 以来, 做了一批很有价值的弹性和非弹性散射实验^[1-3]. 这一些散射现象, 使人们可以在一个广阔的能区间概括反质子与核碰撞的某些特点. 例如, 反质子与原子核的碰撞是多次碰撞为主, 反质子的光学势是强吸收型等等^[4,5]. 近来 LEAR 做了一系列的反质子与质子的电荷交换过程 $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ 的实验^[6-8]. 它在一个广阔的能区和角度中使人们了解到 $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ 过程的特点. 这些特点对进一步探讨反质子与核的电荷交换反应 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 是极为重要的. 人们也在期待反质子与核的电荷交换反应的实验出现. 在文献 [9] 中, 我们曾就靶核是偶-偶核的 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 反应做了初步的分析. 发现反质子电荷交换反应的某些特点. 然而由于末态核是奇-奇核, 稳定性较差, 给实验的测量带来相当的难度. 为此, 在本文中研究靶核和剩余核都是极稳定的奇 A 核间的反质子与核的电荷交换反应. 特别是选取镜核之间的电荷交换反应. 在文献 [9] 中可以看到, 以偶-偶核作靶的电荷交换反应, 到达的末态, 同位旋改变至少

* 国家自然科学基金资助.

$\Delta T = 1$. 不可能有同位旋相似态间的跃迁. 然而在镜核之间, 可以有 $\Delta T = 0$, $\Delta T_2 = 1$ 的同位旋相似态之间的反应道. 因此, 镜核间的电荷交换反应可以比较同位旋相似态和非相似态跃迁的特点. 基于这些考虑, 在本文中就对镜核之间的电荷交换反应作出具体的分析. 由于非弹性过程与电荷交换过程的相似性, 我们用扭曲波冲量近似 DWIA 方法来研究 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 反应^[9]. 在第二节中, 简单地指出 DWIA 如何描述 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 反应过程. 第三节将计算 $^{13}\text{N}(\bar{p}, \bar{n})^{13}\text{C}$ 和 $^{15}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{15}\text{N}$ 电荷交换反应, 给出可能到达的低激发态微分截面. 第四节是分析讨论.

2 电荷交换反应微分截面的描述

在研究反质子与原子核发生电荷交换反应过程中, 我们曾就 $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ 和 $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ 这两个过程极其相似的特点^[6,7], 认为反质子与核发生电荷交换反应和发生非弹性散射的碰撞机制应是相同的. 由于非弹性散射过程在相当广阔的能区中扭曲波冲量近似 DWIA 描述得很好^[5]. 由此可以同样地用 DWIA 来研究 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 反应过程^[9]. 电荷交换反应与非弹性散射的区别在于电荷交换反应在多次碰撞过程中发生一次 $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ 电荷交换过程, 而弹性散射则总是为 $\bar{p}p(n) \rightarrow \bar{p}p(n)$ 过程. 用实验上 $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ 过程的 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n}$ 数值, 使得在 DWIA 框架下能够定量地给出 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 过程的微分截面.

反质子电荷交换反应, 入射的是反质子, 出射是反中子. 它们的扭曲波波函数表为 $\chi_p^{(+)}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ 和 $\chi_n^{(-)}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$. 基于电荷的对称性, 可以认为反质子和反中子都是反核子, 它们的光学势是相同的. 这一光学势必须符合弹性散射, 我们在以前的工作中已有了详尽的研究^[4]. 然而在求解光学势下扭曲波各分波函数时, 必须注意到反质子与原子核还存在吸引的库仑相互作用势, 而反中子则不存在这样的电磁相互作用^[9]. 基于这些考虑, 反质子和反中子的扭曲波能够严格地从求解 Schrödinger 方程得到.

按照 DWIA 理论, 反质子与原子核的电荷交换反应 T 矩阵可表为:

$$\langle k_{\bar{n}} f | T | i, k_{\bar{p}} \rangle = \langle \chi_n^{(-)} \psi_f(A) | S | \psi_i(A) \chi_p^{(+)} \rangle, \quad (1)$$

其中

$$S = \sum_{j=1}^A t_{\bar{p} \bar{n}}(j), \quad (2)$$

$t_{\bar{p} \bar{n}}(j)$ 是反质子与核中第 j 个质子碰撞引发电荷交换反应的 t 矩阵. 即 $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ 过程的 t 矩阵. $\psi_i(A)$ 是靶核基态波函数. $\psi_f(A)$ 是剩余核末态波函数. 这些多体波函数, 若用多体方法分出引发电荷交换反应的核子态, 则不难把 T 矩阵进行约化, 最后表为

$$\langle k_{\bar{n}} f | T | i, k_{\bar{p}} \rangle = \langle k_{\bar{n}} | t_{\bar{p} \bar{n}} | k_{\bar{p}} \rangle F_{i,f}(\theta), \quad (3)$$

其中

$$F_{i,f}(\theta) = \sum_{\substack{j j' \\ m m'}} B_j B_{j'} I_m^{j j'}(\theta) C_{j m J M}^{J M_i} C_{j' m' J M}^{J M_f}, \quad (4)$$

$$I_{m'm'}^{j'j}(\theta) = \int d^3r \chi_n^{(-)*}(k_n \cdot r) \varphi_{j'm'}^*(r) \varphi_{jm}(r) \chi_p^{(+)}(k_p \cdot r), \quad (5)$$

θ 是 k_p 和 k_n 之间夹角, $\varphi_{jm}(r)$, $\varphi_{j'm'}(r)$ 分别是电荷交换过程中初态被碰的质子和碰撞后变为剩余核中的中子波函数. $|B_{jj}|^2$ 和 $|B_{j'j'}|^2$ 分别为在靶核中发现 j 态质子和剩余核中发现 j' 态中子的几率. $\langle k_n | t_{p\bar{n}} | k_p \rangle$ 是在 \bar{p} 核质心系中二体的电荷交换 t 矩阵. DWIA 下电荷交换反应 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 的微分截面表为:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{ex}} = \frac{k_n}{k_p} \cdot \frac{k_{pp}}{k_{nn}} \cdot \left(\frac{AE'}{E}\right)^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{n}\bar{n}} \sum_{f,i} |F_{f,i}(\theta)|^2, \quad (6)$$

式中 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{n}\bar{n}}$ 为两体 $\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{n}\bar{n}$ 电荷交换过程的微分截面. E' 是两体的总能. E 是体系总能. k_p , k_n 和 k_{pp} , k_{nn} 分别为在 $\bar{p}(\bar{n})$ -核系和 $\bar{p}(\bar{n}) \rightarrow p(n)$ 系中反质子和反中子的入射、出射动量. 若入射的反质子和出射的反中子的扭曲波波函数用分波法展开:

$$\chi_p^{(+)}(k_p \cdot r) = \sum_L i^L \sqrt{4\pi} \hat{L} Y_{L0}(\hat{r}) \chi_L^{(+)}(k_p \cdot r); \quad (7)$$

$$\chi_n^{(-)}(k_n \cdot r) = 4\pi \sum_{LM} i^L Y_{LM}^*(\hat{k}_n) Y_{LM}(\hat{r}) \chi_L^{(-)}(k_n \cdot r), \quad (8)$$

其中 $\hat{L} \equiv (2L+1)$, 则式中不难对角度积分, 经过整理后得到:

$$\sum_{f,i} |F_{f,i}(\theta)|^2 = \frac{(2J_f+1)}{(2J_i+1)} \cdot \frac{\sum_{j'j} B_{j'j} B_{j'j'} F^{(\lambda\nu)}(\theta) Q_\lambda}{(2\lambda+1)}, \quad (9)$$

其中

$$F^{(\lambda\nu)}(\theta) = \sum_{L,L'} i^{L-L'} (4\pi) \hat{L} \hat{L}' C_{L'0\lambda 0}^{L0} C_{L'0\lambda 0}^{L0} Y_L^{-\lambda}(k_n) I_{LL'}(l'j', lj) \quad (10)$$

$$I_{LL'}(l'j', lj) = \int \chi_L^{(-)*}(k_n r) \varphi_{l'j'}^*(r) \varphi_{lj}(r) \chi_L^{(+)}(k_p r) r^2 dr, \quad (11)$$

$$Q_\lambda = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \lambda \hat{l} \hat{j} \hat{j}' (-1)^{l+j-\frac{1}{2}-j'} C_{l\lambda 0}^{l'0} W(jl'j'l; \frac{1}{2}\lambda) W(J_l j J_{l'} j'; \lambda), \quad (12)$$

式中 L, L' 为扭曲波分波数值. l, j 和 l', j' 是电荷交换反应过程中受激发核子的初、末态角动量. 若知道两体 $\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{n}\bar{n}$ 过程的 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{n}\bar{n}}$, 反核子的扭曲波光学势和靶核、剩余核核结构状态. 则这里讨论的电荷交换反应过程没有任何其他自由参数. 反核子的光学势应符合弹性散射^[4]在下一节, 将就¹³N, ¹⁵O作为靶核, 讨论到达剩余核¹³C和¹⁵N各个可能末态的电荷交换反应的微分截面.

3 反质子在¹³N和¹⁵O核上的电荷交换反应

反质子在¹³N和¹⁵N核发生电荷交换反应, 它们的剩余核分别为¹³C和¹⁵N. ¹³N和¹³C,

^{15}O 和 ^{15}N 是两对镜核, 而且都是稳定的轻核. 从能谱学上, 低激发态的能级特性也有清晰的实验结果^[10]. ^{13}N 的核结构, 他的基态公认的是质子、中子填满 $1p_{3/2}$ 壳, 而在双满壳外存在一个 $p_{1/2}$ 的质子. 它的同位旋态是 $(T, T_z) = (1/2, -1/2)$. 而 ^{13}C 的能级结构, 基态则是在双满 $1p_{3/2}$ 壳外, 存在一个 $p_{1/2}$ 的中子态, 且它的同位旋态是 $(T, T_z) = (1/2, 1/2)$. 它与 ^{13}N 的基态构成同位旋 $T=1/2$ 的二重态. ^{13}C 的低激发态可以是 $1p_{1/2}$ 的中子跃迁到 $1d_{5/2}$, $1s_{1/2}$ 态上, 也可以是满壳 $p_{3/2}$ 中一个中子跃迁到 $p_{1/2}$ 态上, 形成 $1p_{3/2}^{-1}$ 空穴态. 这样, ^{13}C 的低激发态能级组态的主要成份可认为基态 $1/2^- [p_{3/2}^4 p_{1/2}]_{1/2^-}$, $3.089\text{MeV} 1/2^+$ 为 $[p_{3/2}^4 S_{1/2}]_{1/2^+}$, $3.6854\text{MeV} 3/2^-$ 为 $[p_{3/2}^3 p_{1/2}^2]_{3/2^-}$, $3.854\text{MeV} 5/2^+$ 为 $[p_{3/2}^4 d_{5/2}]_{5/2^+}$. 这些状态都是 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 电荷交换可以到达的正常跃迁的核态. ^{15}O 和 ^{15}N 的基态是双满壳核 ^{16}O 存在一个 $p_{1/2}$ 中子空穴、或一个 $p_{1/2}$ 质子空穴的态. 而且同属于同位旋 $T=1/2$ 的二重态. 因此他们也是同位旋相似态. ^{15}N 是稳定核, 在 6.3MeV 以下的能级, 正宇称态的 $5/2^+$ (5.27MeV) 和 $1/2^+$ (5.2938MeV) 能级, 其结构应是 $p_{1/2}$ 的质子跃迁到 $1d_{5/2}$ 和 $1s_{1/2}$ 能级上. 这些组态, 对于上节所讨论的 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 电荷交换反应过程是禁戒的. 因为在 DWIA 框架下, $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 反应过程不诱发这样的激发态. ^{15}N 的 $3/2^-$ (6.3239MeV) 能态, 可认为是一个 $1p_{3/2}$ 质子跃迁到 $p_{1/2}$ 壳上而形成质子空穴 $[p_{3/2}^{-1} p_{1/2}^2]_{3/2^-}$ 组态. 这个组态可以从满质子 p 壳的 ^{15}O 诱发 $p_{3/2}$ 壳质子, 改变它的电荷成为中子填于 $1p_{1/2}$ 态而成. 这样, $^{15}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{15}\text{N}$ 只有到达 ^{15}N 的基态和 $3/2^-$ 两个束缚态.

这里将对反质子的能量 $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}$ 和 46.8MeV 的情况进行计算. 它对应于动量为 $600\text{MeV}/c$ 和 $300\text{MeV}/c$. 计算中反核子的扭曲波应符合弹性散射实验. 它的光学势取自文献 [4] 中的结果. 对应于轻核, 光学势参数在同一能量下是一致的. 表 1 中列出计算中采用的反核子光学势参数.

用这个光学势, 通过求解它的 Schrödinger 方程获得反质子和反中子各分波波函数 $\chi_L^{(+)}$ 和 $\chi_L^{(-)}$, 并与上面讨论的原子核结构所确定的状态波函数 $\varphi_{ij}(r)$ 和 $\varphi_{i'j'}(r)$ 合成完成 (11) 式积分. 这里需要特别指出的是 $\varphi_{ij}(r)$ 、 $\varphi_{i'j'}(r)$ 不采用人们通常采用的简谐振子波函数, 而是如实地取原子核的平均场, 并严格地求解其束缚态波函数. 这里的平均场取 Saxon - Woods 型, 核半径取 $r_0 = 1.28\text{fm}$, 弥散参数 $a = 0.677\text{fm}$. 平均位阱的深度是由各个能级的结合能确定, 即 $V_0 \approx 50 - 65\text{MeV}$. 这样的计算, 比起用简谐振子波函数显然地严格和重要^[4].

在完成 (6) 式, 算出 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 微分截面时, 还要确定 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{n}\bar{n}}$. 这里取 Birsa^[7] 的

表1 反核子光学势参数

| $E_{\bar{p}}$ MeV | $P_{\bar{p}}$ MeV/c | V_0 MeV | W_0 MeV | r_V fm | r_W fm | a_V fm | a_W -fm |
|----------------------|------------------------|--------------|--------------|-------------|-------------|-------------|--------------|
| 179.7 | 600 | -35 | -135 | 1.2 | 1.05 | 0.54 | 0.54 |
| 46.8 | 300 | -27 | -110 | 1.1 | 1.05 | 0.54 | 0.52 |

实验结果. 这样, 理论计算没有任意的自由参数.

在图1中, 画出 $E_p = 179.7\text{MeV}$ 的 $^{13}\text{N}(\bar{p}, \bar{n})^{13}\text{C}$ 的 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{ex}}$. 到达 ^{13}C 的能态分别为基态 $1/2^-$, 3.089MeV , $1/2^+$, 3.6854MeV $3/2^-$ 和 3.854MeV $5/2^+$. 可以看到三条激发态相距甚近, 不到 800keV . 很可能实验上分辨不开各个能态的贡献. 为此, 这里也计算了这三个激发态的非相干求和的结果. 即图中最上面的实线. 图2是 $E_p = 46.8\text{MeV}$ 时 $^{13}\text{N}(\bar{p}, \bar{n})^{13}\text{C}$ 的 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{ex}}$. 各条曲线所对应的情况和图1是相同的. 图3、4分别是上述两个能量下 $^{15}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{15}\text{N}$ 的 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{ex}}$. 从上面的分析, 它们只能到达 ^{15}N 的基态 $1/2^-$ 和 6.3239MeV $3/2^-$ 激发态. 这两个能态相距很大, 实验上完全可以分开测量. 这些计算是运用 DWUCK4^[11] 程序完成的. 反核子的扭曲波波函数 $\chi_L^{(+)}$ 和 $\chi_L^{(-)}$ 是在

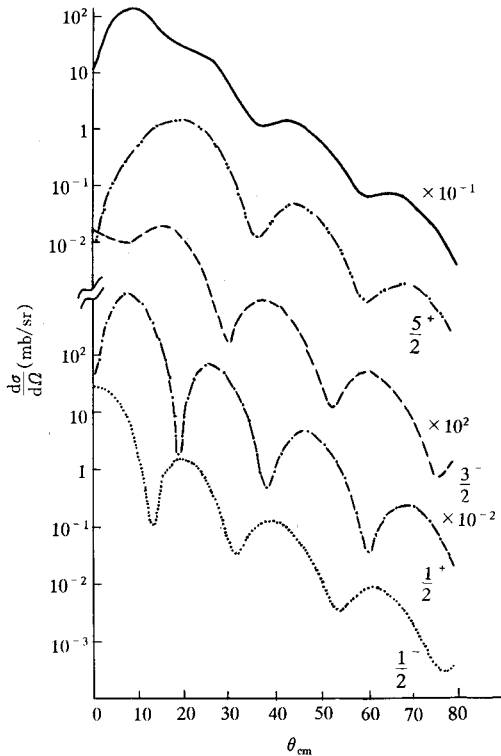


图1 $E_p = 179.7\text{MeV}$ $^{13}\text{N}(\bar{p}, \bar{n})^{13}\text{C}$ 微分截面理论计算

- 到达基态 $\frac{1}{2}^-$,
- · - · - 到达 $\frac{1}{2}^+$ (3.089MeV),
- - - 到达 $\frac{3}{2}^-$ (3.6845MeV),
- · - · - 到达 $\frac{5}{2}^+$ (3.854MeV),
- 到达各激发态的非相干求和.

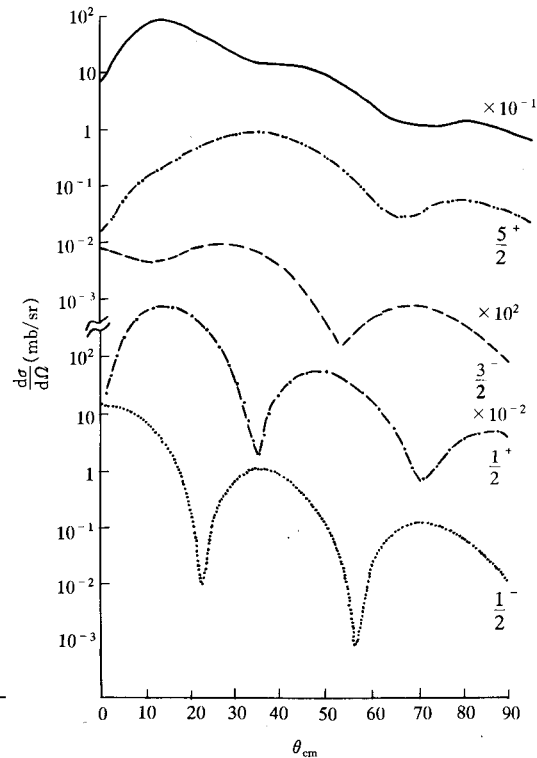


图2 $E_p = 46.8\text{MeV}$ $^{13}\text{N}(\bar{p}, \bar{n})^{13}\text{C}$ 微分截面理论计算

说明同图1.

其光学势下逐个分波求解微分方程得到的. 束缚态的波函数 $\varphi_{lj}(r)$, $\varphi_{l'j'}(r)$ 也是在平均场下严格求解方程而得到. 最后完成积分 $I_{LL}(lj, l'j')$, 并严格地完成 DWIA 框架下 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{ex}}$ 的数值计算.

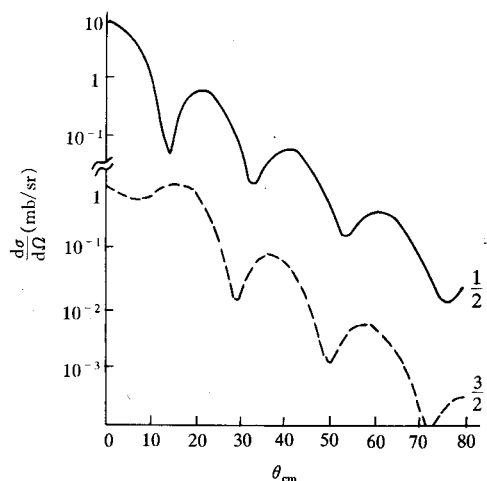


图 3 $E_p=179.7\text{MeV } ^{15}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{15}\text{N}$ 微分截面
理论计算

—— 到达基态 $1/2^-$, - - - - 到达 $3/2^-$ (6.3239 MeV).

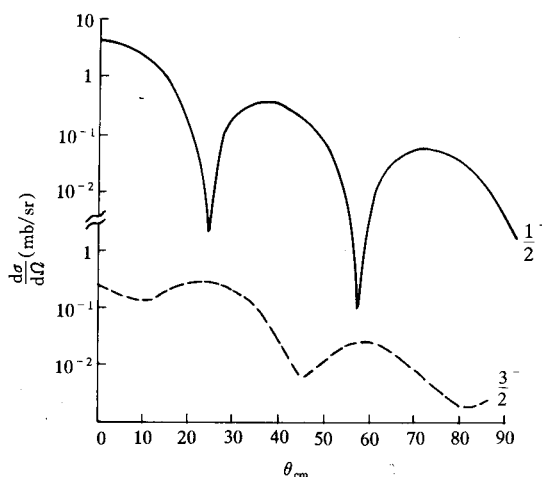


图 4 $E_p=46.8\text{MeV } ^{15}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{15}\text{N}$ 微分截面
理论计算

说明同图 3.

4 分析讨论

在以前的工作中, 曾多次地用 DWIA 方法讨论不同能量, 不同原子核的 $A(\bar{p}, \bar{p}')^*A$ 非弹性散射^[5]. 理论与实验比较获得令人满意的结果. 表明 DWIA 方法对反质子非弹性散射在相当广阔的能区中是成功的. 基于它与电荷交换反应机制上的相似性. 用 DWIA 方法, 严格地在没有任意性的情况下研究反质子与核的电荷交换反应的微分截面. 相信它所预示下的理论结果是可信赖的. 并希望实验家有所启示.

这里讨论以 ^{13}N 和 ^{15}O 为靶的 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 电荷交换反应. 它们所产生的剩余核 ^{13}C 和 ^{15}N 与靶核分别构成两对镜核. 每对镜核的基态, 核子态的结构只要把中子、质子对换便是镜核核子态的结构. 因此它们是同位旋相似态, 都属于同位旋 $T=1/2$ 的二重态. 反应过程是同位旋相似态间的跃迁. $\Delta T=0$, 和 $\Delta L=0$. 这时, 初、末态核子波函数几乎重叠, 跃迁密度函数处于极大值. 使得微分截面值比起到达末态处于激发态的各个能态都要强上数倍.

若比较反质子的电荷交换和非弹性散射的微分截面^[5]. 可以看到在相同的能量下, 它们的衍射花纹是极相似的. 特别是比较相同角动量跃迁 ΔL 下的微分截面, 如 $\Delta L'=2, 3$, 更是极其相似. 这是因为从反应机制上, 都认为它们发生多次碰撞, 只是电荷交换反应有一次碰撞引发了 $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ 过程. 而非弹性散射总是 $\bar{p}N \rightarrow \bar{p}N$ 过程. 这里计算的微

分截面值, 若与非弹性散射比较, 一般而言约弱 4—8 倍. 弱的原因是由于 $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ 比 $\bar{p}N \rightarrow \bar{p}N$ 过程弱. 然而电荷交换反应微分截面的绝对值仍不小. 在小角度约 1mb/sr , 而在 40° 以前也在 10^{-2}mb/sr 以上. 这样的强度是实验仪器可以探测的范围. 至于基态间的同位旋相似态间的跃迁. 微分截面的强度几乎与非弹性散射过程同等.

图 1, 2 最上面的实线是到达 ^{13}C 激发态 $1/2^+$, $3/2^-$ 和 $5/2^+$ 三条能态的微分截面非相干求和的理论结果. 由于分辨率的原因, 实验只可能是测量到微分截面的非相干和的结果. 它的强度与到达基态的同位旋相似态的强度几乎同等. 这些结果可以看到选取奇 A 核进行电荷交换反应, 特别这里选取 ^{13}N 和 ^{15}O 靶核进行实验的测量. 将会得到一些合乎理想的结果.

这里对反质子在原子核中发生电荷交换反应的微分截面的理论分析是建立在没有自由参数, 在可靠的依据下和在 DWIA 框架下得到的. 给出的理论结果, 恰好分别对应于 $\Delta L^\pi = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-$ 态跃迁. 有同位旋相似态间的跃迁, 也有非同位旋相似态间跃迁. 具有一定的典型性. 这里的探讨是初步的, 极期盼望会有电荷交换反应的实验出现, 使我们得到进一步的启示和改进.

参 考 文 献

- [1] D. Garreta *et al.*, *Phys. Lett.*, **B135**(1984) 266; **B139** (1984) 464; **B149** (1984) 64; **B151**(1985) 473.
- [2] S. Janouin *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A451**(1986)541.
- [3] M. C. Lemaire *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A456**(1986)557.
- [4] 李扬国, 高能物理与核物理, **12**(1988)501; **17**(1993)829.
- [5] 李扬国, 高能物理与核物理, **13**(1989)433; **18**(1994)186.
- [6] C. Amsler *et al.*, *Ann. Revs. of Nucl. and Particle Sci.*, **41**(1991)219.
- [7] R. Birsa *et al.*, *Phys. Lett.*, **B339**(1994)325; **B246**(1990)267.
- [8] F. Bradamance *et al.*, *Phys. Lett.*, **B343**(1995)427; **B343**(1995)431.
- [9] 李扬国, 高能物理与核物理, **20**(1996)1021.
- [10] F. Ajzenberg - selove, *Nucl. Phys.*, **A449**(1986)1.
- [11] P. D. Kunz, DWUCK4 Program.

Antiproton – Nucleus Charge Exchange Reaction in Mirror Nuclei

Li Yangguo

(Department of Physics, Shantou University, Guangdong 515063)

Received 4 March 1996

Abstract

In this paper, we study the antiproton – nucleus charge exchange reaction in the mirror nuclei. Under the distorted wave impulse approximation, using the exact partial wave calculation, the differential cross sections to every final states of $^{13}\text{N}(\bar{p}, \bar{n})^{13}\text{C}$ and $^{15}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{15}\text{N}$ at antiproton energies of 179.7 MeV and 46.8 MeV are analysed. The differences between the isospin analog transition and the non-analog transition are also discussed.

Key words antiproton, charge exchange reaction, DWIA.