

双电荷交换反应传统机制的 DWIA 系统分析*

潘玲君¹⁾ 姜焕清^{1,2)} 邹冰松²⁾

1)(中国科学院高能物理所,北京)

2)(中国科学院理论物理所,北京)

摘 要

本文在扭曲波冲量近似 (DWIA) 下,系统地对 0—300MeV 到达同位旋相似态的双电荷交换反应 (DIAS DCX) 中传统机制的贡献作了分析. 考察了 π 介子波函数的扭曲、初末态价核子波函数、短程对关联函数、 πNN 形状因子参数、 πN 振幅中自旋相关项等因素的影响. 结果表明, 这些因素对于 DCX 反应的传统机制的计算都非常重要,不可忽略. 但考虑了这些因素的影响后,传统机制仍不能系统地解释 0—300MeV 能区的激发函数和角分布, 必须进一步考虑其它机制的贡献.

一、引 言

π -核双电荷交换 (DCX) 反应的传统机制认为: 此反应是由两步相继的单电荷交换反应构成的. 对于到同位旋相似态的双电荷交换 (DIAS DCX) 反应, 基于该机制的最简单的处理是一级光学位方法^[1]. 它在 (3, 3) 共振区能够较好地符合轻核 (如 ^{18}O) DIAS DCX 反应小角度微分截面的实验数据, 但给出的角分布极小值位置却大大高于实验值; 在低能区 50 MeV 附近, 则遇到所谓的“低能反常行为”, 其预言值低于实验值三个量级^[1,2].

由于一级光学位忽略了对于双电荷交换反应非常重要的核子关联效应, 因此, 它的失败并不一定代表传统机制的失败. 我们虽采用二级微观光学位方法, 包括了核子关联效应, 对 ^{18}O 的 DIAS DCX 反应进行了研究^[2], 发现核子关联效应可使双电荷交换大大增强, 在共振区可增强 50%, 在低能区则可改变量级. 然而, 由于我们微观计算的二级光学位在低能区遇到了所谓的 Kisslinger 奇异性^[3], 使得我们不能得到十分确切的结果.

与此同时, 国外不少人^[4-6]采用 PWIA 方法, 考虑核子关联效应, 研究了传统机制对低能双电荷交换的贡献, 均能较好地符合 ^{14}C 在 50MeV 的 DIAS DCX 实验数据. 但由于他们的计算局限于低能区一个核, 并且引入了一些不定可调因素, 因此, 并没有令人信

本文 1990 年 4 月 10 日收到.

* 国家自然科学基金资助的课题.

服地解释了“低能反常行为”, 只能说明核子的短程关联效应十分重要。

基于以上情况, 我们认为: 为了对传统机制有个比较全面的认识, 有必要采用 DWIA 方法对传统机制在整个 0—300MeV 能区 DIAS DCX 反应中的贡献进行系统的分析, 弄清其中各种因素的影响。

本文在 DWIA 框架下, 采用壳模型原子核波函数和从求解带 π -核光学位的 K-G 方程得到的 π 介子扭曲波函数, 对传统机制进行了系统的计算和分析, 给出了 ^{18}O 、 ^{14}C DIAS DCX 在整个能区的 0° 激发函数, 以及 ^{18}O 在 50MeV 和 164MeV 能量下的角分布函数, 考察了 π 介子扭曲、核波函数、短程对关联函数、形状因子参数、自旋相关项等因素的影响, 并对他人的工作进行了分析评价。

第二部分中给出 DWIA 理论公式, 第三部分给出计算结果及分析、讨论。

二、双电荷交换传统机制的 DWIA 公式

对于双电荷交换反应 $A(\pi^+, \pi^-)B$, 其 DWIA 振幅可以表示为:

$$F^{\text{DCX}}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = -\frac{1}{4\pi} \langle \psi_B \psi_\pi^{(-)} | \hat{T}^{\text{DCX}}(\mathbf{k}', \mathbf{k}, \mathbf{r}) | \psi_A \psi_\pi^{(+)} \rangle, \quad (1)$$

其中 \mathbf{k}' 、 \mathbf{k} 分别为出射 π^- 和入射 π^+ 的动量, \mathbf{r} 是两反应核子的相对坐标, $|\psi_A \psi_\pi^{(+)}\rangle$ 和 $|\psi_B \psi_\pi^{(-)}\rangle$ 是初末态波函数, \hat{T}^{DCX} 为 DCX 跃迁算子。

对于传统机制, DCX 跃迁算子可表示为:

$$\hat{T}^{\text{DCX}}(\mathbf{k}', \mathbf{k}, \mathbf{r}) = \sum_{i \neq j}^{N-2} \int \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3} [-4\pi \hat{f}_i(\mathbf{k}', \mathbf{k}_1)] g_\pi(\mathbf{k}_1, \mathbf{r}) \Gamma(\mathbf{r}) [-4\pi \hat{f}_j(\mathbf{k}_1, \mathbf{k})]. \quad (2)$$

这里 i, j 只对价核子求和, $g_\pi(\mathbf{k}_1, \mathbf{r})$ 是中间 π^0 介子传播子, $\Gamma(\mathbf{r})$ 是考虑核内两核子由于排斥芯不能无限靠近而引入的短程对关联函数, \hat{f}_i 是 πN 散射振幅中的同位旋矢量部分。在我们考虑的能区, \hat{f}_i 主要由 s 波和 p 波构成:

$$4\pi \hat{f}_i(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \frac{\nu(\mathbf{k}')\nu(\mathbf{k})}{\nu^2(k_0)} \cdot \frac{1}{2} (\boldsymbol{\phi} \cdot \boldsymbol{\tau}_i) [\lambda_{i1} k_0^2 + \lambda_{p1} \mathbf{k}' \cdot \mathbf{k} + i\lambda_{\sigma 1} \boldsymbol{\sigma}_i \cdot (\mathbf{k}' \times \mathbf{k})], \quad (3)$$

其中 $\boldsymbol{\phi}$ 是 π 介子的同位旋算子, $\boldsymbol{\sigma}_i(\boldsymbol{\tau}_i)$ 是第 i 个核子的泡利自旋(同位旋)算子, λ_{i1} 、 λ_{p1} 、 $\lambda_{\sigma 1}$ 是由 πN 散射相移分析^[7]得到的对应于 on-shell 动量 k_0 的 πN 单电荷交换振幅参数, 在具体计算中包括了核子反冲效应和从 π -核子质心系列 π -核质心系的变换^[3, 6], 即所谓的“Angle-transform”效应。考虑到 DCX 反应中 πN 振幅的 off-shell 行为, 我们引入了顶角形状因子 $\nu(k) = (1 + k^2/\beta^2)^{-1}$, β 为形状因子参数, 我们采用一种常用的取法^[8, 9] $\beta = 4.82\text{fm}^{-1}$ 。

对于 π^\pm 介子波函数, 我们通过对程序 PIRK^[10] 略为修改, 求解下列 K-G 方程得到:

$$(\nabla^2 + U^{(\pm)})\psi_\pi^{(\pm)}(\mathbf{R}) = k^2\psi_\pi^{(\pm)}(\mathbf{R}), \quad (4)$$

其中 $U^{(\pm)}$ 是 π^\pm -核弹性散射光学位。

至于靶核波函数, 我们取壳模型波函数。对于满壳外只有两个价中子的核(如 ^{18}O),

通常基态为 0^+ 态,其波函数可表示为几个 $|(nl;j)^2 0^+\rangle$ 态的迭加,其中 (nl) 是价中子谐振子波函数对应的量子数, i 是 j - j 耦合中一个价中子的总角动量。因此,在我们的计算中,最基本的两体矩阵元为:

$$F_{ji}^{\text{DCX}}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) \equiv \langle (n_i l_i; j_i)^2 0^+ | \phi_{\pi^-}^{(-)}(\mathbf{R}) \left(-\frac{1}{4\pi} \right) \hat{T}^{(\text{DCX})}(\mathbf{k}', \mathbf{k}, \mathbf{r}) \phi_{\pi^+}^{(+)}(\mathbf{R}) | (n_i l_i; j_i)^2 0^+ \rangle, \quad (5)$$

其中 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$, $\mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)$, $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 为两核子坐标。

通过 9 - j 系数变换,可以得到价核子的 LS 耦合的波函数,再通过 Talmi 变换,可得到表示成 \mathbf{r}, \mathbf{R} 函数的价核子对波函数:

$$|(n_i l_i; j_i)^2, 0^+\rangle = \sum_{n_i N L} \sum_{l_i \mu_i M_i} \frac{1}{2} [1 + (-1)^{i+l_i}] (2s_i + 1)(2j_i + 1) \begin{Bmatrix} l_i & \frac{1}{2} & j_i \\ l_i & \frac{1}{2} & j_i \\ s & s & 0 \end{Bmatrix} \\ \cdot M_s(n_i N L; n_i l_i; n_i l_i) C_{s-\mu_i \mu_i}^{00} C_{l_i m_i L M_i}^{i-\mu_i} \phi_{n_i m_i}(\mathbf{r}/\sqrt{2}) \phi_{N L M}(\sqrt{2}\mathbf{R}) \chi_{s \mu_i}, \quad (6)$$

其中 $\phi_{n_i m_i}$ 为谐振子波函数, $M_s(n_i N L; n_i l_i; n_i l_i)$ 为 Talmi 变换系数, $\chi_{s \mu_i}$ 是两核子的自旋波函数。

由(5)、(6)式,我们得到:

$$F_{ji}^{\text{DCX}}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{n' l' N' L'} \sum_{n_i N L} \sum_{s' \mu' m' M'} \sum_{s \mu M} \frac{1}{4} [1 + (-1)^{s'+l'}] [1 + (-1)^{s+l}] \\ \cdot (2s' + 1)(2s + 1)(2j_i + 1)(2j_i + 1) \cdot \begin{Bmatrix} l_i & \frac{1}{2} & j_i \\ l_i & \frac{1}{2} & j_i \\ s & s & 0 \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} l_i & \frac{1}{2} & j_i \\ l_i & \frac{1}{2} & j_i \\ s' & s' & 0 \end{Bmatrix} \\ \cdot M_{s'}(n' l' N' L'; n_i l_i; n_i l_i) M_s(n_i N L; n_i l_i; n_i l_i) \\ \cdot C_{s'-\mu' \mu'}^{00} C_{s-\mu \mu}^{00} C_{l' m' L' M'}^{s'-\mu'} C_{l m L M}^{s-\mu} \\ \cdot \int d\mathbf{r} \phi_{n' l' m'}(\mathbf{r}/\sqrt{2}) \langle \chi_{s' \mu'} | \hat{T}^{(\text{DCX})}(\mathbf{k}', \mathbf{k}, \mathbf{r}) | \chi_{s \mu} \rangle \phi_{n_i m}(\mathbf{r}/\sqrt{2}) \\ \cdot \int d\mathbf{R} \phi_{\pi^-}^*(\mathbf{R}) \phi_{\pi^+}(\mathbf{R}) \phi_{N' L' M'}(\sqrt{2}\mathbf{R}) \phi_{N L M}(\sqrt{2}\mathbf{R}). \quad (7)$$

由以上各式,我们只要知道两个价中子的具体波函数,即可计算出 DCX 反应的散射振幅,进而求得反应截面。

三、计算结果及分析、讨论

本节中,我们将利用上节的理论公式,对 DIAS DCX 反应: $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(\text{g.s.})$ 进行系统地计算。 ^{18}O 核芯外的两个价中子波函数取为^[11]

$$|^{18}\text{O}(\text{g.s.})\rangle = 0.837 |(0d_{5/2})_{00}^2\rangle + 0.485 |(1s_{1/2})_{00}^2\rangle + 0.247 |(0d_{3/2})_{00}^2\rangle, \quad (8)$$

谐振子参数为 $b = 1.8\text{fm}$ 。

首先我们不加短程关联函数(即取 $\Gamma(r) = 1$), 不考虑 π 介子的扭曲, 给出 PWIA 计算的 0° 激发函数, 如图 1 点线所示。曲线在 190MeV 附近有一极大值 ($\sim 200 \mu\text{b}/\text{sr}$), 在 50MeV 附近有一极小值 ($\sim 2 \mu\text{b}/\text{sr}$), 基本体现了(3,3)共振和 50MeV s, p 波相干相消的特征。

下面我们依次考虑各种因素对激发函数的影响。

(1) 初末态 π 介子扭曲的影响。

我们采用由一级 Kisslinger 光学位加库仑势得到的 π^\pm 介子扭曲波进行计算, 得到的激发函数曲线如图 1 虚线所示。扭曲的效果使 $T_\pi < 55\text{MeV}$ 的激发函数得到加强, 使 $T_\pi > 55\text{MeV}$ 的部分压低, 极小值位置移到 100MeV 附近, 35—70MeV 的计算值仍比实验值低, 而共振区的计算值比实验值大了 5—10 倍。

(2) 中间 π^0 介子扭曲的影响。考虑到 π^0 介子是在核介质中传播, 对其传播子应做如下替换: $(k_0^2 - k_1^2 + i\epsilon)^{-1} \rightarrow (k_0^2 - k_1^2 - U_0(R) + i\epsilon)^{-1}$, 其中 $U_0(R)$ 是一级光学位。由于 DCX 反应多发生在核表面, $U_0(R)$ 可近似地用核表面处的值代替, 对于 ^{18}O 可用 $U_0(R = 3.5\text{fm})$ 代替^[8]。图 1 中的点划线给出了如此处理 π^0 介子扭曲后的结果, 可以看出, 对共振区可以压低 30% 左右, 而对低能区影响不大。

(3) 短程对关联函数的影响。短程对关联函数有很多种取法。最常见的有三种: 一是用 G -矩阵方法由 Reid 势导出的关联函数^[12], 近似地可取为 $\Gamma_1(r) = 1 - j_0(q_c r)$, 其中 j_0 为零阶球贝塞尔函数, $q_c = 3.953\text{fm}^{-1}$; 二是由 Miller 给出的唯象的短程对关联函数^[13,14], $\Gamma_2(r) = [1 - (1 - ar^2)e^{-br^2}]^2$, 其中 $a = 0.68\text{fm}^{-2}$, $b = 1.1\text{fm}^{-2}$; 三是最简单

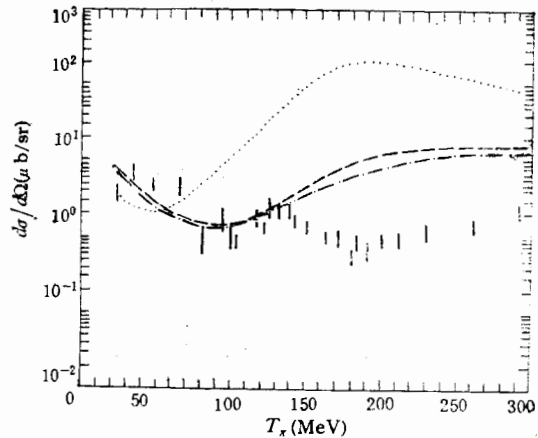


图 1 ^{18}O DIAS DCX 0° 激发函数
点线: PWIA, 虚线: DWIA (没有中间 π^0 介子的扭曲), 点划线: DWIA (考虑了中间 π^0 介子的扭曲)

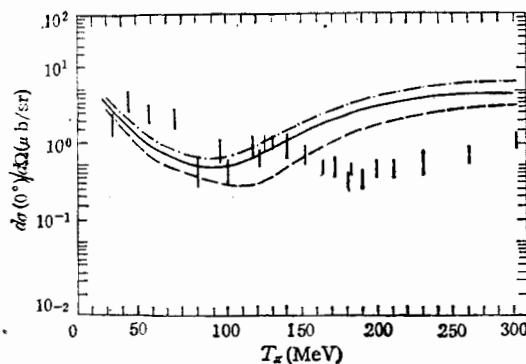


图 2 短程关联函数的影响
点划线: $\Gamma(r) = 1$, 实线: $\Gamma(r) = 1 - j_0(q_c r)$ 虚线: $\Gamma(r) = [1 - (1 - ar^2)e^{-br^2}]^2$

的硬芯截断^[8], $\Gamma(r) = \theta(r - r_c)$, 一般取 $r_c = 0.5\text{fm}$.

图2中实线和虚线分别给出了加第一种、第二种短程对关联函数的结果。做为比较,

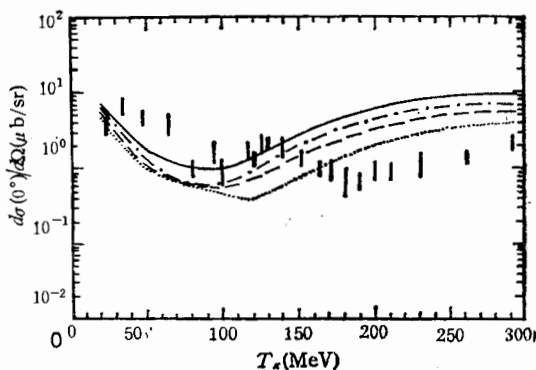


图3 初末态核波函数的影响

实线、点划线和虚线分别对应于三组态、二组态和单组态波函数的结果,对关联函数为 $\Gamma(r) = 1 - i_c(q_c r)$. 点线为单组态核波函数并且 $\Gamma(r) = (1 - (1 - ar^2)e^{-br^2})^2$ 的结果

点划线给出了不加关联的结果。可以看到,由 G -矩阵导出的第一种短程对关联函数对短程的截断弱一些,而唯象的短程对关联函数短程截断比较强,两者分别给出了短程截断的两个极限。 $r_c = 0.5\text{fm}$ 的硬芯截断的结果处于两者之间。短程关联函数使整个能区的激发函数降低 30—60%,但基本上不改变曲线的形状。

(4) 初末态核波函数的影响。对于 ^{18}O , 除了我们上面采用的三组态波函数外,常采用的还有两组态波函数^[15] $0.948 |(0d_{5/2})_{00}^2\rangle + 0.318 |(1s_{1/2})_{00}^2\rangle$ 和最简单的单组态波函数 $|(0d_{5/2})_{00}^2\rangle$.

图3中的实线、点划线和虚线分别给出了采用第一种短程对关联 $\Gamma_1(r)$, 对应于三组态、两组态和单组态波函数的 0° 激发函数曲线。一般来说,组态空间越大的基态波函数,对 DCX 越有利。这是因为考虑核子配对力之后,组态空间越大,基态波函数中价核子配对成总自旋为 0 的成分就越大,而这种自旋为 0 的价核子对比自旋为 1 的价核子对空间结构要紧凑得多,有利于双核子参加的反应。不同波函数对激发函数的绝对值有一定的影响,但对曲线形状改变不大。共振区对波函数的敏感性不亚于低能区。

为了研究在采用不同波函数情况下,激发函数对短程对关联函数的敏感性,我们在图3中还给出了单组态波函数采用第二种短程对关联 $\Gamma_2(r)$ 时的结果(点线),可见单组态波函数情况下,低能区对短程截断函数不十分敏感,而共振区较为敏感。

(5) 形状因子参数的影响。在以上的计算中,我们取的形状因子参数为 $\beta = 4.82\text{fm}^{-1}$. 文献[16,17]中还有其它取法,可以从 1.5fm^{-1} 到无穷大。我们在表1、表2中分别给出不加短程对关联函数和加上第一种短程对关联函数 $\Gamma_1(r)$ 时, β 取值对 0° 微分截面的影响。

表1 不加对关联函数时 β 的影响

$T_*(\text{MeV})$	$\beta(\text{fm}^{-1})$	1.5	3.0	4.82	6.0	20.0
50	$d\sigma/d\Omega$ ($\mu\text{b/sr}$)	1.61	2.06	2.34	2.43	2.62
164		1.69	3.37	4.89	5.49	6.95
292		9.62	11.3	13.2	14.1	16.5

表 2 加对关联函数 $\Gamma_1(r)$ 时 β 的影响

$T_x(\text{MeV})$ \ $d\sigma/d\Omega$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$) \ $\beta(\text{fm}^{-1})$	1.5	3.0	4.82	6.0	20.0
50	1.60	1.82	1.79	1.75	1.79
164	1.59	2.84	3.62	3.79	3.77
292	7.88	8.74	9.47	9.62	9.17

由以上两表可以看出,加对关联函数后, β 的影响明显减弱,这是由于短程对关联函数和顶角形状因子均有短程截断的性质。同时也看到, β 的改变对共振区的影响更明显。这说明,共振区对短程贡献更敏感。

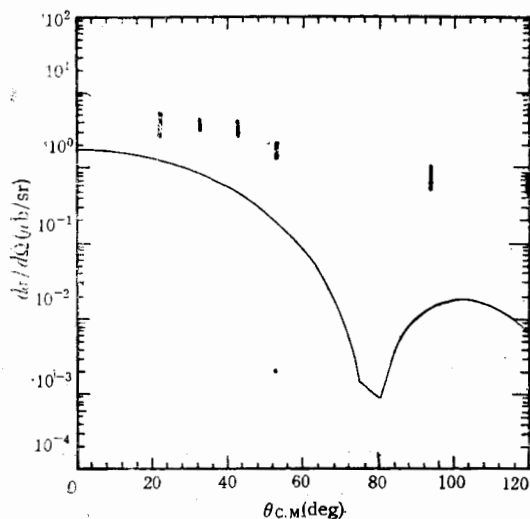
(6) πN 振幅中自旋相关项的影响。由于在弹性散射中,自旋相关项的贡献比较小,因此在研究 DCX 反应的文献^[4,16]中,也有不考虑自旋相关项的,即取 $\lambda_{01} = 0$ 。在表 3 中,我们考察了自旋相关项的影响。可以看出,自旋相关项对高于共振区的能量影响不大,但对共振区和低能区影响还是很大的,使朝前截面压低近 50%。因此,在研究 300MeV 以下的 DCX 反应时,必须考虑自旋相关项的影响。

表 3 自旋相关项对 DCX 朝前截面的影响

$T_x(\text{MeV})$ \ $d\sigma/d\Omega(\mu\text{b}/\text{sr})$ \ λ_{σ_1}	50	164	292
$\lambda_{\sigma_1} = 0$	3.51	7.04	10.3
$\lambda_{\sigma_1} \neq 0$	1.79	3.62	9.47

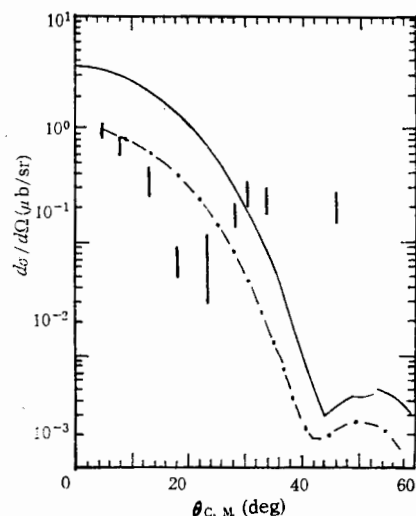
(7) 角分布函数及二级光学位的影响。在图(4)、图(5)中,我们分别给出了 50MeV 和 164MeV 能量下的角分布函数。图中实线是 π 介子在一级光学位扭曲下的结果。可以看到,考虑以上各种因素后,50MeV 能量下,传统机制能够给出朝前峰,但比实验值低一个 2—3 的因子;在 164MeV 能量下,角分布的极小值位置仍与实验值相差很远,小角度截面比实验值高出 3 倍。Greene 等人的唯象分析^[18]表明二级光学位在共振区会对电荷交换反应产生很大的影响。我们采用他们唯象分析得到的 $p33$ 道的能移参数 $ES = (35. + 0.3i)\text{MeV}$ 和 164MeV 能量下的二级光学位参数值 $\lambda_0^{(2)} = (0.75 + 3.63i)\text{fm}^3$, $\lambda_1^{(2)} = (7.71 + 15.1i)\text{fm}^3$, $\lambda_2^{(2)} = (1.66 + 10.8i)\text{fm}^3$,重新计算 π 介子的扭曲波,进而求得 164MeV 能量下的角分布函数如图 5 中点划线所示。可以看到,小角度截面能够很好地与实验符合,但极小值位置仍没有得到改善。二级光学位对低能区影响不大,使小角度截面略微降低。

通过以上对 ^{18}O 的具体计算和分析,我们知道: DCX 反应在低能区和共振区都对短程效应(包括对关联函数, β 取值,初末态核波函数的选取等)较为敏感。这些短程效应可以较大地改变激发函数的绝对大小,但对曲线的形状改变不大。自旋相关项的贡献在低能区、共振区都很重要,不可忽略。 π 介子的扭曲效应可以较大地改变激发函数的形状,但在一级光学位扭曲下,传统机制对共振区和低能区的 0° 激发函数均不能很好地解释,

图4 $T_\pi = 50 \text{ MeV } ^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}_{g.s.}$

反应的角分布

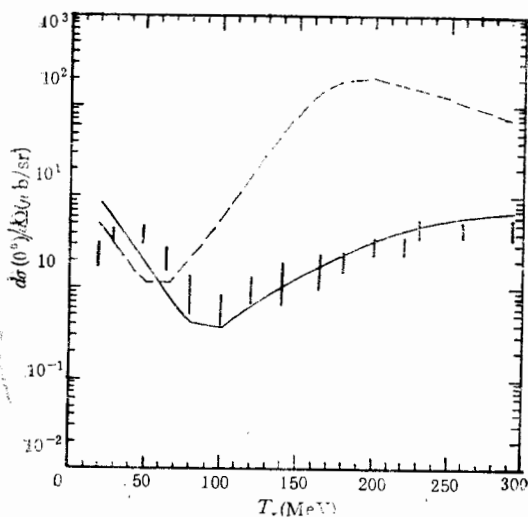
实线是采用一级光学势扭曲的 DWIA 结果

图5 $T_\pi = 164 \text{ MeV } ^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}_{g.s.}$

反应的角分布

实线是一级光学势扭曲的 DWIA 结果;点划线是加入唯象的二级光学势扭曲的 DWIA 结果

共振区的计算值太高,而低能区的计算值仍偏低。唯象的二级光学位对 π 介子扭曲的影响,可大大压低共振区的朝前微分截面,使其与实验值较为符合,但仍不能解释共振区角分布反常和激发函数的低能反常行为。

图6 $^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{14}\text{O}_{g.s.}$ 反应的 0° 激发函数

虚线: PWIA 结果; 实线: DWIA 结果

目前,有不少人对传统机制进行了研究,没有人能够解释共振区的角分布反常行为。但认为能够解释 0° 激发函数低能反常行为的却大有人在。对于 ^{18}O , 只有 Karapieris 等人用 Δ -空穴模型能够符合低能实验,但在他们的处理中, πN 基本振幅中,只取了 s 波和 p_{33} 分波部分,而忽略了 p_{11} 、 p_{13} 和 p_{31} 分波的贡献,这无疑减弱了 πN 电荷交换振幅中的 s 、 p 波相干相消的特性,因此,我们认为他们的计算不能令人信服。对于 ^{14}C , Gibbs 等人和 Glauber 等人对 50 MeV 的能量进行了计算。在 Gibbs 等人^[4]的计算中没有考虑自旋相关项和对关联函数的影响, Glauber 等人^[5]的计算中调节了 πN 基本振幅参数,因此,也不是十分令人信服。而他们的计算都是在 PWIA 框架下进行的。

传统机制对 ^{14}C 的 DCX 贡献到底如何呢? 我们采用对 ^{18}O 计算的同样处理,分别用

PWIA 和 DWIA 计算了 ^{14}C 的 0° 激发函数如图 6 所示. 对于 ^{14}C 的基态波函数, 我们利用了与文献 [5, 6] 同样的 Cohen-Kurath 波函数^[11]: $0.404|(0p_{3/2})00\rangle + 0.915|(0p_{1/2})00\rangle$, 谐振子参数 $b = 1.73\text{fm}$. 短程对关联函数取为 $\Gamma_1(r)$. 结果表明, 对 ^{14}C 的 DWIA 计算结果要比 ^{18}O 好得多, 在共振区能够很好地符合实验, 但在 50MeV 附近仍偏低.

最近, Siciliano 等人^[6]用 PWIA 对 ^{12}C 的低能区的 DIAS DCX 反应进行了较为细致的计算和分析, 对一些短程关联影响的研究结果与我们基本一致. 他们对 s 波和 p 波采用了不同形式的形状因子和参数, 得到的结果比我们的计算值略大一些. 预计考虑了 π 介子扭曲效应后, 能够较好地符合低能实验值, 但共振区的计算结果会高于实验值.

综合对 ^{18}O 和 ^{14}C 的研究, 可以看出: 传统机制的 DWIA 计算对两个核都给出大致相似的激发函数曲线, 而实验值却相差较大. 理论计算与 ^{14}C 的实验结果符合较好. 而与 ^{18}O 的实验值在某些能量下偏差较大, 即使调节本文中所考虑了的各种因素, 很难在 $0-300\text{MeV}$ 整个能区使理论与实验符合. 我们认为, 应该考虑其它一些新的机制^[19-21]的影响.

作者感谢何祚庠、庆承瑞、张宗焯等教授提供的许多有益的建议和讨论.

参 考 文 献

- [1] R. Gilman, in Proc. LAMPF Workshop on pion double charge, exchange, LA-10550-C (1985), p. 14.
- [2] Zou Bingsong and Jiang Huanqing, *High Energy Phys. and Nucl. Phys.* (allerton Press, USA), **12**(1988), 271.
- [3] G. E. Brown et al., *Phys. Rep.*, **50**(1979), 227.
- [4] Gibbs et al., in Ref. [1], p. 90.
- [5] M. bleszynski and R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, **C36**(1987), 681.
- [6] E. R. Siciliano, M. B. Johnson and H. Sarafian, LANL Report No. LA-UR-89-3302.
- [7] G. Rowe et al., *Phys. Rev.*, **C18**(1978), 584.
- [8] M. B. Johnson et al., *Phys. Rev.*, **C27**(1983), 730.
- [9] H. C. Chiang and M. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 531.
- [10] R. A. Eisenstein and G. A. Miller, *Comp. Phys. Commun.*, **8**(1974), 130.
- [11] T. Karapiperis and M. Kobayashi, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 1230; *Ann. Phys.*, **177**(1987), 1.
- [12] G. E. Brown et al., *Nucl. Phys.*, **A286**(1977), 191.
- [13] G. A. Miller and E. Spencer, *Ann. Phys.*, **100**(1976), 562.
- [14] H. Q. Song, H. F. Wu and T. T. S. Kuo, *Phys. Rev.*, **C40**(1989), 2260.
- [15] E. Oset, D. Strottman and G. E. Brown, *Phys. Lett.*, **B73**(1978), 393.
- [16] N. Auerbach et al., *Phys. Rev.*, **C38**(1988), 1277.
- [17] A. Wirzba et al., *Phys. Rev.*, **C40**(1989), 2745.
- [18] S. J. Greene et al., *Phys. Rev.*, **C30**(1984), 2003.
- [19] G. A. Miller, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2008.
- [20] H. C. Chiang and B. S. Zou, *Nucl. Phys.*, **A496**(1989), 739.
- [21] C. R. Ching, T. H. Ho, B. S. Zou and M. B. Johnson, *Commun. Theor. Phys.*, **11**(1989), 171; C. R. Ching, T. H. Ho and B. S. Zou, Preprints AS-ITP-88-039, AS-ITP-90-01, to be published in *Nucl. Phys. A*.

A SYSTEMATIC DISTORTED WAVE IMPULSE APPROXIMATION ANALYSIS OF THE CONVENTIONAL MECHANISM FOR PION DOUBLE CHARGE EXCHANGE

PAN LINGJUN^{a)} JIANG HUNAQING^{a,b)} ZOU BINGSONG^{b)}

a) (*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing*)

b) (*Institute of Theoretical Physics, Academia sinica, Beijing*)

ABSTRACT

In the framework of the distorted wave impulse approximation, a systematic analysis is performed for the contribution from the conventional mechanism to the double charge exchange to the double isobaric analog state. The effects of distortions of pions, nuclear wave functions, short-range correlation functions, parameters of form factors, the spin-dependent term in the πN amplitude etc. are examined. It is shown that all these elements are very important and not negligible for the conventional mechanism. But after including the effects of all these elements, the conventional mechanism is still not able to reproduce the experimental excitation function and angular distribution for the energy region of 0—300 MeV, therefore the effects of some other mechanisms should be included.