

二级 π -核光学位及双电荷交换反应*

邹冰松 姜焕清

(中国科学院高能物理研究所,北京)

摘 要

本文采用 π -核的 Iso-elastic 散射光学位框架,在纯核子机制下,考虑了核子关联,利用固定散射中心的场论方法微观地计算了二级光学位,并由此研究了到同位旋相似态的 π -核双电荷交换 (DIAS DCX) 反应。本文计算的能区是:入射 π 介子的动能处于 $0\sim 300\text{MeV}$ 之间,在计算中同时考虑了 π -核子散射振幅中 s 、 p 波分量的贡献。

一、引 言

核子关联在核结构物理中的重要性早就引起了人们的注意,但对于这些关联对核反应的影响还研究得很不够。 π -核双电荷交换反应至少有两个核子参加,因此,对核子关联效应很敏感。近几年来,随着大量的 π -核双电荷交换反应实验数据的出现,为研究原子核中的核子关联开辟了一个新的领域。

在研究到同位旋相似态的双电荷交换 (DIAS DCX) 反应时,人们发现传统的一级光学位方法出现了两大问题^[1]:一是在低能区 50MeV 左右,小角度微分截面的理论计算值大大低于实验数据;二是在 $(3, 3)$ 共振区 164MeV 左右,角分布曲线的第一个极小值位置的理论值明显大于实验值。

如何解释这些现象呢?目前,理论发展有两个方向:一是在核内加入新的自由度,如 Δ_{33} 成分^[2],虚 π 介子流^[3],以及六夸克集团成分^[4]等等;二是在纯核子机制下考虑核子关联等高阶效应的影响^[5,6]。

我们认为:既便要考虑核内新的自由度,也首先应该弄清楚第二个方面的贡献。本文采用 π -核的 Iso-elastic 散射光学位框架,在纯核子机制下,考虑了核子关联,利用固定散射中心的场论方法,微观地计算了二级光学位,考察了它对总的光学位的影响,并用得所的光学位计算了一些 π -核双电荷交换反应的微分截面,与实验进行了比较。

二、理论框架

我们采用 Iso-elastic 光学位框架:

* 国家自然科学基金资助的课题
本文 1987 年 7 月 23 日收到。

$$\hat{U} = U_0 + U_1(\boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{T}) + U_2(\boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{T})^2, \quad (2.1)$$

其中 $\boldsymbol{\phi}(\mathbf{T})$ 是 π (核) 的同位旋算符, U_0 、 U_1 、 U_2 就是所谓的同位旋标量、矢量、张量项。

π 介子在核场中的 Iso-elastic 散射指的是弹性散射及到同位旋相似态的单电荷、双电荷交换反应, 它满足波方程:

$$(\nabla^2 + k^2)\phi(\mathbf{r}) = \hat{U}\phi(\mathbf{r}). \quad (2.2)$$

只要 \hat{U} 给定, 利用耦合道方法求解此 Klein-Gordon 方程, 即可求得各种 Iso-elastic 散射的微分截面。

下面的问题是如何计算 \hat{U} 。

在同位旋空间转动不变的假定下, U_0 、 U_1 、 U_2 与 π^+ 、 π^0 、 π^- -核弹性散射光学位 $U^{(+)}$ 、 $U^{(0)}$ 、 $U^{(-)}$ 的关系为^[5]:

$$\begin{aligned} U_2 &= (U^{(+)} + U^{(-)} - 2U^{(0)})/[T_0(2T_0 - 1)], \\ U_1 &= (U^{(0)} - U^{(+)})/T_0 + T_0U_2, \\ U_0 &= U^{(0)} - T_0U_2, \end{aligned} \quad (2.3)$$

其中 T_0 为核的同位旋量子数。

除了同位旋外, U_i 包括了所有的 π -核作用机制。一般来说, 它们可以通过密度展开进行微观计算:

$$U_i = U_i^{(1)} + U_i^{(2)} + \dots \quad (2.4)$$

其中上角标表示参加反应的核子数。

本文采用固定散射中心的场论方法^[7]对 $U_i^{(2)}$ 进行了微观计算。

对二级光学位 $U_i^{(2)}$ 的主要贡献项如图 1 所示。图中 \mathbf{r}_1 、 \mathbf{r}_2 表示二次碰撞点。

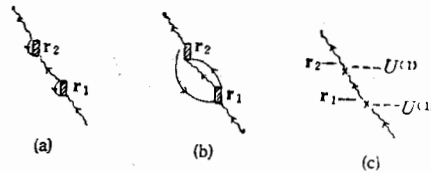


图 1

图 1(a) 是直接项, 图 1(b) 是泡利交换项, 图 1(c) 是一级光学位迭代项, 它是考虑到 Double Counting 问题, 从图 1(a) 项中扣除的部分。

计算的基本输入是 πN 散射振幅。在 π 介子入射动能小于 300 MeV 的能区内, 主要是 s 、 p 波分量的贡献:

$$\hat{F}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \hat{F}^{(s)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) + \hat{F}^{(p)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}), \quad (2.5)$$

$$\hat{F}^{(s)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \frac{k_0^2}{4\pi} \cdot \frac{v(k')v(k)}{v^2(k_0)} \cdot \hat{\lambda}^{(s)}, \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \hat{F}^{(p)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) &= \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{v(k')v(k)}{v^2(k_0)} [\hat{\lambda}^{(p)} \mathbf{k}' \cdot \mathbf{k} \\ &\quad + i\hat{\lambda}^{(p)} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{k}' \times \mathbf{k})], \end{aligned} \quad (2.7)$$

其中 $v(k)$ 为 π -核子顶角形状因子, $v(k) = (1 + k^2/\beta^2)^{-1}$, β 为动量截断参数, 本文

取为 4.82fm^{-1} ; k_0 为相应的 on-shell 动量.

$$\begin{aligned}\hat{\lambda}_i^{(s)} &= \lambda_{00}^{(s)} + \frac{1}{2} \lambda_{01}^{(s)}(\boldsymbol{\phi} \cdot \boldsymbol{T}), \\ \hat{\lambda}_i^{(p)} &= \lambda_{00}^{(p)} + \frac{1}{2} \lambda_{01}^{(p)}(\boldsymbol{\phi} \cdot \boldsymbol{T}), \\ \hat{\lambda}_i^{(s')} &= \lambda_{10}^{(s')} + \frac{1}{2} \lambda_{11}^{(s')}(\boldsymbol{\phi} \cdot \boldsymbol{T}),\end{aligned}\quad (2.8)$$

其中 $\lambda_{00}^{(s)}$ 、 $\lambda_{01}^{(s)}$ 、 $\lambda_{00}^{(p)}$ 、 $\lambda_{01}^{(p)}$ 、 $\lambda_{10}^{(s')}$ 、 $\lambda_{11}^{(s')}$ 可由文献[8]的相移分析得到.

由固定散射中心的场论方法, 二阶散射算子为:

$$\begin{aligned}\hat{T}^{(2)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}; \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) &= \int \frac{d^3k_1}{(2\pi)^3} [-4\pi\hat{F}_2(\mathbf{k}', \mathbf{k}_1)] \cdot g(\mathbf{k}_1, \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \\ &\quad \cdot \Gamma(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \cdot [-4\pi\hat{F}_1(\mathbf{k}_1, \mathbf{k})],\end{aligned}\quad (2.9)$$

其中 $\Gamma(r)$ 为核子的对关联函数, $g(\mathbf{k}_1, \mathbf{r})$ 为 π 介子的传播子.

$$g(\mathbf{k}_1, \mathbf{r}) = \frac{e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}}}{k_0^2 - k_1^2 - U^{(0)} + i\eta}\quad (2.10)$$

由散射算子对核态求平均, 即可得 π -核弹性散射光学位:

$$U^{(m)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \langle \phi_0; \mathbf{k}', m | \hat{T} | \phi_0; \mathbf{k}, m \rangle\quad (2.11)$$

其中 ϕ_0 为核的基态波函数, \mathbf{k}' , \mathbf{k} 分别为 π 的初末态动量, m 表示 π 介子的电荷状态, $m = +, 0, -$.

由 $U^{(m)}$ 代入(2.3)式, 即可求得所要的 Iso-elastic 光学位. $U^{(m)}$ 的具体计算方法与文献[9]相同. 对于密度矩阵, 采用的是修正的定域费米气体模型, 研究表明它是一个较好的近似方法^[10].

最后, 得到二级光学位在动量空间的形式为:

$$U_i^{(2)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \int d\mathbf{R} e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{R}} U_i^{(2)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}, \mathbf{R})\quad (2.12)$$

其中 $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$, $\mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)$.

$$\begin{aligned}U_i^{(2)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}, \mathbf{R}) &= k_0^2 \xi_i^{(ss)}(k_0, R) + k_0^2 \mathbf{e}_{k'} \cdot \mathbf{e}_k \xi_i^{(pp)}(k_0, R) \\ &\quad + \frac{1}{2} k_0^2 (1 + \mathbf{e}_{k'} \cdot \mathbf{e}_k) \xi_i^{(sp)}(k_0, R)\end{aligned}\quad (2.13)$$

其中 $\xi_i^{(ss)}$ ($\xi_i^{(pp)}$) 对应于在 πN 振幅中只考虑 s 波 (p 波) 时的结果, $\xi_i^{(sp)}$ 是同时考虑 s 、 p 波时产生的 s - p 波相干项.

三、二级光学位的计算结果及讨论

通常人们认为: 在 (3, 3) 共振区附近, 由于 Δ_{33} 共振的影响, πN 散射振幅 p 波为主, 因此, 在计算二级光学位时, 只需考虑 p 波的贡献. 但我们发现, 情况并非如此.

表 1 给出了 $T_* = 50\text{MeV}$ 和 164MeV 时, πN 散射振幅中 s 、 p 波分量的参数值.

表1 πN 散射振幅参数(单位 fm^3)

$T_\pi(\text{MeV})$	λ_{00}^s	λ_{01}^s	λ_{00}^p	λ_{01}^p
50	$-1.1 + 0.7i$	$-9.5 - 0.4i$	$8.0 + 1.0i$	$9.6 + 0.9i$
164	$-0.7 + 0.4i$	$-2.3 + 0.1i$	$3.2 + 9.5i$	$3.7 + 9.5i$

对于 $T_\pi = 50\text{MeV}$ 的情况, s 波的影响显然是不可忽略的.

对于 $T_\pi = 164\text{MeV}$, 由于二级光学位中的 U_0, U_1 正比于 λ_{00} , 而 $\lambda_{00}^p \gg \lambda_{00}^s$, 因此, s 波的影响对 U_0, U_1 不会太大, p 波为主; 而 U_2 只与 λ_{01} 有关, 纯 p 波贡献 $U_2^{(pp)} \propto (\lambda_{01}^p)^2$, s - p 波相干项贡献 $U_2^{(sp)} \propto 2\lambda_{01}^s \cdot \lambda_{01}^p$, 而 $\text{Re } \lambda_{01}^s$ 与 $\text{Re } \lambda_{01}^p$ 大小差不多, 因此, s - p 波相干项对 U_2 的影响不应该忽略. 本文同时考虑了 s, p 波, 对 O^{18} 的 Iso-elastic 光学位进行了具体计算.

为了便于比较 s 波和 p 波的贡献, 考察 $\mathbf{k}' = \mathbf{k}$ 的情况. 此时, 在坐标空间的二级光学位为:

$$U_i^{(2)}(k_0, k) = k_0^2 [\xi_i^{(ss)}(k_0, R) + \xi_i^{(sp)}(k_0, R) + \xi_i^{(pp)}(k_0, R)] \quad (3.1)$$

仿照文献[9]的方法, 将 $U_i^{(2)}(k_0, R)$ 参数化成如下形式:

$$\begin{aligned} U_0^{(2)}(k_0, R) &= -k_0^2 \lambda_0 \rho^2(R) / \rho_0, \\ U_1^{(2)}(k_0, R) &= -\frac{1}{2} k_0^2 \lambda_1 \rho(R) \Delta \rho(R) / \rho_0, \\ U_2^{(2)}(k_0, R) &= -k_0^2 \lambda_2 \frac{\Delta \rho(R)}{\rho_0}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

其中 $\rho(R)$ 为总的核子数密度, $\Delta \rho(R)$ 为中子与质子的数密度之差, ρ_0 为核中心密度 $0.16(\text{fm}^{-3})$,

$$\lambda_i = \lambda_i^{(ss)} + \lambda_i^{(sp)} + \lambda_i^{(pp)}. \quad (3.3)$$

由于 Iso-elastic 散射主要发生在核表面附近, 所以, 主要是核表面处的光学位起作用, λ_i 在核表面附近随 R 变化缓慢, 可以取为常数, 本文取其在 $R = 3.5\text{fm}$ 处的值.

图2给出了 T_π 为 $25 \sim 300\text{MeV}$ 能区的 λ_2 值实部的具体计算结果. 点划线是在 πN 振幅中只考虑 p 波的结果, 实线是同时考虑 s, p 波的结果. 可以看到, s 波的贡献

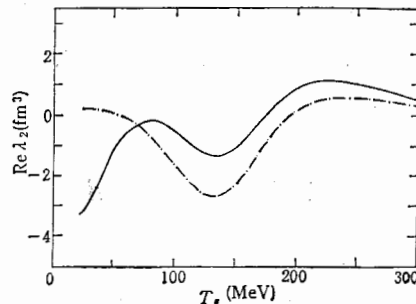


图 2

相当重要,既使在(3,3)共振峰 164MeV 附近, s 波对 U_2 的影响也是不可忽略的。

对于同位旋标量和矢量部分 λ_0, λ_1 , 在共振区 s 波的影响比较小,只有 20~30% 左右, p 波为主。

计算结果与前面分析一致。

下面考察一下二级光学位对总的光学位的影响。

在一级光学位中是不存在 U_2 这一项的,因此,对于 U_2 ,二级光学位的贡献是它的首要项。图 3 给出了 $T_\pi = 50\text{MeV}$ 和 164MeV 时,对于 U_0, U_1 , 一级光学位和一级加入二级总的光学位的比较。可以看出,在共振区 164MeV 处,一级光学位是主要的,二级光学位可看成为一项修正;而在 $T_\pi = 50\text{MeV}$ 时,二级光学位的贡献很重要,特别是对于 U_1 ,二级光学位已成为主要项,大于一级光学位的贡献。这是由于 $U_1^{(1)} \propto (\lambda_{01}^s + \lambda_{01}^p)$, 而 λ_{01}^s 与 λ_{01}^p 在 50MeV 处大小相近,符号相反(见表 1),即 s, p 波相消,使得 $U_1^{(1)}$ 几乎为 0,二级贡献 $U_1^{(2)}$ 上升为主要项。

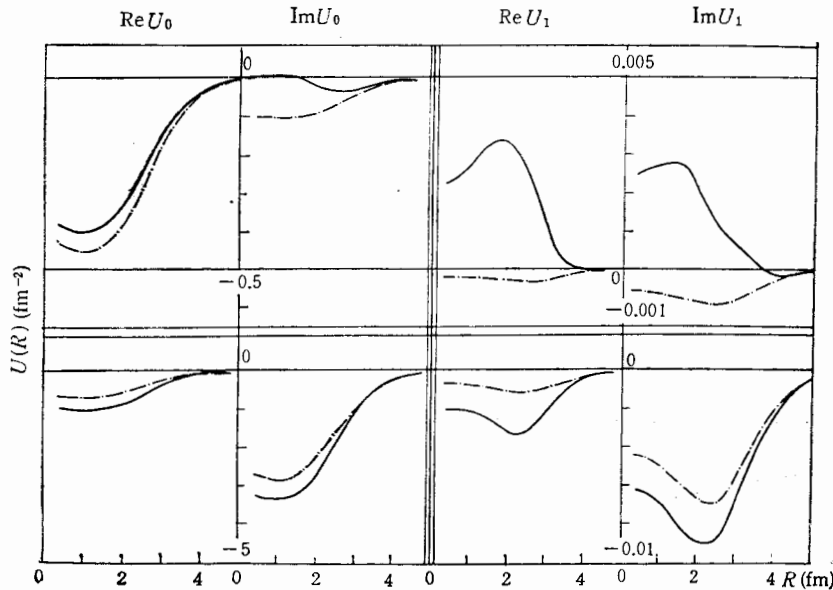


图 3 T_π 为 50MeV (上图)和 164MeV (下图)时,一级光学位(点划线)与加入二级光学位后(实线)两种情况的比较

四、Iso-elastic 光学位应用于 DIAS DCX 反应

我们知道,只考虑 s, p 波时,一级光学位具有如下形式:

$$U^{(1)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}, R) = k_0^2(\bar{\xi} + \xi \mathbf{e}_{\mathbf{k}'} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{k}}) \quad (4.1)$$

其中 $\bar{\xi}, \xi$ 分别为一级光学位中的 s, p 波项。

前面(2.13)式,得到了二级光学位,其形式为:

$$U^{(2)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}, R) = k_0^2(\Delta \bar{\xi} + \Delta \xi \mathbf{e}_{\mathbf{k}'} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{k}}) \quad (4.2)$$

其中

$$\Delta \bar{\xi} = \xi^{(rr)} + \frac{1}{2} \xi^{(sp)}$$

$$\Delta \xi = \xi^{(pp)} + \frac{1}{2} \xi^{(sp)} \quad (4.3)$$

采用 MSU 形式的 Kisslinger 非定域光学位, 则

$$U(R) = \nabla \cdot [\xi(R) + \Delta \xi(R)] \nabla - k^2 [\bar{\xi}(R) + \Delta \bar{\xi}(R)] - \frac{1}{2} (p_1 - 1) \nabla^2 \xi(R) - \frac{1}{2} (p_2 - 1) \nabla^2 \bar{\xi}(R) \quad (4.4)$$

考虑到 π 的真吸收问题, 还需要在光学位中加入一项吸收项 U_{abs} , 即

$$U(R) = U^{(1)}(R) + U^{(2)}(R) + U_{abs}(R) \quad (4.5)$$

其中 U_{abs} 可参数化为:

$$U_{abs}(R) = 4\pi [B_0 \rho^2(R) - \nabla C_0 \rho^2(R) \nabla] \quad (4.6)$$

其中 B_0 、 C_0 在 0~300MeV 之间的值^[11].

由以上得到的光学位, 利用 LAMPF 发展的程序 PIESDEX 求解耦合道 Klein-Gordon 方程, 对 DIAS DCX 反应 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(g.s)$ 进行了具体计算.

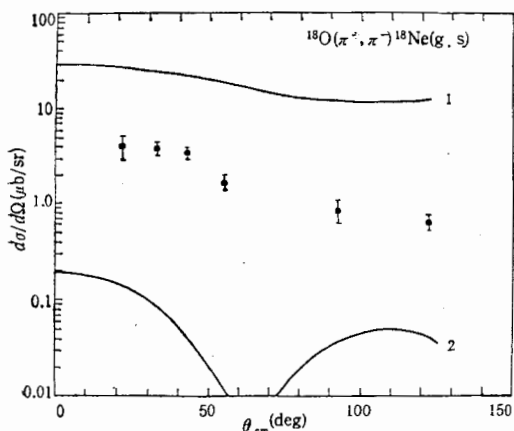


图 4 $T_* = 50\text{MeV}$ 的角分布函数。①二级光学位中不加 π 的真吸收; ②二级光学位中加入 π 的真吸收

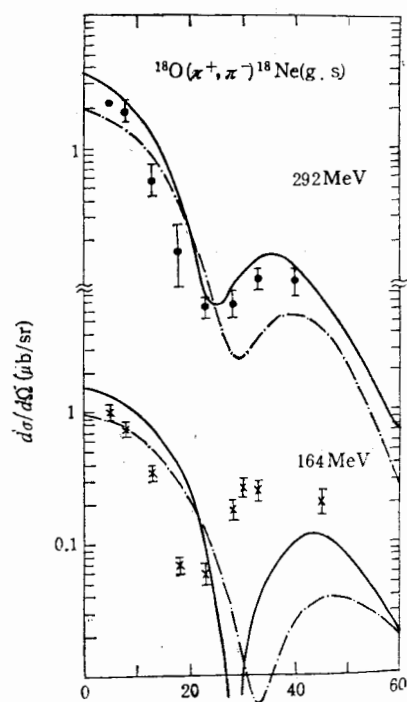


图 5 角分布函数点划线一级光学位的结果, 实线表示加入二级光学位后的结果

图 4 给出了 $T_* = 50\text{MeV}$ 的角分布曲线。一级光学位的结果 $(d\sigma(0^\circ)/d\Omega) \sim 0.005 \mu\text{b/sr}$ 大大低于实验值, 我们没在图中标出。图中只给出了二级光学位的结果。在不考

考虑 π 的真吸收时, 理论计算值比实验值大了差不多一个量级, 而考虑真吸收后, 竟比实验值低了一个多量级. 这是由于微观计算的二级光学位落入了所谓的 Kisslinger 奇异区^[12], 这个奇异区是 Kisslinger 类型的光学位固有的缺陷, 给出非物理的结果, 使得反应截面对光学位的微小变化很敏感. 尽管由于 Kisslinger 奇异性, 使得这里对 DCX 反应的计算结果不可靠, 但从上节中二级光学位与一级光学位的比较情况来看, 可以肯定在低能区核子关联对 DIAS DCX 反应非常重要, 可以通过 DWBA 方法进行研究.

图 5 给出了 $T_{\pi} = 164\text{MeV}$ 和 292MeV 的角分布曲线, 可以看出: 考虑二级光学位后对计算结果有所改善, 极小值的位置向小角度方向移动, 大角度微分截面有所提高, 但对 (3, 3) 共振区, 仍不能得到满意的结果.

在以上所有计算中, 在一级光学位的计算中没有考虑 π 的真吸收, 而在加入二级光学位后, 除了特殊说明之外, 均加入了 π 的真吸收效应, 整个计算没有引入可调参数.

五、小 结

(1) 在低能区 (50MeV 左右), 由于 πN 振幅中同位旋矢量部分相干相消, 使得传统的一级光学位方法对 DIAS DCX 反应小角度贡献很小, 从而二级光学位上升为主要贡献项, 在一级光学位中加入二级光学位后, 可以大大提高 DIAS DCX 反应在低能区的小角度微分截面, 在 (3, 3) 共振区, 也使激发函数得到增强.

(2) 在 (3, 3) 共振区, 以往人们认为 πN 振幅中 Δ 共振部分是主要的, 而忽略了 s 波的贡献. 而我们的研究表明, 尽管对于光学位中同位旋标量和矢量部分, s 波影响不大, 但对于张量部分, 特别是它的实部, s 波的影响还是很大的, 即使在 (3, 3) 共振区, s 波对 DIAS DCX 反应的贡献也是不可忽略的. 考虑了二级光学位 (包括 s 、 p 波) 后, 对于角分布函数有一定的改进, 使极小值位置向小角度方向移动, 使大角度微分截面得到提高, 但仍不能很好地符合实验结果.

综上所述, 我们认为在 DIAS DCX 反应的纯核子机制中, 核子关联、 s 波和 p 波, 都是很重要的, 必须全面考虑. 但考虑了上述因素后, 仍不足以解释实验结果. 因此, 理论必须进一步发展, 可能要考虑新的机制.

作者对 T. E. O. Ericson、何祚庥、庆承瑞、李扬国等教授的许多有益的建议及讨论表示感谢.

参 考 文 献

- [1] LA-10550-C, LAMPF Workshop on Pion Double Charge Exchange, 1985.
- [2] M. B. Johnson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 593; T. Karapiperis et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 1230.
- [3] E. Oset et al., *Nucl. Phys.*, **A408**(1983), 461.
- [4] G. A. Miller, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2008.
- [5] M. B. Johnson et al., *Phys. Rev.*, **C27**(1983), 730.
- [6] E. R. Siciliano et al., *Phys. Rev.*, **C34**(1986), 267; M. Blezyński and R. J. Glauber, Preprint (1987).
- [7] M. B. Johnson and D. J. Ernst, *Phys. Rev.*, **C27**(1983), 709.

- [8] G. Rowe, M. Salomon and R. H. Laudau, *Phys. Rev.*, **C18**(1978), 584.
[9] H. C. Chiang and M. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 531.
[10] 邹冰松, 姜焕清, 高能物理与核物理, **2**(1987), 218.
[11] J. Chai and D. O. Riska, *Phys. Rev.*, **C19**(1979), 1425.
[12] T. E. O. Ericson and F. Myhrer, *Phys. Lett.*, **74B**(1978), 163; G. E. Brown et al., *Phys. Rep.*, **50C**(1979), 227.

SECOND ORDER PION-NUCLEUS OPTICAL POTENTIAL AND DOUBLE CHARGE EXCHANGE REACTION

ZOU BINGSONG, JIANG HUANQING

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

ABSTRACT

In the framework of fixed-scatterer field theory, we construct the second order iso-elastic microscopic pion-nucleus optical potential by including two nucleon correlation. The double charge exchange reactions to the double isobaric analog state are calculated by using our theoretical optical potential. For the incident pion energies ranging between 0 and 300 MeV, the s and p wave components are included in the πN amplitude.