

单电荷交换反应的 Isobar 激发机制

刘波 张宗焯

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

用 Isobar 激发机制研究了到达同位旋相似态的单电荷交换反应 $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0) \cdot ^{13}\text{N}_{g.s.}$. 计算了最低阶图的贡献, 得到的总截面与实验很好地符合。

π 核电荷交换反应是 π 核物理中一类重要反应, 通过它不仅研究 π 核作用, 还可以研究原子核的结构. 例如 π 与核交换两个单位电荷的双电荷交换反应 (π^\pm, π^\mp), 由于至少有两个核子参加该反应过程, 因此用这类反应来研究核中的两核子关联是可望的. 为此搞清楚 π 核电荷交换反应的机制是很有必要的。

近年来, 由于介子工厂的建成, 介子束流的性能不断提高, π 核电荷交换反应的实验也不断增多. 虽然 π 核电荷交换反应的截面比 π 核弹性散射的截面约小三个数量级, 但近年来已经有了不少的测量. 例如到达同位旋相似态的单电荷交换反应 $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{13}\text{N}_{g.s.}$, 就是实验上测量得较多的一例. 实验从入射 π 的能量为几十 MeV 到几百 MeV 都做了测量. 得到的结果是 $T_\pi = 30-230\text{MeV}$ 之间, 激发曲线比较平坦, 尤其是在 $80-200\text{MeV}$ 之间, 几乎是平的, 截面的大小约为 1mb . 这一特点引起了理论工作者的兴趣, 尝试从各个角度去解释它。

目前理论上处理这类反应的方法, 最简单的是用平面波冲量近似 (PWIA), 进一步考虑了 π 核光学势对它的扭曲, 即扭曲波冲量近似 (DWIA). 然而这两种方法所得到的理论结果与实验符合得不好^[1-3]. 无论是截面绝对值的大小, 还是截面随 T_π 的变化趋势都与实验结果有较明显的偏离. 例如对于 $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{13}\text{N}_{g.s.}$ 反应 ($T_\pi = 80-200\text{MeV}$), PWIA 的结果比实验值大五倍, 而 DWIA 的结果又差不多比实验值小一个数量级. N. Auerbach^[4] 把 L. S. Kisslinger 等人^[5] 处理 π 核散射的 Isobar 门口模型推广用来讨论单电荷交换反应, 给出了与实验符合的结果. 这表明在 T_π 接近 (3, 3) 共振区时, 必须考虑 Isobar 激发的影响。

然而以上介绍的几种理论方法都是半唯象的, 在这些理论中都必须以 π 核子的电荷交换振幅做为输入值, 因而参数多, 也不够基本. 我们试图从微观的角度, 通过

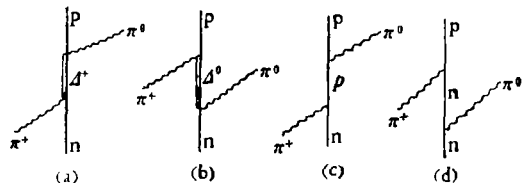


图1 单电荷交换反应的二次作用图

π 核子相互作用来分析这个反应. 图 1 中列出的是四个最低阶(二次作用)的图. 在略去自能相互作用的情况下, 高阶的图可以由图 2 表示. 这些高阶图可以用 W. Weise 等人^[5-7] 处理 π 核散射的方法, 把它们归拢在一起, 看做是原子核核心部分对 π 介子的微观扭曲.

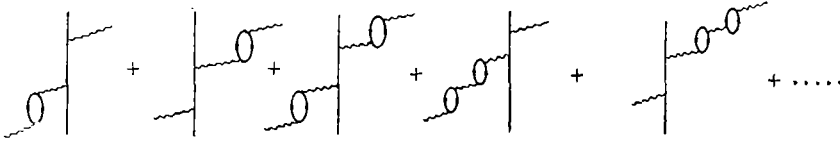


图 2 单电荷交换反应的高阶图

(图中的核子内线是包括核子或 Isobar, 粒子-空穴环是包括核子-空穴激发以及 Isobar-空穴激发).

对于在 (3, 3) 共振区附近, 我们可以认为 π 与核子的作用主要通过 Isobar 激发. 因此可以略去图 1 中的 (c) 和 (d), 而图 1 中的 (b) 由于能量上的不利, 因而几率很小, 也可以略去不计. 这样, 二次作用的振幅为

$$T_{fi}^{(2)} = \sum_{\Delta_i} \frac{\langle f, \mathbf{k}' | H_{\Delta N \pi}^+ | \Delta_i h \rangle \langle \Delta_i h | H_{\Delta N \pi} | \mathbf{k}, i \rangle}{E_{\pi} - (\varepsilon_{\Delta_i} - \varepsilon_h)}. \quad (1)$$

在此 $|\mathbf{k}, i\rangle$ 和 $|\mathbf{k}, f\rangle$ 分别表示初末态,

$$H_{\Delta N \pi} = i \frac{f_{\Delta N \pi}}{m_{\pi}} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \cdot \mathbf{q}) \boldsymbol{\tau}_{\Delta N} \cdot \boldsymbol{\varphi}_{\pi}, \quad (2)$$

其中耦合常数 $\frac{f_{\Delta N \pi}}{4\pi} = 0.35$; $\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}$ 及 $\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}$ 分别是自旋及同位旋改变算符, 它们的约化矩阵元为

$$\left\langle \frac{3}{2} \left\| \boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \right\| \frac{1}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{3}{2} \left\| \boldsymbol{\tau}_{\Delta N} \right\| \frac{1}{2} \right\rangle = 2. \quad (3)$$

$\boldsymbol{\varphi}_{\pi}$ 是 π 介子场, \mathbf{q} 是 π 核子质心系中 π 介子的动量.

$$\mathbf{q} = \beta \mathbf{k}, \quad (4)$$

$$\beta = \frac{M + E_{\pi}/A}{M + E_{\pi}}. \quad (5)$$

M 是核子质量, A 是原子核的核子数. (1) 式中的 ε_{Δ_i} 代表 Isobar Δ 处于 i 态时的能量, ε_h 是发生电荷交换的那个核子的能量; $|\Delta_i h\rangle$ 代表将核子激发为 Isobar Δ_i 的中间状态. 高阶图的贡献为(在此略去核子-空穴激发):

$$\begin{aligned} T_{fi}^{(2)} = & \sum_{\Delta_i n} \langle f \mathbf{k}' | H_{\Delta N \pi}^+ | \Delta_i h \rangle \frac{1}{E_{\pi} - (\varepsilon_{\Delta_i} - \varepsilon_h)} \langle \Delta_i h | V | \Psi_n \rangle \cdot \frac{1}{E_{\pi} - E_n} \langle \Psi_n | H_{\Delta N \pi} | \mathbf{k} i \rangle \\ & + \sum_{\Delta_i n} \langle f \mathbf{k}' | H_{\Delta N \pi}^+ | \Psi_n \rangle \frac{1}{E_{\pi} - E_n} \langle \Psi_n | V | \Delta_i h \rangle \\ & \cdot \frac{1}{E_{\pi} - (\varepsilon_{\Delta_i} - \varepsilon_h)} \langle \Delta_i h | H_{\Delta N \pi} | \mathbf{k} i \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

(6) 式中的 Ψ_n 是原子核核心部分激发的 Δ - h 本征态, 可以由求解 TDA 方程得到. 其中

$$\langle \Delta_i h | V | \Psi_n \rangle = \sum_{\mathbf{q}} \langle \Delta_i h | H_{\Delta N \pi} | \pi_{\mathbf{q}} \rangle \frac{1}{E_{\pi}^2 - \omega_{\mathbf{q}}^2} \langle \pi_{\mathbf{q}} | H_{\Delta N \pi}^+ | \Psi_n \rangle \quad (7)$$

以及

$$T_{ii}^{(3)} = \sum_{n'n'\Delta_i} \langle f\mathbf{k}' | H_{\Delta N\pi}^+ | \Psi_n \rangle \frac{1}{E_\pi - E_n} \langle \Psi_n | V | \Delta_i h \rangle \cdot \frac{1}{E_\pi - (\varepsilon_{\Delta_i} - \varepsilon_h)} \langle \Delta_i h | V | \Psi_{n'} \rangle \frac{1}{E_\pi - E_{n'}} \langle \Psi_{n'} | H_{\Delta N\pi} | \mathbf{k}i \rangle, \quad (8)$$

将 (1) 式、(6) 式及 (8) 式合起来, 就给出了微观描述下的 π 核单电荷交换反应的振幅。

在此, 作为第一步, 我们只计算二次作用图, 即 $T_{ii}^{(2)}$ 。对于 $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{13}\text{N}_{g.s.}$, 我们认为 ^{13}C 的基态是 $1p_{3/2}$ 满壳外有一个 $1p_{1/2}$ 的中子, ^{13}N 的基态是 $1p_{3/2}$ 满壳外有一个 $1p_{1/2}$ 的质子。于是

$$\int \sum_{if} |T_{ii}^{(2)}|^2 dQ = \frac{1}{16} \frac{1}{4\pi} W_1^2 W_2^2 \cdot \sum_{i\Delta J'} \frac{(2J+1)(2J'+1)}{(2j_\Delta+1)} \left| C_{i\Delta J'}(k') \frac{1}{E_\pi - E_{i\Delta}} C_{i\Delta J}(k) \right|^2. \quad (9)$$

其中

$$C_{i\Delta J}(k) = \sqrt{6} \hat{j}_\Delta \sum_{l\Delta L} A_{l\Delta L} A_{LJ} \hat{L} U \begin{pmatrix} l\Delta 1L \\ 3\ 1\ 1 \\ 2\ 2\ 1 \\ j_\Delta\ 1\ J \end{pmatrix} F_{l\Delta L}(k), \quad (10)$$

$$A_{l\Delta L} = \frac{\hat{l}_1 \hat{l}_2}{\hat{L}} C_{l_1 0 l_2 0}^{L 0}, \quad i = \sqrt{2l+1}, \quad (11)$$

$$F_{l\Delta L}(k) = \int R_{l\Delta}(\alpha\Delta r) R_l(\alpha r) j_L(kr) r^2 dr, \quad (12)$$

以及

$$W_1 = \frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi} \frac{4}{3} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sqrt{\frac{1}{2E_\pi}} \beta k, \quad (13)$$

$$W_2 = \frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi} \frac{4}{3} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sqrt{\frac{1}{2E_\pi'}} \beta' k'. \quad (14)$$

将 (9) 式代入截面公式

$$\sigma = \frac{1}{(2\pi)^2} E_\pi E_\pi' \frac{k'}{k} \int \sum_{if} |T_{ii}|^2 dQ, \quad (15)$$

就得到 Isobar 激发二次作用近似下的单电荷交换反应的角度积分截面。

我们在计算 $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{13}\text{N}_{g.s.}$ 的截面中, 所取的谐振子参数 $\alpha_\Delta = \alpha = 0.6\text{fm}^{-1}$, Δ_i 的状态取到 $4\hbar\omega$ 激发, 即 Δ_{1s} ; Δ_{1p} ; Δ_{2s} ; Δ_{1d} ; Δ_{2p} , Δ_{1f} ; 以及 Δ_{3s} , Δ_{2d} , Δ_{1g} . $\hbar\omega = 17\text{MeV}$. (9) 式中的 $E_{i\Delta}$ 近似地取为

$$E_{i\Delta} = (\varepsilon_{\Delta_i} - \varepsilon_h) = (M_\Delta - M) + (\varepsilon_{\Delta_i}^{(0)} - \varepsilon_h^{(0)}) - \frac{1}{2} i\Gamma_{\Delta_i}. \quad (16)$$

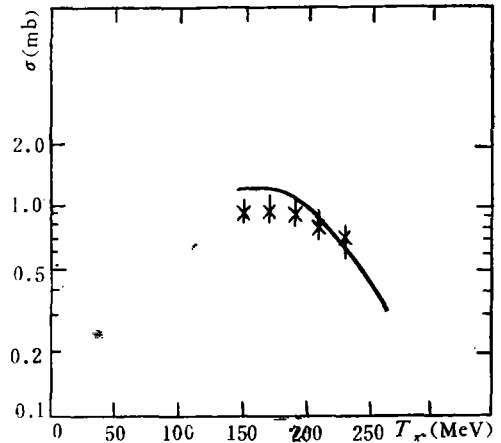


图 3 对于 $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{13}\text{N}_{g.s.}$ 的理论计算与实验的比较

算与实验的比较

其中 M_{Δ} 是 Isobar 的质量, Γ_{Δ_i} 是 Isobar Δ_i 的宽度, 近似地取为自由 Δ 的宽度, 即

$$\Gamma_{\Delta_i} \approx \Gamma_{\Delta} = 110 \text{ MeV}. \quad (17)$$

$(\epsilon_{\Delta_i}^{(0)} - \epsilon_n^{(0)})$ 是 Δ_i 与核子的谐振子能级差.

我们用公式 (9) 和公式 (15) 计算了 $T_{\pi} = 150-260 \text{ MeV}$ 之间的激发函数. 得到的结果列在表 1 中, 理论计算与实验的比较见图 3. 图 3 中的实线是理论计算结果, 实验数据取自参考文献^[8].

表 1 我们计算的结果

$T_{\pi}(\text{MeV})$	150	160	170	180	190	200	210	220	230	240	250	260
$\sigma(\text{mb})$	1.05	1.12	1.14	1.12	1.06	0.963	0.846	0.718	0.593	0.480	0.388	0.314

从表 1 和图 3 可以看到, 我们计算的结果在量级和形状上都与实验较好地符合. 这个结果在理论上虽然是很初步的, 但它与实验的符合说明在 (3, 3) 共振区 π 核单电荷交换反应中, Isobar 激发机制是重要的. 进一步需要一方面更认真地研究二次作用图中各个因素对它的影响, 另一方面应将高阶图的作用包括进来, 并考虑其中交换 ρ 介子的效应.

参 考 文 献

- [1] J. Warszawski and N. Auerbach, *Nucl. Phys.*, **A276**(1977), 402.
- [2] Y. Sakamoto, *Nucl. Phys.*, **B10**(1969), 299.
- [3] D. Tow and J. M. Eisenberg, *Nucl. Phys.*, **A237**(1975), 441.
- [4] N. Auerbach, *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 804.
- [5] L. S. Kisslinger and W. L. Wang, *Ann. Phys.*, **99**(1976), 374.
- [6] W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A278**(1977), 402.
- [7] E. Oset and W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A319**(1979), 477.
- [8] Y. Shamaï, J. Alster, D. Ashery, S. Cochavi, M. A. Moinester, A. I. Yavin, E. D. Arthur and D. M. Drake, *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 82.

THE ISOBAR EXCITATION MECHANISM OF THE PION SINGLE CHARGE EXCHANGE REACTION

LIU⁺ Bo ZHANG ZONG-YE

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

We have studied the pion single charge exchange reaction $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{13}\text{N}_{g.s.}$ which can reach to isobaric analog state by using the isobar excitation mechanism. The angle-integrated cross sections is calculated. Theoretical results fit the experimental data quite well.