

(p, π^-) 反应的两核子模型

刘波 姜焕清 李扬国

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文提出了 $A(p, \pi^-)B$ 反应的两核子模型, 给出了反应矩阵元的约化和与核结构的关系. 在平面波近似下, 计算了入射质子能量为 185 MeV 时的 $^{13}\text{C}(p, \pi^-)^{14}\text{O}$ ($O +$ 基态) 的微分截面, 定性地符合实验结果.

一、引 言

近年来, 质子在原子核上引起的单 π 产生反应, 引起了人们很大的兴趣和广泛的注意. 原因之一是到特定能级的 (p, π^+) 反应角分布显示出随不同能态有不同的特点. 若把质子看作是中子和 π^+ 介子的复合体, 人们认为这类反应与 (d, p) 反应有相似之处, 都是给靶核增加一个中子. 但又有不同之处, 这类反应使原子核获得的动量传递远比 (d, p) 反应大^[1]. 从单核子机制上看, 它反映了被抓进核中的中子态的高动量成份的特性, 这些特性对低能 (d, p) 反应是极不灵敏. 因此, (p, π^+) 反应被认为是研究核中核子高动量成份的有力工具. 然而实验与理论分析除了核结构的兴趣之外, 反应机制是人们更为关注的问题. 至今, 一核子模型和两核子模型等都在广泛的探讨, 都有它成功的方面^[1-12], 但远没有到成熟的阶段.

质子引起的另一类 π 产生反应是 $A(p, \pi^-)B$, 这类反应实验虽不多, 但它显示出与 (p, π^+) 反应有显著的不同特点, 例如在 $^{13}\text{C}(p, \pi^-)^{14}\text{O}$ 和 $^{12}\text{C}(p, \pi^+)^{13}\text{C}$ 的实验比较中, 看到 (p, π^-) 的微分截面比 (p, π^+) 的微分截面弱得多, 约小一、二个量级, (p, π^+) 的角分布约几百个 nb/Sr., 而 (p, π^-) 的角分布不但比较平坦, 而且只有几个 nb/Sr.. 由于 (p, π^-) 反应实验还很少, 因此对它的反应机制的探讨还不多, L. S. Kisslinger and G. A. Miller^[13] 为了探讨核中核子共振态 Δ^{++} 的成份, 用相似于 (p, π^+) 反应的单核子机制处理 (p, π^-) 反应, 但现在仅有的几个 (p, π^-) 反应实验没有迹象表明核中 Δ^{++} 的存在^[14, 15]. 从核结构的特点来分析 (p, π^-) 反应, 这类反应使靶核引起电荷交换和入射质子被靶核俘获二个过程的复合过程. 因此用两核子模型来处理 (p, π^-) 反应, 物理考虑更为合理. 基于这样的考虑, 我们提出两核子的 (p, π^-) 反应机制. 在下一节中, 我们将讨论在两核子模型下如何处理 (p, π^-) 反应矩阵元的方法, 给出它与核结构的关系. 最后, 为了定性

的看看这个模型可能有什么特点,我们在平面波近似下,对 $^{13}\text{C}(p, \pi^-)^{14}\text{O}$ 反应作了一点估算和讨论.

二、(p, π^-) 反应的两核子模型

中能质子在原子核上引起的两体末态的 π^- 介子产生过程,我们称为 (p, π^-) 反应. 这类反应可以表示为:

$$p + {}^Z B_A \rightarrow {}^{Z+2} C_{A+1} + \pi^- \quad (1)$$

它使剩余核比靶核增加两个单位电荷和一个核子,它不能用 (p, π^+) 反应中常用的单核子模型,因为单核子模型对 (p, π^-) 反应是禁戒的,除非认为剩余核 ${}^{Z+2} C_{A+1}$ 存在 Δ^{++} 成份,由过程 $p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^-$ 转换给靶核一个 Δ^{++} [13]. 而当前的 (p, π^-) 实验现象还没有任何迹象表明核中存在 Δ^{++} 成份. 因此,把 (p, π^-) 反应认为是由于入射质子与靶核中的中子相互作用,中子发生电荷交换而入射质子被靶核俘获放出 π^- 的过程更为适当. 这样的机制,我们称为两核子模型. 两核子模型的过程可以表示成图 1 中的两类.

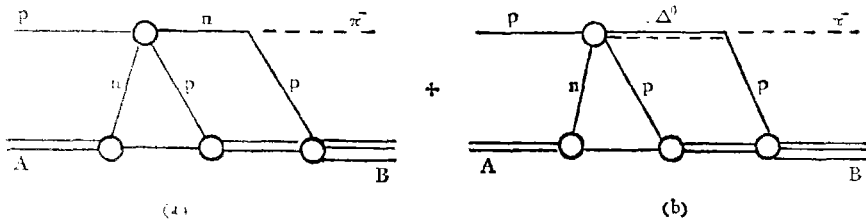


图 1 (p, π^-) 反应的两核子过程

图 1 (a) 的基本过程是:

$$p + n \rightarrow p + p + \pi^- \quad (2)$$

图 1 (b) 的基本过程是:

$$p + n \rightarrow p + \Delta^0 \rightarrow p + \pi^- \quad (3)$$

在 (p, π^-) 的两核子模型中,图 1 (a) 入射质子要两次改变电荷,而且 $NN\pi$ 顶点耦合常数要比 $\Delta N\pi$ 顶点耦合常数弱,即 $f_{NN\pi}$ 比 $f_{\Delta N\pi}$ 小, M. Dillig 等人在讨论 (p, π^+) 反应中比较图 1 (a) 和图 1 (b) 的振幅,认为前者比后者要小一个量级以上 [12]. 基于这些原因,在 (p, π^-) 反应中,主要是通过 Δ^0 中间态的图 1 (b) 的过程. 事实上,在我们所用的近似假设下,图 1 (a) 与图 1 (b) 在理论处理上是相似的,只是反应振幅的强度有些变化而已. 为了简明,下面我们仅就图 1 (b) 给出 (p, π^-) 反应截面的约化.

在质心系 (p, π^-) 反应的微分截面为:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E_p E_\pi}{(2\pi\hbar^2 c^2)^2} \frac{k_\pi}{k_p} \sum_{i,f} \left| \left\langle f \left| \sum_{j=1}^A H_{NN\pi-(p,j)} \right| i \right\rangle \right|^2 \quad (4)$$

这里 $\sum_{i,f}$ 表示对初态求平均,对末态求和. E_p, k_p, E_π, k_π 分别为质子和 π^- 介子在质心

系的总能量和动量。|i> 为入射质子和靶核的反对称波函数:

$$|i\rangle = \frac{1}{\sqrt{A+1}} \sum_P (-1)^P \phi^{(+)}(\mathbf{k}_p) \phi_{J_i M_i T_i M_{T_i}}(1, \dots, A) \quad (5)$$

这里 $\phi^{(+)}(\mathbf{k}_p)$ 为入射质子波函数, $\phi_{J_i M_i T_i M_{T_i}}(1, \dots, A)$ 为靶核反对称波函数, P 表示入射质子与靶核中的核子各种可能的置换。|f> 为剩余核波函数:

$$|f\rangle = \phi_{J_f M_f T_f M_{T_f}}(1, \dots, A+1) \quad (6)$$

我们仅就 (3) 式的过程写出相互作用。从介子交换理论, 需要计算如图 2 的顶点, 在封闭近似下得到:

$$H_{NN\pi-}(1, 2) = L_{\Delta^0 N \pi-}(2) \frac{1}{\Delta E} V_{NN \rightarrow N\Delta^0}(1, 2) + 1 \leftrightarrow 2 \quad (7)$$

这里 $1 \leftrightarrow 2$ 表示交换项, 即图 2 (b) 的贡献。

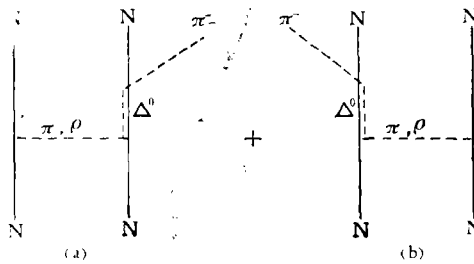


图 2

$V_{NN \rightarrow N\Delta^0}(1, 2)$ 是核子-核子通过交换玻色子到核子-核子共振态的跃迁势, 当只考虑交换单 π 和 ρ 介子时:

$$V_{NN \rightarrow N\Delta^0}(1, 2) = V_{NN \rightarrow N\Delta^0}^\pi(1, 2) + V_{NN \rightarrow N\Delta^0}^\rho(1, 2) \quad (8)$$

$$V_{NN \rightarrow N\Delta^0}^\pi(1, 2) = -\frac{f_{NN\pi} f_{\Delta N\pi}}{4\pi} \frac{1}{3} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}(2) \cdot \boldsymbol{\sigma}_N(1)) (\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}(2) \cdot \boldsymbol{\tau}_N(1)) \frac{e^{-m_\pi r_{12}}}{r_{12}} + 1 \leftrightarrow 2 \quad (9)$$

$$V_{NN \rightarrow N\Delta^0}^\rho(1, 2) = -\frac{f_{NN\rho} f_{\Delta N\rho}}{4\pi} \frac{2}{3} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}(2) \cdot \boldsymbol{\sigma}_N(1)) (\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}(2) \cdot \boldsymbol{\tau}_N(1)) \frac{e^{-m_\rho r_{12}}}{r_{12}} + 1 \leftrightarrow 2 \quad (10)$$

(9) 和 (10) 是忽略张量力的结果。式中 $\boldsymbol{\sigma}_N, \boldsymbol{\tau}_N$ 为核子的自旋, 同位旋算符, $\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}, \boldsymbol{\tau}_{\Delta N}$ 为把核子跃迁到 Δ 的自旋、同位旋跃迁算符。 $f_{NN\pi}, \dots$ 为耦合常数。

$$L_{\Delta^0 N \pi-}(2) = \frac{f_{\Delta N \pi}}{m_\pi} \frac{1}{\sqrt{2 E_\pi}} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}^+(2) \cdot \mathbf{k}_\pi) \varphi^{(-)}(\mathbf{k}_\pi, \mathbf{r}_\pi) \tau_{\Delta^0 N-}^+(2) \quad (11)$$

$\varphi^{(-)}(\mathbf{k}_\pi, \mathbf{r}_\pi)$ 是出射 π^- 介子波函数。 $\tau_{\Delta^0 N-}^+$ 是 $\tau_{\Delta^0 N-}$ 的共轭算符。

(7) 式中的 ΔE 是核子共振态 Δ 的传播子^[12], 这里我们采用封闭近似得到 (7) 式。

由初态通过 $H_{NN\pi-}$ 相互作用跃迁到特定末态 $\phi_{J_f M_f T_f M_{T_f}}(1, \dots, A+1)$ 的 (p, π^-) 反应, 或是由电荷交换过程改变靶核满壳外中子态为质子态或是把满壳内的中子激发到外壳通过电荷交换跃迁到质子态, 而在满壳内不能引起中子电荷交换。因此跃迁矩阵元

$T_{ji} = \left\langle f \left| \sum_{j=1}^A H_{NN\pi-}(p, j) \right| i \right\rangle$ 只要考虑满壳外核子组态的贡献或满壳中中子激发到外壳的高激发态的贡献, 这两类矩阵元的约化是相似的. 所以, 下面我们只要讨论非满壳层 i 有 n 个核子到末态是 j 壳有 $n+1$ 个核子时的矩阵元 T_{ji} 的约化, 便能概括所有类型矩阵元的约化. 因为从 $(j^n)_{J_i M_i}$ 跃迁到 $(j^n j_1)_{J_f M_f}$ 或从满壳拆出一个核子的约化, 比下面讨论的更为简单. 这时,

$$\begin{aligned} \phi_{J_i M_i T_i M_{T_i}}(j^n(\alpha_i)) &= \sum_{\alpha_0 J_0 T_0} \langle j^{n-1}(\alpha_0 J_0 T_0) j J_i T_i | j^n(\alpha_i) J_i T_i \rangle \\ &\times \phi(j^{n-1}(\alpha_0 J_0 T_0) j J_i T_i) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \phi_{J_f M_f T_f M_{T_f}}(j^{n+1}(\alpha_f)) &= \sum_{\alpha'_0 J'_0 T'_0} \langle j^{n-1}(\alpha'_0 J'_0 T'_0) j^2(JT) J_f T_f | j^{n+1}(\alpha_f) J_f T_f \rangle \\ &\times \phi(j^{n-1}(\alpha'_0 J'_0 T'_0) j^2(JT) J_f T_f) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} T_{ji} &= \frac{n}{\sqrt{n+1}} \sum_{\alpha_0 J_0 T_0} \langle j^{n+1}(\alpha_f) J_f T_f | j^{n-1}(\alpha_0 J_0 T_0) j^2(JT) J_f T_f \rangle \\ &\times \langle j^{n-1}(\alpha_0 J_0 T_0) j J_i T_i | j^n(\alpha_i) J_i T_i \rangle \\ &\times C_{J_0 M_0 J M}^{J_i M_i} C_{J_0 M_0 j m}^{J_i M_i} C_{T_0 M_{T_0} 11}^{T_f M_{T_f}} C_{T_0 M_{T_0} \frac{1}{2} - \frac{1}{2}}^{T_i M_{T_i}} t_{JM, im} \end{aligned} \quad (14)$$

其中

$$t_{JM, im} = \langle \phi_{JM}(j^2) | H_{NN\pi-} | \phi^{(+)}(\mathbf{k}_p), \phi_{im} \rangle \quad (15)$$

$\phi_{JM}(j^2)$ 的同位旋为 (11), $\phi^{(+)}(\mathbf{k}_p)$ 的同位旋为 $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$, ϕ_{im} 的同位旋为 $(\frac{1}{2} - \frac{1}{2})$. 为了简明, 我们没有明显表示出这些指标. $t_{JM, im}$ 是二体矩阵元, 也就是两核子模型的基本过程矩阵元. $H_{NN\pi-}$ 中含有自旋同位旋跃迁算符, 它们的约化矩阵元是^[16]:

$$\left\langle \frac{3}{2} \|\sigma_{\Delta N}\| \frac{1}{2} \right\rangle = 2 \quad (16)$$

$$\left\langle \frac{3}{2} \|\tau_{\Delta N}\| \frac{1}{2} \right\rangle = 2 \quad (17)$$

不难看出, 二体矩阵元 $t_{JM, im}$ 是从同位旋态 $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} - \frac{1}{2})$ 跃迁到同位旋 (11) 态,

所以很容易得到:

$$\left\langle 11 | \tau_{\Delta N}^+(2) (\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}(2) \cdot \boldsymbol{\tau}_N(1)) | \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{\sqrt{2}}{3} \quad (18)$$

为了计算自旋部分的矩阵元, 我们对 $\phi_{JM}(j^2)$ 作如下变换:

$$\phi_{JM}(j^2) = \sum_{LS} \hat{j} \hat{L} \hat{S} U \begin{pmatrix} l & \frac{1}{2} & j \\ l & \frac{1}{2} & j \\ L & S & J \end{pmatrix} (\phi_{l, l^2} \chi_s(1, 2))_{JM} \quad (19)$$

其中

$$\hat{j} \equiv \sqrt{2j+1}, \dots, U \begin{pmatrix} l & \frac{1}{2} & j \\ l & \frac{1}{2} & j \\ L & S & J \end{pmatrix} \text{ 为 } 9-j \text{ 符号.}$$

则 (15) 式变成:

$$\begin{aligned} t_{JM, im} &= \frac{\sqrt{2}}{3} \sum_{\substack{LS \\ M_L M_S M_I \mu_n}} \hat{j}^2 \hat{L} \hat{S} U \begin{pmatrix} l & \frac{1}{2} & j \\ l & \frac{1}{2} & j \\ L & S & J \end{pmatrix} C_{LM_L M_S}^{JM} C_{lm_l \frac{1}{2} \mu_n}^{im} \\ &\times \left\langle SM_S | (\sigma_{\Delta^0 N}^+(2) \cdot \mathbf{k}_\pi) (\sigma_{\Delta N}(2) \cdot \sigma_N(1)) | \frac{1}{2} \mu_p, \frac{1}{2} \mu_n \right\rangle \\ &\times \int \phi_{lM_L}^*(l^2) \varphi^{(-)}(\mathbf{k}_\pi, \mathbf{r}_2) f(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \phi^{(+)}(\mathbf{k}_p, \mathbf{r}_1) \phi_{lm_l}(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \quad (20) \end{aligned}$$

其中 $f(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ 是 $H_{NN\pi}$ 中的空间部分, $\phi_p^{(+)}(\mathbf{k}_p)$ 和 $\varphi^{(-)}(\mathbf{k}_\pi)$ 分别为入射质子和 π^- 介子在核场中的扭曲波. 只要能完成二体矩阵元 (20) 式的计算, 就能得到两核子模型下的结果, 但是 (20) 式的计算是相当繁杂的, 除了高重积分和扭曲波外, 不同自旋态的耦合使得二体矩阵元 $t_{JM, im}$ 对磁量子数求和无法约化. 为了约化 $t_{JM, im}$ 和减少繁杂冗长的计算, 我们对二体相互作用的空间部分作零力程近似:

$$f(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = W \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \quad (21)$$

其中

$$W = - \left\{ \frac{1}{3} \frac{f_{NN\pi} f_{\Delta N\pi}}{4\pi} + \frac{2}{3} \frac{m_p}{m_\pi} \frac{f_{NNp} f_{\Delta Np}}{4\pi} \right\} f_{\Delta N\pi} \frac{1}{\sqrt{2E_\pi}} \frac{1}{\Delta E}$$

这时 (20) 式可以大大化简, 首先是多重积分可以化为低重或单重积分, 而且由于末态两个质子处于同位旋对称态, 在零力程近似下, 空间也是对称的, 因此两个质子的自旋态只能是 $S=0$ 的态. 若取 \mathbf{k}_π 为坐标系的 z 轴, 就得到自旋部分二体矩阵元为:

$$\left\langle 00 | (\sigma_{\Delta^0 N}^+(2) \cdot \mathbf{k}_\pi) (\sigma_{\Delta N}(2) \cdot \sigma_N(1)) | \frac{1}{2} \mu_p, \frac{1}{2} \mu_n \right\rangle = - \frac{2\sqrt{2}}{3} k_0^* \delta_{\mu_p - \mu_n} \quad (22)$$

那末, (20) 式就化简为:

$$\begin{aligned} t_{JM, im} &= -W k_0^* \frac{8}{9} \hat{j}^2 \hat{J} U \begin{pmatrix} l & \frac{1}{2} & j \\ l & \frac{1}{2} & j \\ J & 0 & J \end{pmatrix} \\ &\times \sum_{m_l} C_{lm_l \frac{1}{2} - \mu_p}^{im} \int \phi_{JM}^*(l^2) \varphi^{(-)}(\mathbf{k}_\pi, \mathbf{r}) \phi^{(+)}(\mathbf{k}_p, \mathbf{r}) \phi_{lm_l}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (23) \end{aligned}$$

从上式我们看到, 若 $\phi^{(+)}(\mathbf{k}_p)$ 和 $\varphi^{(-)}(\mathbf{k}_\pi)$ 是扭曲波, 用分波展开, 并不难对矩阵元进行进一步约化消去磁量子数.

下面在平面波近似下, 我们给出二体矩阵元和微分截面的明确表示:

$$\begin{aligned}
 t_{JM, jm} = & -\frac{8}{9} k_{\pi} W \frac{\hat{j}_j^2}{j} U \begin{pmatrix} l & \frac{1}{2} & j \\ & 2 & \\ l & \frac{1}{2} & j \\ J & 0 & J \end{pmatrix} C_{l_0 l_0}^{J_0} \\
 & \times \sum_{m_1 L_1 M_1} C_{l m_1 \frac{1}{2} - \mu_p}^{i m} i^{L_1} \hat{L}_1 C_{L_1 M_1 m_1}^{JM} C_{L_1 0 l_0}^{J_0} Y_{L_1 M_1}^*(\hat{\mathbf{q}}) F_{l L_1}
 \end{aligned} \quad (24)$$

其中

$$\begin{aligned}
 F_{l L_1} = & \int R_l^3(r) j_{L_1}(qr) r^2 dr \\
 \mathbf{q} = & \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_{\pi}.
 \end{aligned}$$

把(24)式代入(14)式,对初态求平均,对末态求和,就得到质心系的微分截面为:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E_p E_{\pi}}{(2\pi\hbar^2 c^2)^2} \frac{k_{\pi}}{k_p} \sum_{L_2 L_1 M_1} |I_{L_2 L_1 M_1}|^2. \quad (25)$$

其中

$$\begin{aligned}
 I_{L_2 L_1 M_1} = & \frac{n}{\sqrt{n+1}} \frac{8}{9} k_{\pi} W \\
 & \times \sum_{\alpha_0 J_0 T_0 J} \langle j^{n+1}(\alpha_f) J_f T_f \{ |j^{n-1}(\alpha_0 J_0 T_0) j^2(JT) J_f T_f \rangle \\
 & \times \langle j^{n-1}(\alpha_0 J_0 T_0) j J_i T_i \} \rangle \langle j^n(\alpha_i) J_i T_i \rangle \\
 & \times C_{T_0 M_{T_0} 11}^{T_f M_{T_f}} C_{T_0 M_{T_0} \frac{1}{2} - \frac{1}{2}}^{T_i M_{T_i}} i^{L_1-1} (-)^{j+J_i-J_0} \\
 & \times \hat{j}_j^2 \hat{j}_i \hat{j}_j \hat{L}_2 U \begin{pmatrix} l & \frac{1}{2} & j \\ & 2 & \\ l & \frac{1}{2} & j \\ J & 0 & J \end{pmatrix} U \begin{pmatrix} l & L_1 & J \\ & & \\ j & J_i & J_0 \\ \frac{1}{2} & L_2 & J_f \end{pmatrix} \\
 & \times C_{L_1 0 l_0}^{J_0} C_{l_0 l_0}^{J_0} Y_{L_1 M_1}^*(\hat{\mathbf{q}}) F_{l L_1}
 \end{aligned} \quad (26)$$

(25)式便是两核子模型的(p, π^-)反应在平面波近似下,从 $(j^n)_{J_i M_i}$ 跃迁到 $(j^{n+1})_{J_f M_f}$ 态的微分截面.在下一节,我们将用它来进行计算.

三、平面波近似下的一点估算和讨论

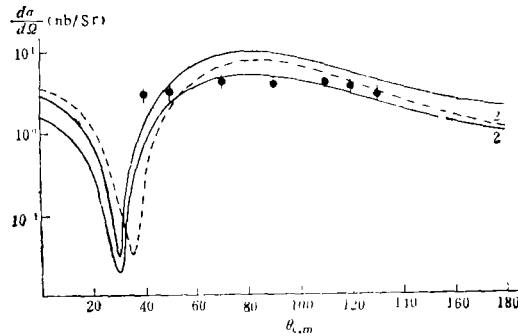
作为定性地对上面提出的两核子模型的检验,在平面波近似下,我们计算了入射质子能量在185 MeV时 $^{13}\text{C}(p, \pi^-)^{14}\text{O}$ (O + 基态)的微分截面.为了简单,核态如下选取: ^{13}C 的基态,我们认为在满 $(1S_{1/2}, 1p_{3/2})$ 壳外有一个 $1p_{1/2}$ 中子, ^{14}O 的基态为满壳外有两个质子,质子是在 $(1p_{1/2})_2^0$ 组态.这时(14)式的配分系数为一.在我们的计算中,核子波函数选取两种,一为简谐振子波函数,它的参数 α 取为 $0.6 f^{-1}$.另一种是在核内用简谐振子波函数,在核外用虚汗开尔函数 $\text{He}^{(1)}(iKr)$, K 可以从核子的结合能得到.

$H_{NN\pi^-}$ 的相互作用耦合常数取表1中的两组.

计算的结果画在图3中.图中的实线是用简谐振子波函数;虚线是核外用 $\text{He}^{(1)}(iKr)$

表 1

| | $f_{NN\pi}^1/4\pi$ | $g_{NN\rho}^2/4\pi$ | $f_{NN\rho}^1/4\pi$ | $f_{\Delta N\pi}^2/4\pi$ | $f_{\Delta N\rho}^1/4\pi$ |
|----|--------------------|---------------------|---------------------|--------------------------|---------------------------|
| I | 0.08 | 0.89 | 3.17 | 0.35 | 9.13 |
| II | 0.08 | 0.89 | 2.83 | 0.23 | 8.15 |

图 3 $^{13}\text{B}(p, \pi^-)^{14}\text{O}_{g.s.}$, $E_p = 185\text{MeV}$, 我们的结果与实验的定性比较, 实验资料取自参考文献[17]

的结果, 核的半径取 $R = r_0 A^{1/3}$ (r_0 取为 $1.1f$)。图中的 1, 2 相应于表 1 中的 I、II 组耦合常数。

这些计算表明, 三种情况的角分布的形状没有太大的变化, 微分截面随角度的变化在相当宽的一个范围内比较平坦, 与实验的趋势是符合的。这表明, 虽然 (p, π^-) 反应的动量传递是很大的, 但由于是两核子相互作用, 转移的动量分到两个核子上, 因此, 每个核子所接受到的动量便不算太大。因而, 对核子态的高动量成份不是很敏感, 角分布比起 (p, π^+) 反应的单核子机制的角分布要平滑得多。

我们是在平面波近似下计算得到的结果, 计算的绝对值比起实验值大一百倍。这是由于平面波近似带来的必然结果。如果用扭曲波进行计算, 在定量上会有更好的结果。同时, 由于相互作用用了零力程近似, 这样也增大了积分值, 从而增大理论上对跃迁矩阵元的计算。但是, 从核结构上来比较 (p, π^-) 反应与 (p, π^+) 反应截面, 可以看到, (p, π^-) 截面比 (p, π^+) 弱, 原因是用同样两核子机制, (p, π^-) 反应由于要求被碰撞的靶核子要发生电荷交换, 因此, 对于特定的核态, 只与靶核的特定壳层的中子发生作用。而 (p, π^+) 则不然, 在两核子机制中, 它与靶核的所有核子(质子和中子)都可以发生作用。因此, 实验上 (p, π^-) 反应的截面比较弱和比较平坦是可以从两核子机制得到解释的。

当前 (p, π^-) 反应的实验很少, 而且仅有的几个实验表明, (p, π^-) 反应的微分截面比 (p, π^+) 反应的微分截面弱和角分布比较平坦。我们用两核子模型来解释 (p, π^-) 反应的这一实验现象, 初步的结果能符合实验的趋势。由于一核子模型对 (p, π^-) 反应是禁戒的, 除非在核波函数中引入 Δ^{++} 成份, 而当前的 (p, π^-) 实验又没有证据说明 Δ^{++} 的存在。因此, 我们提出 (p, π^-) 反应的两核子模型机制, 期望更多的实验及理论分析来对这类反应作进一步的研究。

参 考 文 献

- [1] J. V. Noble, *Me Son-Nuclear Physics-1976*.
- [2] J. Letourneaux and J. M. Eisenberg, *Nucl. Phys.*, **87** (1966), 331.
- [3] E. Rost and P. D. Kunz, *Phys. Lett.*, **43B** (1973), 17.
- [4] M. P. Keating and J. G. Wills, *Phys. Rev.*, **C7** (1973), 1336.
- [5] G. A. Miller, *Nucl. Phys.*, **A224** (1974), 269.
- [6] J. V. Noble, *Nucl. Phys.*, **A224** (1975), 526.
- [7] T-S. H. Lee and S. Pittel, *Nucl. Phys.*, **A256** (1976), 509.
- [8] M. Dillig, *Phys. Rev.*, **15C** (1977), 361.
- [9] D. S. Koltun and A. Reitan, *Phys. Rev.*, **141** (1966), 1413.
- [10] A. Reitan, *Nucl. Phys.*, **B29** (1971), 525.
- [11] Z. Grossman, F. Lenz and M. P. Locher, *Ann of Phys.*, **84** (1974), 348.
- [12] M. Dillig and M. G. Huber, *Phys. Lett.*, **69B** (1977), 429.
- [13] L. S. Kisslinger and G. A. Miller, *Nucl. Phys.*, **A254** (1975), 493.
- [14] B. Höistad, T. Johansson and O. Jonsson, *Phys. Lett.*, **73B** (1978), 123.
- [15] P. D. Barnes, proceeding of the international conference on nuclear structure, Tokyo (1977).
- [16] H. Arenhorel, *Nucl. Phys.*, **A247** (1975), 473.
- [17] S. Dahlgren, *Phys. Lett.*, **47B** (1973), 439.

A TWO-NUCLEON MODEL OF THE (p, π^-) REACTION

LIU BO JIANG HUAN-CHING LI YANG-GUO

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper, we suggest a two-nucleon model of the $A(p, \pi^-)B$ reaction. A reduced formulation of the reactoin amplitude and a relation between the reaction amplitude and the nuclear structure are given. The differential cross section of $^{13}\text{C}(p, \pi^-)^{12}\text{O}_{g.s.}$ at $E_p = 185$ MeV is calculated in the plane wave approximation. The results + s can explain the experimental data qualilatively.