

在 Δ_{33} 准门口态模型中 $\pi^{-12}\text{C}$ 的弹性散射

马 维 兴

余自强 徐承先

(中国科学院高能物理研究所)

(南开大学物理系)

摘 要

本文在 Δ_{33} 准门口态模型^[1]近似下,计算了(3.3)共振区的 $\pi^{-12}\text{C}$ 弹性散射的 T 矩阵,着重分析了模型参数的变化对角分布、总截面的影响。这些参数反映了 π -核相互作用中多体修正和在核介质中 $\Delta(1232)$ 与核子相互作用的性质,理论结果与实验材料符合是满意的。特别有兴趣的是:为了符合实验材料,尤其是角分布,发现原子核中 $\Delta(1232)$ 的自旋轨道相互作用的强度 $V_{\Delta LS}$ 必须是正的,不同于核子的负值。

一、引 言

目前普遍认为:(3.3)共振区的 π -核相互作用的机制主要是通过 $\Delta(1232)$ 粒子-核子空穴态的产生和它们在核介质中的传播而进行的。不同于静态的多重散射理论,这里介子不仅作为一个核探针,同时在原子核中也产生了重要的 $\Delta(1232)$ -空穴关联,所以这时 π -核作用的过程是 $\Delta-(A-1)$ 核子系统的动力学问题。

在文献[1]中,我们已提出了共振区 π -核散射的准门口态模型,准门口态的定义是:

$$\phi_{\square} = \sqrt{\frac{1}{N}} H_{\Delta N \pi} |K_{\pi} \cdot \phi_0\rangle \quad (1)$$

用公式具体表述如下:

$$\phi_{nLJ} = \frac{1}{\sqrt{N_{nLJ}}} \sum_{\substack{n_{\Delta} l_{\Delta} j_{\Delta} \\ n_{N'} l_{N'} j_{N'}}} (-1)^{l_{\Delta}} A_{l_{\Delta} l_{N'} L} \cdot {}^{n_{\Delta} l_{\Delta}} F_{l_{N'} l_{N}}^{n_{N'} l_{N}}(K).$$

$$j_{\Delta} \cdot j_{N'} \cdot \hat{L} \cdot \hat{l} \cdot U \begin{pmatrix} l_{\Delta} & l_{N'} & L \\ 3/2 & 1/2 & 1 \\ j_{\Delta} & j_{N'} & J \end{pmatrix} [a_{j_{\Delta}}^+ b_{j_{N'}}^+]_{(LS)JM}^{(S=T=1)} |\phi_0\rangle \quad (1a)$$

$$N_{nLJ} = \sum_{\substack{n_{\Delta} l_{\Delta} j_{\Delta} \\ n_{N'} l_{N'} j_{N'}}} \left\{ A_{l_{\Delta} l_{N'} L} \cdot {}^{n_{\Delta} l_{\Delta}} F_{l_{N'} l_{N}}^{n_{N'} l_{N}}(K) \cdot j_{\Delta} \cdot j_{N'} \cdot \hat{L} \cdot \hat{l} \cdot U \begin{pmatrix} l_{\Delta} & l_{N'} & L \\ 3/2 & 1/2 & 1 \\ j_{\Delta} & j_{N'} & J \end{pmatrix} \right\}^2 \quad (1b)$$

N_{nLJ}
空穴
意义

介子

型,并
的多
们希
轨道

中间
和其

$\pi^{-12}\text{C}$

现
最主要
C)作
的贡献

其中 $|K$
量, $H_{\pi N}$

$$i = \sqrt{2l + 1} \quad (1c)$$

$$A_{l\Delta l'NL} = \frac{i_{\Delta} \cdot i_N}{\hat{L}} C_{i_{\Delta}}^{LO} O_{lNO} \quad (1d)$$

$${}^{n\Delta'_{\Delta} F_{l'N}^{lN}(K) = \int r^2 dr R_{n\Delta l'}(\alpha_{\Delta} r) j_L(Kr) R_{nN l'}(\alpha_N r) \quad (1e)$$

N_{nL} 是归一化常数, $R_{ni}(\rho)$ 是 Δ 或核子的径向波函数. a^+ 和 b^+ 分别是 Δ 粒子和核子空穴的产生算符. $|\phi_0\rangle$ 是靶核的基态. \mathbf{K} 是 π -核质心系下 π 介子的动量. 其它符号的意义是很清楚的.

准门口态是(3.3)区 π -核相互作用的入口道,即必经的中间态,它可以通过发射一个 π 介子而衰变,从而到达靶核的基态或某一个低激发态,这就是 π -核的弹性和非弹性散射.

本文的主要目的是在与 π - ^{12}C 弹性散射实验材料的比较中,进一步检验准门口态模型,并研究模型参数的变化对散射过程的影响. 因为这些参数反映了在 π -核相互作用中的多体效应和在核介质中 $\Delta(1232)$ -核子相互作用的动力学性质. 特别的目的在于我们希望通过实验总截面和角分布的分析,得到一些关于有限核中 $\Delta(1232)$ 粒子的自旋轨道耦合强度 $V_{\Delta LS}$ 的知识. 自然,这是一个很有趣但至今还不了解的问题.

在文献 [1] 中我们已经指出: Δ_{33} 准门口态模型是一个非常简单、物理图象很清晰的中间态模型. 本文也对它的收敛性进行了研究,为进一步把它推广应用到 π -核非弹散射和其它 π -核过程(如 $(\gamma\pi)$ 产生),从而为不断地改进它提供一些新的依据.

下一节将给出 π - ^{12}C 弹性散射的 Δ_{33} 准门口态公式,第三节将介绍不同入射能量的 π - ^{12}C 弹性散射的理论结果与实验的比较,在第四节,我们作了简单的小结和讨论.

二、 π - ^{12}C 散射的准门口态模型公式

现在让我们在准门口态模型近似下公式化 π - ^{12}C 的散射问题. 我们假设 Δ_{33} 共振是主要的,同时把非共振的 Δ 的交叉项(图 A) 和直接的以反交叉的核子波恩项(图 B 和图 C) 作为本底处理并暂时略去它们的贡献(因为对于自旋、同位旋为 0 的原子核 ^{12}C , 它们贡献可以略去). 这时, π -核弹性散射 T 矩阵的共振部分可以写为^[4]

$$\begin{aligned} & -2\omega_K \langle \mathbf{K}'_{\pi} | T(\omega_K) | \mathbf{K}_{\pi} \rangle \\ & = \sum_{nLJ} \frac{\langle \mathbf{K}'_{\pi} | H_{\pi N \Delta}^+ | \phi_{nLJ} \rangle \langle \phi_{nLJ} | H_{\pi N \Delta} | \mathbf{K}_{\pi} \rangle}{E_{nLJ} - \omega_K} \end{aligned} \quad (2)$$

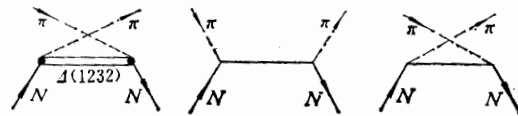


图 A

图 B

图 C

$|\mathbf{K}_{\pi}\rangle$ 和 $|\mathbf{K}'_{\pi}\rangle$ 分别是 π -核体系的初、末态动量, ω_K 是 π -核质心系中 π 介子的总能量, $H_{\pi N \Delta}$ 是 $\pi N \Delta$ 顶点相互作用算符,它的非相对论近似为

$$H_{\pi N \Delta} = i \frac{f_{\pi N \Delta}}{m_{\pi}} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \cdot \mathbf{q}_{\pi}) \cdot \boldsymbol{\tau}_{\Delta N} \cdot \varphi_{\pi} \quad (3)$$

m_{π} 是 π 介子的质量, \mathbf{q}_{π} 是 π -核质心系的动量, φ_{π} 是 π 介子的场量, $\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}$ 、 $\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}$ 分别是自旋和同位旋跃迁算符^[1], ψ_{nLJ} 是(1)式所示的中间态, $f_{\pi N \Delta}$ 是耦合常数, 在 Chew-low 模型中 $f_{\pi N \Delta}^2/4\pi = 0.32$, E_{nLJ} 是中间态的能量

$$E_{nLJ} = M_{\Delta} - M - i\Gamma_{\Delta}/2 + n\hbar\omega + \mu_{\Delta}$$

$$+ \frac{1}{N_{nLJ}} \sum_{\substack{n_{\Delta'} l_{\Delta'} j_{\Delta'} \\ n_N l_N j_N}} \left\{ A_{l_{\Delta'} l_N L}^{n_{\Delta'} l_{\Delta'} j_{\Delta'} n_N l_N j_N} F_{l_{\Delta'} l_N L}^{n_{\Delta'} l_{\Delta'} j_{\Delta'} n_N l_N j_N}(K) \cdot \hat{j}_{\Delta} \cdot \hat{j}_N \cdot \hat{L} \cdot \hat{l} \cdot U \begin{pmatrix} l_{\Delta} & l_N & L \\ 3/2 & 1/2 & 1 \\ j_{\Delta} & j_N & J \end{pmatrix} \right\}^2$$

$$\cdot \left\{ \frac{V_{\Delta}}{2} \left[j_{\Delta}(j_{\Delta} + 1) - l_{\Delta}(l_{\Delta} + 1) - \frac{15}{4} \right] - \frac{V_N}{2} \left[j_N(j_N + 1) - l_N(l_N + 1) - \frac{3}{4} \right] \right\} \quad (4)$$

M_{Δ} , M 分别是 Δ 和核子的质量, $\Gamma_{\Delta}/2$ 是在原子核中 $\Delta(1232)$ 的半宽度, 它依赖于入射能量 ω_K 和核子的能量 $\varepsilon_N(\Gamma_{\Delta} = \Gamma_{\Delta}(\omega_K + \varepsilon_N))$, $n\hbar\omega = \varepsilon_{\Delta} - \varepsilon_N$ 是平均激发能, μ_{Δ} 是准门口态的平均相互作用, 若略去小的非共振的 Δ 的交叉项, 则 μ_{Δ} 包括了 $\Delta(1232)$ 的自能相互作用 ($\Sigma(\omega_k)$) 和直接的 Δ -空穴相互作用 $\omega(q - \omega_k)$ ^[5].

(4) 式中最后一项是核子和 Δ 粒子的自旋和轨道相互作用项, 它依赖于耦合常数 V_N 和 V_{Δ} , 目前我们对 V_N 的了解是比较清楚的, 然而对 V_{Δ} 至今所知甚少, 因此我们把它作为一个符合实验的参数, 期望在与实验的广泛比较中对它作一些推断.

(2) 式清楚地表明了 Δ -空穴分量的核激发, 和它们在核介质中传播的基本作用机制. 可进一步地图示如图 D,

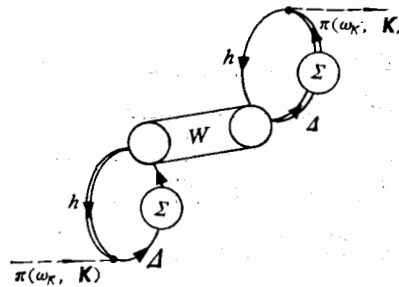


图 D

图中 h 表示核子空穴, Σ 表 Δ 自能相互作用, W 是 Δ -空穴的相互作用.

我们定义散射振幅 $F(\omega_k, \theta)$ 模数的平方给出微分截面, 那么在准门口态模型中 $F(\omega, \theta)$ 与 T 矩阵的关系是

$$F(\omega, \theta) = - \frac{\omega_k^2}{2\pi} \langle \mathbf{K}'_x | T(\omega, \theta) | \mathbf{K}_x \rangle \quad (5)$$

所以若将(1)式代入(2)式, 并利用(3)式, 我们得到

$$F(\omega, \theta) = \sum_J A_J(\omega) \cdot p_J(\cos\theta) \quad (6)$$

在么数.

再由

其中

是分

心系

这里就得

μ_{Δ}

MeV

到 5.

8.

为谱

式所

为文

$$A_J(\omega) = \sum_{nL} K(LJ, K_\pi)(E_{nLJ} - \omega_k)^{-1} \cdot N_{nLJ}(2J + 1) \quad (6b)$$

$$K(LJ, K_\pi) = \left(\frac{4}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{f_{\pi N\Delta}}{\sqrt{4\pi}} \cdot \frac{q_\pi}{m_\pi} \cdot A_{LJ} \right)^2 \quad (6c)$$

在公式 (4) 和 (1b) 中已经指出: E_{nLJ} 和 N_{nLJ} 分别是准门口态 ψ_{nLJ} 的能量和归一化常数。按 $F(\omega, \theta)$ 的定义

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= |F(\omega_k, \theta)|^2 \\ &= \left(\sum_J R_e A_J(\omega_k) P_J(\cos\theta) \right)^2 + \left(\sum_J I_m A_J(\omega_k) P_J(\cos\theta) \right)^2 \end{aligned} \quad (7)$$

再由光学定理, 得到

$$\begin{aligned} \sigma_T &= \frac{4\pi}{K_\pi} I_m F(\omega_k, 0) \\ &= \sum_J \sigma_J \end{aligned} \quad (8a)$$

其中

$$\sigma_J = \frac{4\pi}{K_\pi} I_m A_J(\omega_k) \quad (8b)$$

是分波总截面。

应该指出: (3) 式中的 q_π 是 πN 质心系中 π 介子的动量, 但 (3) 式最终要在 π -核质心系中应用, 因此我们必须找到 q_π 与 K_π 之间的运动学关系。很容易证明

$$q_\pi = \alpha \cdot K_\pi \quad (9a)$$

$$\alpha = \frac{M + \omega_k/A}{M + \omega_k} \quad (9b)$$

这里 ω_k 是 π 介子的总能量, M 是核子的质量。显然, 只要 $\alpha \cdot f_{\pi N\Delta}$ 代替 (3) 式中的 $f_{\pi N\Delta}$, 就得到了 π -核质心系中的结果。

三、理论结果与实验材料的比较

本节我们将介绍本文的理论结果, 并与实验材料作比较, 特别是我们分析了模型参数 Γ_Δ 、 V_Δ 的变化对角分布的影响, 找到了一组较好的参数值。

我们具体计算了 $T_{\pi^{-12}\text{C}}^{\text{lab}} = 69.5, 87.5, 90, 108, 120, 150, 180, 200, 230, 260$ 和 280 的 $\pi^{-12}\text{C}$ 弹性散射的微截面和总截面, 在计算中 Δ 粒子状态激发的主量子数 n 取

的 $\pi^{-12}\text{C}$ 弹性散射的微截面和总截面, 在计算中 Δ 粒子状态激发的主量子数 n 取, 即 $n = -1, 0, 1, 2, 3, 4, 5$ 相应的所有自旋同位旋分波都考虑了。即 $J^\pi = 0^-, 1^+, \dots$

对于一定的 J^π , 相应的所有的 l_Δ 也都考虑了。靶核核子和 Δ 粒子的径向波函数都取

核子基, 共同的谐振子参数 $\hbar\omega = 17.9\text{MeV}$ 。 $f_{\pi N\Delta}^2/4\pi$ 取为 0.32。计算中考虑了 (9)

的运动学修正。理论结果以及与实验的比较见图 1 到图 16。

图 1、2、3 分别表明了模型参数 Γ_Δ 、 μ_Δ 和 V_Δ 的变化对 $\pi^{-12}\text{C}$ 总截面 σ_T 的影响。因

图 [1] 已经指出了 μ_Δ 、 Γ_Δ 的变化对角分布的影响并不显著, 所以本文没有讨论 μ_Δ 、

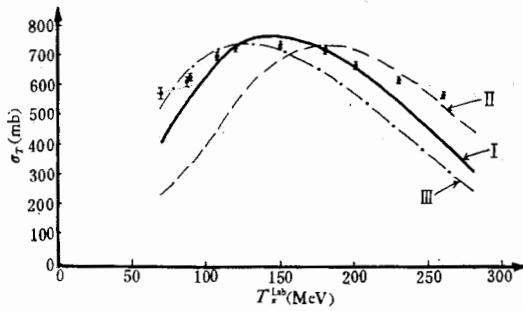


图1 变化 μ_{Δ} 的 $\pi^{-12}\text{C}$ 散射总截面
 曲线 I, II, III 分别对应 $\mu_{\Delta} = -50, -10, -70\text{MeV}$.
 $\Gamma_{\Delta} = 130\text{MeV}$, $V_{\Delta} = 6\text{MeV}$, $V_N = -4\text{MeV}$ 实验点
 取自文献 [6]

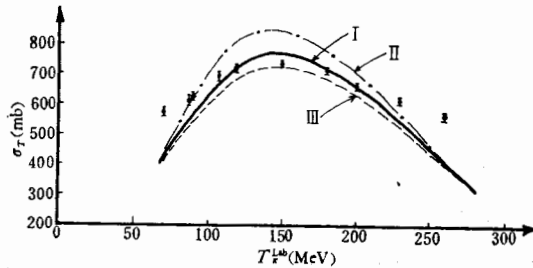


图2 变化 Γ_{Δ} 的 $\pi^{-12}\text{C}$ 散射总截面
 曲线 I, II, III 分别对应 $\Gamma_{\Delta} = 130, 110, 140\text{MeV}$.
 $\mu_{\Delta} = -50\text{MeV}$, $V_{\Delta} = 6\text{MeV}$, $V_N = -4\text{MeV}$.
 实验点同图1.

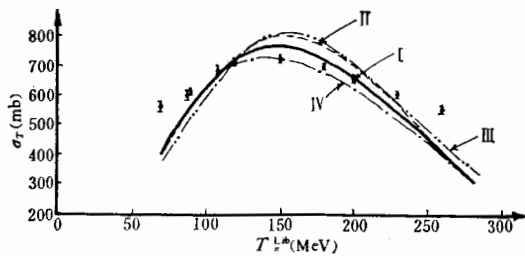


图3 变化 V_{Δ} 的 $\pi^{-12}\text{C}$ 散射总截面
 曲线 I, II, III 分别对应 $V_{\Delta} = 6, 4, -6\text{MeV}$.
 $\mu_{\Delta} = -50\text{MeV}$, $V_N = -4\text{MeV}$, $\Gamma_{\Delta} = 130\text{MeV}$.
 实验点同图1.

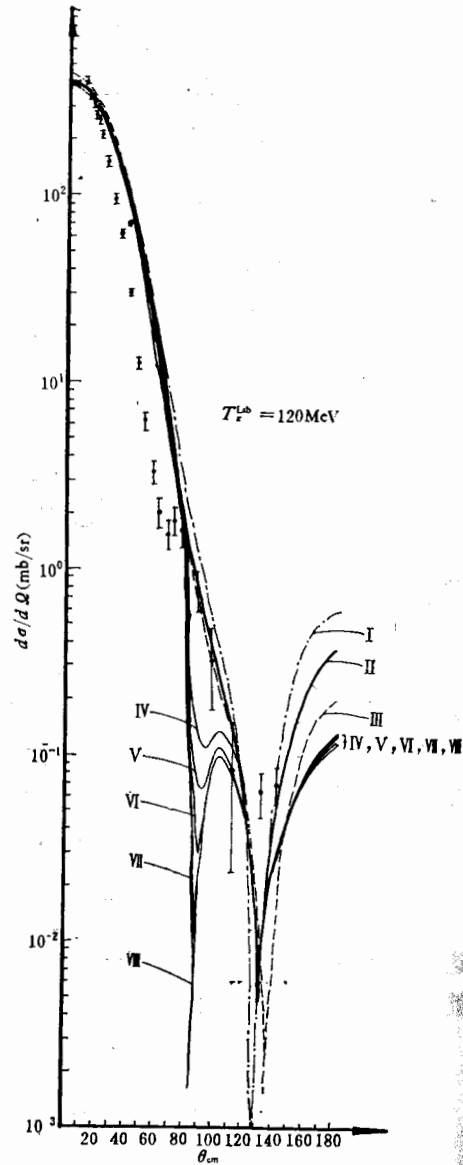


图4 关于 $\pi^{-12}\text{C}$ 弹性角分布
 随 V_{Δ} 变化的曲线
 曲线 I, II, ... VIII 分别对应 $V_{\Delta} = 8, 6,$
 $4, 0, -1, -2, -3, -4\text{MeV}$.
 实验点取自文献 [6].

Γ_{Δ} 的变化对角分布的影响。

图4是 Δ 粒子的自旋轨道耦合强度 V_{Δ} 的变化对 $T_{\pi}^{\text{lab}} = 120\text{MeV}$ 的 $\pi^{-12}\text{C}$ 弹性散射角分布的影响。我们讨论了 $V_{\Delta} = -4, -3, -2, -1, 0, 4, 6, 8\text{MeV}$ 的各种情况,并把它画在同一图上进行比较和讨论

通过图1到图4的分析,我们得到了一组比较好的 $\mu_{\Delta}, \Gamma_{\Delta}, V_{\Delta}$ 值 ($\mu_{\Delta} = -50\text{MeV}$)

如

来确

比较

-41

点,

σ_T 的

$\Gamma_{\Delta} = 130\text{MeV}$, $V_{\Delta} = 6\text{MeV}$). 利用这一组参数我们计算了 $\pi^{-12}\text{C}$ 散射的总截面, 结果如图 5 所示:

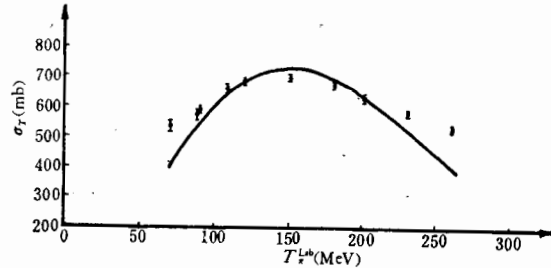


图 5 $\pi^{-12}\text{C}$ 散射总截面随能量 T_{π}^{lab} 的变化
 $\mu_{\Delta} = -50\text{MeV}$, $\Gamma_{\Delta} = 130\text{MeV}$, $V_{\Delta} = 6\text{MeV}$, $V_N = -4\text{MeV}$.
 实验点同图 1.

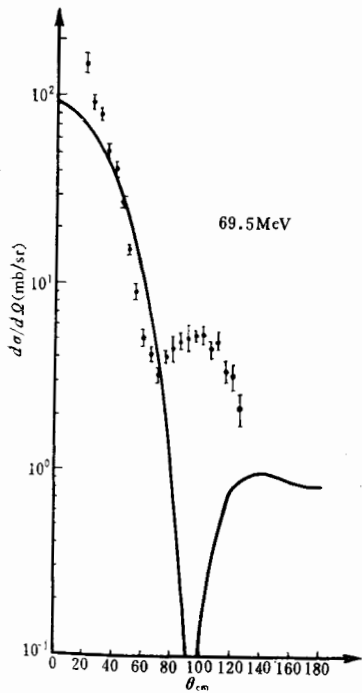


图 6

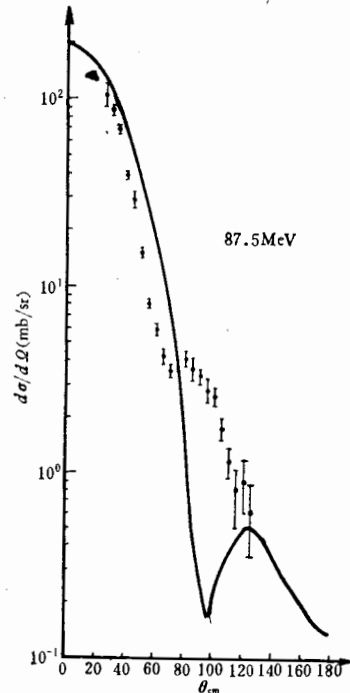


图 7

图 6、图 7 分别为 $T_{\pi}^{\text{lab}} = 69.5$ 和 87.5MeV $\pi^{-12}\text{C}$ 弹性散射角分布

对于 V_N 的值, 我们是根据低能实验材料确定的, 即由实验上 $1p_{3/2}$ 与 $1p_{1/2}$ 的劈裂宽度来确定的, $V_N = -4\text{MeV}$.

图 6 到图 16 是准门口态模型对不同入射能的微分截面的理论预言和与实验材料的比较, 在给出这些曲线时, 参数 $\mu_{\Delta} = -50\text{MeV}$, $\Gamma_{\Delta}/2 = 65\text{MeV}$, $V_{\Delta} = 6\text{MeV}$, $V_N = -4\text{MeV}$. 图中曲线是我们的理论结果. 图 6, 7 的实验点取自文献[8], 图 8, 9 没有实验点, 只给出理论曲线, 图 10 到图 16 的实验点取自文献[6].

为了研究自旋同位旋波的分波截面的收敛性, 我们分析了各分波截面 σ_J 对总截面的贡献. 结果如图 17 所示:

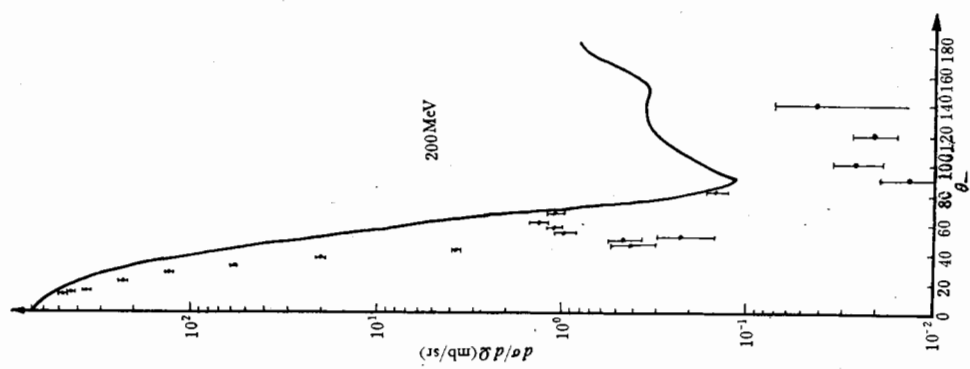


图 8

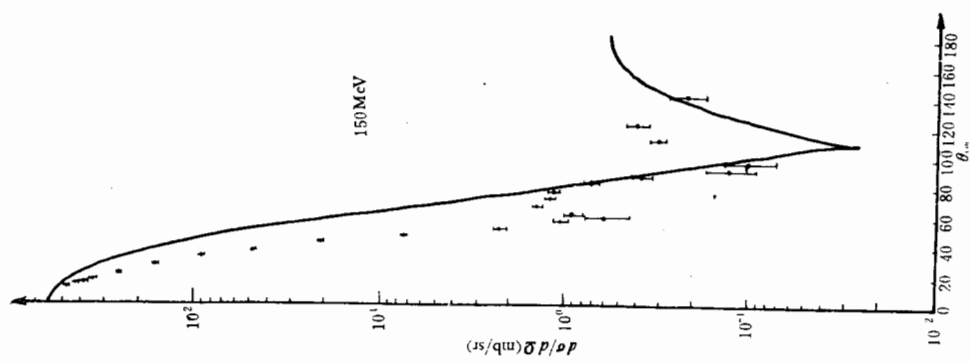


图 9

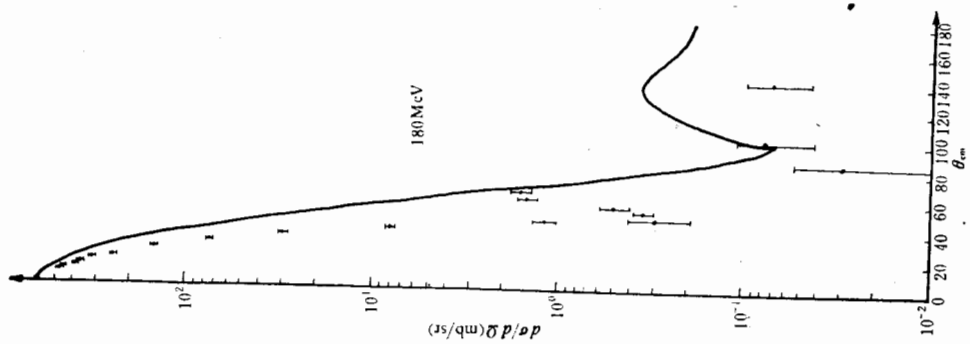


图 10

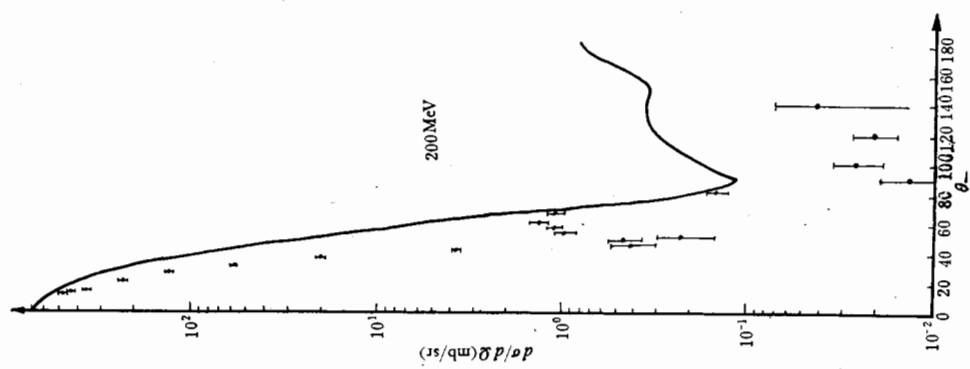


图 11

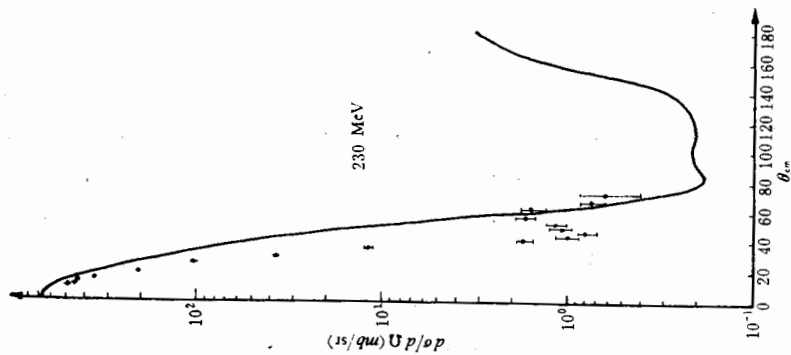


图 12

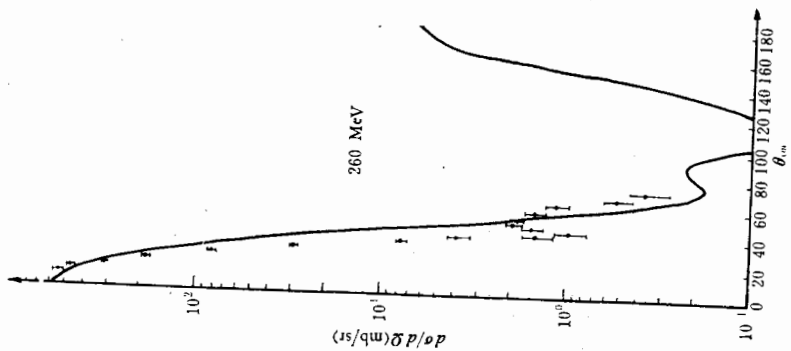


图 13

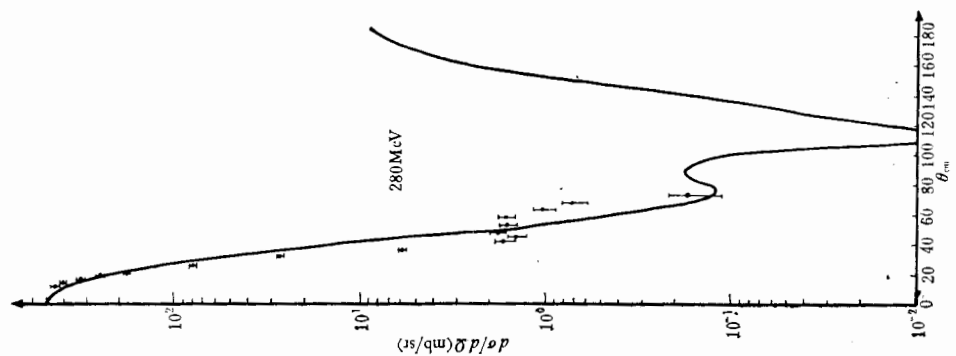


图 14

图 10 到图 16 分别为 $T_{\pi}^{L,ab} = 120, 150, 180, 200, 230, 260$ 和 280MeV $\pi^{-12}\text{C}$ 弹性散射角分布

我们计算到 $J^* = 6^-$, 它对 σ_T 的贡献已经可以忽略了.

应该指出的是, 在文献 [1] 中, 我们已经讨论了 Δ 粒子在原子核中谐振子参数 α_Δ 对核子的 α_N 的偏离对理论结果的影响, 发现这种偏离效应是不重要的, 所以本文取 $\alpha_\Delta = \alpha_N$.

四、小结和讨论

本文在 Δ_{33} 准门口态模型的框架里, 分析了不同入射能量的 π^- - ^{12}C 弹性散射, 研究了模型参数 μ_Δ , Γ_Δ , V_Δ 的变化对角分布和总截面的影响, 以及各分波截面 σ_j 对总截面 σ_T 的贡献. 和在 π^- - ^4He 弹性散射的情况一样, 理论与实验符合是满意的, 表明 Δ_{33} 准门口态模型作为 π^- -核散射的中间结构基本上是合理的. 它反映了 π^- -核相互作用过程的主要物理特征.

如 (3) 式所示, 由于 $\pi N \Delta$ 的顶角耦合 $H_{\pi N \Delta}$ 具有纵向特性, 所以 Δ -空穴态的轨道角动量 L 与总的 Δ -空穴角动量 J 的关系是 $L = J + 1$, Δ -空穴态的字称由 $(-1)^L$ 决定, 因此只有 $J^* = 0^-, 1^+, 2^-\dots$ 的非自然字称态才能被激发, W. Weise 等 [2] 把这些激发态称之为自旋同位旋波.

前面已经指出模型参数 μ_Δ , Γ_Δ 反映了原子核的多体修正. 从图 1 可知, μ_Δ 的变化使总截面 σ_T 峰值的位置发生移动, 只有 $\mu_\Delta = -50\text{MeV}$ 时才能正确地预言实验的位置. F. Binon [6] 指出: 对 π^- - ^{12}C 散射共振峰的位置在 $(145 \pm 8)\text{MeV}$, 与自由的 π^- -核子的 185MeV 相比, 其位置向低能端移动. 这正是图 1 中显示的情况. 说明与自由的 π^- -N 相比, π^- -核共振峰的位置的移动正是由于多体效应引起的.

Γ_Δ 的变化引起峰的高度发生变化. 当 $\Gamma_\Delta/2 = 65\text{MeV}$ 时, 给出与实验总截面的最好符合. 它比自由的 Δ 的衰变宽度 $\Gamma_\Delta(110\text{MeV})$ 相比要宽些. 这一点也是容易理解的. 因为, 虽然泡里原理阻塞了 Δ 到占据的核子态的衰变, 使 Γ_Δ 变窄, 但是直接的 Δ -空穴相互作用中的 π 交换部分使 Δ -空穴发生了很强的弹性加宽. 同时 Δ -空穴态对 $2p_2h$ 连续态的耦合也增加了 Γ_Δ . 所以总的来说, 原子核中的 Γ_Δ 要比自由的 Γ_Δ 宽.

图 3 表明了总截面 σ_T 随 $\Delta(1232)$ 粒子自旋轨道耦合强度 V_Δ 的变化, 要符合共振区的总截面 σ_T , $V_\Delta = 6\text{MeV}$ 是最佳值. 图 4 表示了 V_Δ 对 $T_{\pi}^{\text{lab}} = 120\text{MeV}$ 的 π^- - ^{12}C 弹性散射角分布的影响, 发现当 $V_\Delta \leq 0$ 时, 理论曲线在 80° 和 130° 附近分别有两个极小, 而且第一个极小随 $|V_\Delta|$ 的增大而加深. 当 $V_\Delta > 0$ 时, 理论角分布只有一个极小, 在 130° 附近, 与实验一致, 而且 $V_\Delta = 6\text{MeV}$ 时给出了最好的符合. 对于其它的人射能量 (如 150MeV), 也有同样的结果. 在文献 [1] 对 π^- - ^4He 散射的分析中, 曾得到了相同的结论. 这些结果一致说明: 不同于核子, Δ 粒子的自旋轨道耦合强度是正的, 所以它引起的能级劈裂正好与核子的相反. 这是一个很有趣的现象, 有待于进一步的研究.

图 5 是总截面 σ_T 的理论值及其与实验的比较. 显然, 在共振峰附近理论与实验的符合是满意的. 如果考虑到 μ_Δ 与入射 π 介子的能量有关, 所以对于不同的 T_{π}^{lab} , μ_Δ 应该具有不同的值. 例如若在低能端取 $\mu_\Delta = -70\text{MeV}$, 而在高能端取 $\mu_\Delta = -10\text{MeV}$, 则在整个能区 σ_T 很好地与实验符合.

图 8 到图 14 是角分布的理论值与 F. Binon 等人的实验材料的比较, 我们看到这个

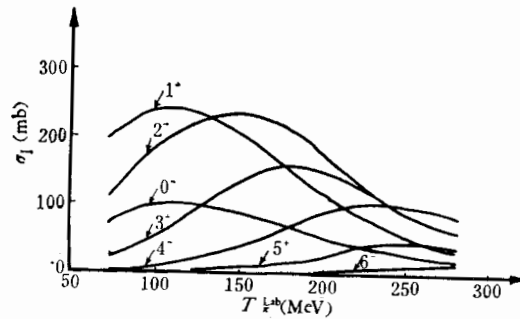
借
在
区
散

的
们
取
简

散
待

[1]
[2]
[3]
[4]
[5]
[6]
[7]

[8]

图 15 $\pi^{-12}\text{C}$ 散射总截面按 J 的分配

简单的模型却给出了比较满意的符合。理论曲线的变化不仅跟着实验值，而且绝对值也相差不多，为了参考起见，我们也计算了 $T_{\text{lab}} = 69.5, 87.5\text{MeV}$ 的理论角分布。如图 6、图 7 所示。由于 69.5MeV 远离共振区，所以理论与实验差别比较大，原因是这时其它的散射机制自然是主要的。

最后我们谈一下分波截面的收敛性问题。图 15 表明了各分波截面 σ_J 对总截面 σ_T 的贡献，很明显， $J^\pi = 1^+, 2^-$ 分波的贡献最大。与 W. Weise 的结论完全一致^[7]。在我们感兴趣的能区内， $\sum_J \sigma_J$ 收敛很快，例如 $J^\pi = 6^-$ 的分波截面 σ_6 几乎为零。它相应于取主量子数 $n = 3$ 的激发就够了，这进一步说明 Δ_{33} 准门口态模型是一个物理图象清楚、简单而实用的 π -核相互作用的中间态模型，它反映了 π -核作用的主要物理特征。

当然， Δ_{33} 准门口态模型还需要进一步发展和改进。例如对于 (3.3) 区的 $\pi^{-12}\text{C}$ 弹性散射，在小角度的地方理论角分布曲线总是比实验曲线向大角度方向移动了一点。这有待于以后的工作加以分析和讨论。

本工作得到张宗焯同志多次有益的讨论和指导，在此表示衷心的感谢！

参 考 文 献

- [1] 高琴等, 高能物理与核物理, **3** (1981), 321.
- [2] G. E. Brown and W. Weise, *Phys. Reports* **22C** (1975), 280.
- [3] E. Oset and W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A319** (1979), 477.
- [4] W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A278** (1977), 402.
- [5] W. Weise, Private Communication.
- [6] F. Binon et al., *Nucl. Phys.*, **B17** (1970), 168.
- [7] E. Oset and W. Weise, *Nucl. Phys.* **A319** (1979), 477; E. Oset and W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A329** (1979), 365.
- [8] E. Boschitz, Proceedings of the seventh international Conference on High Energy Physics and Nuclear structure, ed M. P. Locher, Zurich 1977.

充
面
口
要

角
定,
发

变
化
置。
子
的
相

最
好
。因
互
相
态

共
振
区

 ^{12}C 弹
性
截
面
极
小,
在
射
能
量
同
的
结
果
引
起
的

: 验
的
在
 μ_{Δ} 应
该
在
 1MeV ,

言
到
这

$\pi^{-12}\text{C}$ ELASTIC SCATTERING IN THE QUASI- Δ_{33} DOORWAY STATE MODEL

MA WEI-HSING

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

YU ZI-QIANG XU CHENG-XIAN

(*Nankai University*)

ABSTRACT

Under the quasi- Δ_{33} doorway state model, The T matrix for $\pi^{-12}\text{C}$ elastic scattering at the (3,3) resonance region is calculated. The emphasis is put on that how the variety of the parameters in the model, which reflect many body correction in π -nucleus interaction and the properties of $\Delta(1232)$ -hole interaction, influences the angular distribution and total cross section. A comparison between theory and experiment is performed, and the agreement is satisfactory. It is interesting that in order to fit existed data, especially the angular distribution, the spin-orbit coupling interaction strength has to be positive which differs from the case for nucleon where it is negative.

靠的
反应
迁小
强的
(45
振荡
升。
不变

Eikc
置。
的
除了
么，
方程
的解

π^-)
用，
—