

不稳定靶测量 πK 作用和 $N\Lambda K$ 作用

罗蓓玲

(物理系)

以前关于 $\pi-N$, $N-N$ 散射的研究, 指出要了解这些过程。必须先了解有关的 $\pi-\pi$ 散射过程。同样地, 关于有 K 介子参加的过程也和 $\pi-K$ 散射有关, 然而直接测量 $\pi-K$ 散射截面是不可能的。本文的目的, 就是讨论利用 $K^-+N\rightarrow\bar{K}^0+\pi^-+N$ 过程, 测量 $\pi^0+K^-\rightarrow\bar{K}^0+\pi^-$ 散射截面的可能性。也讨论了利用 $K^-+N\rightarrow K^-+N+\pi$ 和 $\pi^-+N\rightarrow\pi+K+\Lambda$ 来测量 $NK\Lambda$ 作用的耦合常数。

Chew和Low^[1]曾提出一种利用不稳定靶测量 $\pi-N$, $N-N$ 的散射。本文即用Chew和Low所提出来的方法。假设 $K^-+P\rightarrow\bar{K}^0+\pi^-+p$ 的非弹性散射振幅, 作为核子动量迁移 $-(p_2-p_1)^2=\Delta$ 的函数, 可以解析延拓至复数区域。因而可以找到它在 $\Delta=-m_\pi^2$ 处有一个极点, 其强度为

$$\frac{i < \pi^-(q_3) \bar{K}^0(q_2) | j_\pi(0) | K^-(q_1) > < N(p_2) | j_\pi(0) | N(p_1) >}{\Delta + m_\pi^2}$$

其中 p_1, q_1 表示初态核子及 K^- 介子之动量, p_2, q_2, q_3 表示末态核子 $\bar{K}^0$ 介子及 π^- 介子之动量, 其中 $< \pi^-(q_3) \bar{K}^0(q_2) | j_\pi(0) | K^-(q_1) >$ 表示 $\pi^0+K^-\rightarrow\bar{K}^0+\pi^-$ 的散射矩阵元, 因此可以得到

$$\sigma_{12}(w) = \lim_{\Delta \rightarrow -m_\pi^2} \frac{2\pi}{\Gamma^2} \frac{q_{1L}^2 (\Delta + m_\pi^2)^2}{\left[4w^4 - \frac{1}{2} \omega^2 (m_\pi^2 + m_K^2) + \frac{1}{2} (m_K^2 - m_\pi^2) \right]^{\frac{1}{2}}} \frac{\partial^2 \sigma(W, w, \Delta)}{\partial \Delta \partial w^2}$$

其中 $w^2 = -(q_2 + q_3)^2$, 即 $\pi^-\bar{K}^0$ 在其质心坐标中的总能平方

$$W = -(p_1 + q_1)^2$$

$$\Gamma^2 = g^2 \Delta / 4m^2 = f^2 \Delta / m_\pi^2$$

m_π 是介子质量, $f^2 \approx 0.08$, f^2 是 πN 作用常数, Γ 即表示 πN 作用顶点函数。

$\sigma_{12}(w)$ 表示 $\pi^0+K^-\rightarrow\bar{K}^0+\pi^-$ 散射截面, $\sigma(W, w, \Delta)$ 是 $K^-+p\rightarrow\bar{K}^0+\pi^-+p$ 为截面。

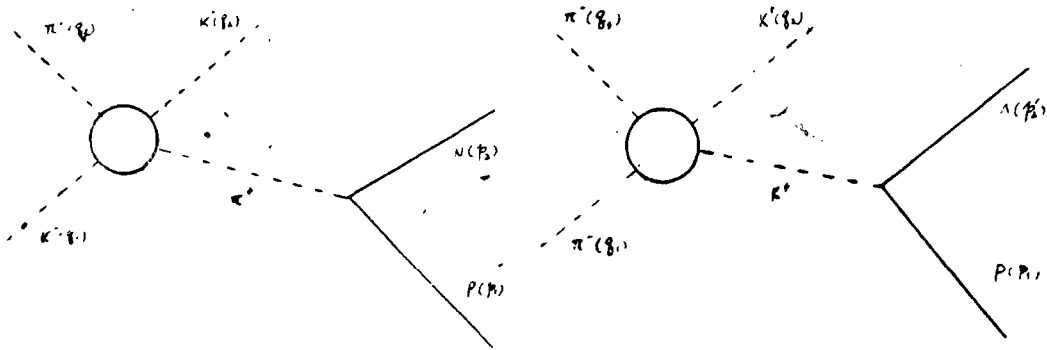
为了要得到 $\sigma_{12}(w)$, 必须把微分截面 $\frac{\partial^2 \sigma(W, w, \Delta)}{\partial \Delta \partial w^2}$ 把 Δ 由物理区外插至 $-m_\pi^2$ 。选择一

种恰当的外插方法是非常必要的。尤其当外插长度较长时, 比较适合的方法是用变分方法求得实验数据的最佳表示式, 然后再外插。

計算了 $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + \pi^- + p$ 的外插長度, $\sim 10\text{Mev}$, 因此可望外插會得較準確的結果。
利用 $K^- + p \rightarrow K^- + \pi^+ + N$ 的過程得到 $\pi^+ + K^- \rightarrow \pi^+ + K^-$ 的散射截面。

注意到 $\pi^+ + K^- \rightarrow \pi^+ + K^-$ 的截面, 和 $\pi^- + K^+ \rightarrow \pi^- + K^+$ 的截面相同。

又注意到 $K^- + p \rightarrow K^- + \pi^+ + N$ 過程 $\Delta = -m_\pi^2$ 處的極點強度和 $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + K^+ + \Lambda^0$ 過程 $\Delta' = -m_K^2$ 處的極點強度存在着簡單的關係由(1)及下圖可得



$$\frac{i \langle \pi^+(q_3) K^-(q_2) | j_\pi + (0) | K^-(q_1) \rangle \langle N(p_2) | j_\pi + (0) | P(p_1) \rangle}{\Delta + m_\pi^2}$$

$$\frac{i \langle \pi^-(q_3) K^+(q_2) | j_K + (0) | \pi^-(q_1) \rangle \langle \Lambda(p_2') | j_K + (0) | P(p_1') \rangle}{\Delta' + m_K^2}$$

$$\lim_{\Delta \rightarrow m_\pi^2} \frac{1}{\Gamma_{NN\pi}^2} q_{1L}^2 (\Delta + m_\pi^2)^2 \frac{\partial^2 \sigma_{K^- + p \rightarrow K^- + \pi^+ + N}(W, w, \Delta)}{\partial \Delta \partial w^2}$$

$$= \lim_{\Delta' \rightarrow m_K^2} \frac{1}{\Gamma_{NAK}^2} \left(\frac{M_P}{M_\Lambda} \right)^2 k_{1L}^2 (\Delta' + m_K^2)^2 \frac{\partial^2 \sigma_{\pi^- + p \rightarrow \pi^- + K^+ + \Lambda}(W', w, \Delta')}{\partial \Delta' \partial w^2}$$

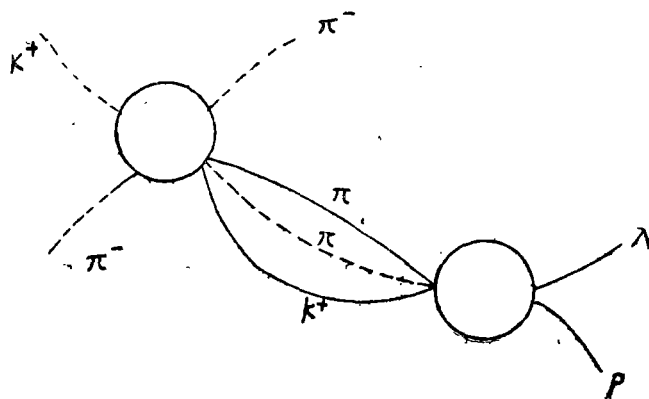
其中 q_{1L} 是入射 K^- 介子在實驗室坐標中的動量, k_{1L} 是入射 π^- 介子在實驗坐標中的動量, 可以得到

$$\Gamma_{NN\pi}^2 / \Gamma_{NAK}^2$$

之比, 從而定出 g_{NAK}^2

利用這種方法定 g_{NAK}^2 是有缺點的, 因為此處要把 $\frac{\partial^2 \sigma_{\pi^- + p \rightarrow \pi^- + K^+ + \Lambda}}{\partial \Delta' \partial w^2}$ 外插至非物理

区, $\Delta' = -m_K^2$, 因此外插的长度较长, 约为 $\sim 112 \text{ Mev}$ 附近, 这样长的外插长度, 如果不小心处理, 引起的误差将是非常大的, 但是在以前 $g_{N\Lambda K}^2$ 的值是利用微扰论来计算, 而且作了假定 $g_{N\Lambda K}^2 = g_{N\Sigma K}^2$ 而得到的, 而上述公式由于是在海森堡表象中写出的, 既然避免了重正化问题, 而且又可独立地给出 $g_{N\Lambda K}^2$, 为了能进一步处理 Δ' 的外插, 最好进一步去研究属于下图, 中间态为 $2\pi + K$ 项的性质。



参 考 文 献

- [1] G.F. Chew, F.E. Low, Phys. Rev, 113 1640.(1959)