

K^+ 介子的三体轻子衰变*

阮同澤 陈 时

(中国科学院)

提 要

本文利用色散关系方法, 假设普适 V-A 弱相互作用和奇异矢量流不守恒, 从而对形状因子 f_0, f_1 的色散关系进行一次减去, 计算了 K_{S3}^+, K_{L3}^+ 衰变中的 π^0 能谱, K_{S3}^+ 衰变中的 μ^+ 能谱和 μ^+ 的纵向极化. 计算中只考虑了 $K_1^*(m_* = 888 \text{ MeV})$ 中间态对色散积分的贡献. 参数 σ 取为 +2.1 的结果和实验在误差范围内相符合. 放弃奇异矢量流部分守恒假设与实验符合的程度比保持这一假设要好一些.

一、引 言

自从费曼和盖尔曼在 1958 年提出普适费米弱相互作用理论以来, 弱相互作用理论得到重要的进展. 但是关于奇异量子数不守恒 ($\Delta S \neq 0$) 的衰变过程, 一直到現在还不能下肯定的结论. 对于 $\Delta S \neq 0$ 的 K^+ 介子三体轻子衰变 K_B^+ :

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + l^+ + \nu \quad (1)$$

(l 表示 μ 或 e), 曾经有许多理论工作者进行过研究. 在色散关系方法发展起来之前, 人们用微扰论方法处理过这一问题^[1]. 1958 年, 陈中谔等^[2]以普适弱相互作用理论为基础, 在略去了强相互作用的高次效应之后, 用微扰论方法计算了 K_B^+ 衰变的分支比, 获得与当时实验数据在数量级上相符合的结果. 同年, Goldberger 和 Treiman 用色散关系方法处理了 $\Delta S = 0$ 的 $\pi_{\mu 2}$ 衰变, 得到很大的成功, 导得所谓 G-T 公式. 类似的技术被 MacDowell^[3], Sawyer^[4] 和 Iizuka^[5] 应用到 K_B^+ 衰变中来, 对强相互作用矩阵元中出现的两个形状因子 $f_{\pm}(s)$ (定义见后文) 写下关于 s 的色散关系. $s = -(p_K - p_{\pi})^2$ 是转移给轻子的动量的平方. 其中 p_K, p_{π} 是 K 介子、 π 介子相应的动量.

为了解释 G-T 公式之所以成功, 人们建立了 $\Delta S = 0$ 的弱轴矢流部分守恒的概念. Bernstein 和 Weinberg^[6] 把这种概念搬到 K_B^+ 衰变中来, 提出奇异矢量流部分守恒的假设. 此后出现了一系列 K_B^+ 衰变的色散理论与实验相比较的工作. 例如 Brene 等^[7], Chew^[8], Zweig^[9], Dennery 和 Primakoff^[10] 等等. 他们有的采用了奇异矢量流部分守恒的假设^[7,10], 有的采用了较弱的假设^[8], 有的则采用了其它形式的假设^[9], 他们都推断得对于 $f_0(s)$ (定义见后文) 不用作减去. 在对色散积分做了极点近似以后, 他们所得到的结果和实验之间都存在着不小的差异.

鉴于奇异矢量流部分守恒假设并无任何实验证据, 本文将放弃这一假设, 认为奇异矢量流可以是不守恒的, 因此一般对形状因子 f_0, f_1 (定义见后文) 需要作减去. 作为尝试,

* 1964 年 7 月 6 日收到.

我們对 f_0 和 f_1 都作一次減去, 并假設色散积分主要决定于 K_1^* 共振态来考虑 K_3^+ 衰变. 其中出現的两个常数 α, β 用已知的实验衰变率来定, 定出它們的比 $\sigma = \beta/\alpha$ 有两个值: $\sigma = +2.1, \sigma = -8.5$. 我們計算了 π^0 能譜、 μ^+ 能譜和 μ^+ 极化; 相应于 $\sigma = +2.1$ 的結果在誤差范围内和实验符合, 符合的程度比保持奇异矢量流部分守恒假設要好些.

在下面第二节中給出了矩陣元的形式, 第三节中写出色散关系和它們的解, 第四节中我們計算了 $K_{\mu 3}^+, K_{\pi 3}^+$ 的 π^0 能譜、 $K_{\mu 3}^+$ 的 μ^+ 能譜和 μ^+ 的纵向极化. $K_{\pi 3}^+$ 的 π^0 能譜和 σ 无关, 它和 Brown 等^[11] 的实验結果相符合. $\sigma = +2.1$ 的 $K_{\mu 3}^+$ 的 π^0 能譜和 Brown 等^[12] 的实验結果相符合. $K_{\mu 3}^+$ 的 μ^+ 能譜存在着两个实验: Brown 等^[12] 的和 Dobbs 等^[13] 的. 我們的計算結果, $\sigma = +2.1$ 的和文献 [12] 的相符合, $\sigma = -8.5$ 的和文献 [13] 的相符合. 最近 Smirnitski 和 Weissenberg^[14] 关于纵向极化的实验指出 μ^+ 的纵向极化是正的. 我們的計算結果相应于 $\sigma = +2.1$ 的 μ^+ 极化是正的, 其大小在誤差范围内和实验相符合; 相应于 $\sigma = -8.5$ 的則是負的, 显然与实验不符. 从与实验符合的一致性来看, 我們支持文献 [12] 的实验, 第五节是簡短的討論.

二、衰变矩陣元

我們假設 $\Delta S \neq 0$ 的弱相互作用是普适 V-A 相互作用, 相互作用哈密頓量密度是

$$\mathcal{H}_W = J_0(x) \bar{\psi}_\nu(x) \gamma_0 (1 + \gamma_5) \psi_l(x). \quad (2)$$

我們假設 $\Delta I = \frac{1}{2}$ 选择定則成立, 因此弱流算符 $J_0(x)$ 在同位旋空間中按旋量变化.

对于弱相互作用, 如果我們只計及最低次近似, 那末衰变矩陣元可写成

$$M = -\sqrt{4E_\pi E_K} \langle \pi^0 | J_0(0) | K^+ \rangle \bar{u}_\nu \gamma_0 (1 + \gamma_5) v_l, \quad (3)$$

其中 E_π, E_K 是 π 介子、 K 介子的能量. 旋量归一化取作 $\bar{u}_\nu u_\nu = m_\nu, \bar{v}_l v_l = -m_l$. m_ν, m_l 是 ν, l 的質量. m_ν 在最后是不会出現的. 本文采用的单位制中 $c = \hbar = m_\pi = 1$, m_π 是 π^0 介子的質量.

由于 K^+ 介子和 π^0 介子的內禀宇称相同, 以及强相互作用中宇称守恒, 因此奇异流只可能是矢量流. 由相对論不变性要求, 可知强相互作用矩陣元必須具有下列形式:

$$\begin{aligned} \sqrt{4E_\pi E_K} \langle \pi^0 | J_0(0) | K^+ \rangle &= \frac{1}{2} (p_K + p_\pi) f_+(s) + \frac{1}{2} (p_K - p_\pi) f_-(s), \\ s &= -(p_K - p_\pi)^2, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $f_\pm(s)$ 是两个标量形状因子, 由時間反演不变性, 要求它們都是实函数. 最后利用狄拉克方程, 矩陣元可表示成

$$M = -\frac{i}{2} \{ 2m_K \bar{u}_\nu \gamma_4 (1 + \gamma_5) v_l f_+(s) + m_l \bar{u}_\nu (1 - \gamma_5) v_l [f_+(s) - f_-(s)] \}. \quad (5)$$

三、色散关系及其解

从 (4) 式按标准方法抽出 π^0 介子可得約化公式, 取其虛部插入一組完备的中間态后可以証明整个虛部为零. 因此代替 (1), 我們討論等效的过程^[5]:

$$K^+ + \pi^0 \rightarrow l^+ + \nu. \quad (6)$$

相应的强相互作用矩阵元是

$$\sqrt{4E_\pi E_K} \langle 0 | J_0(0) | \pi^0 K^+ \rangle_{in} = \frac{1}{2} (p_K - p_\pi)_0 f_+(\zeta) + \frac{1}{2} (p_K + p_\pi)_0 f_-(\zeta), \quad (7)$$

$$\zeta = -(p_K + p_\pi)^2.$$

它的虚部则不为零。刘易成和 Тодоров^[15] 由微扰论证象(7)式是 ζ 的上半平面的解析函数, 因此可以建立 $f_\pm(\zeta)$ 的色散关系, 然后把 ζ 延拓到过程(1)的物理区: $m_l \leq s \leq (m_K - 1)^2 = 7.08$, 就得到 $f_\pm(s)$ 。

类似地可以得到(7)式的虚部, 插入一组完备的中间态。假设低质量的中间态的贡献是重要的, 我们只取最低质量态, 即 $K\pi$ 中间态的贡献。这时虚部可写成

$$\begin{aligned} \text{Im} \sqrt{4E_\pi E_K} \langle 0 | J_0(0) | \pi^0 K^+ \rangle_{in} = \\ = (2\pi)^4 \sqrt{\frac{E_K}{2}} \int \frac{d\mathbf{p}'_K d\mathbf{p}'_\pi}{(2\pi)^6} \langle 0 | J_0(0) | \mathbf{p}'_K \mathbf{p}'_\pi \rangle_{in} \langle \mathbf{p}'_K \mathbf{p}'_\pi | j(0) | \mathbf{p}_K \rangle \delta^4(\mathbf{p}'_K + \mathbf{p}'_\pi - \mathbf{p}_K - \mathbf{p}_\pi), \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $j(x) = (m_\pi^2 - \square)\varphi(x)$, $\varphi(x)$ 是 π^0 介子场。

在 $K\pi$ 系统的质心系中 ($\mathbf{p}_K + \mathbf{p}_\pi = 0$), 强相互作用矩阵元可写成^[8]

$$\begin{aligned} \sqrt{4E_\pi E_K} \langle 0 | J_0(0) | \pi^0 K^+ \rangle_{in} &= \frac{\sqrt{\zeta}}{2} f_0(\zeta), \\ \sqrt{4E_\pi E_K} \langle 0 | \mathbf{J}(0) | \pi^0 K^+ \rangle_{in} &= \mathbf{p}_K f_1(\zeta). \end{aligned} \quad (9)$$

f_0, f_1 相应于 s 波、 p 波振幅, 它们和 $f_\pm$ 的关系是

$$\begin{aligned} f_0(\zeta) &= \frac{m_K^2 - 1}{\zeta} f_+(\zeta) + f_-(\zeta), \\ f_1(\zeta) &= f_+(\zeta). \end{aligned} \quad (10)$$

由此可见, $f_{0,1}$ 也是 ζ 上半平面的解析函数, 只是 $f_0(\zeta)$ 在 $\zeta = 0$ 处有一运动学奇点。

从(8)、(9)可得 $f_{0,1}(\zeta)$ 的虚部^[8],

$$\begin{aligned} \rho_0(\zeta) &= k f_0(\zeta) \phi_0^*(\zeta) \theta[\zeta - (m_K + 1)^2], \\ \rho_1(\zeta) &= k f_1(\zeta) \phi_1^*(\zeta) \theta[\zeta - (m_K + 1)^2], \end{aligned} \quad (11)$$

其中 $\phi_l(\zeta)$ ($l = 0, 1$) 是 $K\pi$ 散射振幅, 它们和相移 $\delta_l(\zeta)$ 的联系是

$$\phi_l(\zeta) = \frac{1}{k} \sin \delta_l(\zeta) e^{i\delta_l(\zeta)} \quad (l = 0, 1), \quad (12)$$

k 是在 $K\pi$ 质心系中粒子的动量。从(11)式可知 $f_{0,1}$ 在 ζ 平面上有一割线从 $(m_K + 1)^2 = 21.7$ 到 $+\infty$ 。

写下 $f_{0,1}(\zeta)$ 的色散关系时, 必须知道 $f_{0,1}(\zeta)$ 的高能行为才能对色散关系是否需要减去作出论断。文献[6]中提出的奇异矢量流部分守恒的假设, 即当 $\zeta \rightarrow \infty$ 时,

$$\begin{aligned} \sqrt{4E_\pi E_K} \langle 0 | \partial_0 J_0(0) | \pi^0 K^+ \rangle_{in} &= -\frac{i}{2} \{ (m_K^2 - 1) f_+(\zeta) + \zeta f_-(\zeta) \} = \\ &= -\frac{i}{2} \zeta f_0(\zeta) \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (13)$$

在这假设下, 对 $f_0(\zeta)$ 不用作减去。

文献[8]和[5]对这部分作了较弱的假设, 即当 $\zeta \rightarrow \infty$ 时,

$$\sqrt{4E_{\pi}E_K}\langle 0|\partial_{\sigma}J_{\sigma}(0)|\pi^0K^+\rangle_{in} \rightarrow \text{常数}, \quad (14)$$

在这假设下,对 $f_0(\zeta)$ 也不用作减去。

前面说过,由于奇异矢量流部分守恒的假设并无任何实验证据,因此我们放弃这一假设,认为奇异矢量流可以是不守恒的,那末一般对形状因子 f_0, f_1 需要进行减去。作为尝试,我们对 f_0, f_1 各作一次减去,两个“减去”常数由实验衰变率来定。

$f_0(s)$ 在 $s=1$ 处减去一次的色散关系是

$$f_0(s) = f_0(1) + (m_K^2 - 1)f_1(0)\frac{1-s}{s} + \frac{s-1}{\pi} \int_{(m_K+1)^2}^{\infty} \frac{\rho_0(s')}{s'(s'-1)(s'-s)} ds'; \quad (15)$$

$f_1(s)$ 在 $s=0$ 处减去一次的色散关系是

$$f_1(s) = f_1(0) + \frac{s}{\pi} \int_{(m_K+1)^2}^{\infty} \frac{\rho_1(s')}{s'(s'-s)} ds'. \quad (16)$$

方程(15)、(16)是 Omnès 型奇异积分方程,按标准方法,利用(11)、(12)可得相应的解是

$$\begin{aligned} f_0(s) &= \left\{ f_0(1) + (m_K^2 - 1)f_1(0)\frac{1-s}{s} \right\} e^{u_0(s)-u_0(0)}, \\ f_1(s) &= f_1(0)e^{u_1(s)-u_1(0)}, \\ u_l(s) &= \frac{1}{\pi} \int_{(m_K+1)^2}^{\infty} \frac{\delta_l(s')}{s'(s'-s)} ds', \quad (l=0,1). \end{aligned} \quad (17)$$

四、能谱和 μ^+ 的纵向极化

1. $f_{\pm}(s)$ 的具体形式

实验上已知 $K\pi$ 系统的 P 波共振 K_1^* , 它的同位旋是 $\frac{1}{2}$, 质量 $m_* = 888 \text{ MeV} = 6.58$, 相应的 $s_* = m_*^2 = 43.3$. 我们假设色散积分主要决定于这一共振态, 则

$$\begin{aligned} \delta_0(s) &= 0, \\ \delta_1(s) &= \pi\theta(s - m_*^2). \end{aligned} \quad (18)$$

由(17)、(18)式可得

$$\begin{aligned} f_0(s) &= f_0(1) + (m_K^2 - 1)f_1(0)\frac{1-s}{s}, \\ f_1(s) &= f_1(0)\frac{m_*^2}{m_*^2 - s}. \end{aligned} \quad (19)$$

由(10)、(19)可得

$$\begin{aligned} f_+(s) &= \frac{\alpha m_*^2}{m_*^2 - s}, \\ f_-(s) &= -\frac{\alpha(m_K^2 - 1)}{m_*^2 - s} + \beta, \end{aligned} \quad (20)$$

其中 $\alpha \equiv f_1(0)$, $\beta \equiv f_0(1) - (m_K^2 - 1)f_1(0)$. 从(20)和(5)式, 并忽略正比于 m_e 的项 (因为 $m_e \ll m_K$), 利用实验衰变率 $W(K_{\mu 3}^+) = 1.99 \times 10^{-17}$, 可定出

$$\alpha = \pm 0.479 \times 10^{-7}. \quad (21)$$

对于 $K_{\mu 3}^+$ 衰变, m_{μ} 则不能忽略, 利用实验衰变率 $W(K_{\mu 3}^+) = 1.91 \times 10^{-17}$, 可定出

$$\begin{aligned} \alpha > 0 \text{ 时, } \beta &= 0.99 \times 10^{-7} \text{ 或 } -4.07 \times 10^{-7}, \\ \alpha < 0 \text{ 时, } \beta &= 4.07 \times 10^{-7} \text{ 或 } -0.99 \times 10^{-7}. \end{aligned} \quad (22)$$

由于在 $|M|^2$ 中, 只出现 $\alpha^2, \alpha\beta, \beta^2$ 的项, 故(22)实际上只两组解, 可用一个参数 $\sigma = \beta/\alpha$ 来标志:

$$\begin{aligned} \sigma &= +2.1 (\alpha = 0.479 \times 10^{-7}, \beta = 0.99 \times 10^{-7}), \\ \sigma &= -8.5 (\alpha = 0.479 \times 10^{-7}, \beta = -4.07 \times 10^{-7}). \end{aligned} \quad (23)$$

2. π^0 能谱

在 K^+ 介子静止系里, 对 μ, ν 自旋求和后, 可得

$$\sum_{\mu, \nu} |M|^2 = 2m_K^2 f_+^2 (2E_l E_\nu + p_l p_\nu) - 2m_K m_l^2 f_+ (f_+ - f_-) E_\nu - \frac{1}{2} m_l^2 (f_+ - f_-)^2 (p_l p_\nu). \quad (24)$$

利用(20)、(23)、(24)计算出 $K_{\mu 3}^+$ 的 π^0 能谱, 如图 1. 我们忽略了与电子质量成正比的项,

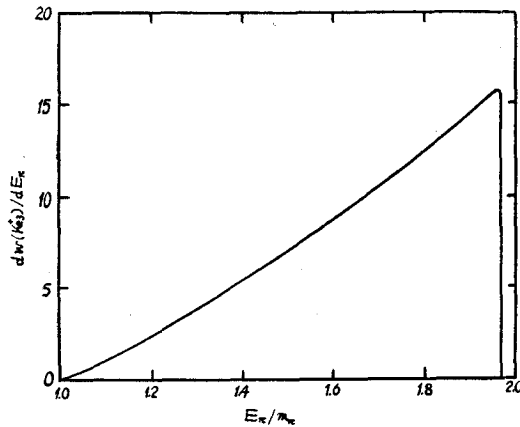


图 1 $K_{\mu 3}^+$ 的 π^0 能谱

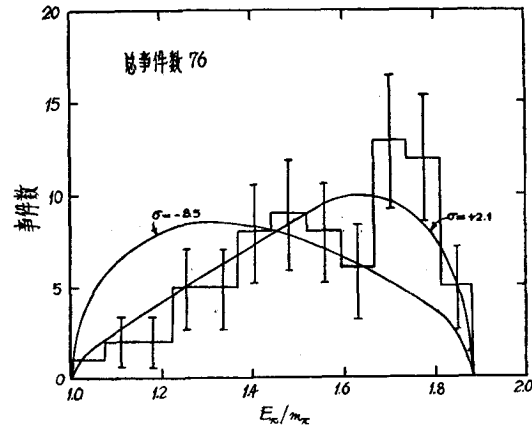


图 2 $K_{\mu 3}^+$ 的 π^0 能谱

因此它和 σ 无关. 这一能谱和文献 [11] 的实验是符合的. $K_{\mu 3}^+$ 的 π^0 能谱, 见图 2. 实验 [12] 的图形取自文献 [9]. 由图形可见 $\sigma = +2.1$ 的理论曲线和实验图形是符合的.

3. μ^+ 能谱

从(24)式可计算出 $K_{\mu 3}^+$ 的 μ^+ 能谱. 现有的 μ^+ 能谱实验有两个 [12, 13]. 我们计算的结果, $\sigma = +2.1$ 的曲线和文献 [12] 的相符合, 见图 3; 其中实验的图形取自文献 [9]. $\sigma = -8.5$ 的曲线和文献 [13] 的相符合, 见图 4. 一直到現在, 很难决断哪个实验是正确的. 最近关于 μ^+ 纵向极化实验的出现, 可以看出它是和 $\sigma = +2.1$ 的结果相符合的, 因此支持了实验 [12].

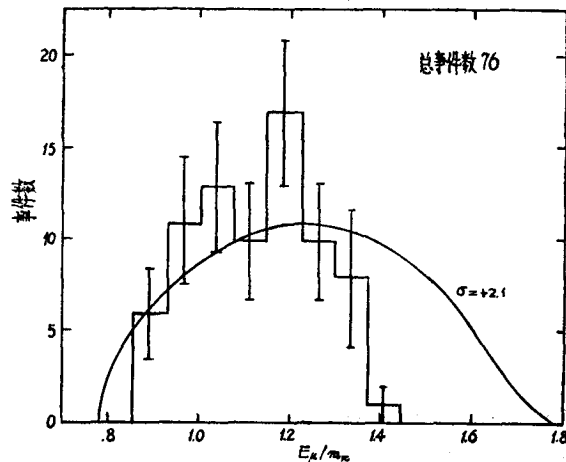


图 3 $K_{\mu 3}^+$ 的 μ^+ 能谱

$\sigma = +2.1$ 的理论能谱与 Brown 实验 [12] 能谱的比较

4. μ^+ 的纵向极化

为计算 μ^+ 的纵向极化, 我们采用协变的自旋投影算符^[16]:

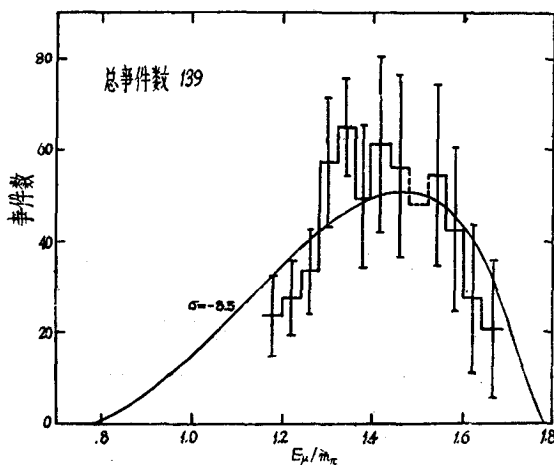


图4 $K_{\mu 3}^+$ 的 μ^+ 能谱
 $\sigma = -8.5$ 的理论能谱与 Dobbs 实验^[13]能谱的比较

$$\frac{1}{2}(1 + i\gamma_5 \not{s}),$$

其中

$$s = \xi + \frac{(\xi \cdot p_\mu)p_\mu}{m_\mu(m_\mu + E_\mu)}, \quad s_4 = is_0 = \frac{i}{m_\mu}(p_\mu \cdot \xi), \quad (25)$$

$$s^2 = 1, \quad s \cdot p_\mu = 0.$$

在我们采用的度规中, $s^2 = s^2 - s_0^2$. s 是类空 4 矢量, ξ 是 μ^+ 介子静止系中的极化矢量, p_μ 、 E_μ 是 μ^+ 介子的三维动量和能量. 由 (25) 式可计算 μ^+ 介子的纵向极化度:

$$P(E_\mu) = \frac{W_+(E_\mu) - W_-(E_\mu)}{W_+(E_\mu) + W_-(E_\mu)}, \quad (26)$$

其中 $W_\pm(E_\mu)$ 代表 $p_\mu \cdot \xi = \pm 1$ 时的 μ^+ 能谱. 计算结果见图 5. $\sigma = +2.1$ 的理论曲线对能量取平均后得 $\bar{P} = +0.40$ 和实验^[14]结果: $\bar{P} = +0.70 \pm 0.45$ 比较, 在误差范围内是相符合的. 显然 $\sigma = -8.5$ 的负极化结果与实验不符, 应该抛弃. 从与实验符合的一致性来看, 我们的结果不支持实验^[13].

五、讨 论

在文献 [2] 中, 对强相互作用粒子采用点模型的结果, 得到分支比 $B = K_{\mu 3}^+/K_{e 3}^+ = 0.67$.

把 (5) 式的形状因子 $f_\pm$ 认为是常数^[17], 可以定义参数 $\xi = f_-/f_+$. 为了符合实验分支比^[18]: $B = 0.96 \pm 0.15$, 可得和我们的 σ 相仿的两组解 $\xi = +1.9$, $\xi = -8.5$ (σ 的定义和 ξ 的是不同的). 计算出来的 π^0 能谱、 μ^+ 能谱、 μ^+ 纵向极化以及和实验符合的情况都和我們所得的结果相仿.

在文献 [8] 中采用 K_1^* 共振假设, f_0 不减去, f_1 减去一次的结果指出 P 波 K_1^* 共振下, $B = 0.64$ 与实验不符, 同时 μ^+ 能谱也和实验^[13]不符. 我们可以补充说明一点, 这样算出来的能谱形状和实验^[12]是符合的, 但

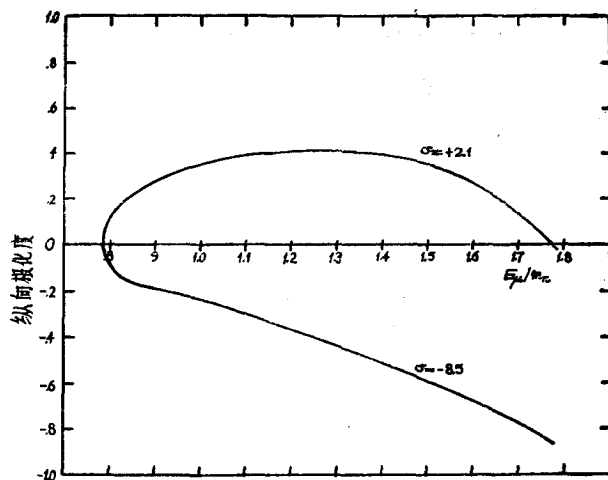


图5 $K_{\mu 3}^+$ 的 μ^+ 纵向极化

是总几率是和实验不符的。

文献[10]中把形状因子 $f_{\pm}$ 展开成 s 的级数取一次近似, 考虑 K_1^* , K_1^{**} (质量 $m_{**} = 730 \text{ MeV} = 5.41$, 相应的 $s_{**} = 29.3$, $J \geq 1$, $I = \frac{1}{2}$), 并利用实验[11]的 K_{S3}^+ 的 π^0 能谱的知识得到 $B = 0.80$ 。如果只考虑 K_1^* 的影响只能得到 $B = 0.61$, 因此说明要求 K_1^{**} 存在。我们可以补充说明一点, 目前关于 K_1^{**} 的自旋还没有完全确定, 如果姑且认为 $J = 1$, 把它和 K_1^* 合起来考虑, 采用文献[8]的做法, 可以得到和文献[10]不同的结果: $B = 0.65$ 。这和只考虑 K_1^* 的结果 ($B = 0.64$) 几乎相同。不仅如此, 而且 π^0 能谱也和只考虑 K_1^* 时的相应能谱几乎重合。这说明 K_1^{**} 的影响很小。我们认为文献[10]中所做的近似比较粗糙, 因此关于 K_1^{**} 的结论是值得商榷的。

文献[9]中对奇异矢量流部分守恒提出一种新的定义, 考虑 K_1^* 的影响, 所包含的参数 δ 用实验的 B 来定, 该文中计算了各个能谱, 认为 μ^+ 能谱的两个实验是可以调和的。但是他的 K_{S3}^+ 的 π^0 能谱在能区中间出现零点, 这和实验[11]不符。

由以上的讨论可见, 在考虑强相互作用影响下, 文献[8]的结果 $B = 0.64$ 与点结构模型^[2]的结果 $B = 0.67$ 相差无几。

根本的原因在于物理区: $m_l \leq s \leq 7.08$ 离开色散积分阈 $s = 21.7$ 太远, 因此不论 K_1^* 共振 ($s_* = 43.3$), K_1^{**} 共振 ($s_{**} = 29.3$) 对于 $f_{\pm}(s)$ 的影响都很小, 因此 $f_{\pm}(s)$ 是一缓变函数, 和常数接近。

在保持奇异矢量流部分守恒的假设下, 或是分支比与实验不符^[8,10], 或是 K_{S3}^+ 的 π^0 能谱与实验不符^[9]。看来放弃奇异矢量流部分守恒假设与实验符合的程度要比较好些。

从结果看来, V-A 相互作用形式在 K_{S3}^+ 衰变中应用并不产生矛盾。但是现存的两个实验 μ^+ 能谱都不够精确, 我们期待实验物理学家对 μ^+ 能谱有更精确的测量。

在工作过程中, 朱洪元教授给了我们热心的指导, 特别是在 f_0 色散关系的减去问题上提出了宝贵的意见; 冼鼎昌、阮图南和刘耀阳诸同志也给了我们多方面的帮助和有益的讨论, 作者对他们表示衷心的感谢。

附记: 本工作完成后, 已有新的 μ^+ 能谱实验发表, 见 Bisi et al., *Phys. Rev. Letters*, **12** (1964), 490, 如图 6。它否定了和常数形状因子理论^[17] $\xi = -9$ 的曲线相符合的 Dobbs et al. 的实验^[13], 支持了 Brown et al. 的实验^[12]。图中两条曲线相应于本文中参数 $\sigma = +2.1$ 和 $\sigma = -8.5$ 的能谱。 $\sigma = +2.1$ 的曲线和实验图形大致是符合的。

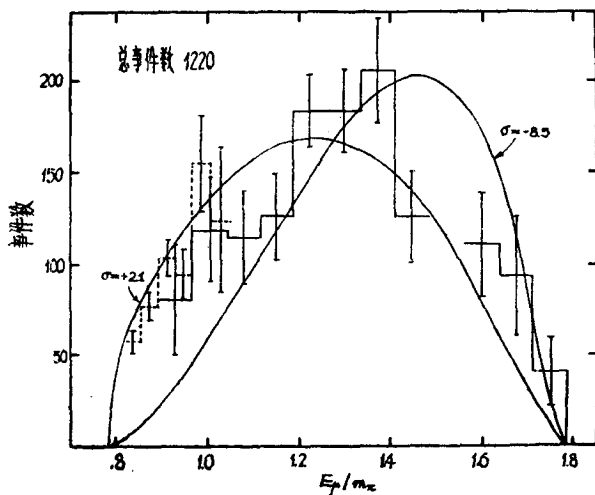


图 6 K_{S3}^+ 的 μ^+ 能谱、理论能谱与 Bisi 实验能谱的比较

参 考 文 献

- [1] Okun', L. B., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **9** (1959), 61.
- [2] 陈中谟、何作庠、洗鼎昌、朱洪元, *物理学报*, **15** (1959), 63.
- [3] MacDowell, S., *Phys. Rev.*, **116** (1959), 1047.
- [4] Sawyer, R. F., *Phys. Rev.*, **118** (1960), 618.
- [5] Iizuka, J., *Progr. Theor. Phys.*, **26** (1961), 554.
- [6] Bernstein, J., Weinberg, S., *Phys. Rev. Letters*, **5** (1960), 481.
- [7] Brene, N., Egdardt, L., Qvist, B., Geffen, D. A., *Nucl. Phys.*, **30** (1962), 339.
- [8] Chew, H., *Phys. Rev. Letters*, **8** (1962), 297.
- [9] Zweig, G., *Phys. Rev.*, **130** (1963), 2449.
- [10] Dennery, P., Primakoff, H., *Phys. Rev.*, **131** (1963), 1334.
- [11] Brown et al., *Phys. Rev. Letters*, **7** (1961), 423.
- [12] Brown et al., *Phys. Rev. Letters*, **8** (1962), 450.
- [13] Dobbs et al., *Phys. Rev. Letters*, **8** (1962), 295.
- [14] Smirnitski, V. A., Weissenberg, A. O., *Phys. Rev. Letters*, **12** (1964), 233.
- [15] Лю И-чень (刘易成), Тодоров, И. Т., *Док. АН СССР*, **148** (1963), 806.
- [16] Окунь, Л. Б., Слабое взаимодействие элементарных частиц, Москва, 1963, стр. 68.
- [17] Brene, N., Egdardt, L., Qvist, B., *Nucl. Phys.*, **22** (1961), 553.
- [18] Roe et al., *Phys. Rev. Letters*, **7** (1961), 346.

THREE-BODY LEPTONIC DECAYS OF THE K^+ MESON

YUAN TUNG-TSE CHEN SHIH

(Academia Sinica)

ABSTRACT

The energy spectra of π^0 in $K_{\mu 3}^+$ and $K_{e 3}^+$ decays, and the energy spectrum and longitudinal polarization of μ^+ in $K_{\mu 3}^+$ decay have been calculated by the dispersion relation method on the assumptions that 1) the weak interaction is of a universal V-A form and 2) the strange vector current is not conserved. Consequently one subtraction is made for each of the dispersion relation for the form factors f_0 and f_1 . Only the contribution of $K_1^{*0}(m_* = 888 \text{ MeV})$ intermediate state is considered in the calculations. If the parameter defined in the paper is assumed to be equal to 2.1, the results agree with experiments within their limits of errors. Thus, better agreement with experiments could be achieved by abandoning the assumption of partially conserved strange vector current.