

超子及 K 介子衰变的分枝比和 平均寿命間的比例*

陈中謨 何祚庥 冼鼎昌 朱洪元

(中国科学院原子能研究所)

提 要

本文应用了費曼和盖尔曼所提出的普适費米弱相互作用和同位旋守恒的强相互作用計算了各种超子、 K 介子衰变的分枝比和平均寿命的比例。在計算时应用了微扰論,并在大动量处將相互作用截断。在应用了查尔斯·瓦納所給出的相互作用常数和对其余两个常数作了一定的选择之后,得到的分枝比和平均寿命之比大部分和实验結果符合,最坏相差一个因子二。如果选择本文所采用的相互作用常数,可以改进前一篇論文中 K^+ 介子分枝比計算結果和实验的符合程度。

本文計算表明 $V-A$ 普适弱相互作用确实适用于 K 介子和超子衰变現象,表明在解釋这些現象时,必須考虑到“很强”和“較强”两类强相互作用所分別产生的影响。此外,本文还表明 Δ 和 Σ 应具有相同的相对宇称, K 介子和核子、超子之間的四种强相互作用中必須至少有一对是赝标量耦合。

一. 引 言

費曼和盖尔曼以及森德香和馬夏克提出了普适的費米型弱相互作用理論以后,在解釋 β -衰变、 μ 介子衰变等現象方面获得了显著的成功,但是这一理論是否能成功地应用到超子、 K 介子等衰变現象中,尚值得繼續探討。

在前一篇論文^[1]中,我們应用了費曼和盖尔曼^[2]提出的普适弱相互作用理論和沙拉姆等^[3]提出的强相互作用哈密頓量計算了 K^+ 介子五种衰变方式中三种衰变方式的分枝比,表明費曼和盖尔曼提出的普适的費米型弱相互作用在解决这一問題时是有效的。本文应用同样的方法計算了各种超子及 K 介子衰变平均寿命的比例及分枝比,并进一步探討了普适的費米型弱相互作用的理論在 K 介子和超子衰变現象中是否正确的問題。

我們仍然采用微扰論来进行計算,在高能量区域引进截断因子把相互作用切断。八个相互作用常数中的五个,我們取自查尔斯·瓦納^[4]从分析成对产生实验所給出的数值,对于 π 介子和 ρ 粒子的相互作用常数,我們令它和 π 介子与核子相互作用常数相等,以保持强相互作用哈密頓量四度同位旋空間的不变性^[5]。对于其余两个常数,我們根据現有衰变現象的实验来作适当的选择,并用以解釋廿二个由于弱相互作用和强相互作用相

* 1958年11月7日收到。

結合而产生的衰变现象。

我們的理論計算結果和實驗結果大部分都符合。最坏的也只相差一个因子二。由于微扰論的計算方法和現有實驗数据都不够准确,可以認為理論和實驗符合很好。

我們的計算表明 $V-A$ 普适費米弱相互作用确实适用于 K 介子和超子衰变现象,并表明在解釋这些衰变现象时,必須考虑到“很强”和“較强”兩类强相互作用所分別产生的影响。否則无法解釋 K 介子和超子衰变寿命之間的比例。由此也可以看出 K 介子和核子、超子之間的四種强相互作用中至少应有二种是赝标量耦合。我們的計算也表明 Λ 和 Σ 应具有相同的宇称,否則 Σ^+ 衰变为質子和中性介子的几率太少。

在第二节中,我們闡述了本文的基本假設,給出了相互作用哈密頓量,挑选費曼图的規則。特别是对于由于兩对重粒子構成普适的費米型弱相互作用时所引起的一些新的問題进行了探討。在第三节中,我們討論了在各种衰变现象中起作用的各类典型的費曼图形,并給出了各种跃迁几率的表式。在第四节中进行理論計算結果和實驗結果的比較。在最后一节中,我們进一步探討了在將費曼和盖尔曼提出的普适弱相互作用理論应用到弱相互作用和强相互作用相結合的一类现象时所遇到的困难,探討了由本文所作的計算所能得出的結論,并討論如何进一步来研究这类现象。

二. 进行計算时所采用的假設

我們在計算时所采用的强相互作用哈密頓量仍为沙拉姆等人建議的同位旋不变的哈密頓量。算式符号也和上一文^[1]相同。

$$\begin{aligned}
 H_s &= \sum_{n=1}^8 g_n H_n, \\
 H_1 &= \bar{N} i \gamma_5 \tau \cdot \pi N, \\
 H_2 &= \bar{\Lambda}^0 i \gamma_5 \pi \cdot \Sigma + \bar{\Sigma} \cdot \pi i \gamma_5 \Lambda^0, \\
 H_3 &= i [\bar{\Sigma} \times \pi] i \gamma_5 \Sigma, \\
 H_4 &= \bar{\Xi} i \gamma_5 \tau \cdot \pi \Xi, \\
 H_5 &= \bar{N} i \gamma_5 K \Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0 i \gamma_5 K^* N, \\
 H_6 &= \bar{N} i \gamma_5 \tau \cdot \Sigma K + \bar{K}^* \bar{\Sigma} \cdot \tau i \gamma_5 N, \\
 H_7 &= \bar{\Lambda}^0 i \gamma_5 K i \tau_2 \Xi - \bar{\Xi} i \tau_2 K^* i \gamma_5 \Lambda^0, \\
 H_8 &= \bar{\Xi} i \gamma_5 \tau \cdot i \tau_2 K^* \Sigma - \bar{\Sigma} i \gamma_5 K i \tau_2 \cdot \tau \Xi.
 \end{aligned} \tag{1}$$

由于在衰变现象中,起作用的中性 K 介子將不是 K^0 和 $\bar{K}^0$, 而是由 K^0 和 $\bar{K}^0$ 迭加而成的 K_1^0 和 K_2^0 ^[6], 因而我們还应该將 (1) 式化为包含 K_1^0 和 K_2^0 在內的哈密頓量。 $K^0, \bar{K}^0$ 和 K_1^0, K_2^0 的关系可表为^[7]

$$K_1^0 = \frac{i}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0), K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0). \tag{2}$$

在这里我們所采用的 (2) 式和通常文献中所給出的算式略有差别, 因为这里假設 K 介子的宇称是負的。不难驗證, K_1^0 和 K_2^0 在 CP 的联合作用下將有如下关系。

$$\text{CP } K_1^0 = K_1^0, \quad \text{CP } K_2^0 = -K_2^0. \quad (3)$$

將式(2)代入(1)內,那末包含 K_1^0 和 K_2^0 在內的强相互作用將是

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2}} i g_5 \bar{p} i \gamma_5 \Lambda^0 K_1^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} i g_5 \bar{\Lambda}^0 i \gamma_5 n K_1^0, \\ & + i g_6 \bar{p} i \gamma_5 \Sigma^+ K_1^0 - i g_6 \bar{\Sigma}^+ i \gamma_5 p K_1^0, \\ & - \frac{1}{\sqrt{2}} i g_6 \bar{n} i \gamma_5 \Sigma^0 K_1^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} i g_6 \bar{\Sigma}^0 i \gamma_5 n K_1^0, \\ & - \frac{1}{\sqrt{2}} i g_7 \bar{\Lambda}^0 i \gamma_5 \Xi^0 K_1^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} i g_7 \bar{\Xi}^0 i \gamma_5 \Lambda^0 K_1^0, \\ & i g_8 \bar{\Sigma}^- i \gamma_5 \Xi^- K_1^0 - i g_8 \bar{\Xi}^- i \gamma_5 \Sigma^- K_1^0, \\ & \frac{1}{\sqrt{2}} i g_8 \bar{\Sigma}^0 i \gamma_5 \Xi^0 K_1^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} i g_8 \bar{\Xi}^0 i \gamma_5 \Sigma^0 K_1^0 \end{aligned} \quad (4)$$

和

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2}} g_5 \bar{p} i \gamma_5 \Lambda^0 K_2^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} g_5 \bar{\Lambda}^0 i \gamma_5 n K_2^0, \\ & g_6 \bar{p} i \gamma_5 \Sigma^+ K_2^0 + g_6 \bar{\Sigma}^+ i \gamma_5 p K_2^0, \\ & - \frac{1}{\sqrt{2}} g_6 \bar{n} i \gamma_5 \Sigma^0 K_2^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} g_6 \bar{\Sigma}^0 i \gamma_5 n K_2^0, \\ & - \frac{1}{\sqrt{2}} g_7 \bar{\Lambda}^0 i \gamma_5 \Xi^0 K_2^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} g_7 \bar{\Xi}^0 i \gamma_5 \Lambda^0 K_2^0, \\ & g_8 \bar{\Sigma}^- i \gamma_5 \Xi^- K_2^0 + g_8 \bar{\Xi}^- i \gamma_5 \Sigma^- K_2^0, \\ & \frac{1}{\sqrt{2}} g_8 \bar{\Sigma}^0 i \gamma_5 \Xi^0 K_2^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} g_8 \bar{\Xi}^0 i \gamma_5 \Sigma^0 K_2^0. \end{aligned} \quad (5)$$

我們在計算时所采用的弱相互作用哈密頓量仍旧是費曼和盖尔曼所提出的普适的費米型弱相互作用:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_a \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_b \bar{\psi}_c \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_d. \quad (6)$$

和上一篇文章一样, (a, b) 或 (c, d) 是由一个帶电粒子和一个中性粒子所組成的重粒子对或輕粒子对,但不能由两个帶电粒子或两个中性粒子組成一对,也不能由一个重粒子和一个輕粒子組成一对。但是当我們將普适弱相互作用理論推广到包含兩对重粒子組成的弱相互作用时,还需要注意两个問題。

第一,实验指出,在强相互作用粒子衰变过程中,奇異量子数 S 只能改变 ± 1 。为了在理論上保証在这些衰变过程中 S 不致于改变 ± 2 ,在选择一个荷电重粒子和一个中性重粒子組成重粒子对的时候必須遵守下述条件:假使二个重粒子的奇異量子数不同,那末 $\Delta S = \Delta Q$, ΔS 代表重粒子之間奇異量子数之差, ΔQ 代表它們的电荷量子数之差。滿足这一条件的,奇異量子数不同的重粒子所組成的重子对如下:

$$\begin{array}{ll}
 (\bar{P}, \Lambda) & (\bar{\Lambda}, P) \\
 (\bar{P}, \Sigma^0) & (\bar{\Sigma}^0, P) \\
 (\bar{N}, \Sigma^-) & (\bar{\Sigma}^-, N) \\
 (\bar{\Lambda}, \Xi^-) & (\bar{\Xi}^-, \Lambda) \\
 (\bar{\Sigma}^+, \Xi^0) & (\bar{\Xi}^0, \Sigma^+) \\
 (\bar{\Sigma}^0, \Xi^-) & (\bar{\Xi}^-, \Sigma^0)
 \end{array} \quad (7)$$

其中 $N, P, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$ 代表相应的核子和超子。象 $(\bar{N}, \Sigma^+), (\bar{\Xi}^0, \Sigma^-), (\Xi^0, P), \dots$ 这类重粒子对是不容许的。

应该讨论的第二个问题是在引入二对重粒子之间的费曼-盖尔曼相互作用时的权重因子的选择问题。例如, 重粒子之间的普适弱相互作用可以包括如下二项:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_s - \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_s) (\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_p), \quad (8a)$$

$$\frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_s - \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_p) (\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_s). \quad (8b)$$

在形式上, (8a) 和 (8b) 虽然代表二种不同的组合, 但是实质上完全一样, 这是由于费曼和盖尔曼相互作用有一种特别的对称性质

$$(\bar{a}, b)(\bar{c}, d) = (\bar{a}d)(\bar{c}b)$$

的原故。因此, 就产生这样的问题, 在计算的时候, 应该将两项的贡献都算进去, 还是应该只将一项贡献算进去。我们选定: 只取一项的贡献, 因为 (8b) 不过是 (8a) 的另一种写法。

和这一问题相象的也还有另外一个问题。例如, 在导致过程

$$\Sigma^- \rightarrow N + \pi^- \quad (9)$$

的图形中有如图 1 的图形。

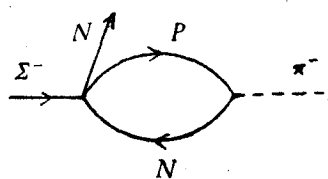


图 1

和这图形有关的弱相互作用是

$$\frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_N \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_p) (\bar{\psi}_N \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_{\Sigma^-}). \quad (10)$$

在图 1 中的外部中子线可以由 (10) 式中的左端括号内的 $\bar{\psi}_N$ 去代表, 也可以由右端括号内的 $\bar{\psi}_N$ 所代表。因此也产生同样的问题, 图 1 的贡献应该算一次还是算两次。我们选定, 象图 1 的贡献只算一次。

我们所作的选择不是唯一可能的选择, 可以作别种选择。在引进一对重粒子和一对轻粒子之间的费米相互作用时不发生这样的问题。如何正确解决这一问题值得继续探讨。

我們的計算是微扰論的第一次近似, 高次近似的作用, 包括重正化的效应在內还没有討論。

三. 費曼图形和跃迁几率

应用上节所确定的相互作用哈密頓量就可以画下超子及 K 介子衰变的費曼图, 写下相应的 S 矩陣元和跃迁几率。由于沒有簡單、可靠的处理强相互作用的方法, 我們只用最低級近似的微扰理論計算跃迁几率的比例而不計算跃迁几率的絕對值。同时, 由于我們計算中包含发散积分, 因而我們也仍然沿用上一篇文章^[1]中的引进截断因子的方法。此外, 我們在进行具体积分时所取的近似也和上一篇文章相同。

在我們所做的計算中, 共包括下列四大类图形。

第一类: 超子衰变

在超子衰变过程中, 最低級近似的費曼图形可表如图 2。

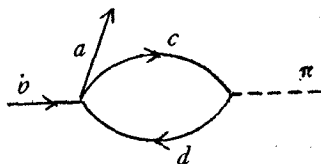


图 2

图中 a, b, c, d 代表相应的核子或超子, 而 π 代表相应的 π^+, π^- 或 π^0 介子。应用微扰論, 我們可以算出这类图形的跃迁几率的公式是

$$W_1 = \frac{A_1 \cdot D_1}{8\pi^4} \left(\frac{g_\pi^2}{4\pi} \right) \cdot (G m_N^2)^2 \cdot m_N \cdot (\ln \beta)^2. \quad (11)$$

其中 m_N 代表核子的質量, $\beta = \frac{\lambda}{\bar{M}}$, λ 代表截断动量, $\bar{M}$ 代表封閉重粒子三角形中重粒子質量的平方平均值。和前文一样, 我們假設 β 是一个常数。 A 和 D 的表示式如下:

$$A_1 = \left(\sum_i a_i \epsilon_i \alpha_i \right)^2, \quad (12)$$

其中

$$\epsilon_1 = \frac{g_1}{g_\pi}, \quad \epsilon_2 = \frac{g_2}{g_\pi}, \quad \epsilon_3 = \frac{g_3}{g_\pi}, \quad \epsilon_4 = \frac{g_4}{g_\pi}, \quad (13)$$

$$\alpha_1 = \frac{m_N}{m_N} = 1, \quad \alpha_2 = \frac{m_\Lambda + m_\Sigma}{2m_N}, \quad \alpha_3 = \frac{m_\Sigma}{m_N}, \quad \alpha_4 = \frac{m_\Xi}{m_N}, \quad (14)$$

a_i 是和各費曼图形相应的一定的系数, 而 g_π 是 π 介子和核子的相互作用常数, $m_N, m_\Lambda, m_\Sigma, m_\Xi$ 各代表 N, Λ, Σ, Ξ 的質量, Σ 代表对所有在这一具体衰变过程有貢獻的費曼图形求和。因此, 因子 A_1 是和超子衰变时有几个費曼图有貢獻有关的, 对于不同的超子衰变, 它們图形不一样, 因而 A_1 的值就不一样, 例如, 对于

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0, \quad A_1 = 4\epsilon_2^2 \alpha_2^2, \quad \Lambda \rightarrow n + \pi^0, \quad A_1 = (\epsilon_1 \alpha_1 - \epsilon_3 \alpha_3)^2.$$

因子 D_1 是和相空间的贡献有关的, 它的表式是

$$D_1 = \frac{\alpha_p}{\alpha_h^2} \{ (\alpha_h^2 - 1)^2 - \alpha_\pi^2 (1 + \alpha_h^2) \}. \quad (15)$$

其中 $\alpha_p = \frac{p}{m_N}$, p 是衰变放出的核子或超子的动量. $\alpha_h = \frac{m_h}{m_N}$, m_h 是衰变前超子的质量. $\alpha_\pi = \frac{m_\pi}{m_N}$, m_π 是 π 介子的质量.

第二类: K 介子或 π 介子衰变为二个轻子.

在这类衰变过程中, 它们的图形通常可画如图 3.

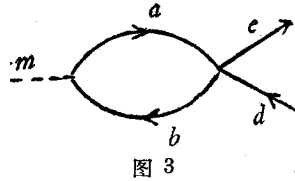


图 3

图中 m 代表 K 介子或 π 介子, $(\bar{a}, b)$ 代表一对重粒子, $(\bar{c}, d)$ 代表一对轻子, 如 $(\bar{\mu}, \nu)$, $(\bar{e}, \nu)$ 等. 由于这类图形的贡献在上一篇文章中已经讨论过, 因而我们只给出和它们相应的跃迁几率的计算结果.

$$W_2 = \frac{A_2 D_2}{8\pi^4} \left(\frac{g_m^2}{4\pi} \right) \cdot (G m_N^2)^2 m_N (\ln \beta)^2. \quad (16)$$

这个式子和 (11) 基本相同, 所不同的是 g_m 在 π 介子衰变时要取 π 介子和核子相互作用 g_π , 在 K 介子衰变时要取 K 介子和核子以及 A 粒子的相互作用 g_k , 亦即 g_5 . 与此相应的 A 的表式在 π 介子衰变中是

$$A_2 = (\sum_i b_i \epsilon_i \alpha_i)^2 \quad (i=1, 2, 3, 4), \quad (17a)$$

在 K 介子衰变中则是

$$A_2 = (\sum_j c_j \epsilon_j \alpha_j)^2 \quad (j=5, 6, 7, 8); \quad (17b)$$

而

$$\epsilon_5 = \frac{g_5}{g_k} = 1, \quad \epsilon_6 = \frac{g_6}{g_k}, \quad \epsilon_7 = \frac{g_7}{g_k}, \quad \epsilon_8 = \frac{g_8}{g_k}, \quad (18)$$

$$\alpha_5 = \frac{m_N + m_A}{2m_N}, \quad \alpha_6 = \frac{m_N + m_\Sigma}{2m_N}, \quad \alpha_7 = \frac{m_A + m_\Sigma}{2m_N}, \quad \alpha_8 = \frac{m_\Sigma + m_\pi}{2m_N}. \quad (19)$$

b_i 和 c_j 是和各具体费曼图形相应的一定的系数, $\sum_i$ 和 $\sum_j$ 是对所有有贡献的费曼图形求和. D_2 也是和相空间相关的因子,

$$D_2 = \frac{\alpha_\mu^2}{\alpha_m^3} (\alpha_m^2 - \alpha_\mu^2)^2, \quad (20)$$

$\alpha_\mu = \frac{m_\mu}{m_N}$, m_μ 是 μ 介子的质量, $\alpha_m = \frac{m_m}{m_N}$, m_m 是 K 介子或 π 介子的质量.

第三类： K 介子衰变为 π 介子和一对轻子
这类衰变的费曼图形可画如图 4 (a), (b)。

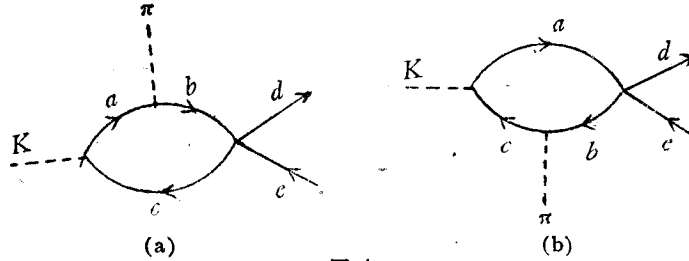


图 4

图中 a, b, c 代表核子和超子, d, e 代表轻粒子, K, π 代表相应的 K 介子和 π 介子。和这类图形相应的 S 矩阵元在上一篇文章中也已经计算过。求得的跃迁几率的表式是

$$W_3 = \frac{A_3 D_3}{2\pi^5} \left(\frac{g_k^2}{4\pi} \right) \left(\frac{g_\pi^2}{4\pi} \right) (G m_N^2)^2 m_N (\ln \beta)^2, \quad (21)$$

其中 A_3 的表式是

$$A_3 = \left(\sum_{ij} a_{ij} \epsilon_i \epsilon_j \right)^2 \quad (i=1, 2, 3, 4; j=5, 6, 7, 8). \quad (22)$$

a_{ij} 是和各具体费曼图形相应的一定的系数, $\sum_{ij}$ 代表对所有有贡献的费曼图形求和。和相空间有关的因子 D_3 是

$$D_3 = F \alpha_\pi^4 \alpha_k,$$

和衰变过程 $K \rightarrow \mu + \pi + \nu$ 相应 $F = 0.17$, 和衰变过程 $K \rightarrow e + \pi + \nu$ 相应 $F = 0.255$ 。

第四类： K 介子衰变为两个 π 介子

和这类衰变过程相应的费曼图即使是第一级近似也是很多的。每种衰变方式的费曼图数量总在一百个左右。但它们大体上可分为三类图形。

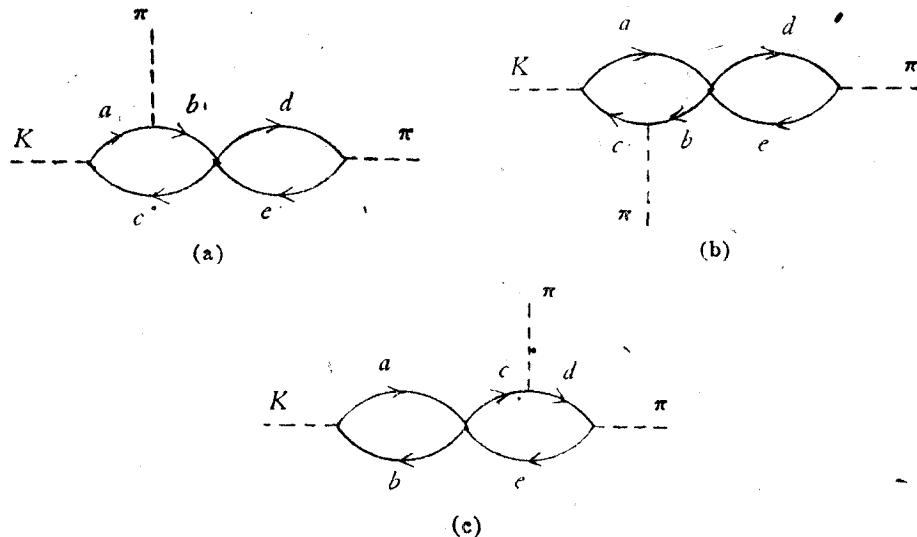


图 5

图中 a, b, c, d, e 代表核子和超子, 而 K, π 代表相应的 K 介子和 π 介子. 和图 5 (c) 相应的 S 矩阵元贡献是很小的, 特别是当衰变出来的两个 π 介子的质量相等时, 它们的贡献便等于零. 因而在计算时, 可以将图 5 (c) 略去. 图 5 (a) 和 (b) 的 S 矩阵元大小一样, 但是符号却恰好相反, 因而整个图 5 的贡献可以写成如下的一项:

$$W_4 = \frac{A_4 D_4}{(2\pi)^6} \left(\frac{g_k^2}{4\pi} \right) \left(\frac{g_\pi^2}{4\pi} \right)^2 (G m_N^2)^2 m_\pi (\ln \beta)^4, \quad (24)$$

其中

$$A_4 = \left(\sum_{ij} b_{ij} \epsilon_i \epsilon_j \alpha_i \right)^2 \quad \begin{matrix} i=1, 2, 3, 4 \\ j=5, 6, 7, 8, \end{matrix} \quad (25)$$

$$D_4 = \frac{4\alpha_p}{\alpha_k^2} (\alpha_k^2 - \alpha_\pi^2). \quad (26)$$

b_{ij} 是和各具体费曼图形相应的一定的系数, $\sum_{ij}$ 代表对所有有贡献的费曼图求和.

$\alpha_p = \frac{p}{m_N}$, p 是衰变出来 π 介子的动量.

在现有衰变过程中, 除了以上四类费曼图形之外, 还有 K 介子衰变为三个 π 介子的衰变过程. 这类衰变过程的最低级近似有以下三类.

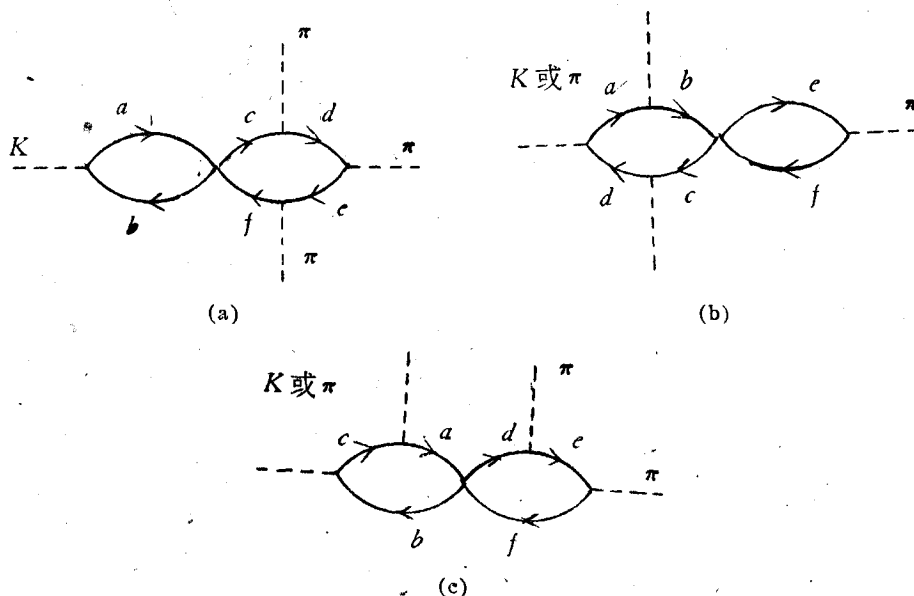


图 6

这类衰变过程, 实验上已经证实的有

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-,$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0,$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0.$$

在实验上, 它们的跃迁几率都属于同一数量级, 大约是变[衰]为两个 π 介子的跃迁几率

($K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ 除外) 的千分之一。对于这类衰变过程的跃迁几率, 我們未作具体計算, 但可以在理論上估計出它們的数量級約为衰变为两个 π 介子的跃迁几率的千分之一, 这和实验結果一致。

四. 理論与实验的比較

我們在上一篇文章中, 对于强相互作用常数取为

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = 1,$$

$$\epsilon_5 = \epsilon_6 = \epsilon_7 = \epsilon_8 = 1.$$

从理論的角度来看, 以上这个假定实际上只是說这些相互作用常数是屬於同一数量級的, 它們其实并不能完全真正相等。如果它們确实是完全相等的話, 那末在 N, Λ, Σ, Ξ 等粒子之間的質量差別就將不能用它們的自能来解釋。根据現有的实验材料, 已經可以看出下列的对称性質, 如

$$g_2 = \pm g_3, \quad g_5 = \pm g_6, \quad g_7 = \mp g_8$$

將是实验所不允許的^[8]。即使我們令强相互作用哈密頓量保持它在四度同位旋空間中的不变性, 那末足够的条件也只是取 $g_1 = g_4$ 和 $g_7 = -g_8$ 。因此, 对于这些强相互作用常数最好根据强相互作用的实验材料来确定。根据最近查尔斯·瓦納对于 K 介子和超子成对产生实验材料的分析^[4], 下列相互作用常数的数值可取为

$$g_1 = -13.7, \quad g_2 = g_3 = 8.2, \quad g_5 = 2.3, \quad g_6 = 1.8. \quad (30)$$

如果令 $g_\pi = 13.7$ ($\frac{g_\pi}{4\pi} = 15$), $g_k = 2.3$, 那末

$$\epsilon_1 = -1, \quad \epsilon_2 = \epsilon_3 = 0.6, \quad \epsilon_5 = 1, \quad \epsilon_6 = 0.8. \quad (31)$$

对于 g_4 , 我們令

$$g_1 = g_4, \quad (32)$$

以保持 π 相互作用哈密頓量在四度同位旋空間的不变性。至于 g_7 和 g_8 的数值, 我們根据計算結果和实验結果的比較, 分別令

$$\epsilon_7 = -0.35, \quad \epsilon_8 = -1.1. \quad (33)$$

当我們利用这些数字代入式 (11), (16), (21), (24) 中后, 可以得到理論所計算的分枝比及平均寿命之比如下。

表 1. 超子的分枝比^[9]

	理 論 值	实 驗 結 果
$\frac{W_{\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0}}{W_{\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+}}$	0.93	0.86
$\frac{W_{\Lambda \rightarrow p + \pi^-}}{W_{\Lambda \rightarrow n + \pi^0}}$	1.2	1.7 ^[10]

表 2. 超子的平均寿命比

	理 論 值	实 驗 結 果
$\tau_A : \tau_{\Sigma^+} : \tau_{\Sigma^-}$	3.4:1:1.2	3.6:1:2.3
$\tau_{\Xi^-} : \tau_{\Sigma^+}$	1.8:1	$\sim 2:1^{[10]}$
$\tau_{\Xi^0} : \tau_{\Sigma^+}$	2.3:1	—

其中 W 代表跃迁几率, 而 τ 代表平均寿命. 从表上可以看出, 理論計算結果和实验結果大部是符合的.

表 3. K 介子衰变的分枝比和不同的 K 介子的衰变几率的比理論值和实验值

	理 論 值	实 驗 結 果
$W_{K^+, \mu^2} : W_{K^+ e^3} : W_{K^+, \mu^3}$	13.5:1:0.67	14:1:0.95
$W_{K^+ e^3} : (W_{K_2^0, e^+3} + W_{K_2^0 e^-3})$	0.74	~ 1.14
$W_{K^+ \mu^3} : (W_{K_2^0 \mu^+3} + W_{K_2^0 \mu^-3})$	0.74	~ 1.1
$W_{K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-} : W_{K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0}$	6.5:1	6:1
$W_{K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-} : W_{K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0}$	54	430
$W_{K_1^0} : W_{K^+, \pi^3}$	~ 1000	1.7×10^3
$W_{K_1^0 \mu^+3} : W_{K_1^0 \mu^-3} : W_{K_2^0 \mu^+3} : W_{K_2^0 \mu^-3}$	1:1:1:1	—
$W_{K_1^0 e^+3} : W_{K_1^0 e^-3} : W_{K_0^0 e^+3} : W_{K_2^0 e^-3}$	1:1:1:1	—

从表 3 可以看出, 理論計算結果和实验值大部分是符合的. 特别是如果我们取 $K_2^0 \rightarrow \pi^\pm + \begin{Bmatrix} e^\mp \\ \mu^\mp \end{Bmatrix} + \nu$ 衰变的較新实验材料, 即如果 $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ 的衰变方式在整个 K_2^0 的衰变中比重不超过 20% 时^[10], 那末理論和实验的符合程度还要較好一点. 最差的一个是 $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 和 $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ 的衰变几率之比. 必須指出: 在計算 $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ 时得到的結果却是两个大項几乎全部相互消去后留下的微小項, 因此这一計算結果是不可靠的. 但对于 K_1^0 和 $K_{\pi^3}^+$ 之比來說, 实验比例虽然高达 1.7×10^3 , 但是在計算过程中, 起作用的主要是由于它們包括了不同的因子, 例如, 它們的相空間和 S 矩陣元不同. 因此, 我們虽未准确地进行計算, 但表上理論值的估計在数量級上却是可靠的.

除去 K_{π^2} 和 K_{π^3} 这两类衰变方式以外, 在其它 K 介子衰变的費曼图中只包含一个封闭多角形. 因此, 我們还可以求出 K 介子和 π 介子的寿命和超子寿命之比.

表 4. K 介子和 π 介子的寿命和超子寿命之比

	理 論 值	实 驗 結 果
$\tau_{K^+} : \tau_{\Sigma^-}$	52	78
$\tau_{\pi^+} : \tau_{\Sigma^-}$	133	162

整个說来,理論和实验間大部分符合得很好,最坏的结果也相差不过一个因子二。这表明費曼及盖尔曼理論在很大程度上正确地反映了在上述衰变过程中佔关键地位的弱相互作用。

五. 討 論

在將費曼和盖尔曼理論应用到弱相互作用和强相互作用相結合的衰变現象时,由于現時对强相互作用的性質了解較少,因而在推广这一理論时,就要碰到一些困难。这些困难是:

- 1) 强相互作用哈密頓量的形式;
- 2) 强相互作用常数的符号及其大小;
- 3) 强相互作用对于弱相互作用的影响,亦即重正化效应的問題,特别是兩对重粒子之間的弱相互作用的重正化效应問題;
- 4) 費曼和盖尔曼理論中費曼图的权重問題。

这四个問題,目前在实验上或理論上都没有肯定的結論。例如,强相互作用哈密頓量除 π 介子和核子以及和同类超子的耦合以外,可以是标量耦合,也可以是赝标量耦合^[11]。相互作用常数的大小除 π 介子和核子的耦合常数以外,也还不甚可靠,至于有关 Ξ 粒子的相互作用是全无所知。对于兩对重粒子之間的弱相互作用的重正化效应会引起多大改正也不很清楚。对于費曼和盖尔曼理論中是否絕對地排斥成对的中性粒子或成对的帶电粒子也还值得討論。在这点上, $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ 的选择法則和費曼-盖尔曼理論是矛盾的^[12]。因为如果費米型弱相互作用中不允许包含二对中性粒子或二对帶电粒子对,那末哈密頓量便不能組成一个旋量。关于这些問題,可以作不同的假設,显然,由于所作的假設不同,計算結果也会不一样。我們現在所挑选的方案,無論就耦合形式、相互作用常数,或是費曼图的选择來說,都是目前实验上所最支持的一种方案^[11]。但这并不能絕對排除其他的可能性。那末这是不是說,在現有实验材料还没有丰富到足以对以上四个問題作出肯定回答之前,很难做出可靠的結論呢?

在我們討論这个問題之前,我們先把相互作用常数作一些改变,看看它們將怎样地影响到計算結果。例如,当我们取 $g_1 = g_2 = g_3 = g_4, g_5 = g_6 = g_7 = g_8$, 那末除个别計算結果(如 Λ 粒子的分枝比)和实验不符外,其他結果均在数量級上和实验結果符合,有些符合很好。如果取 $-g_1 = g_2 = g_3 = g_4, g_5 = g_6 = g_7 = g_8$, 那末对于超子衰变实验, K 介子分枝比, K 介子平均寿命和超子平均寿命之比都符合很好,对于其他实验結果,在数量級上也是符合的。假如我們把相互作用常数作其他改变,所得結果也相仿。这个情况表明,虽則我們采用的方法是微扰論,并且还作了一些假定,这些假定可能由于实验的进展有若干修改,但是这些修改不致于根本影响到我們的計算結果所得出的主要特征。例如, K 介子和超子衰变現象中大体要分为兩类:一类平均寿命約为 10^{-10} 秒,另一类平均寿命約为 10^{-8} 秒,它們的分枝比和平均寿命之比要以一定的相对大小而存在等等。显然,这个情况表明費曼和盖尔曼理論确实在很大程度上反映了超子、 K 介子衰变現象中的主要特征。

假如我們把費曼、盖尔曼理論和其他类型的普适弱相互作用計算結果比較一下,那末 $V-A$ 的普适費米弱相互作用理論的优越性就更加明显了。現在我們以 π 介子衰变寿命

的实验值当作标准,再利用以上给出比例计算出衰变速度,再附以由小川等用湯川秀树型耦合的计算结果列成表 5.

表 5

衰 变 方 式	实 验 值	V-A 費米型 耦合的理論值	湯川型标 量耦合的 理論值	湯川型實 标量耦合 的理論值	湯川型矢 量耦合的 理論值	湯川型實 矢量耦合 的理論值
$\pi \rightarrow \mu + \nu$	0.39×10^8	0.39×10^8	0.39×10^8	0.39×10^8	0.39×10^8	0.39×10^8
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	0.234×10^{10}	0.10×10^{10}	0.5×10^9	0.13×10^7	0.14×10^{10}	0.5×10^9
$\Lambda \rightarrow n + \pi^0$	0.126×10^{10}	0.085×10^{10}				
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	0.64×10^{10}	0.52×10^{10}	0.1×10^{10}	0.13×10^8	0.7×10^{10}	0.51×10^{10}
$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	0.59×10^{10}	0.30×10^{10}	0.1×10^{10}	0.13×10^8	0.7×10^{10}	0.51×10^{10}
$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	0.69×10^{10}	0.33×10^{10}	0.1×10^{10}	0.13×10^8	0.7×10^{10}	0.51×10^{10}
$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	$(0.2-0.9) \times 10^{10}$	0.22×10^{10}	0.7×10^9	0.28×10^7	0.27×10^{10}	0.15×10^{10}
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$	—	0.27×10^{10}				
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$	0.48×10^8	0.59×10^8	0.9×10^9	0.7×10^9		0.7×10^9
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^0$	3.26×10^6	2.9×10^6				
$K^0 \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0$	3.42×10^6	4.4×10^6				
$K_1^0 \rightarrow \mu^- + \nu + \pi^+$	—	1.95×10^6				
$K_1^0 \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^-$	—	1.95×10^6				
$K_2^0 \rightarrow \mu^- + \nu + \pi^+$	$\sim 3.0 \times 10^6$	1.95×10^6				
$K_2^0 \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^-$		1.95×10^6				
$K_1^0 \rightarrow e^- + \nu + \pi^+$		2.94×10^6				
$K_1^0 \rightarrow e^+ + \nu + \pi^-$		2.94×10^6				
$K_2^0 \rightarrow e^- + \nu + \pi^+$	$\sim 3.0 \times 10^6$	2.94×10^6				
$K_2^0 \rightarrow e^+ + \nu + \pi^-$		2.94×10^6				

从表 5 可以看出,湯川型标量耦合和實标量耦合的计算结果是很坏的。湯川型矢量耦合和實矢量耦合虽然较好,但是对于 $K_{\mu 2}$ 的衰变却很坏,相差一个因子 20,并且对于其他 K 介子衰变方式也不能解释。这显然表明 V-A 的費米型弱相互作用更加接近于实际情况。为什么矢量型和實矢量型的湯川秀樹耦合对于超子衰变符合不坏,但对于 K 介子衰变就很坏?这主要是因为应用 V-A 型的費米弱相互作用的理论解释这些衰变现象时,同时也必须考虑到强相互作用的影响,而 π 介子耦合常数的平方要比 K 介子耦合常数的平方大 30 倍左右的原故。两类强相互作用的引进,不仅使 K 介子的平均寿命得出正确的数量级,而且也使得 K 介子的分枝比得出正确的结果。应用湯川型的弱相互作用去解释这些现象时,因它和强相互作用无关,因此就无法解释超子和 K^+ 介子的平均寿命比。因而这个情况表明:在解释 K 介子和超子衰变现象时,必须考虑到强相互作用的影响。

响,其中特别要考虑到“很强”和“较强”这两类强相互作用;这也表明了 $V-A$ 型费米弱相互作用较汤川型的弱相互作用为优越。

我们的计算还表明在强相互作用中,无论是 π 介子耦合或是 K 介子耦合,都更有可能是赝标量耦合。从计算中可以看出:当强相互作用由赝标量耦合变为标量耦合时,所有二体衰变几率 W 就要小一百倍或更多一点。在 π 介子的耦合中,由于 Λ 和 Σ 的相对宇称还没有确定,因而它们的耦合既可能是赝标量,也可能是标量。但假如它们是标量耦合,那末 $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ 的衰变几率就要变小二个数量级,因为在这种衰变现象中,假使只计算微扰论的最低近似,有关费曼图形中的强相互作用只是和 g_2 相联系的 ($\pi\Lambda\Sigma$) 耦合。因此,要能解释 Σ^+ 的分枝比, Λ 和 Σ 必须具有相同的相对宇称。这个结论的作出是比较普遍的。因为我们在选择二对重粒子之间的费米弱相互作用时只排斥了二对中性粒子或二对带电粒子之间的相互作用,并假定了在衰变中 ΔS 不可能大于或等于 2,而这些假定是在一定程度上受到实验的支持的。

在讨论 $K_{\mu 2}$ 的衰变时,假如 K 介子耦合都是标量耦合,那末也将不可能和实验符合。由于 $K, N, \Lambda, \Sigma, \Xi$ 等粒子的宇称都没有确定,因而 K 介子和核子、超子之间的强相互作用的耦合可能全部都是标量耦合或都是赝标量耦合,但也可以有一对是标量耦合,另一对是赝标量耦合。但假如 K 介子耦合全是标量,那末计算 $K_{\mu 2}$ 的衰变几率的结果将至少比现在的结果小一百倍,显然这在数量级上也将和实验结果矛盾。当然,如果 K 介子耦合中有一对是赝标量耦合,那末 $K_{\mu 2}$ 的衰变在数量级上和实验结果就可能相同。因而我们可以作出结论,在 K 介子和核子、超子的强相互作用的耦合中,至少有一对是赝标量耦合。结合上面关于 Λ 和 Σ 粒子的相对宇称的讨论,可以认为在 g_5, g_6 和 g_7, g_8 相应的两对强相互作用中,至少有一对是赝标量耦合。

总的说来,从我们计算可得出以下结论:

- 1) $V-A$ 的费米型普适弱相互作用同样适用于解释 K 介子和超子的衰变现象。在解释 K 介子衰变为轻子的跃迁几率和超子的衰变几率的比例时,比汤川型的普适弱相互作用理论优越。
- 2) 超子和 K 介子的衰变确是强相互作用和弱相互作用相结合的衰变现象。
- 3) 强相互作用应分为“很强”和“较强”两类,其中 π 介子耦合常数的平方约比 K 介子耦合常数的平方大 30 倍左右。
- 4) Λ 和 Σ 具有相同的宇称。
- 5) 在 K 介子和核子、超子之间的强相互作用耦合中,至少有一对是赝标量耦合,也可能全部都是赝标量耦合。

为了更精确地探讨这类强相互作用和弱相互作用相结合的衰变现象,应该对以上所提出的四个问题作进一步的考虑和探讨。在进一步探讨中,最重要的一点是必须超出微扰论的范围,使用更可靠而准确的强相互作用计算方法来处理这些问题。

参 考 文 献

- [1] 李文饒、何祚麻、洗鼎昌、朱洪元,物理学报 15 (1958), 32.
- [2] Feynman, R. P., Gell-Mann, M., *Phys. Rev.* 109 (1958), 193.

- [3] Salam, A., *Nucl. Phys.* 2 (1956), 173.
- [4] Charles Warner, *Phys. Rev. Let* 1 (1958), 247.
- [5] Polking-horne, J. C., *Nou. Cim.* 6 (1957), 864.
- [6] Gell-Mann, M., Pais, A., *Phys. Rev.* 97 (1955), 1387.
- [7] Ландау, Л. Д., *ЖЭТФ* 32 (1957), 405.
- [8] Pais, A., *Phys. Rev.* 110 (1958), 574.
- [9] Gell-Mann, M., Rosenfeld, A. H., *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 7 (1957), 447. 所有实验材料未註明出处的均系取自本文.
- [10] 1958 Annual International Conference on High Energy Physics at Cern 273, 268, 275.
- [11] Gell-Mann, M., *Phys. Rev.* 106 (1957), 1296.
- [12] 胡宁、周光召等, 未发表.
- [13] Oneda, S., Wakasa, A., 1956 *Nucl. Phys.* 1 (1956), 445.

ON THE BRANCHING RATIOS OF THE DECAYS OF THE HYPERONS AND THE RATIOS OF THE MEAN LIFE TIMES

CHEN, J. M. Ho, T. H. SAN, D. C. Tzu, H. Y.

(Institute of Atomic Energy Research, Academia Sinica)

ABSTRACT

The branching ratios of the decay of the hyperons, the ratios of the mean life times of the decay of various hyperons and the ratios of the life times of the hyperons to that of the K^+ -meson are calculated by using the universal Fermi weak interaction proposed by Feynman and Gell-Mann and the strong interaction proposed by Salam. The perturbation theory is used with a cut off in the region of large momentum. By using the coupling constants of the strong interaction given by Warner and choosing suitable values for the other two coupling constants remaining to be fixed most of the results of our calculation agree fairly well with the experiments. The worst result differs from the experimental values at most by a factor of 2. The theoretical values of the branching ratios of K^+ -decay is derived from this set of new coupling constants shown better agreement with the experiment than the results obtained in the previous paper.

Our calculation shows that the universal Fermi weak interaction of $V-A$ type gives quite satisfactory explanation of the decay phenomena of K -mesons and the hyperons. It is also evident from our calculation, that these decays must be regarded as phenomena brought about by the joint action of the strong and weak interactions and that there exist two classes of strong interactions: the "very strong" one and the "medium strong" one. Our results favour the assumption that the Λ and Σ have the same parity. It also shows, that of the 4 terms of the strong interaction Hamiltonian given by Salam involving the K -meson at least two terms involve γ_5 matrix.