

研 究 簡 報

奇異粒子衰变的上下不对称問題*

陈啓洲¹⁾ 胡 宁

(北京大学物理系)

最近在实验上观察到的所谓两种中微子的现象^[1]可以解释为中微子与电子和 μ 介子的作用拉格朗日量分别包含有 $(1 + \gamma_5)$ 和 $(1 - \gamma_5)$ 两种不同的宇称不守恒因子所造成的^[2]。按照这个解释,实际上只有一种四分量的中微子,但它由于质量为零而退化为旋向不同的两种粒子。这个解释的一个显著的优点是它同时允许了两种宇称不守恒因子 $(1 \pm \gamma_5)$,从而使理论具有更广泛的对称性。在奇异粒子的非轻子衰变的弱作用里,这种广泛的对称性可能也是存在的。Cool 等人^[3]的实验结果指出,衰变过程 $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ 和 $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ 具有最大的上下不对称,但衰变过程 $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ 和 $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ 的上下不对称则接近于零。为了解释这些实验结果,一些作者曾指出^[4],两种宇称不守恒因子 $(1 \pm \gamma_5)$ 应同时存在。我们也曾经考虑过下面这种可能性^[5]:当弱作用牵涉到 Λ 粒子时,只出现 $(1 - \gamma_5)$ 因子,当牵涉到 Σ 粒子时,只出现 $(1 + \gamma_5)$ 因子。这种情况和上述电子和 μ 介子与中微子作用的情况是相似的。

通常人们所采用的弱作用拉格朗日量共有两种。一种是四个费米子相互作用的费米型,另一种是两个费米子和一个玻色子相互作用的汤川型。在本文中我们将讨论由两个费米子直接作用的第三种类型。这种类型的相互作用曾由Obayashi^[6]研究过,不过他只考虑 Λ 与中子的原始作用。我们将进一步引入 Σ 粒子与中子和质子的原始作用。为着满足弱作用的同位旋选择定则: $|\Delta I| = 1/2$, 相互作用拉格朗日量必须是同位旋空间的一个旋量。于是我们所要考虑的弱作用相互作用拉格朗日量可写为

$$L_w = g_1 \bar{n}(1 - \gamma_5)\Lambda + g_2 \{\sqrt{2} \bar{p}(1 + \gamma_5)\Sigma^+ - \bar{n}(1 + \gamma_5)\Sigma^0\} + \text{厄米共轭}, \quad (1)$$

$$L'_w = g_3 \bar{\Sigma}^0(1 - \gamma_5)\Lambda + \text{厄米共轭}, \quad (2)$$

上式中 $\bar{n}$, Λ 等代表相应粒子的波函数。象前面所述,我们假定牵涉到 Λ 粒子的弱作用只含有 $(1 - \gamma_5)$ 因子,牵涉到 Σ 粒子的弱作用只含有 $(1 + \gamma_5)$ 因子。(1)式将导致 Λ 和 Σ 粒子的衰变;(2)式将导致 Σ 粒子的衰变。在(2)式中我们只写出含有 Λ 粒子的波函数的项。因为由于能量守恒, Σ 粒子只能衰变成 Λ 粒子。在下面的计算里,我们将只需要考虑(2)式所给出的部分。

(1)式和(2)式代表裸粒子的相互作用拉格朗日量,它们也可以唯象地描述下面这种情况的汤川型相互作用:在弱作用下放出的 π 介子重新被末态粒子所吸收或被束缚在

* 1963年6月1日收到。

1) 在北京大学进修的中山大学教师。

末态粒子的周围而不能离开。我們注意到(1)式只包含有两个作用常数 g_1 和 g_2 , 除此以外一切都是确定的。如果我們采取湯川型的相互作用, 由于拉格朗日量可以包含介子的微分, 所以可以有六种独立的作用形式, 因而将含有六个独立的作用常数。如果我們采取費米型的相互作用, 最普遍的作用拉格朗日量也包含有五个独立的作用常数。这說明双費米子型的相互作用(1)和(2)具有最少的不确定性, 这就对实验的检验提供了有利的条件。

由于强作用的存在, 我們通常关于物理超子的图象是一个裸超子外面围绕着一个介子云。这个裸超子可以是 Λ 和各种 Σ 态的綫性組合。由(1)式我們看到, 由于 Σ 和 Λ 各伴随着不同的因子 $(1 \pm \gamma_5)$, Σ 和 Λ 态的不同組合将导致衰变不同的上下不对称性, 所以为着得出各种超子衰变的上下不对称性, 我們必須从理論上算出超子內核为 Σ 和 Λ 的几率。为着計算衰变过程, 我們还必须知道介子云的情况。在介子理論的初期, 一般都把这个介子云看成由一个介子所組成, 因为这是微扰計算的最低級近似。当人們不得不放弃微扰近似以后, 在代之而起的 Tamm-Dancoff 型的近似里, 人們仍认为粒子数最少的态是最重要的。Chew 曾經用这样的近似成功地处理了 π 介子和核子的散射的共振現象。在下面的計算里, 我們將不限制介子云中的介子数, 但我們假定这个介子云的同位旋和角动

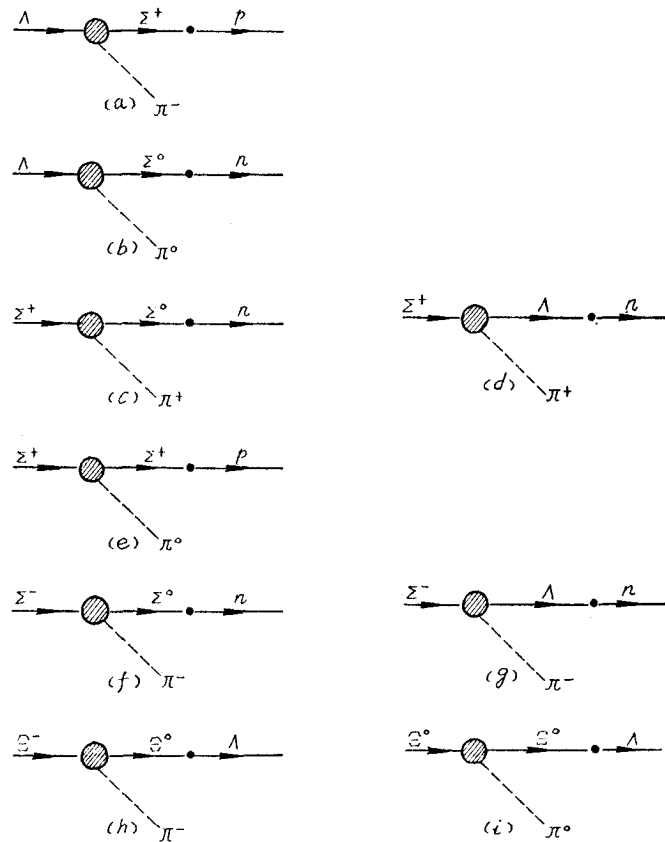


图 1

量量子数和一个 π 介子的完全相同¹⁾。这样,当超子的内核在 (1) 和 (2) 的作用下进行衰变以后,这个介子云将被甩开而成为单个自由介子。我们在起始时可能会认为这个介子云也可能和由裸超子衰变出来的重粒子作用而不直接被甩开成为一个单介子。这样的作用实际上是末态的相互作用。前面已经指出:衰变过程 $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ 的上下不对称参数 α_0 接近于最大的值,但过程 $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ 的上下不对称参数 α_+ 则几乎为零。因为任何末态相互作用都将使 α_0 和 α_+ 互相接近,所以从上面的现象我们看到,末态作用必须是很小的。这可解释为当裸超子衰变后,末态的重子由于具有较大的速度迅速地离开介子云,因之它们间的作用可以完全忽略去。

图 1 给出各种超子衰变的费曼图。这些图中带阴影的圆圈代表强作用的顶点。它代表物理超子分解为一个裸超子和由介子云转化出来的末态介子。图中的黑点代表由 (1) 或 (2) 给出的弱作用顶点。上述强作用顶点在满足电荷无关条件时,可由下面等效矩阵元来表示:

$$\begin{aligned} \langle \pi^0 \Sigma^+ | H | \Sigma^+ \rangle &= \langle \pi^+ \Sigma^0 | H | \Sigma^+ \rangle = \\ &= -\langle \pi^- \Sigma^0 | H | \Sigma^- \rangle = G_{\Sigma} \bar{u}_p \gamma_5 u_0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} -\langle \Lambda \pi^- | H | \Sigma^- \rangle &= \langle \pi^- \Sigma^+ | H | \Lambda \rangle = \langle \pi^0 \Sigma^0 | H | \Lambda \rangle = \\ &= -\langle \Lambda \pi^+ | H | \Sigma^+ \rangle = G_{\Lambda} \bar{u}_p \gamma_5 u_0, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 u_0 代表静止超子的 Dirac 波函数, u_p 代表动量为 p 的裸超子的 Dirac 波函数, G_{Σ} 和 G_{Λ} 为有效作用常数。在下面的计算里,我们将取 $G_{\Sigma} = G_{\Lambda} = G$ 。对于弱作用 (1) 和 (2),我们同样取 $g_1 = g_2 = g_3 = g$ 。我们强调指出:在图 1 中,弱作用顶点左边的重粒子线必代表裸超子态,因为当弱作用同时含有 $(1 + \gamma_5)$ 和 $(1 - \gamma_5)$ 两个因子时,任何强作用的影响都将改变这些因子的形式。这说明为什么在考虑弱作用以前,我们必须把裸超子和它周围的介子云分开。由弱作用产生的末态重子,将在强作用的作用下逐渐转变为物理重子。所以在图 1 中我们可以把弱作用顶点右边的重粒子线看成物理粒子线。

在给出强作用的等效矩阵元以后,图 1 中的衰变过程可以立刻用标准的微扰论计算

表 1

过 程	几率(理论) 10^{10} /秒	几率(实验) 10^{10} /秒	α (理论)	α (实验)
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	0.24	0.24 ± 0.02	$\alpha_{\Lambda} = -0.64$	$-0.62 \pm 0.05^{[1]}$
$\Lambda \rightarrow n + \pi^0$	0.12	0.14 ± 0.02	$\alpha_{\Lambda} = -0.64$	—
$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	0.64	0.51 ± 0.07	$\alpha_0 = -0.98$	$+0.73 \pm 0.16$
$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	0.79	0.57 ± 0.07	$\alpha_+ = -0.36$	$+0.20 \pm 0.24$
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	0.90	0.58	$\alpha_- = +0.04$	$+0.16 \pm 0.21$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	0.26	1.0 ± 0.26	$\alpha_{\Xi^-} = 0.86$	$+1 \begin{smallmatrix} +0.0 \\ -0.03 \end{smallmatrix}$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$	0.16	~ 0.7	$\alpha_{\Xi^0} = 0.86$	—

1) 当这个条件不被满足时,由于能量守恒原理,衰变不能产生出一个以上介子,如果下面所提出的忽略去末态作用是一个很好的近似,那么这个介子云也将不能被衰变后的重子所吸收。唯一的可能是当这个条件不被满足时,衰变的跃迁几率必须等于零。

出衰变几率和上下不对称因子 α . 在计算中我们忽略去裸超子和物理超子的质量差. 表 1 给出理论结果¹⁾和实验的比较. 表中 $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ 过程的 α_Λ 的实验值系由 Tripp 等人给出^[7]. 从表 1 我们看到, 理论的 α_0 和 α_Λ 都是负值. 这个结果也可从图 1 中的费曼图直接看到. 因为这两个过程都是通过裸 Σ^+ 态进行衰变的, 所以必须有相同的上下不对称性(计算结果的微小差异是由 Λ 和 Σ^+ 粒子的质量差所造成的). 从表 1 我们看到, 除 α_0 和 α_+ 的符号外, 理论和实验的相符是比较满意的. 目前对 α_0 , α_+ 和 α_- 的符号的测定只依据着一个实验(文献[9]), 看来还不能最后确定 α_0 和 α_+ 的符号. 因此再进行观察这些符号对检验我们的理论是非常重要的.

参 考 文 献

- [1] Danby, Gaillard, Goulianos, Lederman, Mistry, Schwartz and Steinberger, *Phys. Rev., Letters*, **9** (1962), 36.
- [2] Sokolov, A. A., *Phys. Rev., Letters*, **3** (1963), 211.
- [3] Cool, Cork, Cronin and Wenzel, *Phys. Rev.*, **114** (1959), 912; Cork, Kerth, Wenzel, Cronin and Cool, *Phys. Rev.*, **120** (1960), 1000.
- [4] d'Espagnat and Prentki, *Phys. Rev.*, **114** (1959), 1366.
- [5] 胡宁, 物理学报, **17** (1961), 315.
- [6] Obayashi, H., *Prog. Theor. Phys.*, **22** (1959), 835.
- [7] Tripp, Watson and Ferro-Luzzi, *Phys. Rev., Letters*, **9** (1962), 66.
- [8] Pais, A., *Phys. Rev.*, **122** (1961), 317.
- [9] Beall, Cork, Keefe, Murphy and Wenzel, *Phys. Rev., Letters*, **8** (1962), 75.
- [10] Cronin and Overseth, *Phys. Rev.*, **129** (1963), 1795.

1) 我们选择 $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. 衰变几率的实验值 $\omega = 0.24 \times 10^{10} \text{ 秒}^{-1}$ 为标准, 定出 $g^2 G^2$ 的数值, 求得表 1 的几率.