

## 么正对称性和超子的非轻子衰变\*

陈 启 洲

(中山大学物理系)

以前我们曾用双费米子跃迁模型讨论了超子的非轻子衰变,得到比较满意的结果,但假定了  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$  和  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  的上下不对称参数  $\alpha_\Lambda$  和  $\alpha_0$  具有相同的符号<sup>[1]</sup>. 现在的一些实验值指出  $\alpha_\Lambda \approx -\alpha_0$ . 如果这些实验结果正确,则必须放弃或者修改我们的理论. 本文在以前工作的基础上,从  $SU_3$  群理论出发,加入  $K$  介子中间态的贡献,得到比较满意的结果.

由于强相互作用的存在,通常关于物理超子的图象是一个裸超子外面围绕着  $\pi$  介子云,或者是一个裸核子<sup>1)</sup>外面围绕着  $K$  介子云. 所以超子的非轻子型衰变可以解释为前者的内核在弱作用下进行衰变以后,  $\pi$  介子云将被甩开成为自由介子,或者  $K$  介子云衰变为  $\pi$  介子云,而衰变出来的  $\pi$  介子由于具有很大的速度而迅速离开裸重子变成末态  $\pi$  介子,在这两种情形下,衰变出来的裸重子在强相互作用的影响下再变成物理重子.

在  $SU_3$  群理论中,八个重子和八个介子分别构成群的八维表示基,可用下列无迹矩阵表示<sup>[2]</sup>:

$$\left. \begin{aligned}
 B &= \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda + \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 & \Sigma^+ & p \\ & \Sigma^- & n \\ & \Xi^- & -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda \end{pmatrix}, \\
 M &= \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{6}}\eta_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 & \pi^+ & K^+ \\ & \pi^- & K^0 \\ & K^- & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta_1 \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

因为双费米子跃迁的拉氏函数以及介子-介子跃迁的等效拉氏函数,是由群的两个八维表示直乘分解( $8 \times 8 = 1 + 8 + 8 + 10 + \bar{10} + 27$ )组成的,为了简单起见,我们假定拉氏量属于八维表示. 同时为了满足超子的非轻子型衰变过程的选择定则  $|\Delta I| = 1/2$ ,  $|\Delta S| = 1$ ,使得双费米子跃迁的拉氏函数,在  $SU_3$  群的变换下具有和  $K^0$  介子相同的变换性质,因此引入下式所示的赝粒子(spurion):

\* 1965 年 5 月 3 日收到.

1) 对于  $\Xi$  超子则内核是裸  $\Lambda$  超子.

$$\chi_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

为使介子-介子跃迁的等效拉氏函数具有与  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  相同的变换性质, 同样引入两个赝粒子, 表为

$$\chi_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

由(1)和(2)式得到

$$L_w = \frac{1}{\sqrt{2}} ig [\text{Tr}(\bar{B}B\chi_1) + \text{Tr}(\bar{B}\chi_1 B)] + \frac{1}{\sqrt{2}} ig' [\text{Tr}(\bar{B}B\chi_2) - \text{Tr}(\bar{B}\chi_2 B)] + \text{h.c.}, \quad (4a)$$

在式(4a)的展开式中, 凡是牵涉到  $\Lambda$  粒子的弱作用的时空部分都只含有  $(1 - \gamma_5)$  因子; 牵涉到  $\Sigma$  粒子的弱作用只含有  $(1 + \gamma_5)$  因子<sup>[1]</sup>.  $g$  和  $g'$  分别代表对称和反对称部分的耦合常数(这里所说的对称和反对称是指  $R$  反射下的变换性质). 在下面的计算中, 我们进一步假定  $g = g'$ , 由此得到

$$L_w = \sqrt{2} ig \left[ \bar{p}(1 + \gamma_5)\Sigma^+ + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{n}(1 - \gamma_5)\Lambda - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{n}(1 + \gamma_5)\Sigma^0 - \sqrt{\frac{2}{3}} \bar{\Lambda}(1 - \gamma_5)\Xi^0 \right] + \text{h.c.} \quad (4b)$$

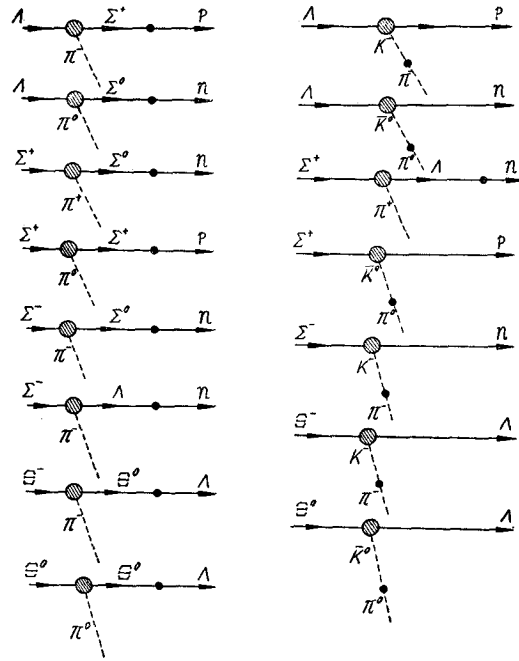


图 1

这里  $\bar{n}, \Lambda$  等代表相应粒子的波函数。由这个表式可以看到, 在原始拉氏函数中, 不存在  $\Sigma$  和  $\Xi$  粒子直接作用的顶点  $\bar{\Sigma}(1 + \gamma_5)\Xi$ , 因此不存在  $\Xi \rightarrow \Sigma + \pi$  的过程(当然由于能量守恒这种过程是禁戒的, 但这种禁戒是由  $S$  矩阵中的  $\delta$  函数来实现)。

由(1)和(3)式得到介子-介子跃迁的等效拉氏函数为

$$L'_W = \sqrt{8} m_{K^+} f \text{Tr}(MMX_2) = \sqrt{8} m_{K^+} f \left[ (K^+ \pi^- + K^- \pi^+) - \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0) \pi^0 \right]. \quad (5)$$

其中,  $\pi$  和  $K$  代表相应粒子的波函数,  $f$  为等效耦合常数,  $m_{K^+}$  为  $K^+$  介子的质量。式(5)只写出对所讨论过程有贡献的项。

图 1 给出各种超子衰变的费曼图。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(或裸核子)和介子云, 这个介子云或者是末态的  $\pi$  介子, 或者是中间态的  $K$  介子。图中的黑点代表由(4)式或(5)式给出的弱作用顶点。上述强作用顶点在满足  $SU_3$  群的变换下不变时, 可用下面等效矩阵元表示:

$$\left. \begin{aligned} \langle \pi^0 \Sigma^+ | H_s | \Sigma^+ \rangle &= -\langle \pi^+ \Sigma^0 | H_s | \Sigma^+ \rangle = \langle \pi^- \Sigma^0 | H_s | \Sigma^- \rangle = -\sqrt{2} i G' \bar{u}_p \gamma_5 u_0, \\ \langle \Lambda \pi^- | H_s | \Sigma^- \rangle &= \langle \pi^+ \Sigma^+ | H_s | \Lambda \rangle = \langle \pi^0 \Sigma^0 | H_s | \Lambda \rangle \\ &= \langle \Lambda \pi^+ | H_s | \Sigma^+ \rangle = i \sqrt{\frac{2}{3}} G \bar{u}_p \gamma_5 u_0, \\ \langle \pi^0 \Xi^0 | H_s | \Xi^0 \rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \langle \pi^- \Xi^0 | H_s | \Xi^- \rangle = -\frac{i}{\sqrt{2}} (G + G') \bar{u}_p \gamma_5 u_0, \\ \langle \bar{K}^0 p | H_s | \Sigma^+ \rangle &= \langle K^- n | H_s | \Sigma^- \rangle = i(G + G') \bar{u}_p \gamma_5 u_0, \\ \langle K^- p | H_s | \Lambda \rangle &= \langle \bar{K}^0 n | H_s | \Lambda \rangle = -\frac{i}{\sqrt{6}} (G - 3G') \bar{u}_p \gamma_5 u_0, \\ \langle K^- \Lambda | H_s | \Xi^- \rangle &= \langle \bar{K}^0 \Lambda | H_s | \Xi^0 \rangle = -\frac{i}{\sqrt{6}} (G + 3G') \bar{u}_p \gamma_5 u_0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

其中,  $u_0$  代表静止超子的 Dirac 波函数;  $\bar{u}_p$  代表动量为  $p$  的裸超子或裸核子的 Dirac 波函数;  $G$  和  $G'$  是  $H_s = iG[\text{Tr}(\bar{B}BM) + \text{Tr}(\bar{B}MB)] + iG'[\text{Tr}(\bar{B}BM) - \text{Tr}(\bar{B}MB)]$  中对称部分的有效作用常数和反对称部分的有效作用常数<sup>[3,4]</sup>, 这两个常数是不相等的<sup>[4]</sup>。

在给出强作用的等效矩阵元以后, 弱作用顶点可用标准的微扰论进行计算。但由于在整个衰变矩阵元中包含了两个参数  $\beta = G'/G$  和  $\nu = f/g$ , 因此我们利用实验值

表 1

过 程	几率(理论), $10^{10}/\text{秒}$	几率(实验), $10^{10}/\text{秒}$	$\alpha$ (理论)	$\alpha$ (实验) <sup>[5]</sup>
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	0.24(输入)	$0.24 \pm 0.02$	$\alpha_\Lambda = -0.72$	$-0.61 \pm 0.11$
$\Lambda \rightarrow n + \pi^0$	0.12	$0.14 \pm 0.02$	-0.72	—
$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	0.31	$0.51 \pm 0.07$	$\alpha_0 = 0.79$	$0.78 \pm 0.09$
$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	0.55	$0.57 \pm 0.07$	$\alpha_+ \approx 0$ (输入)	$0.03 \pm 0.08$
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	0.56	0.58	$\alpha_- = 0.30$	$0.16 \pm 0.21$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	0.68	$1.0 \pm 0.26$	$\alpha_\Xi = 0.48$	$0.62 \pm 0.11$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$	0.34	$\sim 0.7$	0.48	—

$\alpha_+ = \alpha(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+) \approx 0$ ,  $R = \omega(\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-) / \omega(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+) \approx 1$  定出  $\nu = 0.9$ ,  $\beta \approx 0.48$  (文献[4]给出  $|\beta| < 0.5$ ). 有了  $\beta$  和  $\gamma$  值, 便可算出各种衰变的上下不对称参数  $\alpha$ . 再由  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$  的衰变几率定出  $g^2 G^2$  值, 求出其他衰变的几率(计算中我们忽略了裸重子和物理重子的质量差). 表 1 列出理论值和实验值, 从表中可以看到, 加入  $K$  介子中间态的影响后, 理论和实验的符合是比较令人满意的.

作者感谢胡宁教授对本工作的关心和支持, 也感谢郭硕鸿同志和关洪同志的有益讨论和帮助.

### 参 考 文 献

- [1] 胡宁、陈启洲, 物理学报, **20** (1964), 374.
- [2] Salam, A., *Proc. Phys. Soc.*, **80** (1962), 13.
- [3] Gell-Mann, M., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 1067.
- [4] Konuma, M., et al., *Sup. Prog. Theor. Phys.*, **28** (1963), 1.
- [5] Crawford, F. S., 1962 International Conference on High-Energy Physics at CERN, p827.