

复合模型和 Σ 的四体衰变*

張歷寧 安 瑛 陈庭金 戴元本

提 要

本文計算了 Σ 的四体衰变在 Σ 的复合模型和通常的理論中的几率 $W^{\text{合}}$ 和 $W^{\text{常}}$, 得到 $W^{\text{合}}$ 比 $W^{\text{常}}$ 約大50倍。 $W^{\text{常}}$ 为 Λ 的 β 衰变几率的2—3%。

一、引 言

近来有一些关于奇异粒子产生和散射的实验, 說明 Σ 和 Λ 粒子的相对宇称可能是奇的而不是偶的^[1]。因此, 可以把 Σ 粒子看成 $\Lambda\pi$ 的軌角动量为零的束縛态。目前的实验結果还不能对这种观点的正确性作出判断。由这种观点出发, 对 Σ 粒子衰变的理論探討曾被一些作者討論过^[2,3], 例如 Barshay^[2]等由复合模型出发用 Λ 衰变的已被观察到的性質解釋了 Σ 衰变成核子和 π 介子过程的不对称参数和分支比。又例如 Bernstein 和 Oehme^[3]由这个模型出发对 $\Sigma \rightarrow \Lambda + e^- + \bar{\nu}$ 衰变作了討論, 得出此衰变几率比由普适 $V-A$ 作用理論中引入 $(\Sigma\Lambda)(e\nu)$ 耦合而得到的几率約大40倍。可是在他們的討論中实际上还采用了关于赹向量流 j^4 的另一个假定:

$$\frac{d}{dx_a} j_a^4 \propto \varphi_\pi. \quad (1)$$

如果不作这种假定, 而用 Goldberger-Treiman 用来討論 β 衰变的色散关系方法, 我們不能得到文献[3]中的(6)式, 除非假定 π 介子衰变主要是通过 $(\Sigma\Lambda)$ 中間态而产生的, 而后面这个假定是不合理的。由 Σ 的复合模型出发, 更可能的是 π 介子主要通过核子-反核子中間态而衰变。因此, Σ 的三体衰变 $\Sigma \rightarrow \Lambda + e^- + \bar{\nu}$ 只能对 Σ 的复合模型和假定(1)是否同时成立作出判断, 而不能单独对 Σ 的复合模型作出判断。

在本文中, 我們指出有可能用 Σ 的四体衰变

$$\Sigma^- \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} + \pi^- \quad (2)$$

来檢驗 Σ 的复合模型。我們同时用复合模型和通常的理論对过程(2)进行了計算。在通常的理論中过程(2)的粗略估計曾被 Цукерман 討論过^[5], 但是文献[5]中所給出的公式和数据是有可商榷之处的。我們的結果是复合模型的衰变几率比通常的理論約大50倍, 另一方面在复合模型下 Σ 的四体衰变几率約为 Λ 的三体衰变 $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ 几率的2—3%。鉴于已观察到若干 Λ 三体衰变的事例, 观察过程(2)是有可能的。

二、复合模型的計算

我們由下列假設出发:

* 1962年1月27日收到。

- (1) Σ 是 $\Lambda\pi$ 的松弛结合体系, Σ 和 Λ 的相对宇称为奇.
- (2) Σ 的衰变都是通过 Λ 粒子的衰变而产生的.
- (3) Λ 的衰变由等效的 $V-A$ 作用 (ΛN) (ev) 所引起.

由于假定(1), $\Sigma\Lambda\pi$ 之间有一个等效标量耦合, 其耦合常数 $g_{\Sigma\Lambda\pi}$ 近似地由有关粒子的质量确定, 在文献[3]中得到 $g_{\Sigma\Lambda\pi}^2/4\pi \cong 1.8$. 相应于这个模型的 Feynman 图如图 1 所示. 其跃迁矩阵元为

$$M = (2\pi)^4 g_{\Sigma\Lambda\pi} \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2E_\pi}} \left[\bar{u}_p F_a \frac{i(\hat{p}_\Sigma - \hat{p}_\pi) - m_\Lambda}{(p_\Sigma - p_\pi)^2 + m_\Lambda^2} u_\Sigma \right] [\bar{u}_e \gamma_a (1 + r_5) \bar{v}_\nu], \quad (3)$$

考虑到 Λ 衰变时强作用的影响, 知

$$F_a = [f_1^A \gamma_a + f_2^A (\gamma_a \hat{k} - \hat{k} \gamma_a) + f_3^A k_a] + [g_1^A \gamma_a + g_2^A (\gamma_a \hat{k} - \hat{k} \gamma_a) + g_3^A k_a] \gamma_5, \quad (4)$$

其中 k 是传递给轻子的四维动量, 而 f_i^A, g_i^A 是 Λ 衰变的形状因子. 由于 Σ 与衰变产物间的静止质量相差很小, 故传递给轻子的动量不大, 我们取

$$F_a = \gamma_a (f_1^A + g_1^A \gamma_5). \quad (5)$$

在计算过程中对核子取非相对论近似, 得到放出 π 介子的能谱为

$$W^\pi(E_\pi) = \frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}^2}{(2\pi)^2} \frac{G'^2(1+3\lambda^2)}{60\pi^3} (m_\Sigma + m_\Lambda)^2 \frac{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2}}{[(m_\Sigma^2 + m_\pi^2 - m_\Lambda^2) - 2m_\Sigma E_\pi]^2} \times \\ \times \left[\frac{(m_\Sigma - E_\pi)^2 - m_p^2}{2(m_\Sigma - E_\pi)} \right]^5, \quad (6)$$

其中 $G' = Gf_1^A$, $\lambda = \frac{g_1^A}{f_1^A}$. 由于公式(6)中 $W(E_\pi)$ 随 E_π 的变化如图 2 所描绘.

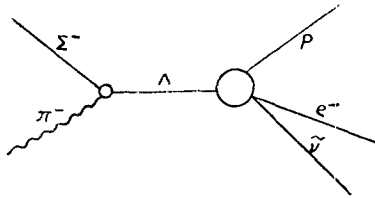


图 1

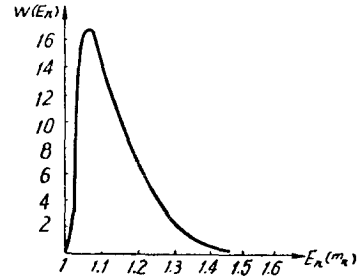


图 2

即 E_π 在 $m_\pi \rightarrow 1.3m_\pi$ 间时公式(6)有最大值, 因而在对 E_π 积分时(6)式中的因子 $\sqrt{E_\pi + m_\pi}$, $\left[\frac{m_\Sigma + m_p - E_\pi}{2(m_\Sigma - E_\pi)} \right]^5$ 和 $[(m_\Sigma^2 + m_\pi^2 - m_\Lambda^2) - 2m_\Sigma E_\pi]^{-2}$ 可近似地看作不随 E_π 变化, 对这些因子取 $E_\pi = 1.2m_\pi$, 而其余的因子对 E_π 积分, 则得到公式(6)的近似表达式为

$$W^\pi \cong \frac{2^7 G'^2 (1+3\lambda^2) g_{\Sigma\Lambda\pi}^2 \sqrt{2.2m_\pi}}{13!! \pi^5 m_\pi^2} (m_\Sigma - m_p - m_\pi)^{13/2}, \quad (7)$$

于是得到

$$W^\pi \cong 2.6 \times 10^{-2} W_{\Lambda \rightarrow p + e + \bar{\nu}}. \quad (8)$$

如果对(6)式直接进行数值积分, 则得到差不多相同的结果, 即 $W^\pi_{(\text{数值积分})} \cong 2.0 \times$

$\times 10^{-2} W_{\Lambda \rightarrow p + e + \bar{\nu}}$. 在附录中用 Dalitz^[6,7]所提出的保持相对论协变形式的四体积分法得到和(7)式相近的结果,即(A.21)式.

三、通常理論的計算

假设 Σ 和 Λ 的相对宇称为偶,且 (ΣN) 和 (ΛN) 以同一耦合常数 G 参加 $V-A$ 作用的弱电流,则在微扰论的最低阶有下列三个相应的 Feynman 图,如图 3 所示. 跃迁矩阵

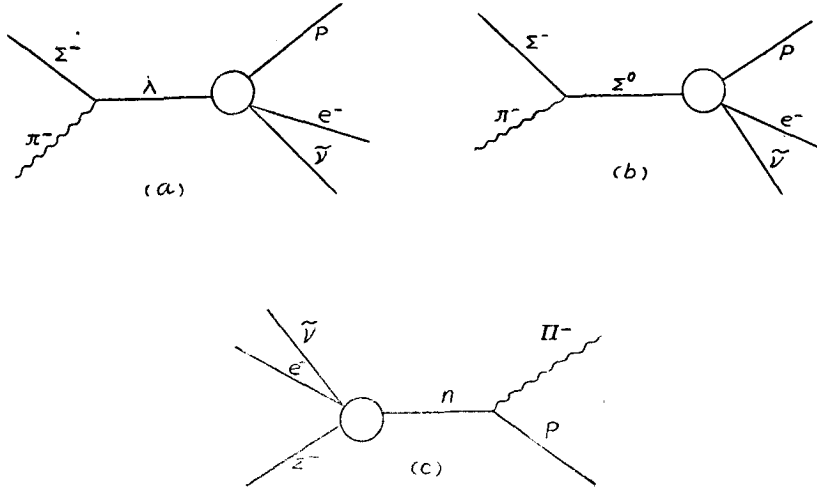


图 3

元为

$$\begin{aligned}
 M &= M^{(a)} + M^{(b)} + M^{(c)}, \\
 M^{(a)} &= (2\pi)^4 g_{\Sigma\Lambda\pi} \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2E_\pi}} \left[\bar{u}_p \gamma_\alpha (f_1^\Lambda + g_1^\Lambda \gamma_5) \frac{i(\hat{p}_\Sigma - \hat{p}_\pi) - m_\Lambda}{(p_\Sigma - p_\pi)^2 + m_\Lambda^2} \gamma_5 u_\Sigma \right] \times \\
 &\quad \times [\bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \bar{\nu}_\nu], \\
 M^{(b)} &= (2\pi)^4 g_{\Sigma\Sigma\pi} \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2E_\pi}} \left[\bar{u}_p \gamma_\alpha (f_1^{\Sigma^0} + g_1^{\Sigma^0} \gamma_5) \frac{i(\hat{p}_\Sigma - \hat{p}_\pi) - m_{\Sigma^0}}{(p_\Sigma - p_\pi)^2 + m_{\Sigma^0}^2} \gamma_5 u_\Sigma \right] \times \\
 &\quad \times [\bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \bar{\nu}_\nu], \\
 M^{(c)} &= (2\pi)^4 \sqrt{2} g_{NN\pi} \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2E_\pi}} \left[\bar{u}_p \gamma_5 \frac{i(\hat{p}_p + \hat{p}_\pi) - m_\pi}{(p_p + p_\pi)^2 + m_\pi^2} \gamma_\alpha (f_1^{\Sigma^-} + g_1^{\Sigma^-} \gamma_5) u_\Sigma \right] \times \\
 &\quad \times [\bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \bar{\nu}_\nu], \tag{9}
 \end{aligned}$$

如果 Global 对称成立,即

$$g_{\Sigma\Lambda\pi} = g_{\Sigma\Sigma\pi} = g_{NN\pi} = g, \tag{10}$$

则放出 π 介子的能谱为

$$W^\pi(E_\pi) = \frac{g^2 G^2}{15(2\pi)^5} F(E_\pi) \sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2} \left[\frac{(m_\Sigma - E_\pi)^2 - m_p^2}{2(m_\Sigma - E_\pi)} \right]^5, \tag{11}$$

其中

$$F(E_\pi) = \frac{1}{2E_\pi^2} \left\{ \frac{2E_\pi^2}{m_\Sigma^2} [2(f_a + f_b - f_c)^2 + 2(g_a + g_b)^2 + 2g_c^2] - \right. \\ \left. - \frac{m_\pi^2}{m_\Sigma^2} [(f_a + f_b - f_c)^2 + 3(g_a + g_b)^2 + 3g_c^2 + 2(g_a + g_b)g_c] + \right. \\ \left. + \frac{(m_\Sigma - m_\Lambda)^2}{m_\Sigma^2} (3f_a^2 + g_a^2) - \frac{2(m_\Sigma - m_\Lambda)E_\pi}{m_\Sigma^2} [3(f_a + f_b - f_c)f_a + \right. \\ \left. + (g_a + g_b - g_c)g_a \right\}, \quad (12)$$

而

$$f_a = 2f_1^A, \quad f_b = f_1^{\Sigma^0}, \quad f_c = \sqrt{2} \frac{m_\Sigma}{m_n} f_1^{\Sigma^-}, \\ g_a = 2g_1^A, \quad g_b = g_1^{\Sigma^0}, \quad g_c = \sqrt{2} \frac{m_\Sigma}{m_n} g_1^{\Sigma^-},$$

于是得到

$$W^\pi \cong \frac{2^4 g^2 G^2 \sqrt{2 \cdot 2 m_\pi}}{13! \pi^5} F(E_\pi = 1 \cdot 2 m_\pi) (m_\Sigma - m_p - m_\pi)^{13/2}. \quad (13)$$

如果

$$f_1^A = f_1^{\Sigma^0} = f_1^{\Sigma^-} = 1, \quad g_1^A = g_1^{\Sigma^0} = g_1^{\Sigma^-} = 1, \quad (14)$$

同时取 $\frac{g^2}{4\pi} = 14$, $G = 10^{-6} m_p^{-2}$, 则得到

$$W^\pi \cong 3 \cdot 6 \times 10^2 \text{秒}^{-1}. \quad (15)$$

如果对(11)式进行数值积分, 则得到 $W^\pi_{(\text{数值积分})} \cong 2 \cdot 2 \times 10^2 \text{秒}^{-1}$.

比较 W^π 和 $W^\pi_{(\text{数值积分})}$ 的数值积分结果, 即得

$$W^\pi \cong 50 W^\pi_{(\text{数值积分})}. \quad (16)$$

图 3c 的单独贡献曾由 Цукерман^[5] 给出, 但其结果是有可商榷之处的. 如果 $f_1^{\Sigma^-} = g_1^{\Sigma^-} = 1$, 则几率公式应为

$$W^{(c)} \cong \frac{2^6 g^2 G^2 \sqrt{2 \cdot 2 m_\pi}}{13! \pi^5 m_p^2} \left[2 - \frac{m_\pi^2}{(1 \cdot 2 m_\pi)^2} \right] (m_\Sigma - m_p - m_\pi)^{13/2} \quad (17)$$

由(17)式得到

$$W^{(c)} \cong 4 \cdot 1 \times 10^2 \text{秒}^{-1}, \quad (18)$$

比文献[5]中的表中所列数据约大 200 倍. $W^{(c)}_{(\text{数值积分})} \cong 3 \cdot 1 \times 10^2 \text{秒}^{-1}$.

附录 A. 关于 Dalitz 积分法

我们用计算图 3c 的衰变几率为例, 来介绍 Dalitz 的保持相对论协变的四体积分法, 此衰变几率的积分表示式是

$$W^{(c)} \cong \frac{1}{(2\pi)^8} \frac{G^2 g^2}{2E_\Sigma} \iiint \frac{-8}{(p_p + p_\pi)^2 + m_p^2} [(p_\pi \cdot p_\pi)(p_p \cdot p_e)(p_\Sigma \cdot p_{\bar{\nu}}) - \\ - 2(p_\pi \cdot p_p)(p_\pi \cdot p_e)(p_\Sigma \cdot p_{\bar{\nu}})] \cdot \delta(p_\Sigma - p_p - p_\pi - p_e - p_{\bar{\nu}}) \frac{d\mathbf{p}_p}{E_p} \times \\ \times \frac{d\mathbf{p}_\pi}{E_\pi} \cdot \frac{d\mathbf{p}_e}{E_e} \cdot \frac{d\mathbf{p}_{\bar{\nu}}}{E_{\bar{\nu}}}, \quad (A.1)$$

現在我們略去电子的靜止質量, 并在 Σ 为靜止的坐标系中对(A.1)进行积分, 首先作变量替换

$$Q^* = p_e + p_{\bar{\nu}}, \quad R^* = p_e - p_{\bar{\nu}}, \quad (\text{A.2})$$

$$Q = p_p + p_{\pi}, \quad R = p_p - p_{\pi},$$

然后利用等式

$$\begin{aligned} \frac{dp_e}{E_e} \cdot \frac{dp_{\bar{\nu}}}{E_{\bar{\nu}}} &= d^4 Q^* \delta^*, \\ \frac{dp_p}{E_p} \cdot \frac{dp_{\pi}}{E_{\pi}} &= d^4 Q \delta, \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

其中我們用了下列符号:

$$m_1^2 = m_p^2 - m_{\pi}^2, \quad m_2^2 = 2(m_p^2 + m_{\pi}^2),$$

$$\delta^* = \delta(Q^* \cdot R^*) \delta(Q^{*2} + R^{*2}) d^4 R^*, \quad \delta = \delta(Q \cdot R + m_1^2) \delta(Q^2 + R^2 + m_2^2) d^4 R, \quad (\text{A.4})$$

于是(A.1)变成

$$\begin{aligned} W^{(\epsilon)} &\cong \frac{1}{(2\pi)^8} \frac{G^2 g^2}{2m_{\Sigma}} \iiint \frac{1}{Q^2 + m_p^2} \left\{ m_{\Sigma}^2 [(Q + R)(Q^* + R^*)] [p_{\Sigma} \cdot (Q^* - R^*)] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} [(Q + R)(Q - R)] [p_{\Sigma}(Q^* - R^*)] [(Q - R)(Q^* + \right. \\ &\quad \left. + R^*)] \right\} \delta(p_{\Sigma} - Q - Q^*) d^4 Q d^4 Q^* \delta \delta^*. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

另外不难証明下列公式:

$$\begin{aligned} \int \delta(Q^* \cdot R^*) \delta(Q^{*2} + R^{*2}) d^4 R^* &= \int \delta^* = 2\pi, \\ \int (R^* \cdot N) \delta^* &= 0, \\ \int (R^* \cdot N)(R^* \cdot N') \delta^* &= \frac{1}{3} (2\pi) \{ (Q^* \cdot N)(Q^* \cdot N') - (N \cdot N') Q^{*2} \}, \quad (\text{A.6}) \\ \int \delta(Q \cdot R + m_1^2) \delta(Q^2 + R^2 + m_2^2) d^4 R &= \int \delta = 2\pi \left(\frac{Q^4 + m_2^2 Q^2 + m_1^4}{Q^4} \right)^{\frac{1}{2}} = 2\pi Z^{\frac{1}{2}}, \\ \int (R \cdot N) \delta &= -2\pi \frac{m_1^2}{Q^2} (Q \cdot N) Z^{\frac{1}{2}}, \\ \int (R \cdot N)(R \cdot N') \delta &= 2\pi \frac{m_1^4}{Q^4} (Q \cdot N)(Q \cdot N') Z^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{3} 2\pi \{ (Q \cdot N)(Q \cdot N') - \\ &\quad - (N \cdot N') Q^2 \} Z^{\frac{3}{2}}, \\ \int R^2 \delta &= -2\pi \frac{m_1^4}{Q^2} Z^{\frac{1}{2}} + 2\pi Q^2 Z^{\frac{3}{2}}, \\ \int R^2 (R \cdot N) \delta &= 2\pi (Q \cdot N) \frac{m_1^6}{Q^4} Z^{\frac{1}{2}} - 2\pi (Q \cdot N) m_1^2 Z^{\frac{3}{2}}, \\ \int (R \cdot N)(R \cdot Q^*)^2 \delta &= -2\pi \frac{m_1^6}{Q^6} (Q \cdot N)(Q \cdot Q^*)^2 Z^{\frac{1}{2}} - \\ &\quad - \left\{ \frac{1}{3} (2\pi) \frac{m_1^2}{Q^2} (Q \cdot N) [(Q \cdot Q^*)^2 - Q^2 Q^{*2}] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2}{3} (2\pi) \frac{m_1^2}{Q^2} [(Q \cdot N)(Q \cdot Q^*) - (Q^* \cdot N) Q^2] \right\} Z^{\frac{3}{2}}, \end{aligned}$$

其中 N, N' 是任意的四維向量, 而

$$Z = \frac{Q^4 + m_2^2 Q^2 + m_1^4}{Q^4}. \quad (\text{A.7})$$

利用公式(A.6), 可将(A.5)改写成

$$W^{(c)} \cong \int P(Q) d^4 Q, \quad (\text{A.8})$$

其中 $P(Q)$ 是 Q 的多項式. 公式(A.8)中对 $d^4 Q$ 的积分可如下进行. 首先引进 $P\pi^-$ 粒子系統的“有效质量”:

$$Q_0 = \sqrt{-Q^2} = \sqrt{Q_0^2 - \mathbf{Q}^2}, \quad (\text{A.9})$$

于是有

$$d^4 Q = -dQ_0 \sqrt{Q_0^2 - Q_0^2} dQ_0 d\mathbf{Q}, \quad (\text{A.10})$$

至于积分的上下限, 则可利用由能量-动量守恒定律所得出之等式:

$$Q_0 = \frac{m_\Sigma^2 + Q_0^2 + Q^{*2}}{2m_\Sigma}, \quad (\text{A.11})$$

而知

$$Q_{0 \max} = \frac{m_\Sigma^2 + Q_0^2}{2m_\Sigma}. \quad (\text{A.12})$$

另外由(A.9)式知

$$Q_{0 \min} = Q_0, \quad (\text{A.13})$$

$$Q_{0 \max} = m_\Sigma, \quad Q_{0 \min} = m_p + m_\pi. \quad (\text{A.14})$$

作变数替换

$$t = \frac{Q_0}{m_\Sigma}, \quad (\text{A.15})$$

$$x = \frac{Q_0}{m_\Sigma},$$

然后先对 t 再对 x 进行积分, 在进行积分时应注意到由于 x 的积分下限

$$a = \frac{m_p + m_\pi}{m_\Sigma} \sim 1 \quad (\text{A.16})$$

因而能取的一些近似, 在对 t 积分后我們只須保留对 $(x^2 - 1)$ 的展开式中不等于零的最低阶項, 即 $(x^2 - 1)^5$ 項, 例如, 我們利用了公式:

$$\begin{aligned} \int_x^{\frac{1+x^2}{2}} dt (t^2 - x^2)^{3/2} &\cong -\frac{1}{160} (x^2 - 1)^5, \\ \int_x^{\frac{1+x^2}{2}} dt (1-t)(t-x^2)(t^2-x^2)^{1/2} &\cong -\frac{5}{480} (x^2 - 1)^5, \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

在对 x 积分时被积函数中变化慢的因子可取为常数, 例如, 我們利用了下面的公式:

$$\begin{aligned} \int_a^1 dx \frac{x}{\left[x^2 - \left(\frac{m_p}{m_\Sigma}\right)^2\right]^2} (x^2 - 1)^5 &\left\{ \frac{x^4 - 2 \left[\left(\frac{m_p}{m_\Sigma}\right)^2 + \left(\frac{m_\pi}{m_\Sigma}\right)^2 \right] x^2 + \left[\left(\frac{m_p}{m_\Sigma}\right)^2 - \left(\frac{m_\pi}{m_\Sigma}\right)^2 \right]^2}{x^4} \right\}^{\frac{1}{2}} \cong \\ &\cong \frac{2^6}{2 \left(\frac{m_p}{m_\Sigma}\right)^2 \left(\frac{m_\pi}{m_\Sigma}\right)^2} \sqrt{\frac{m_\pi}{m_\Sigma}} \sqrt{\frac{2m_p}{m_\Sigma}} \left\{ -\frac{16 \times 480}{13!!} \left(\frac{m_\Sigma - m_p - m_\pi}{m_\Sigma} \right)^{13/2} \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

由此易得

$$W^{(c)} \cong \frac{2^7 G^2 \frac{g^2}{4\pi} \left(\frac{2m_p}{m_\Sigma} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{m_\pi}}{m_p^2} (m_\Sigma - m_p - m_\pi)^{13/2}, \quad (\text{A.19})$$

它与正文中,用近似积分法所得之公式(17)只相差 1 个与 1 相近的因子。在公式(A.19)中,如将 Σ, P 改成 Y 及 N (或 Y'),则得一般的超子的四体衰变

$$Y \rightarrow N(Y') + e + \bar{\nu} + \pi$$

的衰变几率表示式为

$$W_{Y \rightarrow N+e+\bar{\nu}+\pi} \cong \frac{2^7 G^2 \frac{g^2}{4\pi} \left(\frac{2m_N}{m_Y} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{m_\pi}}{m_N^2} (m_Y - m_N - m_\pi)^{13/2}. \quad (\text{A.20})$$

对于复合模型的情形,仿上可得

$$\begin{aligned} W^\# &\cong \frac{2^7 G'^2 g_{\Sigma\Lambda\pi}^2 \sqrt{m_\pi} (1 + 3\lambda^2)}{13! \pi^5 m_\pi^2} \left(\frac{2m_p}{m_\Sigma} \right)^{\frac{3}{2}} (m_\Sigma - m_p - m_\pi)^{13/2} \cong \\ &\cong 2.4 \times 10^{-2} W_{\Lambda \rightarrow p+e+\bar{\nu}}. \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

附录 B. 关于各种超子的四体衰变的寿命表

由(A.20)式知,各种超子的四体衰变

$$Y \rightarrow N + e + \bar{\nu} + \pi \quad (\text{B.1})$$

对应于图(3c)的衰变寿命是¹⁾

$$\tau = \frac{1}{W} \cong 7 \times 10^{-9} \left(\frac{m_Y - m_N - m_\pi}{m_N} \right)^{-13/2} \text{秒}. \quad (\text{B.2})$$

衰变过程

衰变寿命 τ

$$\Lambda^0 \rightarrow p + e + \bar{\nu} + \pi^0,$$

3.5 秒

$$\Lambda^0 \rightarrow n + e + \bar{\nu} + \pi^+,$$

7.0 秒

$$\Sigma^- \rightarrow n + e + \bar{\nu} + \pi^0,$$

4.0×10^{-3} 秒

$$\Sigma^- \rightarrow p + e + \bar{\nu} + \pi^-,$$

4.0×10^{-3} 秒

$$\Sigma^+ \rightarrow p + e + \bar{\nu} + \pi^+,$$

6.0×10^{-3} 秒

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + e + \bar{\nu} + \pi^0,$$

0.2 秒

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + e + \bar{\nu} + \pi^+,$$

0.6 秒

参 考 文 献

- [1] Nambu, Y. and Sakurai, J. J., *Phys. Rev., lett.* **6** (1961), 377.
- [2] Barshay, S. and Schwartz, M., *Phys. Rev., lett.* **4** (1960), 618.
- [3] Bernstein, J. and Oehme, R., *Phys. Rev., lett.* **6** (1961), 639.
- [4] Goldberger, M. L. and Treiman, S. B. *Phys. Rev.*, **111** (1958), 354; *Phys. Rev.*, **110** (1958), 1178.
- [5] Цукерман, И. С. *ЖЭТФ*, **38** (1960), 1285.
- [6] Dalitz, R. H., *Phys. Rev.*, **99** (1955), 915.
- [7] Окунь, Л. Б., и Шабалин, Е. П. *ЖЭТФ*, **37** (1959), 1775.

1) 在计算过程中,我们选取有效弱相互作用常数 $G = 10^{-6} m_p^{-2}$.

FOUR BODY DECAY OF Σ IN A COMPOSITE MODEL

CHANG LI-NING, AN IN, CHEN TING-GIN, DAI YUAN-BENG

ABSTRACT

The life time of Σ particles in a four body decay in composite model is calculated by making use of the known properties of the Λ decay; the result is $\tau \cong 50\tau_{\Lambda \rightarrow p + e + \bar{\nu}}$. Such a life time is also calculated by using ordinary models where the relative parities of Σ and Λ are even. Results of calculations show that the first life time is about 50 times smaller.

“原子的解析波函数”一文的刊正表

本学报 1962 年第 18 卷第 2 期发表的“原子的解析波函数”一文有数处错误,兹订正于下:

第 64 页的下两式

$$N_1 = (\mu^3 a^3 / \pi)^{1/2} [1 + 6(b/a)^2 + 225(b/a)^4]^{1/2},$$

$$N_2 = (\mu^3 / 3\pi)^{1/2} [1 - 16N/(1+c)^4 + N^2/3c^2]^{1/2},$$

应改写为

$$N_1 = (\mu^3 a^3 / \pi)^{1/2} [1 + 6(b/a)^2 + 22.5(b/a)^4]^{1/2},$$

$$N_2 = (\mu^3 / 3\pi)^{1/2} [1 - 16N/(1+c)^4 + N^2/3c^2]^{1/2}.$$

第 66 页中第一行的 μT^2 应改写为 $\mu^2 T$.

第 66 页及第 67 页各式中的 N_2 都应改写为 N .

第 67 页中的下式

$$S^2 \beta(111) = (24/\alpha^2) y^5 [x^4 + 5x^3 + 1]$$

应改写为

$$S^2 \beta(111) = (24/\alpha^2) y^5 [x^2 + 5x + 1].$$

作者 茹清泉 黄树勳