

$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ 过程与宇称守恒*

刘 耀 陽

提 要

本文指出通过测量 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ 过程中 Λ 的纵向极化, 可以检验在强相互作用中宇称是否守恒; 并且指出 Λ 的纵向极化系数只决定于一个常数因子 μ . 但实验上确定在这个衰变过程中时间反演是否不变要困难的多.

一、引 言

目前对于奇异粒子所参与的强相互作用, 宇称是否守恒的问题, 引起了很多人的注意. B. Г. Соловьев^[1] 首先在理论上指出这种可能性; 最近王淦昌等人^[2] 也在实验上证明确有这种可能性. 如果承认了这个事实, 我们便可以推测: 在其他奇异粒子所参与的过程中, 也可能表现出宇称不守恒, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ 就是一例. 第二节指出, 如果只是为了检验宇称是否守恒, 这个过程具有十分简单的性质, 这就是说, 我们不需要知道具体的强相互作用的形式, 也不需要进行十分困难的强相互作用的理论计算, 只要用最普遍的物理原理, 如相对论不变性等, 便能进行很好的研究. 只一个常数因子 μ 便能给出我们所需要的一切, 而不引入任何近似. 实验上为了检验宇称是否守恒, 可以作 Λ 纵向极化的实验, 也可以作极化 Σ^0 、 Λ 角分布的实验, 两者都只依赖于 μ 的实数部分, 而 Λ 的纵向极化可以由 Λ 衰变产生 π 介子的前后不对称性得到^[3]; 利用大的汽泡室, 这在原则上是可以进行测量的.

在第三节里我们还指出, 如果能够同时测量出 Σ^0 的极化、 Λ 的横向极化以及 γ 光子的线极化, 还能进一步验证 C , P , T 分别的不变性.

二、计算 Λ 的纵向极化系数

令 $u_\Sigma(p_\Sigma)$ 、 $u_\Lambda(p_\Lambda)$ 各代表 Σ^0 、 Λ 在动量空间的波函数, p_Σ 和 p_Λ 各代表 Σ^0 和 Λ 的动量四矢量, 令 e 和 k 各代表 γ 光子的极化矢量及动量四矢量, 则根据相对论不变性及规范不变性的要求, 衰变振幅可写成下列形式:

$$F = \langle \Lambda \gamma | S | \Sigma^0 \rangle = (2\pi)^4 \delta(p_\Sigma - p_\Lambda - k) \sqrt{\frac{m_\Sigma m_\Lambda}{4E_\Sigma E_\Lambda}} \frac{1}{\sqrt{2\omega}} M, \quad (1)$$

$$M = \bar{u}_\Lambda (\mu_1 \not{\epsilon} \hat{k} + \mu_2 \gamma_3 \not{\epsilon} \hat{k}) u_\Sigma, \quad (2)$$

其中 m_Σ 和 m_Λ 是 Σ^0 和 Λ 的质量, E_Σ , E_Λ , ω 各为 Σ^0 , Λ 及 γ 光子的能量, μ_1 , μ_2 是标量

* 1961年7月11日收到.

$(p_x + p_A)^2$, $(p_x + k)^2$ 和 $(p_A - k)^2$ 的函数. 在 Σ^0 静止的系统里, 根据动量和能量守恒, 我们可以得到一系列的代数关系如下:

$$(p_x + p_A)^2 = m_x^2 + 3m_A^2 + 2p_A k, \quad (3)$$

$$(p_x + k)^2 = m_x^2 + 2p_A k, \quad (4)$$

$$(p_A - k)^2 = m_A^2 - 2p_A k. \quad (5)$$

由(3)、(4)、(5)看到, 实际上独立的标量只有一个, 即 $p_A k$, 我们进一步证明 $p_A k$ 是常数:

$$-p_A k = E_A \omega + \mathbf{p}_A^2, \quad E_A^2 = m_A^2 + \mathbf{p}_A^2, \quad \omega^2 = \mathbf{p}_A^2$$

由此可得

$$E_A = (m_x^2 + m_A^2)/2m_x, \quad -p_A k = m_x^2 - m_A^2. \quad (6)$$

这样一来, 从(6)式看出, (3)、(4)、(5)三个标量是常数, 因而 μ_1 和 μ_2 也是常数.

下面我们将假定 $\mu_1 \neq 0$, 同时由于波函数乘以模为 1 的复数仍旧不变, 故以后我们让 μ_1 是实的, 并把它吸收到 F 的常因子中, 重新定义 M 为

$$M = \bar{u}_A(1 + \mu\gamma_5)\partial\hat{k}u_x, \quad (7)$$

$$\mu = \mu_2/\mu_1.$$

为了求到纵向极化, 我们需要计算 M 的绝对值平方. 取 $\mathbf{p}_A$ 沿着 z 的正方向, 两种光子自旋各为 $e_1 = (1, 0, 0, 0)$, $e_2 = (0, 1, 0, 0)$, 对 Σ^0 的自旋和这两种光子求和后, 得到

$$\sum_{\Sigma^0, \gamma \text{ 自旋}} |M|^2 = 2\omega^2 u_A^* \{ (1 + |\mu|^2)(1 + i\gamma_4\gamma_3) - 2 \operatorname{Re} \mu\gamma_5(1 + i\gamma_4\gamma_3) \} u_A$$

$$1 + i\gamma_4\gamma_3 = \begin{pmatrix} 1 & \sigma_3 \\ \sigma_3 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\gamma_5(1 + i\gamma_4\gamma_3) = -\begin{pmatrix} \sigma_3 & 1 \\ 1 & \sigma_3 \end{pmatrix},$$

其中 σ_3 是 Pauli 自旋算符的第三个分量, 再代入 Λ 的波函数:

$$u_A^\pm = \begin{pmatrix} \chi_A^\pm \\ a\sigma_3\chi_A^\pm \end{pmatrix}, \quad \chi_A^+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_A^- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad a = \frac{\omega}{E_A + m_A},$$

这里我们略去了归一化因子,

$$\sum_{\Sigma^0, \gamma \text{ 自旋}} |M|^2 = 2\omega(1 + a)^2 \{ (1 + |\mu|^2) - 2 \operatorname{Re} \mu\chi_A^* \sigma_3 \chi_A \} \quad (8)$$

但衰变几率正比于 $\sum_{\Sigma^0, \gamma \text{ 自旋}} |M|^2$, 故用 W^+ 代表沿正 $\mathbf{p}_A$ 方向极化 Λ 的几率, W^- 代表

沿负 $\mathbf{p}_A$ 方向极化 Λ 的几率, 由(8)式得到, Λ 的极化系数为

$$P = \frac{W^+ - W^-}{W^+ + W^-} = -\frac{2 \operatorname{Re} \mu}{1 + |\mu|^2}, \quad (9)$$

由(9)式可见, Λ 的纵向极化只决定于一个常数参量.

三、 C, P, T 不变性

上一节的讨论指出, 只要 μ_1, μ_2 均不等于零, 就标志着宇称守恒被破坏; 根据 CPT 定

1) 如果 $\mu_1 = 0$ (或 $\mu_2 = 0$), 为了确定宇称是否守恒, 必须用其他的方法定 Σ^0 和 Λ 的相对宇称.

理,我們知道, P 不变性破坏一定也会使得 T 不变性或 C 不变性或两者同时破坏. 但由(9)式看出, 当 μ 是純虛数时, 我們不能通过测量 Λ 的纵向极化来确定宇称是否守恒, 为此就要作另外的实验. 下面我們来証明, T 不变性維持的条件是 μ 为实数.

在時間反演下,

$$\langle \Lambda \gamma | S | \Sigma^0 \rangle \rightarrow \langle \Sigma^0 | S^* | \Lambda^T \gamma^T \rangle,$$

其中符标“ T ”表示粒子的动量和自旋反号

$$\begin{aligned} \langle \Sigma^{0T} | S^* | \Lambda^T \gamma^T \rangle &= \{ \langle \Lambda^T \gamma^T | S | \Sigma^{0T} \rangle \}^* = \\ &= (2\pi)^4 \delta(p_\Sigma - p_\Lambda - k) \sqrt{\frac{m_\Sigma m_\Lambda}{4E_\Sigma E_\Lambda}} \frac{1}{\sqrt{2\omega}} \bar{u}_\Lambda (1 + \mu^* \gamma_5) \cdot \hat{e}_\Lambda u_\Sigma. \end{aligned} \quad (10)$$

比較(1)和(10)可看出, 時間反演保持不变的时候, μ 必需是实数; 用类似的办法可証, C 不变性保持的时候 μ 为純虛数, 因而电荷共轭不变性使得沒有 Λ 的纵向极化存在.

因而产生两种情况: 一是的確纵向极化存在, 而电荷共轭不变性要求 μ 是純虛数, 那么电荷共轭不变性被破坏, 不过还不能确定時間反演不变性是否仍旧正确; 第二种情况是沒有纵向极化存在, 但这也不足以証明空間反演和時間反演的不变性. 总之, 这两种情况都要求进一步証实 μ 有沒有虛数部分.

現在我們来討論作什么样的实验能够确定時間反演的不变性. 首先所要测量的量必需是标量, 其次对于 P 和 T 都应当是奇宇称的, 正如下面計算里所显示的, 唯一这样的量是 $\sigma_\Lambda \cdot (p_\Lambda \times \sigma_\Sigma)$, 为了作到这一点, 我們不仅要测量 Σ^0 的极化, Λ 的横向极化以及 Λ 的动量 p_Λ 方向, 同时还必需测量出 γ 光子的綫极化来.

假定选择 Λ 的动量沿着 z 的正方向, 为了方便起见, 还假定 Σ^0 是静止和完全极化的, 并且根据轉动不变性, 让 Σ^0 的极化方向处在 xz 平面内, 与 z 轴成 θ 角, 这样 Σ^0 和 Λ 的波函数除去一个常数归一化因子以外, 分别为

$$u_\Sigma = \begin{pmatrix} \chi_\Sigma \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_\Sigma = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \quad (11)$$

$$u_\Lambda = \begin{pmatrix} \chi_\Lambda \\ a\sigma_3 \chi_\Lambda \end{pmatrix}. \quad (12)$$

如果我們测量 Λ 沿着 y 轴的横向极化, 則自旋沿着 y 正方向和沿着負方向相应的二維波函数为

$$\chi_\Lambda^+ = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad \chi_\Lambda^- = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}.$$

对于两种綫极化的光子來說, 我們选择一个沿着 x 轴的 $e_1 = (1, 0, 0, 0)$, 和一个沿着 y 轴的 $e_2 = (0, 1, 0, 0)$. 这几个向量之間的关系如图 1 所示.

令 M_1, M_2 各自对应于 e_1, e_2 的矩陣元, 将(11)、(12)、(13)代入(7)中, 通过簡單的运算, 再从 Dirac 表象变到 Pauli 表象后, 得到下列結果:

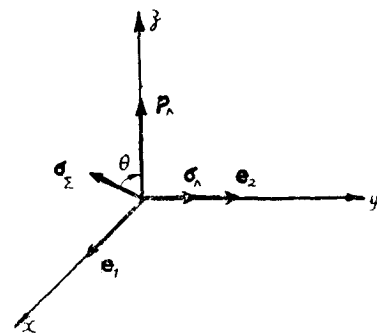


图 1

$$M_1 = \bar{u}_\Lambda(1 + \mu\gamma_5)\partial_1\hat{k}u_x = -i(1 + a)\chi_\Lambda^*(i\mu\sigma_1 - \sigma_2)\chi_x,$$

$$M_2 = -i(1 + a)\chi_\Lambda^*(\sigma_1 + i\mu\sigma_2)\chi_x.$$

我們再令 $M^\pm$ 代表 Λ 自旋沿着正 y 方向和負 y 方向的矩陣元, 可以証明:

$$|M_1^+|^2 = \omega^2(1 + a)^2(1 + |\mu|^2 - 2 \operatorname{Re} \mu \cos \theta - 2 \operatorname{Im} \mu \sin \theta), \quad (14)$$

$$|M_1^-|^2 = \omega^2(1 + a)^2(1 + |\mu|^2 - 2 \operatorname{Re} \mu \cos \theta + 2 \operatorname{Im} \mu \sin \theta), \quad (15)$$

$$|M_2^+|^2 = \omega^2(1 + a)^2(1 + |\mu|^2 - 2 \operatorname{Re} \mu \cos \theta + 2 \operatorname{Im} \mu \sin \theta), \quad (16)$$

$$|M_2^-|^2 = \omega^2(1 + a)^2(1 + |\mu|^2 - 2 \operatorname{Re} \mu \cos \theta - 2 \operatorname{Im} \mu \sin \theta). \quad (17)$$

由此, 我們可以定义下列两个物理量:

$$P_1 = \frac{|M_1^+|^2 - |M_1^-|^2}{|M_1^+|^2 + |M_1^-|^2} = -\frac{2 \operatorname{Im} \mu \sin \theta}{1 + |\mu|^2 - 2 \operatorname{Re} \mu \cos \theta}, \quad (18)$$

$$P_2 = \frac{|M_2^+|^2 - |M_2^-|^2}{|M_2^+|^2 + |M_2^-|^2} = \frac{2 \operatorname{Im} \mu \sin \theta}{1 + |\mu|^2 - 2 \operatorname{Re} \mu \cos \theta}. \quad (19)$$

P_1 的物理意义是与沿着 x 軸綫极化光子相应的 Λ 的横向极化系数, P_2 是与沿着 y 軸綫极化光子相应的 Λ 的横向极化系数.

由 (14)、(15)、(16)、(17) 式可以看出, 当我们不去测量 γ 光子的綫极化, 而测量圆极化或根本就不去测量其极化, 则我們就不会发现有横向极化存在. 由 (18)、(19) 还可以看出, 最大的横向极化发生在 Λ 的动量和 Σ^0 的自旋相互垂直的时候, 而平行时就没有横向极化, 这在物理上是很容易理解的.

附帶說一句, 我們也可以通过测量极化 Σ^0 放出 Λ 的角分部来檢驗宇称是否守恆, 將 (14)、(15)、(16)、(17) 相加, 我們就得到这样的角分布为 $1 + |\mu|^2 - 2 \operatorname{Re} \mu \cos \theta$.

四、討 論

由以上的計算, 可以得到以下的結論: 要檢驗 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ 的衰变宇称是否守恆, 若 T 不变性保持, 只要作 Λ 的纵向极化实验就够了. 其次, 若要进一步检查 T 的不变性, 那么就必需同时测量出 Σ^0 的极化、 Λ 的横向极化以及 γ 光子的綫极化, 这在实验上是比较困难的.

从实验上确定 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ 过程的性质, 对了解 Σ^0 产生过程的性质也是很有帮助的. 譬如說, Σ^0 的寿命非常之短 (約 10^{-19} 秒), 不太容易直接测量 Λ 的角分布来定 Σ^0 的纵向极化, 我們可以通过测量 Λ 的纵向极化, 来間接証明 Σ^0 有没有纵向极化. 如果 Λ 是纵向极化的, 那么我們就要弄清楚有多少是来自产生过程的, 有多少是来自衰变过程的. 就理論上看, 計算产生过程中 Σ^0 的纵向极化是比较复杂的, 也許研究 Σ^0 参与的各种过程中 Σ^0 到 Λ 的衰变还是最简单易行的.

最后作者对何祚庥同志的支持表示感謝.

参 考 文 献

- [1] Соловьев, В. Г. ДАН, СССР, **129** (1959), 68.
- [2] Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, В. И. Векслер, И. Врана, Дин Да-цао, В. Г. Иванов, Ким Хи Ин, Е. Н. Кладнишкая, А. А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А. В. Никитин, М. И. Соловьев, Т. Хофмоэль, Чен Лин-янь, ЖЭТФ. **39** (1960), 1854.
- [3] Lee, T. D. and Yang, C. N. Phys. Rev. **109** (1958), 1755.

THE PROCESS $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ AND THE PARITY CONSERVATION

LIU JO-YANG

ABSTRACT

In this paper, it is pointed out that by measuring the longitudinal polarization of Λ of the process $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$, one can determine the possibility of the parity nonconservation in this strong decay process; and the longitudinal polarization coefficient depends only on one constant μ . But it is more difficult experimentally to find whether the time inverse invariance is true.