

超 子 的 辐 射 衰 变*

内蒙古大学基本粒子理论组¹⁾

提 要

本文利用层子模型讨论了超子辐射衰变,指出除重子“极点”外,还需考虑介子中间态的贡献.在引入后一机理后,可以满意地解释目前 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 的实验结果.在本文中还对 $\Lambda \rightarrow n\gamma$ 作了理论预言.

一、引 言

研究超子的辐射衰变,能够使我们对于非轻子弱作用有进一步的理解.最近的实验工作^[1]确定了 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 过程的不对称参数($\alpha = -1.03 \pm 0.22$).前人曾有不少理论工作讨论过这个问题.在文献[2]中指出以前的工作没有一个能够和此实验相符,对此问题必须作进一步的理论讨论.最近的工作^[3]用目前比较流行的方法——色散关系结合着流代数——处理和讨论了这一问题,仍然和实验不符.

本文将从层子模型出发,从基本粒子具有结构的观点来处理这一问题.我们在引入了新的衰变机构后,能够比较满意地解释 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 的大的不对称系数,而且避免一些工作^[4,10]中引入的较多的参数,同时对 $\Lambda \rightarrow n\gamma$ 作出了理论预言.

二、层子模型的理论计算

超子的辐射衰变是通过一阶电磁作用,一阶弱作用来完成的.据层子模型理论,有下述三种可能,分别用图 1(a), (b), (c) 表示.

图 1 中“○”表示四层子弱作用,“●”表示电磁作用.图 1(a) 和 (b) 即前人所考虑的

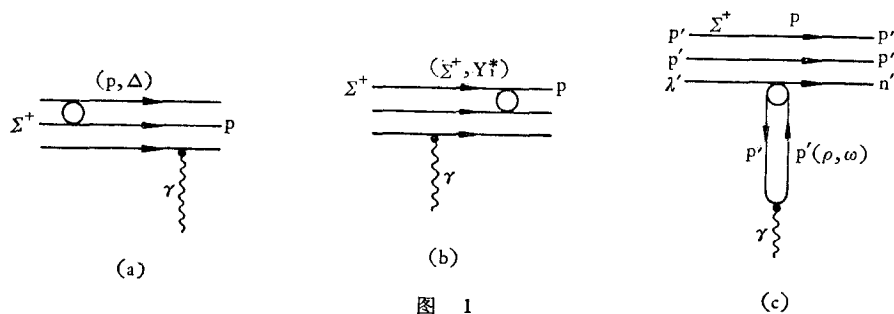


图 1

* 1974 年 4 月 5 日收到.

1) 本文作者之一陆谈在南京工作.

极点图, 本文将从结构的观点确定其中出现的参数. 由于转换磁矩 $\langle p | \mu | \Delta \rangle$ 和 $\langle \Sigma^+ | \mu | Y_1^* \rangle$ 与质子的磁矩具有相同的数量级, 原则上不应把这些中间态忽略, 故将十重态如 (Δ, Y_1^*) 也包括在中间态中. 图 1(c) 是本文考虑的新机构, 前人未曾加以计算过. 它表示超子的辐射衰变通过矢量介子中间态加以实现. 我们对弱作用采取荷电流 \times 荷电流的观点(参看文献[5]), 故矢量介子中间态中没有 Φ 介子的贡献. 上述十重态重子和矢介子中间态的贡献在前人工作中曾有所提及^[3], 但未作任何计算. 文献[3]中曾说: “希望它们的贡献是不重要的.” 根据层子模型理论, 能够对这种机构给予明确的计算和处理. 本文将指明, 图 1(c) 的机构将对超子辐射衰变振幅, 特别是宇称破坏振幅有重要贡献, 忽略它是不正确的. 考虑到上述机构将能比较满意地解释 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 中的大的不对称参数.

根据不变性的考虑, 超子辐射衰变的矩阵元应为以下形式:

$$M_{fi} = \bar{U}_N(P)(A + B\gamma_5)\sigma_{\mu\nu}K_\nu U_Y(q)e_\mu^{(\gamma)}/\sqrt{2\omega}. \quad (1)$$

式中 P, q, K 分别为核子, 超子和光子的四维动量, $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2i}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$. 以下我们将把八重态重子贡献记为 $A^{(0)}, B^{(0)}$, 把十重态重子贡献记为 $A^{(d)}, B^{(d)}$, 矢介子贡献记为 $A^{(v)}, B^{(v)}$, 并以下标 Σ, Λ 分别表示 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 和 $\Lambda \rightarrow n\gamma$ 过程.

$$A = A^{(0)} + A^{(d)} + A^{(v)}, \quad B = B^{(0)} + B^{(d)} + B^{(v)}. \quad (2)$$

首先考虑重子八重态的贡献, 令 $\Sigma^+ \rightarrow p$ 的极点常数为 $a_\Sigma G$ (宇称守恒振幅)及 $b_\Sigma G$ (宇称破坏振幅), $\Lambda \rightarrow n$ 的极点常数为 $a_\Lambda G$ (宇称守恒振幅)及 $b_\Lambda G$ (宇称破坏振幅), 则不难得到

$$\begin{aligned} A_\Sigma^{(0)} &= eG \frac{a_\Sigma}{M_\Sigma - M_p} \left(\frac{\mu_\Sigma}{2M_\Sigma} - \frac{\mu_p}{2M_p} \right), \\ B_\Sigma^{(0)} &= eG \frac{b_\Sigma}{M_\Sigma + M_p} \left(\frac{\mu_\Sigma}{2M_\Sigma} + \frac{\mu_p}{2M_p} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} A_\Lambda^{(0)} &= eG \frac{a_\Lambda}{M_\Lambda - M_n} \left(\frac{\mu_\Lambda}{2M_\Lambda} - \frac{\mu_n}{2M_n} \right) - \frac{eG}{\sqrt{2}} \frac{a_\Sigma}{M_\Sigma - M_n} \frac{\mu_{\Lambda\Sigma}}{M_\Lambda + M_\Sigma}, \\ B_\Lambda^{(0)} &= eG \frac{b_\Lambda}{M_\Lambda + M_n} \left(\frac{\mu_\Lambda}{2M_\Lambda} + \frac{\mu_n}{2M_n} \right) - \frac{eG}{\sqrt{2}} \frac{b_\Sigma}{M_\Sigma - M_n} \frac{\mu_{\Lambda\Sigma}}{M_\Lambda + M_\Sigma}. \end{aligned} \quad (4)$$

式中 μ 为相应粒子的反常磁矩或转换磁矩. 极点常数可根据层子模型理论处理超子的非轻子衰变^[5]加以确定

$$a_\Sigma = \frac{12}{\sqrt{2}} \phi^2, \quad a_\Lambda = 2\sqrt{3} \phi^2, \quad (5)$$

$$\phi^2 = 1.2 \times 10^6 [\text{MeV}]^3. \quad (5)$$

$$b_\Sigma = b_\Lambda = 0. \quad (6)$$

其次考虑重子十重态的贡献. 利用十重态是全对称态和 $V-A$ 型四层子弱作用在费尔茨变换下的反对称性质, 易得到 $\Sigma \rightarrow \Delta, Y_1^* \rightarrow p$ 等极点常数为零, 故

$$A^{(d)} = B^{(d)} = 0. \quad (7)$$

最后我们计算图 1(c) 的贡献, 在其中有二个顶点, 一个是弱顶点, 一个是电磁顶点. 对于 $V \rightarrow \gamma$ 顶角我们可有

$$H_{EM}^{(eff)} = -2ie\beta_V \sqrt{m_V} \phi(0) A_\mu(x) V_\mu(x),$$

其中

$$\begin{aligned}\beta_\rho &= \frac{1}{\sqrt{2}}, \\ \beta_\omega &= \frac{1}{3\sqrt{2}}.\end{aligned}\quad (8)$$

而 $\phi(0)$ 为矢介子波函数零点值, 此式和文献[6]是一致的.

对于弱顶角的计算, 也是要给出有效哈密顿量. 由层子的弱作用哈密顿量

$$H_W = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{n}' \gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) p') (\bar{p}' \gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) l') \quad (9)$$

出发, 利用和文献[5]相同的方法便可求得. 为了计算方便, 引用超子静止的参考系, 其中

$$M_{ii} = \bar{U}_N(P) \{ (M_Y + M_N) A + (M_Y - M_N) B \gamma_5 \} \delta U_Y(q) / \sqrt{2\omega}, \quad (10)$$

YNV 弱顶点等效作用为

$$H_W^{\text{eff}} = \frac{G}{\sqrt{2}} \phi(0) J \bar{\psi}_N (\alpha_Y + \beta_Y \gamma_5) \gamma_\mu \psi_Y V_\mu, \quad (11)$$

其中 J 为一代表结构效应的参数, 在辐射衰变过程中, 动量传输不大, 可取 $J \sim 1$, 并且

$$\begin{aligned}\alpha_\Sigma &= -\frac{1}{3} \sqrt{\frac{m_V}{2}} (1 + \lambda^2), \\ \alpha_\Lambda &= \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{m_V} (1 + \lambda^2), \\ \beta_\Sigma &= \frac{2}{3\sqrt{2}} \sqrt{m_V} \lambda, \\ \beta_\Lambda &= -\sqrt{3m_V} \lambda.\end{aligned}\quad (12)$$

其中 λ 为轴矢流重正化因子. 利用(8)式, (10)式和(11)式直接求得矢介子中间态对超子辐射衰变贡献为

$$\begin{aligned}A_\Sigma^{(V)} &= -\frac{eG}{\sqrt{2}} \frac{4}{9} \phi^2(0) (1 + \lambda^2) / m_V (M_\Sigma + M_p), \\ B_\Sigma^{(V)} &= \frac{eG}{\sqrt{2}} \frac{8}{9} \phi^2(0) \lambda / m_V (M_\Sigma - M_p), \\ A_\Lambda^{(V)} &= \frac{2eG}{\sqrt{3}} \phi^2(0) (1 + \lambda^2) / m_V (M_\Lambda + M_p), \\ B_\Lambda^{(V)} &= -\frac{4eG}{\sqrt{3}} \phi^2(0) \lambda / m_V (M_\Lambda - M_p).\end{aligned}\quad (13)$$

上式计算中我们忽略了矢介子 ρ, ω 的质量差. 矢介子波函数零点值的确定可利用

$$W(V \rightarrow e^+ e^-) = \frac{1}{3\pi} e^2 \beta_V^2 \phi^2(0) \left(1 + \frac{\mu_V}{2m_p} m_V \right)^2 / m_V^2. \quad (14)$$

此式见文献[7], 实验上有以下结果^[8]:

$$\begin{aligned}W(\omega \rightarrow e^+ e^-) &= 7.5 \times 10^{-4} \text{MeV}, \\ W(\rho \rightarrow e^+ e^-) &= 7.5 \times 10^{-3} \text{MeV},\end{aligned}$$

代入(14)式, 得

$$\phi^2(0) = 3.2 \times 10^6 [\text{MeV}]^3.$$

此处定出的矢介子波函数零点值 $\phi^2(0)$ 和在非轻子衰变中定出赝标介子的 $\phi^2(0)$ 不同, $\phi^2(0)$ 可能依赖于介子质量, 这是一个还没有完全解决的问题^[11,12], 本文不准备讨论这个问题.

由以上讨论, 可以得知宇称守恒振幅主要由图 1 (a) 和 (b) 的机构得到, 而宇称破坏振幅主要由图 1 (c) 机构得到. 衰变几率 \bar{W} 以及不对称参数 α 可由下式求得:

$$\begin{aligned} \bar{W} &= \frac{1}{8\pi} \left(\frac{M_Y^2 - M_N^2}{M_Y} \right)^3 (|A|^2 + |B|^2), \\ \alpha &= \frac{2\text{Re}A^*B}{|A|^2 + |B|^2}. \end{aligned} \quad (15)$$

磁矩数值引用文献[3]的结果:

$$\begin{aligned} \frac{\mu_\Sigma}{2M_\Sigma} &= (1.57 \pm 0.52) \frac{1}{2M_p}, \\ \frac{\mu_\Lambda}{2M_\Lambda} &= (-0.73 \pm 0.16) \frac{1}{2M_p}, \\ \frac{\mu_{\Lambda\Sigma}}{M_\Lambda + M_\Sigma} &= (1.5 \pm 0.35) \frac{1}{2M_p}. \end{aligned} \quad (16)$$

关于轴矢流重正化因子 λ , 由于 PCAC, 故可认为 λ 在 1 邻近[轴矢流重正化因子一般说依赖于动量传输, 故相应图 1 (c) 矩阵元中的 λ 值和图 1 (a) 和 (b) 中的 λ 值可以不同].

下表具体给出 $\lambda = 1$, $\lambda = 1.3$, $\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}}$ 三种可能选择下的数值计算结果.

表 1

	$\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$			$\Lambda \rightarrow n + \gamma$		
	$\lambda = 1$	$\lambda = 1.3$	$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$\lambda = 1$	$\lambda = 1.3$	$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}}$
α	-0.87	-0.78	-0.97	0.1	0.05	0.2
$\bar{W}(\text{秒}^{-1})$	1×10^7	1.6×10^7	0.6×10^7	7×10^7	12×10^7	4×10^7

由于磁矩实验结果误差较大, 故 α 及 \bar{W} 是有相当大的变化范围. 但 (16) 式给出的实验平均值接近 SU_3 理论值, 故我们采用此平均值, 可得到比较确定的结论, 结果如表 1.

三、结果讨论

在我们的计算中, 由于层子模型是有 SU_3 对称性的, 而且我们没有考虑对称性的破坏, 很自然的得到前人的结果, 重子八重态只能对宇称守恒振幅有贡献, 而十重态完全没有贡献^[5,9,10]. 因此, 辐射衰变有大的不对称参数是由于考虑了矢介子中间态的贡献. 我们这个结果和“矢量介子为主”的假设是一致的.

最后, 关于 Λ 超子辐射衰变, 我们看到在文献[4]中预言为 $\alpha = 0.3$, 文献[10]中为

$\alpha = -1.0$, 而我们预言为 $\alpha = 0.1$ 左右. 因此如果有 Λ 超子辐射衰变的较精确的实验结果, 将使整个理论认识提高一步, 并有助于检验各种不同的理论观点.

参 考 文 献

- [1] L. K. Gershwin, M. Alston-Garnjast, R. O. Bangerter, A. Barbaro-Galatierei, T. S. Mast, F. T. Solmitz, R. D. Tripp, *Phys. Rev.*, **188** (1969), 2077.
- [2] L. R. Ram Mohan, *Phys. Rev.*, **D3** (1971), 785.
- [3] G. Farrar, *Phys. Rev.*, **D4** (1971), 212.
- [4] Y. Ernesto Nagai, *Phys. Rev.*, **D5** (1972), 61; *Phys. Rev.*, **D5** (1972), 66.
- [5] 罗辽复、陆焱, 物理学报(即将发表).
- [6] 原子能, 第3期(1966), 168.
- [7] 原子能, 第3期(1966), 171.
- [8] Alan Rittenberg *et al.*, *Rev. Mod. Phys.*, **43**, No. 2 (1971).
- [9] Y. Hara, *Phys. Rev. Lett.*, **12** (1964), 155.
- [10] M. D. Scadron and L. R. Thebaud, *Phys. Rev.*, **D8** (1973), 2190; *Phys. Rev.*, **D8** (1973), 2329.
- [11] Van Royen, V. F. Weisskopf, *Nuovo Cimento*, **50** (1967), 617.
- [12] Llewellyn Smith, *Phys. Lett.*, **28B** (1968), 335.