第21卷 第1期 物理学报 Vol. 21, No. 1
1965年1月 ACTA PHYSICA SINICA January, 1965

研究簡报

輕子与非輕子弱相互作用的唯象描述*

宋行長
(北京大学物理系)

弱相互作用的重要特性之一是奇异粒子的非輕子衰变与 π 介子的輕子衰变有着統一的強度[1]. 另外,大家知道,輕子耦合还有两个特点与普适 V-A 費米作用理論(以下簡称 UFI)[2]有偏离. 第一,β 衰变的矢量耦合常数 G_V,沒有重正化效应,因而与 μ 衰变的耦合常数 G_μ 相等;而軸矢耦合常数 G_A 則有一小的重正化效应,$G_A = -1.25G_V$. 第二,奇异粒子的輕子衰变几率比 UFI 所預言的小一个数量級,因而异数改变流的耦合強度約为异数守恆流強度的 1/4. 在通常的流-流耦合模型或者流-中間玻色子耦合模型中,上述三个特性不能相互协調. 例如,在李政道的中間玻色子理論中[3],由輕子衰变确定各种流的耦合強度以后,奇异粒子非輕子衰变几率将比实驗小一个数量級[4]. 为了克服这一矛盾,一般需要引入多一倍的中間玻色子1).

本文的出发点是輕子弱作用的前述两个特点可能是相互关联的,即存在着两类中間玻色子,第一类传递无重正化的异数守恆作用(純 V-A),第二类传递异数守恆軸矢作用的剩余部分($-0.25A$)和异数改变輕子作用. 适当选择这两种作用的形式和強度,可以使异数不变輕子作用,奇异粒子的輕子衰变和非輕子衰变三者的数量級都符合于实驗.

在具体討論时,我們应用双重态近似[5],把八个重子分为四对双重旋(I)旋量($I=1/2$):

$$N_1 = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix};\quad N_2 = \begin{pmatrix} \Sigma^+ \\ Y^0 \end{pmatrix};\quad N_3 = \begin{pmatrix} Z^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix};\quad N_4 = \begin{pmatrix} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{pmatrix}, \tag{1}$$

其中 $Y^0 = (\Lambda - \Sigma^0)/\sqrt{2}$, $Z^0 = (\Lambda + \Sigma^0)/\sqrt{2}$. 异数守恆流为

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{i=1}^{4} \bar{N}_i \boldsymbol{\tau} N_i, \tag{2}$$

具有性质 $I=1$, $K=0$, $S=0$. 异数破坏流有两种,s 与 $\mathbf{t}$, s 是 $I=0$, $K=1/2$, $S=-1$ 的流

$$s = \begin{pmatrix} s^- \\ s^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{N}_3 N_1 + \bar{N}_4 N_2 \\ \bar{N}_2 N_1 - \bar{N}_4 N_3 \end{pmatrix}. \tag{3}$$

$\mathbf{t} = \mathbf{t}^{(+)} + \mathbf{t}^{(-)}$ 是 $I=1$, $K=1/2$, $S=\pm 1$ 的流,

$$\mathbf{t}^{(+)} = \mathbf{t}_{12} - \mathbf{t}_{34},\quad \mathbf{t}^{(-)} = \mathbf{t}_{21} - \mathbf{t}_{43},$$

---

* 1964年8月21日收到.

1) 例如 Machida[6] 在允许 $\Delta S = -\Delta Q$ 过程时,引入了12个中间玻色子[6]. 但为了压低奇异粒子的轻子衰变几率,他假定了异数改变流都是纯矢量流,这与最近的实验结果矛盾[6]. 我们曾引用八个中间玻色子来改进李政道理论,其中 $\Delta S = -\Delta Q$ 的过程也是允许的.

$$\mathbf{t}_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{N}_i \boldsymbol{\tau} N_j. \tag{4}$$

下面我們将认为 s 是軸矢流，而 $\mathbf{t}$ 是矢量流．（为的是压低 $\Delta S = -\Delta Q$ 的輕子过程．）

暂且假定存在着 12 个中間玻色子，$A^+A^0A^-$，$B^+B^0B^-$ 及它們的反粒子．A 仅耦合于 $(V-A)$ 型的异数不变流[5]

$$H(j, A) = g(\mathbf{j}^V - \mathbf{j}^A) \cdot \mathbf{A} + \text{h.c.}, \tag{5}$$

而 B 則耦合于 $\mathbf{j}^A$ 及异数改变流[5]

$$H(j, B) = -g\mathbf{j}^A \cdot \mathbf{B} + \text{h.c.}, \tag{6}$$

$$H(s, B) = g_s\left[s^+B^+ - \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{s}^0 B^0\right] + \text{h.c.}, \tag{7}$$

$$H(t, B) = g_t[\mathbf{t}^{(+)} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{t}^{(-)} \cdot \bar{\mathbf{B}}]. \tag{8}$$

对于輕子部分，假定耦合形式为

$$H(l, AB) = g_l \bar{l}\left(A^- + \overline{A^+} + \frac{1}{4}B^- + \frac{1}{4}\overline{B^+}\right) + \text{h.c.}, \tag{9}$$

其中

$$\bar{l}_\mu = \bar{e}\gamma_\mu(1+\gamma_5)\nu + \bar{\mu}\gamma_\mu(1+\gamma_5)\lambda, \tag{10}$$

ν 是电子中微子，而 λ 是 μ 中微子．(9)式中 B 前的 1/4 是为了保証在中間玻色子質量相等 $(m_A = m_B = m)$ 的情况下得出 $G_A = -1.25G_V$．容易見到，在忽略 AB 的动量时，

$$\frac{G_V}{\sqrt{2}} = \frac{2gg_l}{m^2}, \quad \frac{G_\mu}{\sqrt{2}} = \frac{17}{16}\frac{2g_l^2}{m^2}. \tag{11}$$

$g_l = g$ 的情况給出 $G_V = \frac{16}{17}G_\mu$（$G_V = G_\mu$，要求 $g/g_l = 17/16$）．而奇异粒子輕子衰变的有效耦合強度为

$$\frac{G_s}{\sqrt{2}} = \frac{1}{4}\frac{g_s g_l}{m^2}, \quad \frac{G_t}{\sqrt{2}} = \frac{1}{4}\frac{g_t g_l}{m^2}. \tag{12}$$

为了使奇异粒子輕子衰变几率的数量級与实驗一致，应取 $g_s \approx g_t \approx 2g$．这时非輕子衰变的強度

$$\frac{G'}{\sqrt{2}} = \frac{g_s g}{m^2} \approx \frac{G_V}{\sqrt{2}}, \tag{13}$$

这样得到的非輕子衰变几率，其数量級与实驗一致[1]．

我們的結果綜述如下：

1. 非輕子衰变．i) $\Delta S = 1$，$|\Delta T| = 1/2$ 規則成立($|\Delta I| = 0, 1$)；ii) 衰变几率的数量級符合于实驗[1,4]1)；iii) 給出正确的不对称参数值[5] $\alpha_+ \approx \alpha_- \approx 0$, $\alpha_0 \approx \alpha_\Xi \approx -\alpha_\Lambda \approx 1$；反应 $\Sigma^+ \to n\pi^+$ 通过 S 波进行．

2. 輕子衰变．i) $G_V \lesssim G_\mu$；ii) $G_A = -1.25G_V$；iii) 沒有 $\Delta S = 2$ 的过程；iv) $\Delta S = \pm\Delta Q$ 的过程都允許，且 $\frac{W(\Sigma^+ \to n + e^+ + \nu)}{W(\Sigma^- \to n + e^- + \tilde{\nu})} \approx 1/3$；v) 輕子衰变的几率比 UFI 小一个数量級．以 R 表本文預言值与 UFI 預言值之比，对过程 $\Sigma^- \to n + e^- + \tilde{\nu}$（純 A 作用），

1) 在估计非轻子衰变几率时，我们把 j^A 流换成 $\partial_\mu \pi$，其耦合強度由 g 通过 Goldberger-Treiman 关系确定．

则 $R_\Sigma \approx \frac{3}{64}$. 而 $\Lambda \to p + e^- + \tilde{\nu}$ 则通过 $V + A$ 作用进行(由此給出的 $|G_V/G_A|$ 值与最近的实驗[6]相协調), $R_\Lambda \approx \frac{1}{32}$.

我們指出,实际需用的中間玻色子只是八个. A^0 与 $\overline{A^0}$ 事实上不起作用,而 A^- 可以与 $\overline{A^+}$ 等同. 在(5)—(9)式中作替换 $A^- + \overline{A^+} \to \sqrt{2}\,A^-$,所有結果都保持不变.

如果 $\Delta S = -\Delta Q$ 的輕子过程是禁戒的,則我們可以假定 s 流是矢量流而 t 流是軸矢流,并禁戒 B^- 与輕子的耦合. 这样,我們把(5)—(9)式改作

$$H(j, A) = g(\mathbf{j}^V - \mathbf{j}^A) \cdot \mathbf{A}, \tag{5'}$$

$$H(j, B) = -gb\mathbf{j}^A \cdot \mathbf{B} + \text{h.c.}, \tag{6'}$$

$$H(s, B) = ga\left(s^+B^+ - \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{s}^0B^0\right) + \text{h.c.}, \tag{7'}$$

$$H(t, B) = ga(\mathbf{t}^{(+)} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{t}^{(-)} \cdot \overline{\mathbf{B}}), \tag{8'}$$

$$H(l, AB) = g_l \bar{l}(A^- + c\overline{B^+}) + \text{h.c.}. \tag{9'}$$

上面我們已令 $\overline{\mathbf{A}} = \mathbf{A}$, 因而只用了九个中間玻色子. 容易得到:

$$a = b = 1, \quad c = \frac{1}{4}\text{时}, \quad R_\Lambda = \frac{1}{32}, \quad R_\Sigma = \frac{1}{64}, \tag{14}$$

$$a = \frac{1.6}{\sqrt{2}}, \; b = \frac{5}{4\sqrt{2}}, \quad c = \frac{\sqrt{2}}{5}\text{时}, \; R_\Lambda = \frac{1}{20}, \quad R_\Sigma = \frac{1}{40}. \tag{15}$$

这样,輕子衰变的几率与实験符合得更好[7],而非輕子衰变的結果基本上沒有改变(仅 $\Sigma^+ \to n\pi^+$ 改为 P 波). (14)式所給的情況特别使人感兴趣,因为它的形式最簡单.

作者对胡宁教授的支持与帮助及关洪、楊国楨同志的有益討論致謝.

参 考 文 献

[1] Bludman, S. A., *Phys. Rev.*, **115** (1959), 468.
[2] Feynman, R. and Gell-Mann, M., *Phys. Rev.*, **109** (1958), 193.
[3] Lee, T. D. (李政道), *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 319.
[4] 杨国桢、关洪,中国科学, **8** (1964), 519.
[5] Pais, A., *Nuov. Cim.*, **18** (1960), 1003; *Phys. Rev.*, **122** (1961), 317; Rosen, S. P., *Phys. Rev. Letters* **9** (1962), 186; Machida, S., *Prog. Theor. Phys.*, **29** (1963), 744.
[6] Baglin, C., et al., *Phys. Letters*, **6** (1963), 186.
[7] Crawford, F. S., Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys. (CERN., Geneva, 1962), p. 827; Cabibbo, N., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 531; Rousset, A., Intern. Conf. on Fundamental Aspects of Weak Interactions, Brookhaven, September, 1963 (Published in April, 1964), p. 355.