

TC 理论中矢量介子衰变研究*

岳崇兴^{a,b} 鲁公儒^{a,b}

a(河南师范大学物理系, 新乡 453002)

b(河南省基础应用科学研究所, 郑州 450052)

摘 要

由 TC 理论的有效拉氏量, 给出了矢量介子与标量介子相互作用顶角, 讨论了中性矢量介子各种可能的衰变, 并且具体计算了衰变因子 A .

一、引 言

弱电统一模型非常成功, 它预言的具有特色的中性流和 W^\pm, Z^0 粒子相继被证实与发现. 不仅如此, 最近 LEP 的实验结果使弱电统一模型得到了进一步精确的验证. 但是作为弱电统一理论中一大支柱的真空自发破缺机制及其预言的 Higgs 粒子一直是困惑该理论的一个重大问题.

为了解决这个问题所做的各种尝试之中, 比较有兴趣的是所谓人工色 (Technicolor) 理论^[1], 它是一种类 QCD 理论. 通常认为这种新的作用 (Technicolor) 是比色作用更强的定域规范作用, 用 $SU(N_{TC})$ 表示, 其禁闭能标在 TeV 量级.

自从 TC 理论提出之后, 人们就探讨 TC 理论的实验检验问题. LEP 的精确测量结果公布以后, 人们又讨论 TC 理论对弱电参数的影响, 并以此来验证 TC 理论. 这方面的工作是个很有趣的课题^[2].

其次, 讨论 TC 理论对实验的直接影响也是一个重要方面. TC 理论包含大量的介子、矢量介子. 这些粒子的共振态对某些粒子的产生截面有一定的影响. 若实验发现这些迹象, 将直接证实 TC 理论的正确性.

本文从 TC 理论的低能有效拉氏量^[3]出发, 导出了矢量介子二体衰变的一般公式, 给出矢量介子与标量介子相互作用顶角的一般形式. 我们详细讨论了中性矢量介子的各种可能衰变道, 计算了各道的衰变因子和每类中性矢量介子的衰变宽度. 在取 $N_c=4$ 的特殊情况下, 本文结果自然得到了文献^[4]的结果.

二、基本公式

用 QCD 中导出有效拉氏量的类似方法可得到含有矢量介子、规范玻色子 (W^\pm, Z, γ)

* 河南省教委和河南省科委自然科学基金资助.

本文 1992 年 5 月 16 日收到.

的 TC 理论的有效拉氏量^[3].

$$\mathcal{L} = \frac{F^2}{4}(DU)^+(DU) - \frac{1}{2}(F^V F^V + F^A F^A) + m_v^2[(V - v)^2 + (A - \mathcal{A})^2]. \quad (1)$$

$$U = \exp\left[\frac{2i\phi}{F}\right], D_\mu = \partial_\mu - ig[V_\mu, \cdot] + ig\{A_\mu, \cdot\},$$

$$F_\mu^V = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu + ig[V_\mu, V_\nu] + ig[A_\mu, A_\nu],$$

$$F_\mu^A = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + ig[A_\mu, V_\nu] + ig[V_\mu, A_\nu].$$

F 是 TC 标量介子的衰变常数, ϕ 是哥尔斯通玻色子的 $N_f \times N_f$ 矩阵, V, A 是矢量、轴矢量介子的 $N_f \times N_f$ 矩阵, v, \mathcal{A} 为标准模型中的规范矢量、轴矢量流, 给出规范玻色子. g 为标量介子的强耦合常数.

对于基本的 TC 模型, 它有 N_f 个右旋费米子单态, 有 $N_d = N_f/2$ 个左旋费米子二重态, 那么味对称性生成元可写成:

$$\begin{aligned} t^o &= (I_2 \times I_{N_d})/2 \sqrt{N_d}, \\ \Sigma^i &= (\sigma_i \times I_{N_d})/2 \sqrt{N_d}, \quad i = 1, 2, 3 \\ \Lambda_a &= (I_2 \times \lambda_a)/2 \sqrt{2}, \quad a = 1, \dots, N_d^2 - 1 \\ \Omega_a &= (\sigma_i \times \lambda_a)/2 \sqrt{2}. \end{aligned} \quad (2)$$

σ_i 为 $SU(2)$ 同位旋生成元, λ_a 是 $SU(N_d)$ 生成元, 显然, Σ^i 对应色单态同位旋三态标量介子, Λ_a 为应于色三态、八重态, 同位旋单态的标量介子, Ω_a 对应于色三态、八重态同位旋三态的标量介子, 因此, 矢量介子 V 、标量介子 ϕ 可写成:

$$\phi = P^o \bar{\Lambda} + P_a \Lambda'_a + P'_a \Omega'_a + P^i \Sigma^i. \quad (3a)$$

$$V = \omega \bar{\Lambda} + \omega_a \Lambda'_a + \rho'_a \Omega'_a + \rho^i \Sigma^i. \quad (3b)$$

其中 $\bar{\Lambda} = \Lambda_{N_d^2-1}$, 本文仅考虑矢量介子的衰变, 所以 ϕ, V 的分量中没有写出 t^o 项, 味对称性生成元的非零对易子为:

$$\begin{aligned} [\lambda_a, \lambda_b] &= 2if_{abc}\lambda_c, \quad [\Sigma^i, \Sigma^j] = \frac{i}{\sqrt{N_d}}\epsilon_{ijk}\Sigma^k, \\ [\Sigma^i, \Omega'_a] &= \frac{i}{\sqrt{N_d}}\epsilon_{ijk}\Omega'_a, \quad [\Lambda_a, \Lambda_b] = \frac{i}{\sqrt{2}}f_{abc}\Lambda_c, \\ [\Lambda_a, \Omega'_b] &= \frac{i}{\sqrt{2}}f_{abc}\Omega'_c, \\ [\Omega'_a, \Omega'_b] &= \frac{i}{\sqrt{2}}\delta_{ij}f_{abc}\Lambda_c + \frac{i}{\sqrt{N_d}}\epsilon_{ijk}\delta_{ab}\Sigma^k + \frac{i}{\sqrt{2}}\epsilon_{ijk}d_{abc}\Omega'_c. \end{aligned} \quad (4)$$

从拉氏量(1)及 ϕ, V 的形式(3)可以看出矢量介子与标量介子的作用主要在 $\mathcal{L}_0 = \frac{F^2}{4}(DU)^+(DU)$ 中.

$$\mathcal{L}_0 = \frac{F^2}{4}\{[\partial_\mu - ig[V_\mu, \cdot] + ig\{A_\mu, \cdot\}]U\}^+ \{[\partial_\mu - ig[V_\mu, \cdot]$$

$$\begin{aligned}
& + ig\{A_\mu, \}U\}, \\
\therefore \mathcal{L}_{V\phi\phi} &= 2ig\text{Tr}V[\partial\phi, \phi] \\
&= 2ig\text{Tr}(\omega\bar{A} + \rho_i\Sigma_i + \omega_a A'_a + \rho'_a\Omega'_a) \\
&\quad [\partial(P^0\bar{A} + P_j\Sigma_j + P_b A'_b + P'_b\Omega'_b), \\
&\quad (P^0\bar{A} + P_k\Sigma_k + P_c A'_c + P'_c\Omega'_c)]. \quad (5)
\end{aligned}$$

显然 $V_a(k_0) \rightarrow \phi^b(k_1)\phi^c(K_2)$ 的振幅为

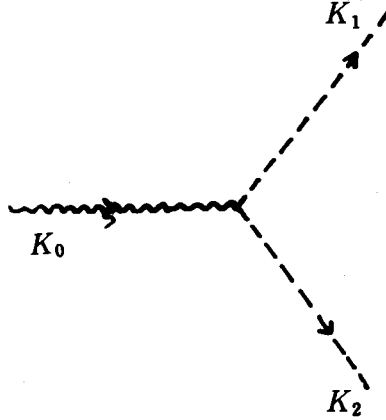
$$M = ig2\text{Tr}\{x_a[x_b, x_c]\}(k_1 - k_2) \cdot \epsilon_v \quad (6)$$

k_1, k_2 为介子动量, k_0, ϵ_v 为矢量介子动量和极化矢量, 矢量介子树图两体衰变宽度为:

$$\Gamma(V \rightarrow \phi\phi) = \frac{g^2}{6\pi} A^2 \frac{k^3}{m_V^2} \quad (7)$$

$$A = 2\text{Tr}\{x_a[x_b, x_c]\}$$

视为衰变因子, k 是矢量介子静止系中标量介子的动量.



$$\begin{aligned}
k &= \frac{[m_V^2 - (m_b + m_c)^2]^{1/2} [m_V^2 - (m_b - m_c)^2]^{1/2}}{2m_V} \\
&\approx \frac{(m_V^2 - 4m_\phi^2)^{1/2}}{2}
\end{aligned}$$

$$\therefore \Gamma(V \rightarrow \phi\phi) = \frac{g^2}{48\pi} A^2 \frac{(m_V^2 - 4m_\phi^2)^{3/2}}{m_V^2} \quad (8)$$

三、矢量介子的衰变

类 QCD 的 TC 模型, 其规范群为 $SU(N_T)$, 味对称性为 $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R \times U(1)_V$, 由于费米子凝聚, 味对称性破缺为 $SU(N_f)_V \times U(1)_V$ 产生 $N_f^2 - 1$ 个自旋为零的标量介子, 伴随有 $N_f^2 - 1$ 个自旋为 1 的矢量介子. 对于 Farhi-Susskind (FS) 模型^[1], $N_f = 8, N_T = 4$, 有 63 个标量介子, 其中三个产生了 W^\pm, Z 的质量, 剩余 60 个称为赝标哥尔斯通玻色子. 在这 60 个标量介子中, 有 32 个为色八重态的, 用 P^0_8, P'^0_8, P^\pm_8 表示, P^0_8, P'^0_8 分别表示中性同位旋三态和同位旋单态的标量介子, P^\pm_8 表示荷电的同位旋三态的标量介子, 其质量为^[4]

$$m_{P_8} = 240 \left[\frac{4}{N_T} \right]^{1/2} \text{GeV} \quad (9)$$

色三重态粒子有 24 个, 用 P^0_3, P'^0_3, P^\pm_3 表示, 反粒子为 $\bar{P}^0_3, \bar{P}'^0_3, \bar{P}^\pm_3$. P^0_3, P'^0_3 分别为中性同位旋三态和同位旋单态的标量介子, P^\pm_3 是荷电的同位旋三态介子, 质量为

$$m_{P_3} = 160 \left[\frac{4}{N_T} \right]^{1/2} \text{GeV} \quad (10)$$

剩余 4 个是色单态标量介子, 用 P^0, P', P^\pm 表示, 其质量为:

$$8\text{GeV} < m(P^\pm) < 40\text{GeV}, \quad 2\text{GeV} < m(P^0, P') < 40\text{GeV} \quad (11)$$

与 60 个标量介子一一对应有 60 个自旋为 1 的矢量介子, 它存在于 $SU(8)_V$ 的伴随表

示中, $SU(3)$ 。量子数与其相对应的标量介子相同, 质量为:

$$m_V = 885 \left[\frac{4}{N_T} \right]^{1/2} \left[\frac{8}{N_f} \right]^{1/2} \text{GeV}. \quad (12)$$

下面我们分类讨论矢量介子的衰变.

1. 色单态同位旋三态的中性矢量介子 ρ^0_1, ρ^0_2

ρ^0_1 对应生成元为 Σ^3 , 从 $SU(N_d)$ 的生成元非零对易子关系(4), 其可能的衰变态有:

$$\rho^0_1 \rightarrow P_1^+ P_1^-, P_2^+ P_2^-, P_3^+ P_3^+, P_3^- P_3^-, P_8^+ P_8^-$$

$$\text{由 } A = 2\text{Tr}([x_a[x_b, x_c]]) \text{ 知: } A_1^2 = A_2^2 = \frac{1}{N_d}$$

$$\text{对于 } P_3^+ P_3^-, [x_b, x_c] = \frac{1}{\sqrt{2N_d}} \Sigma^3 + \frac{1}{2} d_{bb'a'} \Omega_a^3 + \frac{1}{\sqrt{2}} f_{bb'+1a'} A_{a'}. \quad (13)$$

$$\text{对于 } P_8^+ P_8^-, [x_b, x_c] = [\Omega'_b, \Omega'_c] = [\Omega_b^2, \Omega_c^2].$$

$$\text{所以 } A_3^2 = A_4^2 = \frac{N_d - 1}{N_d}, A_5^2 = 2.$$

类似于 QCD 的 $\rho \rightarrow \pi\pi$ 衰变 $\rho^0_1 \rightarrow P_1^+ P_1^-$ 的宽度为

$$\Gamma = \frac{g^2}{48\pi} \frac{1}{N_d} \frac{(m_V^2 - 4m_P^2)^{3/2}}{m_V^2}. \quad (14)$$

若相对于 m_V , 取 $m_P = 0$, 在 TC 模型中可得到 $\Gamma(\rho^0 \rightarrow P_1^+ P_1^-) = \Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi) \left[\frac{3}{N} \right] \left[\frac{m_V}{m_P} \right]$.

对于 F-S 模型 $N_f = 8, N_T = 4$ 则得到文献[4]的结果: $A_1^2 = A_2^2 = \frac{1}{4}, A_3^2 = A_4^2 = \frac{3}{4}, A_5^2 = 2$, 由(9)(10)(11)(12)式知, $m_P = 40 \text{ GeV}$.

$m_{P_3} = 160 \text{ GeV}, m_{P_8} = 240 \text{ GeV}, m_V = 885 \text{ GeV}$. 在此强耦合常数 g 取 $g \approx \frac{10}{\sqrt{N_T}}$. 所以在 F-

S 模型中有

$$\Gamma_1 = \Gamma_2 = \frac{g^2}{48\pi} \frac{(m_V^2 - 4m_{P_1}^2)^{3/2}}{m_V^2} \cdot \frac{1}{4} = 36.2 \text{ GeV},$$

$$\Gamma_3 = \Gamma_4 = \frac{g^2}{48\pi} \frac{(m_V^2 - 4m_{P_3}^2)^{3/2}}{m_V^2} \cdot \frac{3}{4} = 89.2 \text{ GeV},$$

$$\Gamma_5 = \frac{g^2}{48\pi} \frac{(m_V^2 - 4m_{P_8}^2)^{3/2}}{m_V^2} \cdot 2 = 174 \text{ GeV},$$

$$\Gamma_i(\rho^0_1 \rightarrow \phi\phi) = 425 \text{ GeV}.$$

ρ^0_2 对应生成元为 $\Omega_{N_f^2-1}^3 = \Omega^3$, 其可能衰变态为 $\rho^0_2 \rightarrow P_2^+ P_1^-, P_2^- P_1^+, P_2^+ P_2^-, P_3^0 P_3^0, P_3^+ P_3^0, P_3^0 P_3^+, P_3^- P_3^-, P_3^+ P_8^-, P_3^- P_8^+$.

前三项衰变态因子为 $A_1^2 = A_2^2 = \frac{1}{N_d}, A_3^2 = \frac{1}{2} d_{ii}^2$

$$\text{对 } P_3^+ P_3^-, [x_b, x_c] = \Omega_a^3 \frac{i}{\sqrt{2}} f_{bca'} \Omega_{a'}^3. \quad (15)$$

$A_4^2 = A_5^2 = \frac{1}{2} \sum f_{bc}^2$, \sum 代表对所有 bc 求和. 由(13)式可知, $A_6^2 = A_7^2 = \frac{1}{4} \sum d_{bc}^2, P_8^+ P_8^-$ 的衰变因子 $A_8^2 = \frac{1}{2} \sum d_{cbl}^2$.

对于 F-S 模型有:

$$\begin{aligned} \Gamma_i(\rho_2^0 \rightarrow \phi\phi) &= \frac{g^2}{48} \left[\frac{(m_V^2 - 4m_{P_3}^2)^{3/2}}{m_V^2} \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{4} + \frac{1}{3} \right) + \frac{(m_V^2 - 4m_{P_3}^2)^{3/2}}{m_V^2} \right. \\ &\quad \left. \left(1 + 1 + \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right) + \frac{(m_V^2 - 4m_{P_3}^2)^{3/2}}{m_V^2} \cdot \frac{2}{3} \right] \\ &= 476 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

2. 色单态同位旋单态中性矢量介子 ω

其对应生成元为 $\bar{\Lambda} = \Lambda_1$ 可能的衰变态为:

$$\omega \rightarrow P_3^1 P_3^1, P_3^{-1} P_3^{-1}, P_3^0 P_3^0, P_3' P_3'.$$

由(13)式知 $A_1^2 = A_2^2 = \frac{1}{2} \sum f_{bb+11}^2$.

$$\begin{aligned} \text{对 } P_3^0 P_3^0, [x_b, x_c] &= \frac{1}{\sqrt{2}} f_{bb+1c} \Lambda_c + \frac{i}{\sqrt{N_d}} \sum^K \\ &\quad + \frac{i}{\sqrt{2}} d_{bc} \Omega_c^K. \end{aligned} \quad (16)$$

所以 $A_3^2 = A_4^2 = \frac{1}{2} \sum f_{bb+11}^2$.

$$\Gamma(\omega \rightarrow \phi\phi) = \frac{g^2}{48\pi} \frac{(m_V^2 - 4m_{P_3}^2)^{3/2}}{m_V^2} \cdot \left(\sum 2f_{bb+11}^2 \right).$$

对于 F-S 模型其宽度约为 $\Gamma(\omega \rightarrow \phi\phi) = 475 \text{ GeV}$.

3. 色八重态同位旋三重态中性矢量介子 ρ_8^0

其对应生成元为 Ω_3^2 可能的衰变态有 $P_8^+ P_8^-, P_3^1 P_3^1, P_3^{-1} P_3^{-1}, P_8^0 P_8^0, P_3^0 P_3^0, P_3' P_3^0, P_8^+ P_2^-, P_8^- P_2^+, P_8^+ P_1^-, P_8^- P_1^+$.

第一个衰变态相应因子为 $A_1^2 = \frac{1}{2} \sum d_{bca}^2$, 由(13)式知 $A_2^2 = A_3^2 = \frac{1}{4} \sum d_{bba}^2, P_8^0 P_8^0$ 对应衰变因子为 $A_4^2 = \frac{1}{2} \sum f_{bca}^2, P_3^0 P_3^0$ 对应

$$[x_b, x_c] = \frac{i}{\sqrt{2}} f_{bca} \Omega_a^3. \quad (17)$$

所以

$$A_5^2 = A_6^2 = \frac{1}{2} \sum f_{bca}^2$$

$$\begin{aligned} P_8^+ P_2^- \text{ 对应的 } [x_b, x_c] &= \frac{i}{\sqrt{2}} f_{bca} \Lambda_a + \frac{i}{\sqrt{N_d}} \delta_{bc} \sum^k \\ &\quad + \frac{i}{\sqrt{2}} \epsilon_{ijk} d_{bca} \Omega_a^k. \end{aligned} \quad (18)$$

$A_7^2 = A_8^2 = \frac{1}{2} \sum d_{bca}^2$, 显然 $A_9^2 = A_{10}^2 = \frac{1}{N_d}$.

对于 F-S 模型有:

$$\Gamma_t(\rho_8^0 \rightarrow \phi\phi) = \frac{g^2}{48\pi} \left\{ \frac{(m_V^2 - 4m_{P_8}^2)^{3/2}}{m_V^2} \cdot \frac{7}{3} + (m_V^2 - 4m_{P_3}^2)^{3/2} \cdot \frac{1}{m_V^2} \right. \\ \left. + \frac{[m_V^2 - (m_{P_8} + m_P)^2]^{3/2}}{m_V^2} \cdot \frac{2}{3} \right\} \\ \approx 406 \text{ GeV.}$$

4. 色八重态同位旋单态中性矢量介子 ω_8

ω_8 对应生成元为 Λ_8^1 , 其可能衰变态为: $P_8^+P_8^-, P_8^0P_8^0, P_8'P_8', P_3'\bar{P}'_3, P_3^{-1}\bar{P}'_3^{-1}, P_3^0\bar{P}'_3^0, P_3'\bar{P}'_3$.

衰变态中前三项的衰变因子分别为 $A_1^2 = \frac{1}{2} \sum f_{bca}^2, A_2^2 = A_3^2 = \frac{1}{2} \sum f_{bca}^2$, 由(13)式知, $P_3'\bar{P}'_3, P_3^{-1}\bar{P}'_3^{-1}$ 衰变因子为 $A_4^2 = A_5^2 = \frac{1}{2} \sum f_{bb+1a}^2$ 由(16)式知, $P_3^0\bar{P}'_3^0, P_3'\bar{P}'_3$ 的因子为 $A_6^2 = A_7^2 = \frac{1}{2} \sum f_{bb+1a}^2$

对于 F-S 模型有:

$$\Gamma_t(\omega_8 \rightarrow \phi\phi) = \frac{g^2}{48\pi} \left[\frac{(m_V^2 - 4m_{P_8}^2)^{3/2}}{m_V^2} \cdot \left(\frac{3}{2} + \frac{3}{4} + \frac{3}{4} \right) \right. \\ \left. + \frac{(m_V^2 - 4m_{P_3}^2)^{3/2}}{m_V^2} \cdot \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{4} + \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right) \right] \\ = 380 \text{ GeV.}$$

从前面的计算可知, 矢量介子衰变的总因子 $A_i^2 = \sum_i A_i^2 = N_d$, 在相对于矢量介子忽略标量介子的质量时, 有

$$\Gamma_t(\omega \rightarrow \phi\phi) = \Gamma_t(\omega_8 \rightarrow \phi\phi) \\ = \Gamma_t(\rho_1^0 \rightarrow \phi\phi) = \Gamma_t(\rho_2^0 \rightarrow \phi\phi) = \Gamma_t(\rho_8^0 \rightarrow \phi\phi) \\ = \Gamma_t(\rho_8' \rightarrow \phi\phi) = \frac{g^2}{4\pi} \cdot \frac{m_V}{12} \cdot N_d. \quad (19)$$

取 $g \approx \frac{10}{\sqrt{N_T}}$ 得 $\Gamma_t(V \rightarrow \phi\phi) \approx \frac{3m_V}{4} \cdot \frac{N_d}{N_T}$. (20)

把拉氏量(1)中相互作用项的量, 用物理本征态代替, 即可得到矢量介子与规范玻色子的作用, 这样矢量介子的衰变态中必然出现规范玻色子, 如对于矢量介子 ρ^0 , 有 $P_1^0\gamma, W^+W^-, P^\pm W^\pm, P^0Z^0$, 用前述相同方法可以求出其衰变因子皆为 $\frac{1}{N_d}$, $\rho^0 \rightarrow W^+W^-$ 的宽度为:

$$\Gamma = \frac{g^2}{48\pi} \frac{(m_V^2 - 4m_W^2)^{3/2}}{m_V^2} \cdot \frac{1}{N_d} \approx \frac{g^2}{4\pi} \cdot \frac{m_V}{12N_d}$$

若取 $N_d=4, \rho^0 \rightarrow W^+W^-$ 的宽度约为 37GeV.

对于中性色八重态矢量介子 ρ_8^0 可能衰变态有 gP_8^0, ω_8 可能衰变态有 $gP_8'^0$. 另外, ω_8 还可以衰变成胶子对和夸克对, 其宽度可以用矢量介子为主求得^[5]

$$\Gamma(\omega_8 \rightarrow q\bar{q}) = \frac{5g^2}{96\pi} \cdot \left(\frac{N_T}{3} \right)^2 \frac{(m_V^2 - 4m_q^2)^{3/2}}{m_V^2}$$

$$\Gamma(\omega_8 \rightarrow gg) = \frac{g^2}{32\pi} \cdot \left(\frac{N_T}{3}\right)^2 \cdot m_V \quad (21)$$

若取 $m_V = 885 \text{ GeV}$, $\omega_8 \rightarrow q\bar{q}$ 的宽度约为 $367\left(\frac{N_T}{3}\right)^2 \text{ GeV}$. $\omega_8 \rightarrow gg$ 的宽度约为 $220\left(\frac{N_T}{3}\right)^2 \text{ GeV}$.

四、矢量介子的唯象讨论

考虑到 TC 理论中矢量介子的衰变, 标准模型中 $\bar{q}_i q_i \rightarrow WZ$ 散射截面会增加, 这种增加提供了观察 TC 理论的物理迹象的机会, 此过程散射截面可写成^[6]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(\bar{u}d \rightarrow W^- Z) &= \frac{\pi\alpha^2 |u_{ud}|^2}{6S^2 x_W} \left\{ \frac{e_s^2}{(S - M_W^2)^2} \left[\left(2 + \frac{M_Z^2}{4M_W^2}\right) f_1 \right. \right. \\ &+ \left. \left. \left(\frac{M_Z^2}{2M_W^2} - 2\right) f_2 \right] + \frac{2e_s}{S - M_W^2} \left(\frac{e_t}{t} - \frac{e_u}{u}\right) (f_1 - f_2) \right. \\ &+ \left. \left[\left(\frac{e_u}{u}\right)^2 + \left(\frac{e_t}{t}\right)^2 \right] f_1 + 2\left(\frac{e_u}{u}\right) \left(\frac{e_t}{t}\right) f_2 + \left(\frac{f_1 + 2f_2}{4M_Z^2 M_W^2}\right) \right. \\ &\left. \left. \left[(e_t + e_u - e_s)^2 - 2e_s(e_t + e_u - e_s) \frac{M_Z^2}{S - M_W^2} \right] \right\}. \quad (22) \end{aligned}$$

$$x_W = \sin^2\theta, f_1 = ut - M_Z^2 M_W^2, f_2 = S(M_Z^2 + M_W^2).$$

夸克质量取零, e_s, e_u, e_t 是与 s, u, t 衰变道有关的耦合参数, 在标准模型中(22)式的最后一项为零, 因此即使 ut 很大对截面也没有什么影响, 在 TC 理论中 S 道的耦合参数 e_s 涉及到 W, ρ 变换, 由于 W, Z 与矢量介子 ρ 混合, u, t 道的耦合参数 e_u, e_t 发生了变化, 在物理本征态下可直接计算 e_s, e_u, e_t .

$$e_s + e_u - e_t = \cot\theta \left(\frac{M_Z^2}{S - m_V^2 + i\Gamma m_V} \right).$$

Γ 是前面计算的 TC 理论中矢量介子的衰变宽度. 由于我们对 $S = m_V^2$ 能标附近区域感兴趣, 取 Γ 是矢量介子衰变到标量介子的总宽度, 从(20)式 $\Gamma(V \rightarrow \phi\phi) \approx \frac{3m_V}{4} \cdot \frac{N_d}{N_T}$, 显然截面修正量与模型有关, 它为:

$$\frac{\Delta d\sigma}{dt} \simeq \frac{\pi\alpha^2 |u_{ud}|^2}{6s^2 x_W} \left\{ \frac{ut}{4(s - m_W^2)^2} \left(\frac{m_V^4 + m_V^2 \Gamma^2}{(s - m_V^2)^2 + m_V^2 \Gamma^2} - 1 \right) \right\}. \quad (23)$$

在文献[4]中亦给出了标准模型的附加修正量,

$$\frac{\Delta d\sigma}{dt} \simeq \frac{\pi\alpha^2 |u_{ud}|^2}{6s^2 x_W^2} \cdot \frac{ut}{4(s - m_W^2)^2} \left(\frac{m_V^4}{(s - m_V^2)^2 + \Gamma^2 m_V^2} - 1 \right). \quad (24)$$

且对最小 TC 模型和 F-S 模型计算了这种修正量. 他们的计算表明若 TC 理论与弱电对称性破缺有关, 即使取 $N_d = N_T = 4$, 在将来的 pp 碰撞实验中也有可能观察到 TC 理论的物理迹象^[3]. 对于 F-S 模型, 计算表明(23)式所产生的截面修正量比(24)式所产生的增加 50%, 如图 2 所示. 这种修正量的增加使我们更易在 QCD 背景场下观察到矢量介子的迹象.

在走动 TC 模型中标量介子的“hard”质量增加, 若适当调整某些参数, 就会有一部分

标量介子其质量满足 $2m_t > m_v$, 那么矢量介子的衰变态中就不会出现这些标量粒子, $V \rightarrow \phi\phi$ 的衰变道变小, 剩余介子衰变道变窄^[7]. 如在走动 TC 模型中通过适当调整参数, 色八重态同位旋单态矢量介子 ω_8 质量为 228 GeV. 所有标量介子质量大于 100 GeV, 显然 ω_8 的所有标量介子衰变道几乎都封闭了, 主要是(21)式所描述的衰变.

包含 ω_8 共振态的双喷注不变质量分布^[7]:

$$\frac{d\sigma(P^\pm P \rightarrow \text{jet jet})}{dM} = \frac{2M}{s} \int_{-Y_B}^{Y_B} dY_B \int_{-Z_0}^{Z_0} dZ \sum_{ij} f_i^{(P^\pm)}(\sqrt{T} e^{y_i}) f_j^{(P)}(\sqrt{T} e^{-y_B}) \frac{1}{2} \sum_{k,l} \frac{d\hat{\sigma}(ij \rightarrow kl)}{dZ} \quad (25)$$

$T = M^2/s$, $\frac{d\sigma(ij \rightarrow kl)}{dZ}$ 为双喷注的子过程(如 $\bar{q}_i q_j \rightarrow \bar{q}_k q_l, i \neq j$) 散射截面, y_B 是子过程标架中的“boost”快度, 双喷注的快度 y_1, y_2 与 Y_B, Z 有关, $y_{1,2} = Y_B \pm \frac{1}{2} \ln((1+Z)/(1-Z))$, $Z = \cos \theta, f_i^{(P^\pm)}(x, Q^2)$ 是部分分布函数 $Q^2 = M^2, Y_B = \min(Y, -\frac{1}{2} \ln T), Z_0 = \min(1, \tanh(Y, -|Y_B|))$, 取 $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}, Y = 0.7$ 可得如图 3 所示的质量分布, 从图 3 可看出矢量介子 ω_8 在 $M = 228 \text{ GeV}$ 附近出现狭窄共振, 其宽度约为 4 GeV, 若从 223 到 233 GeV

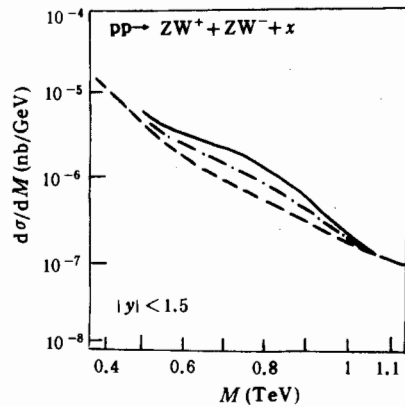


图 2 在 40 TeV 通过 pp 碰撞产生 W、Z 的不变质量分布
——表示(24)(27)式给出的结果; --- 是无矢量介子 ρ 的结果; -·- 是文献[4]给出的结果

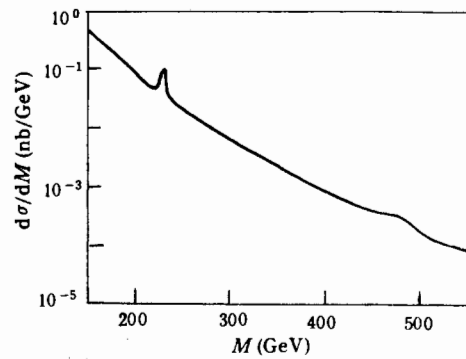


图 3 在 $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$ pp 碰撞的双喷注不变质量分布

积分, 可得截面

$$\sigma_{\omega_8}(Y = 0.7) = 565 \text{ Pb}, \quad \sigma_{bkgd}(Y = 0.70) = 360 \text{ Pb}.$$

即理论迹象与背景迹象比 S/B 约为 1/2, 它是相当大的, 故理论上在 Tevatron 碰撞中观察到此迹象. 不过 S/B 的理论值由于探测器的有限分辨率而降低, 如对于 CDF, 双喷注不变质量分辨率为 $\Delta M/M = 0.1$.

$$\sigma_M = 10 \text{ GeV}, \quad \sigma_{\omega_8}(Y = 0.7) = 455 \text{ Pb}, \quad \sigma_{bkgd}(Y = 0.7) = 400 \text{ Pb}.$$

$$\sigma_M = 23 \text{ GeV}, \quad \sigma_{\omega_8}(Y = 0.7) = 1.00 \text{ nb}, \quad \sigma_{bkgd}(Y = 0.7) = 0.89 \text{ nb}$$

所以, CDF 的分辨率使 S/B 降为 $1/10$, 观测到 ω_8 比较困难.

在 SSC 上, 通过对 m_{ω_8} 附近 10 GeV 范围积分可得 ω_8 的产生截面为:

$$\sigma_{\omega_8}(\text{SSC}) = 85 \text{ nb}, \quad \sigma_{\text{bgd}}(\text{SSC}) = 55 \text{ nb}.$$

显然 s/B 的理论值仍约为 $1/2$. 考虑到 SSC 探测器分辨率的提高, 即使在 Tevatron 不能发现 ω_8 , 但在 SSC 上完全有可能发现^[7].

前面我们讨论了观察 TC 理论中矢量介子衰变的两种途径: 一是在标准模型的某些散射过程中考虑 TC 理论的矢量介子衰变, 然后把结果与无 TC 理论矢量介子的结果比较, 求出修正量, 若实验上能观测到这种修正量, 即认为存在这种粒子. 当然具体是哪种矢量介子还要根据它的特性——质量、自旋、同位旋等来确定; 另一种途径是在实验上直接寻找矢量介子的衰变产物, 对于 F-S 模型矢量介子的衰变粒子很多, 不易观察, 但对于走动 TC 模型, 有相当一部分标量介子的质量满足 $2m_s > m_v$, 这使得矢量介子衰变道变小, 主要是胶子对和夸克对, 只要我们能把这种双喷注衰变与 QCD 背景场区分开, 即可观测到矢量介子的衰变.

参 考 文 献

- [1] E. Farhi L. Susskind, *Phys. Rep.*, **74**(1981), 277.
- [2] M. Goldon and P. Langadeer, *Phys. Rev.*, **D44**(1991), 1591; D. Kennedy and P. Langadeer, *Nucl. Phys.*, **B361**(1991), 3.
- [3] R. Johnson and Bing-lin Young, W. Mckay, *Phys. Rev.*, **D42**(1990), 3855.
- [4] E. Eichten, I. Hinchliffe et al., *Rev. Mod. Phys.*, **56**(1984), 579.
- [5] S. Dimopoulos and S. Raby, G. L. Kane, *Nucl. Phys.*, **B182**(1981), 77.
- [6] R. Brown et al., *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 1164.
- [7] K. Lane and M. V. Ramana, BUHEP-91-6.

Investigation of Technivector Mesons Decay

YUE CHONGXING^{a,b} LU GONGRU^{a,b}

a. (Department of Physics, Henan Normal University, Xinxiang 453002)

b. (The Fundamental and Applied Science Research Institute of Henan, Zhengzhou 450052)

ABSTRACT

The interaction vertices of the couplings of technivector mesons to the pseudoscalar mesons are derived from effective Lagrangian. We discuss all possible decay modes of neutral vector mesons and compute various decay factors.