第19卷 第6期 高能物理与核物理 Vol. 19, No. 6
1995年6月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS June, 1995

# 一代 Techniwlor 模型对稀有衰变 t→cV 的贡献*

王学雷 张义民 杨金民 鲁公儒
(河南师范大学物理系 新乡 453002)

1994-04-19 收稿

**摘 要**

计算了一代人工色 (Technicolor) 模型中的赝标哥尔斯通粒子对稀有衰变 $t \to cV(V = Z、\gamma、g)$ 的贡献．与标准模型的贡献相比，这种新的贡献提高了 3—4 个数量级．对适当的输入参数，一代 Technicolor 模型对 $t \to cV$ 分支比的贡献最大可达：$B(t \to cg) \sim 10^{-6}, B(t \to cZ) \sim 10^{-7}, B(t \to c\gamma) \sim 10^{-8}$.

**关键词** 人工色模型，赝标哥尔斯通粒子，味改变中性流，稀有衰变．

## 1 引 言

标准模型中存在味改变中性流(FCNC)，人们从理论上和实验上对 FCNC 所引起的稀有衰变 $t \to cV$ 进行了深入广泛的研究．研究表明[1,2]，标准模型对 $t \to cV$ 过程的贡献很小，在实验上很难观测到．因此实验上探测稀有衰变过程 $t \to cV$ 是观察新物理效应的很好方法．文献[2—4]指出：新物理的贡献可大大提高 $t \to cV$ 过程的分支比．与标准模型对 $t \to cV$ 过程的贡献相比，双 Higgs 二重态模型和最小超对称模型的贡献都可提高 3—4 个数量级．

我们知道 Technicolor (TC)[5] 理论中不存在基本标量粒子，该理论的能标为 $\Lambda_{TC} = 1\text{TeV}$, TC 理论在能标 $\Lambda_{TC}$ 下预言了大量的赝标哥尔斯通粒子 (PGB)，这些粒子的存在会对可观测量产生一定的物理效应．在 TC 理论中，赝标哥尔斯通玻色子与夸克之间存在味改变相互作用[6] $u_i\bar{d}_jP^+$、$u_i\bar{d}_jP^+_{8\alpha}$ ($P^+$、$P^+_{8\alpha}$ 分别表示色单态和色八重态 PG 玻色子)．这种相互作用的存在可引起稀有衰变 $t \to cV$．由于这种相互作用与夸克质量成正比，所以对重的 t 夸克，可大大提高 TC 理论中的 PGB 对 $t \to cV$ 的贡献．研究和观测这种新物理的贡献，将为检验 TC 理论提供一种很好的实验方法．

## 2 一代 Technicolor 模型的 PG 玻色子对 t→cV 的贡献

一代 TC 理论中的赝标哥尔斯通粒子对 $t \to cV$ 的单圈贡献来自图 1. 文献[6, 7]

* 国家自然科学基金、河南省教委省科委自然科学基金资助．

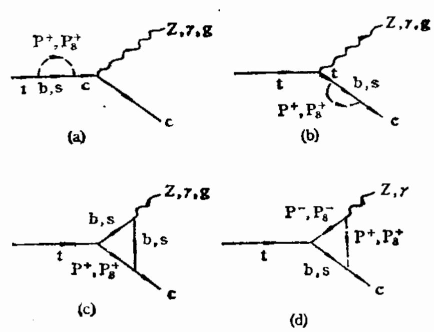


图 1　一代 Technicolor 模型中的赝标哥尔斯通粒子对稀有衰变 t→cV 单圈贡献的费曼图

给出了计算中用到的费曼规则.

首先，考虑色八重态 PGB 的贡献，tcV 的有效顶角为

$$V^{\mu}(\mathrm{tcZ}) = \mathrm{i}e[\gamma^{\mu}RF_{Z1} + \gamma^{\mu}LF_{Z2} + p_t^{\mu}RF_{Z3} + p_t^{\mu}LF_{Z4}], \tag{1}$$

$$V^{\mu}(\mathrm{tc}\gamma) = \mathrm{i}e[\gamma^{\mu}RF_{\gamma1} + \gamma^{\mu}LF_{\gamma2} + p_t^{\mu}RF_{\gamma3} + p_t^{\mu}LF_{\gamma4}], \tag{2}$$

$$V^{\mu}(\mathrm{tcg}) = \mathrm{i}g_s T^a[\gamma^{\mu}RF_{g1} + \gamma^{\mu}LF_{g2} + p_t^{\mu}RF_{g3} + p_t^{\mu}LF_{g4}], \tag{3}$$

这里，$L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)$、$R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)$. 因子 $F_{V_i} = \sum_{\eta=\mathrm{b,s}} F_{V_i}(\eta)$，$F_{V_i}(\mathrm{b})$、$F_{V_i}(\mathrm{s})$ 分别表示 b 夸克和 s 夸克的贡献. 由于 b、s、d 夸克的贡献分别含有因子 $V_{\mathrm{tb}}^{\mathrm{KM}}\cdot V_{\mathrm{cb}}^{\mathrm{KM}}$、$V_{\mathrm{ts}}^{\mathrm{KM}}V_{\mathrm{cs}}^{\mathrm{KM}}$、$V_{\mathrm{td}}^{\mathrm{KM}}V_{\mathrm{cd}}^{\mathrm{KM}}$，而 $V_{\mathrm{tb}}^{\mathrm{KM}}V_{\mathrm{cb}}^{\mathrm{KM}}:V_{\mathrm{ts}}^{\mathrm{KM}}V_{\mathrm{cs}}^{\mathrm{KM}}:V_{\mathrm{td}}^{\mathrm{KM}}V_{\mathrm{cd}}^{\mathrm{KM}} = 1:1:0.05$，所以 d 夸克的贡献被 $V_{\mathrm{td}}^{\mathrm{KM}}V_{\mathrm{cd}}^{\mathrm{KM}}$ 大大压低，此外由于 d 夸克的质量比 b、s 夸克的质量小，也一定程度上减小了 d 夸克的贡献，在计算中忽略了 d 夸克的影响. 因子 $F_{V_i}(\eta)$ 的具体表示式为

$$\begin{aligned}F_{V1}(\eta) = {} & \frac{V_{t\eta}^{\mathrm{KM}}V_{c\eta}^{\mathrm{KM}}}{4\pi^2F_{\mathrm{T}}^2}\frac{27m_tm_c}{m_t^2-m_c^2}\{k_1^{\mathrm{V}}[2m_\eta^2B_0(m_t,m_\eta,m_{\mathrm{P}}) + m_t^2B_1(m_t,m_\eta,m_{\mathrm{P}}) \\ & + m_\eta^2B_1(m_t,m_\eta,m_{\mathrm{P}}) - 2m_\eta^2B_0(m_c,m_\eta,m_{\mathrm{P}}) - m_c^2B_1(m_c,m_\eta,m_{\mathrm{P}}) \\ & - m_\eta^2B_1(m_c,m_\eta,m_{\mathrm{P}})] - k_4^{\mathrm{V}}(m_t^2-m_c^2)[2C_{24} - B_0(m_{\mathrm{V}},m_\eta,m_\eta) \\ & - m_{\mathrm{P}}^2C_0 + (m_\eta^2-m_c^2)C_{11} + (m_c^2-m_t^2)C_{12}] + 2k_5^{\mathrm{V}}(m_t^2-m_c^2)C_{24}^*\},\end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned}F_{V2}(\eta) = {} & \frac{27V_{t\eta}^{\mathrm{KM}}V_{c\eta}^{\mathrm{KM}}}{4\pi^2F_{\mathrm{T}}^2}\left\{\frac{k_2^{\mathrm{V}}}{m_t^2-m_c^2}[m_\eta^2(m_t^2+m_c^2)B_0(m_t,m_\eta,m_{\mathrm{P}})\right. \\ & + m_t^2(m_\eta^2+m_c^2)B_1(m_t,m_\eta,m_{\mathrm{P}}) - m_\eta^2(m_c^2+m_t^2)B_0(m_c,m_\eta,m_{\mathrm{P}}) \\ & - m_c^2(m_\eta^2+m_t^2)B_1(m_c,m_\eta,m_{\mathrm{P}})] - k_4^{\mathrm{V}}[(m_\eta^4-m_\eta^2m_t^2-m_\eta^2m_c^2 \\ & + m_t^2m_c^2)C_0 + m_c^2(m_t^2-m_\eta^2)C_{11} + m_\eta^2(m_c^2-m_t^2)C_{12}] - \\ & \left. k_3^{\mathrm{V}}m_\eta^2[-B_0(m_{\mathrm{V}},m_\eta,m_\eta) + 2C_{24} - m_{\mathrm{P}}^2C_0] + 2k_5^{\mathrm{V}}m_\eta^2C_{24}^*\right\},\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}F_{V3}(\eta) = {} & -\frac{27V_{t\eta}^{\mathrm{KM}}V_{c\eta}^{\mathrm{KM}}}{2\pi^2F_{\mathrm{T}}^2}m_t\{k_4^{\mathrm{V}}[(m_c^2-m_\eta^2)C_{11} - (m_c^2-m_\eta^2)C_{12} \\ & + m_c^2(C_{21}-C_{23})] + m_\eta^2k_3^{\mathrm{V}}C_{23} - k_5^{\mathrm{V}}[m_\eta^2(C_0^*+C_{11}^*+C_{12}^*+C_{23}^*) \\ & + m_c^2(C_{11}^*-C_{12}^*+C_{21}^*-C_{23}^*)]\},\end{aligned} \tag{6}$$

$$F_{V4}(\eta)=-\frac{27V_{t\eta}^{KM}V_{c\eta}^{KM}}{2\pi^2F_T^2}m_c\{m_\eta^2k_3^V(C_{21}-C_{23})+k_4^V[m_t^2(C_{23}+C_{12})-m_\eta^2C_{12}]$$
$$-k_5^V[m_t^2(C_{12}^*+C_{23}^*)+m_\eta^2(C_0^*+2C_{11}^*-C_{12}^*+C_{21}^*-C_{23}^*)]\},\qquad(7)$$

(4—6)式中，$C_{ij}=C_{ij}(m_c,m_V,m_P,m_\eta,m_\eta)$，$C_{ij}^*=C_{ij}(m_c,m_V,m_\eta,m_P,m_P)$，$m_V$ 分别表示Z、γ、g 粒子的质量。$m_P$ 为色八重态 PG 玻色子的质量。文献[8]给出了上面用到的二点、三点标准函数 $B_0$、$B_1$、$C_0$、$C_{ij}$ 的具体表示。系数 $k_i^V$ 可表示为

$$\begin{pmatrix} k_1^Z & k_1^\gamma & k_1^g \\ k_2^Z & k_2^\gamma & k_2^g \\ k_3^Z & k_3^\gamma & k_3^g \\ k_4^Z & k_4^\gamma & k_4^g \\ k_5^Z & k_5^\gamma & k_5^g \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} \frac{-\frac{4}{3}s_W^2}{2s_Wc_W} & \frac{2}{3} & 1 \\ \frac{1-\frac{4}{3}s_W^2}{2s_Wc_W} & \frac{2}{3} & 1 \\ \frac{\frac{2}{3}s_W^2}{2s_Wc_W} & -\frac{1}{3} & 1 \\ \frac{-1+\frac{2}{3}s_W^2}{2s_Wc_W} & -\frac{1}{3} & 1 \\ \frac{1-2s_W^2}{2s_Wc_W} & 1 & 0 \end{pmatrix}\qquad(8)$$

其中 $s_W=\sin\theta_W$，$c_W=\cos\theta_W$。我们在计算中采用的是费曼规范和维数正规化，并且保留了所有粒子的质量。

色八重态PG 玻色子对 $t\to cV$ 衰变宽度的贡献为

$$\Gamma(t\to cZ)=\frac{\alpha_e}{16m_t^3}\sqrt{(m_t^2-m_c^2-m_Z^2)^2-4m_c^2m_Z^2}\Big\{-2(m_t^2+m_c^2-m_Z^2)$$
$$\cdot[-2(F_{Z1}^2+F_{Z2}^2)+m_t^2(F_{Z3}^2+F_{Z4}^2)+2m_t(F_{Z1}F_{Z4}+F_{Z2}F_{Z3})]$$
$$-8m_tm_c(4F_{Z1}F_{Z2}+m_tF_{Z1}F_{Z3}+m_tF_{Z2}F_{Z4}+m_t^2F_{Z3}F_{Z4})$$
$$+\frac{1}{2m_Z^2}[4[(m_t^2-m_c^2)^2-m_Z^2(m_t^2+m_c^2)](F_{Z1}^2+F_{Z2}^2)$$
$$+(m_t^2+m_c^2-m_Z^2)(m_t^2+m_Z^2-m_c^2)^2(F_{Z3}^2+F_{Z4}^2)$$
$$+16m_tm_cm_Z^2F_{Z1}F_{Z2}+4m_c(m_t^2+m_Z^2-m_c^2)^2$$
$$(F_{Z1}F_{Z3}+F_{Z2}F_{Z4})+4m_t(m_t^2-m_c^2-m_Z^2)(m_t^2+m_Z^2-m_c^2)$$
$$(F_{Z1}F_{Z4}+F_{Z2}F_{Z3})+4m_tm_c(m_t^2+m_Z^2-m_c^2)^2F_{Z3}F_{Z4}]\Big\},\qquad(9)$$

$$F(t\to c\gamma)=\frac{\alpha_e}{16m_t^3}(m_t^2-m_c^2)\{-2(m_t^2+m_c^2)[-2(F_{\gamma1}^2+F_{\gamma2}^2)$$
$$+m_t^2(F_{\gamma3}^2+F_{\gamma4}^2)+2m_t(F_{\gamma1}F_{\gamma4}+F_{\gamma2}F_{\gamma3})]-8m_tm_c(4F_{\gamma1}F_{\gamma2}$$
$$+m_tF_{\gamma1}F_{\gamma3}+m_tF_{\gamma2}F_{\gamma4}+m_t^2F_{\gamma3}F_{\gamma4})\},\qquad(10)$$

$$\Gamma(t\to cg)=\frac{\alpha_s}{12m_t^3}(m_t^2-m_c^2)\{-2(m_t^2+m_c^2)[-2(F_{g1}^2+F_{g2}^2)$$

$$+ m_t^2(F_{g3}^2 + F_{g4}^2) + 2m_t(F_{g1}F_{g4} + F_{g2}F_{g3})] - 8m_t m_c(4F_{g1}F_{g2}$$
$$+ m_t F_{g1}F_{g3} + m_t F_{g2}F_{g4} + m_t^2 F_{g3}F_{g4})\}, \tag{11}$$

现在考虑色单态赝标哥尔斯通粒子对 $t \to cV$ 的贡献。比较发现，色八重态 PGB 对 $F_{V_i}(\eta)$ 的贡献比色单态的贡献多一个 18 的因子，因此，色八重态 PGB 对 $t \to cV$ 衰变宽度的贡献至少比色单态的大二个数量级。在考虑 PGB 的贡献时忽略了色单态的影响。

## 3 结果与讨论

$t \to cV$ 的衰变分支比定义为

$$B(t \to cV) = \Gamma(t \to cV)/\Gamma(t \to W^+b) \tag{12}$$

在进行数值分析时，取：$F_T = 123\text{GeV}$（$F_T$ 为 TC-$\pi$ 介子的衰变常数），$V_{tb}^{KM} = V_{cs}^{KM} = 1$，$V_{cb}^{KM} = V_{ts}^{KM} = 0.06$[9]，$m_b = 4.5\text{GeV}$，$m_c = 1.5\text{GeV}$，$m_s = 0.18\text{GeV}$。其它输入参数与文献 [2] 相同，即：$m_Z = 91.177\text{GeV}$，$m_W = 80.1\text{GeV}$，$s_W^2 = 0.23$，$G_F = 1.166372 \times 10^{-5}(\text{GeV})^{-2}$，$\alpha_e = \dfrac{1}{128.8}$，$\alpha_s = 1.4675/\ln(m_t^2/\Lambda_{QCD}^2)$（$\Lambda_{QCD} = 180\text{MeV}$）。现在剩下二个自由参数：$m_t$、$m_P$，根据实验的结果与理论分析[10] t 夸克的质量范围为：$91\text{GeV} < m_t < 200\text{GeV}$，在数值分析时我们取：$m_t = 100—200\text{GeV}$，理论上给出色八重态 PGB 的质量表示为 $m_P = 246\sqrt{\dfrac{4}{N_\pi}}\,\text{GeV}$（$N_{TC}$ 为 TC 费米子二重态的数目）。CERN 的 $e^+e^-$ 碰撞给出了赝标哥尔斯通玻色子的质量下限[11] $m_P > 40\text{GeV}$。

数值计算的结果可通过图 2、3 表示。图 2 给出了分支比 $B(t \to cV)$ 随 $m_t$(100—

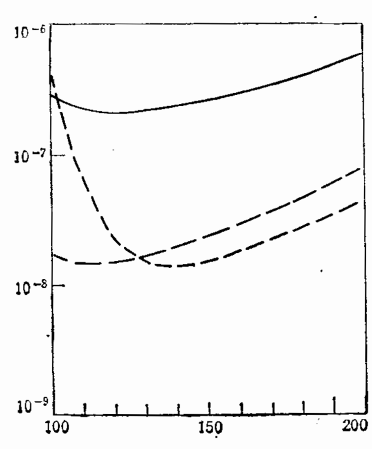


图 2　分支比 $B(t\to cV)$ 随 $m_t$(100—200GeV) 变化的曲线，$m_P = 246\text{GeV}$
---$B(t\to cZ)$，---$B(t\to c\gamma)$，——$B(t\to cg)$.

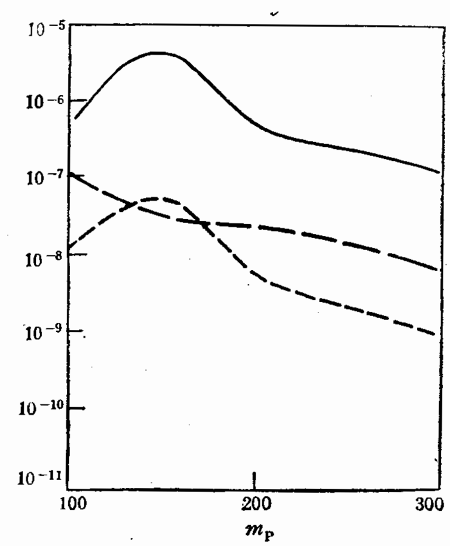


图 3　$B(t\to cV)$ 随 $m_P$(100—300GeV) 变化的曲线，$m_t = 150\text{GeV}$
---$B(t\to cZ)$，---$B(t\to c\gamma)$，——$B(t\to cg)$.

200GeV）变化的曲线，其中 $m_P = 246$GeV（对一代 TC 模型 $N_{TC} = 4$）. 可以看出：对复数的 $m_t$，$t \to cV$ 分支比的数量级分别为：$B(t \to cg) \sim 10^{-7}$，$B(t \to cZ) \sim 10^{-8}$，$B(t \to c\gamma) \sim 10^{-8}$，由此可知，这种新的 TC 贡献也可将标准模型的贡献提高 3—4 个数量级。图 3 为 $B(t \to cV)$ 随 $m_P$ 变化的曲线，其中取 $m_t = 150$GeV，$m_P = 100$—300 GeV，可以看出：对小的 $m_P$，$B(t \to cg)$ 最大可到 $\sim 10^{-6}$，随 $m_P$ 增大，$B(t \to cV)$ 显退耦效应。

下面分别列出标准模型（SM）、双 Higgs 二重态模型（2HDM）、最小超对称模型（SUSY QCD, SUSY Charginos）、Technicolor 理论（TC PGB）对 $t \to cV$ 分支比的贡献

| | SM | ZHDM | SUSY QCD | SUSY Charginos | TC PGB |
|---|---|---|---|---|---|
| $B(t \to cZ)$ | $10^{-12}$ | $10^{-9}$ | $10^{-9}$ | $10^{-8}$ | $10^{-7}$ |
| $B(t \to c\gamma)$ | $10^{-12}$ | $10^{-8}$ | $10^{-8}$ | $10^{-8}$ | $10^{-8}$ |
| $B(t \to cg)$ | $10^{-10}$ | $10^{-6}$ | $10^{-6}$ | $10^{-7}$ | $10^{-6}$ |

我们知道，计划中的 LHC 每年可产生大约 $10^{-7}$—$10^{-8}$$t\bar{t}$ 事例，所以将来在 LHC 上很难探测到 $t \to cZ$、$t \to c\gamma$. 对 $t \to cg$，它的最大分支比可达到 $10^{-6}$，因此将来在 LHC 上有可能产生足够的 $t \to cg$ 事例，但要探测到这种过程需要把它从复杂的背景中分离出来。原则上讲，$e^+e^-$ 直线加速器是探测 t 夸克稀有衰变的理想方法，因为我们能容易地把 $t \to cV$ 事例从背景中分离出来，但即使对最大的 $t \to cg$，要想探测到这种过程，需要提高加速器的亮度。

总之，通过计算发现，TC 理论中的 PGB 可大大提高 $t \to cV$ 的衰变分支比，这为将来在高能加速器上探测 t 夸克的稀有衰变提供了可能性，从而也为探测新物理效应提供了一种很好的实验手段。

作者感谢肖振军、岳崇兴为本文的撰写提供了帮助。

## 参 考 文 献

[1] J. L. Diaz-Cruz et al., *Phys. Rev.*, **D41**(1990) 891;
B. Dutta Roy et al., *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990) 827;
H. Fritzsch, *Phys. Lett.*, **B224** (1989) 423;
W. Buchmuller, M. Gronau, *Phys. Lett.*, **B220**(1989) 641.
[2] G. Eilam, J. L. Hewett, A. Soni, MAD/PH/596, *Phys. Rev.*, **D44** (1991) 1473.
[3] B. Grzadkowski, J. F. Gunion, P. Krawczyk, *Phys. Lett.*, **B268**(1991) 106.
[4] C. S. Li, R. T. Oakes, J. M. Yang, CQU-TH-93-2.
[5] S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **D13** (1976) 947; **D19**(1979) 1277.
L. Susskind, *Phys. Rev.*, **D20** (1979)2619.
[6] J. Ellis et al., *Nucl. Phys.*, **B182**(1981)529.
[7] E. Eichten et al., *Rev. Mod. Phys.*, **56**(1984) 650.
[8] M. Clements et al., *Phys. Rev.*, **D27** (1983)570;
A. Axelrod, *Nucl. Phys.*, **B209** (1982)349; W. Hollik, DESY 88-188;
G. Passarino, M. Veltman, *Nucl. Phys.*, **B160**(1979)151.
[9] Partcle Data Group, *Phys. Rev.*, **D45** No. 11(1992).
[10] CDF Collab., F Abe et al., *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992)447;
CDF Collab., F. Abe et., *Phys. Rev.* **D45**(1992)3921;

V. Barger, J. L. Hewett, T. G. Rizzo, *Phys. Rev. Lett* **65** (1990)1313.

[11] F. Dydak, in Proceedings of the XXVth International Conference of high Energy Physics, Singapore, 1990 edited by K. K. Phua, Y Yamaguchi (World Scientific Singapore (1991)).

# Contributions of One Generation Technicolor Model to the Rare Decays t→cV

Wang Xuelei　　Zhang Yimin　　Yang Jinmin　　Lu Gongru

(*Department of Physics, Henan Normal University, Xinxiang* 453002)

Received 19 April 1994

Abstract

The contributions of Pseudo-Goldstone Bosons in one generation technicolor model to the rare decays $t \to cV(V = Z, \Upsilon, g)$ are calculated. We find that these new contributions can enhance the SM branching fractions by as much as 3—4 orders of magnitude. The branching fractions can reach to: $B(t \to cg) \sim 10^{-6}$, $B(t \to cZ) \sim 10^{-7}$, $B(t \to c\Upsilon) \sim 10^{-8}$ for the favorable values of the parameters.

**Key words** technicolor model, pseudo-goldstone bosons (PGB), flavor changing neutral currents (FCNC), rare decay.