

利用具有两个 Higgs-doublets 的扩展标准模型对 LEP II 能量下 $t\bar{c}$ 产生过程的研究^{*}

张肇西^D

(中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

李学潜¹⁾ 杨茂志

王建雄²⁾

(南开大学物理系, 天津 300071)

(Theory Group, KEK, 日本)

摘 要

在标准模型和两个 Higgs 二重态以及包括第四代费米子的扩充中计算了用正负电子对撞出 $t\bar{c}$ (或 $\bar{t}c$), 即 $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ (or $\bar{t}c$) 产生截面. 结果表明即使顶夸克质量如模型预言的有 140 GeV 左右, 只要在此扩充中取最有利的参数时甚至在 LEP I 中这一过程亦是可观测的.

一、引 言

t 夸克可能是几十年内理论和实验物理中的最富挑战性的问题之一, 它是标准模型理论必须的, 实验上 $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ 过程中前后不对称性的实验测量也支持了 t 夸克的存在, 然而 t -quark 迄今还未被发现. CDF 合作组最近给出了 t -quark 质量的严格下限 $m_t > 91 \text{ GeV}/c^2$ ^[1]. 许多理论工作者从不同的角度对 t -quark 质量进行了估计. 例如, 对于 $B^0\bar{B}^0$ 混合, 按标准模型理论对实验结果的解释, t 夸克的质量应大于 $100 \text{ GeV}/c^2$ ^[2]; 从解决强 CP 问题的途径来看, t 夸克质量的上限应为 $m_t \leq m_b m_c K_{ub}/m_d K_{cb}$, 其中 K_{ub}, K_{cb} 为 K-M 矩阵元^[3]; t 的质量和 ϵ'/ϵ 也有密切的联系^[4]; $\Delta\gamma, \Delta M_Z, \Delta\Gamma_Z$ 和 $\sin \theta_w$ 等的精确测量预言 t 夸克的质量大约在 $120-180 \text{ GeV}/c^2$ 之间^[5]. 全世界数据综合值把 t 夸克质量范围限制在 $m_t = 132_{-37}^{+31} \text{ GeV}/c^2$ 的范围^[6].

除了 CDF 的实验值, 所有这些预测都是根据低能范围数据间接做出的, 也就是说是根据标准模型对最精确实验数据的分析, 即这种预测取决于所依据的理论.

已有不少人在 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ 过程的产生方面做了很多理论计算^[7]. 然而, t -quark 的质量如此之高, 现在和近期内能实现的对撞的机器都不能提供这样大的能量, 即使是拟议中的 LEP II 也只能在 200 GeV 能量下运行^[8]. 在将来可能会建造能量可到 500 GeV 或更高的

* 国家自然科学基金和中国科学院理论物理研究特别支持费资助.

D) 中国高科学技术中心(CCAST)协联成员.

2) 现地址: 中国科学院高能物理研究所, 北京, 100039.

本文 1992 年 7 月 11 日收到.

e^+e^- 对撞机,但那是许多年以后的事.

在 e^+e^- 对撞中 t-quark 产生只能来自稀有过程. Cortese 和 Petrongio 研究了在 Tevatron 能量下 $t\bar{b}$ 的树图产生道^[9],张肇西和王建雄^[10]建议味道改变中性流过程能在 LEP II 能量下产生 $t\bar{c}$ (或 $\bar{t}c$),他们已在最小标准模型框架内计算了 $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ (或 $\bar{t}c$)的产生率,发现其值太低难以给出有效的观察.在这项工作中,利用了具有两个 Higgs-doublets 的标准模型扩展,同时考虑可能的第四代的贡献,在第四代的 b' 夸克质量根据 Z 粒子数据应大于 $45 \text{ GeV}/c^2$,最近 CDF 实验数据表明它不小于 $100 \text{ GeV}/c^2$ ^[11].

本文结构安排如下,在引言之后,简要地讨论一下具有两个 Higgs-doublets 模型,回顾一下已经做过的顶点计算.在第三部分,给出我们的计算,估计第四代的贡献并给出数值结果.最后一节讨论.

二、具有两个 Higgs-doublets 的扩展标准模型

实验数据表明,在 $48 \text{ GeV}/c^2$ 以下不会有 Higgs 粒子存在^[11].即使如此,人们仍没有放弃对更高质量 Higgs 粒子的探寻,相继提出了一些新物理机制^[12,13].人们还建议存在有两个复的 Higgs-doublets 的扩展标准模型^[14].通常将 $SU(2) \times U(1)$ 对称性破缺到 U_{em} (1)时,仅需要三个 Goldstone 粒子,所以在具有两个 Higgs-doublets 的模型中除了原来一个中性 Higgs 外,还要在模型中出现两个带电及另外两个中性 Higgs 粒子.它们会导致可观察的实验结果^[15].带电 Higgs 粒子能通过新的相互作用与费米子偶合:

$$L = \frac{g}{2\sqrt{2}M_w} H^\pm [V_{ij}m_{u_i}F_u \bar{u}_i(1 - \gamma_5)d_j + V_{ij}m_{d_j}F_d \bar{u}_i(1 + \gamma_5)d_j + m_l F_l \bar{\nu}(1 + \gamma_5)L] + h.c., \quad (1)$$

其中 V_{ij} 是 K-M 矩阵元, u_i 对应第 i 个 u 类夸克, d_j 对应第 j 个 d 类夸克.这两个 Higgs-doublets ϕ_1 和 ϕ_2 之真空期待值分别为 V_1 和 V_2 , 它们的比值定义为 $\tan \beta = \frac{V_2}{V_1}$. 为不引起直接味道改变中性流,共有两种不同的模型——I 和 II. 在模型 I 中,只有一个 doublet 导致所有费米子质量,而另一个与费米子无偶合作用,在此模型中 $F_u = \cot \beta$, $F_d = -\cot \beta$; 在模型 II 中 u 类夸克从 ϕ_2 获得质量,而 ϕ_1 给出轻子和 d 类夸克的质量.其中 $F_u = \cot \beta$, $F_d = \tan \beta$.

在图 1 中给出 $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ ($\bar{t}c$) 的费曼图.其中 $t\bar{c}\gamma$ 和 $t\bar{c}Z$ 的有效顶点已由 Eilam 等和 Hou, Stuart^[16,17] 等人做了详细的计算.在我们所考虑的情形下, γ, Z 和 H 做为传播子,不在质壳上,因此这里就不存在 $k^2=0$ 和 $k \cdot \epsilon=0$ 的约束条件.本文将沿用文献[16]中的符号约定.

我们将采用记号 A_μ 至 J_μ 分别对应图 1(B)中的(a)至(j)的不包括 KM 矩阵元的顶角.它们的详细表达式在参考文献[16]中给出.普遍来讲,在图 1 中应有更多的图,其中中性 Higgs 粒子代替 γ 和 Z 做为传播子时,然而, Higgs 粒子与电子偶合为

$$\frac{-igm_e}{2\sqrt{2}M_w}(1 - \gamma_5),$$

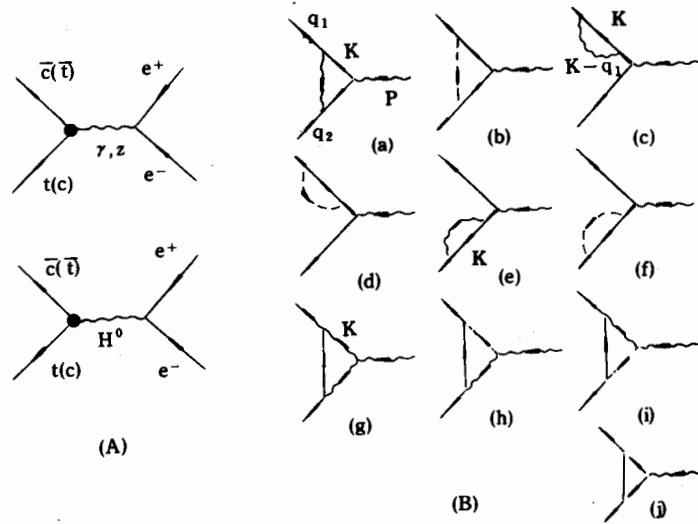


图 1 $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}(\bar{t}c)$ 过程
 其中(A)为 e^+e^- 湮灭过程
 ⊙ 为有效顶点. (B)(a) — (j) 为导致有效顶角的圈图

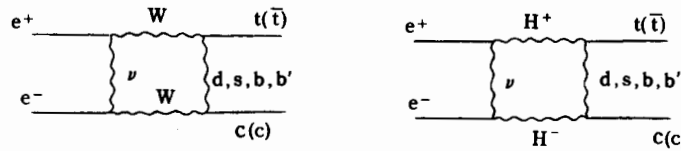


图 2 $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ 的 box 图贡献

正比于电子质量,因而太小了,可以忽略. 示于图 2 中的 box 图与图 1 中的正负电子湮灭图从微扰展开角度上属于同一量级,所以应加以考虑. 然而张肇西和王建雄^[10]已经仔细研究过这类图的贡献,发现其贡献在 10^{-40}cm^2 量级,即使是相干效应,在 $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}(\bar{t}c)$ 实验上可观测, $\sigma \geq 10^{-36}\text{cm}^2$ 的情况下,它对结果的影响可略.

本文所用顶角公式已经在文献[16]中清楚地给出来了,有兴趣的读者可以去参阅文献[16,17].

LEP I 关于 Z 粒子的实验资料^[18],倾向于支持三代结构,然而,Z 衰变数据并没有排除伴随一个质量大于 $45 \text{ GeV}/c^2$ 的重中微子的第四代轻子存在的可能性,换言之,第四代夸克也可以存在,但一定要比较重. 第四代轻子的存在可能对 τ 的轻子衰变以及太阳中微子问题^[19], $D^0-\bar{D}^0$ 混合问题和稀有 D 衰变等问题提供合理的解释,同时也可以通过 $t\bar{c}$ 产生寻找第四代夸克的信息^[20]. 在下一节,将利用所有此处给出的信息展开计算.

三、演算和数值结果

$e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ (或 $\bar{t}c$) 的反应截面为

$$\sigma = \frac{m_e^2}{\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_e^2}} \int \frac{d^3 p_3 d^3 p_4}{(2\pi)^3 E_3 (2\pi)^3 E_4} \frac{1}{4} \sum_{s_1, s_2} |T|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4).$$

此处使用[21]的约定. 散射振幅 T 为

$$T = \bar{u}_i(p_3) \Gamma_{\frac{1}{2}}^Z v_c(p_4) G_{\mu\nu}^Z(q^2) \bar{v}_e(p_2) \frac{i g}{4 \cos \theta_w} \gamma^\mu [(-1 + 4 \sin^2 \theta_w) + \gamma_5] u_e(p_1) \\ + \bar{u}_i(p_3) \Gamma_{\frac{1}{2}}^\gamma v_c(p_4) G_{\mu\nu}^\gamma(q^2) \bar{v}_e(p_2) (-ie\gamma^\mu) u_e(p_1). \quad (3)$$

这里, $G_{\mu\nu}^Z(q^2)$, $G_{\mu\nu}^\gamma(q^2)$ 分别是玻色子 Z 和光子的传播子, $\Gamma_{\frac{1}{2}}^Z$ 和 $\Gamma_{\frac{1}{2}}^\gamma$ 是[16]中给出的顶点, $q^2 = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = S$. 根据 LEP I 能量, 在以下的计算中采用 $S = (200 \text{ GeV})^2$. 另外, 因为有人建议建造更高能量 e^+e^- 对撞机, 所以也取 $S = (500 \text{ GeV})^2$ 来计算, 给出在此能量下产生率的数值结果以供参考. 图 1(B) 中的顶角是从(a)到(j)图(对应 A 至 J)贡献的总和, 可以写为:

$$\Gamma^\mu = \sum_i V_{di} V_{ci}^* [A^\mu(x_i) + \dots + J^\mu(x_i)]. \quad (4)$$

其中 V_{di} 和 V_{ci} 是 K-M 矩阵元, i 代表 d, s, b, b' , $x_i = \frac{m_i^2}{M_W^2}$, A^μ 到 J^μ 在[16]中给出. 现已把带电的 Higgs 粒子贡献考虑进去了.

整个表达式将是 m_i, m_e, M_t, M_{H^\pm} 和 $\tan \beta$ 的非常复杂的函数. 虽然我们还不知道 M_t, M_{H^\pm}, M_b 和 $\tan \beta$ 的确切数值, 但实验数据却能限制它们的大致范围. 在数值计算中, 我们取 $M_b \sim 160 \text{ GeV}/c^2$, $M_t \sim 140 \text{ GeV}/c^2$, 对于 M_{H^\pm} , 取两个典型数值 $50 \text{ GeV}/c^2$ 和 $100 \text{ GeV}/c^2$. 为了比较, 我们计算了截面对 M_t 和 $\tan \beta$ 的依赖关系^[22]. 因为本文目的只是大致估计在将来的 LEP I 实验中产生率的数量级, 因而在数值计算时, 只要这些数值的约略范围象其他许多作者那样给出参数在一定变化范围内的一些曲线.

首先, 假定自然界中只有三代夸克, K-M 矩阵是从一些低能过程中获得的^[23]. 根据目前实验数据, 可以将 K-M 矩阵写成数值形式. 在数值计算中, 根据下面数据取相应的数值并保证 K-M 矩阵的么正性. 至于有关第四代的 K-M 矩阵元数值将在本文稍后讨论.

$$V = \begin{pmatrix} 0.9747 \sim 0.9759 & 0.218 \sim 0.224 & 0.003 \sim 0.008 \\ 0.218 \sim 0.224 & 0.9734 \sim 0.9752 & 0.035 \sim 0.047 \\ 0.006 \sim 0.018 & 0.035 \sim 0.047 & 0.9987 \sim 0.9994 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

我们是利用 REDUCE 程序从费曼积分中抽出了 C_{ij}, C_o, B_o 和 B_i 的确切函数形式的^[16] (在[17]中这些具体函数形式没有给出来). 最后, 我们将所有已知数据代入到截面表达式中, 并利用 REDUCE 程序去处理复杂的 $|T|^2$ 计算, 其中包含了几千项, 没有计算机的帮助是不可能完成数值计算的.

结果展示于图 4, 5, 6 中, 其中(a1)对应模型 I, (a2)对应模型 II. K-M 矩阵元取值如上. 可以看到一旦固定了这些参数, 截面是 $\tan \beta$ 的函数, 其最大值在可能的 $\tan \beta$ 范围内可达到 $2 \times 10^{-38} \text{ cm}^2$. 当引入了一个可能的第四代 b 型夸克 b' . 迄今混合角 V_{cb} 没有直接的实验测量, 在式(5)中给出的数值是间接得到的. 因而没有理由不允许假定 b 和 b' 具有最大混合即 V_{cb} 和 $V_{cb'}$ 大约为 0.45, 这与[16]分析不同, 在那里假定 V_{cb} 很小, 这种选取是对应于 $t\bar{c}$ 产生的最有利的情形.

要得到最有利的情形而又保证不与已知实验数据相抵触, 为此, 取了两组可能的 K-M 矩阵元数值. 第一组为 $V_{cd} V_{cd}^* \sim 0.018 \times 0.224$, $V_{cb} V_{cb}^* \sim 0.047 \times 0.9752$, $V_{cb} V_{cb'}^* \sim 0.45 \times 0.047$, $V_{cb'} V_{cb'}^* \sim 0.047 \times 0.45$, 第二组为 $V_{cd} V_{cd}^* \sim 0.018 \times 0.224$, $V_{cb} V_{cb}^* \sim -0.5$, $V_{cb} V_{cb'}^* \sim$

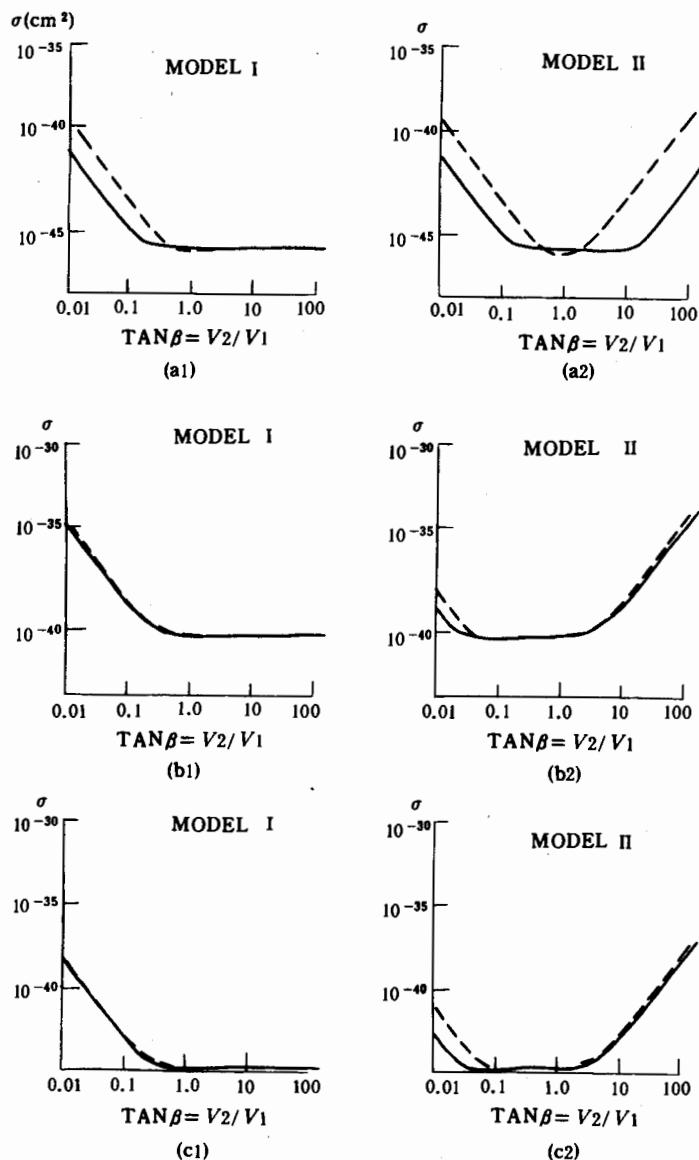


图 3

0.05, $V_{cb'} V_{cb}^* \sim 0.45$. 在图 3 至图 6 中, 我们做了 $t\bar{c}$ (或 $\bar{t}c$) 产生截面相对 $\tan \beta$ 的图. (a) 组中只有三代夸克, 所用的 K-M 矩阵元取常规数值. (b) 和 (c) 组中第四代夸克 b' 也被加入, 对 (b) 用第一组 K-M 值, (c) 用第二组 K-M 值. 图中虚线对应 $M_{H^\pm} \approx 100 \text{ GeV}/c^2$, 实线对应 $M_{H^\pm} \approx 50 \text{ GeV}/c^2$. 在图 3 中选 $M_t = 100 \text{ GeV}/c^2$, 图 4 中 $M_t = 140 \text{ GeV}/c^2$, 图 5 中 $M_t = 180 \text{ GeV}/c^2$. 这几个图中 $M_{b'} = 160 \text{ GeV}/c^2$. 当变动 $M_{b'}$ 从 $160 \text{ GeV}/c^2$ 到 $120 \text{ GeV}/c^2$ 时, 我们几乎找不到明显的截面变化, 因而可知产生截面对第四代夸克 b' 的质量并不敏感. 图 6 中采用了拟议中的 $S = (500 \text{ GeV})^2$ 的质心能量的平方.

在图 3 到图 6 中, (a1), (b1) 和 (c1) 对应模型 I, (a2), (b2), (c2) 对应模型 II. 由于模型 I 中 F_u 和 F_d 都正比于 $\cot \beta$, 因而当 $\tan \beta$ 很大时 $F_u \sim F_d \sim 0$ 这时可以见到曲线底部

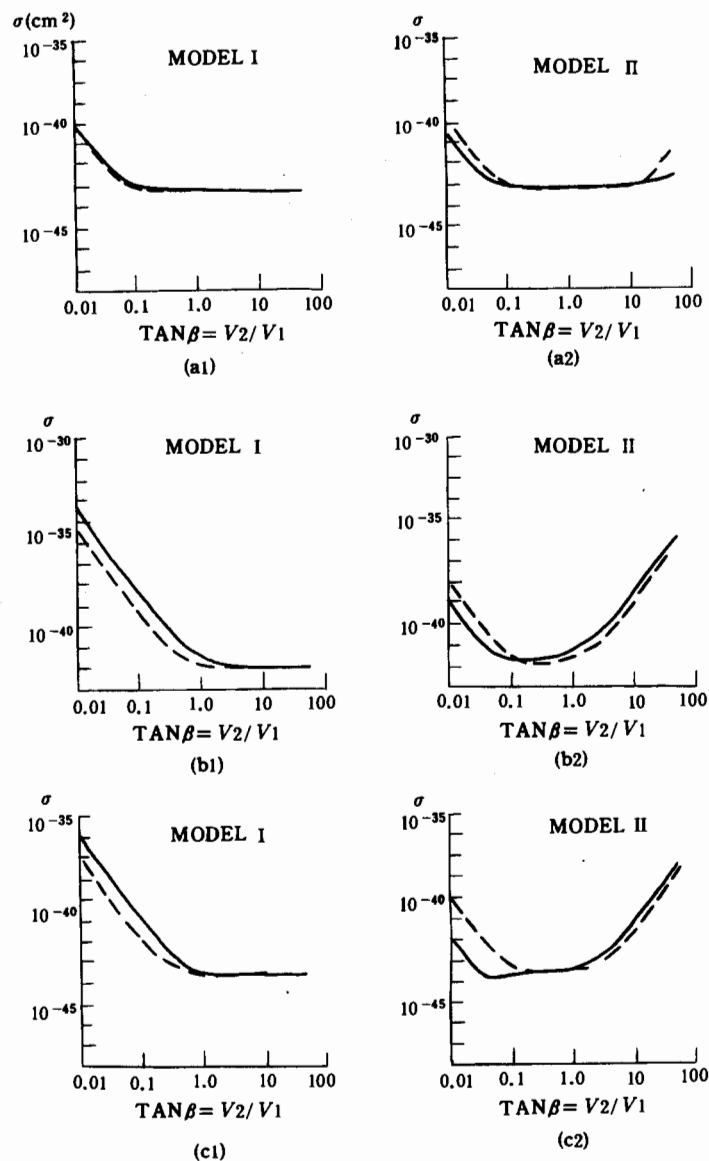


图 4

变平,这就是不存在带电 Higgs 粒子时最小标准模型所预言的 $t\bar{c}$ (或 $\bar{t}c$) 产生截面.但值得指出的是,本文仅计算了图 1 所示的各个顶点,而没有计入图 2 所示的 box 图的贡献.张肇西和王建雄计算了^[10]最小标准模型中 box 图引起的 $t\bar{c}$ 产生截面,发现在 10^{-42} — 10^{-40} cm^2 量级(根据模型而定).因而,严格说来本文在图 3—图 6 中给出底部时应考虑 box 图贡献,因为曲线底部(极小值)和 box 图是同一量级.换言之,本文图中曲线底部位置可以差一个 2~3 的因子,但不会改变数量级.

在图 3 至图 6 右方三图对应模型 I.由于 $F_u \propto \cot \beta$, $F_d \propto \tan \beta$,在 $\tan \beta$ 大和小的两个方向截面都变大.在对数坐标中呈线性上升,它的底部也比模型 I 略高.在下一节的讨论中还要对此结果进行分析.

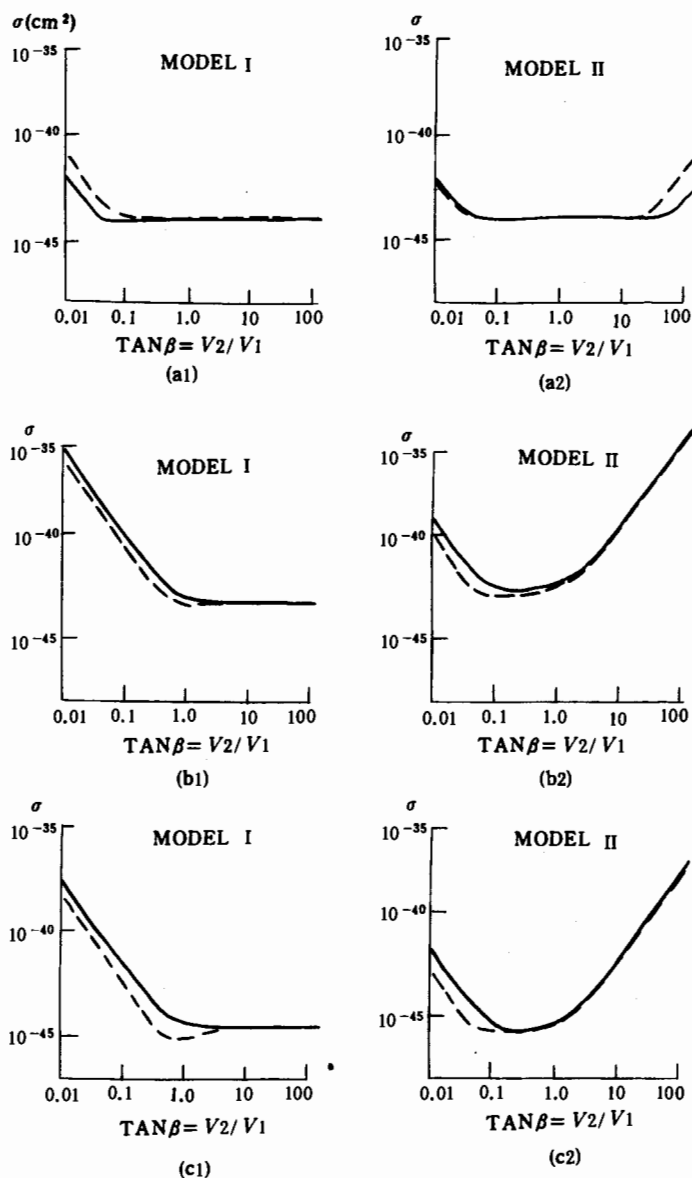


图 5

四、讨 论

目前的 e^+e^- 对撞机包括 LEP I 在内, 都没有足够高的能量以产生 t 夸克. 今天的实验数据已确定 M_t 的下限 $M_t > 91 \text{ GeV}/c^2$. 直接寻找 t 夸克又是人们所期待的, 是需要认真研究的. 即使是建议运行的 LEP II 也只能具备产生一个单 t 夸克的相空间, 亦不能提供足够高能量以实现 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$. 因此, 本文研究了在 200 GeV 的 LEP I 能量下观察 $t\bar{c}$ (或 $t\bar{c}$) 的可能性. 如果 M_t 真如低能实验所预言的那样为 $132^{+31}_{-37} \text{ GeV}/c^2$ (68% C. L.), 那么从

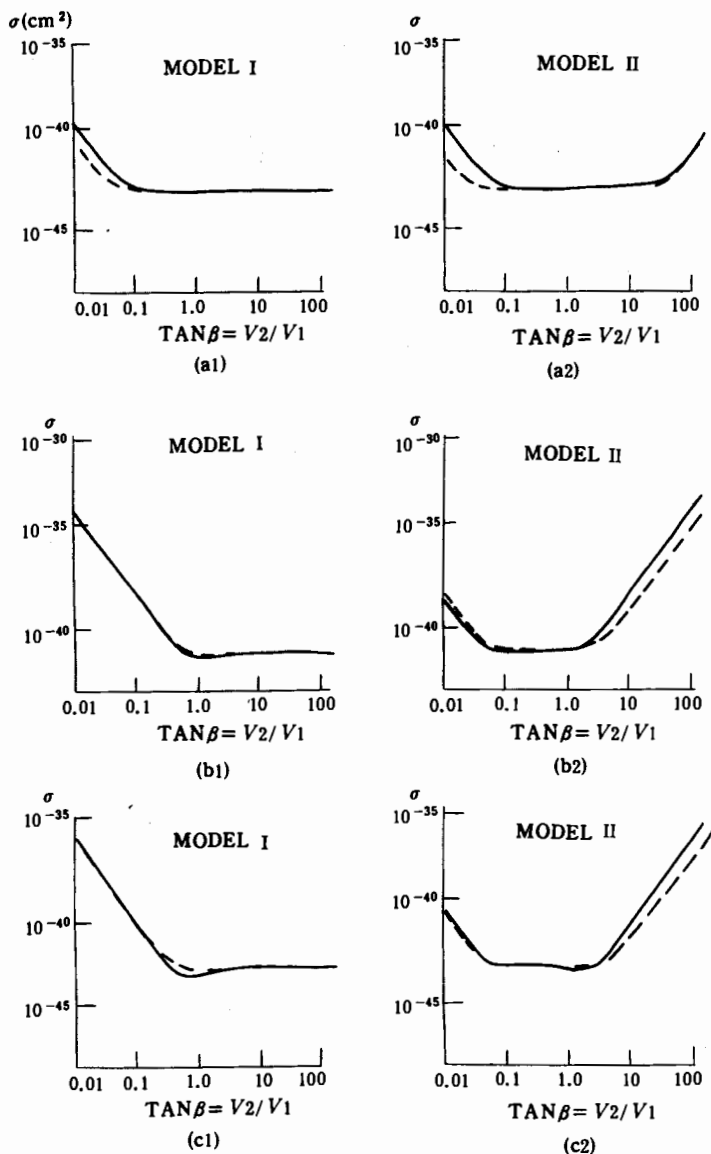


图6

能量守恒角度来看,人们就有希望在 LEP I 中观察到此类事件.然而这仍然决定于产生率的大小.如果产生率太低,尽管在 LEP I 上 e^+e^- 对撞背景干扰比质子碰撞小的多,我们也仍然无法积累足够多的有效事例,得到为确定 t-quark 产生所需要的统计数据.

在最小标准模型的框架中,这个产生率已被计算过,虽然考虑到可能存在的第四代夸克并将 K-M 矩阵元选取在最有利的数值,但截面仍然只有 10^{-40}cm^2 数量级^[10],假定在 200 GeV 下,LEP I 的亮度也能象 LEP I 那样高达^[24]:

$$L = 1.7 \times 10^{31}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1},$$

这样全年积分亮度达 $5.36 \times 10^{38}\text{cm}^{-2}$.考虑到探测器效率以及机器运行的时间每年肯定少于 365 天,这样小的产生率每十年还不能给出一个事例,难以得出有用的结论.

许多作者建议过具有两个 Higgs-doublets 的扩展标准模型,并讨论过它们的唯象行为^[16],本文中应用了这种扩展的标准模型来计算 LEP I 能量下 $t\bar{c}$ 的产生截面.数值计算表明此产生率依赖于参数 $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$,其中 v_1, v_2 分别是 H_1 和 H_2 的真空期待值.在 $\tan\beta$ 的合理范围内(0.01—100)产生率的最大值为 10^{-35}cm^2 ,最低值小于 10^{-40}cm^2 .

当然,关于 $\tan\beta$,它可能受到 $K^0-\bar{K}^0$ 混合或 $B^0-\bar{B}^0$ 混合的限制,但如文献[14]所示,在(0.01—100)的范围是没有被实验所排除的.如果不巧,参数 $\tan\beta$ 定在 1 附近($\beta \sim 45^\circ$),那么产生率将和最小标准模型的结果没什么差别(无论模型 I 还是模型 II),为 10^{-40}cm^2 量级,于是人们将没有机会在 LEP I 的能量及亮度下观察这个过程.然而,如果幸运, $\tan\beta$ 要么足够大,要么足够小,例如, $\tan\beta < 0.1$ 或 $\tan\beta > 5$,那么此类过程将是可观测.以前的低能实验将 $\tan\beta$ 限制在 $\tan\beta \geq 0.167$ ^[16],但这可能是不精确的.再有,如果只有三代,那么最大值也仅在 10^{-38}cm^2 左右.在 LEP I 的亮度,每年只有一个事例(或几个,由于计算的不确定性),可信程度就很低了.我们的结果和文献[16]都在 $\tan\beta$ 中间区出现一个低谷,尽管是处理不同的物理过程.

我们建议实验物理学家在 LEP I 上寻找 $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}(t\bar{c})$ 过程.由于能量很高,微扰 QCD 是很好的近似,也就是说,在本文截面的计算中我们只做最低阶且不考虑非微扰 QCD 为主导的强子化,它可以直接检验标准模型及其扩展的模型.如果在 LEP I 上找到 $t\bar{c}$, ($\bar{t}c$) 事例,将是对扩展的两个 Higgs-doublet 标准模型极好的支持,对物理机制进行深入的理解,尤其对高能物理领域内的理论和实验物理学家关注的 t 夸克和 Higgs 粒子进行深入的理解大有帮助.

作者感谢戴元本和黄涛教授在本工作过程中给予的有益讨论.作者之一(李学潜)感谢理论物理所开放课题的支持和与杜东生教授的讨论.

参 考 文 献

- [1] CDF Collab., FERMILAB-Pub-91/280-E, 91/294-E.
- [2] J. Ellis, J. Hagelin and S. Rudaz, *Phys. Lett.*, **192B**(1987), 201; I. Bigi and A. Sanda, *Phys. Lett.*, **194B**(1987) 307; D. Du and Z. Zhao, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1072.
- [3] A. Nelson, *Phys. Lett.*, **256B**(1991), 477.
- [4] E. Paschos, T. Schneider and Y. L. Wu, FERMILAB-Conf-90/48-T.
- [5] V. Barger, J. Hewett and T. Rizzo, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 1313.
- [6] J. Ellis and G. Fogli, *Phys. Lett.*, **249B**(1990), 543; The more recent data analysis can be found at CDF collaboration, F. Abe et al, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 448.
- [7] P. Burrows, V. Del Duca and P. Hoyer, SLAC-PUB-5567; V. Fadin, V. Khoze and T. Sjöstrand, CERN-TH 5394/89; W. Beenakker, S. van der Marck and W. Hollik, MPI-PAE/PTh I2/92; G. Degrossi and A. Sirlin, MPI-PAE/PTh 48/90; W. Beenakker and W. Hollik, *Phys. Lett.*, **269B**(1991), 425; R. Kauffman, SLAC-348 UC-34D (T/E).
- [8] H. Chen, Repaort at the symposium of the TeV physics, Beijing, 1992.
- [9] S. Cortese and R. Petronzio, *Phys. Lett.*, **253B**(1991), 494.
- [10] C. H. Chang and J. X. Wang, Wang's Ph. D thesis, Inst. Theor. Phys. Academia Sinica.
- [11] ALEPH Collab., 26th Rencontre de Moriond Conference, France, 1991; OPAL collab., *Phys. Lett.*, **253B**

- (1991),511;L3 Collab., *Phys. Lett.*, **257B**(1991),450;DELPHI Collab., 26th Rencontre de Moriond Conference, France, 1991.
- [12] T. Takenchi, SLAC-PUB-5619.
- [13] C. Hill, FERMILAB-PUB-91/105-T; W. Bardeen, FERMILAB-Conf-90/269-T.
- [14] J. Donoghue and L. F. Li, *Phys. Rev.*, **D19**(1979), 945.
- [15] V. Barger and R. Phillips, *Phys. Rev.*, **D41**(1990), 884; J. Diaz-Cruz, R. Martinez, M. Perez and A. Rosado, *Phys. Rev.*, **D41**(1990), 891; M. Peyranere, H. Haber and P. Irulegui, *Phys. Rev.*, **D44**(1991), 191.
- [16] G. Eilam, J. Hewett and A. Soni, *Phys. Rev.*, **D44**(1991), 1473; G. Eilam, B. Haeri and A. Soni, *Phys. Rev.*, **D41**(1990), 875.
- [17] W. Hou and R. Stuart, *Nucl. Phys.*, **B320**(1989), 277.
- [18] L3 Collab., *Phys. Lett.*, **237B**(1990), 136; **231B**(1989), 509; ALEPH Collab., *ibid* **231B**(1989), 519; **235B**(1990), 389; OPAL Collab., *ibid* **231B**(1989), 530; DELPHI Collab., *ibid* **237B**(1990), 136.
- [19] X. Q. Li and Z. Tao, *Phys. Rev.*, **D43**(1991), 3691.
- [20] K. Babu, X. G. He, X. Q. Li and S. Pakvasa, *Phys. Lett.*, **205B**(1988), 540.
- [21] C. Itzykson and J. Zuber, *Quantum Field Theory*, Mc Graw-Hill Inc. 1980(New York).
- [22] C. H. Chang and J. X. Wang, *Comp. Phys. Commun.*, **69**(1992), 330.
- [23] A. Buras and M. Harlander, MPI-PAE/PTh 1/92, TUM-T31-25/92.
- [24] E. Blucher et al., The Working Group on High Luminocities at LEP, CERN 91-02.

The Study on the Production of $t\bar{c}$ at LEP- II Energy in the Extended Standard Model with Two Higgs-doublets

ZHANG ZHAOXI

(Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica, Beijing 100080)

LI XUEQIAN YANG MAOZHI

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

WANG JIANXIONG

(Theoretical Physics Group, KEK, Japan)

ABSTRACT

In this paper the cross section of the production of $t\bar{c}$ (or $\bar{t}c$) by e^+e^- collision, i. e. $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ (or $\bar{t}c$), is computed in the Standard Model and its extension with two Higgs-doublets as well as the fourth generation fermions included. The results show that even for the top mass is so high around 140 GeV, as predicted by the Model, the cross section of this process still may be reach at an observable value at the LEP- I if favourable parameters are taken in the extension model.