

摘 要

粒子物理的标准模型(SM),是描述基本粒子及其强相互作用和电弱相互作用的规范理论,标准模型创建四十多年来已被大量的精确实验所检验。但是它不能解释电弱对称性破缺的来源,而且其标量场部分存在平庸性、不自然性等问题。因此标准模型只是一个低能有效理论,在能区它将被一个更深刻、自洽的理论所替代。为此,人们进行了大量积极的、有意义的探索,提出了许多新理论,如超对称(SUSY)理论、人工色(Technicolor)理论、小 Higgs 理论,其中,带 T 宇称的最小 Higgs 模型(LHT)就是目前人们十分关注的一种新物理模型。

寻找味改变中性流(FCNC)是未来的高能对撞机的重要任务之一。由于 SM 中存在 GIM 机制,FCNC 在树图阶是被禁止的;而在单圈阶又被极度压低。在一些超出 SM 的新物理模型中,会存在一些新的味改变耦合;这些味改变耦合的存在会大大提高一些味改变产生过程的截面。围绕最小超对称模型(MSSM)、双 Higgs 模型(2HDM)、TC2 模型和带 T 宇称的 Little Higgs 模型(LHT)等有许多关于味改变过程的研究。因此,味改变过程在寻找新物理信号方面起着至关重要的作用。我们正是在国际直线对撞机(ILC)上,围绕 LHT 模型,对味改变 $e^+e^-(\gamma\gamma)\rightarrow b\bar{s}$ 过程进行了研究,以期能为实验检验 LHT 模型提供理论指导。

计划中的 ILC 质心能量为 $\sqrt{s}=300\text{GeV}-1.5\text{TeV}$, 年积分亮度为 500fb^{-1} ; 在 ILC 上不但能实现 e^+e^- 对撞,还能实现 $\gamma\gamma$ 对撞。ILC 亮度高、背景干净,是探测新物理信号的理想场所。在工作部分,我们在 ILC 上, LHT 模型下,对味改变过程 $e^+e^-(\gamma\gamma)\rightarrow b\bar{s}$ 开展了研究。通过研究发现,对大质量镜像夸克,这两个过程在 ILC 上均可被探测到。因此,在 ILC 上通过对 $e^+e^-(\gamma\gamma)\rightarrow b\bar{s}$ 过程的研究,能提供一个独特的方法去研究 LHT 模型中味改变耦合的性质,从而为实验检验 LHT 模型和区分其他新物理模型提供理论指导。

关键词: 标准模型, LHT模型, 味改变过程, 产生截面, 国际直线对撞机(ILC)

ABSTRACT

The standard model(SM) of elementary particle describing strong and electroweak interactions is a gauge theory. The SM has been extensively tested by the precise experimental data during the past 40 years, but the mechanism of electroweak symmetry breaking (EWSB) remains an open question and the scalar sector suffers from the problems of triviality and unnaturalness, etc. Thus the SM can only be an effective field theory below some high energy scale and it should be replaced by a profound and consistent new theory at higher energy. So people have done many active researchs and put forward some new physics models. For example, the supersymmetry (SUSY) theory, Technicolor model, little higgs model. Among these new physics models, littlest higgs model with T-parity (LHT) is now a very prevail.

Searching for Flavor Changing Neutral Currents (FCNC) is one of important tasks at future high energy colliders. Due to the GIM mechanism in the SM, FCNC process is forbidden at tree level and sharply suppressed at loop level. In the new physics models beyond the SM, there exist some new flavor changing(FC) couplings and these FC couplings can significantly enhance the cross sections of the FC production processes. Based on the minimal supersymmetric model (MSSM), the general two-higgs-doublet model (2HDM), the topcolor-assisted technicolor (TC2) model and the littlest higgs model with T parity (LHT) etc, people have done many studies about the FC processes. Therefore, FC processes play an important role in searching for signal of new physics models. We just study the FC processes, $e^+e^-(\gamma\gamma)\rightarrow b\bar{s}$, in the LHT model at international linear colliders (ILC). Such study can provide valuable theoretical instruction to test LHT model at experiments.

The ILC with the center of the mass (c.m.) energy $\sqrt{s}=300GeV-1.5TeV$ and the yearly luminosity $500fb^{-1}$ has been planned. In such a collider, in addition to e^+e^- collision, one can also realize photon-photon collision. The ILC will be an ideal machine to probe new physics with high luminosity and clean background. In our work, we study the FC processes $e^+e^-(\gamma\gamma)\rightarrow b\bar{s}$ at the ILC in the LHT model. Our study shows that with large masses of mirror quarks these two processes are accessible

at the ILC. So the processes $e^+e^-(\gamma\gamma)\rightarrow b\bar{s}$ at the ILC can provides a unique way to study the properties of the FC coupling in the LHT model and furthermore provides theoretical instruction to test LHT model and distinguish it from the other new physics models.

KEY WORDS: The standard model, the littlest higgs model with T parity, flavor-changing processes, production cross-section, The International Linear Colliders (ILC).

独创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写的研究成果，也不包含为获得河南师范大学或其他教育机构的学位或证书所使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

签名： 韩金钟 日期： 2009.6.10

关于论文使用授权的说明

本人完全了解河南师范大学有关保留、使用学位论文的规定，即：有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。本人授权河南师范大学可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。(保密的学位论文在解密后适用本授权书)

签名： 韩金钟 导师签名： 王学军 日期： 2009.6.10

第一章 前言

1.1 标准模型简介及其存在的问题

二十世纪中期，人们发现物质世界存在着四种相互作用：引力相互作用、电磁相互作用、强相互作用和弱相互作用。至此，寻求自然界相互作用的统一成为人类认识世界的主题之一。从 60 年代初，格拉肖(S.L.Glashow)、温伯格(S.Weinberg)和萨拉姆(A.Salam)等众多物理学家经过近 40 年的努力探索，才形成了今天的标准模型^[1]。理论上，标准模型是一个基于规范对称群 $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 的量子场论。这个规范群包括强相互作用对称群 $SU(3)_C$ ，电弱相互作用对称群 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 。而电磁相互作用对称群 $U(1)_{EM}$ 是 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 的一个子群。基于这一点，电磁和弱相互作用是统一的。这一理论是迄今为止公认的最好的描述弱、电、强三种相互作用的理论。该理论自建立到现在，已被大量的实验事实所证实，例如 1974 年规范玻色子 W 、 Z 的发现^[2]，粲夸克(Charm)、底夸克(Bottom)的确认以及顶夸克(Top)被 CDF 、 $D0$ ^[3]实验组的发现；还有曾在 95 年引起物理学家普遍关注的 $R_b[\equiv \Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z \rightarrow hadrons)]$ 、 $R_c[\equiv \Gamma(Z \rightarrow c\bar{c})/\Gamma(Z \rightarrow hadrons)]$ 问题的解决^[4]等等。这一切都表明，标准模型已取得了巨大的成功。

虽然标准模型在许多方面已取得了巨大的成功，但该理论还存在许多不足之处。在标准模型中为了使电弱对称性自发破缺，引入了基本 Higgs 标量场，但到目前为止还没有探测到它的存在。SM 存在的主要问题主要有以下几个方面：

1. 存在大量的自由参数，且起源不清。

标准模型中自由参数至少有 19 个：规范群 $SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$ 有三个耦合参数 g_s, g, g' ，6 味夸克和 3 个带电轻子的质量， CKM 矩阵中 3 个混合角、1 个描述 CP 破坏的相因子，Higgs 势能中有两个参数，另外还有一个 QCD 的真空相角。

2. 平庸性问题^[5]

在 SM 中引入了基本标量场 ϕ 的自相互作用 $\lambda\phi^4$ ，其跑动耦合常数 $\lambda(Q^2)$ 满足的群重整化方程为：

$$Q^2 \frac{d\lambda(Q^2)}{dt} = \beta(\lambda(Q^2)) = \frac{3\lambda(Q^2)^2}{2\pi^2} \quad (1.1)$$

上式的解为:

$$\lambda(Q^2) = \frac{\lambda_0}{1 - \frac{3}{2\pi^2} \lambda_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (1.2)$$

其中 Q 为某一参照能标, Λ 为正规化截断能标, $\lambda_0 = \lambda(\Lambda^2)$ 为正的有限常数。显然, 当 $\Lambda \rightarrow \infty$ 时, 对于任意有限的能标 Q , $\lambda(Q^2) = 0$ 。因而标准模型的 Higgs 部分实际上是自由场理论, 此相互作用具有平庸性。这就意味着标准模型并不是在任意能量标度都适用的理论 [$Q^2 \leq \Lambda_{\text{phys}}^2$], 它只能是更基本理论的一种低能有效理论。

3. 不自然性问题 (规范等级问题) [6]

所谓规范等级问题, 就是从电弱破缺的能标到新物理能标的过渡问题。因为标准模型要求的电弱破缺标度比较严格, 而且必须对 Higgs 粒子的质量进行精细调节, 使得它的质量能够一直稳定在几百个 GeV 附近, 这就显得理论不够自然。因此, 标准模型在高能区必须被一个更深刻、自洽的理论所代替, 现有的标准模型只是一个低能有效理论。产生 Hierarchy 问题, 是因为 Higgs 粒子的质量在单圈阶存在紫外平方发散。这些单圈阶的最大贡献主要来自 Top 夸克、电弱规范玻色子和 Higgs 粒子的自相互作用, 如图 1.1 所示。

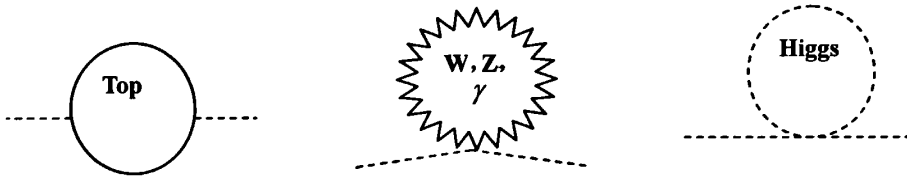


图 1-1 标准模型中 Higgs 粒子质量二次发散贡献的主要来源费曼图

经过计算, 可得到 Higgs 质量在单圈阶的修正为:

$$\delta m^2 \sim A\Lambda^2, \quad (1.3)$$

将其质量重整化后可得到 Higgs 粒子物理质量与裸质量的关系为:

$$m_H^2 = B\Lambda^2 + A\Lambda^2 \quad (1.4)$$

若取 Λ 为普朗克标度 $10^{19} GeV$, 而 Higgs 玻色子质量为 $10^2 GeV$ 的量级, 则此标度比 Higgs 玻色子质量大约要高 17 个量级。这样只有 A, B 精确调节到 10^{-34} , 才能得到质量为 $10^2 GeV$ 的 Higgs 玻色子。对于一种描述基本相互作用的理论, 这很显然不自然的。

若要求 A, B 只调节到 10^{-2} , 则要求

$$A + B = \frac{10^4 \text{ GeV}}{\Lambda^2} = 10^{-2} \quad (1.5)$$

可得到 $\Lambda = 1 \text{ TeV}$, 这就意味着在 TeV 量级上要出现新物理。

4. SM 中的 CP 破缺的起源和机制仍不清楚。

5. SM 中中微子质量为零是一种理论假定, 实验上只能给出中微子质量的上限并且很小。那么如果中微子质量不为零, 什么原因和机制使中微子质量比带电轻子和夸克小得多(约为电子质量的百万分之一, 为最重的 top 夸克质量的十万亿分之一)?

6. 实验上没有观察到自由夸克的存在, 为什么夸克被“囚禁”起来。如何从量子色动力学的渐近自由行为和非微扰性质来理解?

7. SM 中电弱对称性是自发破缺的, 破缺的能量标度在 200 GeV 右, 但实验上还没有探测到自发破缺机制中的 Higgs 粒子。那么 Higgs 粒子是否存在, 它是基本粒子还是复合粒子, 它的质量究竟多大, 有没有别的机制。这一系列问题都有待于我们继续研究解决。

由于 SM 中还存在以上问题, 新物理理论的提出是很有必要的。

1.2 几种新物理模型

近年来高能物理实验已经验证了标准模型是一个很成功的理论, 但是由于上述的一系列问题的存在, 尤其是电弱对称性破缺(EWSB)和不自然性问题, 人们提出了一些超出标准模型的理论, 统称新物理(NP); 其中, 比较有代表性的理论有超对称理论^[7]、人工色(TC)理论^[8]、额外维物理^[9, 10]还有小 Higgs 理论^[11, 12, 13]。超对称理论保留了基本的 Higgs 场, 并引入了超对称伙伴粒子; 用对应的超对称伙伴的贡献来消除相应的自能二次发散, 从而克服了不自然性的问题。而 TC 理论根本不引入基本 Higgs 标量场, 而引入了一种新费米子(TC 费米子), 用 TC 费米子凝聚 $\langle \bar{F}F \rangle \neq 0$ 来代替标准模型中的 Higgs 玻色子, 使电弱对称性 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 动力学破缺到电磁对称性 $U(1)_{EM}$, 从而解决了基本标量场理论中的不自然性和平庸性问题。

近年来, 一类被称作“小 Higgs”理论的 EWSB 理论引起了人们的极大关注。小 Higgs 理论沿用了以前人们的思想。认为 Higgs 玻色子是由自发对称性破缺而产生的赝标哥尔斯通玻色子^[14, 15, 16]。同时, 该理论预言了一系列与 SM 相应粒子具有同样自旋的新粒子, 这些新粒子抵消了 SM 中相应粒子对 Higgs 质量所带来的单圈二次发散。Higgs

粒子通过一个近似整体对称性保持轻的质量，使单圈二次项对截断标度 Λ_s 不再敏感。

在截断能标附近，一般量子场论的标量粒子质量都存在辐射修正的二次发散。在小 Higgs 理论中二次发散的消除发生在具有同样统计性的粒子之间，例如：通过引入新规范玻色子来抵消 SM 规范玻色子带来的二次发散项。为了避免精细调节，小 Higgs 模型的能量标度必须小于几个 TeV ，并且把 Higgs 玻色子的耦合确定下来。所有这些特性可能引起显著的实验信号，是未来粒子物理学研究的重点。该理论提出了一种从 SM 的辐射修正确定弱作用能标的方法，可能成为 TeV 标度新物理的候选者，并能说明如何将其嵌入到超过 TeV 标度仍有效的全面理论中，可能解决 SM 中因标量 Higgs 玻色子而产生的问题。

最小 Higgs 模型(LH)^[17]简单地实现了小 Higgs 思想，是 SM 的最小扩充。LH 模型始于 $SU(5)$ 整体对称性，包含一个非线性 σ 模型。在 Λ_s 标度处，通过正比于标度 f 的真空期望值破缺至它的子群 $SO(5)$ 。同时，规范对称群破缺到它的对角子群 $[SU(2) \otimes U(1)]^2$ 破缺到它的对角子群 $[SU(2) \otimes U(1)]$ ，这个对角子群可以看作 SM 中的电弱规范群。

但在 LH 模型中，有一个严格的电弱限制，即电弱物理标度必须满足 $f \geq 2-3TeV$ ，最严重的限制是来自于附加的重规范玻色子的交换，小部分来自于真空附加三重态的标量场所产生的树图修正。为了解决这些问题，Cheng 和 Low 建议扩大对称结构理论，引入了一个新的离散的对称结构，既 T 宇称。我们把这个模型叫做 LHT 模型^[18]。LHT 模型除了引入重的规范玻色子和重的 top 夸克 T_+ 之外还要求引入重的 top 夸克 T_- 和与标准模型中的费米子相对应的镜像费米子。重的 top 夸克 T_- 和镜像费米子在 T 宇称下是 $T-odd$ 粒子，而且镜像费米子能够被赋予很大的质量；另外，为保持 T 宇称守恒，这些 $T-odd$ 粒子必须成对出现，而标准模型中的粒子在 T 宇称下是 $T-even$ 粒子。准确地说 T 宇称禁止了重的规范玻色子和引入的三重态 TeV 之间的相互作用对树图的贡献，即只有标准模型的粒子对树图有贡献，LHT 模型中的新粒子只在圈图下才有贡献，这大大减弱了电弱精确测量对模型参数的限制，从而避免了精细调节。在 LHT 模型下镜像部分最重要的成分是类 CKM 幺正混合矩阵，这些混合矩阵的参数是由标准模型的费米子和镜像费米子之间味改变相互作用决定的。我们将会在第二章详细的论述 LHT 模型的结构和思想。

1.3 工作简介

寻找味改变中性流(FCNC)是未来的高能对撞机的重要任务之一^[19]。众所周知, SM 不存在树图级 FCNC, 虽然在单圈级下出现 FCNC, 但是由于 GIM 机制^[20]压低, 很难在实验上产生可观测的信号。因此, 探测 FCNC 是检验和探究新物理的一种很好方法和手段。在 LHT 模型中, 标准模型的费米子与 T -odd 的镜像费米子和规范玻色子之间可发生新的味相互作用, 其味改变相互作用是通过 T -odd 的重规范玻色子 (A_H, Z_H, W_H^\pm) 或哥尔斯通玻色子 ($\eta, \omega^0, \omega^\pm$) 来完成的。在单圈阶存在 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 两个味改变过程, 我们正是在 LHT 模型下探究这两个过程的信号能否被将来的 ILC 上探测到。通过研究发现随镜像夸克质量的增加这两个过程在 ILC 上均有可能被探测到, 特别是过程 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 。因此, 在 ILC 上对 $e^+e^-(\gamma\gamma) \rightarrow b\bar{s}$ 过程的研究可提供一个独特的方法去研究 LHT 模型下味改变耦合的性质, 从而为进一步检验 LHT 模型和区分其他新物理模型提供了很好的依据。

本文的结构安排如下: 第二章对 LHT 模型进行了简单综述, 并具体分析了 LHT 模型的结构; 第三章简单介绍了国际高能直线对撞机(ILC)及 LHT 模型唯象研究; 第四章是工作部分, 主要研究了在 LHT 模型下, $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 两个味改变过程; 第五章是总结和展望。

第二章 LHT 模型介绍

近年来,一种被称作 Little Higgs 模型^[11,12,13]的电弱对称破缺理论被提了出来,并且认为是超越 SM 理论的一个令人信服的理论。在这个模型下,Higgs 的质量可以在 TeV 能区保持稳定,Higgs 粒子通过一个近似整体对称性保持轻的质量,在每个对称性下 Higgs 粒子都是一个 Goldstone 玻色子。只有在对称性整体破缺的时候,Higgs 才会获得质量,这就避免了所有的 Higgs 质量单圈二次发散。目前,已经提出了很多种模型,其中具有 $SU(5)/SO(5)$ 对称性的 Littlest Higgs (LH) 模型^[17]是 Little Higgs 思想的最简单实现,是标准模型的最小扩充。除标准模型粒子之外,LH 模型还预言有新的矢量玻色子、重的 T 夸克和重的标量粒子三重态,这些新粒子会在树图阶对电弱精确测量有明显贡献,因此最初的 LH 模型受到电弱精确测量的严格限制^[21]。主要表现在由于交换重的规范玻色子引起的对电弱精确测量的树图修正和来自新的三重态标量场不为零的真空期望值 (VEV) 所带来的贡献。为了解决上述问题,人们又在 LH 模型中引入了一个称作“T 宇称”的分离对称性^[18],类似超对称模型中的 R 宇称,这种带有“T 宇称”的 LH 模型简称为 LHT 模型。要保持 T 宇称守恒,LHT 模型要求为每一个标准模型费米子引入对应的镜像费米子,镜像费米子可以有很大的质量,且它们的 T 宇称是奇的,标准模型中的所有粒子 T 宇称都是偶的。对所有的物理可观测量,标准模型中的粒子都是作为外场,T 宇称守恒禁止了任何来自重规范玻色子的树图贡献,同时也消除了不为零的三重态 (VEV) 所带来的贡献。所以,在 LHT 模型中,对电弱精确测量的修正只在圈图阶产生。这种来自圈图的贡献受到的实验限制要比树图的弱得多,而且精细调节也被避免^[22]。下面是详细的模型结构介绍。

2.1 规范和标量部分

LH 模型^[17]是基于 $SU(5)/SO(5)$ 的非线性 σ 模型,通过一个 $f \sim 0(TeV)$ 阶的真空期望值 (VEV) 使整体对称群 $SU(5)$ 自发破缺到 $SO(5)$,同时, $[SU(2) \times U(1)]^2$ 规范群破缺到对角子群 $SU(2)_L \times U(1)_Y$,即 SM 中的电弱规范群。真空按照 $SU(5)$ 张量变换 $\Sigma \rightarrow V^T \Sigma V$ 变换,则非零的真空期望值为:

$$\Sigma_0 \equiv \langle \Sigma \rangle = \begin{pmatrix} & & & & 1_{2 \times 2} \\ & & & & \\ & & 1 & & \\ & & & & \\ 1_{2 \times 2} & & & & \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

未破缺的 $SO(5)$ 生成元 T^a 满足:

$$T^a \Sigma_0 + \Sigma_0 (T^a)^T = 0, \quad (2.2)$$

而破缺的生成元 X^a 满足

$$X^a \Sigma_0 - \Sigma_0 (X^a)^T = 0 \quad (2.3)$$

因此, 可以把对称性破缺认为是一个在 $T^a \mapsto T^a$ 和 $X^a \mapsto -X^a$ 下的 Z_2 自同构, 这个自同构就是我们后面要讨论的 T 宇称的基础。

这个对称破缺机制目前还不明确, 因此, 在 $\Lambda \sim 4\pi f$ 范围内 LH 模型只是一个有效理论。每一个破缺生成元对应一个 Goldstone 粒子, 从 $SU(5)/SO(5)$ 的破缺, 产生了 14 个 Goldstone 玻色子 x^a , 用一个 Π 矩阵来描述它。

Π 矩阵的具体表达式如下:

$$\Pi = x^a X^a = \begin{pmatrix} -\frac{\omega^0}{2} - \frac{\eta}{\sqrt{20}} & -\frac{\omega^+}{\sqrt{2}} & -i\frac{\pi^+}{\sqrt{2}} & -i\phi^{++} & -i\frac{\phi^+}{\sqrt{2}} \\ -\frac{\omega^-}{\sqrt{2}} & \frac{\omega^0}{2} - \frac{\eta}{\sqrt{20}} & \frac{v+h+i\pi^0}{2} & -i\frac{\phi^+}{\sqrt{2}} & \frac{-i\phi^0 + \phi^p}{\sqrt{2}} \\ i\frac{\pi^-}{\sqrt{2}} & \frac{v+h-i\pi^0}{2} & \sqrt{4/5}\eta & -i\frac{\pi^+}{\sqrt{2}} & \frac{v+h+i\pi^0}{2} \\ i\phi^- & i\frac{\phi^-}{\sqrt{2}} & i\frac{\pi^-}{\sqrt{2}} & -\frac{\omega^0}{2} - \frac{\eta}{\sqrt{20}} & -\frac{\omega^-}{\sqrt{2}} \\ i\frac{\phi^-}{\sqrt{2}} & \frac{i\phi^0 + \phi^p}{\sqrt{2}} & \frac{v+h-i\pi^0}{2} & -\frac{\omega^+}{\sqrt{2}} & \frac{\omega^0}{2} - \frac{\eta}{\sqrt{20}} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

这里, $H = (-i\pi^+ \sqrt{2}, (v+h+i\pi^0)/2)^T$ 是标准模型中的 Higgs 二重态, h 是通常所说的 Higgs 场, $v = 246 \text{ GeV}$ 是 Higgs 的真空期望值, π^\pm, π^0 场是 $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ 自发对称破缺所产生的 Goldstone 玻色子, η, ω 是当 $[SU(2) \times U(1)]^2$ 规范群破缺到 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 时被重的规范玻色子吃掉的附加的 Goldstone 玻色子, Φ 是一个物理的三重态标量场, 具体表达形式如下:

$$\Phi = \begin{pmatrix} -i\phi^{++} & -i\frac{\phi^+}{\sqrt{2}} \\ -i\frac{\phi^+}{\sqrt{2}} & -i\phi^0 + \phi^p \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

它的质量为

$$m_\Phi = \sqrt{2}m_H \frac{f}{v} \quad (2.6)$$

m_H 是 SM 模型中 Higgs 标量的质量。

在 LHT 模型中引入了一个“T 宇称”的分离对称性，使得该模型与电弱精确数据相符合。在 T 宇称下，场 Φ 、 ω 和 η 都是奇的，而 SM 中的 Higgs 双重态 H 是偶的。

低能动力学的对称张量 Σ 描述为：

$$\Sigma = e^{i\pi/f} \Sigma_0 e^{i\pi/f} \equiv e^{2i\pi/f} \Sigma_0$$

对于 $SU(5)$ 的规范子群 $[SU(2) \times U(1)]_1 \times [SU(2) \times U(1)]_2$ 具有生成元

$$Q_1^a = \begin{pmatrix} \sigma^a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, Y_1 = \frac{1}{10} \text{diag}(3, 3, -2, -2, -2),$$

$$Q_2^a = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sigma^a \end{pmatrix}, Y_2 = \frac{1}{10} \text{diag}(2, 2, 2, -3, -3),$$

对应有八个规范玻色子 $W_1^a, B_1^\mu, W_2^a, B_2^\mu$ ($a=1,2,3$)。考虑到 Z_2 自同构 $T^a \mapsto T^a$ 和 $X^a \mapsto -X^a$ ，通过安排一个对称性转换到所有的场置入 T 宇称，这样的话这个理论在 T 宇称下是对称的，因此很自然地在 T 宇称下我们定义规范场的变换为：

$$W_1^a \Leftrightarrow W_2^a, \quad B_1 \Leftrightarrow B_2. \quad (2.7)$$

换句话说，T 宇称的作用是交换两个 $SU(2) \times U(1)$ 的耦合常数。从定义结果来看，两个 $SU(2) \times U(1)$ 耦合常数是相等的。

T 宇称下规范玻色子的本征态如下：

$$W_L^a = \frac{W_1^a + W_2^a}{\sqrt{2}}, \quad B_L = \frac{B_1 + B_2}{\sqrt{2}} \quad (T - \text{even})$$

$$W_H^a = \frac{W_1^a - W_2^a}{\sqrt{2}}, \quad B_H = \frac{B_1 - B_2}{\sqrt{2}} \quad (T - \text{odd}) \quad (2.8)$$

这里“ L ”和“ H ”分别代表轻和重，即“ L ”代表轻的规范玻色子（与 SM 中的规范玻色子对应），“ H ”代表重的规范玻色子（LHT 模型下引入的规范玻色子）。

从第一步的对称性破缺 $[SU(2) \times U(1)]^2 \rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$ ， T -odd 重的规范玻色子获得质量。 T -even 规范玻色子的质量只能通过第二步的对称性破缺

$SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ 产生。最后，我们给出到 $0(\frac{v^2}{f^2})$ 阶的质量本征态：

$$\begin{aligned} W_L^\pm &= \frac{W_L^1 \mp iW_L^2}{\sqrt{2}}, & W_H^\pm &= \frac{W_H^1 \mp iW_H^2}{\sqrt{2}} \\ Z_L &= \cos\theta_w W_L^3 - \sin\theta_w B_L, & Z_H &= W_H^3 + x_H \frac{v^2}{f^2} B_H, \\ A_L &= \sin\theta_w W_L^3 - \cos\theta_w B_L, & A_H &= -x_H \frac{v^2}{f^2} W_H^3 + B_H, \end{aligned} \quad (2.9)$$

其中， θ_w 是普通的弱混合角

$$x_H = \frac{5gg'}{4(5g^2 - g'^2)}. \quad (2.10)$$

上式中 g 和 g' 分别是 SM 中 $SU(2)_L$ 和 $U(1)_Y$ 规范场与费米子场的耦合常数。

从这些破缺， T -odd 规范玻色子获得质量，其质量在 $0(\frac{v^2}{f^2})$ 阶给出如下：

$$M_{Z_H} \equiv M_{W_H} = fg \left(1 - \frac{v^2}{8f^2}\right), \quad M_{A_H} = \frac{fg'}{\sqrt{5}} \left(1 - \frac{5v^2}{8f^2}\right) \quad (2.11)$$

T -even 规范玻色子的质量通过第二次对称破缺产生，其质量如下给出：

$$M_{W_L} = \frac{gv}{2} \left(1 - \frac{v^2}{12f^2}\right), \quad M_{Z_L} = \frac{gv}{2\cos\theta_w} \left(1 - \frac{v^2}{12f^2}\right), \quad M_{A_L} = 0. \quad (2.12)$$

T 宇称确保了中性玻色子和带电玻色子的质量关系 $M_{W_L} = M_{Z_L} \cos\theta_w$ 在树图阶仍然满足。

为了确保 Φ, ω, η 粒子在 T 宇称下是 T -odd，而 SM 中的 Higgs 双重态 H 是 T -even 的，我们规定下面的 T 宇称关系：

$$\Pi \mapsto -\Omega \Pi \Omega, \quad \text{其中} \quad \Omega = \text{diag}(1, 1, -1, 1, 1) \quad (2.13)$$

正如上面所提到的， Φ 是 $SU(2)_L$ 对称表象下的附加的三重态标量场，其质量为：

$$m_\phi = \sqrt{2}m_H \frac{f}{v} \quad (2.14)$$

m_H 是 SM 中的 Higgs 标量场的质量。

$\omega^\pm, \omega^0, \eta$ 场是 $[SU(2) \times U(1)]_1 \times [SU(2) \times U(1)]_2$ 破缺到它的对称子群时相应的 Goldstone 玻色子，它们分别被相应的重的规范玻色子 W_H^\pm, Z_H, A_H 吃掉了。

2.2 费米子部分

在费米子部分，LHT 模型引入了与 SM 费米子相对应的镜像费米子^[23]。 T -even 费米子部分由 SM 夸克、轻子和一个附加的重夸克 T_+ 组成。 T -odd 费米子部分由三代镜像夸克、轻子和一个附加的重夸克 T_- 组成。我们的研究只涉及了镜像夸克 (u_H^i, d_H^i) 部分。

三代镜像夸克与标准模型的三代夸克相对应。三代镜像夸克描述为：

$$\begin{pmatrix} u_H^1 \\ d_H^1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u_H^2 \\ d_H^2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u_H^3 \\ d_H^3 \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

我们把费米子对嵌入 $SU(5)$ 的不完备的表象中，并引入了右手的 $SO(5)$ 多重态 Ψ_R ：

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} i\psi_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ i\psi_2 \end{pmatrix}, \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \tilde{\psi}_R \\ \chi_R \\ \psi_R \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

其中：

$$\psi_i = -\sigma^2 q_i = -\sigma^2 \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix} \quad (i=1,2), \quad \psi_R = -i \begin{pmatrix} u_{HR} \\ d_{HR} \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

在 T 宇称下，这些场作如下变换：

$$\Psi_1 \mapsto -\Sigma_0 \Psi_2, \quad \Psi_2 \mapsto -\Sigma_0 \Psi_1, \quad \Psi_R \mapsto -\Psi_R. \quad (2.18)$$

因此，费米子对在 T 宇称下的本征态为：

$$q_{SM} = \frac{q_1 - q_2}{\sqrt{2}}, \quad q_H = \frac{q_1 + q_2}{\sqrt{2}} \quad (2.19)$$

q_{SM} 是左手 SM 的费米子对 (T -even)； q_H 是左手镜像费米子对 (T -odd)。右手镜像费米子对由 ψ_R 给出。

通过一个质量项可以给出镜像费米子在 $O(f)$ 阶的质量：

$$L_{mirror} = -\kappa_y f (\bar{\Psi}'_2 \xi + \bar{\Psi}'_1 \Sigma_0 \Omega \xi^+ \Omega) \Psi_R^j \quad (2.20)$$

这里, 我们对代指标 $i, j = 1, 2, 3$ 进行了求和, 同时需要 $\xi = e^{i\Pi/f}$ 来保证 L_{mirror} 具有 $SU(5)$ 不变性。

镜像费米子的质量要求以下列形式给出^[24]

$$\begin{aligned} m_{H_i}^u &= \sqrt{2} \kappa_i f \left(1 - \frac{v^2}{8f^2} \right) \equiv m_{H_i} \left(1 - \frac{v^2}{8f^2} \right), \\ m_{H_i}^d &= \sqrt{2} \kappa_i f \equiv m_{H_i}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

汤川 (Yukawa) 耦合 κ_i 一般情况下依赖费米子指标 i 。

在 v/f 阶, 镜像费米子的质量满足

$$m_{u_i} = m_{d_i} \equiv m_{H_i}, \quad m_{u_2} = m_{d_2} \equiv m_{H_2}, \quad m_{u_3} = m_{d_3} \equiv m_{H_3} \quad (2.22)$$

附加的费米子 $\tilde{\psi}_R, \chi_R$ 通过引入的附加费米子而获得一个大的狄拉克质量, 关于这点已经做了详细的描述^[24,25]。

2.3 汤川 (Yukawa) 耦合部分

为了消除来自于 top 圈的 Higgs 质量的平方发散, 我们引入了一个新的重夸克 T_+ , 在 T 宇称下, 它是 T -even 的, 而且是 $SU(2)_L$ 单态。引入 T 宇称以后, 还需要一个 T -odd 的伙伴 T_- , 它在 $SU(2)_1 \times SU(2)_2$ 下是一个的单态。

top 部分的 Yukawa 耦合在文献^[25,26]中已经给出了:

$$\begin{aligned} \ell_{top} &= -\frac{1}{2\sqrt{2}} \lambda_1 f \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{xy} \left[(\bar{Q}_1)_i (\Sigma)_{jk} (\Sigma)_{ky} - (\bar{Q}_2 \Sigma_0)_i (\tilde{\Sigma})_{jk} (\tilde{\Sigma})_{ky} \right] u_R^3 \\ &\quad - \lambda_2 f (\bar{t}'_{1R} + \bar{t}'_{2R}) + h.c., \end{aligned} \quad (2.23)$$

这里,

$$Q_1 = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ t'_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad Q_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ t'_2 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

u_R^3 的上标代表第三代夸克, $\tilde{\Sigma} = \Sigma_0 \Omega \Sigma^+ \Omega \Sigma_0$ 是 Σ 在 T 宇称下的镜像。

以上粒子在 T 宇称下的变换为:

$$Q_1 \leftrightarrow -\Sigma_0 Q_2, \quad t'_{1R} \leftrightarrow -t'_{2R}, \quad u_R^3 \mapsto u_R^3 \quad (2.25)$$

所以在 T 宇称下的本征态可以写成:

$$t'_\pm = \frac{t'_1 \mp t'_2}{\sqrt{2}}, \quad t'_{\pm R} = \frac{t'_{1R} \mp t'_{2R}}{\sqrt{2}}, \quad (2.26)$$

因为 t'_- 和 t'_{-R} 在树图下不能和镜像费米子混合, 我们用分别表示左手场和右手场的 $(T_-)_L$ 和 $(T_-)_R$ 简单给出了它们的质量本征态

$$(T_-)_L \equiv t'_-, \quad (T_-)_R \equiv t'_{-R}. \quad (2.27)$$

然而, T -even 粒子的本征态能够相互混合, 以下我们给出 top 夸克和它的重的伙伴 T_+ 的质量本征态:

$$\begin{aligned} t_L &= c_L (q_{SM})_1 - s_L t'_+, & (T_+)_L &= s_L (q_{SM})_1 + c_L t'_+, \\ t_R &= c_R u_R^3 - s_R t'_{+R}, & (T_+)_R &= s_R u_R^3 + c_R t'_{+R}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

这里 $(q_{SM})_1$ 表示左手 SM 夸克对的上夸克部分, 上面的一些参数的表达式如下:

$$\begin{aligned} s_L &= x_L \frac{v}{f} \left[1 + \frac{v^2}{f^2} d_2 \right], \\ c_L &= 1 - \frac{x_L^2 v^2}{2 f^2}, \\ s_R &= \sqrt{x_L} \left[1 - \frac{v^2}{f^2} (1 - x_L) \left(\frac{1}{2} - x_L \right) \right], \\ c_R &= \sqrt{1 - x_L} \left[1 + \frac{v^2}{f^2} x_L \left(\frac{1}{2} - x_L \right) \right], \end{aligned} \quad (2.29)$$

其中:

$$x_L = \frac{\lambda_1^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}, \quad d_2 = -\frac{5}{6} + \frac{1}{2} x_L^2 + 2x_L(1 - x_L) \quad (2.30)$$

这些混合导致了 top 夸克耦合相对于 SM 的修正。

以上所提到的 top , T_+ , T_- 夸克的质量形式如下:

$$\begin{aligned} m_t &= \frac{\lambda_1 \lambda_2 v}{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}} \left[1 + \frac{v^2}{f^2} \left(-\frac{1}{3} + \frac{1}{2} x_L (1 - x_L) \right) \right], \\ m_{T_+} &= \frac{f}{v} \frac{m_t}{\sqrt{x_L (1 - x_L)}} \left[1 + \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{1}{3} - x_L (1 - x_L) \right) \right], \end{aligned}$$

$$m_{\tau} = \frac{f}{v} \frac{m_t}{\sqrt{x_L}} \left[1 + \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{2} x_L (1-x_L) \right) \right]. \quad (2.31)$$

由于其他的 SM 夸克的汤川 (Yukawa) 耦合小, 所以没有必要引入其它的附加的重
的伙伴子去消除它们对 Higgs 质量的平方发散贡献, 现在我们简单给出其它上型费米子
的汤川 (Yukawa) 耦合拉氏量:

$$\ell_{up} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \lambda_u f \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{xy} \left[(\bar{Q}_1)_i (\Sigma)_{jx} (\Sigma)_{ky} - (\bar{Q}_2 \Sigma_0)_i (\tilde{\Sigma})_{jx} (\tilde{\Sigma})_{ky} \right] u_R + h.c., \quad (2.32)$$

它们的质量:

$$m_u^i = \lambda_u^i v \left(1 - \frac{v^2}{3f^2} \right) \quad (i=1,2). \quad (2.33)$$

下型夸克的汤川 (Yukawa) 耦合项为:

$$\ell_{down} = \frac{i\lambda_d}{2\sqrt{2}} f \varepsilon_{ij} \varepsilon_{xyz} \left[(\bar{\Psi}_2)_x (\Sigma)_{iy} (\Sigma)_{jz} X - (\bar{\Psi}_1 \Sigma_0)_x (\tilde{\Sigma})_{iy} (\tilde{\Sigma})_{jz} \tilde{X} \right] d_R + h.c., \quad (2.34)$$

这里我们对 $i, j=1,2$ 和 $x, y, z=3,4,5$ 进行了求和, $X \equiv (\Sigma_{33})^{-1/4}$ 是为了保证 ℓ_{down} 的规范不
变性而引入的。这里我们给出 Ψ_1, Ψ_2 的形式:

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} q_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ q_2 \end{pmatrix}, \quad (2.35)$$

也就是说不需要插入 σ^2 。从汤川 (Yukawa) 项我们可以给出下型夸克的质量为:

$$m_d^i = \lambda_d^i v \left(1 - \frac{v^2}{12f^2} \right) \quad (i=1,2,3). \quad (2.36)$$

轻子质量的产生可以依照上面的分析方法得出。

2.4 镜像弱混合部分

正如文献^[23,27]中所详细讨论的, 镜像部分的重要组成部分之一是存在四个类 CKM
么正混合矩阵, 两个是对镜像夸克的, 两个是对镜像轻子的:

$$V_{Hu}, \quad V_{Hd}, \quad V_{Ht}, \quad V_{Hv}. \quad (2.37)$$

它们满足:

$$V_{Hu}^* V_{Hd} = V_{CKM}, \quad V_{Hv}^* V_{Ht} = V_{PMNS} \quad (2.38)$$

在 V_{PMNS} ^[28] 矩阵中, Majorana 相位为零是因为没有引入右手中微子的 Majorana 质量项。

镜像混合矩阵 V_{Hu} 、 V_{Hd} 、 V_{Hl} 和 $V_{H\nu}$ 中的参数决定了 SM 费米子和 T -odd 镜像费米子之间的味破坏相互作用，这些相互作用是通过 T -odd 重的规范玻色子 W_H, Z_H, A_H 和 Goldstone 玻色子 $\omega^\pm, \omega^0, \eta$ 来传递的。镜像混合矩阵中的符号表示带电荷的轻子费米子参加了相互作用，相应的费曼规则参阅文献^[29]。

在我们分析的过程中引入了下面有用的物理量^[27]：

$$\xi_i^{(K)} = V_{Hd}^{*is} V_{Hd}^{id}, \quad \xi_i^{(d)} = V_{Hd}^{*ib} V_{Hd}^{id}, \quad \xi_i^{(s)} = V_{Hd}^{*ib} V_{Hd}^{is} \quad (i=1,2,3) \quad (2.39)$$

它们分别对应 K, B_d, B_s 衰变。

根据文献^[30]中的方法，我们用三个角 $\theta_{12}^d, \theta_{23}^d, \theta_{13}^d$ 和三个相 $\delta_{12}^d, \delta_{23}^d, \delta_{13}^d$ 对 V_{Hd} 进行参数化，得到

$$V_{Hd} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23}^d & s_{23}^d e^{-i\delta_{23}^d} \\ 0 & -s_{23}^d e^{i\delta_{23}^d} & c_{23}^d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13}^d & 0 & s_{13}^d e^{-i\delta_{13}^d} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}^d e^{i\delta_{13}^d} & 0 & c_{13}^d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12}^d & s_{12}^d e^{-i\delta_{12}^d} & 0 \\ -s_{12}^d e^{i\delta_{12}^d} & c_{12}^d & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

从上面的式子我们可以得到下面的表达式：

$$V_{Hd} = \begin{pmatrix} c_{12}^d c_{13}^d & s_{12}^d c_{13}^d e^{-i\delta_{12}^d} & s_{13}^d e^{-i\delta_{13}^d} \\ -s_{12}^d c_{23}^d e^{i\delta_{12}^d} - c_{12}^d s_{23}^d s_{13}^d e^{i(\delta_{13}^d - \delta_{23}^d)} & c_{12}^d c_{23}^d - s_{12}^d s_{23}^d s_{13}^d e^{i(\delta_{13}^d - \delta_{12}^d - \delta_{23}^d)} & s_{23}^d c_{13}^d e^{-i\delta_{23}^d} \\ s_{12}^d s_{23}^d e^{i(\delta_{12}^d + \delta_{23}^d)} - c_{12}^d c_{23}^d s_{13}^d e^{i\delta_{13}^d} & -c_{12}^d s_{23}^d e^{i\delta_{23}^d} - s_{12}^d c_{23}^d s_{13}^d e^{i(\delta_{13}^d - \delta_{12}^d)} & c_{23}^d c_{13}^d \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

正如 CKM 矩阵里的混合角 θ_{ij}^d 一样它们都处于第一象限，当 $0 \leq \delta_{12}^d, \delta_{23}^d, \delta_{13}^d < 2\pi$ 时，矩阵 V_{Hu} 可以通过 $V_{Hu} = V_{Hd} V_{CKM}^+$ 关系式求出。

在文献^[23]和文献^[27]指出了 V_{Hd} 矩阵被参数化成与 V_{CKM} 矩阵相类似的情况，其矩阵元由三个混合角和一个相来决定，忽略了另外的两个相。三个相首次在文献^[30]中被提出。简而言之，相对于 CKM 矩阵另外两个相存在的原因如下：矩阵 V_{CKM} 和 V_{Hd} 都是含有三个实的相角和六个复相因子的幺正矩阵。独立改变普通上下型夸克态的相允许我们从 V_{CKM} 去掉五个旋转相（所有夸克态的一个完全的相变使得 V_{CKM} 不变）。在从 V_{Hd} 去掉的旋转相中，人们可以只让三个镜像态起作用，就可以得到用三个混合角和三个相参数化的 V_{Hd} 。

V_{Hd} 矩阵的六个参数在味破坏过程中已经被决定了，在文献^[27]中，我们已经在粒子和反粒子的混合中进行了简单的描述。对包括 K, B_d, B_s 的稀有衰变过程的研究进一步帮助我们确定这些参数。

第三章 ILC 简介及 LHT 模型唯象研究

3.1 国际直线对撞机 (ILC)

在二十世纪中叶以前, 粒子物理实验主要依靠放射性物质和宇宙射线, 但存在一个最大的困难是高能粒子束流的强度太弱。随着粒子加速器的出现和粒子束能量的不断提高, 粒子物理实验重点转向固定靶和对撞束实验, 极大地促进了粒子物理学的发展。对撞机在粒子物理实验中起着举足轻重的作用, 它可以说是观察微观世界的“显微镜”。它的作用是首先经过加速器加速两种粒子, 使它们沿相反方向运动并被加速, 让两束高能粒子对撞, 产生其它粒子。对撞机实验属于高能物理研究范畴, 是人类用于探测物质最基本结构和基本相互作用的主要工具。目前对撞机已成为高能物理实验的重要手段, 在粒子物理领域 20 年来的进展中崭露头角, 在验证标准模型、Higgs 机制、发现新物理等方面做出了重要贡献。下面首先对对撞机进行概述, 然后对 ILC 的特点及其光子对撞机原理加以介绍。

3.1.1 对撞机概述

对撞机就是利用反向运行的粒子束对撞, 来提高有效相互作用能量的高能物理实验设备。对撞机与固定靶加速器相比, 赢得了有效作用能量, 但要获得能与固定靶加速器相比拟的事例数, 就必须提高其对撞亮度 \mathcal{L} 。所谓亮度是指单位时间、单位反映截面下产生某种粒子的数目, 单位为 $cm^{-2}s^{-1}$ 。如果某相互作用的截面为 σ_{int} , 每秒产生的相互作用的事例数为 N , 则有:

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma_{int} \quad (3.1)$$

由于许多感兴趣的相互作用过程的截面很小, 为探测到这种事例就需要更大的亮度。 e^+e^- 对撞机目前最大瞬时亮度接近 $(1.5 - 2) \times 10^{23} cm^{-2}s^{-1}$, KEKB, PEP-II 和 CESR 都达到这个水平。质子对撞机的最大在值是 $2.3 \times 10^{23} cm^{-2}s^{-1}$, 是现已退役的 ISR 保持的记录。对高能物理实验一个关键的量实际上是积分亮度, 常以 pb^{-1} 来表示。

对撞机在粒子物理领域最近几十年来的进展中崭露头角, 已成为一种占主导地位的高能加速器, 对粒子物理学的发展尤其 SM 的确立起了举足轻重的作用。下面就列举一

些主要对撞机及其所做出的重要贡献。

CERN 的 LEP 是正-负电子对撞机，质心能量达到 200GeV 。LEP 数据非常精确，即使超出了机器自身的能量也很敏感。在标准模型的精确检验、提供“自然界只存在三代中微子”的实验证据等方面有重大贡献。

美国费米实验室的 Tevatron 对撞机是目前世界上能量最高的质子-反质子对撞机(周长 63 公里)，它的质心能量接近 2TeV ，1994 年在这台机器上找到了 top 夸克。

德国的 HERA 质子-电子对撞机，电子的能量 30GeV ，质子能量 820GeV ，且电子束是极化的。1996 年开始对极化质子束作了许多研究，在对 QCD 的验证和强子的内部结构及质子自旋的组成等方面有很多成果。

我国的 BEPC(北京正负电子对撞机)，质心能量 $3\sim 5\text{GeV}$ 。虽然 BEPC 能量较低，但在粲夸克和 τ 轻子的研究方面具有独特的优势，它处在一系列共振区和产生阈(表示某种粒子刚能产生的能量值)区，具有系统误差小、本底小、测量精确高的优点。中国物理学家充分利用这一优点，获得了一系列国际承认的物理结果，例如中美科学家 1991 年在北京谱仪上合作完成的 τ 轻子质量的精确测定，被李政道教授誉为当年“高能物理界最重要的发现”。

还有美国 SLAC 的 B 介子工厂和 2008 年刚刚关门的 Cornell 的 CESR 对夸克各代之间的混合做出了系统的研究，对测量 b 夸克衰变中 CP 破坏的起源有重要的意义。

目前，倍受人们关注的对撞机是欧洲核子中心(CERN)建造的大型强子对撞机(Large Hardron Collider,简称 LHC)和下一代国际直线对撞机(International Linear Collider,简称 ILC)。LHC 的质心能量达 14TeV ，主要目标是寻找和探索 Higgs 粒子和新物理。人们相信，随着 LHC 的运行，将有助于我们搞清电弱破缺机制，发现新物理。但是由于强子对撞机的背景很大，在精确测量方面还不十分理想，而直线对撞机(ILC)^[31]具有低强子背景的优点，因此在性能上 ILC 与 LHC 相互补充，即它们探测同一个问题的不同方面。下一代 ILC 具有高亮度，质心能量可调，韧致辐射低，束流可以极化，可以实现光子—光子对撞和光子—电子对撞等特征。

ILC 的设计具有背景干净，精度高的特点，这都为发现新物理提供了便利，而它的数据将有一部分和 LHC 的结果重叠，这样就可以从两个不同的对撞机的对比和补充中加强我们对自然本质的认识。举例来说，超对称轻子，在 LHC 上会特别难以清楚地鉴别，因为他们的产生率很小，而且背景不干净，衰变中还会有很大的能量丢失。ILC 对这些

粒子质量的测量比LHC要精确的得多,且有些参数体系下LHC根本不能探测到那些超对称粒子。在这样的情况下,直线对撞机上得来的质量的信息,可以加强LHC上最高能区对超对称参数空间的探测。另外,直线对撞机可以对新粒子的耦合和质量做出精确的测量,这对于确定新粒子特性是十分关键的。总之,粒子物理的未来需要这两种机器共同研究。

3.1.2 ILC 的主要特点

ILC全长40千米,比现在最长的斯坦福直线加速器长10倍还多,预计造价为数十亿美元。这样装置的建设、运行和科学研究,必然采取大规模国际合作的方式。人们对它的选址和战略性进行了大量的讨论,未来加速器国际委员会(ICFA)宣布ILC采用德国DESY发展的射频(RF)腔超导技术。它由两台大型超导直线加速器组成,分别将正负电子加速到 250GeV 的能量,质心能量达到 500GeV ,以后还可扩展到 1000GeV 。直线加速器的末端安装了最终聚焦装置,把高能正负电子束聚焦成截面垂直方向只有几个纳米的微小束团进行对撞。在对撞点附近,安放由各种粒子探测器组成的大型谱仪,探测正负电子对撞后的“碎片”。该谱仪长宽高尺寸各为十多米,总重量超过一万吨,其功能相当于“显微镜”,可以把高能正负电子束流对撞后产生的“碎片”的径迹、能量、动量和电荷等参量很快地记录下来。根据这些数据,科学家们就能知道对撞后的产物,进而研究物质的微观结构。

ILC一个重要的特点是与大型强子对撞机LHC相互协作,帮助人们首要解决的一个基本问题是寻找Higgs粒子、并研究它的性质,从而解决质量的起源问题。为了体现ILC与LHC性能上的互补,我们有必要与LHC相比较来介绍ILC的性质。

ILC的质心能量在 $300\text{GeV} \sim 1.4\text{TeV}$,亮度 \mathcal{L} 约为 $(2 \sim 6) \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。LHC质心能量约为 14TeV ,亮度 \mathcal{L} 约为 $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。这样,由于LHC的质心能量大,它能够直接探测到质量更大的新粒子。例如,对于电弱作用产生的质量为 $5 \sim 6\text{TeV}$ 的新粒子(可能的新规范玻色子 $W'Z'$),可以通过产生单个该粒子的过程直接探测到;对于强作用产生的质量为 7TeV 的新粒子(可能的新夸克);可以通过产生单个该粒子的过程直接探测到;对于成对产生具有强相互作用的超对称粒子的过程,可探测到的粒子的质量可达到 3TeV ,而ILC由于质心能量的限制,可直接探测到粒子的质量都得小于 1TeV ,

LHC是质子与质子对撞,实际的碰撞是构成质子的正反夸克和胶子间的碰撞,强相

相互作用的截面一般比电弱作用的截面要大很多量级，这样当人们对后者感兴趣时，就会产生较大的背景。并且随着质心能量的增加，胶子的分布函数很快增加。胶子与胶子，胶子与夸克相互作用的贡献会进一步提高强相互作用截面，从而恶化了这种情况。并且我们不能准确地知道发生碰撞的正反夸克和胶子的动量，所以LHC一般不能进行精确的测量，而ILC是正负电子对撞，产生的事例较清楚，背景小。并且ILC可以调节入射正负电子的极化，以提高或压低某一特定过程，进一步减小背景。另外，在ILC上，我们能准确地知道发生对撞的正负电子的动量；根据动量、能量守恒，可以详细地重建出末态粒子的状态。因此，在ILC上能够进行精确地测量。例如，在LHC上对一些Higgs耦合顶角的测量，精确度只有(10~20)%，而在ILC上可达到1%。对于质量很大，在ILC无法直接产生的粒子，可以利用它对某些已经熟知的过程(如正反费米子的产生)虚效应的影响，在ILC上进行精确的测量，并与SM的预言值比较来对其研究。这样，在质心能量为1TeV的ILC上，可以探索超出本身质心能量，甚至可达到10TeV的新物理。

另外，质心能量为TeV标度的ILC可以利用激光散射的方法转换为 $\gamma\gamma$ 或 $e\gamma$ 对撞， γ 束流的能量和亮度与电子束流的能量和亮度都在同一量级上，这是ILC独一无二的特点。在某些情况下，这是发现新物理信号的较好方法。 $e^-\gamma$ 对撞可以产生某些在 e^+e^- 对撞中不能产生的粒子^[32]，非常适合用来研究重规范玻色子的产生。

3.1.3 ILC 上可能寻找的物理目标

(1) 寻找 Higgs 粒子，探测 SM 中的 Higgs 机制

Higgs 机制在 SM 中起着关键作用。LEP 和 SLC 实验已建立了粒子间相互作用的各种性质，但 Higgs 机制仍没有得到证实。精确电弱数据分析表明，Higgs 粒子的质量很轻，它引发电弱对称破缺，使基本粒子获得了质量。一旦人们在 LHC 上发现了 Higgs 粒子，那么，也应在实验上证实 Higgs 机制确实能引起自发对称破缺，来解释基本粒子的质量来源问题，这就需要在 ILC 上对 Higgs 粒子的性质作全面精确的测量。在 ILC 上，通过 $e^+e^- \rightarrow ZH$ 和 $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}H$ 过程，能产生较清晰的 Higgs 事例，背景很小^[33]，这样就可以精确测量 Higgs 粒子的质量、自旋以及包括自相互作用在内的耦合顶角。这些信息可以通过一系列的产生截面及其角分布和 Higgs 粒子的衰变分支比得到。除了 SM 预言的 Higgs 粒子外，其它一些超出 SM 的新物理，如超对称、Little Higgs 模型等，预言了多个 Higgs 粒子，除中性 Higgs 粒子外，还有荷电 Higgs 粒子，ILC 还可以对它进行

全面的测量，从而确定找到的 Higgs 粒子是否就是 SM 中的 Higgs 粒子，或是其它新物理预言的 Higgs 粒子，从而检验新物理模型。

(2) 对 SM 进行进一步检验

ILC 可以通过研究 WW 自耦合精确验证电弱相互作用中的非阿贝尔规范对称性。由于 ILC 亮度高，可以对电弱混合角和 W 玻色子质量进行更精确的测量，同时还可通过研究 W 衰变和 CP 破坏的 B 介子衰变过程，确定 CKM 矩阵元，与 B 介子工厂实验相互补充。ILC 还可对 top 夸克的各种性质进行精确测量，质量测量精度可达到 100MeV。除电弱作用外，ILC 还可以对 QCD 进行检验。特别是利用 ILC 的高亮度和极化入射，对 SM 中的过程进行精确测量，寻找新物理的迹象。

(3) 探索超出标准模型的新物理。

除了上述通过 Higgs 粒子研究新物理外，ILC 还可以直接或间接地对各种新物理预言的新粒子进行探测，寻找这些新粒子存在的迹象，也可对新物理作一些必要的限制。如超对称中预言的伴子，小 Higgs 模型中预言的中性规范玻色子，类矢夸克等。如果这些粒子存在，我们就可以在 LHC 上探测到，在 ILC 上我们就可集中在某一域值对其进行观察与精确的测量。另一方面，由于 LHC 上的实验分析受最轻的超对称粒子质量标度的影响，我们可以利用 ILC 上最轻的超对称粒子质量的精确测量值再反馈到 LHC 上进行分析。

另外，近期的研究表明，万有引力和其它力可能在比以前预期的能标低的很多的情况下实现统一。如果额外的空间维卷曲起来，会产生有效自旋为 2 的力，可以在 ILC 上探测到一些效应，从而对时空的基本结构进行研究。

这里，我们仅列举了 ILC 上一些有代表性的工作，这些工作能够对回答 SM 中的标量部分是否正确，对当前各种新物理模型做出判断，这也是粒子物理学急于要解答的问题。当然，在 ILC 上可以做的工作远远不止这些，它和 LHC 之间良性的协作，将帮助人们进一步理解或者解决诸如 CP 破坏的起源、正反物质的不对称性、暗物质等粒子物理学和宇宙学所面临的难题。我们相信，随着 LHC 和 ILC 的运行，必将取得更多令人兴奋的实验结果，为我们展现出新的物理图景。

3.1.4 光子对撞机原理

激光技术的发展使得在 e^+e^- 对撞机上可以实现 $\gamma\gamma$ 对撞和 $e\gamma$ 对撞。图 3-1 显示了光

子对撞机的基本方案，两束能量为 E_0 的电子束流被聚焦对撞。经过散射，光子获得接近初始电子的能量，并且方向指向反应点 IP(出射光子有一个小的角度分布，量级为 $1/\gamma$ ，其中 $\gamma = E_0/mc^2$)。在反应点 IP，光子与对面的相似光子束或电子对撞。利用瞬间能量有几个焦耳的激光，可以把几乎所有电子都“转化”为高能光子。光子在反应点 IP 的束流尺度和电子在 IP 的束流尺度几乎相同，这样 $\gamma\gamma, \gamma e$ 对撞的总亮度和原始 e^-e^- 束流的几何亮度 (geometric luminosity) 是相近的 (对于光子对撞机来说，不需要正电子)。

散射后的光子的最大能量为

$$\omega_{\max} = \frac{\xi}{\xi + 1} E_0, \quad \xi \approx \frac{4 E_0 \omega_0}{m_e^2 c^4} \cong 15.3 \left[\frac{E_0}{TeV} \right] \left[\frac{\omega_0}{eV} \right]. \quad (3.2)$$

其中， E_0 是电子束能量， ω_0 是激光光子的能量。例如，对于 $E_0 = 250 GeV$ ， $\omega_0 = 1.17 eV$ ，我们就得到 $\xi = 4.5$ 且 $\omega_m = 0.82 E_0 = 205 GeV$ 。(由于 Compton 散射的非线性效应，这个光子最高能量会稍低一些)。

这里给出光子的分布函数为^[31]：

$$F_\gamma(x) = \frac{1}{D(\xi)} \left[1 - x + \frac{1}{1-x} - \frac{4x}{\xi(1-x)} + \frac{4x^2}{\xi^2(1-x)^2} \right], \quad (3.3)$$

$$D(\xi) = \left(1 - \frac{4}{\xi} - \frac{8}{\xi^2} \right) \ln(1+\xi) + \frac{1}{2} + \frac{8}{\xi} - \frac{1}{2(1+\xi)^2}, \quad (3.4)$$

其中 $x = \omega/E_0$ 是散射光子能量与初始能量之比。

$$x_{\max} = \frac{\omega_{\max}}{E_0} = \frac{\xi}{1+\xi}. \quad (3.5)$$

由公式 (3.1) 和 (3.4) 知， ω_{\max} 和 x_{\max} 随 E_0 、 ω_0 的增大而增大。但是， ω_0 不能太大，否则康普顿散射光子和激光光子系统的能量会超过 e^+e^- 对产生的阈值。此时，就会浪费产生的高能光子，且会成为探测器的背景。 e^+e^- 对产生的阈值是 $\omega\omega_0 \geq m_e^2$ ，我们要求 $\omega_{\max}\omega_0 \leq m_e^2$ ，由 $\omega_{\max}\omega_0 \leq m_e^2$ ，有 $\xi \leq 2(1+\sqrt{2}) \approx 4.8$ 。因此 $\xi = 2(1+\sqrt{2}) \approx 4.8$ 对光子对撞机是最好的选择，此时

$$x_{\max} \approx 0.83; \quad D(\xi) \approx 1.8 \quad (3.6)$$

另外，高能光子的能量分布依赖于入射光子束和电子束的极化，即可以通过控制激光和电子极化而获得尖锐或宽广的能量分布。光子极化的正负号也可以通过改变电子和激光

的极化符号而很容易改变。且高能光子的线性极化也可以通过激光光子的线性极化获得。

因为对光子对撞机亮度的精确估计要求仔细地考虑激光康普顿散射和几何相互作用的区域，这需要一个对激光康普顿散射的模拟和束流相互作用的模拟。下面我们可以简单地估计光子对撞机的亮度。用典型的光子对撞机的参数，假设电子的康普顿转换几

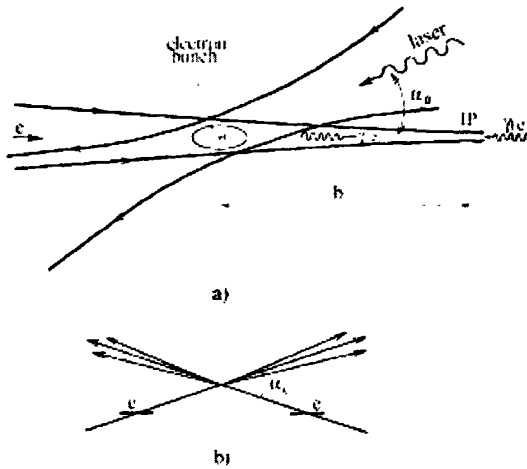


图 3-1 $\gamma\gamma$ 和 γe 对撞机方案

率为1(电子的康普顿转换几率是指，一个激光脉冲中和一个电子发生康普顿相互作用的光子数平均值)。用这个假设，转换的效率 k ，可以这样计算

$$k = \sum_{n=1}^{\infty} P_n^1 = 1 - e^{-1} \approx 0.63. \quad (3.7)$$

其中， P_n^1 是1个电子碰上 n 个光子的几率。这样，被散射光子的数目(N_γ)是 $0.63N$ ， N 是一个电子束中电子的数目。通常，我们感兴趣的是高能量的谱，如果我们取谱的高能的部分($E_\gamma > 65\%$)，转换效率 k' ，可以认为是 $k' \approx 0.3$ 。

光子束在相互作用点的光子束直径大小和电子束直径是差不多的，且被散射的光子被推向电子束的方向。特别是，高能光子的光斑可以被假设为和电子束一模一样。因此，光子光子对撞机的亮度可以大致表示为

$$L_{\gamma\gamma} = k'^2 L_{ee} \approx 0.3^2 L_{ee} \approx 0.1 L_{ee} \quad (3.8)$$

3.2 LHT 模型中的唯象研究

通过 LHT 模型的唯象研究,可以为高能物理实验探测 LHT 模型的物理效应,发现预言的新粒子提供理论指导。同时,通过比较可观测量的实验结果与 LHT 模型预言的理论结果,可以给出一些对 LHT 模型参数的限制,或指导实验区分不同的新物理模型。LHT 模型成功地提出了一种自然解决 Higgs 质量计算产生的规范等级问题,并使电弱限制较弱。主要是因为,在 LHT 模型下电弱精确可观测量仅仅在单圈水平下产生,并且通过调整真空取向和引进新粒子实现的。因此,这类模型都预言存在新的粒子,这类模型的迹象也许能在未来的高能物理试验中探测到。因此,在 LHT 模型的唯象方面开展研究工作具有很重要的意义。LHT 模型唯象研究主要有两个方面:一是研究 LHT 模型对一些过程(衰变宽度、产生截面)的贡献,或对一些可观测量的贡献;二是研究一些能够产生 LHT 模型中所预言的新粒子的过程。

3.2.1 LHT 模型对稀有衰变过程的贡献

LHT模型有新的味结构,因为它预言了该模型中镜像费米子和标准模型的费米子存在新的FC相互作用,它们能引起各种各样的FCNC衰变。例如, top夸克稀有衰变 $t \rightarrow cV(V = g, \gamma, Z)$, Z玻色子衰变 $Z \rightarrow b\bar{s}$, Higgs玻色子衰变 $h \rightarrow b\bar{s}$, B介子衰变 $B \rightarrow X, \gamma$, $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $B_s \rightarrow X, \mu^+ \mu^-$, K介子衰变 $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ 等等,我这里仅仅挑选top夸克稀有衰变 $t \rightarrow cV(V = g, \gamma, Z)$ 和Z玻色子衰变 $Z \rightarrow b\bar{s}$ 进行简要介绍。

(1) Top夸克稀有衰变 $t \rightarrow cV(V = g, \gamma, Z)$ ^[34]

由于top夸克的质量远远大于其它费米子的质量,所以top夸克对新物理的敏感性要大于其它的费米子,因此,研究新物理的一个重要途径是研究top夸克。标准模型下top夸克味改变中性流 $t \rightarrow cV(V = g, \gamma, Z)$ 过程在树图阶不存在,在单圈阶也由于GIM机制被极大地压低。 $t \rightarrow cV(V = g, \gamma, Z)$ 稀有衰变的分支比在标准模型下被预测是 $O(10^{-10})$ 或更小^[15, 16],这远远小于我们目前的探测器所能探测的范围。在新物理模型中, top夸克味改变中性流的衰变已经被广泛的研究,如双Higgs模型、TC2模型、超对称模型等。引入LHT模型以后, top夸克的稀有衰变^[14]也是探测LHT模型的理想过程。

标准模型费米子和 $T-odd$ 的镜像费米子之间可以通过 $T-odd$ 重规范玻色子 (A_H, Z_H, W_H^\pm)或哥尔斯通玻色子 ($\eta, \omega^0, \omega^\pm$)发生味改变的相互作用。这些味改变耦合又

会对 tcV 顶角产生圈图贡献，LHT模型中top夸克味改变中性流的稀有衰变的费曼图如3-2（衰变成g的费曼图不包括后四个图）。在LHT模型中由于在K、B混合中对引入的新粒子镜像费米子的质量限制比较小，而且镜像费米子有一个大的质量，所以对top夸克稀有衰变的贡献比较大。研究结果如图3-3和图3-4。

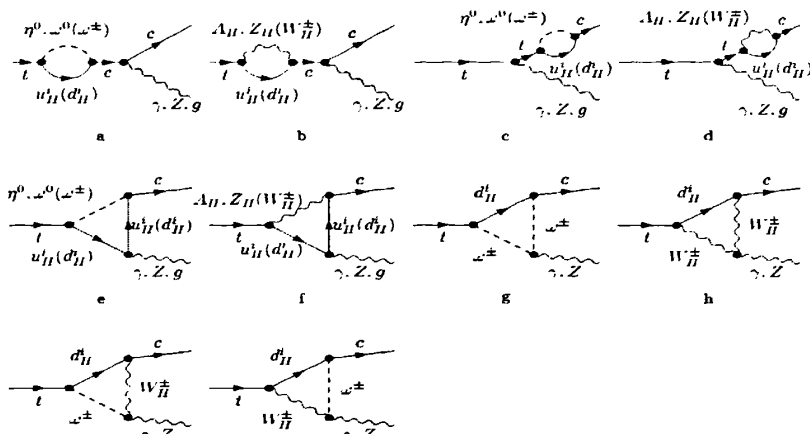


图3-2 top夸克味改变中性流的稀有衰变费曼图

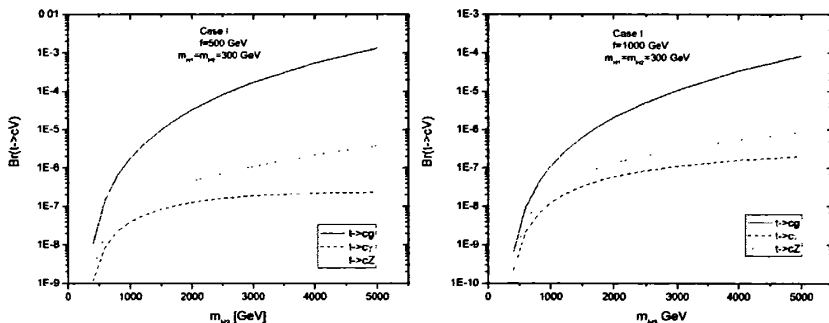


图3-3 $V_{Hd} = 1, V_{Hu} = V_{CKM}^+$ 。左图是 $f=500\text{GeV}$, 右图是 $f=1000\text{GeV}$

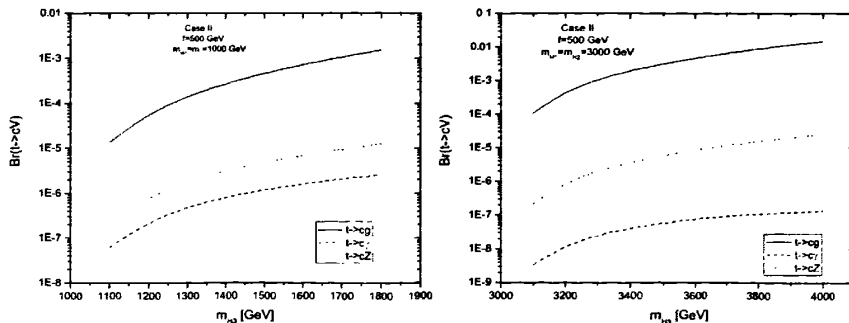


图3-4 $f = 500\text{GeV}, s_{23}^d = 1/\sqrt{2}$, 其它的角都为零。

在LHC上，LHT模型中积分亮度为 100fb^{-1} 时，对top夸克稀有衰变分支比的测量能

力为^[17]： $Br(t \rightarrow cg) \leq 7.4 \times 10^{-3}$ ， $Br(t \rightarrow cZ) \leq 1.1 \times 10^{-4}$ ， $Br(t \rightarrow c\gamma) \leq 10^{-4}$ 。从图(3-3)和(3-4)可以看出，镜像夸克质量对衰变的分支比影响很大，而且新粒子对衰变宽度的贡献很大。在图(3-3)中 $f=500\text{GeV}$ ， $m_{H_3}=5000\text{GeV}$ 时分支比能达到 $Br(t \rightarrow cg) \approx 1.33 \times 10^{-3}$ ， $Br(t \rightarrow cZ) \approx 3.83 \times 10^{-6}$ ， $Br(t \rightarrow c\gamma) \approx 10^{-7}$ 。在图(3-4)中 $f=500\text{GeV}$ ， $m_{H_1}=m_{H_2}=3000\text{GeV}$ ， $m_{H_3}=4000\text{GeV}$ 时，分支比能达到 $Br(t \rightarrow cg) \approx 1.44 \times 10^{-2}$ ， $Br(t \rightarrow cZ) \approx 2.56 \times 10^{-5}$ ， $Br(t \rightarrow c\gamma) \approx 1.33 \times 10^{-7}$ 。

从以上分析我们可知：LHT模型的这些新粒子的存在，使稀有衰变 $t \rightarrow cV(V = g, \gamma, Z)$ 的分支比大大的提高，远远大于标准模型下的结果。这表明：LHT模型中新的镜像费米子和规范玻色子对稀有衰变 $t \rightarrow cV(V = g, \gamma, Z)$ 有很大的贡献。从图(3-4)可知，在破缺标度 $f = 500\text{GeV}$ ， $m_{H_1} = m_{H_2} = 3000\text{GeV}$ 和 $m_{H_3} = 4000\text{GeV}$ 时，它们的分支比可以达到： $Br(t \rightarrow cg) \sim 10^{-2}$ ， $Br(t \rightarrow cZ) \sim 10^{-5}$ ， $Br(t \rightarrow c\gamma) \sim 10^{-7}$ ，这样的结果已经达到了实验所能探测到的范围。

(2)Z玻色子FCNC衰变 $Z \rightarrow b\bar{s}$ ^[35]

相应的费曼图如下图(3-5)

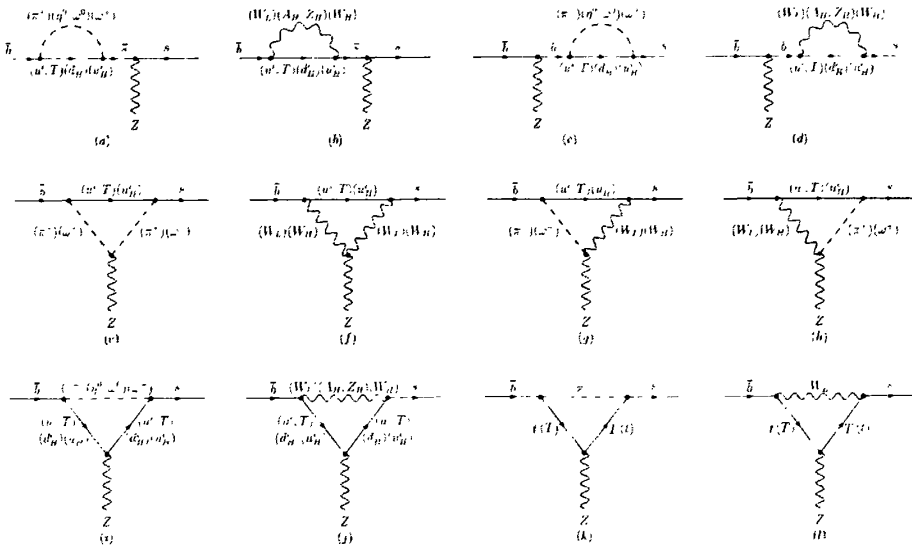


图3-5 LHT模型下 $Z \rightarrow b\bar{s}$ 过程费曼图

在计算中，引入了参数 f 和 r ，关于这两个参数的限制来自精确的电弱数据^[36]，他们在计算中取 $500\text{GeV} \leq f \leq 1500\text{GeV}$ ， $0.5 \leq r \leq 2.0$ ，对于计算中涉及的矩阵 V_{Hd} ，他们分别取了以下三种情况：

$$(a) V_{Hd} = 1, m_{dH}^1 = m_{dH}^2 = m_{dH}^3,$$

$$(b) V_{Hd} = V_{CKM}, m_{vH}^1 = m_{vH}^2 = m_{vH}^3 = \frac{500\text{GeV}}{\text{TeV}} f, m_{dH}^1 = m_{dH}^2 = \frac{600\text{GeV}}{\text{TeV}} f, m_{dH}^3 = \frac{1400\text{GeV}}{\text{TeV}},$$

$$(c) \delta_{12}^d = \delta_{23}^d = 0, \frac{1}{\sqrt{2}} \leq s_{12}^d \leq 0.99, 5 \times 10^{-5} \leq s_{23}^d \leq 2 \times 10^{-4}, 4 \times 10^{-2} \leq s_{13}^d \leq 0.6,$$

分别对应得到研究结果如下图(3-6)所示

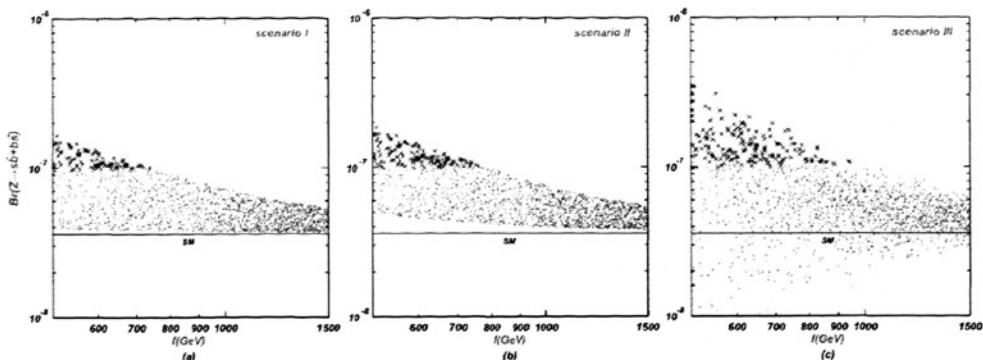


图3-6 过程 $Z \rightarrow b\bar{s} + \bar{b}s$ 分支比随 f 变化图

从图显示的结果可看出 f 越低偏离标准模型预测的越大, 从图(c)可看出在B介子衰变允许的参数空间, 分支比 $Z \rightarrow b\bar{s} + \bar{b}s$ 能达到 10^{-7} , 大约比标准模型高了一个数量级。这些结果已达到ILC的探测能力, 如能得到验证, 将为检验LHT模型和探测新物理做出很重的贡献。

3.2.2 LHT 模型对一些产生过程的贡献

(1) LHT 模型对 Higgs 玻色子产生过程的贡献^[37]

寻找 Higgs 玻色子是目前和未来高能对撞机实验的一个最重要的目标。未来的 Tevatron 和 LHC 对撞机将能够首先探测 Higgs 玻色子, 而 LHC 将能首先探测 TeV 能级物理, 检验新物理是否存在, 一旦证实后一个紧要的任务就是研究它的性质。因为它对研究电弱破缺机制和检验超出标准模型的新物理非常关键。LHC 能够完成 Higgs 玻色子与费米子和规范玻色子的耦合, 但更精确的测量将在高亮度和背景更清晰的 ILC 对撞机上。

文献^[37]详细地探究了在 LHC 上 Higgs 玻色子的产生, Higgs 玻色子的产生机制主要过程是通过过程 $e\bar{e} \rightarrow ZH$ 和 $e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_e \nu_e w^+ w^- \rightarrow \bar{\nu}_e \nu_e H$, 另外过程 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- Z^* Z^* \rightarrow e^+e^- H$ 也有助于 Higgs 玻色子的产生。top 夸克是目前发现的最重的粒子, 质量在电弱能标。

然而 Higgs 玻色子和 top 夸克对的耦合则是最大的汤川耦合，在理论上对产生费米子质量起着极为关键性的作用，并且对新物理特别敏感。因此，研究 $H\bar{t}t$ 汤川耦合极为有意义，对于一个轻的 Higgs 玻色子，在 ILC 上精确定出此耦合可通过 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ 。该文献详细分析了过程 $e\bar{e} \rightarrow ZH$ ， $e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_e \nu_e w^+ w^- \rightarrow \bar{\nu}_e \nu_e H$ 和 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ ，数字结果显示，在合理的参数空间，在 LHT 模型下对这些过程的产生截面有极大的贡献，均可能被未来的 ILC 实验探测到。

(2) LHT 模型对单 top 夸克产生过程的贡献

Top 夸克作为标准模型中最重的费米子，被广泛地认为与电弱对称性破缺机制有密切联系。如果新物理致力于解决电弱对称性破缺机制的话，那么 top 夸克对新物理也应比较敏感。由于 LHC 将成为一个 top 夸克工厂并可以对 top 夸克的性质进行仔细检验，所以通过各种 top 夸克产生过程探索新物理是令人感兴趣的研究课题。在标准模型中，由于 GIM 机制，top 夸克味改变相互作用非常小，实验无法观测；实验如能探测到任何味改变的 top 夸克过程，将成为新物理存在的明显迹象。LHC 开始运行，将产生大量与 top 夸克有关的实验数据。

文献^[38, 39]分别在 LHT 模型下，LHC 上对味改变单 top 夸克产生过程 $pp \rightarrow t\bar{c}$ 、 $pp \rightarrow tV$ 和 ep 对撞机上对过程 $eq \rightarrow et$ 进行了详细研究，这里我仅对文献^[38]进行简要介绍。

通过 tcV 耦合，top-charm 夸克可以在强子对撞机上可以由 gg 和 $q\bar{q}$ 对撞产生。另一方面，在强子对撞机上，通过 cg 对撞，top 夸克可以伴随一个标准模型规范玻色子一起产生。在 LHT 模型下，味改变耦合 tcV 可导致 $gg \rightarrow t\bar{c}$ 和 $q\bar{q} \rightarrow t\bar{c}$ ，相应的费曼图如图(3-7)所示，其中的有效顶角费曼图和 $t \rightarrow cV(V = g, \gamma, Z)$ 衰变一样如图(3-2)所示。

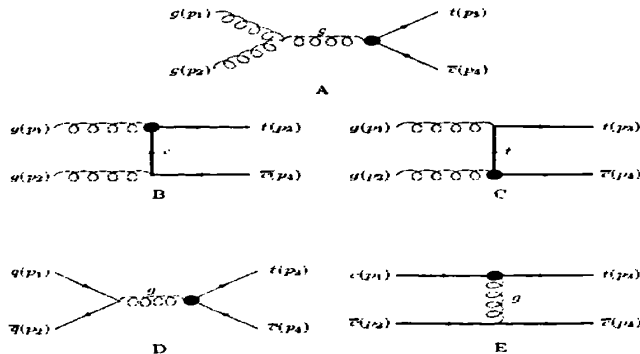


图 3-7 LHT 模型中 $gg(q\bar{q}) \rightarrow t\bar{c}$ 过程的费曼图

在强子对撞机上，味改变耦合 tcV 还可以导致单 top 夸克产生 $cg \rightarrow tV$ ，相应的费曼

图如图(3-8)所示:

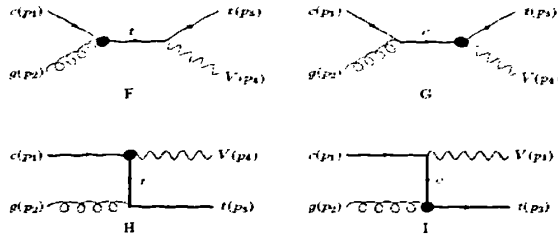


图 3-8 LHT 模型中 $cg \rightarrow tV (V = \gamma, Z, g)$ 过程的费曼图

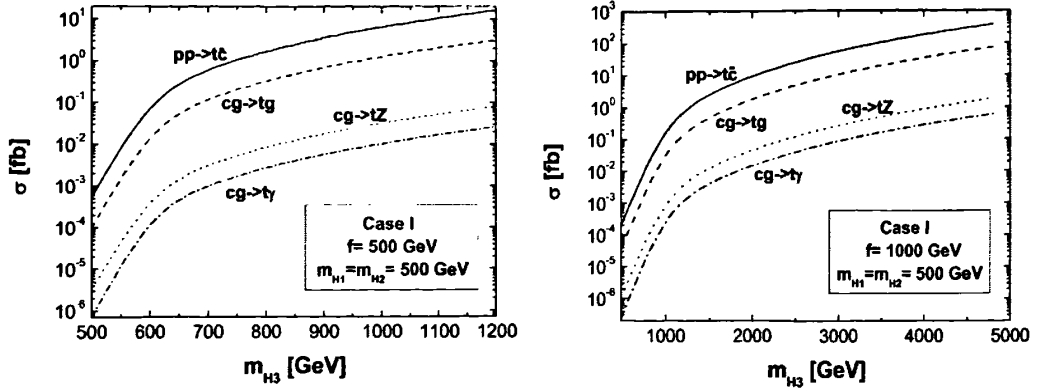
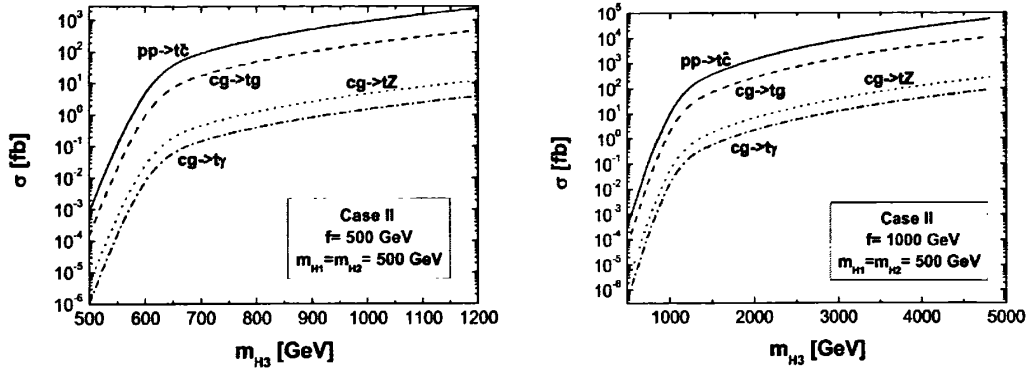
和文献^[34]一样, 在计算截面时, 对矩阵 V_{H_d} , 分别取如下两种情况:

$$\text{Case I: } V_{H_d} = 1, \quad V_{H_u} = V_{CKM}^+,$$

$$\text{Case II: } s_{23}^d = 1/\sqrt{2}, \quad s_{12}^d = s_{13}^d = 0, \quad \delta_{12}^d = \delta_{23}^d = \delta_{13}^d = 0.$$

对于破缺标度 f , 分别取两个值: 500GeV 和 1000GeV.

LHC 上味改变单 top 夸克产生过程截面的数值结果如图(3-9)和(3-10)所示, 这里反 top 夸克(\bar{t})的产生也包含在他们的计算中. Case I 的数值结果如图(3-9)所示. 在 Case I 中, 下型规范玻色子和哥尔斯通玻色子混合的相互作用是不存在的. 从图(3-9)中看到, 所有味改变单 top 夸克产生过程的截面都随 m_{H_3} 的增大而迅速增大. 这是因为镜像夸克和标准模型夸克的耦合与镜像夸克质量成比例. 在所有的单 top 夸克产生过程中, $pp \rightarrow t\bar{c}$ 过程截面最大. 对重的镜像夸克, $pp \rightarrow t\bar{c}$ 过程的截面能达到几个 pb. $pp \rightarrow t\gamma(Z)$ 过程的截面比 $pp \rightarrow t\bar{c}$ 的截面小得多; 即使对重的镜像夸克, 它们的截面也只能达到几个 fb. 另外, 我们发现 $pp \rightarrow tg$ 过程也可以有相当大的截面, 在 LHC 上有大量的 tg 事例产生. 截面对破缺标度 f 不太敏感, 原因是重规范玻色子质量 M_{V_H} 和镜像夸克质量 m_{H_i} 都与 f 成比例, 但在产生振幅中它们是以 m_{H_i}/M_{V_H} 的形式出现, 这抵消了 f 的影响. 对于 Case II, 截面对 m_{H_3} 的依赖关系如图(3-10)所示. 与 Case I 相比, 第二代与第三代的耦合随着选择较大的耦合角 s_{23}^d 而增大. Case II 下截面对自由参数的依赖与 Case I 相似. 即使考虑到实验对镜像夸克的质量的限制, 味改变单 top 夸克产生过程的截面也可以达到相当大的数值. 尤其是对 $pp \rightarrow t\bar{c}$ 在理想情况下截面能达到近 10 个 fb, 已达到 LHC 的探测范围. 总之, 随着 LHC 的运行, 将有能力通过探测味改变单 top 夸克产生过程的截面进而检验 LHT 模型.


 图 3-9: Case I: LHC 上 LHT 模型下 $pp \rightarrow t\bar{c}$ 和 $pp \rightarrow tV$ 过程随 m_{H_3} 变化的截面函数图。

 图 3-10 Case II: LHC 上 LHT 模型下 $pp \rightarrow t\bar{c}$ 和 $pp \rightarrow tV$ 过程随 m_{H_3} 变化的截面函数图。

3.2.3 LHT 模型中新粒子产生的研究

(1) LHC 上对新的规范玻色子 A_H 产生过程的研究^[40,41]

在 LHT 模型中预言了重规范玻色子 A_H, Z_H, W_H^\pm , 镜像费米子 $u_H^i, d_H^i, l_H^i, \nu_H^i$, 重费米子 T_+, T_- 和重标量粒子 Φ , 这些新粒子可通过 TeV 对撞机产生。该模型的一个显著特色就是它预言了电中性的、且具有弱相互作用的新规范玻色子 A_H 粒子; 这应是 LHT 模型中最轻的新粒子, T 宇称又要求它是稳定的, 因此成为暗物质的理想候选者。最小超对称模型是标准模型的一个很好扩展, 它解决了由电弱能标到普朗克的规范等级问题, 而且与规范耦合相一致, 它的成功之处在于人为的引入一个 R 宇称。在最小超对称模型中, R -odd 粒子是成对出现的, 我们假定最轻的 R -odd 粒子是中性的, 则在探测器上出现的信号是能量的丢失。与最小超对称模型类似, 我们在 LH 模型中引入 T 宇称, 即 LHT 模型; 在 LHT 模型中, 如果我们要求 T 宇称是一个确切的或近似确切的对称, 则最轻的

新粒子将是稳定的。然而，在树图中电弱粒子不要求有一个大的压低。如果这个粒子是中性的，类似带 R 宇称的 MSSM 的中微子， A_H 粒子将被看作暗物质 WIMP 的最佳候选之一。该文献讨论了将来的 ILC 能在百分之几的精度下可否测量 LHT 预言的新的规范玻色子对 A_H ，主要通过考虑子过程 $e^- \gamma \rightarrow 1-A_H$ 和 $\gamma q \rightarrow A_H Q$ 在 ILC 和 THERA 对撞机实验中的产物，发现在这两个对撞机上有大量的产物，并且产物中 $1-A_H$ 和 $A_H Q$ 各自均带有大量遗失能的带电轻子和大量遗失能的单喷注。这些可能的 LHT 模型信号极有可能在 ILC 和 THER 上通过寻找带有大量遗失能的单喷注（或带电轻子）实验中探测到。该文献又对标准模型中的此类信号给出了进一步的讨论、对比，为我们更好的在 ILC 和 THERA 对撞机上寻找此信号提供很好的帮助。

(2)LHC上重规范玻色子对 $W_H^+ W_H^-$, $W_H^+ Z_H$, $W_H^+ A_H$ 产生过程的研究^[42]

重规范玻色子可通过s道和t道产生，如图（3-11）所示。人们应用COMPHEP^[43]计算了LHC对撞机上，重规范玻色子对 $W_H^+ W_H^-$, $W_H^+ Z_H$, $W_H^+ A_H$ 产生过程的截面。结果显示， t 道的产生截面由于和s道图相互干涉相消，要比s道小。不考虑t道贡献，截面随 Yukawa耦合因子 k 的变化如图（3-12）所示。从图（3-12）可看出， $W_H^+ W_H^-$, $W_H^+ Z_H$ 和 $W_H^+ A_H$ 的产生截面仅有几个 fb，而在LHC上鉴别新物理信号强烈地依赖出现的轻子。 W_H^\pm 玻色子衰变到轻子 $l = e, \mu$ 的分支比大约为20%。这么小的分支比进一步降低了产生截面的贡献。另外还有来自SM规范玻色子对和 $t\bar{t}$ 所产生的大的背景，因此通过这些过程鉴别信号是几乎不可能的。

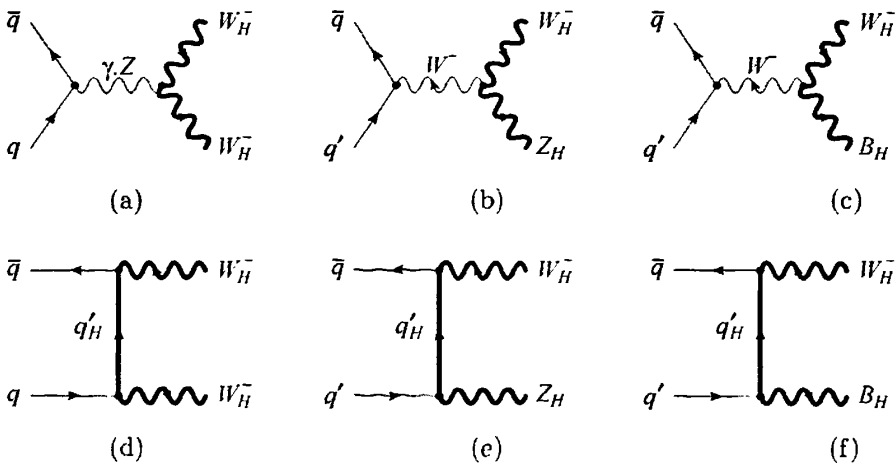


图3-11 LHC上 $T-odd$ 粒子产生费曼图

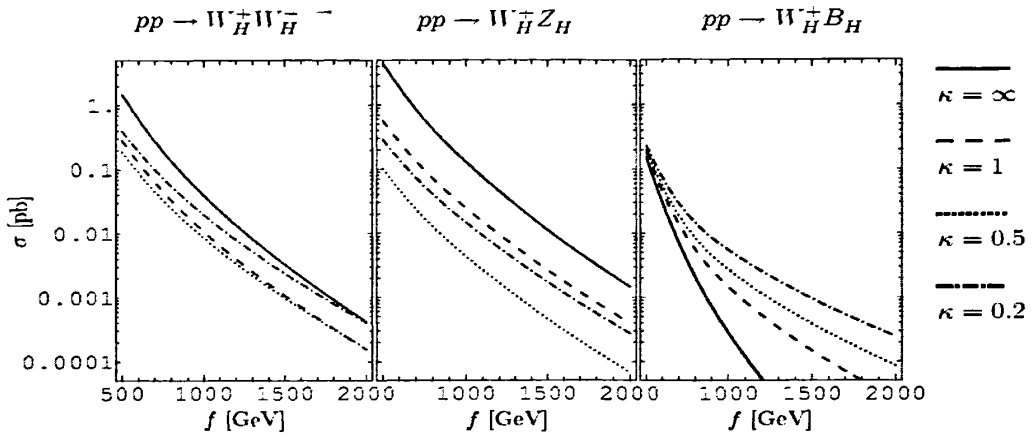


图3-12 $T-odd$ 重规范玻色子产生截面随 f 和 Yukawa 耦合因子 k 的变化图

(3) LHC 上镜像夸克的产生过程的研究^[42]

镜像夸克能有效的减少 $T-odd$ 规范玻色子在 LHC 上的产生，而且也能通过交换胶子直接产生很大的截面，如图所示 (3-13)。除此之外，还有次级弱产生图。镜像夸克的产生截面明显的比 $T-odd$ 规范玻色子大，如图 (3-14) 所示。

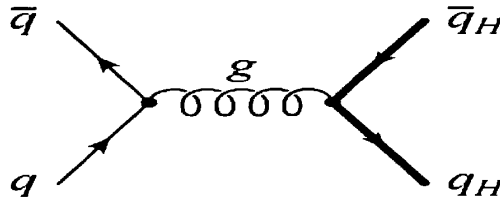


图3-13 $T-odd$ 夸克在 LHC 上 QCD 产生图

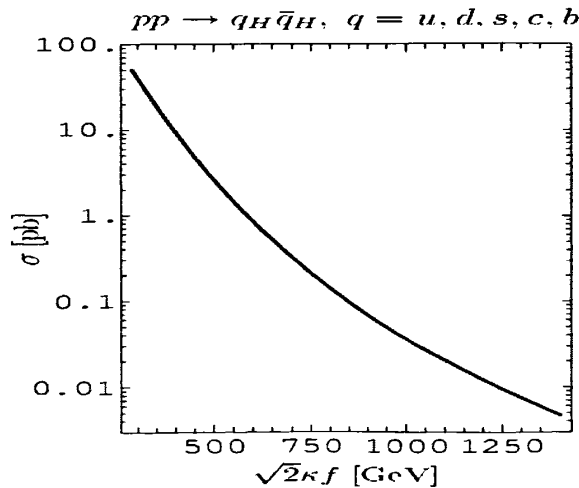


图 3-14 $T-odd$ 镜像夸克在 LHC 上随夸克质量 $m_{q_h} \sim \sqrt{2}kf$ 变化的产生截面

由于 T -odd 夸克质量较大，它们很快衰变为 T -odd 矢量玻色子，下面对它们的以下四种主要情况进行分析。分析中固定一些参数： $f = 1\text{TeV}$ ， $k = 0.5$ ， $s_\lambda = 1/\sqrt{2}$ ， $M_{WH^\pm} = M_{ZH} = 647\text{GeV}$ ， $M_{AH} = 154\text{GeV}$ ， $m_{q_h} = 705\text{GeV}$ ， $q = u, d, s, c, b$ ， $m_{l_c} = 1000\text{GeV}$ 。

- (a) $pp \rightarrow q_H q_H \rightarrow qq' W_H^\pm A_H \rightarrow jjl + E_T$ 。 $l = e, \mu, \tau$ ， E_T 代表遗失能
- (b) $pp \rightarrow q_H q_H \rightarrow qq' W_H^+ W_H^- \rightarrow jjl^+ l^- + E_T$
- (c) $pp \rightarrow q_H q_H \rightarrow qq' W_H^\pm Z_H \rightarrow jjbb l + E_T$
- (d) $pp \rightarrow l'_- \bar{l}'_- \rightarrow t \bar{t} A_H A_H$

通过对这几个过程的末态产生的信号结合标准模型背景详细分析，他们研究发现这几个过程仅有 $pp \rightarrow q_H q_H \rightarrow qq' W_H^\pm A_H \rightarrow jjl + E_T$ 的产生截面大于 10fb ，可能有希望被 LHC 探测到，其他三个过程都很难被 LHC 探测到。

(4) LHC 上镜像轻子衰变信号研究^[42]

镜像轻子，轻子的 T -odd 伴子，能通过 s 道交换 SM 规范玻色子在 LHC 上直接产生。然而，在固定参数 $k_l = 0.5$ ， $f = 1000\text{GeV}$ ， $m_{h_c} = 707\text{GeV}$ ，它们的产生截面低于 1fb 。因此，在 LHC 上很难被观测到。但镜像轻子的衰变信号却起着很重要的作用。 T -odd 夸克能通过衰变道 $q_H \rightarrow q Z_H \rightarrow ql^+ l_H^\mp \rightarrow ql^+ T A_H$ ，这些信号能被用作有效的压低标准模型背景，此外，这些衰变信息也能对 T -odd 粒子质量谱带来很重要的信息。

(5) LHC 上重的三重态 Φ 的产生研究^[44]

重的三重态的 Φ 场也是 T -odd 粒子，必须成对出现。在树图下，三重态的 Φ 场的各种成分 ϕ^{++} ， ϕ^+ ， ϕ^0 ， ϕ^p 及其反粒子的质量是相同的。原则上，我们应该独立地分析 Φ 场的各个成分的不同产生道，但是，为了获得 Φ 成对产生的一个整体的印象，我们对各种产生道的贡献求和，其结果如图 (3-15)。在图 (3-15) 中，由于 Φ 的质量是由 f 和 m_H 决定的，我们画出了产生截面随 f 和两个不同的 m_H 的变化曲线。对于三重态 Φ 的产生，我们取最典型的情况，即所有三重态的质量是相同的，带电 Φ 的产生来自于 W^\pm 的交换。因为三重态各个成分的衰变道都只有一个，所以三重态各个成分的衰变和重的规范玻色子一样简单。带电的三重态的衰变方式是 $\phi^{++} \rightarrow W^+ W_H^+$ 和 $\phi^+ \rightarrow A W_H^+$ ，对应的反粒子有同样的衰变方式。赝标量粒子 ϕ^p 和标量粒子 ϕ^0 的衰变是通过 $\phi^p \rightarrow H A_H$ 和 $\phi^0 \rightarrow Z A_H$ 发生的。

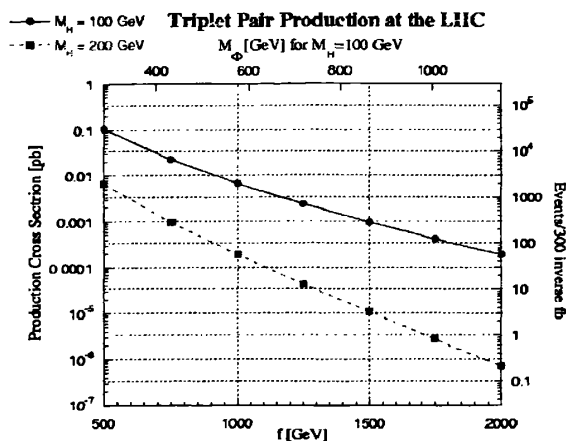


图3-15 LHC上 $T-odd$ 三重态的产生截面随破缺标度的 f 的变化图。

因为 m_ϕ 的质量由破缺标度 f 和 m_H 决定的，所以我们给出 m_H 的两个值， $m_H=100$ ， 200GeV 。右侧的 y 轴绘出了积分亮度为 300 fb^{-1} 的事例数。在上面的 x 轴给出了截面随 $m_H=100\text{GeV}$ 时 m_ϕ 的质量的变化。

(6) LHC上 $T-odd$ 粒子对 t'_- 的产生研究^[44]

对于 t'_- 产生过程，因为产生截面主要是胶子交换产生的，而且除参数 $m_{t'_-}$ 之外其它的参数是独立的，所以 t'_- 的衰变方式和 t'_+ 衰变过程^[40]很相似。我们知道，一般情况下， t'_- 和 t'_+ 有不同的质量。而 T_- 和 T_+ 的产生截面分别与 t'_- 和 t'_+ 的质量有关，所以这两个过程的产生截面是不同的。在图(3-16)中，我们给出了LHC上 t'_- 产生截面随其质量的变化图。 t'_- 的衰变方式是很简单的， t'_- 完全衰变成 $A_H t$ 。我们进一步研究 t'_- 唯象的优点一是 t'_- 比 t'_+ 轻，二是它对产生过程截面有一个大的贡献。

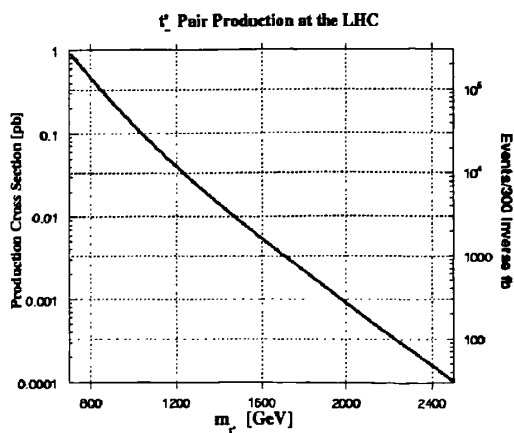


图3-16 $T-odd$ 粒子 t'_- 对的产生截面随质量 $m_{t'_-}$ 的变化图， y 轴描述在积分亮 300 fb^{-1} 的事例数

(7) LHC上 $T-even$ top 夸克产生研究^[44]

在LHT模型中，不是所有的粒子都是 $T-odd$ 粒子。在原始的Little Higgs模型中引入了top夸克的 $T-even$ 形式，它不能被单个产生。LHT模型与Little Higgs模型的关键的不同是与 $T-even$ 重的top夸克 t'_+ 相对应的 $T-odd$ 重的top夸克 t'_- ，实际上 t'_- 比 t'_+ 轻。这将对top夸克衰变打开一个新的方式，这是先前研究 t'_+ 的衰变所不存在的。这一新的衰变道对 t'_+ 衰变分支比有一个大的贡献。因此，LHT模型不仅研究 $T-even$ 重的top夸克 t'_+ ，也要研究 $T-odd$ 重的top夸克 t'_- 。

在LHT模型中重的top夸克 t'_+ 仍然存在，在大型强子对撞机上，重的top夸克 t'_+ 粒子的产生截面和在原始的Little Higgs模型中的产生截面是相同的，但从唯象上来看LHT模型与原始的Little Higgs模型有很大的不同。 t'_- 的存在为 t'_+ 开辟了一个新的衰变渠道。在图(3-17)中，我们给出了 t'_+ 的衰变随函数 $s_\lambda = \frac{m_{t'_-}}{m_{t'_+}}$ 变化的分支比。实际上，分支比对于参数 f 是独立的。

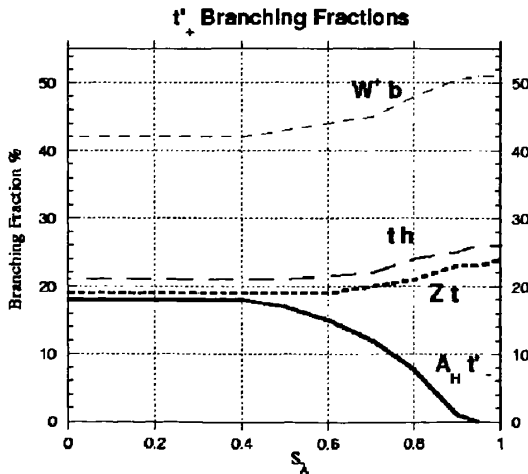


图3-17 t'_+ 衰变随函数 s_λ 的分支比，其中参数 s_λ 是 t'_+ 和 t'_- 的比值， $f=1\text{TeV}$ 。

从图(3-15)中我们可以看出，在大部分参数空间中， t'_+ 衰变成 $t'_- A_H$ 存在，而且有一个很大的衰变宽度，但是是看不见的。实际上，要解决Little Higgs模型的规范等级问题，我们仅对 $s_\lambda = 1/\sqrt{2}$ 感兴趣，此时 $m_{t'_-} = \sqrt{2}f$ 。如果 $m_{t'_-} > 2\text{TeV}$ ， s_λ ， $m_{t'_-}$ 的增加将对Higgs的质量造成一个精细调节。 t'_+ 的一个大的但是看不见的新的宽度的存在不能用于我们分析LHT模型中的 t'_+ 。在文献^[45]指出，希望通过测量 t'_+ 衰变中 $m_{t'_-}$ 和 f 是独立的来验证

Little Higgs机制。为了消除top夸克对Higgs质量的二次发散的贡献， $m_{t'}$ 和 f 必须满足一定的关系式。用这种方法探测T宇称是很困难的，主要是 f 很难测量，因为 f 不能像^[42]那样从规范玻色子部分获得；另外， t'_+ 的新的大的部分宽度很难被探测到。实际上，在大型强子对撞机上探测重型top夸克的耦合是不可能的。

第四章 直线对撞机上 LHT 模型下 $e^+e^-(\gamma\gamma) \rightarrow b\bar{s}$ 过程的研究

4.1 引言

寻找味改变中性流(FCNC)是未来的高能对撞机的重要任务之一。众所周知,在 SM 中树图阶 FCNC 是严格禁戒的;虽然在单圈阶下存在 FCNC,但是由于 GIM 机制压低,很难在实验上产生可观测的信号。而在超出 SM 新物理模型中,这些过程已经被极大的提高,如最小超对称模型(MSSM)、双 Higgs 模型(2HDM)、TC2 模型和带有 T 字称的 Littlest Higgs 模型(LHT)等都有许多相关研究。因此,FCNC 过程在超出 SM 寻找新物理起着至关重要的作用。

在 LHT 模型下,对味改变过程已有许多研究。在文献^[46]中,Hubis et al 最先对味结构进行探索,并且发现了 K, B, D 系统中中性 μ 子的混合在单圈图中对镜像费米子的质量限制。后来,Blanke 研究组在 LHT 模型下对味改变过程做了进一步的扩展研究^[47,48]。文献^[47]对文献^[46]中提出的 $\Delta F = 2$ 有效哈密顿的分析进行了验证,并对 LHT 模型下味改变结构的其它量也进行了分析,Blanke 研究组也给出了主要的 K, B 稀有衰变的过程。受 D 系统中 μ 子振荡实验数据的启发,文献^[46]进一步研究了 LHT 模型对 $D^0 - \bar{D}^0$ 混合的影响。接着,Blanke 研究组在 LHT 模型下计算了 CP 破缺的比例 ϵ'/ϵ 。另外,文献^[50]也将 LHT 模型下味结构研究扩展到轻子味破缺衰变。

SM 费米子和镜像费米子的味改变耦合也会引起圈水平下的 $tcV (V = \gamma, Z, g)$ 和 $bsV (V = \gamma, Z, g)$ 耦合。在 LHT 模型下, top 夸克的稀有衰变 $t \rightarrow cV$ ^[31] 和 bottom 夸克的稀有衰变 $b \rightarrow sV$ 已经被研究^[32]。研究表明:在 LHT 模型下,这两个过程的衰变分支比大大提高。另外,在 LHT 模型下,过程 $pp \rightarrow t\bar{c}$ ^[38], $e^+e^-(\gamma\gamma) \rightarrow t\bar{c}$ ^[51], $eq \rightarrow et$ ^[39] 也均被研究;研究表明,在 LHT 模型下,这些过程的产生率也有很大的增加。因此,我们相信味改变耦合 $bsV (V = \gamma, Z, g)$ 对 bottom-strange 夸克的产生也应有很大的贡献。

直线对撞机 ILC 在计划之中,其质心能量范围 $\sqrt{s} = 300\text{GeV} \sim 1.5\text{TeV}$, 年积分亮度是 500fb^{-1} 。ILC 具有相当高的亮度和清晰的背景,并且这个对撞机还可实现 $\gamma\gamma$ 对撞和 $e\gamma$ 对撞。因此,在 ILC 上对味改变 $e^+e^-(\gamma\gamma) \rightarrow b\bar{s}$ 过程的研究对探索新物理具有十分重要

的意义。我们正是在 ILC 上, LHT 模型下, 对 $e^+e^-(\gamma\gamma) \rightarrow b\bar{s}$ 这一 bottom-strange 味改变过程进行了研究; 通过研究发现, 随着镜像夸克质量的增加, 这两个过程均能达到 ILC 的探测能力, 从而为进一步检验 LHT 模型和区分其他新物理模型提供了很好的理论依据。

这部分的结构安排如下: 在第二部分, 我们对 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$, $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 产生截面进行详细计算; 第三部分给出了对产生截面的数据分析; 第四部分对 bottom-strange 产生与其它物理模型及类似产生过程进行对比; 第五部分进行总结和讨论。

4.2 在 LHT 模型下 bottom-strange 夸克的产生

4.2.1 LHT 模型对 $bsZ(\gamma)$ 的单圈贡献

正如我们前面已提到的, 标准模型的费米子和 T -odd 的镜像费米子之间的味改变相互作用是通过 T -odd 的重规范玻色子 (A_H, Z_H, W_H^\pm) 或哥尔斯通玻色子 ($\eta, \omega^0, \omega^\pm$) 来完成的, 涉及到的费曼规则文献^[48]已给出。这些味改变耦合会对顶角 $bsZ(\gamma)$ 带来圈图贡献, 其单圈贡献的费曼图如图 4-1:

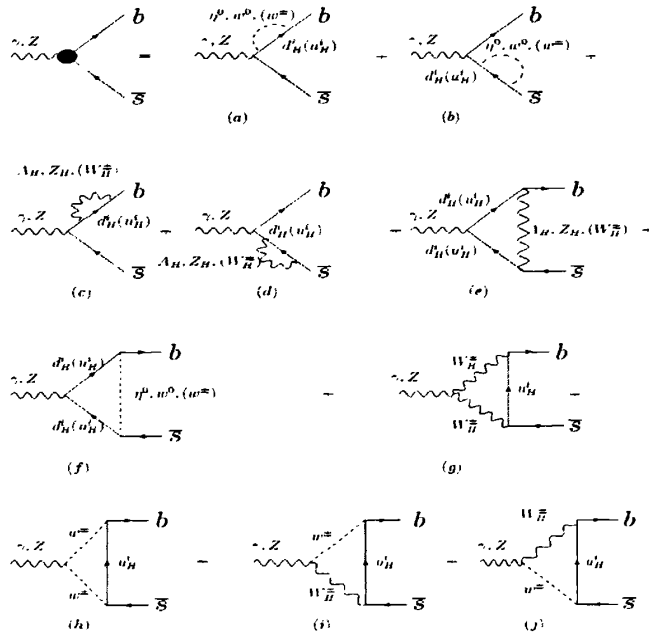


图 4-1 LHT 模型对顶角 $bsZ(\gamma)$ 的单圈贡献费曼图

实际上, 我们都知道, 图 4.1 中的每一个图都包含有紫外发散, 因为它们不存在相

应的 $bsZ(\gamma)$ 树图耦合来抵消圈图发散,可重整的理论要求这些单圈图的分散可以相互抵消,总的有效耦合 $bsZ(\gamma)$ 是有限的。依据图 4.1, 我们可以计算出总的有效顶角 $bsZ(\gamma)$ 。有效顶角 $bsZ(\gamma)$ 的具体形式 $\Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(p_1, p_3)$ 和 $\Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(p_1, p_3)$ 见附录 A。

研究表明, 由于 LHT 模型对顶角 $Zb\bar{s}$ 的贡献, $Z \rightarrow b\bar{s}$ 的分支比大大提高^[35]。顶角 $bsZ(\gamma)$ 也会对 $b\bar{s}$ 的产生过程带来贡献, 下面我们将讨论在 ILC 对撞机上, LHT 模型对 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 两个过程的贡献。

4.2.2 LHT 模型下 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 过程截面的计算

在 LHT 模型下, 味改变耦合 $bsZ(\gamma)$ 会对 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 过程带来贡献, 相应的费曼图见图 4-2(A)。

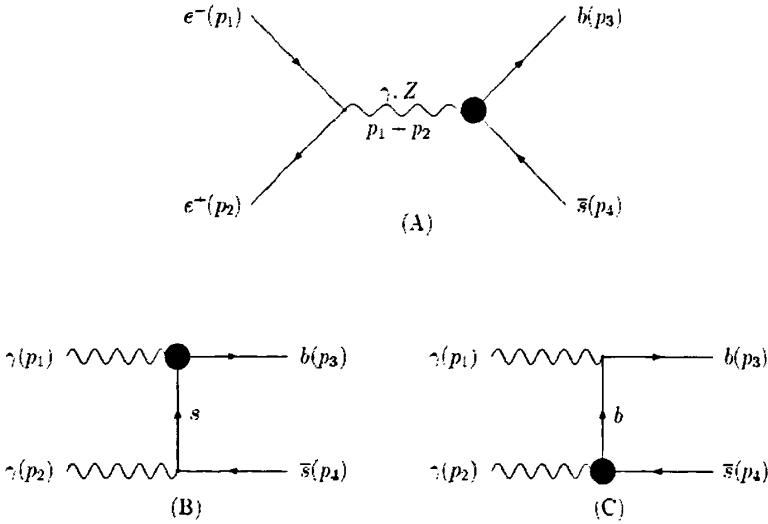


图 4-2 LHT 模型对 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ (A), $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ (B) (C) 贡献的费曼图

产生过程的振幅为:

$$M_A = M_A^\gamma + M_A^Z \quad (4.1)$$

其中:

$$M_A^\gamma = -eG(p_1 + p_2, 0) \bar{u}_b(p_3) \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(p_3, p_4) v_{\bar{s}} v_{e^+}(p_2) \gamma_\mu u_{e^-}(p_1), \quad (4.2)$$

$$M_A^Z = \frac{g}{\cos\theta_w} G(p_1 + p_2, M_Z) \bar{u}_t(p_3) \Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(p_3, p_4) v_{\bar{s}}(p_4) \bar{v}_{e^+}(p_2) \gamma_\mu$$

$$\left[\left(-\frac{1}{2} + \sin\theta_w \right) P_L + \sin^2\theta_w P_R \right] u_e(p_1) . \quad (4.3)$$

这里, $P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$ 和 $P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$ 分别是左右手征投影算符。 p_1, p_2 分别是是初态入射粒子 e^+, e^- 的动量, 方向是向内的; p_3, p_4 是末态出射粒子 b, \bar{s} 的动量, 方向是向外的。

为了简化, 这里我们定义 $G(p, m) = \frac{1}{p^2 - m^2}$ 。

另一方面, ILC 的一个特性是通过用初态的电子和激光束的康普顿反散射产生的光子束转化成 $\gamma\gamma$ 对撞, 用这种方法产生的光子束的能量和亮度与初态电子束具有同样的量级。并且, $\gamma\gamma$ 对撞具有更丰富的末态信号。因此, 光子对撞为探测新物理打开一个新的窗口。在 LHT 模型下, bottom-strange 夸克也能通过 $\gamma\gamma$ 对撞产生, 所涉及的费曼图已经在图(4-2)的 B-C 给出。 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 过程的不变振幅为:

$$M_B = \frac{1}{3} e G(p_3 - p_1, m_c) \bar{u}_b(p_3) \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(p_3, p_1 - p_3) \varepsilon_\mu(p_1) (p_3 - p_1 + m_s) \not{\epsilon}(p_2) v_{\bar{s}}(p_4), \quad (4.4)$$

$$M_C = \frac{1}{3} e G(p_2 - p_4, m_b) \bar{u}_b(p_3) \not{\epsilon}(p_1) (p_2 - p_4 + m_b) \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(p_2 - p_4, p_4) \varepsilon_\nu(p_2) v_{\bar{s}}(p_4), \quad (4.5)$$

由以上的振幅 M_B, M_C , 我们能直接得到子过程 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 的产生截面 $\hat{\sigma}(\hat{s})$, 而 e^+e^- 对撞的总截面可以通过光子分布函数 $F(x)$ ^[52] 与 $\hat{\sigma}(\hat{s})$ 的卷积得到:

$$\sigma_{tot}(s) = \int_{\min}^{\max} dx_1 \int_{\min}^{\max/x_1} dx_2 F(x_1) F(x_2) \hat{\sigma}(\hat{s}) \quad (4.6)$$

这里, s 是 e^+e^- 对撞时质心能量的平方, $\hat{s} = x_1 x_2 s$, x_i 是由光子带来的电子能量的一部分。光子分布函数 $F(x)$ 的表达式为:

$$F(x) = \frac{1}{D(\xi)} \left[1 - x + \frac{1}{1-x} - \frac{4x}{\xi(1-x)} + \frac{4x^2}{\xi^2(1-x)^2} \right] \quad (4.7)$$

其中:

$$D(\xi) = \left(1 - \frac{4}{\xi} - \frac{8}{\xi^2} \right) \ln(1 + \xi) + \frac{1}{2} + \frac{8}{\xi} - \frac{1}{2(1 + \xi)^2} \quad (4.8)$$

$$\xi = \frac{4E_0\omega_0}{m_e^2} \quad (4.9)$$

E_0, ω_0 分别是入射电子能量和激光能量, $x = \frac{\omega}{E_0}$ 。散射光子的能量 ω 由散射光子与入射

电子束的夹角 θ 决定, ω 的具体形式为:

$$\omega = \frac{E_0 \left(\frac{\xi}{1+\xi} \right)}{1 + \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^2} \quad (4.10)$$

因此, 当 $\theta=0, \omega = E_0 \xi / (1+\xi) = \omega_{\max}$ 时, 散射光子的能量有最大值; 这时

$x_{\max} = \frac{\omega_{\max}}{E_0} = \frac{\xi}{1+\xi}$ 。为了避免入射光子与散射光子对撞所产生的正负电子对, ω_0 不能

过大。这要求 $\omega_{\max} \omega_0 \leq m_e^2$ 。当 $\omega_{\max} \omega_0 = m_e^2$ 时, 我们有:

$$\xi = 2(1 + \sqrt{2}) = 4.8 \quad (4.11)$$

取 $\xi = 4.8$, 我们得到 $x_{\max} = 0.83$ 和 $D(\xi_{\max}) = 1.8$ 。对于 x 的最小值, 我们可以利用 $b\bar{s}$ 的产生阈值得到:

$$x_{\min} = \frac{\hat{s}_{\min}}{x_{\max} s}, \quad \hat{s}_{\min} = (m_b + m_s)^2 \quad (4.12)$$

这里, 我们假定光子束和电子束都未发生极化, 还假定散射光子的产生率为 1。

4.3 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 截面的数据分析

为了得到截面的数值结果, 我们采用参考文献^[53]的方法来计算振幅, 就是直接对振幅进行数值计算, 而不是先给出振幅模方的解析结果。这种方法可大大简化我们的计算。

在 LHT 模型下, 振幅中所涉及的自由参数有 $f, m_{H1}, m_{H2}, m_{H3}, \theta_{13}^d, \theta_{23}^d, \theta_{13}^d, \delta_{12}^d, \delta_{23}^d, \delta_{13}^d$ 。其中: f 是破缺标度, m_{H1}, m_{H2}, m_{H3} 指镜像夸克的质量, $\theta_{13}^d, \theta_{23}^d, \theta_{13}^d, \delta_{12}^d, \delta_{23}^d, \delta_{13}^d$ 是混合矩阵 V_{Hd} 涉及的六个参数。文献^[47,48]通过对 K, B, D 系统的研究, 给出了实验对镜像费米子质量的限制。研究发现, 如对 V_{Hd} 矩阵元的选取不加限制, TeV 标度的 GIM 压低是必要的; 如把 V_{Hd} 矩阵元的选取限制到一定区间, 可大大降低对镜像费米子质量的限制。参照文献^[48], 在计算 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 的截面时, 对 V_{Hd} 矩阵元我们分别取如下两种情况:

情况 I: $V_{Hd} = V_{CKM}$;

情况 II: δ_{13}^d 取为自由参数, 其他参数取为:

$$\delta_{12}^d = \delta_{23}^d = 0, \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \leq s_{12}^d \leq 0.99, \quad 5 \times 10^{-5} \leq s_{23}^d \leq 2 \times 10^{-4}, \quad 4 \times 10^{-2} \leq s_{13}^d \leq 0.6.$$

在情况 II 下, 为了固定矩阵 V_{Hd} , 我们分别取了矩阵元 s_{ij}^d 的上限和下限, 即:

$$\text{情况 II (1): } \delta_{12}^d = \delta_{23}^d = \delta_{13}^d = 0, s_{12}^d = 1/\sqrt{2}, s_{23}^d = 5 \times 10^{-5}, s_{13}^d = 4 \times 10^{-2},$$

$$\text{情况 II (2): } \delta_{12}^d = \delta_{23}^d = \delta_{13}^d = 0, s_{12}^d = 0.99, s_{23}^d = 2 \times 10^{-4}, s_{13}^d = 0.6.$$

在以上两种情况下, 实验对镜像费米子的质量的限制都不太强。对破缺标度 f , 我们分别取了两个典型值: 500GeV, 1000GeV。

为了得到截面的数值结果, 我们取标准模型中的一些参数值为: $m_b = 4.7\text{GeV}$, $m_s = 0.095\text{GeV}$, $s_W^2 = 0.23$, $M_Z = 91.87\text{GeV}$, $\alpha_e = 1/128$, $v = 246\text{GeV}$ [53]。对于 ILC 的质心能量, 我们分别取 $\sqrt{s} = 500, 1000\text{GeV}$ 。另外, 考虑到探测器的探测能力, 我们在计算时给出了横动量 (p_T) 和末态粒子赝快度 (η) 的截断:

$$p_T \geq 20\text{GeV}, \quad |\eta| \leq 2.5.$$

过程 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 两个过程截面的数值结果在图 4.3-4.5 中给出。我们在计算截面时也考虑了 $\bar{b}s$ 的产生。在图 4.3-4.5 中, 我们分别在情况 I 和情况 II 下画出了 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 的截面随 m_{H3} 的变化曲线。在情况 I 下, 不存在上型规范玻色子和哥尔斯通玻色子的相互作用; 单圈图下, 对镜像夸克的质量限制仅来自于 D 系统, 而 K、B 系统对镜像夸克没有质量限制, 对第三代镜像夸克的限制非常弱。我们固定 $M_{H1} = M_{H2} = 500\text{GeV}$, 当 $f = 500\text{GeV}$ 和 $f = 1000\text{GeV}$ 时, M_{H3} 的质量变化范围均取为 500–1200GeV。从图 4.3-4.5 我们可以看出: $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 两个过程的截面随 M_{H3} 的变化很快, 这是因为镜像夸克和标准模型的夸克混合与镜像夸克的质量成比例。两个过程随质心能量 \sqrt{s} 的变化是不同的。对于 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 过程, 贡献来自于 s 道, 因此, 大的质心能量对截面有很大的压低; 而对 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$, 贡献来自于 t 道, 而且大的质心能量使截面增大。这两个过程的产生截面对破缺标度 f 不敏感, 这是因为重的规范玻色子的质量 M_{V_H} 和镜像夸克的质量 M_{H_i} 都与破缺标度 f 成正比, 而振幅只与 M_{H_i} / M_{V_H} 有关。在情况 II 下, 截面随 M_{H3} 的变化曲线如图 4.4 和 4.5 所示。在这种情况下, K、B 系统对镜像夸克的质量限制也很弱。与情况 I 相比, 由于选择大的混合角 s_{23}^d , 第二代和第三代粒子的混合加强。尽管此种情况对镜像夸克的限制增大, 但镜像夸克质量也使截面明

显增加。在情况 II 下，截面对 M_{H_3} 的依赖关系与情况 II 下的相同。在这两种情况下， $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 的截面都要比 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 的截面大将近两个量级。

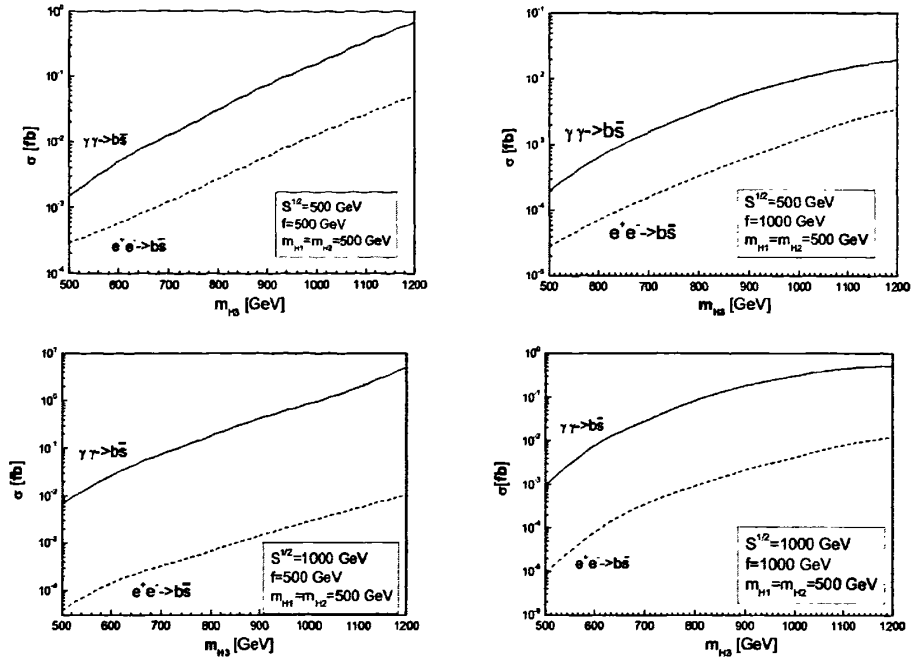


图 4-3 在情况 I 下， $e^+e^-(\gamma\gamma) \rightarrow b\bar{s}$ 产生截面随 m_{H_3} 变化的曲线

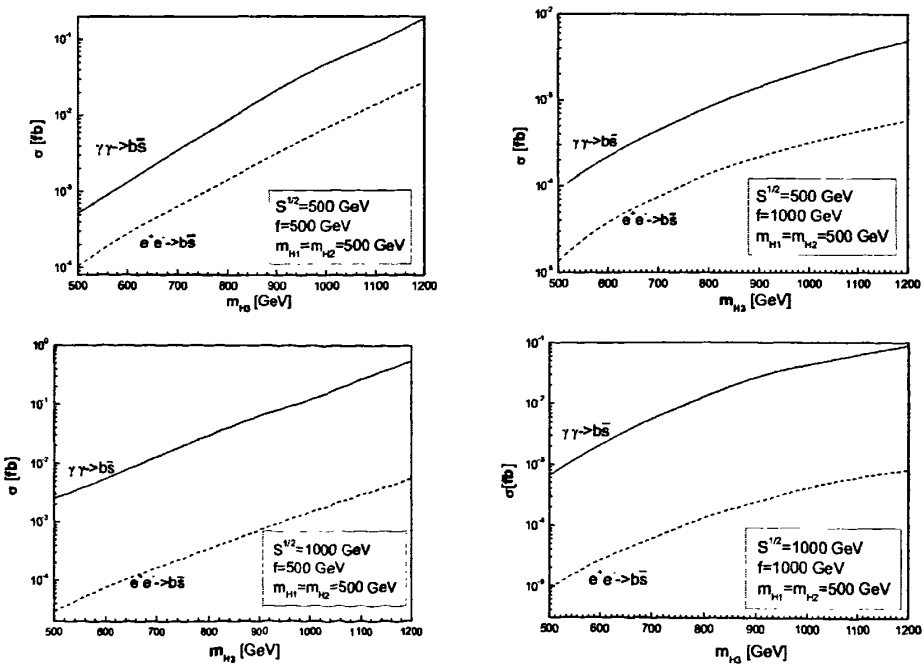


图 4-4 在情况 II (1) 下， $e^+e^-(\gamma\gamma) \rightarrow b\bar{s}$ 产生截面随 m_{H_3} 变化的曲线。

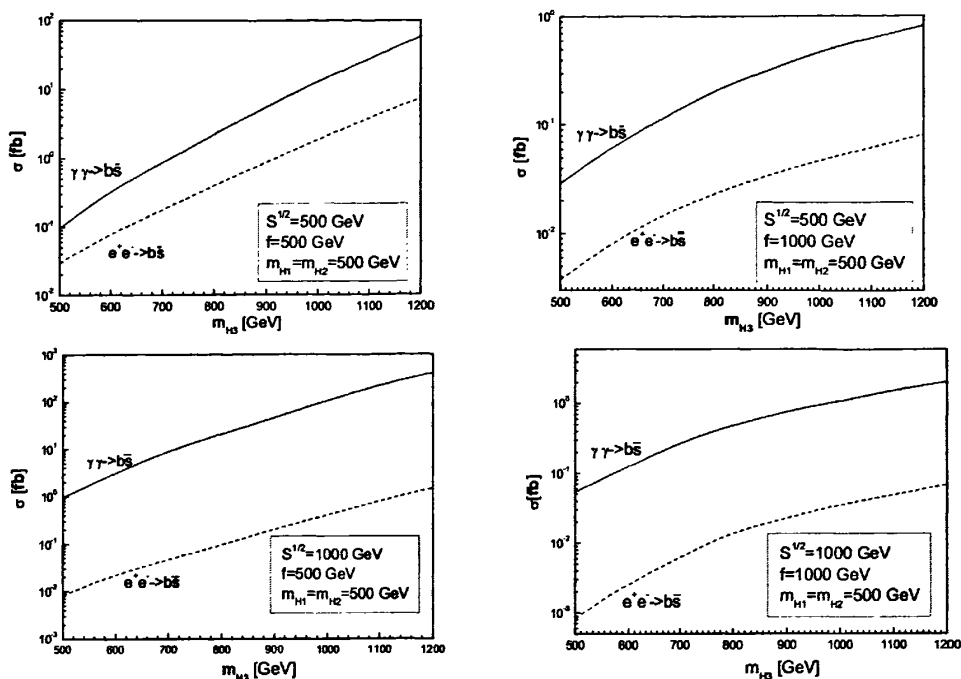


图4-5 在情况II (2) 下, $e^+e^-(\gamma\gamma) \rightarrow b\bar{s}$ 产生截面随 m_{H3} 变化曲线。

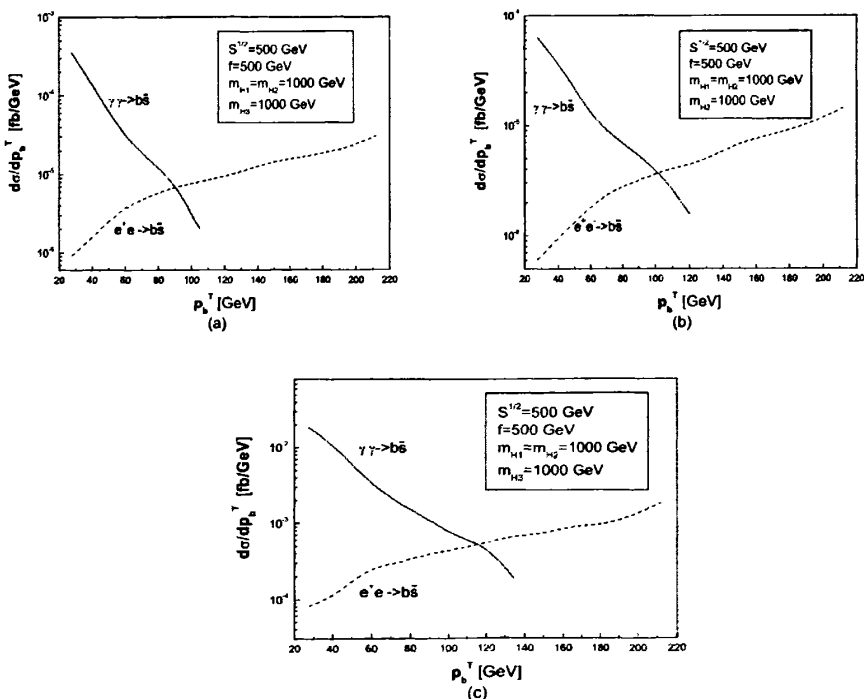


图 4-6 bottom 夸克的横动量的分布图: 左上图为情况 I, 右上为情况 II(1), 下图为情况 II(2)

为了通过 $b\bar{s}$ 产生, 在 ILC 上提供更多有用的信息来探测 LHT 模型, 我们在图 4-6 给出了产生截面随 bottom 夸克的横动量的分布曲线。在两种情况下, 我们均固定

$\sqrt{s} = 500\text{GeV}$, $f = 500\text{GeV}$, $M_{H1} = M_{H2} = M_{H3} = 1000\text{ GeV}$ 。可以看出, 两个过程的 p_b^T 分布是完全不一样的; $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 过程的 p_b^T 分布是随横动量的增大而增大的, 而 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 过程的 p_b^T 分布是随横动量的增大而急剧减小的。这两个过程在不同的横动量空间所提供的信息能相互补充。

4.4 几种物理模型下 $b\bar{s}$ 夸克产生截面的对比

文献^[54]在 SM 中对过程 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 进行了详细的研究, 结果表明 $b\bar{s}$ 的产生截面在 LEP II 上总体为 10^{-3}fb 量级, 当质心能量接近中性规范玻色子 Z 时产生截面为 10^{-1}fb 量级。文章^[55]在带有四代费米子的 SM 中也对 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 过程进行了研究, 计算结果显示产生截面总体比三代费米子的 SM 略大, 但在质心能量 $\sqrt{s} = 100\text{GeV}$ 附近有一共振峰, 峰值大约为 10fb 。在 MSSM 模型下, 对 $b\bar{s}$ 产生也有研究; 过程 $e^+e^- \rightarrow h^0 b\bar{s} + h^0 \bar{b}s$ 的截面最大值为 10^{-4}fb , 过程 $e^+e^- \rightarrow H^0 b\bar{s} + H^0 \bar{b}s$ 的截面最大值为 10^{-1}fb ^[56]。另外, 德国一研究组用 $a_{\text{IT}^{\text{A}}\text{LC}}^0$ 程序包, 在 SM 框架下对 $b\bar{s}$ 产生进行了计算机模拟^[57], 计算结果为 $\sigma_{b\bar{s}}(\sqrt{s} = 200\text{GeV}) = (2.033 \pm 0.002)\text{fb}$, $\sigma_{b\bar{s}}(\sqrt{s} = m_Z) = (1.136 \pm 0.001)\text{fb}$ 。总之, 这些结果都太小了, 以至于在目前和未来的对撞机上很难被探测到。而我们在 LHT 模型下的计算表明, 在实验限制的范围内, $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 的截面随镜像夸克质量的增加分别可达到 10^0fb 和 10^2fb , 均可达到 ILC 的观测水平。因此, $e^+e^-(\gamma\gamma) \rightarrow b\bar{s}$ 为人们在 ILC 上检验 LHT 模型和与其他新物理模型区分开来提供了一个很好的途径。

4.5 总结

在 SM 下, $b\bar{s}$ 产生属于味改变过程, 在树图阶不存在, 在圈图下由于 GIM 机制的压低贡献也很小; 因此, 在 SM 下 $b\bar{s}$ 的产生截面很小, 很难被实验探测到。然而在一些新的物理模型下, 存在新的味改变相互作用, 这些新的味改变相互作用使 $b\bar{s}$ 的产生截面能大大提高。因此, $b\bar{s}$ 产生过程在探测新物理模型方面将发挥重要作用。在 LHT 模型下, 标准模型的费米子和镜像费米子之间的相互作用存在味改变的耦合, 这一耦合在圈图水平对 $bsZ(\gamma)$ 顶角有显著贡献, 从而也使 $e^+e^-(\gamma\gamma) \rightarrow b\bar{s}$ 的产生截面大大增加。本文我们正是在 ILC 上, LHT 模型下, 研究了 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 这两个过程。研究发现, 这两个过程的截面对镜像夸克的质量非常敏感, 截面随镜像夸克质量的增大而显著增

大; $e^+e^-\rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma\rightarrow b\bar{s}$ 的截面可分别达到 ILC 的可观测水平。如 LHT 模型是描述基本粒子的正确理论, 镜像夸克质量足够大, 这些过程有应能被 ILC 观测到, 并有望为区分 LHT 模型和其他新物理模型提供一有效途径; 如果这些过程不能被探测到, 至少也能给出镜像夸克的质量上限。

第五章 总结与展望

LHT 模型是目前人们比较关注的新物理模型，直线对撞机 ILC 将为该模型的检验提供理想场所。本文在 ILC 上，LHT 模型下，研究了一些重要的味改变 $b\bar{s}$ 夸克产生过程，即 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 。我们发现：(1) $b\bar{s}$ 产生过程的截面对镜像夸克质量有很强的依赖性，截面随着镜像夸克质量的增大而迅速增大。(2)截面对破缺标度 f 不敏感。(3) $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和过程 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 的截面随着镜像夸克质量的增加，ILC 有能力探测到。如果这些过程的截面能被 ILC 测量，将能提供镜像夸克质量的信息；如果这些过程在 ILC 上探测不到，也能给出像夸克质量的上限。我们相信，随着 ILC 的运行，味改变过程 $e^+e^- \rightarrow b\bar{s}$ 和 $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{s}$ 应能为探索 LHT 模型提供一些有价值的信息。

将来运行的 ILC 会给我们研究新物理提供更多的机遇，但是我们还有漫长的路要走。随着对模型研究的不断深入，LHT 模型也会不断完善，也可能还会有新的模型提出来实现 Little Higgs 思想。另外，随着 LHC 的运行，更会有大量新的实验结果出现，可能会对 LHT 模型重新给出新的限制，重新对参数进行调整。在唯象研究上，人们还需要对过程的研究进行更精细的分析，尽可能提高理论的准确预言能力。另外，LHT 模型中所预言的最轻的 T-odd 粒子，可以做为暗物质的候选者，将 LHT 模型与宇宙学结合起来研究，也会有大量研究工作要做。因此，LHT 模型还有大量研究工作要做。

附录 A: 有效顶角 $bsZ(\gamma)$ 的具体表达式 $\Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu, \Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu$

$bsZ(\gamma)$ 的具体表达式 $\Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu, \Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu$ 可以根据图 1 算出, 它们的具体表达式可用两点和三点标准函数 B_0, B_1, C_j 表达出来。在我们的计算中, 新规范玻色子质量的高阶项以及相互作用中的高阶项被忽略。 $\Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu$ 和 $\Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu$ 依赖 b, \bar{s} 的动量 $(p_b, p_{\bar{s}})$; 这里, 规定动量 p_b 和 $p_{\bar{s}}$ 都是向外的, 下面是 $\Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu$ 和 $\Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu$ 的具体表达式:

$$\Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(p_b, p_s) = \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(\eta^0) + \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(\omega^0) + \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(\omega^\pm) + \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(A_H) + \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(Z_H) + \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(W_H^\pm) + \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(W_H^\pm \omega^\pm)$$

$$\Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(\eta^0) = \frac{i}{16\pi^2} \frac{eg^2}{300M_{AH}^2} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} A$$

$$\begin{aligned} A = & \left\{ \left[\frac{m_b^2}{m_b^2 - m_s^2} (m_{H_i}^2 B_0(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - m_{H_i}^2 B_0(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}) + m_{H_i}^2 B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) \right. \right. \\ & \left. \left. - m_s^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}) \right) + \frac{m_s^2}{m_b^2 - m_s^2} (m_{H_i}^2 B_0(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - m_{H_i}^2 B_0(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}) \right. \right. \\ & \left. \left. m_b^2 B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - m_{H_i}^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}) \right) + m_{H_i}^2 (m_b^2 (C_{21}^a + C_{11}^a + C_0^a) + m_s^2 (C_{22}^a \right. \\ & \left. + C_{12}^a + C_0^a) + 2p_b p_{\bar{s}} (C_{23}^a + C_{12}^a) + 2C_{24}^a - m_{H_i}^2 C_0^a) + m_s^2 m_b^2 (C_{11}^a - C_{12}^a) \right] \gamma^\mu P_L \\ & + \left[\frac{m_b m_s}{m_b^2 - m_s^2} (m_{H_i}^2 (2B_0(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - 2B_0(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}) + B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) \right. \right. \\ & \left. \left. - B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH})) + m_b^2 B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - m_s^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}) \right) + m_{H_i}^2 m_b m_s (C_{11}^a \right. \\ & \left. - C_{12}^a + 3C_0^a) + m_b m_s (m_b^2 C_{21}^a + C_{11}^a) + m_s^2 (C_{22}^a + C_{12}^a) + 2p_b p_{\bar{s}} (C_{23}^a + C_{12}^a) + 2C_{24}^a \right] \gamma^\mu P_R \\ & + [(-2m_{H_i}^2 m_b)(2C_{11}^a + C_{21}^a + C_0^a) + m_s^2 m_b (C_{23}^a + C_{12}^a)] P_b^\mu P_L \\ & + [2m_{H_i}^2 m_s (C_{23}^a + C_{12}^a - C_{11}^a - C_0^a) + m_s m_b^2 (C_{21}^a + C_{11}^a)] P_b^\mu P_R \\ & + [-2m_{H_i}^2 m_b (2C_{12}^a + C_{23}^a) + 2m_b m_s^2 (C_{12}^a + C_{22}^a)] P_{\bar{s}}^\mu P_L \\ & + [2m_{H_i}^2 m_s C_{22}^a - 2m_s m_b^2 (C_{12}^a + C_{23}^a)] P_{\bar{s}}^\mu P_R \end{aligned}$$

$$\Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(\omega^0) = \frac{i}{16\pi^2} \frac{eg^2}{12M_{ZH}^2} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} B(B = A(C_{ij}^a \rightarrow C_{ij}^b, C_0^a \rightarrow C_0^b))$$

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(\omega^\pm) &= \frac{i}{16\pi^2} \frac{eg^2}{2M_{WH}^2} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} \\
 &\times \left\{ \left[\left(-\frac{1}{3} \right) \frac{m_b^2}{m_b^2 - m_s^2} (m_{H_i}^2 B_0(-p_b, m_{H_i}, M_{ZH}) - m_{H_i}^2 B_0(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{ZH})) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + m_{H_i}^2 B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{ZH}) - m_s^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{ZH}) \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{m_s^2}{m_b^2 - m_s^2} (m_{H_i}^2 B_0(-p_b, m_{H_i}, M_{ZH}) - m_{H_i}^2 B_0(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{ZH})) \right. \\
 &\quad \left. m_b^2 B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{ZH}) - m_{H_i}^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{ZH}) \right) + \frac{2}{3} (m_{H_i}^2 (m_b^2 (C_{21}^c \\
 &\quad + C_{11}^c + C_0^c) + m_s^2 (C_{22}^c + C_{12}^c + C_0^c) + 2p_b p_{\bar{s}} (C_{23}^c + C_{12}^c) + 2C_{24}^c - m_{H_i}^2 C_0^c) \\
 &\quad + m_s^2 m_b^2 (C_{11}^c - C_{12}^c) - 2m_{H_i}^2 C_{24}^g] \gamma^\mu P_L + \left[-\frac{1}{3} \left(\frac{m_b m_s}{m_b^2 - m_s^2} (m_{H_i}^2 (2B_0(-p_b, m_{H_i}, M_{ZH}) \right. \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - 2B_0(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{ZH})) + B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{ZH}) - B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{ZH})) \right) \right. \\
 &\quad \left. + m_b^2 B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{ZH}) - m_s^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{ZH}) \right) + \frac{2}{3} (m_{H_i}^2 m_b m_s (C_{11}^c \\
 &\quad - C_{12}^c + 3C_0^c) + m_b m_s (m_b^2 C_{21}^c + C_{11}^c) + m_s^2 (C_{22}^c + C_{12}^c) + 2p_b p_{\bar{s}} (C_{23}^c + C_{12}^c) \\
 &\quad + 2C_{24}^c) - 2m_b m_s C_{24}^g] \gamma^\mu P_R + \left[\frac{2}{3} (-2m_{H_i}^2 m_b) (2C_{11}^c + C_{21}^c + C_0^c) + 2m_s^2 m_b (C_{23}^c \right. \\
 &\quad \left. + C_{12}^c) + m_b m_s^2 (2C_{23}^g + C_{12}^g) - m_{H_i} m_b (2C_{23}^g + C_{12}^g) \right] P_b^\mu P_L + \left[\frac{2}{3} (2m_{H_i}^2 m_s (C_{23}^c \right. \\
 &\quad \left. + C_{12}^c - C_{11}^c - C_0^c) - 2m_s m_b^2 (C_{21}^c + C_{11}^c) + m_{H_i}^2 m_s (2C_{11}^g + C_0^g + C_{23}^g + C_{12}^g) \right. \\
 &\quad \left. - m_b^2 m_s (3C_{11}^g + C_0^g + 2C_{21}^g) \right] P_b^\mu P_R + \left[\frac{2}{3} (-2m_{H_i}^2 m_b) (2C_{12}^c + C_{23}^c) + 2m_b m_s^2 (C_{12}^c \right. \\
 &\quad \left. + C_{22}^c) + m_b m_s^2 (2C_{22}^g + C_{12}^g) - m_{H_i} m_b (2C_{23}^g + C_{12}^g) \right] P_{\bar{s}}^\mu P_L + \left[\frac{2}{3} (2m_{H_i}^2 m_s C_{22}^c \right. \\
 &\quad \left. - 2m_s m_b^2 (C_{12}^c + C_{23}^c) + m_{H_i}^2 m_s (2C_{12}^c + C_0^c + 2C_{22}^c + C_{12}^c) - m_b^2 m_s (2C_{12}^g + C_0^g \right. \\
 &\quad \left. + 2C_{23}^g + C_{11}^g) \right] P_{\bar{s}}^\mu P_R
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(A_H) &= -\frac{i}{16\pi^2} \frac{eg'^2}{150} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} C \\
 C &= \left\{ \left[\frac{m_b^2}{m_b^2 - m_s^2} B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - \frac{m_s^2}{m_b^2 - m_s^2} B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + m_b^2 (C_{21}^d + C_{12}^d) + m_s^2 (C_{12}^d + C_{22}^d) + 2p_b \cdot p_{\bar{s}} (C_{12}^d + C_{23}^d) + 2C_{24}^d - m_{H_i}^2 C_0^d \right] \gamma^\mu P_L \right. \\
 &\quad \left. + \left[\frac{m_b m_s}{m_b^2 - m_s^2} (B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH})) + m_b m_s (C_{12}^d - C_{11}^d) \right] \gamma^\mu P_R \right. \\
 &\quad \left. + [-2m_b (C_{21}^d + C_{11}^d)] P_b^\mu P_L + [2m_s (C_{11}^d + C_{23}^d)] P_b^\mu P_R + [-2m_b (C_{23}^d + C_{11}^d)] P_{\bar{s}}^\mu P_L \right. \\
 &\quad \left. + [2m_s (C_{11}^d + C_{22}^d)] P_{\bar{s}}^\mu P_R \right.
 \end{aligned}$$

$$\Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(Z_H) = -\frac{i}{16\pi^2} \frac{eg^2}{6} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} D(D = C(C_y^d \rightarrow C_{ij}^e, C_0^d \rightarrow C_0^e))$$

$$\Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(W_H^\pm) = -\frac{i}{16\pi^2} \frac{eg^2}{3} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} \times \left\{ \left[\frac{2m_b^2}{m_b^2 - m_s^2} B_1(-p_b, m_{H^\pm}, M_{WH}) - \frac{2m_s^2}{m_b^2 - m_s^2} B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H^\pm}, M_{WH}) \right. \right.$$

$$\begin{aligned} & -4m_b^2(C_{21}^f + C_{12}^f) - 4m_s^2(C_{12}^f + C_{22}^f) - 8p_b \cdot p_{\bar{s}}(C_{11}^f + C_{23}^f) - 8C_{24}^f \\ & + 4m_{H^\pm}^2 C_0^f + 4C_{24}^h + 2B_0(-p_{\bar{s}}, m_{H^\pm}, M_{WH}) + m_{WH}^2 C_0^h + m_b^2(3C_{11}^h \\ & + C_0^h) + m_s^2 C_{12}^h + 4p_b \cdot p_{\bar{s}}(C_0^h + C_{11}^h) \Big] \gamma^\mu P_L + \left[\frac{m_b m_s}{m_b^2 - m_s^2} (B_1(-p_b, m_{H^\pm}, M_{WH}) \right. \\ & - B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H^\pm}, M_{WH})) - 4m_b m_s (C_{12}^f - C_{11}^f) + m_b m_s (C_{12}^h - C_0^h - C_{11}^h) \Big] \gamma^\mu P_R \\ & + [8m_b (C_{21}^f + C_{11}^f) + 4(C_{21}^h + 6C_{11}^h + 2C_0^h)] P_b^\mu P_L + [-8m_s (C_{11}^f + C_{23}^f) \\ & + m_s (2C_{11}^h + 2C_0^h - 4C_{23}^h - 6C_{11}^h)] P_b^\mu P_R + [8m_b (C_{23}^f + C_{11}^f) + m_b (4C_{23}^h - 2C_{11}^h \\ & - 6C_{12}^h - 2C_0^h)] P_{\bar{s}}^\mu P_L + [-8m_s (C_{11}^f + C_{22}^f) - m_s (C_{22}^h + C_{12}^h)] P_{\bar{s}}^\mu P_R \end{aligned}$$

$$\Gamma_{b\bar{s}\gamma}^\mu(W_H^\pm \omega^\pm) = \frac{i}{16\pi^2} \frac{2eg^2}{150} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} \times \left\{ [m_s^2 (C_{12}^i + m_{H^\pm}^2 C_0^i) + m_b^2 (C_0^j + C_{11}^j) - m_{H^\pm}^2 C_0^j] \gamma^\mu P_L \right. \\ \left. [m_b m_s C_0^i + m_b m_s C_{12}^j] \gamma^\mu P_R + [-2m_s C_0^i] P_b^\mu P_R + [2m_b C_{12}^j] P_{\bar{s}}^\mu P_L \right\}$$

$$\Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(p_b, p_s) = \Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(\eta^0) + \Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(\omega^0) + \Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(\omega^\pm) + \Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(A_H) + \Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(Z_H) + \Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(W_H^\pm) \\ + \Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(W_H^\pm \omega^\pm)$$

$$\Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(\eta^0) = \frac{i}{16\pi^2} \frac{g}{\cos\theta_w} \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2\theta_w \right) \frac{g'^2}{100M_{AH}^2} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} E$$

$$\begin{aligned}
 E = & \left\{ \left[\frac{m_b^2}{m_b^2 - m_s^2} (m_{H_i}^2 B_0(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - m_{H_i}^2 B_0(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH})) \right. \right. \\
 & + m_{H_i}^2 B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - m_s^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}) \\
 & + \frac{m_s^2}{m_b^2 - m_s^2} (m_{H_i}^2 B_0(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - m_{H_i}^2 B_0(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH})) \\
 & + m_b^2 B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - m_{H_i}^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}) \\
 & + m_{H_i}^2 (m_b^2 (C_{21}^a + C_{11}^a + C_0^a) + m_s^2 (C_{22}^a + C_{12}^a + C_0^a) \\
 & + 2p_b p_{\bar{s}} (C_{23}^a + C_{12}^a) + 2C_{24}^a - m_{H_i}^2 C_0^a) + m_s^2 m_b^2 (C_{11}^a - C_{12}^a) \left. \right] \gamma^\mu P_L \\
 & + \left[\frac{m_b m_s}{m_b^2 - m_s^2} (m_{H_i}^2 (2B_0(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - 2B_0(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH})) \right. \\
 & + B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH})) + m_b^2 B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) \\
 & - m_s^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}) + m_{H_i}^2 m_b m_s (C_{11}^a - C_{12}^a + 3C_0^a) + m_b m_s (m_b^2 C_{21}^a \\
 & + C_{11}^a) + m_s^2 (C_{22}^a + C_{12}^a) + 2p_b p_{\bar{s}} (C_{23}^a + C_{12}^a) + 2C_{24}^a \left. \right] \gamma^\mu P_R \\
 & + [(-2m_{H_i}^2 m_b)(2C_{11}^a + C_{21}^a + C_0^a) + m_s^2 m_b (C_{23}^a + C_{12}^a)] P_b^\mu P_L \\
 & + [2m_{H_i}^2 m_s (C_{23}^a + C_{12}^a - C_{11}^a - C_0^a) + m_s m_b^2 (C_{21}^a + C_{11}^a)] P_b^\mu P_R \\
 & + [-2m_{H_i}^2 m_b)(2C_{12}^a + C_{23}^a) + 2m_b m_s^2 (C_{12}^a + C_{22}^a)] P_{\bar{s}}^\mu P_L \\
 & + [2m_{H_i}^2 m_s C_{22}^a - 2m_s m_b^2 (C_{12}^a + C_{23}^a)] P_{\bar{s}}^\mu P_R \\
 \Gamma_{b\bar{s}Z}^\mu(\omega^0) = & \frac{i}{16\pi^2} \frac{g}{\cos\theta_w} \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2\theta_w \right) \frac{g^2}{4M_{ZH}^2} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} F \\
 (F = & E(C_{ij}^a \rightarrow C_{ij}^b, C_0^a \rightarrow C_0^b))
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{bsZ}^\mu(\omega^\pm) &= \frac{i}{16\pi^2} \frac{g}{\cos\theta_w} \frac{g^2}{2M_{WH}^2} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} \\
 &\times \left\{ \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2\theta_w \right) \left(-\frac{m_b^2}{m_b^2 - m_s^2} (m_{Ht}^2 B_0(-p_b, m_{Ht}, M_{ZH}) \right. \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \left. - m_{Ht}^2 B_0(-p_{\bar{s}}, m_{Ht}, M_{ZH}) + m_{Ht}^2 B_1(-p_b, m_{Ht}, M_{ZH}) \right. \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \left. - m_s^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{Ht}, M_{ZH}) \right) + \frac{m_s^2}{m_b^2 - m_s^2} (m_{Ht}^2 B_0(-p_b, m_{Ht}, M_{ZH}) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - m_{Ht}^2 B_0(-p_{\bar{s}}, m_{Ht}, M_{ZH}) + m_b^2 B_1(-p_b, m_{Ht}, M_{ZH}) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - m_{Ht}^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{Ht}, M_{ZH}) \right) + \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2\theta_w \right) (m_{Ht}^2 m_b^2 (C_{21}^c \right. \\
 &\quad \left. + C_{11}^c + C_0^c) + m_s^2 (C_{22}^c + C_{12}^c + C_0^c) + 2p_b p_{\bar{s}} (C_{23}^c + C_{12}^c) \right. \\
 &\quad \left. + 2C_{24}^c - m_{Ht}^2 C_0^c) + m_s^2 m_b^2 (C_{11}^c - C_{12}^c) - 2m_{Ht}^2 C_{24}^c \right] \gamma^\mu P_L \\
 &\quad + \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2\theta_w \right) \left(\frac{m_b m_s}{m_b^2 - m_s^2} (m_{Ht}^2 (2B_0(-p_b, m_{Ht}, M_{ZH}) \right. \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - 2B_0(-p_{\bar{s}}, m_{Ht}, M_{ZH}) + B_1(-p_b, m_{Ht}, M_{ZH}) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - B_1(-p_{\bar{s}}, m_{Ht}, M_{ZH}) + m_b^2 B_1(-p_b, m_{Ht}, M_{ZH}) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - m_s^2 B_1(-p_{\bar{s}}, m_{Ht}, M_{ZH}) \right) + \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2\theta_w \right) (m_{Ht}^2 m_b m_s (C_{11}^c \right. \\
 &\quad \left. - C_{12}^c + 3C_0^c) + m_b m_s (m_b^2 C_{21}^c + C_{11}^c) + m_s^2 (C_{22}^c + C_{12}^c) \right. \\
 &\quad \left. + 2p_b p_{\bar{s}} (C_{23}^c + C_{12}^c) + 2C_{24}^c) - 2m_b m_s C_{24}^c \right] \gamma^\mu P_R \\
 &\quad + \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2\theta_w \right) (-2m_{Ht}^2 m_b) (2C_{11}^c + C_{21}^c + C_0^c) \right. \\
 &\quad \left. + 2m_s^2 m_b (C_{23}^c + C_{12}^c) + m_b m_s^2 (2C_{23}^g + C_{12}^g) - m_{Ht} m_b (2C_{23}^g \right. \\
 &\quad \left. + C_{12}^g) \right] P_b^\mu P_L + \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2\theta_w \right) (2m_{Ht}^2 m_s (C_{23}^c + C_{12}^c - C_{11}^c - C_0^c) \right. \\
 &\quad \left. - 2m_s m_b^2 (C_{21}^c + C_{11}^c) + m_{Ht}^2 m_s (2C_{11}^g + C_0^g + C_{23}^g + C_{12}^g) - m_b^2 m_s (3C_{11}^g \right. \\
 &\quad \left. + C_0^g + 2C_{21}^g) \right] P_b^\mu P_R + \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2\theta_w \right) (-2m_{Ht}^2 m_b) (2C_{12}^c + C_{23}^c) \right. \\
 &\quad \left. + 2m_b m_s^2 (C_{12}^c + C_{22}^c) + m_b m_s^2 (2C_{22}^g + C_{12}^g) - m_{Ht} m_b (2C_{23}^g + C_{12}^g) \right] P_{\bar{s}}^\mu P_L \\
 &\quad + \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2\theta_w \right) (2m_{Ht}^2 m_s C_{22}^c - 2m_s m_b^2 (C_{12}^c + C_{23}^c) + m_{Ht}^2 m_s (2C_{12}^c + C_0^c \right. \\
 &\quad \left. + 2C_{22}^c + C_{12}^c) - m_b^2 m_s (2C_{12}^g + C_0^g + 2C_{23}^g + C_{11}^g) \right] P_{\bar{s}}^\mu P_R \}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{bsZ}^\mu(A_H) &= -\frac{i}{16\pi^2} \frac{g}{\cos\theta_w} \frac{g'^2}{50} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} G \\
 (G = &\{(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) [\frac{m_b^2}{m_b^2 - m_s^2} B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) \\
 &- \frac{m_s^2}{m_b^2 - m_s^2} B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}) + m_b^2(C_{21}^d + C_{12}^d) + m_s^2(C_{12}^d \\
 &+ C_{22}^d) + 2p_b \cdot p_{\bar{s}}(C_{12}^d + C_{23}^d) + 2C_{24}^d - m_{H_i}^2 C_0^d] \gamma^\mu P_L \\
 &+ \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w [\frac{m_b m_s}{m_b^2 - m_s^2} (B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{AH}) - B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH})) \\
 &+ m_b m_s (C_{12}^d - C_{11}^d)] \gamma^\mu P_R + (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) [-2m_b (C_{21}^d \\
 &+ C_{11}^d)] P_b^\mu P_L + (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) [2m_s (C_{11}^d + C_{23}^d)] P_{\bar{s}}^\mu P_R \\
 &+ (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) [-2m_b (C_{23}^d + C_{11}^d)] P_{\bar{s}}^\mu P_L \\
 &+ (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) [2m_s (C_{11}^d + C_{22}^d)] P_{\bar{s}}^\mu P_R \} \\
 \Gamma_{bsZ}^\mu(Z_H) &= -\frac{i}{16\pi^2} \frac{g}{\cos\theta_w} \frac{g^2}{2} (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} H (D = G(C_y^d \rightarrow C_{ij}^e, C_0^d \rightarrow C_0^e)) \\
 \Gamma_{bsZ}^\mu(W_H^\pm) &= \frac{i}{16\pi^2} \frac{g}{\cos\theta_w} g^2 (V_{Hd})_{ib}^* (V_{Hd})_{is} (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) \\
 &\times \{ (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) [\frac{2m_b^2}{m_b^2 - m_s^2} B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{WH}) \\
 &- \frac{2m_s^2}{m_b^2 - m_s^2} B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{WH}) - 4m_b^2 (C_{21}^f + C_{12}^f) \\
 &- 4m_s^2 (C_{12}^f + C_{22}^f) - 8p_b \cdot p_{\bar{s}} (C_{11}^f + C_{23}^f) - 8C_{24}^f + 4m_{H_i}^2 C_0^f \\
 &+ 4C_{24}^h + 2B_0(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{WH}) + m_{WH}^2 C_0^h + m_b^2 (3C_{11}^h \\
 &+ C_0^h) + m_s^2 C_{12}^h + 4p_b \cdot p_{\bar{s}} (C_0^h + C_{11}^h)] \gamma^\mu P_L \\
 &+ [\frac{1}{3} \sin^2 \theta_w \frac{m_b m_s}{m_b^2 - m_s^2} (B_1(-p_b, m_{H_i}, M_{WH}) - B_1(-p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{WH})) \\
 &- (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) m_b m_s (C_{12}^f - C_{11}^f) + (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) m_b m_s (C_{12}^h \\
 &- C_0^h - C_{11}^h)] \gamma^\mu P_R + (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) [8m_b (C_{21}^f + C_{11}^f) + 4(C_{21}^h \\
 &+ 6C_{11}^h + 2C_0^h)] P_b^\mu P_L + (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) [-8m_s (C_{11}^f + C_{23}^f) \\
 &+ m_s (2C_{11}^h + 2C_0^h - 4C_{23}^h - 6C_{11}^h)] P_{\bar{s}}^\mu P_R + (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w) [8m_b (C_{23}^f
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+6C_{11}^h+2C_0^h)]P_b^\mu P_L + (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W)[-8m_s(C_{11}^f+C_{23}^f) \\
 &+m_s(2C_{11}^h+2C_0^h-4C_{23}^h-6C_{11}^h)]P_b^\mu P_R + (-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W)[8m_b(C_{23}^f \\
 &+C_{11}^f)+m_b(4C_{23}^h-2C_{11}^h-6C_{12}^h-2C_0^h)]P_{\bar{s}}^\mu P_L \\
 &+(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W)[-8m_s(C_{11}^f+C_{22}^f)-m_s(C_{22}^h+C_{12}^h)]P_{\bar{s}}^\mu P_R
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{bsZ}^\mu(W_H^\pm\omega^\pm) &= \frac{i}{16\pi^2}2g^3\cos\theta_W(V_{Hd})_{ib}^*(V_{Hd})_{is} \\
 &\times\{[m_s^2(C_{12}^i+m_{H_i}^2C_0^i)+m_b^2(C_0^j+C_{11}^j)-m_{H_i}^2C_0^j]\gamma^\mu P_L \\
 &[m_b m_s C_0^i+m_b m_s C_{12}^j]\gamma^\mu P_R + [-2m_s C_0^i]P_b^\mu P_R + [2m_b C_{12}^j]P_{\bar{s}}^\mu P_L\}
 \end{aligned}$$

三点标准函数被定义为:

$$\begin{aligned}
 C_{ij}^a &= C_{ij}^a(-p_b, -p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}, m_{H_i}), \\
 C_{ij}^b &= C_{ij}^b(-p_b, -p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{ZH}, m_{H_i}), \\
 C_{ij}^c &= C_{ij}^c(-p_b, -p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{WH}, m_{H_i}), \\
 C_{ij}^d &= C_{ij}^d(-p_b, -p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{AH}, m_{H_i}), \\
 C_{ij}^e &= C_{ij}^e(-p_b, -p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{ZH}, m_{H_i}), \\
 C_{ij}^f &= C_{ij}^f(-p_b, -p_{\bar{s}}, m_{H_i}, M_{WH}, m_{H_i}), \\
 C_{ij}^g &= C_{ij}^g(-p_b, -p_{\bar{s}}, M_{WH}, m_{H_i}, M_{WH}), \\
 C_{ij}^h &= C_{ij}^h(-p_b, -p_{\bar{s}}, M_{WH}, m_{H_i}, M_{WH}), \\
 C_{ij}^i &= C_{ij}^i(-p_b, -p_{\bar{s}}, M_{WH}, m_{H_i}, M_{WH}), \\
 C_{ij}^j &= C_{ij}^j(-p_b, -p_{\bar{s}}, M_{WH}, m_{H_i}, M_{WH})
 \end{aligned}$$

附录 B: 标准函数定义

对两点和三点标准函数的定义在参考文献^[58]有详细的介绍, 这里我们仅仅写出和我们研究有关的定义和具体表达式。

函数 $A_0, B_0, B_\mu, C_0, C_\mu, C_{\mu\nu}$ 分别被定义为:

$$\begin{aligned}\frac{i}{16\pi^2} A_0(m) &= \mu^{2\varepsilon} \int \frac{d^n q}{(2\pi)^n} \frac{1}{q^2 - m^2}, \\ \frac{i}{16\pi^2} B_0, B_\mu(p, m_1, m_2) &= \mu^{2\varepsilon} \int \frac{d^n q}{(2\pi)^n} \frac{1, q_\mu}{q^2 - m_1^2 [(q+p)^2 - m_2^2]}, \\ \frac{i}{16\pi^2} C_0, C_\mu, C_{\mu\nu}(p, k, m_1, m_2, m_3) &= \\ \mu^{2\varepsilon} \int \frac{d^n q}{(2\pi)^n} \frac{1, q_\mu, q_{\mu\nu}}{q^2 - m_1^2 [(q+p)^2 - m_2^2] [(q+P+k)^2 - m_3^2]}\end{aligned}$$

函数 $A_0, B_n (n = 0, 1), C_0$ 的具体表达式为:

$$\begin{aligned}A_0(m) &= m^2 \left[\Delta - \ln \frac{m^2}{\mu^2} + 1 \right], \\ B_n(p, m_1, m_2) &= \left[\frac{\Delta}{n+1} - \int_0^1 dx x^n \ln \frac{x^2 p^2 - x(p^2 + m_1^2 - m_2^2) + m_1^2}{\mu^2} \right] (-1)^n, \\ C_0(p, k, m_1, m_2, m_3) &= \int_0^1 dx \int_0^\pi dy [ax^2 + by^2 + cxy + dx + ey + f]^{-1}, \\ \mu^{2\varepsilon} \int \frac{d^n q}{(2\pi)^n} \frac{1, q_\mu, q_{\mu\nu}}{q^2 - m_1^2 [(q+p)^2 - m_2^2] [(q+P+k)^2 - m_3^2]}\end{aligned}$$

其中:

$$\begin{aligned}a &= -k^2, b = -p^2, c = -2p.k, d = m_2^2 + m_3^2 + k^2, \\ e &= -m_1^2 + m_2^2 + p^2 + 2p.k, f = -m_3^2.\end{aligned}$$

发散项 Δ 被定义为:

$$\Delta = \frac{1}{\varepsilon} - \gamma + \ln 4\pi, \varepsilon = 2 - \frac{n}{2}.$$

函数 $B_\mu, C_\mu, C_{\mu\nu}$ 满足下列关系:

$$B_\mu(p, m_1, m_2) = p_\mu B_1(p, m_1, m_2),$$

$$C_\mu(p, k, m_1, m_2, m_3) = p_\mu C_{11} + k_\mu C_{12},$$

$$C_{\mu\nu}(p, k, m_1, m_2, m_3) = p_{1\mu} p_{1\nu} C_{21} + p_{2\mu} p_{2\nu} C_{22} + (p_{1\mu} p_{2\nu} + p_{1\nu} p_{2\mu}) C_{23} + g_{\mu\nu} C_{24}$$

函数 C_{24} 定义为:

$$C_{24}(p, k, m_1, m_2, m_3) = \frac{\Delta}{4} + \frac{1}{4} [1 - \bar{B}_0(k, m_2, m_3) + 2m_1^2 C_0 + f_1 C_{11} + f_2 C_{12}],$$

其中:

$$f_1 = m_1^2 - m_2^2 + p^2, f_2 = m_2^2 - m_3^2 + (p+k)^2 - p^2.$$

关于其它三点函数可参阅文献^[58].

参考文献

- [1] Weinberg S. A. Model of Leptons [J]. Phys. Rev. Lett. 1967, 19:1264-1266.
- [2] The UA1 Collaboration, G. Arnison, et al. Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{S} = 540\text{GeV} = 540\text{GeV}$ [J]. Phys. Lett. B., 1983, 122:103-116; The UA1 Collaboration, G. Arnison, et al. Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around $95\text{GeV}/c^2$ at the CERN SPS Collider [J]. Phys. Lett. B., 1983, 126:398-410.
- [3] The CDF collaboration F. Abe, et al. Proposed new technique for detecting supersymmetric dark matter [J]. Phys. Rev. Lett., 1995, 74:2623-2625; The D0 collaboration, S. Abachi, et al. Observation of the top quark [J]. Phys. Rev. Lett., 1995, 74:2632-2637.
- [4] Talk presented by A. Blondel at the Warsaw ICHEP (July 1996).
- [5] Dasher R, Neuberger H. How to Get an Upper Bound on the Higgs Mass [J]. Phys. Rev. Lett., 1983, 50: 1897-1900; Kuti J, Lin L, Shen Y. Upper Bound on the Higgs Mass in the Standard Model [J]. Phys. Rev. Lett., 1988, 61:678-681; Luscher M, Weisz P. Scaling Laws and Triviality Bounds in the Lattice Φ^4 Theory. 3. N Component Model [J]. Nucl. Phys. B., 1989, 318:705-741.
- [6] Susskind L. Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg-Salam Theory [J]. Phys. Rev. D., 1979, 20:2619-2625.
- [7] S. Dimopoulos and H. Georgi. Softly Broken Supersymmetry and SU(5) [J]. Nucl. Phys. B., 1981, 193:150-162; H. P. Nilles. Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics [J]. Phys. Rept., 1984, 110:1-162; H. E. Haber, G. L. Kane. The Search for Supersymmetry Probing Physics Beyond the Standard Model [J]. Phys. Rept., 1985, 117:75-263.
- [8] C. T. Hill and E. H. Simmons, Strong dynamics and electroweak symmetry breaking [J]. Phys. Rept., 2003, 381:235-402; I. Antoniadis, C. Munoz, M. Quiros. Dynamical supersymmetry breaking with a large internal dimension [J]. Nucl. Phys. B., 1993, 397:515-538; N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. R. Dvali. Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity [J]. Phys. Rev. D., 1999, 59:086004-086024.
- [10] L. Randall, R. Sundrum. A Large mass hierarchy from a small extra dimension [J]. Phys. Rev. Lett., 1999, 83:3370-3373.
- [11] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen and H. Georgi. Electroweak symmetry breaking from dimensional deconstruction [J]. Phys. Lett. B., 2001, 513: 232-240; N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, T. Gregoire and J. G. Wacker. Phenomenology of Electroweak Symmetry Breaking from Theory Space [J]. JHEP, 2002, 0208: 020-032; N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, A. E. Nelson, T. Gregoire and J. G. Wacker. The Minimal moose for a little Higgs [J]. JHEP, 2002, 0208:021; I. Low, W. Skiba and D. Smith. Higgses from an antisymmetric condensate [J]. Phys. Rev. D., 2002, 66:072001-072017; D. E. Kaplan

- and M. Schma-Ltz. The Little Higgs from a simple group [J]. JHEP, 2003, 0310:039-067.
- [12] Spencer. Chang. A Littlest Higgs model with custodial SU (2) symmetry [J]. JHEP, 2003, 0312:057-079.
- [13] M. Schmaltz. Physics beyond the standard model (theory): Introducing the little Higgs [J]. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 2003, 117: 40-49.
- [14] D. B. Kaplan, H. Georgi. Composite Higgs Scalars [J]. Phys. Lett. B., 1984, 136: 187-190.
- [15] H. Georgi and D. B. Kaplan. Composite Higgs and Custodial SU (2) [J]. Phys. Lett. B., 1984, 145:216-220 ; H. Georgi and D. B. Kaplan and P. Galison. Calculation of the Composite Higgs Mass [J]. Phys. Lett. B., 1984, 143: 152-154.
- [16] T. Banks. Constraints on $SU(2) \times U(1)$ breaking by vacuum misalignment [J]. Nucl. Phys. B., 1984, 243: 125-130; M. J. Dugan, H. Georgi and D. B. Kaplan, Anatomy of a Composite Higgs Model [J]. Nucl. Phys. B., 1985, 254: 299-326.
- [17] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz and A. E. Nelson. The Littlest Higgs [J]. JHEP, 2002, 0207:034-050.
- [18] H. C. Cheng, I. Low. Little hierarchy, little Higgses and a little symmetry [J]. JHEP, 2004, 0408:061-080.
- [19] Z. Zhao et al. Report of Snowmass 2001 Working Group E2: Electron-positron Colliders from the ϕ To the Z. Graf [J]. eConf C, 2001, 010630:E2001.
- [20] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry [J]. Phys. Rev. D., 1970, 2:1285-1292.
- [21] Chivukula R S , Simmou E H, He H-J. Electroweak corrections and unitarity in linear moose models [J]. Phys. Rev. D., 2005, 71:035007-035056; R. Sekhar Chivulula. Et al. Deconstructed Higgsless models with one-site delocalization, Phys. Rev. D., 2005, 71:115001-1150012.
- [22] Armani-Hammed N, Coren A G, Georgi H. Electroweak symmetry breaking from dimensional deconstruction [J]. Phys. Lett. B., 2001, 513:232-240; Chang S, He H-J. Unitarity of little Higgs models signals new physics of UV completion [J]. Phys. Lett. B., 2004, 586:95-105.
- [23] I. Low. T Parity and the Littlest Higgs [J]. JHEP , 2004, 0410:067-081.
- [24] J. Hubisz. The flavor of a little Higgs with T-parity [J]; S. J. Lee and G. Paz. JHEP, 2006, 0606:041-068.
- [25] J. Hubisz and P. Meade. Phenomenology of the Littlest Higgs with T-Parity [J]. Phys. Rev. D., 2005, 71:0305016-0305032
- [26] C. R. Chen, K. Tobe and C. P. Yuan. Higgs Boson Production and Decay in Little Higgs Models with T-parity [J]. Phys. Lett. B. 2006, 640:263-271.
- [27] M. Blanke, A. J. Buras, A. Poschenrieder, C. Tarantino, S. Uhlig and A. Weiler. Particle-Antiparticle Mixing, $A_c(B_s \rightarrow \psi\phi)$, ϵ_s , $\Delta\Gamma_q$, A_{SL}^q , $A_{CP}(B_d \rightarrow \psi K_s)$, and $B \rightarrow X_{s,d}\gamma$ in the Littlest Higgs Model with T-Parity [J]. JHEP, 2006, 0612:003-050.
- [28] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata. Remarks on a New Concept of Elementary Particles and the

- Method of the Composite Model Prog [J]. Theo. Phys., 1962,28: 870.
- [29] M. Blanke, A. J. Buras, A. Poschenrieder, S. Recksiegel, C. Tarantino, S. Uhlig and A. Weiler. Rare and CP-Violating K and B Decays in the Littlest Higgs Model with T-Parity [J]. JHEP, 2007, 0701: 066-124.
- [30] M. Blanke, A. J. Buras, A. Poschenrieder, S. Recksiegel, C. Tarantino, S. Uhlig and A. Weiler. Another Look at the Flavour Structure of the Littlest Higgs Model with T-Parity [J]. Phys. Lett. B., 2007, 646:253-257.
- [31] T. Abe, et al, (American Linear Collider Group), Linear Collider Physics Resource Book for Snowmass 2001 - Part 3: Studies of Exotic and Standard Model Physics; J. A. Aguilar-Saavedra, et al, (ECFA/DESY LC Physics Working Group), TESLA Technical Design Report Part III: Physics at an e^+e^- Linear Collider. arXiv:[hep-ph/0106315]; K. Abe, et. al., (ACFA Linear Collider Working Group), Particle Physics Experiments at JLC.
- [32] T. Barate, et. In New Directions for High-Energy Physics [J]. [Hep-ph/9704217].
- [33] P. Garcia-Abia and W. Lohmann. Measurements of cross-sections and forward backward asymmetries at the Z resonance and determination of electroweak parameters [J]. Eur. Phys. J. C, 2000,16:1-40.
- [34] Hou Hong-Sheng. Flavor-Changing Top Quark Rare Decays in the Littlest Higgs Model with T-Parity [J]. Phys.Rev.D., 2007, 75:094010.
- [35] Xiao-Fang Han, Lei Wang, Jinmin Yang. Higgs and Z-boson FCNC decays correlated with B-meson decays in littlest Higgs model with T-parity [J]. Phys. Rev. D., 2008, 78:075017.
- [36] J. Hubisz, P. Meade, A. Noble and M. Perelstein. Electroweak precision constraints on the littlest Higgs model with T parity [J]. JHEP, 2006, 0601:135.
- [37] Chong-Xing Yue , Nan Zhang. Effects of the littlest Higgs model with T-parity on Higgs boson production at high energy e^+e^- colliders [J]. Europhys. Lett., 2007,77:51003.
- [38] X.L Wang, Y.J Zhang, H.L Jin and Y.H Xi. The favor-changing single-top quark production in the littlest Higgs model with T-parity at the LHC [J]. Nucl. Phys. B., 2009, 810:226.
- [39] Chong-Xing Yue, Jia Wen, Jin-Yan liu, Wei Liu. The Littlest Higgs model with T-parity and single top production at ep collision. [arxiv: hep-ph/08031335v1].
- [40] Chong-Xing Yue, Shun-Zhi Wang, Dong-Qi Yu, Littlest Higgs model and associated ZH production at high energy e^+e^- collider, Phys. Rev. D.,2003, 68: 115004.
- [41] Chong-Xing Yue, Zheng-Jun Zong, Feng Zhang. Probing signals of the littlest Higgs model via the WW fusion processes at the high energy e^+e^- collider [J]. Eur. Phys. J. C., 2005,42: 331-339.
- [42] A.Freitas and D. Wyler. Phenomenology of Mirror Fermions in the Littlest Higgs Model with T-Parity, JHEP, 2006, 11:061.
- [43] E. Boos et al. Automatic computations from Lagrangians to events [J]. Nucl. Instrum. Meth. A ,2004, 534:25.
- [44] Jay Hubisz, Patrick Meade. Phenomenology of the littlest Higgs with T-parity [J]. Phys. Rev. D., 2005, 71:035016.

- [45] T. Han, H. E. Logan, B. Mc Elrath and L. T. Wang. Phenomenology of the Little Higgs Model Phys [J]. Phys. Rev. D., 2003, 67:095004.
- [46] J. Hubisz, S. J. Lee, and G. Paz. The Flavor of a little Higgs with T-parity [J]. JHEP. 2006, 0606: 041.
- [47] M. Blanke, A. J. Buras, A. Poschenrieder, C. Tarantino, S. Uhlig and A. Weiler. JHEP, 2006, 0612:003.
- [48] M. Blanke, A. J. Buras, A. Poschenrieder, S. Recksiegel, C. Tarantino, S. Uhlig and A. Weiler. Rare and CP-Violating K and B Decays in the Littlest Higgs Model with T-Parity [J]. JHEP, 2007, 0701:066.
- [49] M. Blanke, A. J. Buras, S. Recksiegel, C. Tarantino and S. Uhlig. Correlations between ϵ'/ϵ and rare K decays in the littlest Higgs model with T-parity [J]. JHEP, 2007, 0706:082.
- [50] M. Perelstein, M. E. Peskin and A. Pierce. Top Quarks and Electroweak Symmetry Breaking in Little Higgs Models [J]. Phys. Rev. D., 2004, 69: 075002.
- [51] X.L Wang, H.L Jin, Y.J Zhang and Y.H Xi. The flavor-changing top-charm quark production in the littlest Higgs model with T parity at the ILC [J]. Nucl. Phys. B., 2009, 807:210-228.
- [52] G. Jikia. Single t quark production in high-energy gamma e collisions [J]. Nucl. Phys. B., 1992, 374:83-98; O. J. P. Eboli, K. M. Cheung, et al. Threshold effects on heavy quark production in $\gamma\gamma$ interactions [J]. Phys. Rev. D., 1993, 47:1889-1899.
- [53] V. Barger, T. Han and D Zeppenfeld. pair production of W^\pm , γ and Z in association with jets [J]. Phys. Rev. D., 1990, 41:2782.
- [54] C. Huang, X. Wu and S. Zhu. Bottom-Strange Associated Production at High Energy e^+e^- Colliders in Standard Mode [J]. J. Phys. G., 1999, 25:2215-2223.
- [55] Abdesslam, Arhib and Wei-shu Hou. Flavor changing neutral currents involving heavy quarks with four generations [J]. JHEP, 2006, 0607: 009.
- [56] W. Hollik, S. Penar and M. Vogt. Flavor changing effects on $e^+e^- \rightarrow Hb\bar{s}, H\bar{b}s$ in the MSSM [J]. Eur. Phys. J. C., 2006, 47:207-217.
- [57] A. Lorca and T. Riemann. Automated calculations for massive fermion production with an Automated calculations for massive fermion production with $a\hat{I}TALC$ [J]. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 2004, 135:328-332.
- [58] M. Clements et al, Flavor Changing Decays of the Z^0 [J]. Phys. Rev. D., 1983, 27:570; A. Axelrod. Flavor Changing Z^0 Decay and the Top Quark [J]. Nucl. Phys. B., 1982, 209:349; G. Passarino, M. Veltman. One Loop Corrections for e^+e^- Annihilation into $\mu^+\mu^-$ in the Weinberg Model [J]. Nucl. Phys. B., 1979, 160:151.

致 谢

光阴似箭，日月如梭，三年的时间，如同白驹过隙，在即将毕业之际，我要向关心和支持我学习的所有老师、同学、朋友和亲人们表示真挚的谢意。

本论文是在导师王学雷教授的悉心关怀和精心指导下完成的。在此，我首先要向王老师表示最衷心的感谢和最诚挚的敬意！导师王学雷教授治学严谨，学识渊博，品德高尚，平易近人。他不仅以严谨的治学态度、缜密的思维能力、娴熟的专业知识、刻苦的钻研精神深刻地影响着我，更以博大的胸怀潜移默化地影响我如何学会去宽容，笑对人生，将是我日后学习和工作中的楷模。无论是在理论学习阶段，还是在论文的选题、资料查询、开题、研究和撰写的每一个环节，无不得到导师的悉心指导和帮助。三年来，我的每一点进步和提高无不凝聚着他的心血。在此，谨向我的恩师表示最衷心的感谢！同时，特别感谢师母张聪品老师对我无微不至的关心！

特别感谢鲁公儒教授，万陵德教授对我们的教诲和关爱！他们渊博的知识和平易近人的待人处事态度将影响我的一生！

感谢2006级全体同学及各位师兄师姐师弟师妹对我学习上和生活上的帮助与支持，与他们的同窗之谊和手足之情，我将终生难忘！

感谢物理与信息工程学院所给予的 ideal 的学习环境！

感谢我的双方父母及爱人在我这三年的学习期间给予我的巨大支持和帮助，感谢他们对我一直以来默默无闻的奉献！

攻读硕士学位期间的研究成果

1. The flavor-changing bottom-strange quark production in the Littlest Higgs model with T-parity via e^+e^- collision

Xuelei Wang, Jinzhong Han, Wujin Li, Hao Wang.....submitted to Phys. Rev. D.