

**KASTAMONU ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**ANORMAL ETKİLEŞMELER İLE DÖRDÜNCÜ AİLE t' KUARKLARIN
ÜRETİMİNİN LİNEER HIZLANDIRICILARDA İNCELENMESİ**

Fatma USTABAŞ

FİZİK ANABİLİM DALI

**KASTAMONU
2012**

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Fatma USTABAŞ tarafından hazırlanan “**Anormal Etkileşmeler İle Dördüncü Aile t’ Kuarkların Üretimini Lineer Hızlandırıcılarda İncelenmesi**” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Kastamonu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : **Yrd. Doç. Dr. Abdulkadir ŞENOL**

Eş Danışman : **Yrd. Doç. Dr. Ahmet Tolga TAŞÇI**

Jüri Üyeleri :

Doç. Dr. Cem YÜCE

Anadolu Üniversitesi Fen Fakültesi
Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Anabilim Dalı

Yrd. Doç. Dr. Haluk KORALAY

Gazi Üniversitesi Fen Fakültesi
Genel Fizik Anabilim Dalı

Yrd. Doç. Dr. Cihan PARLAK

Abant İzzet Baysal Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi
Katıhal Fiziği Anabilim Dalı

Yrd. Doç. Dr. Ahmet Tolga TAŞÇI

Kastamonu Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi
Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Anabilim Dalı

Yrd. Doç. Dr. Abdulkadir ŞENOL

Kastamonu Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi
Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Anabilim Dalı

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Doç. Dr. Ömer KÜÇÜK
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ANORMAL ETKİLEŞMELER İLE DÖRDÜNCÜ AİLE t' KUARKLARIN ÜRETİMİNİN LİNEER HIZLANDIRICILARDA İNCELENMESİ

Fatma USTABAŞ

Kastamonu Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Abdulkadir ŞENOL
Yrd. Danışman: Yrd. Doç. Dr. Ahmet Tolga TAŞÇI

Bu tezde, dördüncü aile t' kuarkların gelecek e^+e^- lineer çarpıştırıcılarında, baskın olan Standart Model bozunma modu göz önüne alınarak anormal etkileşmeler ile tek üretimi incelenmiştir. Anormal etkileşmeler ile üretilen dördüncü aile t' kuarkların 300-800 GeV kütle aralığında sinyal ve fon tesir kesitleri hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlara göre, dördüncü aile t' kuarkların gözlenebilir mümkün kütle değerleri tartışıldı. Ayrıca, 3σ gözlenebilirlik limitinde t' kuarkların gözlenebilmesi için anormal bağlanma değerlerinin limitleri ve gelecek e^+e^- çarpıştırıcılarında ulaşılabilir ışınlık değerleri tartışıldı. Hesaplamalar elektron pozitron lineer çarpıştırıcısı olarak tasarlanan Uluslararası Lineer Çarpıştırıcı (ILC) ve Kompakt Lineer Çarpıştırıcı (CLIC) parametreleri kullanılarak yapıldı.

2012, 54 sayfa

Anahtar Kelimeler: Standart Model Ötesi Fizik, Dördüncü Aile Kuarklar, t' kuark, Anormal Etkileşmeler

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

ANALYSIS OF FOURTH FAMILY t' QUARKS WITH ANOMALOUS INTERACTIONS AT LINEER COLLIDERS

Fatma USTABAŞ

Kastamonu University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Assist. Prof.Dr. Abdulkadir ŞENOL
Co-Supervisor: Assist. Prof.Dr. Ahmet Tolga TAŞÇI

In this thesis, we investigate the anomalous single production of fourth family t' quarks within the Standard Model decay mode at future e^+e^- linear colliders. We calculate the signal and background cross sections in the mass range 300–800 GeV. We discuss possible observable mass values of fourth family t' quarks by using these calculations. We also discuss the limits of $t'q\gamma$ and $t'qZ$ ($q = u, c$) anomalous couplings as well as values of attainable integrated luminosity for 3σ observation limit. In our calculations, we use the parameters of the International Linear Collider (ILC) and Compact Linear Collider (CLIC) which are designed as electron and positron linear colliders.

2012, 54 pages

Keywords: Physics Beyond The Standart Model, Fourth Family Quarks, t' Quark, Anomalous Interactions

TEŞEKKÜR

Bu çalışma süresince bana her türlü desteği, emeği, sabrı gösteren, çalışmayı sevdiiren, bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan danışman hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Abdulkadir ŞENOL ve yardımcı danışman hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Ahmet Tolga TAŞCI' ya teşekkür ederim.

Bu süreçte yaşadığım her türlü zorlukta hep yanımda olan ve her konuda bana destek olan değerli arkadaşım Özlem YILDIZ' a, ayrıca bu süreçte her türlü desteği esirgemeyen değerli arkadaşlarım Arş. Gör. Elif AŞIKUZUN' a, Şeydanur KAYA' ya ve Çiğdem VEREP' e teşekkür ederim.

Lisans eğitimim süresince Gazi Üniversitesi Kastamonu Fen Edebiyat Fakültesi' nde görev yapmış ve yüksek lisans eğitimim süresince Kastamonu Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi' nde görev yapmış olan bizlerden bilgi ve desteklerini esirgemeyen tüm öğretim üyelerine teşekkür ederim.

Yine hem lisans hem de yüksek lisans eğitimim süresince gerek ders gerekse hayatla ilgili tecrübeleriyle her zaman bizleri yönlendiren ve bizlere destek olan sayın hocam Yrd. Doç. Dr. Can Doğan VURDU' ya teşekkür ederim.

Maddi ve manevi destekleriyle her zaman her koşulda yanımda olan USTABAŞ ailesine ve çalışma süresince bana sürekli zorluk çıkarmış olsada bu süreçte var olduğu için yeğenim Yılmaz Kayra' ya sonsuz teşekkür ederim.

Fatma USTABAŞ

Kastamonu, Ocak 2012

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ	1
1.1 Standart Model ve Temel Parçacıklar	2
1.2 Standart Model Ötesi	7
1.3 Lineer Hızlandırıcılar	8
1.3.1 Gelecek lepton çarpıştırıcıları: Uluslararası Lineer Çarpıştırıcı (ILC) ve Kompakt Lineer Çarpıştırıcı (CLIC)	10
2. DÖRDÜNCÜ AİLE t' KUARKLARIN ANORMAL ETKİLEŞMELER İLE LİNEER HIZLANDIRICILARDA ÜRETİMİ	12
2.1 Dördüncü Aile t' Kuarkların Etkileşmeleri	12
2.2 Dördüncü Aile t' Kuarkın Bozunmaları	14
2.3 Dördüncü Aile t' Kuarkın Anormal Üretimi	19
3. SAYISAL SONUÇLAR VE TARTIŞMA	25
3.1 Kinematik Değişkenlerin Dağılımları	25
3.2 İstatistiksel Önem Değeri	35
4. SONUÇLAR	41
5. KAYNAKLAR	42
EKLER	46
EK 1 Feynman Kuralları	47
EK 2 Pauli ve Gamma Matrisleri	49
EK 3 İntegral Sınırlarının Belirlenmesi	51
ÖZGEÇMİŞ	54

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

SİMGELER

α	İnce Yapı Sabiti
L	Işınlık, Lagranjiyan
\sqrt{s}	Kütle Merkezi Enerjisi
g_e	Elektro- Zayıf Bağlanma Sabiti
g_s	Güçlü Bağlanma Sabiti
Γ	Bozunma Genişliği
M	Etkileşme Genliği
K_γ	Foton ile Anormal Bağlanma Değeri
K_z	Z Bozon ile Anormal Bağlanma Değeri
K_g	Gluon ile Anormal Bağlanma Değeri
σ	Tesir Kesiti

KISALTMALAR

SM	Standart Model
ILC	Uluslararası Lineer Çarpıştırıcı
CLIC	Kompakt Lineer Çarpıştırıcı
LHeC	Büyük Hadron Elektron Çarpıştırıcı
LEP	Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcı
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CP	Yük- Parite
CKM	Cabibbo–Kobayashi–Maskawa
FCNC	Çeşni Değişimli Yüksüz Akım
ISR	İlk Durum Işınması
BS	Frenleme Işınması
TeV	Parçacık Demet Enerjisi-Tera Elektron Volt

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1	Lineer hızlandırıcıların temel tasarımı	9
Şekil 1.2	Uluslararası Lineer Çarpıştırıcının genel düzeni	10
Şekil 1.3	Kompakt Lineer Çarpıştırıcının genel düzeni.....	11
Şekil 2.1	$e^- e^+$ çarpıştırıcısında t' kuarkın tek üretimi için Feynman diyagramı.....	20
Şekil 3.1a	0.5 TeV kütle merkezi enerjili ILC' de $e^+ e^- \rightarrow t' \bar{q}(u, c)$ süreci ile anormal t' kuark üretimi için tesir kesitinin kütleyle karşı grafiği	25
Şekil 3.1b	1 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de $e^+ e^- \rightarrow t' \bar{q}(u, c)$ süreci ile anormal t' kuark üretimi için tesir kesitinin kütleyle karşı grafiği	26
Şekil 3.1c	3 TeV kütle merkezli enerjili CLIC' de $e^+ e^- \rightarrow t' \bar{q}(u, c)$ süreci ile anormal t' kuark üretimi için tesir kesitinin kütleyle karşı grafiği.....	26
Şekil 3.2	Enine momentum değişkeninin kartezyen koordinat sisteminde gösterimi	27
Şekil 3.3	Sözde hızlilik değişkeninin kartezyen koordinat sisteminde gösterimi	28
Şekil 3.4a	0.5 TeV kütle merkezi enerjili ILC' de t' kuarkın $e^+ e^- \rightarrow W^+ \bar{q}(u, c)$ sürecinde, son durumdaki b kuark için, enine momentumun diferansiyel tesir kesiti üzerine dağılımı	29
Şekil 3.4b	1 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+ e^- \rightarrow W^+ \bar{q}(u, c) b$ sürecinde, son durumdaki b kuark için, enine momentumun diferansiyel tesir kesiti üzerine dağılımı.....	30
Şekil 3.4c	3 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+ e^- \rightarrow W^+ \bar{q}(u, c) b$ sürecinde, son durumdaki b kuark için, enine momentumun diferansiyel tesir kesiti üzerine dağılımı.....	30
Şekil 3.5a	0.5 TeV kütle merkezi enerjili ILC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+ e^- \rightarrow W^+ \bar{q}(u, c) b$ süreci için, son durumdaki b kuarkın sözde hızlilik dağılımı.....	31
Şekil 3.5b	1 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+ e^- \rightarrow W^+ \bar{q}(u, c) b$ süreci için, son durumdaki b kuarkın sözde hızlilik dağılımı.....	32
Şekil 3.5c	3 TeV merkezi enerjili CLIC' de t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+ e^- \rightarrow W^+ \bar{q}(u, c) b$ süreci için, son durumdaki b kuarkın kütle dağılımı sözde hızlilik dağılımı	32
Şekil 3.6a	0.5 TeV kütle merkezi enerjili ILC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+ e^- \rightarrow W^+ \bar{q}(u, c) b$ süreci için son durumdaki $W^+ b$ sistemi için değişmez kütle dağılımı	33
Şekil 3.6b	1 TeV merkezi enerjili CLIC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+ e^- \rightarrow W^+ \bar{q}(u, c) b$ süreci için son durumdaki $W^+ b$ sistemi için değişmez kütle dağılımı.....	34
Şekil 3.6c	3 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+ e^- \rightarrow W^+ \bar{q}(u, c) b$ süreci için son durumdaki $W^+ b$ sistemi için değişmez kütle dağılımı	34
Şekli 3.7a	$L_{int}=2 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, 0.5 TeV kütle merkezi enerjisi ile ILC' de ulaşılabilecek anormal bağlanma değerleri için 3σ eş düzey grafiği.....	37
Şekil 3.7b	$L_{int}=5.9 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, 3 TeV kütle merkezi enerjisi ile CLIC' de ulaşılabilecek anormal bağlanma değerleri için 3σ eş yüzey grafiği.....	38

Şekil 3.8 $2 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$ ve $5.9 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$ ışıklık ile, sırasıyla 0.5 TeV ve 3 TeV kütle merkezi enerjili ILC ve CLIC' de, t' kuarkların gözlenebilmesi için 3σ eş düzey grafiği.....	39
Şekil 3.9a 0.5 TeV kütle merkezi enerjili ILC' de 3σ gözlenebilirlik limiti için anormal bağlanma değerlerine bağlı ulaşılabilir L_{int} değerleri.....	40
Şekil 3.9b 3 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de 3σ gözlenebilirlik limiti için anormal bağlanma değerlerine bağlı, ulaşılabilir L_{int} değerleri.....	40

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1.1 Kuvvet taşıyıcı parçacıkların temel özellikleri	3
Çizelge 1.2 Parçacıkların genel özellikleri a) Leptonların genel özellikleri, b) Kuarkların genel özellikleri.....	4
Çizelge 1.2 (devam).....	5
Çizelge 1.3 Genişletilmiş kuark sektörü	8
Çizelge 1.4 ILC ve CLIC temel paametreleri: N demetteki parçacık sayısı, σ_x ve σ_y etkileşmedeki ışın uzunluğu, σ_z demet uzunluğu.....	11
Çizelge 2.1 t' kuarkın, toplam bozunma genişliği (GeV) ve tüm bozunum durumları için bozunma oranları (%).....	19
Çizelge 3.1 Kütle merkezi enerjisi 0.5 TeV olan ILC için sinyal ve fon tesir kesitleri (pb), olay sayıları ve sinyal istatistiksel önem değerleri (SS) ($K_\gamma/\Lambda = K_Z/\Lambda = 0.1 TeV^{-1}$).....	35
Çizelge 3.2 Kütle merkezi enerjisi 3 TeV olan CLIC için sinyal ve fon tesir kesitleri (pb), olay sayıları ve sinyal istatistiksel önem değerleri (SS) ($K_\gamma/\Lambda = K_Z/\Lambda = 0.1 TeV^{-1}$).....	36

1 GİRİŞ

İnsanlığın maddenin yapısı ve davranışları hakkındaki merakı günümüzden 3000 yıl önce başlamıştır. O zamandan beri insanlar hep aynı soruları sorarlar: Dünyayı, içinde bulunduğumuz evreni ve maddeyi oluşturan yapıtaşları nelerdir? Maddeyi oluşturan yapıtaşlarını bir arada tutan nedir? M.Ö. 400' lü yıllarda insanlar maddenin temel yapıtaşlarını, maddeyi kendinden küçük parçacıklara bölmek yerine, maddenin doğasını inceleyerek anlayabileceklerini sanıyorlardı. Bu düşünceden yola çıkarak etraflarında olanları gözleyip değerlendirdiklerinde, maddenin temel yapıtaşlarını: toprak, su ateş, hava olarak öne sürdüler. Ama bugün biliyoruz ki, bunlardan daha temel olan bir şey var: atom. Peki, ama atom gerçekten temel parçacık mıdır? Geçen yüzyılın başlarında atomun, karpuzunkine benzer bir yapıya sahip olduğu düşünülüyordu. Buna göre; artı yüklü protonlar, yaklaşık küresel bir doku oluşturuyor, eksi yüklü elektronlar da, karpuzun çekirdeklerine benzer şekilde, bu küresel dokunun içine serpiştirilmiş halde bulunuyordu. İngiliz bilim adamı Ernest Rutherford, atomun karpuz modelinin doğruluğunu sınamak için bir deney tasarladı. Deney sonuçları, hiç de beklendiği gibi çıkmadı. Deneyin sonucu, atomun karpuz modelinin aksine, merkezinde sert bir çekirdek yapısının bulunması gerektiğini gösterdi. Bu kısım, artı yüklü protonlardan ve yüksüz nötronlardan oluşuyor, çok daha küçük kütleli elektronlar da, çekirdek etrafındaki yörüngelerde dolaşıyordu (Sekmen 2006). Bu sonuçlar, yeni bir soruyu akla getirdi; proton ve nötronlar temel parçacık mıdır? Fizikçiler, yapılan deneylerde proton ve nötronların kuark adı verilen daha küçük parçacıkların birleşmesiyle oluştuğunu keşfettiler. Bugün bildiğimiz kadarıyla, kuarklar nokta gibidir, içyapıları yoktur. Bu teori yaygın olarak test edildikten sonra, bilim adamları şimdi kuarkların ve elektronların temel parçacık olduğundan şüpheleniyorlar.

Temel parçacık fiziğinin amacı, temel parçacıkları ve parçacıklar arasındaki etkileşmelerde temel kuvvetlerin davranışlarını açıklamaktır. Temel parçacık fiziği, evrenin büyük patlama olarak adlandırılan oluşumundan, günümüze kadarki gelişimini anlamak için de önemlidir.

Bilim insanları parçacıkların sistematik şekilde birbirleriyle bağlantılı olup olmadığını veya atom altı dünyanın daha iyi anlaşılmasını sağlayacak bir model olup olmadığını merak ettiler. Bunları açıklamak için geliştirdikleri modele Standart Model (SM) adını verdiler. Günümüzde Standart Model parçacık fiziğinin temel teorisidir ve bu modelin öngörülerinin birçoğu deneylerle kanıtlanmıştır. Ancak Standart Model’de, modelin parçacık fiziği laboratuvarlarından elde edilen verileri açıklamadaki büyük başarısına rağmen, hala teoride cevabı olmayan sorular vardır. Bu yüzden Standart Model’i parçacık fiziğinin nihai teorisi olarak görmek doğru olmayacaktır.

Çarpıştırıcılarda gelişen teknoloji sayesinde, yüksek enerjilere ulaşıldıkça Standart Model’ in yerini yeni bir teoriye bırakması beklenmektedir. Hem Standart Model’ in test edilmesi hem de Standart Model ötesi fiziğin araştırılmasında yüksek enerjilere ulaşmak oldukça önemlidir. Bu durumda, Standart Model’ in öngörülerinden farklı sonuçlar elde edileceği düşünülebilir ve Standart Model ötesindeki yeni fizik hakkında bilgi edinilebilir.

Bu tez çalışmasında, Standart Model’ i genişleten anormal etkileşmeler ile dördüncü aile t' kuarkların üretimi lineer hızlandırıcılarda incelenmiştir. Anormal etkileşmeler ile üretilen dördüncü aile t' kuarkın tesir kesiti, olay sayısı ve buna bağlı olarak istatistiksel önem değerleri hesaplandı. Bu hesaplamalar kullanılarak mümkün gözlenebilir kütle değerleri tartışıldı. Hesaplamalar elektron pozitron lineer çarpıştırıcısı olarak tasarlanan Uluslararası Lineer Çarpıştırıcı (ILC) ve Kompakt Lineer Çarpıştırıcı (CLIC) parametreleri kullanılarak yapıldı (Braun et al. 2007, Braun et al. 2008). Hesaplamalarda CompHEP paket programı kullanıldı.

1.1 Standart Model ve Temel Parçacıklar

Standart Model temel parçacıkların nasıl düzenlendiğini ve farklı kuvvetler aracılığında birbirleri ile nasıl etkileştiğini açıklayan bir teoridir. Standart Model’ e göre, evrende temel parçacık olarak sadece; kuarklar, leptonlar, foton, sekiz çeşit gluon ve üç çeşit vektör bozondan oluşan kuvvet taşıyıcı parçacıklar bulunur.

Parçacıklar arasındaki temel kuvvetler; güçlü kuvvet, elektromanyetik kuvvet, zayıf kuvvet, kütle-çekim kuvvet olmak üzere dört çeşittir. Temel kuvvetlerin şiddetleri sırasıyla, 10 , 10^{-2} , 10^{-5} , 10^{-39} mertebesinde (Griffiths 1987). Parçacıkların güçlü, elektromanyetik ve zayıf kuvvetle etkileşmesi Standart Model kapsamında açıklanabilmekteyken, kütle-çekim kuvveti ile etkileşmesi, Standart Model kapsamında henüz açıklanamamaktadır. Fakat Standart Model kütle çekim kuvveti ile etkileşmeyi de açıklayacak şekilde geliştirilmeye çalışılmaktadır. Kuvvet taşıyıcı parçacıkların temel özellikleri Çizelge 1.1’ de gösterilmiştir. Kütle çekim kuvvetinin, kuvvet taşıyıcı parçacığı olan graviton henüz deneysel olarak gözlenmemiştir.

Çizelge 1.1 Kuvvet taşıyıcı parçacıkların temel özellikleri

<i>Kuvvet Taşıyıcı Parçacık</i>	<i>Kuvvet</i>	<i>Kütle (GeV)</i>	<i>Elektrik Yükü</i>
<i>Gluon (g)</i>	<i>Güçlü</i>	0	0
<i>Foton</i>	<i>Elektromanyetik</i>	0	0
<i>W[±], Z⁰</i>	<i>Zayıf</i>	80.39, 91.188	±1, 0
<i>Graviton</i>	<i>Kütle-Çekim</i>	0	0

Standart Model’ deki bu kuvvet taşıyıcı parçacıkların spinleri 1’ dir. Güçlü etkileşmenin kuvvet taşıyıcı parçacığı olan gluonlar, sekiz tane olup, kütesizdirler ve elektrik yükü taşımazlar. Her bir gluon bir renk ve bir karşıt renk taşır. Elektromanyetik etkileşmenin kuvvet taşıyıcı parçacığı olan foton da kütesizdir ve elektrik yükü taşımaz. Zayıf etkileşmenin kuvvet taşıyıcı parçacıkları olan W[±] vektör bozonu ±1 elektrik yükü taşır, Z vektör bozonu ise nötrdür. Zayıf etkileşmenin kuvvet taşıyıcı parçacığı olan W[±], Z vektör bozonlar sırasıyla 80.39, 91.188 GeV kütleli (Nakamura et al. 2010) ağır parçacıklardır.

Temel parçacıklar fermiyonlar ve bozonlar olarak iki gruba ayrılırlar. Fermiyonları temsil eden dalga fonksiyonları antisimetriktir. Pauli dışarlama ilkesine ve Fermi-Dirac istatistiğine uyarlar. Yarım spin kuantum sayısı değerleri taşırlar ve maddeyi oluştururlar.

Bozonları temsil eden dalga fonksiyonları simetriktir. Bozonlar, Bose-Einstein istatistiğine uyarlar ve Pauli dışarlama ilkesine uymazlar. Ayrıca, tam sayı spin kuantum sayı değerleri taşırlar ve maddeler arası etkileşimi ileten parçacıklardır.

Fermiyonlar, yer aldıkları etkileşmelere göre leptonlar ve kuarklar olmak üzere iki gruba ayrılırlar. Leptonlar, güçlü kuvvet aracılığıyla etkileşmeyen parçacıklardır. Tüm leptonlar, spinleri $1/2$ olan fermiyonlardır. Leptonlar içyapıları olmadığı için temel parçacıklardır. Elektron (e^-), müon (μ^+), tau (τ^-), elektron nötrinosu (ν_e), müon nötrinosu (ν_μ) ve tau nötrinosu (ν_τ) olmak üzere bilinen lepton sayısı altıdır ve her bir leptonun bir karşıt parçacığı vardır. SM' e göre nötrinolar kütesiz parçacıklardır. Ancak bugün biliniyor ki; nötrinoların kütleleri çok küçük olmasına karşın sıfırdan farklıdır. Leptonların genel özellikleri Çizelge 1.2 (a)' da gösterilmiştir.

Kuarklar, tüm kuvvetler aracılığı ile etkileşen parçacıklardır. Kuarkların spinleri $1/2$ dir. Fermiyon olan kuarklar da, leptonlar gibi içyapıları olmayan temel parçacıklardır. Bilinen kuark sayısı; yukarı (u), aşağı (d), tılsım (c), garip (s), üst (t) ve alt (b) kuark olmak üzere altıdır. Her kuarka yükü ters işaretli olan bir karşıt kuark eşlik eder. Bilinen en ağır kuark üst kuarktır. Kuarkların genel özellikleri Çizelge 1.2 (b)' de gösterilmiştir.

Çizelge 1.2 Parçacıkların genel özellikleri a) Leptonların genel özellikleri, b) Kuarkların genel özellikleri

<i>Çeşni</i>	<i>Yaklaşık Kütle(GeV/c)²</i>	<i>Elektrik Yüğü</i>
<i>elektron (e)</i>	0.000511	-1
<i>elektron nötrinosu (ν_e)</i>	$<7 \times 10^{-6}$	0
<i>müon(μ)</i>	0.106	1
<i>müon nötrinosu(ν_μ)</i>	<0.3	0
<i>tau(τ)</i>	1.777	-1
<i>tau nötrinosu(ν_τ)</i>	<30	0

(a)

Çizelge 1.2 (devam)

<i>Çeşni</i>	<i>Yaklaşık Kütle (Gev/c²)</i>	<i>Elektrik Yükü</i>
<i>yukarı(u)</i>	0.002	2/3
<i>aşağı(d)</i>	0.005	-1/3
<i>tılsım(c)</i>	1.3	2/3
<i>garip(s)</i>	0.1	-1/3
<i>üst(t)</i>	173	2/3
<i>alt(b)</i>	4.2	-1/3

(b)

Kuarkların ve leptonların her birine çeşni, ikiyeşerli gruplarına da aile denir. Evrendeki görünür maddenin tümü, bu grupların en hafifi olan birinci ailenin üyelerinden oluşur. Çünkü diğer iki ailedeki parçacıklar, evrende oluştukları takdirde hızla bozunarak, bir alt ailenin parçacıklarına dönüşür ve ancak birinci ailedeki parçacıklara dönüştüklerinde kararlılığa ulaşırlar. Dolayısıyla, ikinci ve üçüncü ailenin parçacıklarının, evrenin ilk aşamalarında büyük miktarlarda oluştuğu, fakat zamanla bozunarak birinci ailedeki parçacıklara dönüşmüş olduğu düşünülür.

Kuarkların bir diğer önemli özelliği de, kesikli elektrik yükü taşımalarıdır. Üst ve alt çeşit kuarkların elektrik yükleri sırasıyla, $^{+2e}/_3$, $^{-e}/_3$ tür. Kuarklar parçacıkları oluştururken, parçacığın yükü tamsayı olacak biçimde bir araya gelirler. Dolayısıyla kuarkların her türlü kombinasyonu olası değildir (Griffiths 1987, Halzen et al. 1984).

Hadronlar; güçlü kuvvetler aracılığı ile etkileşen parçacıklardır, kütle ve spinleri ile ayırt edilirler. Buna göre mezonlar ve baryonlar olarak iki gruba ayrılırlar. Büyüklükleri ve içyapıları olduğu için temel parçacık değildirler. Kuarkların birleşimi olan parçacıklardır. Mezonlar bir kuark ve bir karşıt kuarkın birleşmesiyle, baryonlar üç kuarkın veya üç karşıt kuarkın bir araya gelmesiyle oluşan yapılardır (Halzen et al. 1984).

Mezonlar; sıfır veya tamsayı spinli parçacıklardır. Birçok mezonun kütlesi, elektronun kütlesi ile protonun kütlesi arasında olmasına rağmen, protonun

kütlesinden daha ağır olan mezonlar da vardır. Tüm mezonların en son e^- , e^+ , ν ve fotonlara bozunduğu biliniyor (Serway vd. 2005).

Baryonlar; spinleri buçuklu değer olan parçacıklardır ($1/2$ veya $3/2$). Kütleleri proton kütlesine eşit veya daha büyüktür. En çok bilinen baryonlar, proton ve nötrondur. Proton dışındaki tüm baryonlar son durumda proton bulunacak şekilde bozunur. Proton ve nötron $1/2$ spinli parçacıklardır (Serway vd. 2005).

Fermiyon olan kuarklar, dışarlama ilkesine uymalıdır. Ancak kuarkların birleşmesiyle oluşan hadronlarda aynı cinsten iki veya üç kuarkın bulunması dışarlama ilkesini bozar. Bu sorunu çözmek için, kuarkların leptonlardan farklı olarak yeni bir yüke sahip oldukları öne sürüldü. Bu yük renk yükü olarak adlandırıldı. Kuarkların elektrik yükleri ($+2e/3$, $-e/3$) iki farklı değer alabilirken, renk yükleri üç farklı değer alır. Kuarkların renk yükleri; kırmızı, yeşil, mavi, karşıt kuarkların renk yükleri ise, karşıt kırmızı, karşıt yeşil ve karşıt mavidir. Bu renk yükleri kuarklar için kuantum sayısı rolünü oynadığından, dışarlama ilkesinin sağlanması için, parçacığı oluşturan kuarkların renkleri farklı olmalıdır. Elektrik yüklerinin birbirlerini (+ ve -) yok ederek toplam yükün sıfır olması gibi, kuarklar da üç farklı renk veya bir renk ve buna karşılık gelen bir karşıt renk birbirlerinin etkilerini yok ederek beyaz (renksiz) renk oluşturur. Bu yüzden baryonlar ve mezonlar her zaman renksizdir. Kuarklar arasında gerçekleşen güçlü etkileşmenin kuvvet taşıyıcı parçacığı olan gluonlar da bir renk ve bir karşıt renk yükü taşırlar, dolayısıyla bir kuarkın, bir gluon yayımlaması veya soğurması halinde kuarkın rengi değişmektedir (Serway vd. 2005).

Parçacıkların temel kuvvetlerle etkileşmeleri Feynman diyagramlarıyla temsil edilir. Feynman diyagramlarından, Feynman kuralları (Griffiths 1987, Halzen et al. 1984) yardımıyla, etkileşmelerin genlikleri, bu genliklere bağlı olarak etkileşmelerin bozunma genişliği ve tesir kesiti hesaplanır. Feynman kurallarının hesaplamalarda kullanılışı Ek:1' de verilmiştir.

1.2 Standart Model Ötesi

Bildiğimiz gibi Standart Model parçacık fiziğinin temel teorisidir. Standart modelin öngörülerinin çoğu deneylerle kanıtlanmıştır. Standart Model, bugüne kadar parçacık fiziği laboratuvarlarından elde edilen, verileri açıklamakta oldukça başarılıdır. Ancak teoride, fermiyon aile sayıları, kuark ve leptonların kütle ve kütle hiyerarşileri, çeşni karıştırma ve elektrozayıf simetri kırınımı gibi hala cevabı olmayan sorular vardır. Bunlardan en önemlileri çeşit problemi ve elektrozayıf simetri kırınımıdır. Bu iki problemin birleşimi dördüncü fermiyon ailesinin var olduğunu düşünmek için önemli bir nedendir (Çakır et al. 2009). Dördüncü ailenin keşfi, üç aile durumunda karmaşık görünen SM fermiyon kütle ve karışımları için bir dereceye kadar düzeni sağlayabilir. Bu da SM' nin çeşit yapısını anlamada büyük rol oynayabilir (Şahin et al. 2010, Çakır et al. 2010).

Standart Model' de cevaplanamamış sorular gösteriyor ki, Standart Model parçacık fiziğinin nihai teorisi değildir, bu yüzden parçacıkların daha iyi anlaşılabilmesi için yüksek enerjilerde tanımlı, daha temel bir teoriye ihtiyaç vardır. Bu nedenle bu soruları cevaplamak için SM' in farklı genişletmeleri kullanılarak çeşitli modeller önerilmiştir. Standart model ötesinde öngörülen bu modellerden bazıları: Büyük Birleştirme Teorisi (GUT), Süper Simetri (SUSY), Sicim Teorisi (String Theory), Kompozitlik, Demokratik Kütle Matrisi (DMM)' dir (Kibar 2008).

Demokratik kütle matrisi yaklaşımı temel fermiyonların karışım ve kütle problemlerini çözmek için geliştirilmiştir. Bu yaklaşımın sonucu olarak, dördüncü SM ailesinin var olması kaçınılmazdır. Ayrıca ek fermiyonlar, SM ötesindeki modellerin çoğuna uyum sağlayabilir (Arık et al. 1998).

Bilindiği gibi, Standart Model temel fermiyon ailelerinin sayılarını tanımlayamıyor. Bu sayı, Z bozonunun gözle görülemeyen bozunmasındaki LEPI verileri ile $n_q \geq 3$ olarak alttan sınırlandırılmıştır. Diğer yandan Kuantum Renk Dinamiği' nin asimptotik serbestliği aile sayısını $n_q < 9$ olmaya zorlar (Çakır et al. 2010, Çiftçi et al. 2009, Çiftçi et al. 2008, Çiftçi et al. 2008). Bugüne kadar fermiyonların yeni

ailelerinin varlığı deneysel olarak kanıtlanmamıştır, fakat yeni ailelerin varlığını yasaklayan deneysel veya teorik sonuç da yoktur (Krips et al. 2007, He et al. 2001).

Dördüncü ailenin var olması halinde; kuark sektöründe Çizelge 1.3’ deki gibi bir genişleme öngörülür.

Çizelge 1.3 Genişletilmiş kuark sektörü

<i>KUARKLAR</i>			
<i>u</i>	<i>c</i>	<i>t</i>	<i>t'</i>
<i>d</i>	<i>s</i>	<i>b</i>	<i>b'</i>

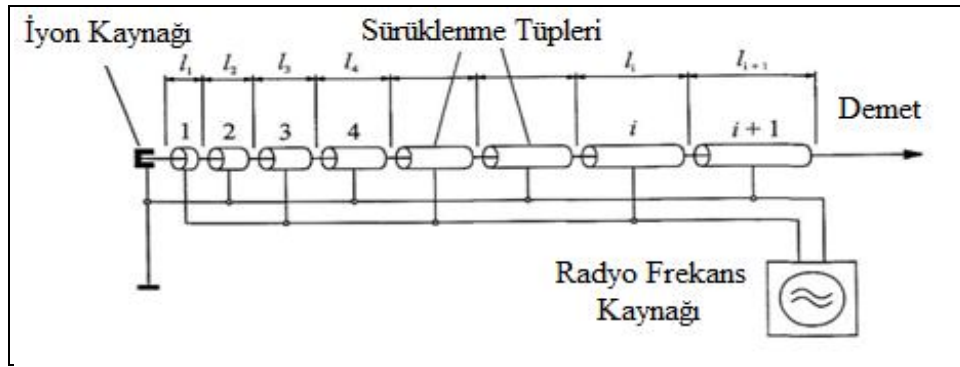
Tevatron deneyleri dördüncü aile kuarkların kütlelerinin alt sınırını 250 GeV olarak verir. Ancak bu veriler tam olarak yeni fermiyonların kütle ve karışımlarını saptamaz (Çiftçi et al. 2008). Dördüncü aile kuarkların var olması halinde, bilinen kuarklarla anormal etkileşebilmesi için üst kuarktan daha ağır olması bekleniyor. Dördüncü aile üst çeşit kuark olan, t' kuarkın kütlelerinin de 300–700 GeV arasında olacağı tahmin ediliyor (Arık et al. 2003a, Çiftçi et al. 2008). Ayrıca üst çeşit kuarklara (u , c , t) benzer olarak, yükünün ve spininin sırasıyla, $2/3$ ve $1/2$ olması bekleniyor.

Dördüncü aile fermiyonların üretimi, hadron çarpıştırıcılarında, elektron-proton çarpıştırıcılarında ve lepton çarpıştırıcılarında incelenmiştir (Arık et al. 1998, Ginzburg et al. 1999, Çiftçi et al. 2005, Holdom 2006, Krips et al. 2007, Özcan et al. 2008, Çakır et al. 2008, Çiftçi 2008, Özcan et al. 2009, Çakır et al. 2009, Çakır et al. 2009, et al. 2010). Bu tez çalışmasında da elektron-pozitron lineer çarpıştırıcısında dördüncü aile t' kuarkların gözlenebilirliği incelenmiştir.

1.3 Lineer Hızlandırıcılar

Bir lineer hızlandırıcı, temel olarak, demetin hareket doğrultusu boyunca sıralanmış bir dizi sürüklenme tüplerinden meydana gelmektedir. Bu tüpler bir radyo frekans (RF) kaynağına bağlıdır. RF kaynağı yüksek frekansta alternatif voltaj sağlamaktadır.

İlk yarım periyotta birinci sürüklenme tüpüne uygulanan voltaj iyon kaynağını terk eden parçacığı hızlandırır. Demet birinci ve ikinci tüplerin arasına geldiğinde tekrar hızlanır. Bu süreç her bir sürüklenme tüpü için kendini tekrarlar. Parçacığın kazanacağı enerji tüp sayısı ile doğru orantılıdır. Tüpler kullanılarak çok yüksek bir voltaja ihtiyaç olmadan parçacıklar hızlandırılabilir. Bu, RF hızlandırıcıların elektrostatik (doğru voltaj) hızlandırıcılara göre avantajlı yönlerinden biridir (İş, 2007) Lineer hızlandırıcılarda parçacıklar hızlandırıcı yapıyı bir kez geçerler. Lineer hızlandırıcıların temel tasarımı Şekil 1.1’de gösterilmiştir.



Şekil 1.1 Lineer hızlandırıcıların temel tasarımı

Ayrıca lineer çarpıştırıcılarda kompozit yapıda olmayan, basit yapıda parçacıkların çarpıştırılması ve sinkrotron ışınması (manyetik ışınma) söz konusu olmadığından ulaşılabilecek maksimum güç ve ışınımın daha fazla olabilirdiği, lineer hızlandırıcıların avantajlarından biridir. Lineer hızlandırıcıların tercih edilmesinin önemli nedenlerinden biri: Lineer hızlandırıcıların, parçacıkların farklı özelliklerini araştırmak (polarizasyon, yük-parite (CP), ...vs) için ideal olmalarıdır (Çakır 2011). Bu nedenle lineer hızlandırıcılar parçacıkları gözlemlemekten çok, parçacıkların özelliklerini incelemek için tercih edilir.

Gelecek yüksek enerjili çarpıştırıcılar olan ILC’de ve CLIC’de yapılacak deneylerinin amaçlarından biri fermiyon ailelerinin sayısını belirlemektir (Çakır et al. 2009, Çakır et al. 2010, Çakır et al. 2010).

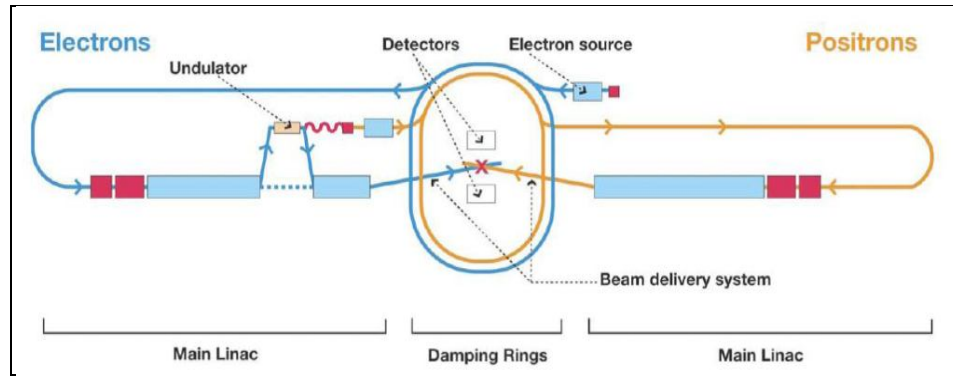
Lepton çarpıştırıcılarında çift üretim için keşif sınırı $2m < \sqrt{s}$ ’dir. Lepton çarpıştırıcılarının keşif kapasitesi, dördüncü aile fermiyonlar ile ilk üç ailedeki

fermionlar anormal etkileşirse büyütülebilir. Bu şekilde gerçekleşen anormal etkileşmeler dördüncü aile fermiyonların kütleleri büyük olacağından tamamen doğal görünür (Çiftçi et al. 2008).

1.3.1 Gelecek lepton çarpıştırıcıları: Uluslararası Lineer Çarpıştırıcı (ILC) ve Kompakt Lineer Çarpıştırıcı (CLIC)

Büyük Hadron Çarpıştırıcı (LHC) deneylerinin arkasındaki yeni yüksek enerji fiziği, lepton lineer çarpıştırıcılarına bağlıdır. Lepton çarpışmalarında çoklu TeV enerjilere ulaşmak için iki büyük öneri olan ILC ve CLIC, henüz konumları hakkında tam olarak karara varılmamış tasarı halindeki projelerdir (Poltorak 2010).

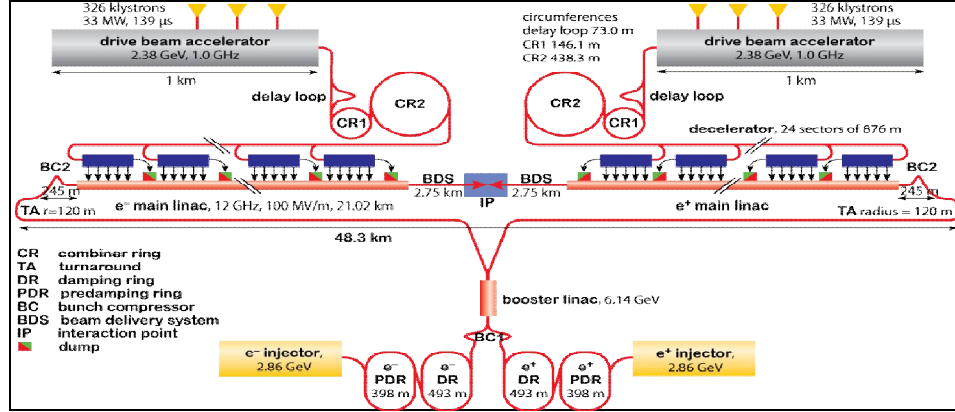
Uluslararası Lineer Çarpıştırıcının temeli, 0.5 TeV kütle merkezi enerjisine kadar, elektromagnetik dalgalar tarafından hızlandırılacak olan elektron ve pozitronların bulunduğu süperiletken boşluklara dayalıdır. 30 km uzunluğunda olması tasarlanan ILC' nin ışınlığı $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($2 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$)' dir (İnan 2005, Poltorak 2010). Şekil 1.2' de Uluslararası Lineer Çarpıştırıcının genel düzeni gösterilmiştir.



Şekil 1.2 Uluslararası Lineer Çarpıştırıcının genel düzeni

Kompakt Lineer Çarpıştırıcı (CLIC) ise, 0.5 TeV kütle merkezi enerjisinde, elektron ve pozitron ışınlarının çarpıştırılmasını öneren önemli bir projedir ki bu hızlandırıcıda daha sonra 3 TeV kütle merkezi enerjisine kadar ulaşmak tasarlanmıştır. Bu hızlandırıcının diğer bir özelliği ise iki ışın hızlandırma (TBA) teknolojisinin konsepti olmasıdır. Hızlandırıcı için öngörülen iki etkileşme noktasından biri, $e-e^+$, bir diğeri de $\gamma-\gamma$ dır. Uzunluğu yaklaşık olarak 50 km olması

tasarlanan CLIC' nin ışınlığı $6 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($6 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$)' dir (İnan 2005, Poltorak 2010). Şekil 1.3' de Kompakt Linear Çarpıştırıcının (CLIC) genel düzeni gösterilmiştir.



Şekil 1.3 Kompakt Linear Çarpıştırıcının genel düzeni

Elektron-pozitron çarpıştırıcı deneylerinin, artan hassasiyetle LHC ile keşfedilen fizik bulguları için gerekli bir tamamlayıcı sağlaması bekleniyor. LHC için temel sorunlardan biri, Higgs bozonunun varlığını sağlamaktır ki bu parçacık evrendeki kütlelerin merkezini açıklamaya yardımcı olacaktır. CLIC, bu mümkün keşfi gerçekleştirmek ve Higgs bozonunun ayrıntılı özelliklerini ölçmek için mükemmel bir vasıta olacaktır (Poltorak 2010).

ILC ve CLIC için hızlandırıcı parametreleri Çizelge 1.4' de verilmiştir

Çizelge 1.4 ILC ve CLIC temel parametreleri: N demetteki parçacık sayısı, σ_x ve σ_y etkileşimdeki ışın uzunluğu, σ_z demet uzunluğu

Çarpıştırıcı Parametreleri	ILC	CLIC1	CLIC2
$E(\sqrt{s})\text{TeV}$	0.5	1	3
$L(10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$	2	5.9	5.9
$N(10^{10})$	2	0.4	0.372
$\sigma_x(\text{nm})$	640	115	45
$\sigma_y(\text{nm})$	5.7	1.75	0.9
$\sigma_z(\text{nm})$	300	30	44

2. DÖRDÜNCÜ AİLE t' KUARKLARIN ANORMAL ETKİLEŞMELER İLE LİNEER HIZLANDIRICILARDA ÜRETİMİ

Bilindiği gibi SM, bugüne kadar elde edilen deneysel verilerle uyum içindedir. Bu uyuma rağmen, Standart Model, teoride cevaplanmamış sorular içerir. Fermiyon ailelerinin sayısı ve onların kütle hiyerarşisi SM tarafından açıklanamayan en temel sorulardır. Bunlar gibi soruları cevaplamak için SM' i genişleten birkaç model önerilmiştir (Şenol 2008). Dördüncü ailenin var olması, standart teorinin, çeşni yapısı, CP bozunumu (Bar-Shalom et al. 2009, Hou et al. 2010, Buras et al. 2010, Soni et al. 2010, Eberhardt et al. 2010, Soni et al. 2010, Alok et al. 2011) elektrozayıf simetri kırınımı (Holdom 1986, Holdom 1987, Hill et al. 1991, Elliott et al. 1992, Çakır et al. 2009), fermiyon kütle spektrumu ve kuark-lepton sektöründe karışım açısı hiyerarşileri (Holdom 2006, Hung et al. 2008, Çakır et al. 2009, Hung et al. 2011a, Hung et al. 2011b, Hung et al. 2011c) gibi cevaplayamadığı soruları anlamada önemli rol oynayabilir. Dördüncü aile kuarkların özelliklerinin tam olarak tanımlanması, Standart Model ötesi fiziğin varlığını ortaya koyabilir (Şenol et al. 2011). Dördüncü aile kuarkların üretimi için anormal etkileşmelerin büyük katkıları olması bekleniyor. Dördüncü aile kuarkların anormal etkileri hadron çarpıştırıcısı (Arık et al. 2003a, Arık et al. 2003b, Çiftçi et al. 2008, Çakır et al. 2009, Şahin et al. 2010) ve gelecek elektron-proton çarpıştırıcılarında (Alan et al. 2004, Çiftçi et al. 2009) çalışılmıştır.

Bu bölümde dördüncü aile t' kuarkın anormal üretimi, etkili Lagranjiyan yaklaşımı ile ILC ve CLIC' de incelendi. Etkili Lagranjiyan yaklaşımı için genel olarak bilinen kuarklarla dördüncü aile kuarklar arasındaki etkileşmeleri tanımlar denilebilir.

2.1 Dördüncü Aile t' Kuarkların Etkileşmeleri

Standart Model' i genişletmek için önerilen yaklaşımlardan biri basitçe SM' e ardışık dördüncü aile fermiyonları eklemektir. Dördüncü aile t' kuarkların, SM ayar bozonları (γ , g , W^+ , W^-) aracılığıyla etkileşmeleri için Standart Model tipi etkili Lagranjian ifadesi;

$$\begin{aligned}
L' = & -g_e Q_{t'} \bar{t}' \gamma^\mu t' A_\mu \\
& -g_s \bar{t}' T^a \gamma^\mu t' G_\mu^a \\
& -\frac{g}{2c_W s_W} \bar{t}' \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) t' Z_\mu^0 \\
& -\frac{g}{2\sqrt{2}s_W} V_{t'q_i} \bar{t}' \gamma^\mu (1 - \gamma^5) q_i W_\mu^\pm + \text{h.c}
\end{aligned} \tag{2.1}$$

şeklinde verilir. Bu ifadedeki g_e, g_s sırasıyla elektro-zayıf ve güçlü bağlanma sabitleridir. A_μ, G_μ^a, Z_μ^0 ve W_μ^\pm sırasıyla, foton, gluon, Z bozon ve W^\pm bozon için vektör alanlarıdır. γ^μ ve γ^5 ise 4x4 boyutunda matrislerdir, g_V ve g_A ise SM yüksüz ve eksensel vektör bağlanmalarıdır, değerleri Ek:1' de verilmiştir. $Q_{t'}$; t' kuarkın elektrik yükü, T^a Gell-Mann matrisleridir. θ_W zayıf karışım açısı ve $c_W = \cos\theta_W$, $s_W = \sin\theta_W$ ' dir. Dördüncü aile kuarklar ile SM' in çesni genişlemesi, genişletilmiş CKM matrisini doğurur. İfadedeki $V_{t'q_i}$ ise; çesni fiziği tarafından sınırlandırılmış olan genişletilmiş 4x4 CKM matrisinin elemanlarını ifade eder. Genişletilmiş 4x4 CKM matrisi;

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} & V_{ub'} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} & V_{cb'} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} & V_{tb'} \\ V_{t'd} & V_{t's} & V_{t'b} & V_{t'b'} \end{pmatrix}$$

biçiminde gösterilir. 3x3 CKM matrisinin elemanları yüksek ve düşük enerji deneylerinden belirlenmiştir (Nakamura et al. 2010). Standart Model' de ağaç seviyesinde çesni değişim süreci, sadece yüklü akım (W^\pm) etkileşmeleri yolu ile meydana gelir, nötr akım etkileşmelerinde meydana gelmez (Çakır et al. 2009, Şenol et al. 2011). Ancak üst kuark sektörü, anormal FCNC etkileşmeler ile bugüne kadar keşfedilmiş en ağır kuarkları araştırmak için uygundur (Fritzsch et al. 2009). Üst kuarktan daha ağır olan dördüncü aile t' kuarklar, anormal bağlanmalı FCNC etkileşmeleri gibi yeni etkileşmeler ile çift olabilir (Şenol et al. 2011). Dördüncü aile kuarkların var olması durumunda, kütlelerinin büyük olmasından dolayı, t' kuarkların anormal etkileşmesi mümkün gözükür (Çiftçi et al. 2009).

Yüksüz ayar bozonları aracılığı ile bilinen kuarklar ve dördüncü aile t' kuarklar arasındaki anormal manyetik moment tipi etkileşmeler için etkili Lagranjian ifadesi;

$$L'_a = \sum_{q_i=u,c,t} \frac{K_Y^{q_i}}{\Lambda} Q_{q_i} g_e \bar{t}' \sigma_{\mu\nu} q_i F^{\mu\nu} + \sum_{q_i=u,c,t} \frac{K_Z^{q_i}}{2\Lambda} \frac{g}{c_W} \bar{t}' \sigma_{\mu\nu} q_i Z^{\mu\nu} \quad (2.2)$$

$$+ \sum_{q_i=u,c,t} \frac{K_g^{q_i}}{\Lambda} g_s \bar{t}' \sigma_{\mu\nu} \lambda_a q_i G_a^{\mu\nu} + h. c$$

şeklinde verilir. Burada $g = g_e/s_W$ dir. $F^{\mu\nu}$, $Z^{\mu\nu}$, $G^{\mu\nu}$ ayar bozonlarının güçlü alan tensörleri, $\sigma_{\mu\nu} = i(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)/2$, λ_a Gell-Mann matrisleri, Q_{q_i} kuarkın elektirik yükü, θ_w zayıf açıdır. K_Y , K_Z , K_g sırasıyla foton, Z bozon ve gluon ile anormal bağlanma değerini, Λ ise yeni fizik için bir ölçeği ifade eder.

Bu çalışmada, genişletilmiş CKM matrisinin parametreleri olarak, $V_{td} = 0.0044$, $V_{ts} = 0.114$, $V_{tb} = 0.22$ değerleri kullanıldı (Hou et al. 2007).

2.2 Dördüncü Aile t' Kuarkın Bozunmaları

Dördüncü aile t' kuark katkılarını içeren tesir kesitini hesaplamak için t' kuarkın toplam bozunma genişliğinin hesaplanması gerekir. Bu kısımda t' kuark için, tüm iki parçacığa bozunma genişlikleri hesaplandı.

Dördüncü aile kuarklar yüklü zayıf akımlar ile W^\pm bozon değişimiyle, nötr zayıf akım ile Z bozon değişimiyle, elektromanyetik akım ile foton değişimiyle ve güçlü renk akımı ile gluon değişimi ile bağlantı kurar.

Bir parçacığın iki parçacığa bozunma durumundaki en genel bozunma genişliği ifadesi;

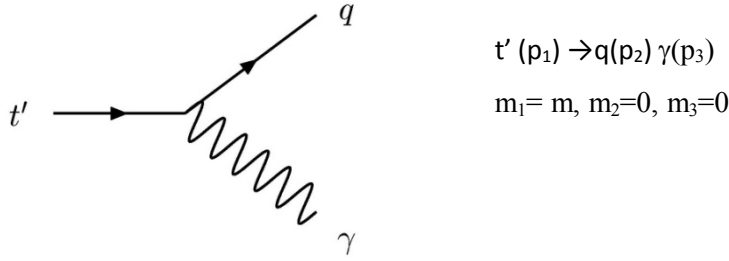
$$\Gamma = \frac{S \sum |M|^2 |p|}{16\pi m_1^2} \quad (2.3)$$

şeklinde verilir (Griffiths 1987). Bu ifadedeki m_1 bozunan parçacığın kütesini, S istatikselsel faktörü, M etkileşme genliğini ifade eder. $|p|$ momentum ifadesidir ve bir parçacığın iki parçacığa bozunması durumundaki en genel momentum ifadesi;

$$|p| = \frac{1}{2m_1} \sqrt{m_1^4 + m_2^4 + m_3^4 - 2m_1m_2 - 2m_2m_3 - 2m_1m_3} \quad (2.4)$$

şeklinde verilir.

t' kuarkın, bir kuarka ve fotona bozunması durumunda $t' \rightarrow q\gamma$ süreci için bozunma genişliğini hesaplamak için öncelikle Feynman kuralları kullanılarak genlik ifadesi;



$$M = -\bar{u}(p_2) \left[\frac{K_Y}{\Lambda} Q g_e \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] \epsilon_\mu^*(\gamma) u(p_1) \quad (2.5)$$

şeklinde yazılır. Burada $\epsilon_\mu^*(\gamma)$ ifadesi foton için polarizasyon vektörüdür. Bu genliğin kompleks eşleniği ise;

$$\bar{M} = -\bar{u}(p_1) \left[\frac{K_Y}{\Lambda} Q g_e \sigma_{\alpha\beta} q^\beta \right] u(p_2) \epsilon_\alpha(\gamma) \quad (2.6)$$

şeklinde dir. Genliğin karesi, (2.5) ve (2.6) ifadelerini Casimir yöntemi (Griffiths 1987) kullanarak 4x4 matrislerin izi formuna getirerek aşağıdaki gibi elde edilir;

$$|M \cdot \bar{M}| = |M|^2 = \frac{K_Y^2 Q^2 g_e^2}{\Lambda^2} \text{Tr} \left[\sigma_{\mu\nu} q^\nu (\not{p}_1 + m) \sigma_{\alpha\beta} q^\beta \not{p}_2 \right] \times \epsilon_\mu^* \epsilon_\alpha \quad (2.7)$$

Burada $\epsilon_\mu^* \epsilon_\alpha = -g^{\mu\nu}$ dir (Barger et al. 1991) ve $g^{\mu\nu}$ ise 4x4 boyutundaki metrik tensördür, açık ifadesi Ek:2 de verilmiştir. (2.7) ifadesindeki matrisin izi FeynCalc (Mertig 1999) programı kullanılarak hesaplanıp, parçacıkların momentumları cinsinden aşağıdaki gibi bulunur;

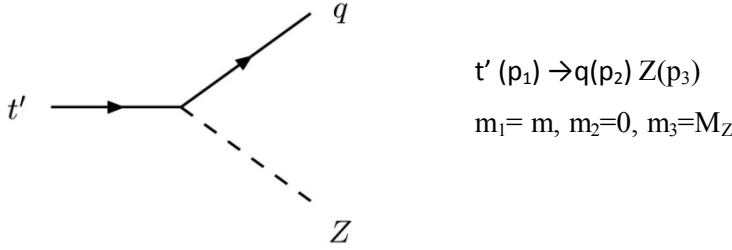
$$|M|^2 = \frac{K_Y^2 Q^2 g_e^2}{\Lambda^2} \{ 4p_1^2 (3p_1 \cdot p_2 - 4p_2^2) + p_1 \cdot p_2 (3p_2^2 - 2p_1 \cdot p_2) \} \quad (2.8)$$

Bulunan genlik ifadesindeki $p_1 \cdot p_2 = m^2/2$, $p_i^2 = m_i$ ($i = 1, 2, 3$), $q = p_1 - p_2$ ifadeleri ve (2.4) eşitliği kullanılarak elde edilen $|p| = m/2$ ifadesi, (2.3) eşitliğinde yerine konularak, $t' \rightarrow q\gamma$ süreci için bozunma genişliği ifadesi;

$$\Gamma(t' \rightarrow q\gamma) = \frac{K_Y^2 Q^2 \alpha}{2\Lambda^2} m_{t'}^3 \quad (2.9)$$

şeklinde bulunur.

$t' \rightarrow qZ$ sürecinin bozunma genişliğini hesaplamak için gerekli olan genlik ifadesi $t' \rightarrow q\gamma$ sürecindeki benzer yöntemler kullanılarak;



$$M = -\bar{u}(p_2) \left[\frac{K_Z}{2\Lambda} g_Z \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] \epsilon_\mu^*(Z) u(p_1) \quad (2.10)$$

şeklinde yazılır. Burada $\epsilon_\mu^*(Z)$ ifadesi ise Z bozon için polarizasyon vektörüdür. Bu genliğin kompleks eşleniği ise;

$$\bar{M} = -\bar{u}(p_1) \left[\frac{K_Z}{2\Lambda} g_Z \sigma_{\alpha\beta} q^\beta \right] u(p_2) \epsilon_\alpha(Z) \quad (2.11)$$

şeklindedir. Genliğin karesi, (2.10) ve (2.11) ifadelerini kullanarak aşağıdaki gibi elde edilir;

$$|M \cdot \bar{M}| = |M|^2 = \frac{K_Z^2 g_Z^2}{4\Lambda^2} \text{Tr} \left[\sigma_{\mu\nu} q^\nu (\not{p}_1 + m) \sigma_{\alpha\beta} q^\beta \not{p}_2 \right] \times \epsilon_\mu^* \epsilon_\alpha \quad (2.12)$$

Burada $\epsilon_\mu^* \epsilon_\alpha = -g^{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M_Z^2$ dir (Barger et al. 1991). (2.12) denklemi ile verilen genliğin karesi parçacıkların momentumları cinsinden aşağıdaki gibi hesaplanır;

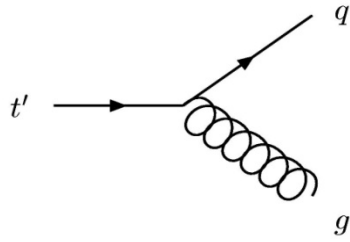
$$|M|^2 = \frac{K_Z^2 g_Z^2}{4\Lambda^2} \{4p_1^2 (3p_1 \cdot p_2 - 4p_2^2) + p_1 \cdot p_2 (3p_2^2 - 2p_1 \cdot p_2)\} \quad (2.13)$$

Bulunan genlik ifadesindeki $p_1 \cdot p_2 = m^2 - M_Z^2/2$, $p_i^2 = m_i$ ($i = 1, 2, 3$), $q = p_1 - p_2$ ifadeleri ve (2.4) eşitliği kullanılarak elde edilen $|p| = (m^2 - M_Z^2)/2m$ ifadesi, (2.3) eşitliğinde yerine konularak, $t' \rightarrow qZ$ süreci için bozunma genişliği ifadesi;

$$\Gamma(t' \rightarrow qZ) = \frac{K_Z^2 \alpha}{16\Lambda^2 s_W^2 c_W^2 m_{t'}^3} \{2m_{t'}^6 - 3m_{t'}^4 M_Z^2 + M_Z^6\} \quad (2.14)$$

şeklinde bulunur.

t' kuarkın diğer bir bozunma modu ise $\Gamma(t' \rightarrow qg)$ dir. Bu bozunma sürecini (2.5) – (2.9) denklemleri arasındaki benzer adımları takip ederek elde edebiliriz. Bu durumda bozunma genişliği, (2.9) denklemindeki αQ^2 yerine $3\alpha_s Q^2$ yer değiştirmesi ile aşağıdaki gibi elde edilir (buradaki 3 katsayısı, kuarkların güçlü etkileşmesinden gelen renk faktörüdür);



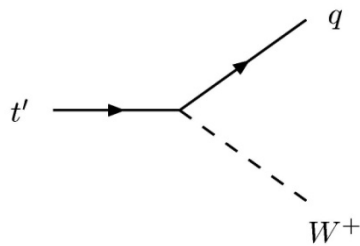
$$t' (p_1) \rightarrow q(p_2) g(p_3)$$

$$m_1 = m, m_2 = 0, m_3 = 0$$

$$\Gamma(t' \rightarrow qg) = \frac{2K_g^2 \alpha_s}{3\Lambda^2} m_{t'}^3 \quad (2.15)$$

ve burada α_s ise güçlü etkileşme bağlanma sabitidir.

t' kuarkın hesaplamamız gereken son bozunma süreci ise, bir kuarka ve W bozona olan $t' \rightarrow qW$ sürecidir. Bu süreç için genlik ifadesi ise;



$$t' (p_1) \rightarrow q(p_2) W(p_3)$$

$$m_1 = m, m_2 = 0, m_3 = M_W$$

$$M = \frac{g_e}{2\sqrt{2}\sin^2\theta_w} (V_{t'q}) \bar{u}(p_2) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(p_1) \epsilon_\mu^*(W) \quad (2.16)$$

şeklinde yazılır. Burada $\epsilon_\mu^*(W)$ ifadesi W bozon için polarizasyon vektörüdür. Bu genliğin kompleks eşleniği ise;

$$\bar{M} = \frac{g_e}{2\sqrt{2}\sin^2\theta_\omega} (V_{t'q}) \bar{u}(p_1) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) u(p_2) \epsilon_\nu(W) \quad (2.17)$$

şeklindedir. Genliğin karesi,

$$|M \cdot \bar{M}| = |M|^2 = \frac{g_e^2 (V_{t'q})^2}{4.2 \sin^2 \theta_W} \text{Tr} \left[\gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\not{p}_1 + m) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \not{p}_2 \right] \times \epsilon_\mu^* \epsilon_\nu \quad (2.18)$$

şeklindedir. Burada $\epsilon_\mu^* \epsilon_\alpha = -g^{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M_W^2$ dir. ve genliğin karesinin son hali;

$$|M|^2 = \frac{g_e^2 (V_{t'q})^2}{8 \sin^2 \theta_W} \times \frac{8(p_1^2 (p_1 \cdot p_2 - 2p_2^2) + p_1 p_2 (2M_W^2 + p_2^2))}{M_W^2} \quad (2.19)$$

Bulunan genlik ifadesindeki $p_1 \cdot p_2 = m^2 - M_W^2/2$, $p_i^2 = m_i$ ($i = 1, 2, 3$), $q = p_1 - p_2$ ifadeleri ve (2.4) eşitliği kullanılarak elde edilen $|p| = (m^2 - M_W^2)/2m$ ifadesi (2.3) eşitliğinde yerine konularak, $t' \rightarrow qW$ süreci için bozunma genişliği ifadesi;

$$\Gamma(t' \rightarrow qW) = \frac{\alpha_e^2 |V_{t'q}|^2}{16s_W^2 m_{t'}^3 M_W^2} \{m_{t'}^6 - 3m_{t'}^2 M_W^4 + 2M_W^6\} \quad (2.20)$$

şeklinde bulundu.

t' kuarkın, toplam bozunma genişliği ve tüm bozunum durumları için bozunma oranları 300-800 GeV kütle aralığında yeni etkileşme köşelerini içeren CompHEP paket programı (Pukov et al. 1999) yardımıyla, sayısal olarak elde edildi. Elde edilen sayısal değerler Çizelge 2.1' de verildi.

Çizelge 2.1 t' kuarkın, toplam bozunma genişliği (GeV) ve tüm bozunum durumları için bozunma oranları(%)

$m_{t'}(\text{GeV})$	Wd	Wb	Ws	$Zu(c)$	Zt	$gu(c)$	gt	$\gamma u(c)$	γt	$\Gamma_{tot}(\text{GeV})$
300	0.029	72	19	0.22	0.024	3.6	1.0	0.079	0.023	0.59
400	0.029	71	19	0.23	0.10	3.5	1.9	0.078	0.041	1.43
500	0.028	71	19	0.23	0.15	3.5	2.3	0.077	0.052	2.82
600	0.028	71	19	0.23	0.17	3.5	2.6	0.077	0.059	4.89
700	0.028	70	19	0.24	0.19	3.4	2.8	0.077	0.063	7.79
800	0.028	70	19	0.24	0.20	3.4	3.0	0.076	0.066	11.6

2.3 Dördüncü Aile t' Kuarkın Anormal Üretimi

Yüksüz ayar bozonları aracılığı ile bilinen kuarklar ve dördüncü aile t' kuarklar arasındaki anormal manyetik moment tipi etkileşmeler için (2.2) denklemi ile verilen etkili lagranjian ifadesinden yola çıkarak anormal etkileşme olan $t' \rightarrow q\gamma$ ve $t' \rightarrow qZ$ dönüşümleri için köşe faktörleri sırasıyla;

$$i \frac{K_Y}{\Lambda} Q_{q_i} g_e \sigma_{\mu\nu} \quad (2.21)$$

$$i \frac{K_Z}{2\Lambda} g_Z \sigma_{\mu\nu} \quad (2.22)$$

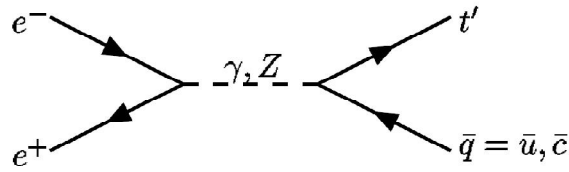
şeklinde yazılır. Spini 1 olan, kütesiz ve kütleli ara parçacıklar için etkileşme faktörü sırasıyla;

$$-i \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \quad (2.23)$$

$$-i \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / M^2}{q^2 - M^2 + i\Gamma M} \quad (2.24)$$

şeklinde tanımlanır. Burada Γ ; kütleli ara parçacığın bozunma genişliği, M ise spini 1 olan kütleli ara parçacığın kütlesidir.

Çalışmada t' kuark anormal FCNC etkileşme $e^+e^- \rightarrow t'\bar{q}(u, c)$ süreciyle üretildi. Bu sürecin gerçekleşme durumunun tüm olasılıkları hesaba katıldı. Bu süreçte kuvvet taşıyıcı parçacığın sırasıyla, elektromanyetik ve zayıf etkileşme ara parçacığı olan foton ve Z bozon olması durumunun katkıları incelendi. Bu süreç için Feynman diyagramı Şekil 2.1' de verildi.



Şekil 2.1 $e^- e^+$ çarpıştırıcısında t' kuarkın tek üretimi için Feynman diyagramı

Şekil 2.1 de gösterilen t' üretim süreci için toplam genlik ifadesinin karesi;

$$\langle |M_T|^2 \rangle = \langle |M_Y|^2 \rangle + \langle |M_Z|^2 \rangle + \langle |M_Y \bar{M}_Z| \rangle + \langle |\bar{M}_Y M_Z| \rangle \quad (2.25)$$

biçimindedir. $e^+(p_1)e^-(p_2) \rightarrow t'(p_3) \bar{q}(u, c)(p_4)$ üretim süreci için (2.21), (2.22) ifadeleri ile verilen etkili köşe faktörleri ile (2.23) ve (2.24) ifadeleri ile verilen ara-bozon etkileşme faktörleri ve Feynman kuralları kullanılarak, kuvvet taşıyıcı parçacığın sırasıyla foton ve Z bozon olduğu durum için genlik ifadeleri;

$$M_Y = \left(\frac{g_e^2}{q^2} \cdot \frac{K_Y}{\Lambda} \cdot Q_{qi} \right) [\bar{v}(p_2)\gamma^\mu u(p_1)] g_{\mu\nu} [\bar{u}(p_3)\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha v(p_4)] \quad (2.26)$$

$$M_Z = \left(\frac{g_Z^2}{4[q^2 - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z]} \cdot \frac{K_Z}{\Lambda} \right) [\bar{v}(p_2)\gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) u(p_1)] \quad (2.27)$$

$$\times \left\{ g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right\} [\bar{u}(p_3)\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha v(p_4)]$$

şeklinde yazılır. Burada $g_Z = g_e/s_W s_C$, q kuvvet taşıyıcı parçacık için momentum ifadesidir ve Şekil 2.1' de verilen süreç için $q = (p_1 + p_2)$ 'dir. Bu genlik ifadelerinin kompleks eşlenikleri de;

$$|\bar{M}_\gamma| = \left(\frac{g_e^2}{q^2} \cdot \frac{K_\gamma}{\Lambda} \cdot Q_{qi} \right) \times [\bar{u}(p_1)\gamma^\beta v(p_2)] g_{\beta\rho} [\bar{v}(p_4)\sigma_{\rho\lambda} q^\lambda u(p_3)] \quad (2.28)$$

$$|\bar{M}_Z| = \left(\frac{g_Z^2}{4[q^2 - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z]} \cdot \frac{K_Z}{\Lambda} \right) \times [\bar{u}(p_1)\gamma^\beta (g_V - g_A \gamma^5) v(p_2)] \quad (2.29)$$

$$\times \left\{ \left[g_{\beta\rho} - \frac{q_\beta q_\rho}{M_Z^2} \right] \right\} [\bar{v}(p_4)\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha u(p_3)]$$

şeklinindedir. (2.25) ifadesindeki terimler (2.26), (2.27), (2.28), (2.29) ifadeleri kullanılarak sırasıyla;

$$\langle |M_\gamma \cdot \bar{M}_\gamma| \rangle = \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{g_e^2}{q^2} \cdot \frac{K_\gamma}{\Lambda} \cdot Q_{qi} \right)^2 \times [\bar{v}(p_2)\gamma^\mu u(p_1)] g_{\mu\nu} [\bar{u}(p_3)\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha v(p_4)] \quad (2.30)$$

$$[\bar{u}(p_1)\gamma^\beta v(p_2)] g_{\beta\rho} [\bar{v}(p_4)\sigma_{\rho\lambda} q^\lambda u(p_3)]$$

$$\langle |M_Z \cdot \bar{M}_Z| \rangle = \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{g_Z^2}{4[q^2 - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z]} \cdot \frac{K_Z}{\Lambda} \right)^2 [\bar{v}(p_2)\gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) u(p_1)] \quad (2.31)$$

$$\times \left\{ g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right\} [\bar{u}(p_3)\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha v(p_4)] [\bar{u}(p_1)\gamma^\beta (g_V - g_A \gamma^5) v(p_2)]$$

$$\times \left\{ \left[g_{\beta\rho} - \frac{q_\beta q_\rho}{M_Z^2} \right] \right\} [\bar{v}(p_4)\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha u(p_3)]$$

$$\langle |M_\gamma \cdot \bar{M}_Z| \rangle = \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{g_e^2}{q^2} \cdot \frac{K_\gamma}{\Lambda} \cdot Q_{qi} \right) \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{g_Z^2}{4[q^2 - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z]} \cdot \frac{K_Z}{\Lambda} \right) \quad (2.32)$$

$$\times [\bar{v}(p_2)\gamma^\mu u(p_1)] g_{\mu\nu} [\bar{u}(p_3)\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha v(p_4)] [\bar{u}(p_1)\gamma^\beta (g_V - g_A \gamma^5) v(p_2)]$$

$$\times \left\{ \left[g_{\beta\rho} - \frac{q_\beta q_\rho}{M_Z^2} \right] \right\} [\bar{v}(p_4)\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha u(p_3)]$$

$$\begin{aligned}
\langle |\bar{M}_Y \cdot M_Z| \rangle &= \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{g_e^2}{q^2} \cdot \frac{K_Y}{\Lambda} \cdot Q_{qi} \right) \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{g_Z^2}{4[q^2 - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z]} \cdot \frac{K_Z}{\Lambda} \right) \quad (2.33) \\
&\times [\bar{u}(p_1)\gamma^\beta v(p_2)] g_{\beta\rho} [\bar{v}(p_4)\sigma_{\rho\lambda} q^\lambda u(p_3)] [\bar{v}(p_2)\gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) u(p_1)] \\
&\times \left\{ g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right\} [\bar{u}(p_3)\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha v(p_4)]
\end{aligned}$$

biçiminde yazılır. Yukarıdaki genliğin karesi ifadelerini Casimir yöntemi kullanarak 4x4 matrislerin izi formuna getirerek, (2.25) ifadesindeki terimler aşağıdaki gibi elde edilir;

$$\begin{aligned}
\langle |M_Y|^2 \rangle &= \left(\frac{g_e^2 K_Y Q_{qi}}{2q^2 \Lambda} \right)^2 \cdot \text{Tr} \left[\gamma^\mu (\not{\epsilon}_1 + m) \gamma^\beta \not{\epsilon}_2 \right] \quad (2.34) \\
&\times \text{Tr} [\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha \not{\epsilon}_4 \sigma_{\rho\lambda} q^\lambda \not{\epsilon}_3] g_{\mu\nu} g_{\beta\rho}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle |M_Z|^2 \rangle &= \left(\frac{g_Z^2 K_Z}{8\Lambda} \right)^2 \times \frac{1}{[(q^2 - M_Z^2) + \Gamma_Z^2 M_Z^2]} \quad (2.35) \\
&\cdot \text{Tr} \left[\gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) (\not{\epsilon}_1 + m) \gamma^\beta (g_V - g_A \gamma^5) \not{\epsilon}_2 \right] \\
&\times \text{Tr} \left[\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha \not{\epsilon}_4 \sigma_{\rho\lambda} q^\lambda \not{\epsilon}_3 \right] \cdot \left[g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right] \cdot \left[g_{\beta\rho} - \frac{q_\beta q_\rho}{M_Z^2} \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle |M_Y \cdot \bar{M}_Z| \rangle &= \left(\frac{g_e^2 g_Z^2 K_Y K_Z Q_{qi}}{16\Lambda^2 q^2 [(q^2 - M_Z^2) + i\Gamma_Z M_Z]} \right) \quad (2.36) \\
&\cdot \text{Tr} \left[\gamma^\mu (\not{\epsilon}_1 + m) \gamma^\beta (g_V - g_A \gamma^5) \not{\epsilon}_2 \right] \\
&\times \text{Tr} \left[\sigma_{\nu\alpha} q^\alpha \not{\epsilon}_4 \sigma_{\rho\lambda} q^\lambda \not{\epsilon}_3 \right] g_{\mu\nu} \cdot \left[g_{\beta\rho} - \frac{q_\beta q_\rho}{M_Z^2} \right]
\end{aligned}$$

$$\langle |\bar{M}_\gamma \cdot M_Z| \rangle = \left(\frac{g_e^2 g_Z^2 K_\gamma K_Z Q_{q_i}}{16\Lambda^2 q^2 [(q^2 - M_Z^2) + i\Gamma_Z M_Z]} \right) \quad (2.37)$$

$$\begin{aligned} & \cdot Tr \left[\gamma^\beta \not{p}_2 \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma^5) (\not{p}_1 + m) \right] \\ & \times Tr \left[\sigma_{\rho\lambda} q^\lambda \not{p}_3 \sigma_{\nu\alpha} q^\alpha \not{p}_4 \right] \cdot g_{\beta\rho} \cdot \left[g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right] \end{aligned}$$

(2.37), (2.38), (2.39) ifadelerindeki matrislerin izi FeynCalc programı kullanılarak Mandelstam değişkenleri olan $s = (p_1 + p_2)^2$, $t = (p_1 - p_3)^2$, $u = (p_1 - p_4)^2$ ifadeleri cinsinden aşağıdaki gibi bulunur:

$$\langle |M_\gamma|^2 \rangle = \frac{8 \left(m_t^4 - (s+2t)m_t^2 + 2t(s+t) \right) g_e^4 K_\gamma^2}{3\Lambda^2} \quad (2.38)$$

$$\langle |M_Z|^2 \rangle = \frac{-3s(8s_W^4 - 4s_W^2 + 1) \left(m_t^4 - (s+2t)m_t^2 + 2t(s+t) \right) g_e^4 K_Z^4}{16c_W^4 s_W^4 \Lambda^2 (M_Z^4 (\Gamma_Z^2 - 2s)(M_Z^2 + s^2))} \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} \langle |M_\gamma \cdot \bar{M}_Z| \rangle + \langle |\bar{M}_\gamma \cdot M_Z| \rangle &= -(4s_W^2 - 1)(s - M_Z^2) \\ &\times \frac{\left(m_t^4 - (s+2t)m_t^2 + 2t(s+t) \right) g_e^4 K_\gamma K_Z}{\Lambda^2 s_W^2 c_W^2 (M_Z^4 + (\Gamma_Z^2 - 2s)(M_Z^2 + s^2))} \end{aligned} \quad (2.40)$$

İki parçacığın çarpışması ve son durumda iki parçacık olması halinde diferansiyel tesir kesiti için en genel ifade;

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2} \langle |M_T|^2 \rangle \quad (2.41)$$

biçimindedir. Bu ifadedeki $|M_T|^2$ ve s sırasıyla toplam genliğin karesini ve $s = (p_1 + p_2)^2$ Mandelstam değişkenini ifade eder.

$e^+(p_1)e^-(p_2) \rightarrow t'(p_3)\bar{q}(u,c)(p_4)$ üretim süreci için elde edilen genlik ifadeleri kullanılarak yazılan toplam genliğin karesi, (2.41) eşitliğinde yerine yazılarak, diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma}{dt} = -3 \times \frac{(m_t^4 - (s+2t)m_t^2 + 2t(s+t))}{128\pi s^3 \Lambda^2 [(s-M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2]} \quad (2.42)$$

$$\times \frac{(16K_Y^2 Q_t^2 ((s-M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2) g_e^4 + 8s g_V g_Z^2 K_Z K_Y (s-M_Z^2) Q_t g_e^2 + s^2 (g_V^2 + g_A^2) g_Z^4 K_Z^2)}{128\pi s^3 \Lambda^2 [(s-M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2]}$$

biçiminde bulunur.

Genel olarak toplam tesir kesiti;

$$\sigma = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{d\sigma}{dt} \cdot dt \quad (2.43)$$

ifadesiyle verilir. t' kuark üretim süreci toplam tesir kesiti, (2.42) eşitliğiyle verilen diferansiyel tesir kesitinin (2.43) eşitliğine göre integrale edilmesiyle elde edilir. (2.42) eşitliğinin t ye göre integralinin alınmasıyla elde edilen toplam tesir kesiti ifadesi;

$$\sigma = \frac{\pi \alpha_e^2 (2m_t^6 - 3m_t^4 s + s^3)}{48s_W^4 c_W^4 \Lambda^2 s^3 [(s-M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2]} \quad (2.44)$$

$$\times [9s^2 (1 - 4s_W^2 + 8s_W^4) K_Z^2 + 48s_W^2 c_W^2 K_Z K_Y (1 - 4s_W^2) s (s - M_Z^2)$$

$$+ 128s_W^4 c_W^4 K_Y^2 ((s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2)]$$

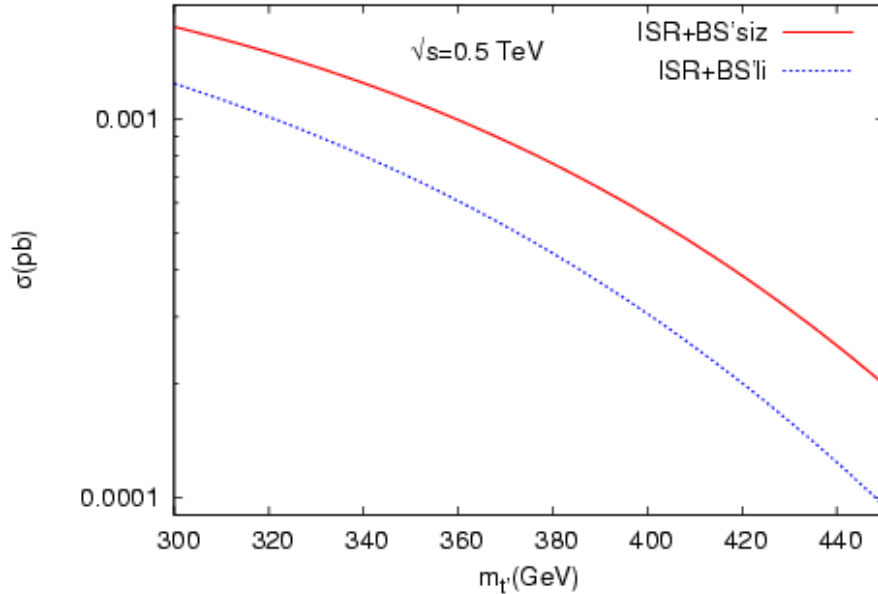
biçiminde bulunur. Γ_Z ; Z bozonunun toplam bozunma genişliğidir. s_W^2 değeri 0.23' dür (Nakamura et al. 2010). İntegral için kullanılan sınırlar; $t_{\min} = -s + m_t^2$, $t_{\max} = 0$ 'dır. İntegral sınırların belirlenmesi Ek:3' de verilmiştir.

3. SAYISAL SONUÇLAR VE TARTIŞMA

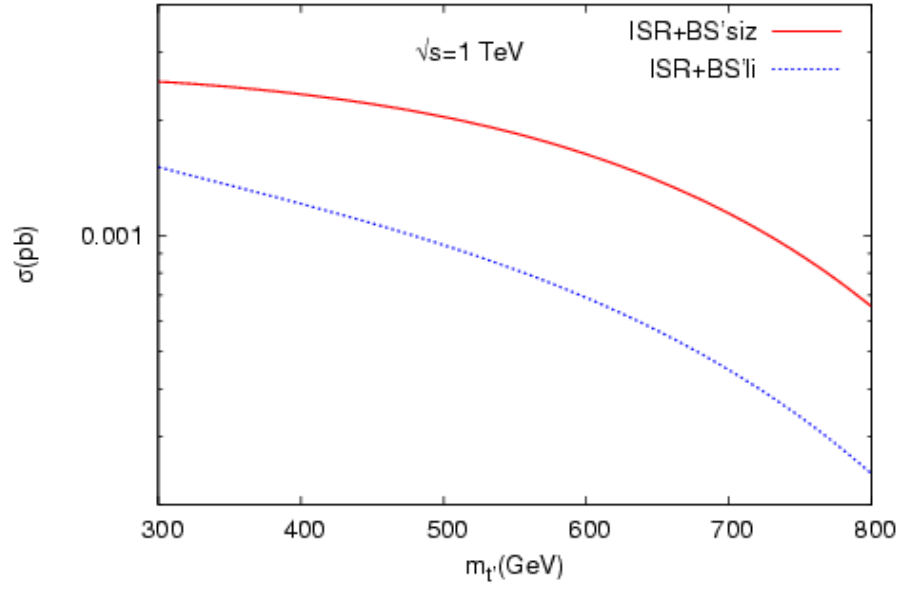
Bu bölümde anormal etkileşmelerle dördüncü aile t' kuarkların lineer hızlandırıcılarda, $e^+e^- \rightarrow t'\bar{q}(u,c)$ üretim süreci için tesir kesitlerinin t' kuarkın kütlesine karşı grafikleri, t' kuarkın üretildikten sonra W bozonu ve b kuarka bozunumunu içeren $e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u,c)b$ sürecinin analizinde kullanmak üzere sinyal ve fonlar için, son durumdaki b kuarkın enine momentum, sözde hızlilik dağılımları ve son durumdaki W^+b sistemi için değişmez kütle dağılımları çizildi. Dördüncü aile t' kuarkların ILC ve CLIC için, 3σ gözlenebilirlik limitine bağlı olarak istatistiksel önem değerleri ve parçacıkların ILC ve CLIC' de gözlenebilmesi için anormal bağlanma değerlerine bağlı olarak gerekli ışınlık limitleri verildi.

3.1 Kinematik Değişkenlerin Dağılımları

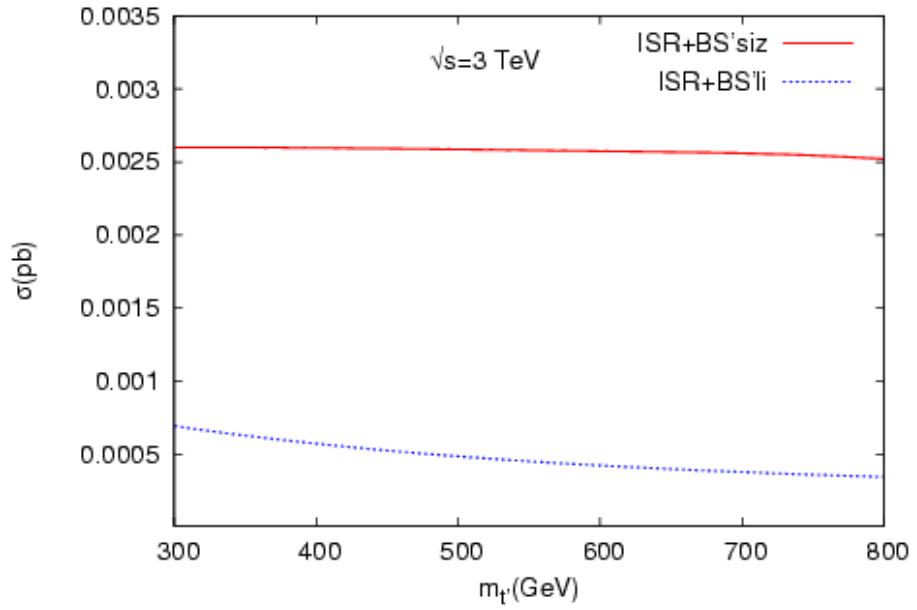
$e^+e^- \rightarrow t'\bar{q}(u,c)$, anormal t' kuark üretim süreci için, toplam tesir kesitinin kütle karşı grafiği kütle merkezi enerjisi (\sqrt{s}) sırasıyla 0.5 TeV (ILC) 1 TeV ve 3 TeV (CLIC) için Şekil 3.1a, 3.1b ve 3.1c' de verildi.



Şekil 3.1a 0.5 TeV kütle merkezi enerjili ILC' de $e^+e^- \rightarrow t'\bar{q}(u,c)$ süreci ile anormal t' kuark üretimi için tesir kesitinin kütle karşı grafiği



Şekil 3.1b 1 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de $e^+e^- \rightarrow t'\bar{q}(u, c)$ süreci ile anormal t' kuark üretimi için tesir kesitinin kütleye karşı grafiği



Şekil 3.1c 3 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de $e^+e^- \rightarrow t'\bar{q}(u, c)$ süreci ile anormal t' kuark üretimi için tesir kesitinin kütleye karşı grafiği

Tesir kesitinin, kütle ve kütle merkezi enerjisine bağlı olarak, Şekil 3.1a, 3.1b ve 3.1c' de değiştiği görülür. Lineer çarpıştırıcıların belirli bir özelliği ilk durum ışınması (ISR) ve frenleme ışınması (BS) olmasıdır. Şekil 3.1a, 3.1b ve 3.1c' deki grafikler

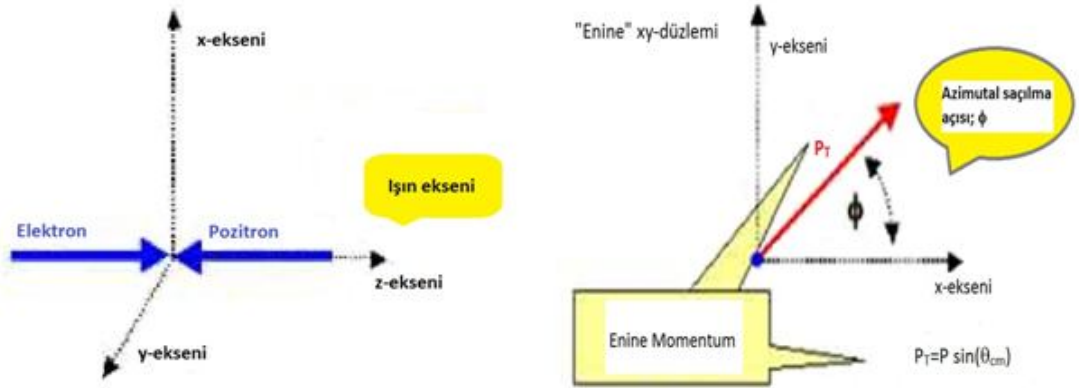
çizilirken, ISR+ BS etkileri göz önüne alındı. ISR ve BS etkileri hesaplanırken Çizelge 1.4' de verilen hızlandırıcı parametreleri kullanıldı.

ISR ve BS etkileri tesir kesitinde azalmaya yol açar. Bu çalışmada da çizilen grafikler, ISR ve BS etkisiyle tesir kesitinin azaldığını gösterdi. Bu etkiden yola çıkarak, bu aşamadan sonraki bütün sayısal hesaplamalarda ISR+BS etkileri kullanıldı. Dördüncü aile t' kuarkların tek üretiminin, anormal bozunma üzerinden baskın SM bozunma modunu içeren sinyal süreci;



biçimindedir.

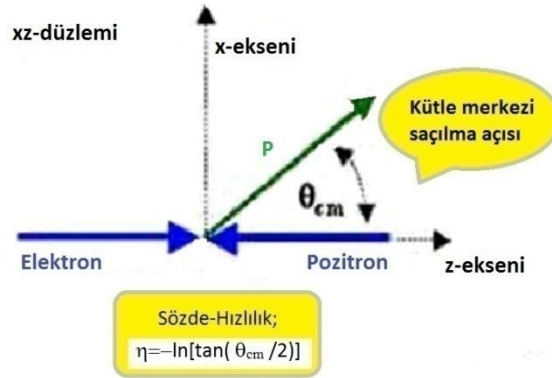
İncelenen sinyal sürecinin dinamiklerini ayırt etmek için bazı kinematik değişkenleri kullanmak gerekir. Farklı süreçlerin farklı kinematik değişkenlerle ayırt edilmesi gerekebilir. Bu süreç için sinyali ayırt etmeyi sağlayacak kinematik değişkenler ise; enine momentum, sözde hızlilik ve değişmez kütle dağılımlarıdır.



Şekil 3.2 Enine momentum değişkeninin kartezyen koordinat sisteminde gösterimi

Enine Momentum: Şekil 3.2' de görüldüğü gibi üç boyutlu kartezyen koordinatları göz önüne aldığımızda, parçacık hızlandırıcılarında kafa kafaya çarpışan parçacık demetlerinin olduğu ışın eksemi olarak z-ekseni seçilirse enine momentum bu ekseneye dik momentum bileşeni olarak adlandırılır ve $P_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \sin\theta_{cm}$ olarak tanımlanır. Burada θ_{cm} , kütle merkezi saçılma açısıdır. Diğer bir deyişle enine xy

düzlemi ile azimutal saçılma açısı olarak adlandırılan ϕ açısı yapan bir momentum bileşenidir. Işın demetleri boyunca enine momentumların ölçülmesi imkansız olduğundan ve günümüz dedektörleri yüksek enine momentumlara duyarlı üretildiğinden düşük enine momentumlara sınır koymak sinyali ayırt etmede oldukça faydalıdır. Ayrıca, enine momentum boyuna ötelemeler altında değişmez kalır.



Şekil 3.3 Sözde hızlılık değişkeninin kartezyen koordinat sisteminde gösterimi

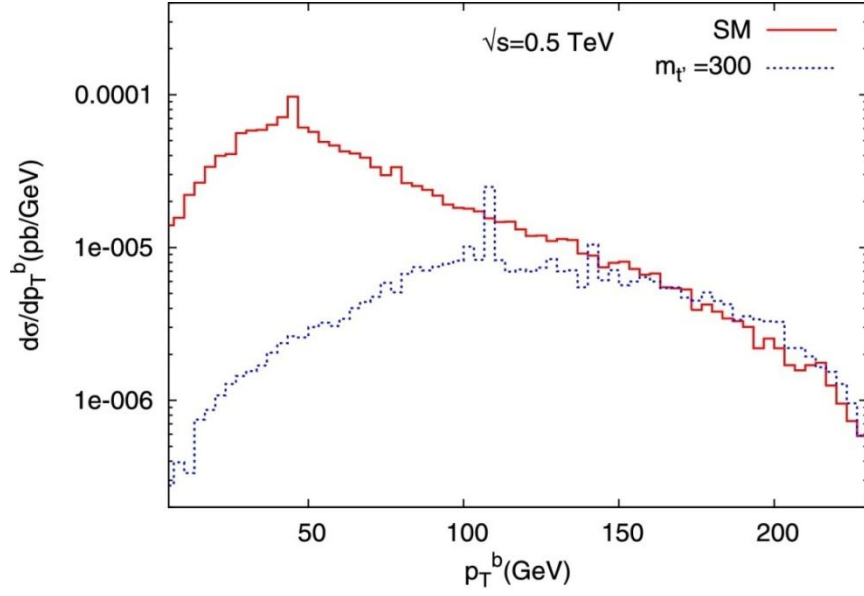
Sözde-Hızlılık: Sözde-hızlılık genellikle ışın eksenine göre bir parçacığın saçılma açısı ile tanımlanan uzaysal bir koordinat olarak tanımlanır. Şekil 3.3 de görüldüğü gibi xz düzleminde ışın demeti z eksenine seçilirse z eksenine θ_{cm} açısı yapan P momentum sisteminde sözde-hızlılık:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta_{cm}}{2} \right) \right]$$

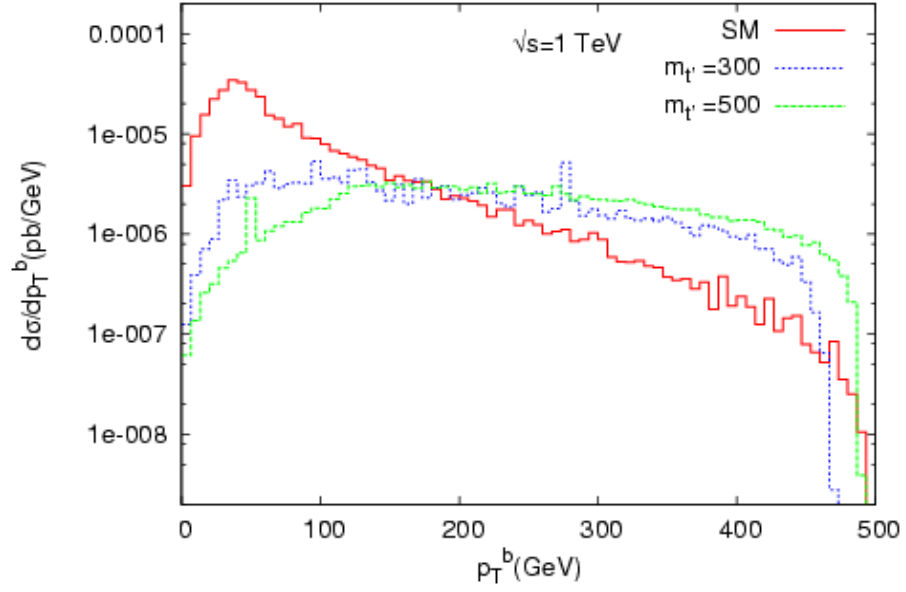
olarak tanımlanır.

Değişmez Kütle: Parçacıkların oluşturduğu bir sistemin değişmez kütlesi, parçacıkların momentumlarının toplamının karesinin kareköküne $(\sqrt{(p_1 + p_2 + \dots)^2})$ eşittir. Eğer parçacıkların oluşturduğu sistem tek bir parçacığın bozunma ürünleri ise değişmez kütle dağılımı bunu test eden çok kullanışlı bir yöntemdir. Örneğin W bozon ve b kuarkın oluşturduğu parçacık sistemi, t' kuarkın bozunma ürünlerinin oluşturduğu bir parçacık sistemidir. Dolayısıyla, M_{Wb} değişmez kütle dağılımı, t' kuarkın kütle değerinde açık bir pik gösterecektir.

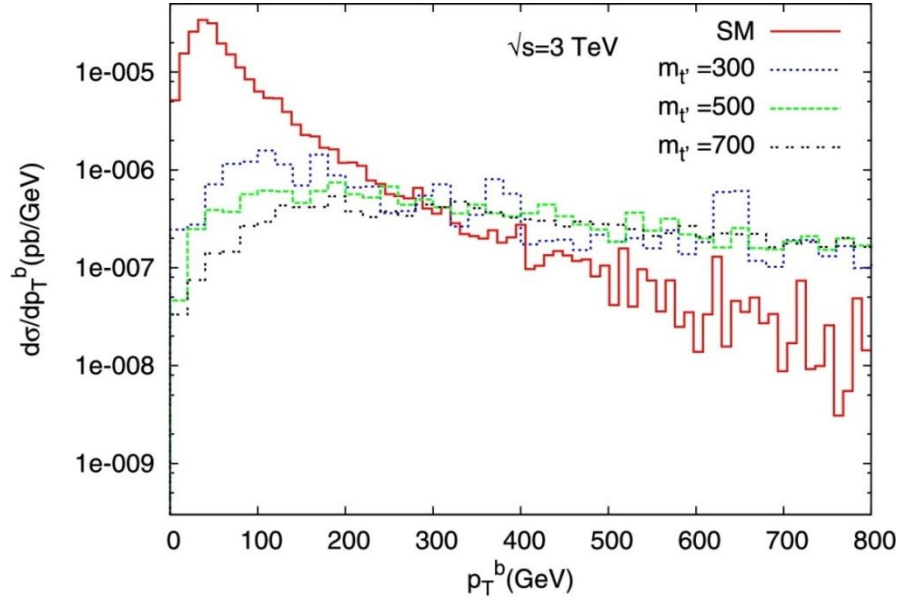
$e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u,c)b$ sürecinde fondan gelen katkıyı azaltmak ve sinyali daha iyi algılamak için son durumdaki b kuark üzerine konulacak kinematik sınırlandırmaları tespit etmek amacıyla, sinyal ve fon enine momentum dağılımları kütle merkezi enerjisi sırasıyla 0.5TeV (ILC), 1 TeV ve 3 TeV (CLIC) için Şekil 3.4a, 3.4b, 3.4c' de verildi.



Şekil 3.4a 0.5 TeV kütle merkezi enerjili ILC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u,c)b$ sürecinde, son durumdaki b kuark için, enine momentumun diferansiyel tesir kesiti üzerine dağılımı



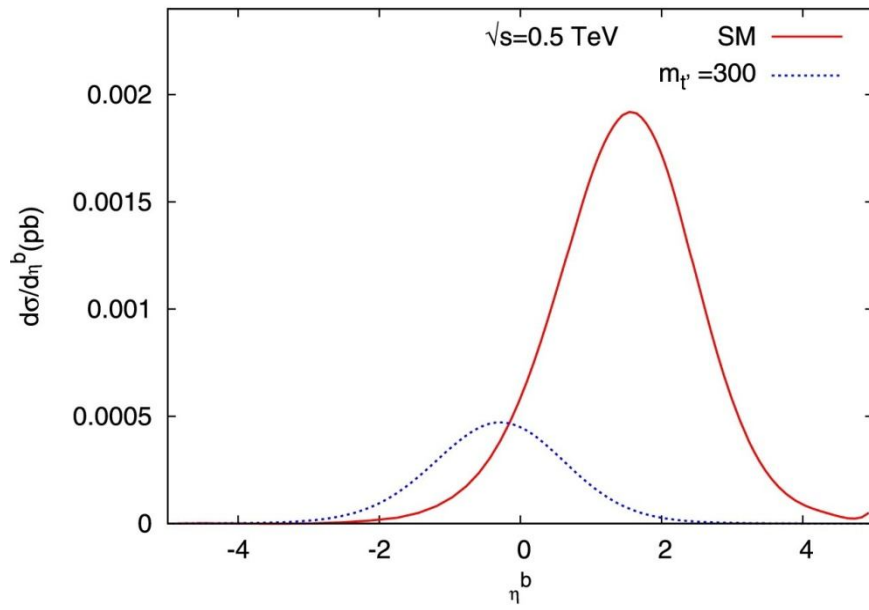
Şekil 3.4b 1 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u, c)b$ sürecinde, son durumdaki b kuark için, enine momentumun diferansiyel tesir kesiti üzerine dağılımı



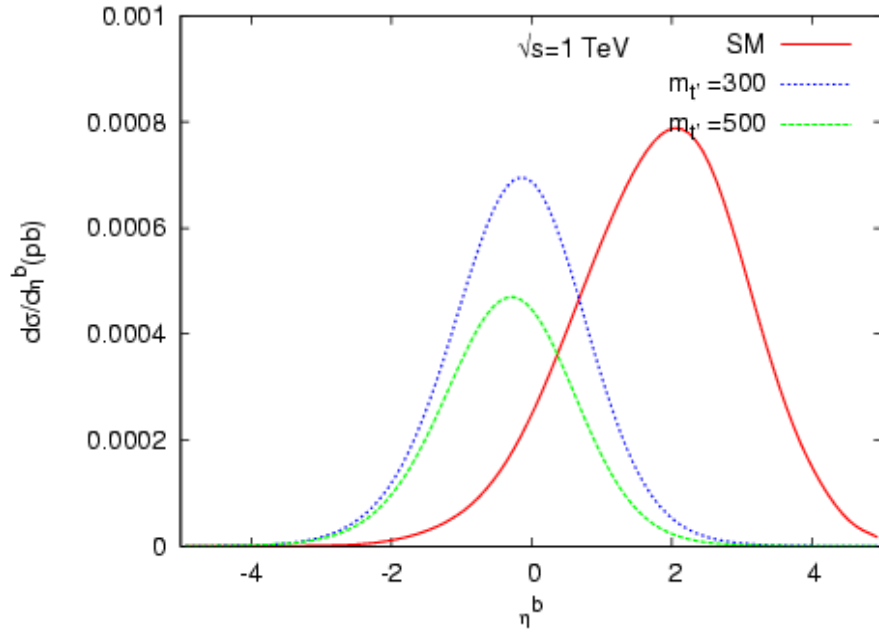
Şekil 3.4c 3 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u, c)b$ sürecinde, son durumdaki b kuark için, enine momentumun diferansiyel tesir kesiti üzerine dağılımı

$e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u,c)b$ sürecinde, son durumdaki b kuarkın, sinyal ve fon enine momentum dağılımları karşılaştırıldığında, fonu azaltıp sinyali belirginleştirerek, parçacığın gözlenebilirliğini artırmak için $p_T > 50$ GeV sınırlandırması kullanıldı.

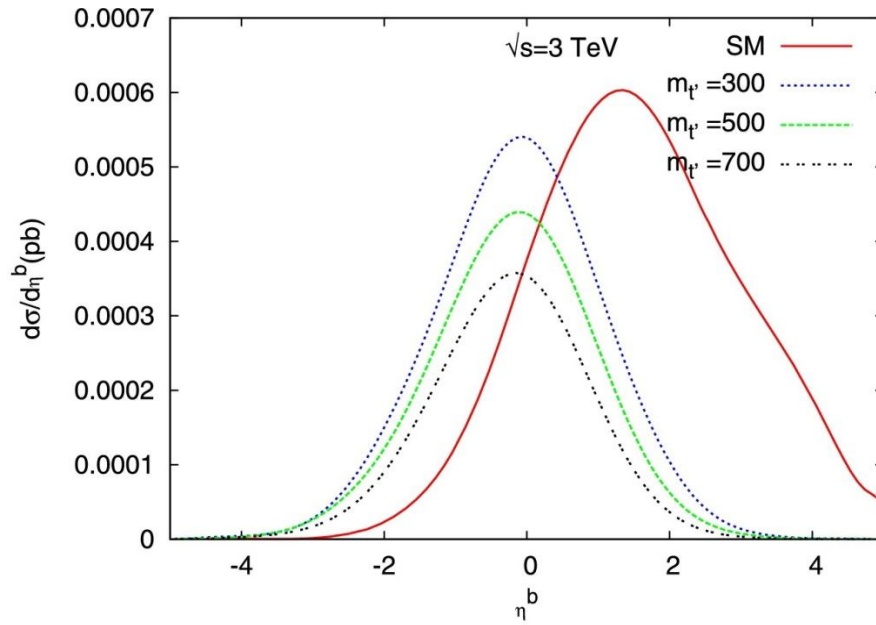
Diğer bir kinematik değişken olan sözde hızlilik üzerine yapılacak kısıtlama için, $e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u,c)b$ sürecinde, son durumdaki b kuarkın sinyal ve fon sözde hızlilik dağılımları kütle merkezi enerjisi sırasıyla 0.5 TeV (ILC), 1 TeV ve 3 TeV (CLIC) için Şekil 3.5a, 3.5b, 3.5c' de verildi.



Şekil 3.5a 0.5 TeV kütle merkezi enerjili ILC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u,c)b$ süreci için, son durumdaki b kuarkın sözde hızlilik dağılımı



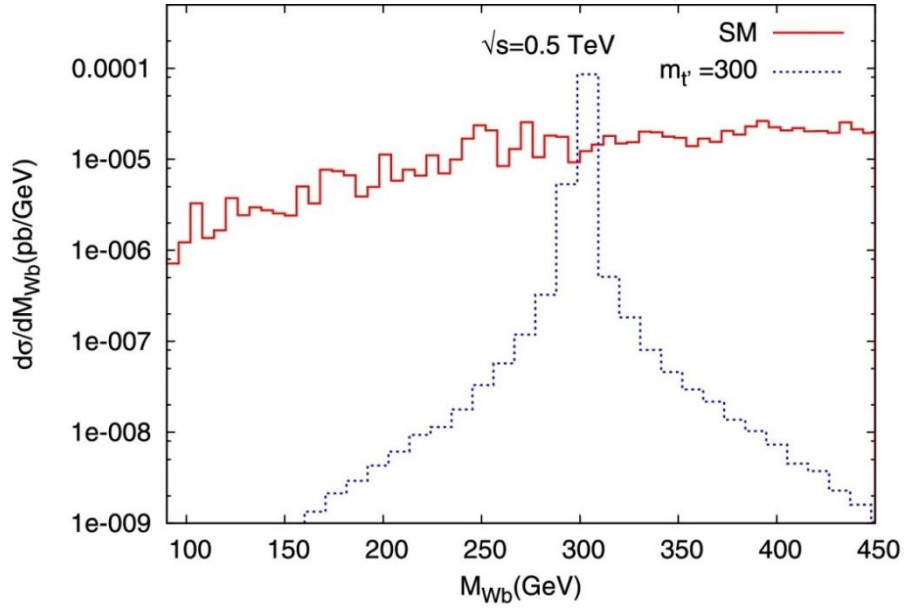
Şekil 3.5b 1 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u,c)b$ süreci için, son durumdaki b kuarkın sözde hızlılık dağılımı



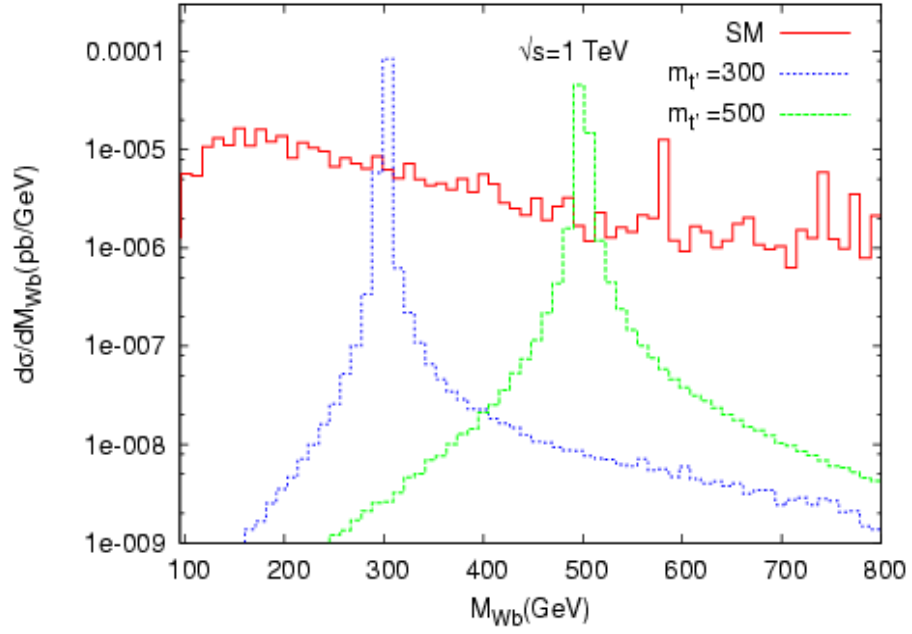
Şekil 3.5c 3 TeV kütle merkezi enerjili CLIC' de t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u,c)b$ süreci için, son durumdaki b kuarkın değişmez kütle dağılımı sözde hızlılık dağılımı

Şekil 3.5a, 3.5b ve 3.5c' de verilen sözde hızlılık grafiklerinden, sinyali neredeyse hiç değiştirmeyecek biçimde, fonu azaltmak için $|\eta^b| < 2$ sınırının uygulanabileceği görülür.

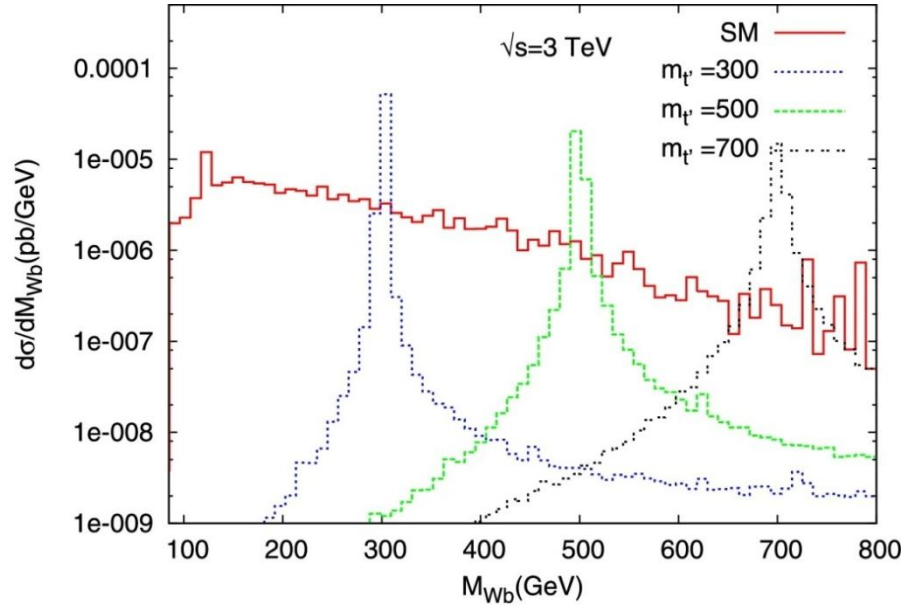
$e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u,c)b$ sürecinde son durumdaki W^+b sistemi için sinyal ve fon değişmez kütle dağılımları kütle merkezi enerjisi sırasıyla 0.5 TeV (ILC), 1 TeV ve 3 TeV (CLIC) için Şekil 3.6a, 3.6b, 3.6c' de verildi.



Şekil 3.6a 0.5 TeV kütle merkezi enerjili ILC' de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u,c)b$ süreci için son durumdaki W^+b sistemi için değişmez kütle dağılımı



Şekil 3.6b 1 TeV kütle merkezi enerjili CLIC’ de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u, c)b$ süreci için son durumdaki W^+b sistemi için değişmez kütle dağılımı



Şekil 3.6c 3 TeV kütle merkezi enerjili CLIC’ de, t' kuarkın bozunmasıyla meydana gelen $e^+e^- \rightarrow W^+\bar{q}(u, c)b$ süreci için son durumdaki W^+b sistemi için değişmez kütle dağılımı

Şekil 3.6a, 3.6b ve 3.6c' de verilen W^+b sistemi için değişmez kütle dağılımlarından, t' kuarkın kütle değerleri civarında, fon dağılımının üzerinde sinyal dağılımının pikleri olduğu görülür.

3.2 İstatistiksel Önem Değeri

Dördüncü aile kuakların lineer çarpıştırıcılarda gözlenebilirliğinden bahsetmek için, istatistiksel önem (SS) değeri bilinmelidir. Genel olarak istatistiksel önem değeri;

$$SS = \sqrt{2L_{\text{int}} \epsilon [(\sigma_S + \sigma_B) \ln(1 + \sigma_S/\sigma_B) - \sigma_S]} \quad (3.1)$$

ifadesi kullanılarak hesaplanır. İfadedeki σ_S ve σ_B sırasıyla sinyal ve fon tesir kesitleridir. ILC ve CLIC' de anormal etkileşmelerle t' kuark üretim süreci; $e^+e^- \rightarrow t'\bar{q}(u, c)$ için sinyal ve fon tesir kesitleri, sinyal ve fon olay sayıları ve bunlara bağlı olarak (2.47) eşitliği kullanılarak elde edilen SS değerleri kütle merkezi enerjisi sırasıyla 0.5 TeV ve 3 TeV için Çizelge 3.1 ve 3.2' de verildi. Olay sayısı, birim zamanda birim yüzeyden geçen parçacık sayısıdır, tesir kesitinin ışınlık ile çarpılmasıyla hesaplanır.

Çizelge 3.1 Kütle merkezi enerjisi 0.5 TeV olan ILC için sinyal ve fon tesir kesitleri (pb), olay sayıları ve sinyal istatistiksel önem değerleri (SS) ($K_\gamma/\Lambda = K_Z/\Lambda = 0.1 \text{ TeV}^{-1}$)

$m_{t'}(GeV)$	$\sigma_S(pb)$	$\sigma_B(pb)$	N_S	N_B	SS
300	1.17×10^{-3}	5.08×10^{-5}	234	10.2	10.92
350	7.88×10^{-4}	9.69×10^{-5}	158	19.4	7.17
400	3.95×10^{-4}	1.58×10^{-4}	79.0	31.6	3.62
450	9.09×10^{-5}	2.05×10^{-4}	18.2	41.0	0.88

Çizelge 3.2 Kütle merkezi enerjisi 3 TeV olan CLIC için sinyal ve fon tesir kesitleri (pb), olay sayıları ve sinyal istatistiksel önem değerleri (SS) ($K_\gamma/\Lambda = K_Z/\Lambda = 0.1 \text{ TeV}^{-1}$)

$m_{t'}$ (GeV)	σ_S (pb)	σ_B (pb)	N_S	N_B	SS
300	1.48×10^{-3}	2.01×10^{-5}	873	11.9	25.68
400	1.27×10^{-3}	1.88×10^{-5}	749	11.1	23.47
500	1.05×10^{-3}	1.77×10^{-5}	620	1.04	20.96
600	1.09×10^{-3}	2.32×10^{-5}	643	13.7	20.62
700	9.55×10^{-4}	2.77×10^{-5}	563	16.3	18.35
800	8.40×10^{-4}	3.17×10^{-5}	496	18.7	16.44

Analizlerin gerçekçi olabilmesi için dedektörlerin son durum enerji çözünürlüklerini hesaba kattık. Bu durumda sayısal hesaplamalarda kütle aralığı $\Delta m = \max(2\Gamma, \delta_m)$ kullanıldı. Burada δ_m kütle çözünürlüğü;

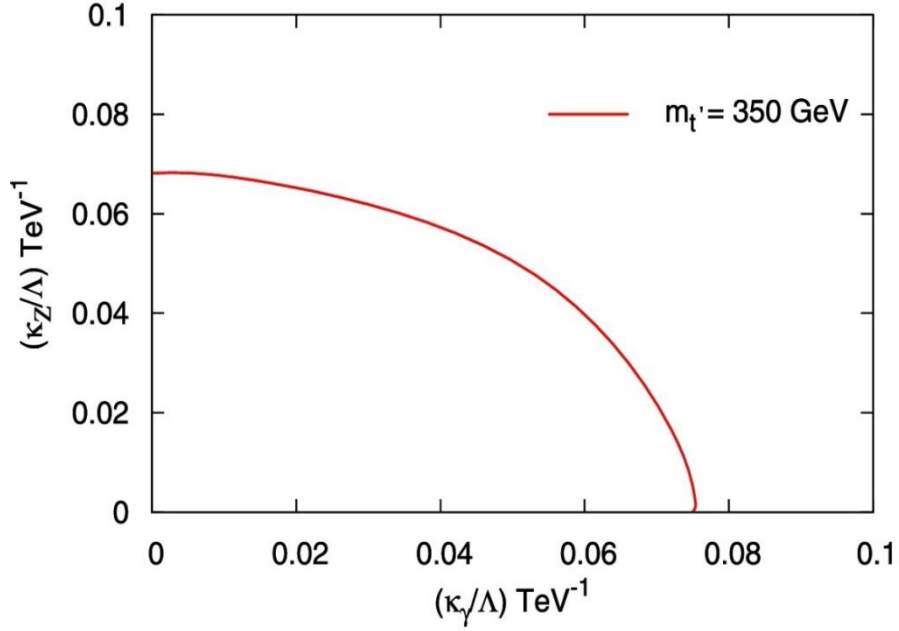
$$\frac{\delta E}{E} = \frac{\%50}{\sqrt{M_{Wb}}} + \%3 \quad (3.2)$$

ifadesi ile hesaplandı (Atag et al. 1998). Bütün sayısal hesaplamalarda kinematik değişken dağılımlarından belirlenen $p_T > 50$ ve $|\eta^b| < 2$ sınırları kullanıldı. SS değerleri hesaplanırken L_{int} ifadesi için Çizelge 1.4' de verilen ışınlık değerleri kullanıldı. Ayrıca SS değeri hesaplamalarında, sinyal ve fon süreçlerindeki son durumdaki W bozonunun leptonik kanala $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l$ süreci ile bozunduğu varsayıldı. Bu bozunmada $l^\pm = e^\pm, \mu^\pm$ dir ve işaretlenmiş b etkisi $\epsilon = \%50$ alındı.

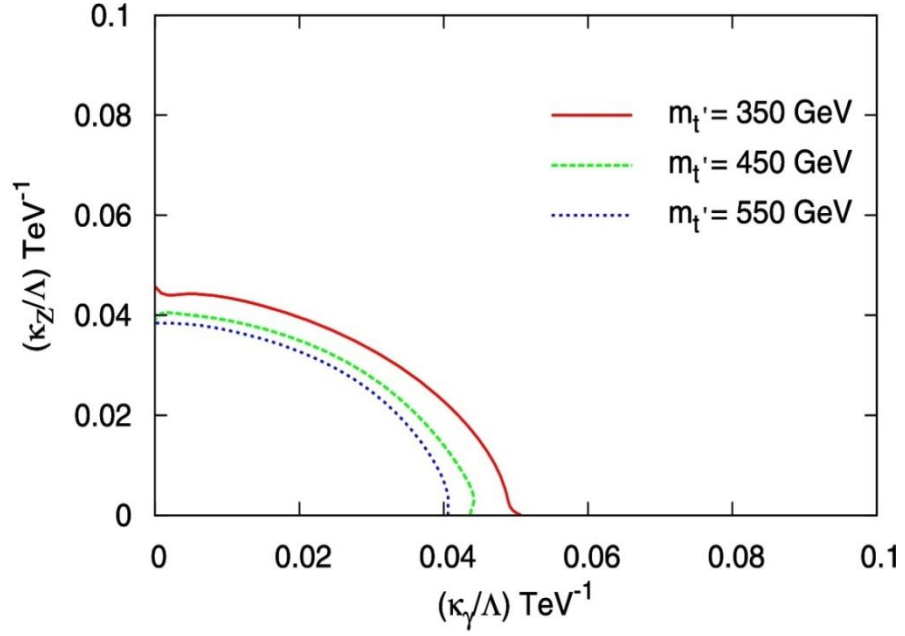
Çizelge 3.1 ve 3.2' deki istatistiksel önem değerleri incelendiğinde, 3σ gözlenebilirlik sınırında, $K_\gamma/\Lambda = K_Z/\Lambda = K_g/\Lambda = 0.1 \text{ TeV}^{-1}$ anormal bağlanma etkisiyle, t' kuarkların ILC' de yaklaşık 400 GeV' e kadar gözlenebilirken, CLIC' de taranan 300-800 GeV kütle aralığında gözlenebilir olduğu görülür.

Buraya kadar yapılan bütün hesaplamalarda anormal bağlanma değerleri eşit alınarak, bu bağlanma sabitlerinin t' tek üretimine katkıları ele alındı. Anormal bağlanma sabitleri K_γ/Λ ve K_Z/Λ değerlerinin gözlenebilecek minimum

değerlerini bulmak için 3σ ($SS \geq 3$) gözlenebilirlik limiti göz önünde bulundurarak $K_\gamma/\Lambda - K_Z/\Lambda$ eş düzey grafikleri çizildi. Çizilen $K_\gamma/\Lambda - K_Z/\Lambda$ eş düzey grafikleri sırasıyla kütle merkezi enerjisi 0.5 TeV olan ILC ve kütle merkezi enerjisi 3 TeV olan CLIC için Şekil 3.7a ve 3.7b' de verildi.



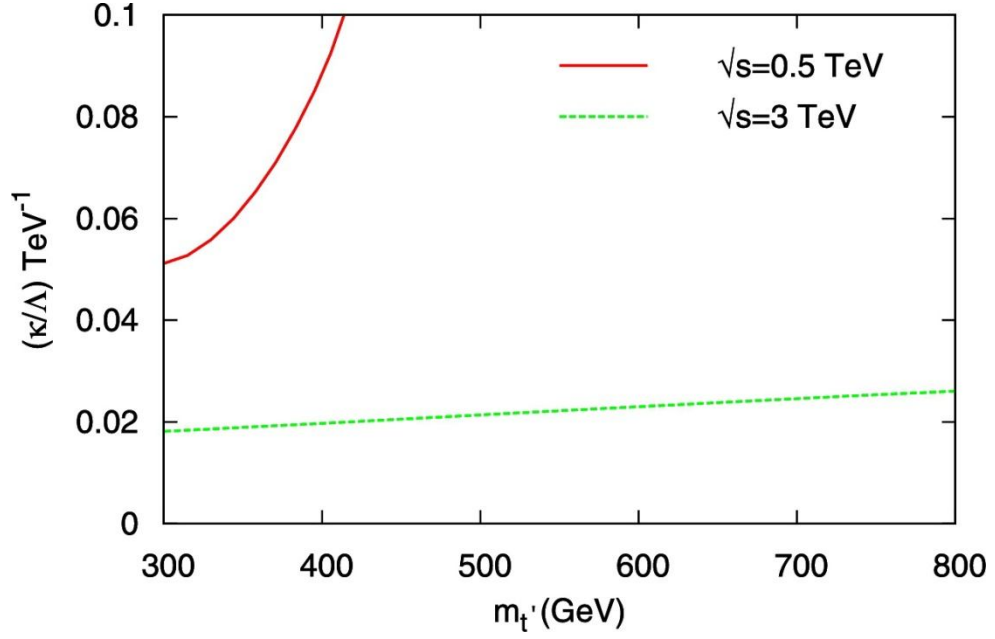
Şekil 3.7a $L_{\text{int}}=2 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, 0.5 TeV kütle merkezi enerjisi ile ILC' de ulaşılabilecek anormal bağlanma değerleri için 3σ eş düzey grafiği



Şekil 3.7b $L_{int}=5.9 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, 3 TeV kütle merkezi enerjisi ile CLIC' de ulaşılabilir anormal bağlanma değerleri için 3σ eş düzey grafiği

Şekil 3.7a ve 3.7b' de verilen eş düzey grafiklerine göre, $m_{t'} = 350 \text{ GeV}$ iken K_γ/Λ ve K_Z/Λ 'nın alt limitleri, ILC ve CLIC için sırasıyla yaklaşık olarak 0.07 TeV^{-1} ve 0.05 TeV^{-1} 'dir.

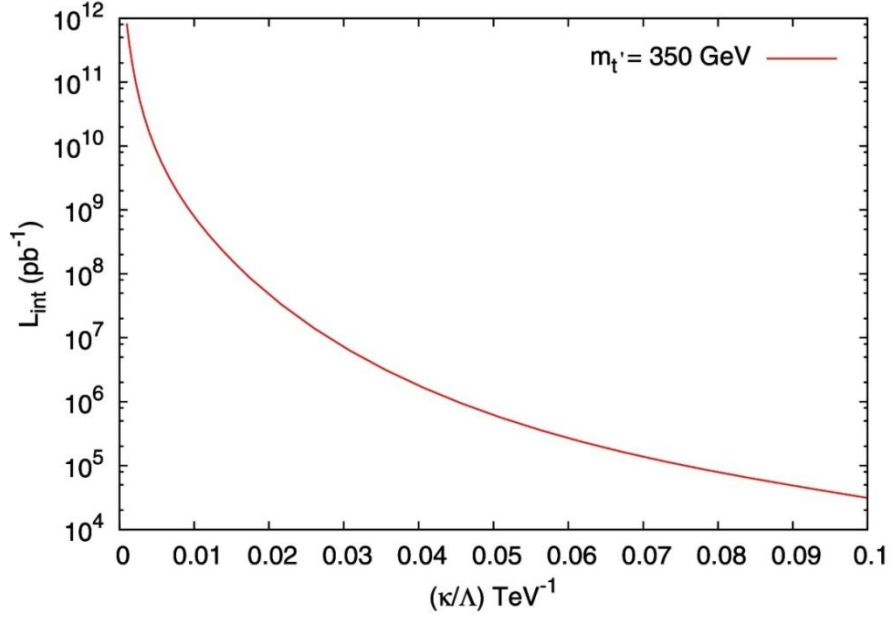
Ayrıca anormal bağlanma sabiti değerleri birbirine eşit alınarak, t' kuarkın farklı kütle değerleri için aynı gözlenebilirlik limitinde ulaşılabilir K/Λ değerlerini hesaplamak amacıyla $K/\Lambda - m_{t'}$ eş düzey grafiği Şekil 3.8' de verildi.



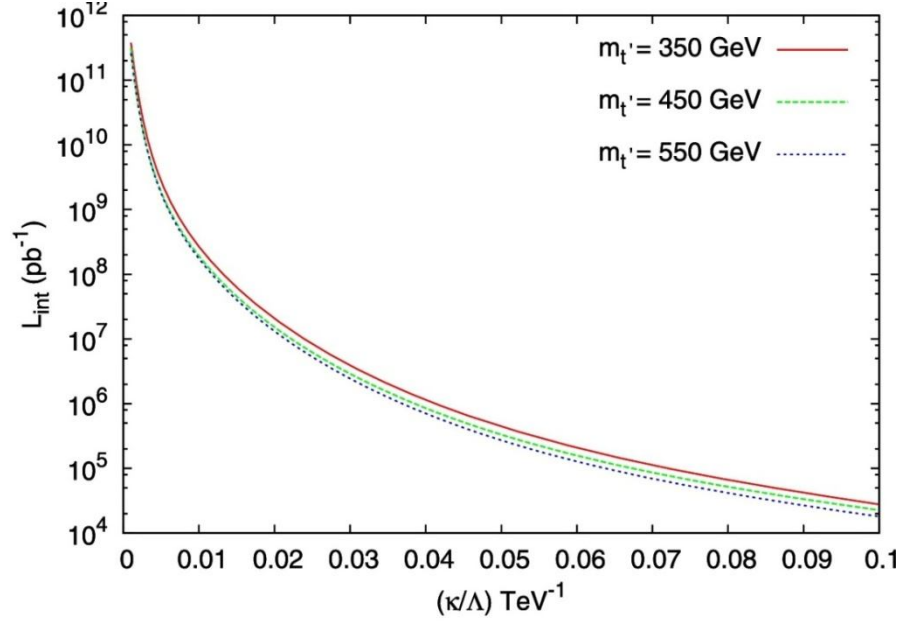
Şekil 3.8 $2 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$ ve $5.9 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$ ışınlık ile sırasıyla 0.5 TeV ve 3 TeV kütle merkezi enerjili ILC ve CLIC' de, t' kuarkların gözlenebilmesi için 3σ eş düzey grafiği

Şekil 3.8'e göre, t' kuarkların kütle ve anormal bağlanma sabiti parametreleri için alabilecekleri değerler 3σ gözlenebilirlik limitinde, ILC için düz, CLIC için ise kesikli çizginin üzerindeki bölgelerdir.

Son olarak 3σ gözlenebilirlik limiti için çizilen, farklı anormal bağlanma değerlerine karşılık gelen, ILC ve CLIC' de gerekli ışınlık limitlerini gösteren grafikler Şekil 3.9a ve 3.9b' de verildi.



Şekil 3.9a 0.5 TeV kütle merkezi enerjili ILC’ de 3σ gözlenebilirlik limiti için anormal bağlanma değerlerine bağlı, ulaşılabilir L_{int} değerleri



Şekil 3.9b 3 TeV kütle merkezi enerjili CLIC’ de 3σ gözlenebilirlik limiti için anormal bağlanma değerlerine bağlı, ulaşılabilir L_{int} değerleri

Şekil 3.9a ve 3.9b’ de verilen grafiklere göre, 350 GeV kütleli dördüncü aile t' kuarklar, 3σ gözlenebilirlik limitinde, en düşük yaklaşık olarak $3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$ ışıklık ile ILC ve CLIC’ de gözlenebilir.

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada dördüncü aile t' kuarkların anormal etkileşmeler ile ILC ve CLIC' de tek üretimi araştırılmıştır. t' kuarkın tüm bozunum modları için bozunma oranları ve toplam bozunma genişliği CompHEP paket programı kullanılarak hesaplanmıştır. Bu değerlere bağlı olarak t' kuarkın W^+b' ye SM bozunumu baskın kabul edilmiştir. t' kuark anormal FCNC etkileşme $e^+e^- \rightarrow t'\bar{q}(u,c)$ süreci için ILC ve CLIC için önerilen hızlandırıcı parametreleri ve genişletilmiş CKM matrisi elemanları olarak $V_{td} = 0.0044$, $V_{ts} = 0.114$, $V_{tb} = 0.22$ değerleri kullanılarak sinyal ve fon tesir kesitleri ve bunlara bağlı olarak elde edilen sinyal ve fon olay sayıları, istatistiksel önem değerleri hesaplanmıştır.

Hesaplanan istatistiksel önem değerlerine göre, 3σ gözlenebilirlik limitinde, $K_\gamma/\Lambda = K_Z/\Lambda = K_g/\Lambda = 0.1 \text{ TeV}^{-1}$ anormal bağlanma etkisiyle, t' kuarkların ILC' de yaklaşık 400 GeV' e kadar, CLIC' de ise taranan 300-800 GeV kütle aralığında gözlenmesi beklenmektedir.

Kütle merkezi enerjisi 0.5 TeV olan ILC' de 400 GeV kütleli t' kuark için yılda 79 civarında, kütle merkezi enerjisi 3 TeV olan CLIC' de 400 GeV ve 800 GeV kütleli t' kuark için sırasıyla yılda 749 ve 496 civarında olay sayısı beklenmektedir.

Lineer hızlandırıcılarda anormal bağlanma değerlerine göre t' kuarkların gözlenebilmesi için izinli alanlar belirlenmiştir. Anormal bağlanma değerleri için 3σ gözlenebilirlik limitinde çizilen eş düzey grafiklerine göre, 350 GeV kütleli dördüncü aile t' kuarkların lineer hızlandırıcılarda gözlenebilmesi için anormal bağlanma değerlerinin (K_γ/Λ ve K_Z/Λ) en az ILC ve CLIC için sırasıyla yaklaşık olarak 0.07 TeV^{-1} ve 0.05 TeV^{-1} olması gerekmektedir.

Ayrıca 350 GeV kütleli dördüncü aile t' kuarkların 3σ gözlenebilirlik limitinde ILC ve CLIC' de gözlenebilmesi için en düşük ışınlık değerinin yaklaşık olarak $3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$ olması gerekmektedir.

5. KAYNAKLAR

- Halzen, F., Martin, A. D. 1984. Quarks and leptons: An introductory course in modern particle physics. John Wiley & Sons, Inc., Canada, 396.
- Holdom, B. 1986. Heavy Quarks And Electroweak Symmetry Breaking. Phys. Rev. Lett. 57, 2496.
- Holdom, B. 1987. Heavy Quarks and Electroweak Symmetry Breaking. Phys. Rev. Lett. 58, 177 (Erratum).
- Griffiths, D. 1987. Introduction to Elementary Particles, John Wiley & Sons, Inc., Canada, 392.
- Atag, S., Çakır, O., Sultansoy, S. 1998. Resonance production of diquarks at the CERN LHC , Phys. Rev. D59, 015008-1.
- Hill, C. T., Luty, M. A., Paschos, E.A. 1991. Electroweak symmetry breaking by fourth generation condensates and the neutrino spectrum. Phys. Rev. D 43, 3011-3025.
- Barger, V. D. , Phillips, R. J. N. 1991. Collider Physics, Westview, 592.
- Elliott, T., King, S.F. 1992. Heavy quark condensates from dynamically broken flavor symmetry. Phys. Lett. B 283, 371.
- Arik, E., Atağ, S., Aydın, Z. Z., Çelikel, A., Çiçek, Z., Çiftçi, A. K., Maılov, A., Sultansoy, S. and Ünel, G. 1998. Search for the fourth family up quarks at CERN LHC. Phys. Rev. D 58, 117701.
- Fritzsch, H., Holtmannspotter, D. 1999. The production of single t- quarks at LEP and HERA. Phys. Lett. B 457, 186-192.
- Mertig, R. 1999. The FeynCalc Book. <http://www.feyncalc.org/FeynCalcBook/>. Eriřim Tarihi 5.12.2011.
- Ginzburg, I. F., Ivanov, I. P., Schiller, A. 1999. Search for fourth generation quarks and leptons at the Fermilab Tevatron and Cern Large Hadron Collider.
- Pukov, A., Boss, E., Dubinin, M., Edneral, V., Ilyin, V., Kovalenko, D., Kryukov, A., Savrin, V., Shichanin, S. 1999. CompHEP: A Package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multiparticle phase space. arXiv:hep-ph/9908288.
- He, H. J., Polonsky, N., Su, S. F. 2001. Extra families, Higgs spectrum and oblique corrections. Phys. Rev. D 64,053004.

- Arık, E., Çakır, O., Sultansoy, S. 2003a. Anomalous single production of the fourth SM-family quarks decaying into a light scalar boson at the Tevatron. *Europhys. Lett.* 62, 332–335.
- Arık, E., Çakır, O., Sultansoy, S. 2003b. Anomalous single production of the fourth SM family quarks at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. D* 67, 035002.
- Alan, A. T., Şenol, A., Çakır, O. 2004. Anomalous production of fourth-family up-quarks at future lepton hadron colliders. *Europhys. Lett.* 66, 657–660.
- İnan, S. C. 2005. CLIC’de Higgs bozon üretiminin simülasyon program paketlerinin yardımıyla incelenmesi. Cumhuriyet Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü. Yüksek Lisans Tezi.
- Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., Sultansoy, S. 2005. The fourth SM family neutrino at future linear colliders. *Phys. Rev. D* 72, 053006.
- Serway, R. A., Becher, R. J. 2005. Fen ve mühendislik için fizik. Palme Yayıncılık.
- Holdom, B. 2006. The discovery of fourth family at the LHC: what if?. *JHEP* 0608, 076.
- Sekmen, S. 2006. Parçacık fiziği: En küçüğü keşfetme macerası. ODTÜ Yayıncılık
- İş, E. 2007. Hızlandırıcılar. Lisans Tezi. Fizik Eğitim Anabilim Dalı. Gazi Üniversitesi.
- Holdom, B. 2007. The heavy quark search at the LHC. *JHEP* 0708, 069.
- Hou, W. S., Nagashima, M., Soddu, A. 2007. Large Time-dependent CP violation in B_S^0 system and finite $D^0 - \bar{D}^0$ mass difference in four generation Standard Model. *Phys. Rev. D* 76, 016004.
- Kribs, G. D., Plehn, T., Spannowsky, M., Tait, T. M. P. 2007. Four generations and Higgs physics. *Phys. Rev. D* 76, 075016.
- Brau, J., Okada, Y., Walker, N. 2007. ILC Collaboration, ILC reference design report: ILC global design effort and world wide study, arXiv:0712.1950 [physics.acc-ph].
- Braun, H. et al., CLIC Study Team Collaboration, CLIC-NOTE-764, CLIC 2008 parameters.
- Hung, P. Q., Sher, M. 2008. Experimental constraints on fourth generation quark masses. *Phys. Rev. D* 77, 037302.
- Çiftçi, R. 2008. Anomalous single production of the fourth generation quarks at the CERN LHC. *Phys. Rev. D* 78, 075018.

- Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., Sultansoy, S. 2008. Anomalous single production of the fourth generation neutrino at future ep colliders. *Phys. Lett. B* 660, 534-538.
- Kibar, G. 2008. Dördüncü standart model ailesi fermiyonlarının üretimi ve modelleme çalışmaları. Dumlupınar Üniversitesi. Yüksek Lisans Tezi.
- Ozcan, V. E., Sultansoy, S., Ünel, G. 2008. Prospects for the discovery of 4th family quarks with the Atlas Detector. *Eur. Phys. J. C* 57, 621.
- Çakır, O., Yıldız, H. D., Mehdiyev, R., Çakır, İ. T. 2008. Single production of fourth family quarks at the LHC. *Eur. Phys. J. C* 56, 537.
- Şenol, A. 2008. Search for physics beyond the Standard Model with additional non-standard particles at future colliders. Doktora Tezi. Abant İzzet Baysal Üniversitesi.
- Çakır, İ. T., Yıldız, H. D., Çakır, O., Ünel, G. 2009. Anomalous resonant production of the fourth-family up type quarks at the LHC. *Phys. Rev. D* 80, 095009.
- Çiftçi, R., Çiftçi, A. K. 2009. A comparative study of the anomalous single production of the fourth generation quarks at ep and γp colliders. arXiv:0904.4489 [hep-ph].
- Bar-Shalom, S., Oaknin, D., Soni, A. 2009. Extended Friedberg Lee hidden symmetries, quark masses and CP-violation with four generations. *Phys. Rev. D* 80, 015011.
- Çakır, O., Şenol, A., Taşçı, A. T. 2009. Single production of fourth-family t' quarks at the CERN Large Hadron electron Collider. *Europhys. Lett.* 88, 11002.
- Hou, W. S., Ma, C. Y. 2010. Flavor and CP violation with fourth generations revisited. *Phys. Rev. D* 82, 036002.
- Buras, A. J., Duling, B., Feldmann, T., Heidsieck, T., Promberger, C., Reckiegel, S. 2010. Patterns of flavour violation in the presence of a fourth generation of quarks and leptons. *JHEP* 1009, 106.
- Şahin, M., Sultansoy, S., Turkoz, S. 2010. Searching for the fourth family quarks through anomalous decays. *Phys. Rev. D* 82, 051503.
- Çakır, O., Çetinkaya, V. 2010. Single production of fourth family b' quarks at the Large Hadron electron Collider. *Modern Phys. Lett. A* Vol.25, No.30, 2571-2577.
- Soni, A., Alok, A. K., Giri, A., Mohanta, R., Nandi, S. 2010. The fourth family: A simple explanation for the observed pattern of anomalies in B-CP asymmetries. *Phys. Lett. B* 683, 302-305.

- Çakır, İ. T., Çakır, O., Sultansoy, S. 2010. Anomalous single top production at the LHeC based γp collider. Phys. Lett. B 685, 170-173.
- Nakamura, K. et al. (Particle Data Group). 2010. J. Phys. G 37, 075021.
- Poltorak, K. 2010. Front-end electronics in submicron CMOS technologies for tracking detectors in future particle physics experiments. AGH University of Science and Technology. Doktora Tezi.
- Eberhardt, O., Lenz, A., Rohrwild, J. 2010. Less space for a new family of fermions. Phys. Rev. D 82, 095006.
- Soni, A., Alok, A. K., Giri, A., Mohanta, R., Nandi, S. 2010. SM with four generations: Selected implications for rare B and K decays. Phys. Rev. D 82, 033009.
- Çakır, İ. T. 2011. Hızlandırıcıların yüksek enerji fiziği' nde uygulama alanları. VII. Uluslararası katılımlı parçacık hızlandırıcıları ve dedektörleri yaz okulu, ders notları. Bodrum.
- Alok, A. K., Dighe, A., London, D. 2011. Constraints on the four-generation quark mixing matrix from a fit to flavor-physics data. Phys. Rev. D 83, 073008.
- Hung, P. Q., Xiong, C. 2011a. Dynamical electroweak symmetry breaking with heavy fourth generation. Nucl. Phys. B 848, 288-302.
- Hung, P. Q., Xiong, C. 2011b. Implication of a quasi fixed point with a heavy fourth generation: The emergence of a TeV-scale physical cutoff. Phys. Lett. B 694, 430-434.
- Hung, P. Q., Xiong, C. 2011c. Renormalization group fixed point with a fourth generation: Higgs- induced bound states and condensates. Nucl. Phys. B 847, 160-178.
- Şenol, A., Taşçı, A. T., Ustabaş, F. 2011. Anomalous single production of fourth generation t' quarks at ILC and CLIC, Nuclear Physics B 851, 289-297.

EKLER

EK:1

FEYNMAN KURALLARI

Parçacıkların etkileşmeleri Feynman diyagramları ile temsil edilir. Feynman diyagramlarından, Feynman kuralları kullanılarak etkileşmelerin genliği hesaplanır. Bu ek Griffiths 1987, Barger et al. 1991 zemin alınarak düzenlenmiştir.

1. Gelen ve çıkan parçacıkların isimlendirilmesi:

spin 0 : –

$$\text{spin } \frac{1}{2} : \begin{cases} \text{gelen parçacık ise: } u \\ \text{gelen karşıt parçacık ise: } \bar{v} \\ \text{çıkan parçacık ise: } \bar{u} \\ \text{çıkan karşıt parçacık ise: } v \end{cases}$$

$$\text{spin } 1 : \begin{cases} \text{gelen ise: } \epsilon^\mu \\ \text{çıkan ise: } \epsilon^{\mu*} \end{cases}$$

2. Etkileşme faktörü: Etkileşmede ki kuvvet taşıyıcı parçacığın spinine göre değişir:

$$\text{spin } 0 : \frac{i}{q^2 - (mc)^2}$$

$$\text{spin } \frac{1}{2} : \frac{i(q + mc)}{q^2 - (mc)^2}$$

$$\text{spin } 1 : \begin{cases} \text{kütleli ise: } \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} \\ \text{kütleli ise: } \frac{-i[g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / (mc)^2]}{q^2 - (mc)^2} \end{cases}$$

3. Köşe faktörü;

fermionlar foton ile etkileşirse: $ig_e \gamma^\mu$

fermionlar Z^0 bozon ile etkileşirse: $\frac{-ig_Z}{2} \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5)$

leptonlar W^\pm bozonu ile etkileşirse: $\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5)$

kuarklar W^\pm bozonu ile etkileşirse: $\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5)(V_{ij})$

$$g_e = \sqrt{4\pi\alpha}, \quad g_Z = \frac{g_e}{\sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W}, \quad g_W = \frac{g_e}{\sin^2 \theta_W}$$

Burada g_V ve g_A , SM yüksüz ve eksensel vektör bağlanmalarıdır. Fermiyonlar için SM yüksüz ve eksensel vektör bağlanmaları aşağıda verilmiştir.

<i>Fermiyonlar</i>	g_V	g_A
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau,$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
$e^-, \mu^+, \tau^-,$	$-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{2}$
u, c, t	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	$\frac{1}{2}$
d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{2}$

EK:2

PAULI VE GAMMA MATRİSLERİ

Pauli Matrisleri

Pauli matrisleri, karmaşık sayıları içeren hermityen ve birim matrislerden oluşan, izi sıfır olan 2×2 matrislerdir. Aşağıdaki biçimde tanımlanır:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Pauli matrislerin bazı özellikleri;

$$\sigma_i \sigma_j = \delta_{ij} + \epsilon_{ijk} \sigma_k$$

$$[\sigma_i \sigma_j] = 2\epsilon_{ijk} \sigma_k \quad \text{komütatör}$$

$$\{\sigma_i \sigma_j\} = 2\delta_{ij} \quad \text{antikomütatör}$$

$$(a \cdot \sigma)(b \cdot \sigma) = a \cdot b + i\sigma \cdot (a \times b);$$

$$e^{i\theta \cdot \sigma} = \cos\theta + i\theta \cdot \sigma \sin\theta$$

biçiminde tanımlanır (Griffiths 1987, Barger and Phillips 1997).

Gamma Matrisleri

Dirac matrisleri, izi sıfır olan 4×4 matrislerdir. Aşağıdaki biçimde tanımlanır:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad i = 1, 2, 3.$$

Burada I ; 2×2 birim matrisi, 0 ise 2×2 sıfır matrisi ve σ^i ise Pauli matrislerini ifade eder. Bu matrislerin antikomütatör ilişkisi;

$$\{\gamma^\mu \gamma^\nu\} = \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$$

biçiminde tanımlanır. $(\gamma^0)^2 = I$ ve $(\gamma^i)^2 = -I$ olup, $g^{\mu\nu}$ metrik tensörü ifade eder.

Metrik tensör;

$$g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

biçiminde tanımlanır. Ayrıca $g^{\mu\nu}g_{\mu\nu} = 4$ ' dür. Gamma matrislerine ilişkin bazı özellikler aşağıda verilmiştir:

$$\gamma_\mu\gamma^\mu = 4$$

$$\gamma_\mu\gamma^\nu\gamma^\mu = -2\gamma^\nu$$

$$\gamma_\mu\gamma^\nu\gamma^\lambda\gamma^\mu = 4g^{\nu\lambda}$$

$$\gamma_\mu\gamma^\nu\gamma^\lambda\gamma^\sigma\gamma^\mu = -2\gamma^\sigma\gamma^\lambda\gamma^\nu$$

$$\sigma_{\mu\nu} = (i/2)[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$$

$$\sigma_{\mu\nu} = -\sigma_{\nu\mu}$$

Ayrıca γ^5 matrisi;

$$\gamma^5 \equiv \gamma_5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$$

biçiminde tanımlanır ve γ^5 matrisine ilişkin bazı özellikler aşağıda verilmiştir:

$$(\gamma^5)^2 = I$$

$$\{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0$$

EK:3

İNTEGRAL SINIRLARININ BELİRLENMESİ

Kütle merkezi çerçevesinde t;

$$t = (E_{1cm} - E_{3cm})^2 - (p_{1cm} - p_{3cm})^2 - 4p_{1cm}p_{3cm} \sin^2(\theta_{cm}/2) \quad (E. 3.1)$$

$$t = t_0 - 4p_{1cm}p_{3cm} \sin^2(\theta_{cm}/2) \quad (E. 3.2)$$

şeklinde tanımlanır (Nakamura et al. 2010). Burada θ_{cm} 1. ve 3. parçacık arasındaki açıdır ve $e^+e^- \rightarrow t^+\bar{q}(u, c)$ süreci için $\theta_{cm} = \pi$ 'dir. Bu değer (E.3.2) ifadesinde yerine yazılırsa, limit değerleri aşağıdaki gibi bulunur:

$$t = t_0 \quad (E. 3.3)$$

şeklinde yazılır. Ayrıca 1. ve 3. parçacıkların, kütle merkezi enerjileri;

$$E_{1cm} = \frac{s + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s}}, \quad E_{3cm} = \frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}} \quad (E. 3.4)$$

şeklinde, momentumlarıda;

$$p_{1cm} = \sqrt{E_{1cm}^2 - m_1^2}, \quad p_{3cm} = \sqrt{E_{3cm}^2 - m_3^2} \quad (E. 3.5)$$

şeklinde tanımlanır (Nakamura et al. 2010). 1. ve 3. parçacıkların, kütle merkezi enerjileri ve momentum ifadeleri (E.3.3) ifadesinde yerine yazılırsa;

$$t_1(t_0) = \left[\left(\frac{s + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s}} \right) - \left(\frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}} \right) \right]^2 \quad (E. 3.6)$$
$$- \left\{ \left[\left(\frac{s + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_1^2 \right]^{1/2} \pm \left[\left(\frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_3^2 \right]^{1/2} \right\}^2$$

biçiminde yazılır. (E.3.6) ifadesi düzenlenirse, tesir kesiti integral sınırları aşağıdaki gibi elde edilir:

$$t_{\max}(t_{\min}) = \left[\frac{m_1^2 - m_2^2 - m_3^2 + m_4^2}{2\sqrt{s}} \right]^2 \quad (\text{E. 3.7})$$

$$- \left\{ \left[\left(\frac{s + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_1^2 \right]^{1/2} \pm \left[\left(\frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_3^2 \right]^{1/2} \right\}^2$$

$e^+(p_1)e^-(p_2) \rightarrow t'(p_3)\bar{q}(u, c)(p_4)$ üretim süreci için, çalışmada belirlenen

$m_1 = m_2 = m_4 = 0, m_3 = m$ şartları kullanılarak, (E.3.7) ifadesi düzenlenirse;

$$t_{\max}(t_{\min}) = \left[\frac{-m^2}{2\sqrt{s}} \right]^2 - \left\{ \left(\frac{s}{2\sqrt{s}} \right) \pm \left[\left(\frac{s + m^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m^2 \right]^{1/2} \right\}^2 \quad (\text{E. 3.8})$$

biçiminde yazılır. (E.3.8) ifadesi çözümlerse $t_{\max}(t_{\min})$ ifadesi;

$$t_{\max}(t_{\min}) = \frac{m^4}{4s} - \left\{ \frac{s^2}{4s} + \left[\left(\frac{s + m^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m^2 \right] \pm 2 \left(\frac{s}{2\sqrt{s}} \right) \left[\left(\frac{s + m^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m^2 \right]^{1/2} \right\}$$

$$t_{\max}(t_{\min}) = \frac{m^4}{4s} - \frac{s^2}{4s} - \left(\frac{s^2 + m^4 + 2sm^2}{4s} \right) + m^2$$

$$\pm \left(\frac{s\sqrt{s}}{s} \right) \left[\frac{s^2 + 2sm^2 + m^4}{4s} - m^2 \right]^{1/2}$$

$$t_{\max}(t_{\min}) = -\frac{s^2}{2s} - \frac{m^2}{2} + m^2 \pm \sqrt{s} \left[\frac{s^2 + 2sm^2 + m^4 - 4sm^2}{4s} \right]^{1/2}$$

$$t_{\max}(t_{\min}) = -\frac{s}{2} - \frac{m^2}{2} + m^2 \pm \sqrt{s} \left[\frac{(s - m^2)^2}{4s} \right]^{1/2}$$

$$t_{\max}(t_{\min}) = -\left(\frac{s + m^2}{2} \right) + m^2 \pm \sqrt{s} \left(\frac{s - m^2}{2\sqrt{s}} \right)$$

$$t_{\max}(t_{\min}) = -\left(\frac{s + m^2}{2} \right) + m^2 \pm \left(\frac{s - m^2}{2} \right) \quad (\text{E. 3.9})$$

biçiminde bulunur. (E.3.9) ifadesinden integral üst sınırı t_{\max} ;

$$t_{\max} = -\frac{s}{2} - \frac{m^2}{2} + m^2 + \frac{s}{2} - \frac{m^2}{2}$$

$$t_{\max} = 0 \tag{E.3.10}$$

olarak ve integral alt sınırı t_{\min} ise;

$$t_{\min} = -\frac{s}{2} - \frac{m^2}{2} + m^2 - \frac{s}{2} + \frac{m^2}{2}$$

$$t_{\min} = -s + m^2 \tag{E.3.11}$$

olarak belirlenir.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Fatma USTABAŞ

Doğum Yeri : Borçka

Doğum Tarihi : 25.09.1986

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Menemen Yabancı Dil Ağırlıklı Lisesi 2000-2004

Lisans : Gazi Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi 2005-2009

Yüksek Lisans: Kastamonu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü 2009-2012

Yayımlar:

1. A. Şenol, A. T. Taşçı, **F. Ustabaş** “Anomalous single production of fourth generation t' quarks at ILC and CLIC, Nuclear Physics B 851, 289-297, 2011.

Yaz Okulları ve Seminerler:

1. Anormal Etkileşmeler ile Dördüncü Aile t' Kuarkların Üretiminin Lineer Hızlandırıcılarda İncelenmesi. Kastamonu Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi. Seminer Salonu, 2010.
2. Anormal Etkileşmeler ile t' Kuarkın Lineer Hızlandırıcılarda Üretimi. Kastamonu Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi. Seminer Salonu, 2011.
3. VII. Uluslararası Katılımlı Parçacık Hızlandırıcıları ve Detektörleri Yaz Okulu, Bodrum/Türkiye, 21-26 Ağustos 2011.
4. Türk Fizik Derneği 28. Uluslararası Fizik Kongresi (Turkish Physical Society 28th International Physics Congress), Bodrum/Türkiye, 6-9 Eylül 2011.