

**DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİNİN LEPTON
ÇARPIŞTIRICILARINDA İNCELENMESİ**

Rena ÇİFTÇİ

**DOKTORA TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**TEMMUZ 2006
ANKARA**

Rena ÇİFTÇİ tarafından hazırlanan DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİNİN LEPTON ÇARPIŞTIRICILARINDA İNCELENMESİ adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

Tez Yöneticisi

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Fizik Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Mehmet ABAK.....

Üye : Prof. Dr. Saleh SULTANSOY.....

Üye : Prof. Dr. Gürsevil TURAN.....

Üye : Doç. Dr. Orhan ÇAKIR.....

Üye : Yrd. Doç. Dr. Metin YILMAZ.....

Tarih : 26/ 07/ 2006

Bu tez, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Rena ÇİFTÇİ

**DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİNİN LEPTON
ÇARPIŞTIRICILARINDA İNCELENMESİ
(Doktora Tezi)**

Rena ÇİFTÇİ

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Temmuz 2006**

ÖZET

Bu çalışmada, DMM (Democratic Mass Matrix) yaklaşımı çerçevesinde dördüncü standart model ailesinin varlığı araştırıldı, dördüncü aile fermiyonlarının kütle limitleri verildi. Ayrıca dördüncü standart model ailesinin ilk üç aile ile karışımlarını gösteren CKM (Cabibbo Kobayashi Maskawa) matrisleri elde edildi. Dördüncü aile fermiyonlarının bozunma kipleri incelendi. Dördüncü aile kuarklarının kuarkonyum oluşumu için gerekli şartı sağladığı gösterildi. $\eta_4(^1S_0)$ ve $\psi_4(^3S_1)$ kuarkonyumlarının mümkün olan bütün bozunma kipleri incelendi. Dördüncü standart model ailesi fermiyonları gelecekte sadece TeV enerjili çarpıştırıcılarda gözlenebilecektir. Bu çalışmada, lineer lepton çarpıştırıcılarında hem dördüncü aile fermiyonlarının çift üretimine, hem de kuarkonyum üretimine bakıldı. Üretim tesir kesitleri ve bunlara karşılık gelen yıllık olay sayıları hesaplandı. Elde edilen sonuçlara göre yüksek enerjili lepton çarpıştırıcıları dördüncü aile fermiyonlarının ve kuarkonyasının üretimine ve gözlenilmesine olanak sağlar.

Bilim Kodu : 202.1.149
Anahtar Kelimeler : Standart model, kuark, kuarkonya, çarpıştırıcı, olay sayısı
Sayfa Adedi : 125
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

**A SEARCH FOR THE FOURTH STANDARD MODEL FAMILY AT
LEPTON COLLIDERS**

(Ph. D. Thesis)

Rena ÇİFTÇİ

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

July 2006

ABSTRACT

In this study, the existence of the fourth standard model family has been researched in the framework of DMM (Democratic Mass Matrix) approach and mass limits for the fourth family fermions are given. In addition, CKM (Cabibbo Kabayashi Maskawa) matrix corresponding mixings of the fourth standard model family with the first three family is obtained. Decay modes of the fourth family fermions are investigated. It is shown that necessary condition for the fourth family quarks to form quarkonia can be provided. All possible decay modes of $\eta_4(^1S_0)$ and $\psi_4(^3S_1)$ quarkonia are investigated. In future, the fourth standard model family fermions can be observed only in colliders with TeV energy scale. In this thesis, both pair production of fourth family fermions and the production of their quarkonia in linear colliders are taken into consideration. The production cross sections and corresponding number of events per year are computed. According to obtained results, high energy lepton colliders make possible to produce and observe fourth family fermions and their quarkonia.

Science Code : 202.1.149
Key Word : Standard model, quark, quarkonia, collider, event number
Page Number : 125
Adviser : Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

TEŞEKKÜR

Tez yöneticiliğimi üstlenen, çalışmamın her aşamasını titizlikle takip ederek, değerli yardım ve katkılarıyla bana yol gösteren saygıdeğer hocam Sayın Prof. Dr. Saleh SULTANSOY'a sonsuz teşekkürlerimi borç bilirim.

Engin hoşgörü ve destekleriyle beni her zaman motive eden değerli hocam Prof. Dr. Hüseyin KORU'yu rahmetle anar ve tez çalışmam boyunca bana çeşitli konularda yardımcı olan sayın hocam Doç. Dr. Orhan ÇAKIR'a, arkadaşım Dr. Erdal RECEPOĞLU'na çok teşekkür ederim.

Ayrıca manevi destekleriyle beni yalnız bırakmayan aileme çok minnetdarım.

Bu tez çalışmasında 2002K-120250 numaralı DPT Projesiyle alınan bilgisayar donanımı kullanılmıştır.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xii
RESİMLERİN LİSTESİ.....	xv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. STANDART MODEL.....	5
2.1. Ayar İnvaryantlığı (Değişmezliği).....	9
2.1.1. U(1) global abelyen simetrisi.....	9
2.1.2. SU(2) global non-abelyen simetrisi.....	10
2.1.3. Lokal abelyen simetrisi.....	11
2.1.4. Lokal SU(2) simetrisi.....	12
2.2. Lokal SU(2) Simetrisinin Kendiliğinden Kırılması.....	16
2.3. Elektrozayıf Etkileşmeler.....	18
2.3.1. $W^{\pm}$ ve Z bozonlarının kütleleri.....	22
2.3.2. Elektrik yükü ile g ve g' sabitleri arasındaki ilişki.....	24
2.3.3. Boşluğun beklenen değeri η ile Fermi sabiti G arasındaki bağıntı.....	26
2.3.4. $W^{\pm}$ ve Z bozonlarının kütlelerinin hesaplanması.....	27

Sayfa

2.3.5. Elektronun kütlesi.....	28
2.3.6. Diğer leptonların ve kuarkların standart modele dahil edilmesi.....	30
3. DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİNİN VARLIĞI.....	35
3.1. Çeşni Demokrasisi ve Dördüncü Ailenin Gerekliliği.....	35
3.2. Kütleler ve Karışımlar.....	41
4. DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİ FERMİYONLARININ VE KUARKONYUMLARININ BOZUNMA KİPLERİ.....	49
4.1. Kuarkların ve Leptonların Bozunma Kipleri.....	49
4.2. Kuarkonyumun Oluşumu.....	50
4.3. $\eta_4(^1S_0)$ ve $\psi_4(^3S_1)$ Kuarkonyumlarının Bozunma Kipleri.....	54
5. LEPTON ÇARPIŞTIRICILARI.....	71
5.1. e^+e^- Çarpıştırıcıları.....	71
5.2. $\mu^+\mu^-$ Çarpıştırıcıları.....	74
5.3. $\gamma\gamma$ Çarpıştırıcıları.....	79
5.4. ILC İşbirliği Projesi.....	79
6. YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİNDE SİMULASYON TEKNİKLERİ.....	80
7.DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİNİN LEPTON ÇARPIŞTIRICILARINDA ÜRETİMİ.....	84
7.1. Çift Üretimi.....	84
7.1.1. e^+e^- veya $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında çift üretimi.....	84
7.1.2. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında çift üretimi.....	90
7.2. Kuarkonya Üretimi.....	92
7.2.1. e^+e^- veya $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında kuarkonya üretimi.....	92

Sayfa

7.2.2. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında kuarkonya üretimi.....	98
8. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	99
KAYNAKLAR.....	101
EKLER.....	108
EK-1 Örnek Bir Sürecin Saçılma Genliğinin Hesabı.....	109
EK-2 Tesir Kesiti Bağlıntıları.....	111
EK-3 Band Genişliği Bağlıntıları.....	114
EK-4 Bu Çalışmada Kullanılan Bazı Feynman Kuralları.....	116
EK-5 Üç aileli standart modelden $e^+e^- \rightarrow \nu_4 \bar{\nu}_4 \rightarrow \mu^+ W^- \mu^- W^+$ sürecinin arka fonuna katkı veren Feynman diyagramları.....	118
EK-6 ILC işbirliği.....	121
ÖZGEÇMİŞ.....	123

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Bilinen temel fermiyonların GeV/c^2 cinsinden kütleleri.....	5
Çizelge 2.2. Temel etkileşmelerin ayar bozonları.....	7
Çizelge 2.3. Lepton kuantum sayıları.....	8
Çizelge 2.4. Kuark kuantum sayıları.....	9
Çizelge 3.1. Temel fermiyonların GeV/c^2 cinsinden kütleleri (42).....	44
Çizelge 3.2. $\mu = m_Z$ skalasında kuark kütleleri (25).....	44
Çizelge 3.3. $a/\sqrt{2} = g$ için parametreler ve kuark kütleleri ($\mu = m_Z$ skalasında).....	44
Çizelge 3.4. $a/\sqrt{2} = e$ için parametreler ve kuark kütleleri ($\mu = m_Z$ skalasında).....	45
Çizelge 3.5. Lepton sektörü için $a/\sqrt{2} = g$ durumunda parametreler ve bunlara karşılık gelen kütle değerleri.....	45
Çizelge 3.6. Lepton sektörü için $a/\sqrt{2} = e$ durumunda parametreler ve bunlara karşılık gelen kütle değerleri.....	45
Çizelge 4.1. Kuarkonyum durumlarının kuantum sayıları.....	52
Çizelge 5.1. Geleceğin e^+e^- çarpıştırıcıları.....	72
Çizelge 5.2. Dünyadaki müon üretebilen hızlandırıcılar.....	75
Çizelge 5.3. Pionların özellikleri.....	76
Çizelge 5.4. Tasarımlanmış müon çarpıştırıcılarının bazı önemli parametreleri.....	78
Çizelge 7.1. Dördüncü SM ailesi fermiyonlarının CLIC'te çift üretimi.....	85
Çizelge 7.2. Dördüncü SM ailesi fermiyonlarının $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında çift üretimi.....	86

Çizelge	Sayfa
Çizelge 7.3. Dördüncü SM ailesi fermiyonlarının $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında çift üretimi.....	91
Çizelge 7.4. Dördüncü SM ailesi ψ_4 kuarkonyasının CLIC 2.aşamada üretimi.....	94
Çizelge 7.5. Dördüncü SM ailesi ψ_4 kuarkonyasının $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında üretimi.....	94
Çizelge 7.6. Dördüncü SM ailesi η_4 kuarkonyasının $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında üretimi.....	98

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. A_3 ve B alanlarının ortogonal süperpozisyonu.....	23
Şekil 2.2. Yüklü akımların etkileşmesi.....	26
Şekil 4.1. $Q \rightarrow qW$ sürecinin Feynman diyagramı.....	49
Şekil 4.2. a) $\eta_4 \rightarrow f\bar{f}$ ve b) $\psi_4 \rightarrow f\bar{f}$ süreçlerinin Feynman diyagramları.....	56
Şekil 4.3. a) $\eta_4 \rightarrow gg$ ve b) $\psi_4 \rightarrow ggg$ süreçlerinin Feynman diyagramları.....	56
Şekil 4.4. $\eta_4 \rightarrow \gamma\gamma$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.....	57
Şekil 4.5. $\psi_4 \rightarrow gg\gamma$ sürecinin Feynman diyagramı.....	58
Şekil 4.6. $\eta_4(\psi_4) \rightarrow q\bar{q}$ sürecinin Feynman diyagramı.....	59
Şekil 4.7. $\eta_4(\psi_4) \rightarrow Z^0\gamma$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.....	59
Şekil 4.8. $\eta_4(\psi_4) \rightarrow ZZ$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.....	60
Şekil 4.9. $\eta_4 \rightarrow ZH$ sürecinin Feynman diyagramı.....	61
Şekil 4.10. $\psi_4 \rightarrow ZH$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.....	61
Şekil 4.11. η_4 ve ψ_4 durumlarının SQD bozunması.....	63
Şekil 4.12. $\psi_4 \rightarrow \gamma H$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.....	63
Şekil 4.13. $H^\pm$ aracılığıyla SQD.....	64
Şekil 4.14. $\eta_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin Feynman diyagramı.....	65
Şekil 4.15. s-kanalıyla $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin Feynman diyagramı.....	65

Şekil	Sayfa
Şekil 4.16. $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.....	66
Şekil 4.17. $\eta_4 \rightarrow t\bar{t}$ sürecinin band genişliği.....	67
Şekil 4.18. $\eta_4 \rightarrow gg$ sürecinin band genişliği.....	67
Şekil 4.19. $\eta_4 \rightarrow ZH$ sürecinin band genişliği.....	68
Şekil 4.20. $\psi(u_4\bar{u}_4) \rightarrow Z\gamma$ sürecinin band genişliği.....	68
Şekil 4.21. $\psi(u_4\bar{u}_4) \rightarrow \gamma H$ sürecinin band genişliği.....	69
Şekil 4.22. $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin band genişliği.....	69
Şekil 4.23. $\eta(d_4\bar{d}_4) \rightarrow ZZ$ ve $\psi(d_4\bar{d}_4) \rightarrow ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.....	70
Şekil 5.1. TESLA çarpıştırıcısının şematik görüntüsü.....	73
Şekil 5.2. Müon çarpıştırıcılarının şematik görüntüsü.....	78
Şekil 6.1. CompHEP'teki sembolik hesapların şeması.....	81
Şekil 6.2. CompHEP'teki nümerik hesapların şeması.....	82
Şekil 7.1. $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramları: a) γ aracılığıyla, b) Z^0 aracılığıyla. (Bu çalışmadaki tüm Feynman diyagramlarının zaman akış yönü soldan sağa doğru seçilmiştir.).....	84
Şekil 7.2. $\sqrt{s} = 0,5\text{TeV}$ için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri.....	87
Şekil 7.3. $\sqrt{s} = 0,8\text{TeV}$ için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri.....	87
Şekil 7.4. $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$ için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri.....	88

Sekil	Sayfa
Şekil 7.5. $\sqrt{s} = 1,5 \text{ TeV}$ için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri.....	88
Şekil 7.6. $\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri.....	89
Şekil 7.7. $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri.....	89
Şekil 7.8. $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.....	91
Şekil 7.9. CLIC çarpıştırıcısı için elde edilmiş ışınlık dağılımı: enerji çözünürlüğü sırasıyla 0,01 (kırmızı), 0,001 (yeşil) ve 0,007 (mavi) olarak alınmıştır.....	95
Şekil 7.10. $\psi_4 \rightarrow Z\gamma$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a karşılık gelmektedir.....	95
Şekil 7.11. $\psi_4 \rightarrow ZZ$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a , düz çizgi $M_H = 150 \text{ GeV}$ 'e ve noktalı çizgi $M_H = 300 \text{ GeV}$ 'e karşılık gelmektedir.....	96
Şekil 7.12. $\psi_4 \rightarrow \gamma H$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a , düz çizgi $M_H = 150 \text{ GeV}$ 'e ve noktalı çizgi $M_H = 300 \text{ GeV}$ 'e karşılık gelmektedir.....	96
Şekil 7.13. $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a , düz çizgi $M_H = 150 \text{ GeV}$ 'e ve noktalı çizgi $M_H = 300 \text{ GeV}$ 'e karşılık gelmektedir.....	97
Şekil 7.14. ψ_4 kuarkonyasının $e^+e^- (\mu^+\mu^-)$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a karşılık gelmektedir. $M_H = 150 \text{ GeV}$ ve $M_H = 300 \text{ GeV}$ için sonuçlar aynıdır	98

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 5.1. Lineer çarpıştırıcılardan bir görüntü.....	72
Resim 6.1. Çarpışma sırasında meydana gelen bir olayın dedektörde izlenmesi.....	83

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
a	Fermiyon-Higgs etkileşmesinin şiddeti
α_s	Kuvvetli etkileşmelerin çiftlenim (coupling) sabiti
B.R.	Dallanma oranı
c	Işık hızı
C	Yük eşleniği
C.L.	Güvenilirlik seviyesi
e	Elektromagnetik ayar sabiti
η	Higgs alanın boşluktaki beklenen değeri
g	SU(2) ayar çiftlenim (coupling) sabiti
Γ	Bozunma band genişliği
J	Açısal momentum
L	Işınlık
M	Kütle matrisi
P	Parite
s	Kütle merkezi enerjisi
σ	Tesir kesiti
θ_w	Weinberg açısı
ψ	Dalga fonksiyonu

Simgeler**Açıklama** η_4 1S_0 kuarkonya durumu ψ_4 3S_1 kuarkonya durumu $V(r)$

Potansiyel

Kısaltmalar**Açıklama****CDR**

Conceptual Design Report

CKM

Cabibbo Kabayashi Maskawa

CERN

Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire

CLIC

Compact Linear Collider

DMM

Democratic Mass Matrix

DESY

Deutsches Elektronen-Synchrotron

GDE

Global Design Effort

ICFA

International Committee on Future Colliders

ILC

International Linear Collider

ITRP

International Technology Recommendation Panel

JLC

Japan Linear Collider

KEK

Japonca, Yüksek Enerjili Hızlandırıcı Araştırma Organizasyonu' nun kısaltması

LHC

Large Hadron Collider

LSC

Linear Super Collider

LinakLineer akseleratör

Kısaltmalar**Açıklama****NLC**

Next Linear Collider

QCD

Quantum Chromodynamics

PDG

Particle Data Group

SLC

Stanford Linear Collider

SQD

Single Quark Decay

TDR

Technical Design Report

TESLATeraelectronvolt Energy Superconducting
Linear Accelerator

1. GİRİŞ

Yüksek enerji fiziği olarak da adlandırılan parçacık fiziği, maddenin temel yapıtaşları ile bunların etkileşmelerini inceleyen bilim dalıdır. Kuramsal parçacık fiziğinin laboratuvarları parçacık hızlandırıcılarıdır. Parçacık hızlandırıcılarının amacı; yüklü parçacık demetlerini ihtiyaç duyulan veya teknolojinin izin verdiği enerjilere kadar hızlandırarak ya sabit hedeflerle, ya da birbirleri ile çarpıştırmaktır. Bu çarpışmalar sonucunda ortaya çıkan parçacıkların kimliğini, enerjisini, ömrünü ve yönünü kaydetmek için kullanılan saptama ve analiz aygıtları olan dedektör sistemleri her hızlandırıcı kompleksinin vazgeçilmez parçasıdır.

1950’li yıllardan başlayarak hızla gelişen hızlandırıcı ve dedektör teknolojileri sayesinde çok yüksek enerjili çarpışmalar gerçekleştirilmiş ve bu çarpışmaların gelişmiş dedektör sistemlerinde incelenmesi ile maddenin temeli dediğimiz, atomun çekirdek yapısında bulunan proton ve nötronların, ”kuark” ismini verdiğimiz parçacıklardan oluşan bir alt yapısı olduğu anlaşılmıştır. Ulaşılan yüksek enerjilerde yapılan deneysel çalışmalar protonun yarıçapının binde biri kadar olan uzaklıklarda maddenin yapısını araştırma olanağı sağlamıştır.

Hızlandırıcıların tasarımı hangi amaç için kullanılacaklarına bağlı olarak önemli değişiklik gösterir. Bazı durumlarda yüksek enerji, bazı durumlarda ise yüksek ışınlık gerekir. Yüksek enerjili hızlandırıcılarda 1 GeV (1000 MeV) ve daha yüksek enerjili demetler elde edilir. Burada amaç, nükleer yapıyı araştırmaktan çok yeni parçacık türlerini üretmek ve onların özelliklerini incelemektir. Bunun için mümkün olan en yüksek kütle merkezi enerjisine ulaşmak gerekir.

Kuramsal çalışmalardan ve parçacık hızlandırıcı laboratuvarlarından son 40-50 yıl içinde alınan veriler günümüzde “Standart Model” diye adlandırdığımız bir modelle şekillenmiştir. Maddenin temel yapı taşları, özellikleri, bunlar arasındaki ilişki ve etkileşmeler bu modeli oluşturmaktadır. Gluonların aracılık ettiği kuvvetli etkileşmeler, proton, nötron ve mezon gibi bileşik parçacıkları oluşturmak için kuarkları birarada tutar. Leptonlar sadece elektromanyetik ve zayıf etkileşmelere

katılır. Elektromanyetik etkileşmelere fotonlar, zayıf etkileşmelere ise W ve Z bozonları aracılık eder. Kütle çekim etkileşmesi dışında bütün temel etkileşmelere spini 1 olan parçacıklar aracılık eder. Bu parçacıkların özellikleri geniş ölçüde teorilerdeki simetriyle verilir.

Fakat standart model (SM) bütün soruları cevaplandıramamaktadır. W ve Z bozonları ağır parçacıklar olduğu halde fotonun niçin kütesiz olduğu önemli bir problemdir. Kütle farkından dolayı elektromanyetik ve zayıf etkileşmeler düşük enerjilerde tamamen farklı, fakat çok yüksek enerjilerde benzerdir. SM’de parçacıkların kütleyi nasıl kazandıkları önemli bir problemdir. Bunu çözmek için Higgs bozonu denilen kuramsal bir parçacık ileri sürülmüştür. Bu elektrozayıf simetriyi bozan bir mekanizma sağlamaktadır. Higgs mekanizmasını içeren SM, W ve Z bozonlarının kütlelerinin mantıksal olarak tutarlı bir açıklamasını sağlar. Fakat Higgs bozonu henüz deneysel olarak bulunamamıştır. Ama teoriler Higgs’in kütlesinin 1 TeV den daha az olduğunu öngörmektedir.

SM’deki bazı parametrelerin belirsizliğini ortadan kaldırmak ve ölçümlerin daha hassas yapılması için günümüzde yüksek enerji fiziğinde çok önemli ve büyük projeler yürütülmektedir. Bunlardan birisi de dünyanın hemen hemen bütün yüksek enerji fiziği gruplarını içinde toplamış CERN’deki LHC projesidir. Bu projenin temel kuruluş nedenlerinden en önemlisi temel parçacıkların kütle kazanma mekanizmalarını açıklayabilecek olan Higgs parçacıklarının bulunması doğrultusundadır.

SM’de ayar invaryantlığı (değişmezliği), simetrinin kendiliğinden kırılması ve elektrozayıf etkileşmeler gibi konular 2. Bölüm’de ayrıntılı biçimde ele alınmıştır.

SM’de fermiyon ailelerinin sayısı kesin değildir. Günümüze kadar üç temel fermiyon ailesi deneysel olarak gözlenebilmiştir. Fakat DMM (Democratic Mass Matrix) yaklaşımına göre dördüncü fermiyon ailesinin de var olması gerekmektedir. 3. Bölüm’de bu yaklaşıma uygun olarak dördüncü SM ailesi araştırması yapılmış ve dördüncü SM ailesi fermiyonlarının kütle limitleri verilmiştir.

Daha önceki çalışmalarımızda (1) dördüncü SM ailesi fermiyonlarının bozunma kipleri incelenmiştir ve dördüncü SM ailesi kuarklarının ve kuarkonyasının mümkün olabilecek tüm bozunma kipleri için band genişlikleri ve tesir kesitleri hesaplanmıştır. 4. Bölüm’de bu bozunma kiplerini ve Feynman diyagramlarını tekrar gözden geçirdik, ayrıca dördüncü SM ailesi kuarkonyasının oluşması için gerekli koşulun sağlanıp sağlanmadığını inceledikten sonra band genişlikleri ve tesir kesitleri hesaplarında kullanmış olduğumuz bağıntıları verdik.

Bu çalışmada dördüncü SM ailesinin lepton çarpıştırıcılarında (e^+e^- ve $\mu^+\mu^-$) detaylı olarak incelenmesi amaçlanmıştır. Dolayısıyla 5. Bölüm’de dünyada önerilmiş olan yüksek enerjili lepton çarpıştırıcılarının önemli parametreleri verilmiştir.

Yüksek enerjili e^+e^- çarpıştırıcıları maddenin temel içeriğini ve bunların etkileşmelerini araştırmak için gerekli araçlardan biridir. Dördüncü SM ailesi fermiyonlarının fiziğini inceleyebilecek olan e^+e^- çarpıştırıcılarının sinkrotron ışınlımla enerji kaybından dolayı halka tipli olması uygun değildir. Bu çarpıştırıcıların linak tipli olması gerekir. Geleceğin lineer e^+e^- çarpıştırıcılarında enerji TeV skalasına çıkarılacaktır.

$\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcıları daha tasarım aşamasında olup birçok yönden e^+e^- çarpıştırıcılarına göre avantajları olduğu gibi dezavantajları da vardır. $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarının e^+e^- çarpıştırıcılarına göre en önemli üstünlüğü parçacık demetinin daha fazla monokromatik olmasıdır.

Bilindiği gibi lineer e^+e^- çarpıştırıcıları aynı temel üzerinde $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarının kurulmasına da imkan sağlar. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında elde edilen ışınlık değerlerinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki ile aynı düzeyde olacağı tahmin edilir. Dolayısıyla $\gamma\gamma$ makinelerinde de çok sayıda dördüncü aile lepton ve kuark çifti üretilebilecektir.

Çarpışma sırasında bir olay meydana gelir ve bu olay dedektörle izlenir. Deneysel sonuçlar değişik simulasyon teknikleri kullanılarak analiz edilir. Simulasyon doğal

ve insan yapımı dedektörleri taklit etme sanatıdır. Bir simulasyon program paketinin genel yapısı iki ana bileşene ayrılmıştır. Bunlar olay üretimine kadar giden fizik modellemesi ve dedektör simulasyonudur. Son on yıldan bu yana birkaç özel program paketi (CompHEP, CalcHEP, GRACE, ALPHA) kullanılarak olay üretimiyle ilgili hesap aşamaları otomatikleştirilmeye çalışılmıştır.

Bu çalışmada dördüncü SM ailesi fermiyonları ve kuarkonya durumlarının bozunmalarına karşılık gelen band genişliklerinin ve üretim tesir kesitlerinin hesaplanmasında, grafiklerin çizilmesinde CompHEP, CalcHEP, GUINEA-PIG ve MATHEMATICA programları kullanılmıştır. 6. Bölümde CompHEP (CalcHEP) program paketinin kullanımı ile ilgili kısa bilgi verilmiştir.

7. Bölümde dördüncü SM ailesi leptonlarının, kuarklarının, η_4 ve ψ_4 kuarkonyalarının e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ ve $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesitleri hesaplanmış, hangi tür çarpıştırıcıda ve hangi koşullar altında yılda kaç tane üretilbileceği tartışılmış ve elde ettiğimiz sonuçlar sunulmuştur.

8. Bölümde ise bulduğumuz sonuçların fiziksel yorumu yapılmıştır.

2. STANDART MODEL

Standart model temel parçacıkları ve bunlar arasındaki etkileşimleri inceler. Maddenin temel yapısını oluşturan parçacıklar spinlerine göre fermiyonlar ve bozonlar olmak üzere ikiye ayrılır. Spinleri buçuklu olan ($s = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$) parçacıklara fermiyonlar denir. Fermiyonlar, leptonlar ve kuarklar olarak sınıflandırılır. Günümüze kadar deneysel olarak gözlenebilen leptonlar, elektrik yükleri $Q = -1$ olan elektron e^- , muon μ^- , tau τ^- ve elektrik yükleri $Q = 0$ olan ν_e , ν_μ , ν_τ -nötrinolarıdır. Bilinen kuarklar ise yükleri $Q = 2/3$ olan u, c, t ve $Q = -1/3$ olan d, s ve b kuarklarıdır. Kuarklar leptonlardan farklı olarak renk kuantum sayısına sahiptir. Renk kuantum sayısı üç tip olabilir (kırmızı, mavi, yeşil). Bilindiği gibi doğada bu renkler doğrudan görünmez ve kuarklar deneysel olarak gözlenebilen hadronların içine hapsedilmişlerdir. Renksiz parçacıklar olan hadronlar, baryonlar ve mezonlar olarak ikiye ayrılır. Baryonlar üç kuarktan oluşan fermiyonlardır. Örneğin, proton $p = uud$ ve nötron $n = udd$ yapısındadır. Mezonlar ise bir kuark ve bir antikuarktan oluşurlar ve spinleri tamsayı olduğu için bozondurlar. Örneğin, pion $\pi^+ = u\bar{d}$ ve $\pi^- = d\bar{u}$ gibi. Günümüze kadar deneysel olarak gözlenmiş temel fermiyonların kütle değerleri Çizelge 2.1’de verilmiştir.

Çizelge 2.1. Bilinen temel fermiyonların GeV/c^2 cinsinden kütleleri

Nötrinolar	Yüklü leptonlar	Yukarı kuarklar	Aşağı kuarklar
$\nu_e : < 3 \times 10^{-9}$	$e : 0,51099890 \times 10^{-3}$	$u : (1,5 - 4,5) \times 10^{-3}$	$d : (5 - 8,5) \times 10^{-3}$
$\nu_\mu : < 0,19 \times 10^{-3}$	$\mu : 0,105658357$	$c : 1,0 - 1,4$	$s : (80 - 155) \times 10^{-3}$
$\nu_\tau : < 0,0182$	$\tau : 1,77699$	$t : 174,3 \pm 5,1$	$b : 4,0 - 4,5$

Parçacıklar arasındaki etkileşmeler bir ara parçacık değiş-tokuşuyla gerçekleşir. Bu ara parçacıkların spinleri tam sayı olup bunlara bozonlar adı verilir. Elektromanyetik etkileşmelerin ara bozonu spini $s = 1$ olan fotondur. Spini $s = 1$ olan 8 tane gluon kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşmelere aracılık eder. Son olarak da spini $s = 1$ olan üç tane bozon, $W^\pm$ ve Z^0 , zayıf etkileşmelerin ara parçacıklarıdır. Teorik olarak spini çift tamsayı olan bozonlar da etkileşmelere aracılık edebilir. Örneğin, spini $s = 0$ olan Higgs parçacığı ve kütle çekim etkileşmelerinin ara parçacığı spini $s = 2$ olan graviton gibi.

SM elektromanyetik, zayıf ve kuvvetli etkileşmeleri başarılı bir şekilde açıklamaktadır. Teorik olarak SM, $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ ayar simetrisine dayalı bir kuantum alan teorisidir. Bu ayar grubu kuvvetli etkileşmelerin $SU(3)_C$ simetri grubundan ve elektrozayıf etkileşmelerin $SU(2)_W \times U(1)_Y$ ayar grubundan oluşur. Elektromanyetik etkileşmelerin grup simetrisi olan $U(1)_{EM}$ elektrozayıf etkileşmelerin simetri grubunun bir alt grubudur. Dolayısıyla elektrozayıf etkileşmeler elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerin birleştirildiği tek bir etkileşme olarak göz önüne alınabilir.

$SU(3)_C$ simetri grubunun ayar bozonları 8 gluondan oluşur. $SU(2)_W \times U(1)_Y$ simetri grubunun ayar bozonları ise γ , $W^\pm$ ve Z^0 parçacıklarıdır. Bu ayar bozonlarının temel özellikleri şöyle sıralanabilir. Gluonlar kütsüz ve yüksüz olup renk kuantum sayısı taşırlar. Farklı renk kuantum sayısına sahip 8 tane gluon vardır. Gluonlar renk kuantum sayısına sahip oldukları için sadece kuarklarla değil, aynı zamanda kendi aralarında da etkileşirler. $W^\pm$ ve Z^0 bozonları ise kütleli parçacıklardır ve kendi aralarında etkileşirler. $W^\pm$ bozonlarının elektrik yükü $Q = \pm 1$ 'dir, Z^0 ise yüksüzdür. Foton, kütsüz ve yüksüzdür, kendisi ile etkileşmeye girmez. Temel bozonların özellikleri Çizelge 2.2'de verilmiştir.

Temel etkileşmelerin erişimlerini incelediğimizde elektromanyetik etkileşmelerin erişimi kütsüz ayar bozonu foton ile etkileşmeye girdikleri için sonsuzdur. Zayıf

etkileşmelerin erişimi yaklaşık 10^{-16} cm civarındadır. Kuvvetli etkileşmelerin menzili ise ara parçacıkları kütlesiz gluonlar olmasına rağmen sonludur. Çünkü gluonların hapsolme özelliği vardır. Kuvvetli etkileşmelerin menzili 10^{-13} cm olup bu en hafif hadronların tipik boyutlarına karşılık gelir.

Elektromanyetik etkileşmelerin şiddeti etkileşme sabiti e veya buna eşdeğer olarak $\alpha = e^2 / 4\pi \cong 1/137$ mertebesinde. Burada α düşük enerjiler için ince yapı sabitidir. Zayıf etkileşmelerin şiddeti Fermi sabiti ile verilir ($G = 1,167 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$). Kuvvetli etkileşmeler diğer etkileşmelere göre daha şiddetlidir. Bu şiddet kuvvetli etkileşme sabiti g_s veya $\alpha_s = g_s^2 / 4\pi$ ile verilir.

Çizelge 2.2. Temel etkileşmelerin ayar bozonları

Adı	Simgesi	Kütlesi (GeV)	Yükü	Renk Yükü	Simetri grubu
Spini 1 olan ayar bozonlar					
Foton	γ	0	0	1	U(1)
Zayıf etkileşmeler için vektör bozonlar	Z^0	$91,1876 \pm 0,0021$	0	1	SU(2)
	W^+	$80,423 \pm 0,039$	+1	1	
	W^-	$80,423 \pm 0,039$	-1	1	
Gluon	g_α	0	0	8	SU(3)
Spini 0 olan ayar bozonu					
Higgs	H^0	>114	0	1	
Spini 2 olan ayar bozonu					
Graviton	g_G	0	0	1	

SM’de bulunan ve günümüze kadar deneysel olarak gözlenebilen parçacıklar aşağıdaki gibi üç aile olarak sınıflandırılabilir:

I. Aile

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, e_R^-, \nu_{eR}, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, u_R, d_R,$$

II. Aile

$$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \mu_R^-, \nu_{\mu R}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, c_R, s_R,$$

III. Aile

$$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, \tau_R^-, \nu_{\tau R}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, t_R, b_R.$$

Bu aileler kütle hariç benzer özelliklere sahiptir. I. aile fermiyonları için kuantum sayıları Çizelge 2.3 ve 2.4 ' te verilmiştir. II. ve III. aile fermiyonları aynı kuantum sayılarına sahiptir.

Çizelge 2.3. Lepton kuantum sayıları

Lepton	T	T ₃	Q	Y
ν_{eL}	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	-1
e_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
ν_{eR}	0	0	0	0
e_R	0	0	-1	-2

Çizelge 2.4. Kuark kuantum sayıları

Kuark	T	T ₃	Q	Y
u _L	1/2	1/2	2/3	1/3
d _L	1/2	-1/2	-1/3	1/3
u _R	0	0	2/3	4/3
d _R	0	0	-1/3	-2/3

Burada T zayıf izospin, T₃ zayıf izospinin üçüncü bileşeni ve Y ise Y = B + S olup zayıf hiperyüktür. Sol elli ve sağ elli alanlar γ_5 operatörü ile tanımlanır:

$$e_L^- = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e^- \quad (2.1)$$

$$e_R^- = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e^- \quad (2.2)$$

Sağ ve sol elli alanlar $SU(2)_W$ grup simetrisinin teklileri (singlet) ve ikilileri (doublet) olarak dönüşürler.

2.1. Ayar İnvaryanlığı (Değişmezliği)

2.1.1. U(1) global abelyen simetrisi

Global simetriye en basit örnek yük korunumudur. Bunun sonucunda Lagranjyen

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \psi' = e^{i\alpha Q}\psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi}e^{-i\alpha Q} \end{aligned} \quad (2.3)$$

şeklindeki dönüşümler altında invariant (değişmez) kalır. Burada Q , ψ alanıyla tanımlanmış parçacığın yükü, α ise parçacığın uzay-zaman koordinatlarından bağımsız keyfi bir parametredir. Yukarıda adı geçen yük sadece elektrik yükü değil, başka yükler (baryonik yük B , leptonik yük L ve s.) de olabilir. Bu faz dönüşümlerinin grubuna $U(1)$ denir.

$U(1)$ grubunun dönüşümleri komutatiftir. Böyle gruplara abelyen gruplar denir. Eğer α parametresi x_μ 'den bağımsızsa bu gruba global grup adı verilir. $U(1)$ global abelyen simetrisi bu şekilde tanımlanır. $U(1)$ grubunun önemli bir sonucu ise karşılık gelen yükün korunumudur [2, 3].

2.1.2. $SU(2)$ global non-abelyen simetrisi

Global simetriye bir diğer örnek bildiğimiz izotopik invariantlık olabilir. İzotopik dönüşümler altında

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow \psi' = e^{i \alpha \cdot T} \psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i \alpha \cdot T}\end{aligned}\tag{2.4}$$

olur. Bu faz dönüşümleri grubuna $SU(2)$ denir. Burada T matrisler, α ise yine koordinatlardan bağımsız keyfi bir parametredir. α değeri her yerde aynıdır. Bu, simetrinin global olmasından dolayıdır. Basit bir multiplet (örneğin, doublet) durumunda

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi^1 \\ \psi^2 \end{pmatrix}, \quad T = \frac{1}{2} \tau\tag{2.5}$$

olur. Burada τ Pauli spin matrisleridir:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

matrisleri komutatif değildir: $[\tau_i, \tau_j] = i\epsilon_{ijk} \tau_k$. Dolayısıyla SU(2) simetrisine non-abelyen simetri denir [2, 3].

2.1.3. Lokal abelyen simetrisi

Kuantum elektrodinamiğinin (QED) Lagranjyenini göz önüne alalım. Bu Lagranjyen elektronları, fotonları ve bunların etkileşmelerini tanımlayıp

$$L = \bar{\psi} (i \hat{\partial} + e \hat{A} - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.7)$$

şeklinde yazılır. Burada $\hat{\partial} = \partial^\mu \gamma_\mu$ ve $\hat{A} = A^\mu \gamma_\mu$. Bu Lagranjyenin aşağıdaki dönüşümler altında invariant kalacağı kolayca gösterilebilir:

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \psi' = e^{i\alpha(x)} \psi \equiv S \psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i\alpha(x)} \equiv \bar{\psi} S^+ \end{aligned} \quad (2.8)$$

Burada $\alpha(x)$ artık x konumuna bağlı bir parametredir. Bu dönüşümler altında

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e} \frac{\partial \alpha(x)}{\partial x^\mu} \equiv A_\mu - \frac{i}{e} \left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} S \right) S^+ \quad (2.9)$$

Alan şiddeti

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial}{\partial x^\mu} A_\nu - \frac{\partial}{\partial x^\nu} A_\mu \quad (2.10)$$

olup, bu dönüşümler altında invaryant kalır. Eğer fotonun kütlesi sıfırdan farklı olursa, lokal U(1) simetrisi kırılır, çünkü A_μ içine $\frac{1}{e} \frac{\partial \alpha(x)}{\partial x^\mu}$ terimi eklendiği için Lagranjyendeki $m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ terimi kendisine dönüşmez ve Lagranjyenin bu dönüşümler altında invaryantlığı bozulur.

O halde lokal invaryantlık korunan yükün kütlesiz vektör alan kaynağı olmasını gerektirir [2, 3].

2.1.4. Lokal SU(2) simetrisi

İzotopik invaryantlığın lokal olanına Yang-Mills teorisi denir. Bu teori aşağıdaki lokal izotopik dönmeler altında invaryanttır:

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow \psi' = S\psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} S^+\end{aligned}\tag{2.11}$$

Burada

$$S = e^{\alpha \cdot T}\tag{2.12}$$

olup, T üç izotopik dönme matrisidir ve $\alpha(x)$ üç farklı dönme için üç farklı parametreyi ifade eder. Böyle bir simetrinin gerçekleşmesi için ψ alanlarına bağlı kütlesiz vektör alan üçlüsü (triplet) A_μ gerekir.

Lagranjyen

$$L = \bar{\psi} (i\hat{D} - m) \psi - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} \cdot G^{\mu\nu}\tag{2.13}$$

şeklindedir. Burada

$$D_\alpha = \partial_\alpha - ig A_\alpha \quad (2.14)$$

kovaryant (veya genelleştirilmiş) türevdir.

Abelyen durumundakinin tam tersine burada A_α matris olup

$$(A_\alpha)_i^k = \sum_1^3 A_\alpha(T)_i^k \quad (2.15)$$

şeklinde verilir.

Şimdi SU(2) grubunun spesifik temsili altında alan dönüşümünü göz önüne alalım.

Bu temsil T matrisinin ve dolayısıyla A_α 'nın spesifik formunu belirler. Eğer ψ alanı izodublet olursa

$$(T_a)_\alpha^\beta = \left(\frac{1}{2} \tau_a \right)_\alpha^\beta, \quad \alpha, \beta = 1, 2 \quad (2.16)$$

olur. Eğer ψ alanı izotriplet olursa

$$(T_a)_i^k = \epsilon_{iak}, \quad a, i, k = 1, 2, 3 \quad (2.17)$$

olur.

Alan şiddetinin izovektörü

$$G_{\mu\nu} = G_{\mu\nu} T = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig [A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu] \quad (2.18)$$

şeklinde yazılır. Abelyen simetri durumunun tersine non-abelyen ayar alanının şiddeti alanın non-lineer fonksiyonudur. Bunun sonucunda serbest Yang-Mills alanının Lagranjyeni $(A)^2$ terimi ile birlikte $(A)^3$ ve $(A)^4$ 'lü terimleri içerir. Bilinen fotonlardan farklı olarak Yang-Mills fotonlarının izovektör “yükleri” vardır ve bunlar kendiliğinden saçılır, dolayısıyla “saçılan ışık” olarak tanımlanır.

A_μ alanının nasıl dönüştüğünü bulabilmek için

$$\bar{\psi} \hat{D} \psi = \bar{\psi} (\hat{\partial} - ig\hat{A}) \psi \quad (2.19)$$

ifadesini ele alalım. $\psi' = S\psi$ ve $\bar{\psi}' = \bar{\psi} S^+$ olsun, bu durumda

$$\bar{\psi} \hat{D} \psi \rightarrow \bar{\psi}' \hat{D}' \psi' = \bar{\psi} \hat{D} \psi \quad (2.20)$$

olmalıdır. Bunun için

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = SAS^+ - \frac{i}{g} (\partial_\mu S) S^+ \quad (2.21)$$

şartının sağlanması gerekir. Hatırlatalım ki, abelyen simetride

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{i}{g} (\partial_\mu S) S^+ \quad (2.22)$$

idi. Görüldüğü gibi non-abelyen alan ilk önce SAS^+ terimiyle izotopik olarak döndürülür ve ancak bundan sonra $-\frac{i}{g} (\partial_\mu S) S^+$ terimiyle “uzatılır”. Eğer α dönme açısı küçük olursa, ayar matrisi $S = e^{i\alpha \cdot T}$ birim matrise yaklaşır ve alan dönüşümlerinin izovektör formu daha kolay anlaşılır hale gelir. Bu durumda

$$S = 1 + i\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{x})\mathbf{T} \quad (2.23)$$

olur. Bunu kullanırsak

$$\begin{aligned} S\mathbf{A}_\mu S^+ &= (1 + i\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{T}) (\mathbf{A}_\mu \cdot \mathbf{T}) (1 - i\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{T}) \\ &= \mathbf{A}_\mu \cdot \mathbf{T} + i[\mathbf{T} \cdot \boldsymbol{\alpha}, \mathbf{T} \cdot \mathbf{A}_\mu] \\ &= (\mathbf{A}_\mu)_l T_l + i\alpha_i (\mathbf{A}_\mu)_k [T_i, T_k] \\ &= [(\mathbf{A}_\mu)_l - \alpha_i (\mathbf{A}_\mu)_k \epsilon_{ikl}] T_l \\ &= (\mathbf{A}_\mu - \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{A}_\mu) \mathbf{T} \end{aligned} \quad (2.24)$$

olur. Küçük $\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{x})$ için

$$\left(\frac{\partial S}{\partial x^\mu} \right) S^+ \approx iT \left(\frac{\partial \boldsymbol{\alpha}(\mathbf{x})}{\partial x^\mu} \right) \quad (2.25)$$

olur. Bu durumda alan dönüşümleri

$$\mathbf{A}_\mu \rightarrow \mathbf{A}'_\mu = \mathbf{A}_\mu - \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{A}_\mu + \frac{1}{g} \frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial x^\mu} \quad (2.26)$$

haline gelir. Alan şiddeti

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu] \quad (2.27)$$

tanımlanıp

$$G_{\mu\nu} \rightarrow G'_{\mu\nu} = S G_{\mu\nu} S^+ \quad (2.28)$$

şeklinde dönüşür. Görüldüğü gibi $\mathbf{G}_{\mu\nu}$ bir izovektör gibi dönüşür. Küçük $\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{x})$ için

$$\mathbf{G}_{\mu\nu} \rightarrow \mathbf{G}'_{\mu\nu} = \mathbf{G}_{\mu\nu} - \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{G}_{\mu\nu} \quad (2.29)$$

olur. Alan şiddeti $\mathbf{G}_{\mu\nu}$ global ve lokal izotopik dönmelerde olduğu gibi dönüşür [2].

2. 2. Lokal SU(2) Simetrisinin Kendiliğinden Kırılması

Aşağıdaki Lagranjyeni ele alalım:

$$L = |D_\mu \phi|^2 - \frac{1}{2} \lambda^2 \left(|\phi|^2 - \frac{1}{2} \eta^2 \right)^2 - \frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \mathbf{G}^{\mu\nu} \quad (2.30)$$

Burada $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ izotopik spinor, $|\phi|^2 = \phi_+^* \phi_+ + \phi_0^* \phi_0$,

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu - \frac{1}{2} i g \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{A}_\mu \right) \phi,$$

$$\begin{aligned} \mathbf{G}_{\mu\nu} &= \mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{T} \\ &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - i g [A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu] \\ &= (\partial_\mu \mathbf{A}_\nu - \partial_\nu \mathbf{A}_\mu + g [\mathbf{A}_\mu \times \mathbf{A}_\nu]) \cdot \mathbf{T} \end{aligned}$$

dir.

Bu Lagranjyen lokal SU(2) altında invaryant olup $\phi = \eta / \sqrt{2}$ noktasında dejenere boşluğu tanımlar. Lokal invaryantlığı kullanalım ve ϕ 'yi

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix}$$

şeklinde seçelim. Bu durumda dört reel skaler alandan üçü ayar bozonlarının boyuna bileşenlerine dönüşür, daha sonra $|\phi| = \eta / \sqrt{2}$ 'de boşluk seçilir ve böylece

kendiliğinden simetri kırılması olur. Sadece bir tane Higgs alanı χ kalır ve üç tane vektör alanı kütle kazanır. Artık Lagranjyen

$$L = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_\mu} \right)^2 + \frac{1}{8} g^2 \left| \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{A} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix} \right|^2 - \frac{1}{8} \lambda^2 \chi^2 (2\eta + \chi)^2 - \frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \mathbf{G}^{\mu\nu} \quad (2.31)$$

şeklinde olur. İkinci terim açık olarak

$$\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{A} = \tau_+ A_- + \tau_- A_+ + \tau_3 A_3$$

şeklinde yazılabilir. Burada

$$\tau_+ = (\tau_1 + i\tau_2)/\sqrt{2} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\tau_- = (\tau_1 - i\tau_2)/\sqrt{2} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$A_+ = (A_1 + iA_2)/\sqrt{2},$$

$$A_- = (A_1 - iA_2)/\sqrt{2}.$$

O halde

$$\begin{aligned} \frac{1}{8} g^2 \left| \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{A} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix} \right|^2 &= \frac{1}{8} g^2 \left| A_3 \begin{pmatrix} 0 \\ -\eta - \chi \end{pmatrix} + A_- \sqrt{2} \begin{pmatrix} \eta + \chi \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{8} g^2 (A_3^2 + 2A_- A_+) (\eta + \chi)^2 \end{aligned}$$

olur. Üç vektör parçacığının (A_- , A_+ ve A_3) kütleleri aynı ve $\frac{1}{2} g\eta$ 'ya eşittir.

2.3. Elektrozayıf Etkileşmeler

Standart model dört tane ayar alanı içeren lokal $SU(2) \times U(1)$ simetrisine dayanır, bunlardan ikisi yüklü ve diğer ikisi de yüksüzdür. Non-abelyan $SU(2)$ simetrisine uyan üç alanı $A = \{A_1, A_2, A_3\}$ ve abelyan $U(1)$ simetrisine uyan alanı ise B ile gösterelim. Simetrinin kendiliğinden kırılması sonucunda foton ve Z bozon A_3 ve B alanlarının; W^+ ve W^- bozonları ise A_1 ve A_2 alanlarının iki ortogonal süperpozisyonundan oluşur.

Modele ilk önce sadece hafif leptonlar, yani elektron ve elektron nötrinosu dahil edilir. Diğer leptonlar ve kuarklar bu basit modelin özellikleri belirlendikten sonra kolayca dahil edilebilir. SM’de

$$\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi$$

olmak üzere elektronun ve elektron nötrinosunun sol-elli bileşenleri

$$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$$

şeklinde izotopik dublet (ikili) oluşturur. Sağ-elli bileşenleri (ν_R ve e_R) ise izotopik singletlerdir (tekli). Lagranjenin izotopik invaryantlığı fermiyonların kütesiz olmasını gerektirir. Daha doğrusu $m_{\bar{e}e} = m(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)$ kütle terimi lagranjyene “elle” konulursa izotopik invaryantlık bozulur.

Sonunda skaler alanların

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

şeklindeki izotopik dubletini lagranjyene dahil ederiz. Antiparçacıkları da göz önüne alınırsa toplam dört tane skaler alan olur: φ^+ , φ^0 , φ^- , $\bar{\varphi}^0$. Boşluğun beklenen değeri sıfırdan farklı olduktan sonra $(\varphi^0 + \bar{\varphi}^0)/\sqrt{2}$ alanı $W^\pm$, Z bozonlara, elektrona ve nötrinosuna kütle verir.

Abelyan $U(1)$ simetrisine uyan B alanı parçacıkların zayıf hiperyükleri Y ile etkileşir. Hiperyük $Y = 2\langle Q \rangle$ şeklinde tanımlanır. O halde

$$\nu_{eL} \text{ ve } e_L \text{ için } Y = -1$$

$$e_R \text{ için } Y = -2$$

$$\nu_R \text{ için } Y = 0$$

$$\varphi^+ \text{ ve } \varphi^0 \text{ için } Y = 1$$

olur.

Bu sistemin Lagranjyeni dokuz tane terimden oluşur:

$$\begin{aligned} L = & -\frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \mathbf{G}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i \bar{L} \hat{D} L + i \bar{e}_R \hat{D} e_R \\ & + i \bar{\nu}_R \hat{D} \nu_R + |D_\mu \varphi|^2 - \frac{1}{2} \lambda^2 \left(|\varphi|^2 - \frac{1}{2} \eta^2 \right)^2 \\ & - f_e (\bar{L} e_R \varphi + \bar{e}_R L \varphi^*) - f_{\nu_e} (\bar{L} \nu_R \varphi_c + \bar{\nu}_R L \varphi_c^*) \end{aligned} \quad (2.32)$$

Kovaryant türev

$$D_\mu = \partial_\mu - i g \mathbf{T} \cdot \mathbf{A}_\mu - i g \frac{1}{2} Y B_\mu \quad (2.33)$$

ifadesindeki Y değerleri yukarıda listelenmiştir. İzoskaler alanlar (e_R ve ν_R) için $T = 0$ olur, dolayısıyla D_μ ifadesindeki ikinci terim gelmez. İzospinorlar (φ ve L) için $T = \frac{1}{2}$ ve dolayısıyla $\mathbf{T} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\tau}$ olur.

Ayar alanları için alan şiddeti

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu] = \mathbf{G}_{\mu\nu} \mathbf{T} \quad (2.34)$$

şeklinde tanımlanır. Burada $A_\mu = \mathbf{A}_\mu \cdot \mathbf{T}$; $F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$. Lagranjyendeki $i\bar{L}\hat{D}L$ terimi sol-elli fermiyonların serbest hareketini ve bunların ayar alanları ile etkileşmelerini tanımlar:

$$i\bar{L}\hat{D}L = (\bar{\nu}_L \quad \bar{e}_L)\hat{D}\begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \quad (2.35)$$

$$\text{burada } \hat{D} = D_\mu \gamma^\mu = \hat{\partial} - \frac{1}{2}ig \boldsymbol{\tau} \cdot \hat{\mathbf{A}} + \frac{1}{2}ig' \hat{B}.$$

Sağ-elli elektron için

$$\bar{e}_R \hat{D} e_R = \bar{e}_R (\hat{\partial} + ig' \hat{B}) e_R, \quad (2.36)$$

sağ-elli nötrino için

$$\bar{\nu}_R \hat{D} \nu_R = \bar{\nu}_R \hat{\partial} \nu_R \quad (2.37)$$

alınır. Sağ-elli nötrino izospini ve hiperyükü sıfır olduğundan ayar alanları ile etkileşmeye girmez.

Lagranjyendeki altıncı terim

$$D_\mu \varphi = \left(\partial_\mu - \frac{1}{2} i g \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{A}_\mu - \frac{1}{2} i g' B_\mu \right) \varphi \quad (2.38)$$

şeklinde olur.

$|D_\mu \varphi|^2$ terimi izotopik skaler alan etkileşmesini temsil eder:

$$|D_\mu \varphi|^2 = (D_\mu \varphi)_i^* (D^\mu \varphi)^i. \quad (2.39)$$

Bu terim skaler alanların serbest hareketini ve bunların A_μ ve B_μ ayar alanları ile etkileşmelerini tanımlar. φ alanın boşlukta beklenen değeri $\eta/\sqrt{2}$ olduktan sonra (bu durumda yedinci terim kalkar) altıncı terim ara bozonlara kütle verir. Lagranjyendeki sekizinci ve dokuzuncu terimler fermiyonların skaler alanlarla etkileşmelerini tanımlar. φ alanı boşluğun beklenen değerini sıfırdan farklı yaptıktan sonra bu terimler fermiyonlara sıfırdan farklı kütleler verir. f_e 'li terim elektrona, f_{ν_e} 'li terim ise elektron nötrinosuna kütle verir.

Lagranjyendeki f_{ν_e} 'li terimin içerdiği φ_c izospinoru φ 'nin yük eşleniği olup

$$\varphi_c = \begin{pmatrix} -\varphi^0 \\ \varphi \\ -\varphi^- \end{pmatrix}$$

şeklinde yazılır. Buradaki “eksi” işareti izotopik uzaydaki yük eşleştirme (conjugation) matrisinden kaynaklanır:

$$(\varphi_c)_i = \varphi^{*k} \epsilon_{ik}.$$

Lagranjyendeki bütün terimler lokal izotopik invaryantlığı ve lokal hiperyük korunumunu sağlar. Lagranjyenin ayar invaryantlığını kullanarak ϕ izospinoruna $\exp(\frac{1}{2} \mathbf{i} \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\theta}(\mathbf{x}))$ şeklinde faz dönüşümleri uygulanabilir. Bu durumda

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi(x) \end{pmatrix}$$

olur. Burada η reel bir katsayı ve χ reel skaler alandır. Yeni boşluk durumuna geçtikten sonra $\chi(x)$ alanı bu boşluk durumunun üzerindeki uyarılmaları, yani $\lambda\eta$ kütleli ağır skaler mezonları temsil eder. ϕ alanının diğer üç bileşeni artık W^+ , W^- ve Z bozonlarının boyuna bileşenleri olarak ortaya çıkar [2-4].

2.3.1. $W^\pm$ ve Z bozonlarının kütleleri

Standart modelde $W^\pm$ ve Z bozonlarının nasıl kütle kazandığını anlamak için $D_\mu \phi$ ifadesini göz önüne alalım. η cinsinden yazarsak

$$\begin{aligned} D_\mu \phi &= (\partial_\mu - \frac{1}{2} i g \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{A}_\mu - \frac{1}{2} i g' B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ (\eta + \chi)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \\ &\Rightarrow \frac{1}{4} \sqrt{2} i (g A_{3\mu} - g' B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix} - \frac{1}{2} i g A_\mu^- \begin{pmatrix} \eta \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.40)$$

olur ve Lagranjyenin $|D_\mu \phi|^2$ terimi ara bozonların kütlelerini verir:

$$\frac{1}{8} \eta^2 (g A_{3\mu} - g' B_\mu)^2 + \frac{1}{4} \eta^2 g^2 A^- A^+. \quad (2.41)$$

Burada $\bar{g} = \sqrt{g^2 + g'^2}$, $g/\bar{g} = \cos \theta_w$, $g'/\bar{g} = \sin \theta_w$ ifadelerinin kullanılması uygun olur. θ_w 'ya Weinberg açısı denir.

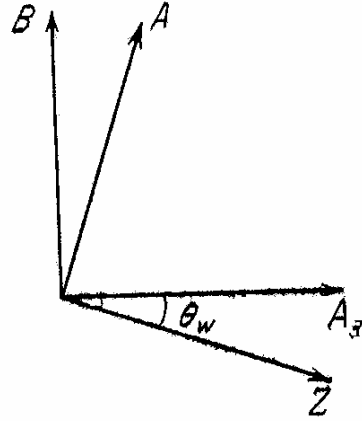
Z ara bozonu ve A fotonu A_3 ve B alanlarının ortogonal süperpozisyonu olarak ifade edilebilir (Bkz. Şekil 2.1), yüklü bozonlar da aşağıdaki sembollerle de gösterilebilir:

$$W^\pm \equiv A^\pm = (A_1 \pm iA_2). \quad (2.42)$$

Yeni terimler kullanılarak ara bozonların kütle terimlerini veren 2.41 ifadesi

$$\frac{1}{8}g^2\eta^2 Z^2 + \frac{1}{4}g^2\eta^2 |W_\mu|^2 \quad (2.43)$$

şeklini alır.



Şekil 2.1. A_3 ve B alanlarının ortogonal süperpozisyonu

Son ifadeyi Z ve W bozonlarının standart kütle terimleri ifadesi

$$\frac{1}{2}m_Z^2 Z^\mu Z_\mu + m_W^2 W^\mu W_\mu^* \quad (2.44)$$

ile karşılaştırsak

$$m_Z = \frac{1}{2} g \eta, \quad m_W = \frac{1}{2} g' \eta, \quad \frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W$$

elde edilir. Fotona gelince, onun kütlesi kendiliğinden simetri kırılmasından sonra da sıfır olarak kalır. Eğer Lagranjyenin Higgs sektörü çok karmaşık olursa m_W^2 ve m_Z^2 formülleri de değişir. Yüksüz aksiyel akımların dört-fermion etkileşmelerinin şiddeti ρ parametresi ile karakterize edilir:

$$\rho = \frac{g^2 m_W^2}{g'^2 m_Z^2} = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} \quad (2.45)$$

Eğer Higgs multiplerlerinin hepsi dublet olursa $\rho = 1$ olur. Fakat bazı skaler multiplerlerin izospini $1/2$ 'den büyük olursa (izotriplet Higgs alanları ve b.) $\rho = 1$ ifadesi geçersiz olur.

Şekil 2.1'den foton ve Z bozonları için sırasıyla:

$$\begin{aligned} A &= B \cos \theta_W + A_3 \sin \theta_W \\ Z &= -B \sin \theta_W + A_3 \cos \theta_W \end{aligned} \quad (2.46)$$

yazılabilir. Burada $\tan \theta_W = g'/g$ olup Higgs sektörü ile hiç alakası yoktur, sadece ayar alanlarının yapısıyla belirlenir.

2.3.2. Elektrik yükü ile g ve g' sabitleri arasındaki ilişki

D_μ ifadesinden görüldüğü gibi yüksüz ayar alanlarının hiperyük Y ve izospin izdüşümü T_3 ile etkileşmesi

$$-i g' \frac{1}{2} Y B - i g T_3 A_3 \quad (2.47)$$

şeklinde olur. Ayrıca

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y \quad (2.48)$$

olduğu bilinir. Burada Q , e birimi cinsinden elektrik yüküdür. Eğer bu ifade kullanılırsa

$$\begin{aligned} -ig' \frac{1}{2} YB - igT_3 A_3 &= -ig' \left(\frac{1}{2} Y + T_3 \right) B + i(g'B - gA_3)T_3 \\ &= -ig'QB - i\bar{g}T_3 Z \\ &= -i\frac{g'g}{g}QA + i\frac{g'^2}{g}QZ - i\bar{g}T_3 Z \\ &= -i\bar{g}(T_3 - Q\sin^2 \theta_w)Z - i\frac{g'g}{g}QA \end{aligned} \quad (2.49)$$

Bu genel ifade hem sol-elli, hem de sağ-elli spinorlar için olduğu gibi tabii ki skaler parçacıklar için de geçerlidir. Bu ifadeye göre yüksüz parçacık ($Q = 0$) fotonla değil, sadece Z bozonla etkileşir. Dolayısıyla ϕ^0 , boşluğun beklenen değerini sıfırdan farklı yaptıktan sonra Z bozonu kütle kazanır, foton ise kütsüz kalır. Eş. 2.49'daki $-i\frac{g'g}{g}QA$ terimi fotonun elektrik yüküyle etkileşmesini tanımlar, bu yüzden

$g'g/\bar{g} = e = \sqrt{4\pi\alpha}$ olur. Bu ifade

$$e = g\sin\theta_w, \quad e = g'\cos\theta_w, \quad e = \bar{g}\sin\theta_w \cos\theta_w$$

veya

$$\frac{1}{e^2} = \frac{1}{g^2} + \frac{1}{g'^2}$$

şeklinde de yazılabilir. Sonuç olarak bütün ayar alanlarının etkileşmeleri elektrik yükü e ve Weinberg açısı θ_W denen bir tane serbest parametre ile belirlenir. Özellikle de Z bozonun sol-elli veya sağ-elli spinorlarla etkileşmesini karakterize eden “yük”:

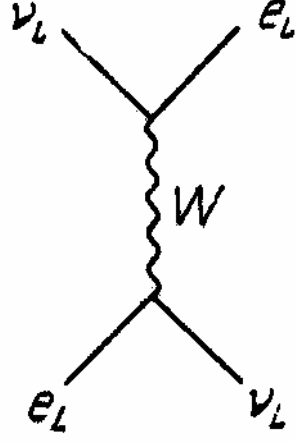
$$-\frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} (T_3 - Q \sin^2 \theta_W) \quad (2.50)$$

şeklinde verilir. Burada Q parçacığın yükü, T_3 ise izospin izdüşümüdür.

Zayıf ve elektromanyetik etkileşmeler aynı e yükü ve Weinberg açısı θ_W ile karakterize edilir. Bu, standart modelin zayıf ve elektromanyetik etkileşmeleri birleştiren bir teori olduğunun en kuvvetli kanıtıdır. Teori henüz tamamlanmamıştır, çünkü teorik olarak öngörülmüş serbest bir parametre (θ_W) içerir. Deneysel olarak $\theta_W \cong 30^\circ$ ’dir. Zayıf etkileşmelerin simetri grubu doğrudan $SU(2)$ ve $U(1)$ gruplarının çarpımıyla elde edilir, dolayısıyla θ_W serbest parametresi keyfî olarak seçilir.

2.3.3. Boşluğun beklenen değeri η ile Fermi sabiti G_F arasındaki bağıntı

η ile G_F arasındaki ilişkiyi bulabilmek için Şekil 2.2’deki yüklü akımların etkileşmesini ele alalım.



Şekil 2.2. Yüklü akımların etkileşmesi

Lagranjyendeki $i\bar{L}\hat{D}L$ terimi bu süreç için aşağıdaki gibi olur:

$$-\frac{1}{2}ig(\bar{\nu}_L\bar{e}_L)[\tau_-\hat{W}^- + \tau_+\hat{W}^+]\begin{pmatrix}\nu_L \\ e_L\end{pmatrix} = -\frac{1}{2}\sqrt{2}ig(\bar{e}_L\hat{W}^-\nu_L + \bar{\nu}_L\hat{W}^+e_L) \quad (2.51)$$

olur. Hatırlarsak,

$$\tau_{\pm} = \sqrt{2}\begin{pmatrix}0 & 1 \\ 0 & 0\end{pmatrix}.$$

Feynman kuralları kullanılarak bu sürece karşılık gelen genlik:

$$M = \frac{1}{2}g^2(\bar{e}_L\gamma^\alpha\nu_L)(\bar{\nu}_L\gamma^\beta e_L)\frac{g_{\alpha\beta} - q_\alpha q_\beta / m_W^2}{m_W^2 - q^2} \quad (2.52)$$

şeklinde bulunur. Düşük enerjilerde bu ifade:

$$M = \frac{g^2}{2m_W^2}(\bar{e}_L\gamma^\alpha\nu_L)(\bar{\nu}_L\gamma_\alpha e_L) \quad (2.53)$$

olur. Bunu yüklü akımların çarpımı şeklinde elde edilen standart ν_e saçılma genliği ile karşılaştırmak gerekir:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{e} \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \nu) (\bar{\nu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) e) \quad (2.54)$$

Sonuç olarak

$$\frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$$

olduğu görülür. $m_W^2 = \frac{1}{4} g^2 \eta^2$ ifadesi kullanılırsa,

$$\frac{1}{\eta^2} = \sqrt{2} G_F \quad \text{veya} \quad \frac{1}{\eta} = (\sqrt{2} G_F)^{1/2}$$

bulunur. Böylece $\eta = 246 \text{ GeV}$ olur.

2.3.4. $W^\pm$ ve Z bozonlarının kütlelerinin hesaplanması

W-bozonun kütlesi

$$\frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \quad \text{ve} \quad g^2 = \frac{4\pi\alpha}{\sin^2 \theta_W}$$

ifadeleri kullanılırsa,

$$m_W = \frac{1}{\sin \theta_W} \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F} \right)^{1/2} = \frac{37.3}{\sin \theta_W} \text{ GeV} \quad (2.55)$$

şeklinde bulunur. Bu ifade Higgs sektöründen bağımsızdır. Skaler alanların izodublet olduğu varsayılırsa Z-bozonun kütlesi aşağıdaki gibi bulunur:

$$m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W} = \frac{37.3}{\sin \theta_W \cos \theta_W} = \frac{74.6}{\sin 2\theta_W} \text{ GeV} \quad (2.56)$$

2.3.5. Elektronun kütlesi

Lagranjyendeki

$$f_e (\bar{L} e_R \phi + \bar{e}_R L \phi^*) \quad (2.57)$$

terimi elektrona kütle verir. Eğer

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi(x) \end{pmatrix}$$

kullanılırsa,

$$\sqrt{\frac{1}{2}} f_e (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)(\eta + \chi) = \sqrt{\frac{1}{2}} f_e \bar{e} e (\eta + \chi) \quad (2.58)$$

olur. Burada birinci terim elektronun kütlesini verir ve $m_e = f_e \eta / \sqrt{2}$ olarak bulunur. Standart modelde f_e değeri ile ilgili hiçbir teorik öngörü yoktur. Bu da modelin tam olmadığını gösteren ciddi bir eksikliktir. f_e 'nin deneysel değeri çok küçüktür:

$$f_e = \frac{\sqrt{2} m_e}{\eta} \approx 3 \cdot 10^{-6}.$$

Bu kadar küçük bir parametrenin bu teoriye nasıl girdiği günümüze kadar anlaşılamamıştır. f_e sabiti hem elektronun kütlesini, hem de onun χ alanıyla etkileşmesini karakterize eder:

$$\sqrt{\frac{1}{2}}f_e\bar{e}e(\eta+\chi)=m_e\bar{e}e+(\sqrt{2}G_F)^{1/2}m_e\chi\bar{e}e \quad (2.59)$$

Görüldüğü gibi parçacıkların kütlesi büyüdükçe Higgs skaler bozonları onlarla daha kuvvetli etkileşir. Şimdi diğer leptonların ve kuarkların standart modele nasıl dahil edildiğini inceleyelim.

2.3.6. Diğer leptonların ve kuarkların standart modele dahil edilmesi

Yukarıda elektron ve nötrinosu hakkında yazılanlar müon ve nötrinosu için de geçerlidir. Bu durumda Lagranjyenin lepton sektörüne $(\nu_{\mu L}, \mu_L)$ dubleti ve iki tane $\nu_{\mu R}, \mu_R$ singletleri eklenir. Daha sonra benzer şekilde $(\nu_{\tau L}, \tau_L)$ dubleti ve $\nu_{\tau R}, \tau_R$ singletleri eklenir. O halde $f_e : f_\mu : f_\tau = m_e : m_\mu : m_\tau$ yazılabilir. Eğer nötrinolar Dirac kütlesine sahipse, benzer şekilde $f_{\nu_e} : f_{\nu_\mu} : f_{\nu_\tau} = m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau}$ yazılabilir.

Kuarklar da standart modele benzer yöntemle ilave edilir. Yani sol-elli parçacıklar izodubletler, sağ-elli parçacıklar ise izosingletler olarak eklenir. Burada dikkat edilmesi gereken iki husus vardır: birincisi, kuarkların hiperyükleri leptonlarınkinden farklı olarak kesirli sayılar olabilir; ikincisi, Cabibbo açıları da dahil edilmelidir.

İkinci hususu u, d, s ve c kuarkları için daha detaylı olarak inceleyelim. Sol-elli kuarklar

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$$

izodubletleri şeklinde ifade edilir. Burada

$$\begin{aligned} d' &= d \cos \theta_C + s \sin \theta_C, \\ s' &= -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C, \end{aligned} \quad (2.60)$$

olup, θ_C 'ye Cabibbo açısı denir ($\theta_C \cong 15^\circ$) [2-10]. Sol-elli kuarkların bu şekilde seçilmesi tamamen deneysel verilere dayanır. Deneylere göre kuark yüklü akımları:

$$\bar{u}_L \gamma_\alpha d'_L + \bar{c}_L \gamma_\alpha s'_L \quad (2.61)$$

şeklindedir.

Sağ-elli kuarklar dört tane singlet olarak temsil edilir. Burada u_R, d'_R, s'_R, c_R veya u_R, d_R, s_R, c_R veya bu kuarkların her hangi bir ortogonal seti seçilebilir. Sağ-elli kuarklar yüksüz akımların içine girdiği için bu seçim tamamen keyfi olur. Hatırlarsak, Z bozonun etkileşmesi $T_3 - Q \sin^2 \theta_W$ niceliği ile belirlenir. Burada Q parçacığın yükü, T_3 ise izospin izdüşümüdür. Dolayısıyla aşağıdaki iki kombinasyon:

$$\bar{u}_R \gamma_\alpha u_R + \bar{c}_R \gamma_\alpha c_R, \quad \bar{d}_R \gamma_\alpha d_R + \bar{s}_R \gamma_\alpha s_R \quad (2.62)$$

elde edilir. Bunlar Cabibbo dönmeleri altında invaryant olur:

$$\bar{d}'_R \gamma_\alpha d'_R + \bar{s}'_R \gamma_\alpha s'_R = \bar{d}_R \gamma_\alpha d_R + \bar{s}_R \gamma_\alpha s_R \quad (2.63)$$

Bu etkileşme sol-elli kuarkların yüksüz akımları için de geçerlidir:

$$\bar{u}_L \gamma_\alpha u_L + \bar{c}_L \gamma_\alpha c_L, \quad \bar{d}'_L \gamma_\alpha d'_L + \bar{s}'_L \gamma_\alpha s'_L. \quad (2.64)$$

Yüklü akımlardan farklı olarak yüksüz akımlarda kuark çeşnilerinin neden korunduğu bununla açıklanır. Peki, neden d ve s kuarkları yerine d' ve s' kuarklarını seçerek bu şekilde Cabibbo açısını ortadan kaldıramıyoruz? Bu sorunun cevabı, kuark kütleleri ve onların skaler Higgs bozonlarıyla olan etkileşmeleri ile ilişkilidir. Leptonik sektörde Higgs bozonlarının e ve μ ile etkileşmeleri f_e ve f_μ sabitleri ile karakterize edilir. Fakat Higgs bozonlarının d' ve s' kuarkları ile etkileşmeleri aşağıdaki üç terimden oluşur:

$$\begin{aligned}\sqrt{\frac{1}{2}}f_{d'}(\bar{d}'_L d'_R + \bar{d}'_R d'_L)(\eta + \chi) &= \sqrt{\frac{1}{2}}f_d \bar{d}' d'(\eta + \chi), \\ \sqrt{\frac{1}{2}}f_{s'}(\bar{s}'_L s'_R + \bar{s}'_R s'_L)(\eta + \chi) &= \sqrt{\frac{1}{2}}f_s \bar{s}' s'(\eta + \chi), \\ \sqrt{\frac{1}{2}}f_{d's'}(\bar{s}'_L d'_R + \bar{s}'_R d'_L + \bar{d}'_R s'_L + \bar{d}'_L s'_R)(\eta + \chi) &= \sqrt{\frac{1}{2}}f_{d's'}(\bar{s}' d' + \bar{d}' s')(\eta + \chi)\end{aligned}\quad (2.65)$$

Cabibbo açısı ile dönmeler altında

$$\sqrt{\frac{1}{2}}[f_d \bar{d}' d' + f_s \bar{s}' s' + f_{d's'}(\bar{s}' d' + \bar{d}' s')]\eta \quad (2.66)$$

ifadesi

$$m_d \bar{d} d + m_s \bar{s} s \quad (2.67)$$

diyagonal formuna dönüşür. Burada m_d ve m_s , d ve s kuarklarının kütleleridir. Bu iki ifade karşılaştırılırsa

$$\begin{aligned}m_d &= \sqrt{\frac{1}{2}}(f_{d'} \cos^2 \theta_C + f_{s'} \sin^2 \theta_C - 2f_{d's'} \cos \theta_C \sin \theta_C)\eta, \\ m_s &= \sqrt{\frac{1}{2}}(f_{d'} \sin^2 \theta_C + f_{s'} \cos^2 \theta_C + 2f_{d's'} \cos \theta_C \sin \theta_C)\eta,\end{aligned}$$

$$\tan 2\theta_C = \frac{2f_{d's'}}{f_{s'} - f_{d'}}. \quad (2.68)$$

Görüldüğü gibi $f_{d's'} \neq 0$ olduğundan Cabibbo açısı ortadan kalkmaz.

Kuarklar sadece gluonlarla etkileşir ise burada tam bir çeşni dejenereliği mevcut olur. Fotonların ve Z bozonlarının dahil edilmesiyle “up” kuarkları ($Q = 2/3$) “down” kuarklarından ($Q = -1/3$) ayrılır. Fakat her iki grup içinde yine dejenerelik devam eder. Higgs bozonları ile etkileşmelerin de dahil edilmesiyle dejenerelik ortadan kalkar. Daha sonra W bozonlarla etkileşmeler de eklenir. H ve W bozonları ile etkileşmeler arasındaki fark Cabibbo açısıyla karakterize edilir.

Peki, neden u ve c kuarkları değil de, sadece d ve s kuarkları döndürülür? Ya d ve s kuarklarının, yada u ve c kuarklarının döndürülmesi yeterlidir, çünkü bunların hepsinin eşzamanlı olarak döndürülmesi yine aynı sonucu verir. Sadece dönme açıları birbirinden farklı olur:

$$\begin{aligned} d' &= d \cos \alpha + s \sin \alpha, \\ s' &= -d \sin \alpha + s \cos \alpha, \\ u' &= u \cos \beta + c \sin \beta, \\ c' &= -u \sin \beta + c \cos \beta. \end{aligned} \quad (2.69)$$

Bu durumda yüklü akım

$$\bar{u}'_L \gamma_\alpha d'_L + \bar{c}'_L \gamma_\alpha s'_L \quad (2.70)$$

şeklinde verilir. Gerekli işlemler yapılırsa

$$\begin{aligned} \bar{u}'_L \gamma_\alpha d'_L + \bar{c}'_L \gamma_\alpha s'_L &= \bar{u}_L \gamma_\alpha d_L \cos \theta_C + \bar{u}_L \gamma_\alpha s_L \sin \theta_C \\ &\quad + \bar{c}_L \gamma_\alpha s_L \cos \theta_C - \bar{c}_L \gamma_\alpha d_L \sin \theta_C \end{aligned} \quad (2.71)$$

elde edilir. Burada $\theta_C = \alpha - \beta$.

Görüldüğü gibi eğer bu teori doğruysa, o halde “çeşni” fiziğinin en önemli noktası Higgs alanları ile olan etkileşmelerdir. Değişik hadron türleri arasındaki farklar kuark kütle matrisinin ve dolayısıyla f sabitlerinin özelliklerinden kaynaklanır. u ve d kuarkları için f değerleri küçük olduğundan bu kuarklar küçük kütlelere sahiptir ve standart izotopik invaryantlık buradan kaynaklanır. m_u ve m_d kütleleri birbirinden çok farklı olabilir. Her iki kütle değerinin μ_c ’den çok küçük olması yeterlidir. Kuarkların oluşturduğu hadronların büyüklüğü $1/\mu_c$ ile belirlenir. Charmonyum ve c -kuarklı parçacıkların en belirgin özellikleri de yine c kuarkın kütlesinin μ_c ’den çok büyük olmasından kaynaklanır. Çeşitli kuarkların Higgs bozonları ile etkileşmeleri arasında farklılıklar olmasaydı doğadaki kuvvetli etkileşmelerin $SU(N)$ invaryantlığı olduğu ve bu invaryantlığın sanal fotonlarla (ve ara bozonlarla) biraz bozulduğu düşünülebilirdi. Burada N , farklı kuark çeşnilerinin toplam sayısıdır [2, 3].

Kuarkların ve leptonların gerçek kütle spektrumu ve karışımları parçacık fiziğinin günümüze kadar çözülmemiş en önemli problemi olarak kalmaktadır. Higgs bozonlarının deneysel olarak keşfedilmesi gerekir. Higgs bozonun gözlenebilmesi için günümüzde çok önemli ve büyük projeler başlatılmaktadır. Bunlardan birisi de dünyanın hemen hemen bütün yüksek enerji fiziği gruplarını içinde toplamış CERN’deki LHC projesidir. Bu projenin temel kuruluş nedenlerinden en önemlisi temel parçacıkların kütle kazanma mekanizmalarını açıklayabilecek olan Higgs parçacıklarının bulunması doğrultusundadır.

3. DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİNİN VARLIĞI

Standart modelin oluşumunun başlangıç yıllarında yüksek enerji fizikçileri nötrinoların kütesiz olduğu intibasına kapılmışlardı. Diğer taraftan deneysel veriler sadece üç nötrino türünün (kütesiz veya çok çok hafif) varlığını desteklemekteydi. Dolayısıyla birçok bilimadamı SM’de üç ailenin var olduğuna inandı [2, 3, 11]. Ancak bu düşüncenin yanlış olduğu en önemli nokta nötrinoların kütesiz alınmasıydı. İkinci önemli nokta ise deneysel verilerin ağır kütleli dördüncü nötrino türünü dışlamamasıdır. Bu bölümde dördüncü SM ailesinin neden var olması gerektiği gösterilmiştir.

3.1. Çeşni Demokrasisi ve Dördüncü Ailenin Gerekliliği

Daha önce açıklandığı gibi temel fermiyonların kütle spektrumu ve karışımları Parçacık Fiziğinin en önemli çözülmemiş problemidir. SM’e uygun olarak bu kütleler ve karışımlar Higgs çifti ile etkileşmelerde kendiliğinden simetri kırılması sonucunda ortaya çıkar. Genelde çok sayıda parametre gerçeğe uyacak şekilde elle seçilir.

Temel fermiyonlar için üç farklı baz tanımlanması yerinde olur:

- (1) SM bazı,
- (2) Kütle bazı,
- (3) Zayıf baz.

SM bazı, simetri kırılmasından önce SM multiplerlerinde fermiyon durumlarıyla, kütle bazı, kütle öz durumlarıyla tanımlanır. Zayıf baz ise yukarı (up) ve aşağı (down) fermiyon sektörlerini birbirlerine bağlar.

Üç SM ailesi durumunda simetri kırılmasından önce kuarklar aşağıdaki $SU(2) \times U(1)$ multiplerleri şeklinde tanımlanır:

$$\begin{pmatrix} u_L^0 \\ d_L^0 \end{pmatrix}, u_R^0, d_R^0; \begin{pmatrix} c_L^0 \\ s_L^0 \end{pmatrix}, c_R^0, s_R^0; \begin{pmatrix} t_L^0 \\ b_L^0 \end{pmatrix}, b_R^0, t_R^0 \quad (3.1)$$

Bir aile durumunda bütün bazlar aynı olur [2]. Örneğin, d-kuarkın kütlesi Yukawa etkileşmesinden

$$L_Y^{(d)} = a_d (\bar{u}_L \bar{d}_L) \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_R + \text{h.c.} \Rightarrow L_m^{(d)} = m_d \bar{d} d \quad (3.2)$$

şeklinde elde edilir ve $m_d = a_d \eta / \sqrt{2}$ olur. Burada a_d fermiyon-Higgs etkileşmesinin şiddeti ve $\eta = 2m_W / g_W = 1 / \sqrt{\sqrt{2}G_F} \approx 246$ GeV Higgs alanının boşluktaki beklenen değeridir. Çizelge 1.1’de $m_d = 5 \div 8.5 \times 10^{-3}$ GeV olduğundan $a_d = 2 \div 3.4 \times 10^{-5}$ elde edilir. Benzer şekilde $m_u = a_u \eta / \sqrt{2}$, $m_e = a_e \eta / \sqrt{2}$ ve $m_{\nu_e} = a_{\nu_e} \eta / \sqrt{2}$ (eğer nötrino Dirac parçacığı ise) olur.

n SM ailesi durumunda etkileşme Lagranjyeni [2] aşağıdaki gibi olur:

$$L_Y^{(d)} = \sum_{i,j=1}^n a_{ij}^d (\bar{u}_{Li}^0 \bar{d}_{Li}^0) \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_{Rj}^0 + \text{h.c.} \Rightarrow L_m^{(d)} = \sum_{i,j=1}^n m_{i,j}^d \bar{d}_i^0 d_j^0 \quad (3.3)$$

burada $m_{i,j}^d = a_{ij}^d \eta / \sqrt{2}$ olup, d_1^0 , d_2^0 ve d_3^0 sırasıyla d^0 , s^0 ve b^0 ’ı gösterir. SM bazından kütle bazına dönüşümler fermiyon türlerine göre farklı farklı (4×4) ’lük üniter matrislerle yapılır.

$$\begin{aligned} d_{iL}^m &= (U_L^d)_{ij} d_{jL}^0, & d_{iR}^m &= (U_R^d)_{ij} d_{jR}^0 \\ u_{iL}^m &= (U_L^u)_{ij} u_{jL}^0, & u_{iR}^m &= (U_R^u)_{ij} u_{jR}^0 \\ l_{iL}^m &= (U_L^l)_{ij} l_{jL}^0, & l_{iR}^m &= (U_R^l)_{ij} l_{jR}^0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\mathbf{v}_{iL}^m = \left(\mathbf{U}_L^v \right)_{ij} \mathbf{v}_{jL}^0, \quad \mathbf{v}_{iR}^m = \left(\mathbf{U}_R^v \right)_{ij} \mathbf{v}_{jR}^0$$

Burada 0 üst indisi SM bazını, m üst indisi kütle bazını, L alt indisi sol-elli, R alt indisi ise sağ-elli bileşenleri temsil eder. Son satır Dirac kütlesi için geçerli olup, Majorana nötrinoları için durum daha karmaşıktır [12, 13].

Genellikle, her dönüşüm matrisinde altı açı ve on faz vardır. Sadece elektromanyetik etkileşimler göz önüne alınırsa SM bazında

$$J_{em}^0(d) = q_d \sum_i \left(\overline{d_{iL}^0} \gamma_\mu d_{iL}^0 + \overline{d_{iR}^0} \gamma_\mu d_{iR}^0 \right) \quad (3.5)$$

olur. Eğer yukarıdaki dönüşümler yapılarak SM bazından kütle bazına geçilirse

$$J_{em}^m(d) = q_d \sum_{i,j,k} \left(\overline{d_{kL}^m} \left(\mathbf{U}_L^d \right)_{ki} \gamma_\mu \left(\mathbf{U}_L^{d+} \right)_{ij} d_{jL}^m + \overline{d_{kR}^m} \left(\mathbf{U}_R^d \right)_{ki} \gamma_\mu \left(\mathbf{U}_R^{d+} \right)_{ij} d_{jR}^m \right) \quad (3.6)$$

elde edilir. Burada

$$\sum_i \left(\mathbf{U}_L^d \right)_{ki} \left(\mathbf{U}_L^{d+} \right)_{ij} = \left(\mathbf{U}_L^d \mathbf{U}_L^{d+} \right)_{kj} = \delta_{kj}; \quad \sum_i \left(\mathbf{U}_R^d \right)_{ki} \left(\mathbf{U}_R^{d+} \right)_{ij} = \left(\mathbf{U}_R^d \mathbf{U}_R^{d+} \right)_{kj} = \delta_{kj} \quad (3.7)$$

olduğundan

$$J_{em}^m(d) = q_d \sum_k \left(\overline{d_{kL}^m} \gamma_\mu d_{kL}^m + \overline{d_{kR}^m} \gamma_\mu d_{kR}^m \right) \quad (3.8)$$

elde edilir. Görüldüğü gibi SM bazından kütle bazına geçerken Lagranjyen değişmedi. Z bozonla ve gluonla etkileşmelerde de benzer durum söz konusudur.

W bozonla etkileşmeler göz önüne alınırsa sadece sol-elli bileşenlerden katkı gelir. Bu durumda yüklü zayıf akım

$$J_W^0(d) = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_i \overline{u_{iL}^0} \gamma_\mu d_{iL}^0 \quad (3.9)$$

şeklinde elde edilir. Eğer

$$u_{iL}^m = (U_L^u)_{ij} u_{jL}^0 \quad (3.10)$$

$$d_{iL}^m = (U_L^d)_{ij} d_{jL}^0$$

dönüşümleri yapılarak SM bazından kütle bazına geçilirse

$$J_W^m(d) = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{i,j,k} \overline{u_{kL}^m} (U_L^u)_{ki} \gamma_\mu (U_L^{d+})_{ij} d_{jL}^m \quad (3.11)$$

olur. Burada

$$\sum_i (U_L^u)_{ki} (U_L^{d+})_{ij} = (U_L^u U_L^{d+})_{jk} \neq \delta_{jk} \quad (3.12)$$

Daha sonra kütle bazından zayıf baza dönüşüm yapılır. CKM matrisi

$$U_{CKM} = U_L^u (U_L^d)^+ \quad (3.13)$$

şeklinde tanımlanır. Üç (dört) SM ailesi durumunda bu matriste üç (altı) karışım açısı ve bir (üç) CP-bozunması fazı olur.

Zayıf baz aşağıdaki dönüşüm sonucunda elde edilir:

$$d_i^o = (U_{CKM})_{ij} d_j^m \quad (3.14)$$

Bu bazda yüklü zayıf akım

$$J_W^\omega = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_i \overline{u_{iL}^m} \gamma_\mu d_{iL}^\omega \quad (3.15)$$

şeklinde yazılır.

Simetri kırılmasından önce (SM bazında), aynı kuantum sayılarına sahip olan fermiyonlar (elektrik yükü, zayıf izospin vb.) ayırt edilemez. Bundan dolayı, fermiyon-Higgs etkileşmesi için Lagranjyendeki eşit kuantum sayılı fermiyonlara karşılık gelen terimlerin aynı şiddette alınması doğaldır (en azından SM açısından). Buradan *birinci varsayım* ortaya çıkar [14, 15]. Bu varsayıma göre aynı tür fermiyonların Yukawa çiftlenim (coupling) sabitleri de aynı olur:

$$a_{ij}^d \equiv a^d, a_{ij}^u \equiv a^u, a_{ij}^l \equiv a^l, a_{ij}^v \equiv a^v \quad (3.16)$$

Birinci varsayıma uygun olarak n tane SM ailesi durumunda, $(n-1)$ tane aile kütsesiz ve n .ci aile fermiyonların kütleleri $m = na^F \eta / \sqrt{2}$ (burada $F = u, d, l, v$) olur. Temel fermiyonların kütle spektrumu üzerine benzer tartışmalar son 25 yılda yüksek enerji fizikçileri tarafından genellikle üç aileli durum için önerilmiştir [14-20]. Örneğin, üç aile durumunda aşağı kuarklar için

$$\begin{array}{c} \text{SM BAZINDA} \\ M^0(d) = \frac{a_d \eta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \end{array} \quad (3.17)$$

$$\begin{array}{c} \text{KÜTLE BAZINDA} \\ M^m(d) = \frac{3a_d \eta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{array} \quad (3.18)$$

olur.

Bütün fermiyon türlerine (yukarı kuarklar, aşağı kuarklar, yüklü leptonlar ve nötrinolar) Dirac kütlesi veren tek bir Higgs çifti vardır. O halde *ikinci varsayım* olarak farklı fermiyon türlerinin Yukawa sabitlerini yaklaşık eşit almak doğal görünür [16, 19]:

$$a^d \approx a^u \approx a^l \approx a^v \approx a \quad (3.19)$$

Üçüncü aile fermiyonlarının gerçek kütle spektrumu $m_t = 174,3 \pm 5,1$, $m_b = 4,0 \div 4,5$, $m_\tau = 1.77699$ ve $m_{\nu_\tau} < 0,0182 \text{ GeV}/c^2$ [22] göz önüne alınırsa, $a_u / \sqrt{2} = 0,22 \div 0,24$, $a_d / \sqrt{2} = (5,3 \div 6,0) \times 10^{-3}$, $a_l / \sqrt{2} = 2,33 \times 10^{-3}$, $a_\nu / \sqrt{2} > 2,43 \times 10^{-5}$ olur. Böylece ikinci varsayıma uygun olarak çeşni demokrasisi dördüncü SM ailesinin varlığını gerekli kılar [11, 21, 23].

Dördüncü SM ailesi varsa, kütle matrisleri

$$\begin{array}{c} \text{SM BAZINDA} \\ M^0 = \frac{a\eta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \end{array} \quad (3.20)$$

$$\begin{array}{c} \text{KÜTLE BAZINDA} \\ M^m = \frac{4a\eta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{array} \quad (3.21)$$

şeklinde olur. Bu durumda dördüncü aile fermiyonları yaklaşık dejenere olur.

Üçüncü varsayım olarak $a/\sqrt{2}$ sabiti $e = g_W \sin \theta_W$ ile $g_Z = g_W / \cos \theta_W$ arasında alınabilir ve dördüncü SM ailesi fermiyonlarının kütleleri 320 GeV ile 730 GeV arasında öngörülür. Son değer yüksek enerjilerde kısmi dalga üniterliği kullanılarak elde edilen kritik fermiyon kütle değerlerinin en üst limitine yaklaşır [24]. Eğer $a/\sqrt{2} \approx g_W$ olursa dördüncü aile fermiyonları $m_4 = 8m_W = 640$ GeV kütle alır. Çizelge 3.1’de temel fermiyonların deneysel kütle değerleri verilmiştir. Eğer g_W yerine elektromagnetik etkileşme sabiti olan e alınırsa $m_4 \cong 320$ GeV olur [25, 11, 26]. Hassas Elektrozayıf Veri de dördüncü SM ailesini dışlamaz [27-29].

3.2. Kütleler ve Karışımlar

İlk üç aile nötrinolarının, yüklü leptonlarının ve aşağı kuarkların kütleleri $4g_W \eta = 640$ GeV kütle skalasından çok küçüktür. Dolayısıyla Eş. 3.21 nötrinolar için büyük ölçüde gerçeğe uyar. Fakat up (yukarı) kuark sektöründe bu düzen top (üst) kuarkla bozular, çünkü $m_t = 174,3 \pm 5,1$ GeV ’dir.

Top kuarkın kütlesi ihmal edilemediğinden dolayı ilk yaklaşım olarak DMM’deki (t^0, u_4^0) sektöründe değişiklik yapmak gerekir [11]:

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1+\varepsilon_1 & 1+\varepsilon_2 \\ 1 & 1 & 1+\varepsilon_3 & 1+\varepsilon_4 \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

u ve c kuarkların kütleleri 640 GeV’den çok küçük olduğu için ihmal edilir ve bu da $\varepsilon_1 \varepsilon_4 = \varepsilon_2 \varepsilon_3$ koşuluna götürür.

Kolayca görülebilir ki, $\varepsilon_1 = \varepsilon_4 = -\varepsilon_2 = -\varepsilon_3 = \varepsilon$ seçimi yukarıdaki koşula uyar. DMM’yi en az miktarda değiştirdiği için biz bu seçimi tercih ederiz. Sonuçta iki

kütle öz durumu sıfırdan farklı olur: $m_t = 2\varepsilon g_W \eta$ ve $m_{u_4} = 4g_W \eta$. Burada $m_t = 174,3 \pm 5,1 \text{ GeV}$ ve $g_W \eta = 2m_W \cong 160 \text{ GeV}$ alınırsa $\varepsilon = 0,54 \pm 0,02$ olur.

Dördüncü aile fermiyonları dolaylı yoldan

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1 \quad (3.23)$$

parametresinden sapma şeklinde kendilerini gösterebilir. Ağır fermiyon dubletleri ρ parametresinde aşağıdaki düzeltmelerin yapılmasını gerektirir:

$$\rho = 1 + \xi \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} \left[\frac{2m_1^2 m_2^2}{m_1^2 - m_2^2} \ln \left(\frac{m_2^2}{m_1^2} \right) + m_1^2 + m_2^2 \right] \quad (3.24)$$

burada leptonlar için $\xi = 1$, kuarklar için $\xi = 3$, m_1 ve m_2 ise sırasıyla yukarı ve aşağı tip ağır fermiyonların kütleleridir. Eş. 3.24'den de görüldüğü gibi $m_1 = m_2$ için düzeltme terimi sıfır olur, $m_1^2 \ll m_2^2$ ($m_2^2 \ll m_1^2$) için

$$\rho = 1 + \xi \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} m_{2(l)}^2 \quad (3.25)$$

elde edilir. Dolayısıyla üç SM ailesi durumunda ρ 'ya büyük katkılar t kuarktan gelir.

Genelde dördüncü aile fermiyonları (yukarı ve aşağı tip fermiyonların kütlelerinin dejenere olmadığı durumda) ρ parametresine pozitif katkı getirir. Fakat Higgs sektörünün genişletilmesi bu katkıyı karşılayabilir. Örneğin,

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi^{++} \\ \xi^+ \\ \xi^0 \end{pmatrix}$$

Higgs alanı ρ parametresine negatif katkı getirir. ξ_0 'ın boşluktaki beklenen değeri v ile gösterilirse

$$\rho = \frac{\eta + v}{\eta + 2v} \quad (3.26)$$

şeklinde olur. Eğer $\kappa = \frac{v}{\eta} \ll 1$ olursa,

$$\rho = \frac{1 + \kappa}{1 + 2\kappa} = \frac{(1 + \kappa)(1 - 2\kappa)}{(1 + 2\kappa)(1 - 2\kappa)} \approx 1 - \kappa \quad (3.27)$$

elde edilir.

İlk üç aile fermiyonlarının tümüne kütle kazandırmak için kütle matrisinde tam demokrasiye minimum etki yapacak değişiklik aşağıdaki gibi olabilir:

$$M^0 = \frac{a\eta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1+\gamma & 1+\beta & 1-\beta \\ 1+\gamma & 1+2\gamma & 1+\beta & 1-\beta \\ 1+\beta & 1+\beta & 1+\alpha & 1-\alpha \\ 1-\beta & 1-\beta & 1-\alpha & 1+\alpha+2\beta \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

burada γ parametresi birinci aile fermiyonlarının kütlelerini verir ve Cabibbo karışımını ayarlar, β ikinci aile fermiyonlarının kütlelerini verir ve b-c geçişlerini ayarlar, α üçüncü aile fermiyonlarının kütlelerini verir .

Çizelge 3.1'deki u, d ve s kuarklarının kütle değerleri $\mu = 2 \text{ GeV}$ skalasında, c, b ve t kuarklarının kütleleri ise $\mu = m_q$ (burada $q = c, b, t$) skalasında verilmiştir. Eğer $\mu = m_Z$ skalasına geçilirse, Çizelge 3.2'deki kütle değerleri elde edilir [30]. Etkileşme sabitleri $a/\sqrt{2} = g_w$ ve $a/\sqrt{2} = e$ olduğunda $\mu = m_Z$ skalasındaki kuark kütle değerleri ve bunlara karşılık gelen α , β ve γ parametreleri sırasıyla Çizelge 3.3 ve 3.4'te gösterilmiştir. Dördüncü aile kuarklarının 400 GeV kütle değeri

$m_{q4}(\mu = m_{q4}) = 320 \text{ GeV}$, 800 GeV ise $m_{q4}(\mu = m_{q4}) = 640 \text{ GeV}$ durumuna karşılık gelmektedir.

Çizelge 3.1. Temel fermiyonların GeV/c^2 cinsinden kütleleri [22]

Nötrinolar	Yüklü leptonlar	Yukarı kuarklar	Aşağı kuarklar
$\nu_e : < 3 \times 10^{-9}$	$e : 0,51099890 \times 10^{-3}$	$u : (1,5 - 4,5) \times 10^{-3}$	$d : (5 - 8,5) \times 10^{-3}$
$\nu_\mu : < 0,19 \times 10^{-3}$	$\mu : 0,105658357$	$c : 1,0 - 1,4$	$s : (80 - 155) \times 10^{-3}$
$\nu_\tau : < 18,2 \times 10^{-3}$	$\tau : 1,77699$	$t : 174,3 \pm 5,1$	$b : 4,0 - 4,5$
$\nu_4 : > 45$ (kararlı) $\nu_4 : > 90$ (kararsız)	$l_4 : > 100$	$u_4 : > 200$	$d_4 : > 128$

Çizelge 3.2. $\mu = m_Z$ skalasında kuark kütleleri [30]

Yukarı kuarklar	$m_u :$ (0,92 – 2,75)MeV	$m_c :$ (545 – 763)MeV	$m_t :$ $184,4 \pm 5,4 \text{ GeV}$	$m_{u_4} :$ (400 – 800)GeV
Aşağı kuarklar	$m_d :$ (3,06 – 5,20)MeV	$m_s :$ (48,9 – 94,8)MeV	$m_b :$ $2,82 - 3,17 \text{ GeV}$	$m_{d_4} :$ (400 – 800)GeV

Çizelge 3.3. $a/\sqrt{2} = g_w$ için parametreler ve kuark kütleleri ($\mu = m_Z$ skalasında)

Yukarı kuarklar	$\gamma = -0,00024$	$\beta = -0,005424$	$\alpha = 0,464$	
	$m_u = 2,03 \text{ MeV}$	$m_c = 564,3 \text{ MeV}$	$m_t = 186,714 \text{ GeV}$	$m_{u_4} = 799,411 \text{ GeV}$
Aşağı kuarklar	$\gamma = 0,0001016$	$\beta = 0,0002152$	$\alpha = 0,0072$	
	$m_d = 4,21 \text{ MeV}$	$m_s = 48,94 \text{ MeV}$	$m_b = 2,84 \text{ GeV}$	$m_{d_4} = 800,042 \text{ GeV}$

Çizelge 3.4. $a/\sqrt{2} = e$ için parametreler ve kuark kütleleri ($\mu = m_Z$ skalasında)

Yukarı	$\gamma = -0,00048$	$\beta = -0,10848$	$\alpha = 0,928$	
kuarklar	$m_u = 2,03 \text{ MeV}$	$m_c = 564,6 \text{ MeV}$	$m_t = 186,71 \text{ GeV}$	$m_{u_4} = 399,41 \text{ GeV}$
Aşağı	$\gamma = 0,0002032$	$\beta = 0,0004304$	$\alpha = 0,0144$	
kuarklar	$m_d = 4,2 \text{ MeV}$	$m_s = 48,94 \text{ MeV}$	$m_b = 2,84 \text{ GeV}$	$m_{d_4} = 400,042 \text{ GeV}$

Leptonik sektörde, yüklü leptonların kütleleri kesin olarak biliniyor, fakat nötrinoların kütleleri ve karışımları için deneyler sadece üst limitleri verebilir. Çizelge 3.5 ve 3.6’da etkileşme sabitleri $a/\sqrt{2} = g_w$ ve $a/\sqrt{2} = e$ olduğunda lepton kütleleri ve bunlara karşılık gelen α , β ve γ parametreleri verilmiştir.

Çizelge 3.5. Lepton sektörü için $a/\sqrt{2} = g_w$ durumunda parametreler ve bunlara karşılık gelen kütle değerleri

Yüklü	$\gamma = -7,05 \times 10^{-5}$	$\beta = -1,951 \times 10^{-3}$	$\alpha = -3,729 \times 10^{-3}$	
leptonlar	$m_e = 0,511 \text{ MeV}$	$m_\mu = 105,4 \text{ MeV}$	$m_\tau = 1,777 \text{ GeV}$	$m_{l_4} = 639,8 \text{ GeV}$
Nötrinolar	$\gamma = -0,732 \times 10^{-13}$	$\beta = 0,671 \times 10^{-13}$	$\alpha = -1,647 \times 10^{-13}$	
	$m_{\nu_e} = 0,524 \times 10^{-2} \text{ eV}$	$m_{\nu_\mu} = 1,03 \times 10^{-2} \text{ eV}$	$m_{\nu_\tau} = 5,33 \times 10^{-2} \text{ eV}$	$m_{\nu_4} = 640 \text{ GeV}$

Çizelge 3.6. Lepton sektörü için $a/\sqrt{2} = e$ durumunda parametreler ve bunlara karşılık gelen kütle değerleri

Yüklü	$\gamma = -1,41 \times 10^{-4}$	$\beta = -3,902 \times 10^{-3}$	$\alpha = -7,458 \times 10^{-3}$	
leptonlar	$m_e = 0,511 \text{ MeV}$	$m_\mu = 105,3 \text{ MeV}$	$m_\tau = 1,777 \text{ GeV}$	$m_{l_4} = 319,8 \text{ GeV}$
Nötrinolar	$\gamma = -1,464 \times 10^{-13}$	$\beta = 1,342 \times 10^{-13}$	$\alpha = -3,294 \times 10^{-13}$	
	$m_{\nu_e} = 5,244 \times 10^{-3} \text{ eV}$	$m_{\nu_\mu} = 1,028 \times 10^{-2} \text{ eV}$	$m_{\nu_\tau} = 5,333 \times 10^{-2} \text{ eV}$	$m_{\nu_4} = 320 \text{ GeV}$

Önceki kesimde de anlatıldığı gibi SM bazından kütle bazına dönüşümler fermiyon türlerine göre farklı farklı (4×4) 'lük üniter matrislerle yapılır (Bu çalışmada fazlar ihmal edildiğinden dolayı üniter matrisler yerine ortogonal matrisler kullanılmıştır). Daha sonra kütle bazından zayıf baza dönüşüm yapılır. Bunun sonucunda CKM matrisi elde edilir. Çizelge 3.3'deki α, β, γ parametreleri kullanılırsa

$$U_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,9747 & -0,2235 & -0,0028 & -0,0001 \\ 0,2232 & -0,9738 & -0,0439 & -0,0006 \\ -0,0125 & 0,0422 & -0,9990 & -0,0008 \\ -0,0002 & 0,0005 & 0,0008 & -1,0000 \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

Çizelge 3.4'teki parametre değerlerini kullanırsak kuark CKM matrisi aşağıdaki gibi olur:

$$U_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,9747 & 0,2236 & -0,0030 & -0,0002 \\ 0,2232 & -0,9738 & -0,0439 & -0,0012 \\ -0,0125 & -0,0422 & 0,9990 & -0,0014 \\ 0,0005 & -0,0011 & -0,0014 & 1,0000 \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

Bu matrisler Particle Data Group [22]'dan alınan deney sonucu ile karşılaştırılabilir:

$$\begin{pmatrix} 0,9730 - 0,9746 & 0,2174 - 0,2241 & 0,0030 - 0,0044 & * \\ 0,213 - 0,226 & 0,968 - 0,975 & 0,039 - 0,044 & * \\ 0 - 0,08 & 0 - 0,11 & 0,07 - 0,9993 & * \\ * & * & * & * \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

Görüldüğü gibi öngörülen değerler deneysel verilerle de çok uyumludur. Bu sonuç faz parametrelerinin küçüklüğünün bir göstergesi olarak yorumlanabilir.

Leptonik CKM matrisi de benzer şekilde elde edilir. Çizelge 3.5'teki α, β, γ parametreleri kullanılırsa leptonik CKM matrisi aşağıdaki gibi olur:

$$U_{CKM}^1 = \begin{pmatrix} 0,82 & 0,29 & 0,49 & -6,43 \cdot 10^{-6} \\ -0,55 & 0,60 & 0,58 & 1,28 \cdot 10^{-4} \\ 0,12 & 0,74 & -0,66 & 8,14 \cdot 10^{-4} \\ -2,34 \cdot 10^{-5} & 6,81 \cdot 10^{-4} & 4,64 \cdot 10^{-4} & 1,00 \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

Çizelge 3.6'daki α , β , γ parametreleri kullanılırsa:

$$U_{CKM}^1 = \begin{pmatrix} 0,82 & 0,29 & 0,49 & -3,59 \cdot 10^{-6} \\ -0,55 & 0,60 & 0,58 & 6,39 \cdot 10^{-5} \\ 0,12 & 0,74 & -0,66 & 4,07 \cdot 10^{-4} \\ -1,17 \cdot 10^{-5} & 3,41 \cdot 10^{-4} & 2,32 \cdot 10^{-4} & 1,00 \end{pmatrix} \quad (3.33)$$

olur. Bu matris elemanları kaynak [31]'deki deneysel verilerle karşılaştırılırsa

$$\begin{pmatrix} 0,70-0,87 & 0,20-0,61 & 0,21-0,63 \\ 0,50-0,69 & 0,34-0,73 & 0,36-0,74 \\ 0,00-0,16 & 0,60-0,80 & 0,58-0,80 \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

sınırlar içinde olduğu görülür.

Nötrino salınımları konusundaki son deneysel başarılar parçacık fiziğindeki en önemli gelişmelerden biridir. Nötrinolar çok küçük olsa da kütleye sahiptirler, bu durumda nötrinoların birbirlerine dönüşmeleri (salınım yapmaları) mümkün olur. Tümüyle kuantum mekaniksel kökenli olan nötrino salınımlarının, örneğin, Güneşten gelen nötrino akısındaki azalmayı açıklayabileceği öne sürülmektedir. Nötrino salınımları üzerine en güçlü deneysel kanıt, 1998 yılında Japonya'daki KAMIOKANDE işbirliğinden gelmiştir. Bu deneyde atmosferik nötrinolarla bakılmakta olup, müon nötrinolarının sayısında saptanan azalma bu nötrinonun tau nötrinosa (ya da dördüncü bir steril-nötrinoya) salınım yapmasıyla açıklanabilmektedir [32].

Nötrino kütlelerinin kareleri arasındaki farklar %99,73 güvenilirlik seviyesinde (C.L.) KamLAND deneylerinden

$$7,2 \times 10^{-5} (\text{eV})^2 < \Delta m_{\text{SUN}}^2 < 9,1 \times 10^{-5} (\text{eV})^2 ,$$

K2K deneylerinden ise

$$1,4 \times 10^{-3} (\text{eV})^2 < \Delta m_{\text{ATM}}^2 < 3,3 \times 10^{-3} (\text{eV})^2$$

şeklinde bulunmuştur [33].

Bizim elde ettiğimiz (Bkz. Çizelge 3.5 ve 3.6) nötrino kütlelerinden ilk üç aileninki diğer fermiyonlarınkıyla karşılaştırıldığında çok küçük olup, nötrino kütlelerinin kareleri arasındaki farklar:

$$\Delta m_{\text{SUN}}^2 = \Delta m_{21}^2 = 7,8 \times 10^{-5} (\text{eV})^2$$

ve

$$\Delta m_{\text{ATM}}^2 = \Delta m_{31}^2 = 2,8 \times 10^{-3} (\text{eV})^2$$

şeklinde bulunur. Görüldüğü gibi bunlar da deneysel verilerle çok uyumludur.

4. DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİ FERMİYONLARININ VE KUARKONYUMLARININ BOZUNMA KİPLERİ

4.1. Kuarkların ve Leptonların Bozunma Kipleri

Dördüncü SM ailesi leptonlarının ve kuarklarının üçüncü aile fermiyonları ile karışımı baskın ise bozunma kanalları aşağıdaki gibi olur [11]:

$$\nu_4 \rightarrow \tau^- + W^+$$

$$\bar{l}_4 \rightarrow \nu_\tau + W^-$$

$$u_4 \rightarrow b + W^+$$

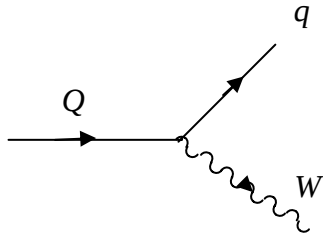
$$d_4 \rightarrow t + W^-$$

sonuncu bozunma

$$t \rightarrow b + W^+$$

süreci ile devam eder. Dolayısıyla, $u_4 \bar{u}_4$ kuark çifti detektörde iki yüksek enerjili b jeti ile birlikte bir W^+W^- çifti, $d_4 \bar{d}_4$ çifti iki yüksek enerjili b jeti ile birlikte iki W^+W^- çifti şeklinde gözlenecektir.

Dikkat edilirse dördüncü SM ailesi kuarklarının ana bozunma modları



Şekil 4.1. $Q \rightarrow qW$ sürecinin Feynman diyagramı.

şeklindedir. Kütlesi $m_Q > M_W + m_q$ olan ağır kuark (Q) hafif kuarka (q) ve reel W bozona bozunur. Benzer şekilde kütlesi $m_L > M_W + m_{\nu_l}$ olan ağır yüklü lepton (L) da nötrinoya (ν_l) ve reel W bozona geçiş yapabilir.

Bu süreç için band genişliği ($m_{q^2}/m_{Q^2} \ll 1$ olmak üzere) aşağıdaki bağıntıdan hesaplanabilir:

$$\Gamma = \frac{Gm_Q^3}{8\pi\sqrt{2}} |U_{Qq}|^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{m_Q^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2M_W^2}{m_Q^2}\right) \quad (4.1)$$

burada

$$G = \frac{g_W^2 \sqrt{2}}{8M_W^2} = \frac{\pi \alpha(M_W^2)}{\sqrt{2} x_W (M_W^2) M_W^2} \quad (4.2)$$

$$\alpha(M_W^2) \approx \frac{1}{128}$$

$M_W = 80,41 \text{ GeV}$ olarak alınırsa $G = 0,0000116702 \text{ GeV}^{-2}$ olur.

Birinci ve ikinci aile fermiyonlarının kütleleri çok küçük olduğundan dördüncü aile fermiyonlarının kütlelerindeki küçük farklılıklar $\nu_4 \rightarrow l_4^- + e^+ + \nu_e$ ve $\nu_4 \rightarrow l_4^- + \pi^+$ gibi bozunmalara da izin verebilir.

4.2. Kuarkonyum Oluşumu

Kuarkonyum toplam çesni yükü sıfır olan $Q\bar{Q}$ bağlı durumlarına denir. Bunların bazıları e^+e^- çarpışmalarında rezonans şeklinde üretilir [35]. Örneğin, charm (tılsımlı) kuarklar eşzamanlı olarak e^+e^- ve p-çekirdek çarpışmalarında charmonyum ψ ($c\bar{c}$) rezonanslarıyla keşfedildi. Benzer şekilde bottom (alt) kuarklar

da bottonyum $\Gamma(b\bar{b})$ rezonanslarıyla keşfedildi ve ilk olarak proton-çekirdek etkileşmelerinde gözlemlendi, fakat e^+e^- çarpıştırıcılarında detaylı olarak incelendi.

Dördüncü SM ailesi kuarkonyumunun gözlenilmesi için aşağıdaki koşul sağlanmalıdır [36]:

$$m_Q \leq (125 \text{ GeV}) |V_{Qq}|^{-2/3} \quad (4.3)$$

Burada Q yeni ağır kuarkları, q bilinen hafif kuarkları simgeler. Biz daha önceki çalışmalarımızda [1, 37-48] bu koşulun sağlandığını ve dolayısıyla dördüncü ailenin kuarklarının bağlı durum oluşturabileceğini gösterdik.

Toponyumun (top kuarkın kuarkonyum durumu) oluşması için $|V_{tb}| < 0.4$ olmalıdır. Üç aileli durumda bu koşul sağlanmaz. Fakat daha fazla SM ailesinin var olması durumunda toponyum oluşabilir [42].

Ağır $Q\bar{Q}$ sisteminin mümkün olan çok sayıda durumu vardır. Göreli olmayan yaklaşımda kuark-anti kuark sisteminin toplam açısal momentumu $J = L + S$ şeklindedir, burada spin durumları $S = 0$ (antisimetrik) ve $S = 1$ (simetrik) olur. Sistemin paritesi $P = (-1)^{L+1}$ ve yük eşleniği $C = (-1)^{L+S}$ şeklindedir (Bkz. Çizelge 4.1). $L = 0$, $S = 1$ olan $c\bar{c}$ ve $b\bar{b}$ kuarkonyum durumları sırasıyla ψ ve Υ sembolleriyle gösterilir. Ayrıca c ve b indisleri de kuarkonyum durumlarını ayırt etmek için kullanılır. Örneğin, η_c , η_b $L = 0$ ve $S = 0$ olan durumlara karşılık gelir. Biz bu çalışmada $L = 0$, $S = 1$ olan dördüncü aile kuarkonyum durumlarını $\psi_4(u_4\bar{u}_4)$ ve $\psi_4(d_4\bar{d}_4)$; $L = 0$, $S = 0$ olan kuarkonyum durumlarını ise $\eta_4(u_4\bar{u}_4)$ ve $\eta_4(d_4\bar{d}_4)$ şeklinde gösterdik.

Çizelge 4.1. Kuarkonyum durumlarının kuantum sayıları

Açısal momentum	J^{PC}		Spektroskopik temsili $^{2S+1}L_J$
	$S = 0$	$S = 1$	
$L = 0$ (S)	$\eta(0^{-+})$	$\psi, \Upsilon, O(1^{--})$	$^1S_0 \quad ^3S_1$
$L = 1$ (P)	$h(1^{+-})$	$\chi_J(0^{++}, 1^{++}, 2^{++})$	$^1P_1 \quad ^3P_J$
$L = 2$ (D)	2^{-+}	$1^{--}, 2^{--}, 3^{--}$	$^1D_2 \quad ^3D_J$

Bu durumlardan sadece $J^{PC} = 1^{--}$ olanlar e^+e^- çift yokoluşunda virtuel fotonla üretilebilir. $J^{PC} = 1^{++}$ üretimi virtuel Z^0 bozonun aksial (eksensel) çiftlenimi ile mümkündür; ayrıca $L > 0$ durumları için üretim açısal momentumun korunumundan dolayı bastırılmış olur [35]. Dolayısıyla bu çalışmada sadece $\psi_4(^3S_1)$ ve $\eta_4(^1S_0)$ durumlarına bakılmıştır. Bunlardan ikincisi $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında rezonans şeklinde üretilebilir.

η ve ψ kuarkonyum durumları için üretimin tesir kesitleri ve bozunma band genişlikleri orijindeki dalga fonksiyonu ile belirlenir. Bu dalga fonksiyonu

$$|\psi_S(0)|^2 = \frac{1}{4\pi} |R_S(0)|^2 \quad (4.4)$$

$$|R_S(0)|^2 = m_Q \left\langle \frac{dV}{dr} \right\rangle \quad (4.5)$$

bağıntılarından hesaplanır. Burada V kuarklar arası potansiyel enerjidir ve genelde üç terimin toplamı şeklinde parametrize edilir:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s(r)}{3r} + V_I(r) + ar \quad (4.6)$$

Burada ilk terim kısa mesafeli Coulomb benzeri terimdir (tek gluon değiş-tokuşunu temsil eden saılma genliğinin Fourier dönüşümüdür) ve $\alpha_s(r)$ kuvvetli etkileşmelerin çiftlenim (coupling) sabiti olup, $\alpha_s(Q^2)$ 'nin Fourier dönüşümüdür. İki-halka mertebesinde

$$\alpha_s(r) = \frac{12\pi}{25t} \left[1 - \frac{462}{625} \frac{\ln t}{t} + \left(\frac{57}{75} + 2\gamma_E \right) \frac{1}{t} + O(t^{-2}) \right] \quad (4.7)$$

şeklinde verilir; burada $t = -\ln(r^2 \Lambda^2)$, $\gamma_E = 0,5772...$ Euler sabitidir ve Λ QCD skalası parametresidir.

$V(r)$ ifadesindeki cc terim hapsetme potansiyelidir, burada $a \cong 0,2 \text{ GeV}^2$. Bir nceki $V_1(r)$ terimi ara bölge potansiyeli olup, çeşitli şekillerde seçilebilir. Sağlaması gereken tek şart çok küçük veya çok büyük yarıçaplarda sıfıra gitmesidir. Ağır kuarklar için bu potansiyellerin hepsi birbirine yakın değerler verir. Birkaç potansiyel parametrizasyonu (Coulomb, Cornell, Ricardson, Wisconsin) mevcuttur, bunlar $c\bar{c}$ ve $b\bar{b}$ verileri ile ayarlanır. Bu çalışmada en basit potansiyel olan Coulomb potansiyelinin kullanılması tercih edilmiştir. Coulomb potansiyeli

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(m_Q)}{r} \quad (4.8)$$

şeklindedir. Burada

$$\alpha_s(m_Q) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln \left(\frac{m_Q^2}{\Lambda^2} \right)}, \quad (4.9)$$

$N_f = 6$ ve $\Lambda = 0,12 \text{ GeV}$ olarak alınır.

Coulomb potansiyeli çerçevesinde dalga fonksiyonu

$$|R_s(0)|^2 = 4 \left(\frac{2}{3} \alpha_s m_Q \right)^3 \quad (4.10)$$

olur (44).

4.3. $\eta_4(^1S_0)$ ve $\psi_4(^3S_1)$ Kuarkonyumlarının Bozunma Kipleri

ψ_4 ve η_4 kuarkonyum durumlarının bozunma kipleri aşağıda gösterilmiştir [44]:

$$(1) \eta_4 \rightarrow f\bar{f}$$

$$\psi_4 \rightarrow f\bar{f}$$

kipleri [35]. Bu süreçlerin Feynman diyagramları Şekil 4.2’de verilmiş olup band genişlikleri aşağıdaki bağıntılardan hesaplanır:

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{3\alpha_Z^2 N_f \beta_f}{32} \frac{M_f^2}{M_Z^2} |R_s(0)|^2 \quad (4.11)$$

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{4\alpha^2 N_f \beta_f}{M^2} \{ (1 + 2R_f) \}$$

$$\times \left[e_Q^2 e_f^2 + \frac{2e_Q e_f v_Q v_f}{x_W (1 - x_W)} \frac{1}{1 - R_Z} + \frac{v_Q^2 v_f^2}{x_W^2 (1 - x_W)^2} \frac{1}{(1 - R_Z)^2} \right] \quad (4.12)$$

$$+ \beta_f^2 \frac{v_Q^2 a_f^2}{x_W^2 (1 - x_W)^2} \frac{1}{(1 - R_Z)^2} \Big] |R_s(0)|^2$$

burada N_f renk faktörü (leptonlar için 1, kuarklar için 3 olur),

$$\alpha_Z = \frac{\alpha}{\sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W}$$

$$R_i = \frac{M_i^2}{M^2}, \quad M = 2m_Q \text{ (burada } i = f, Z, H \text{ olabilir)}$$

$$x_W = \sin^2 \theta_W$$

$\beta_f = (1 - 4R_f)^{1/2}$ (β_f bozunma sonucunda oluşan fermiyonların kuarkonyum durgun çerçevesindeki hızıdır)

v_f ve a_f fermiyonların Z^0 bozonla zayıf çiftlenim sabiti olup

$$v_f = \frac{1}{2}(I_{3L} + I_{3R}) - e_f \sin^2 \theta_W$$

$$a_f = \frac{1}{2}(I_{3L} - I_{3R})$$

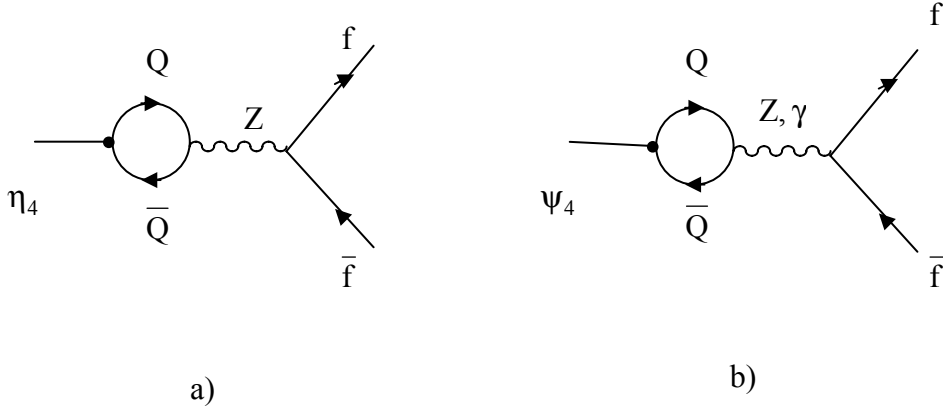
şeklindedir, burada I_{3L} ve I_{3R} sağelli (veya solelli) fermiyonların zayıf izospinidir ve

$$I_{3L} = \pm \frac{1}{2}, \quad I_{3R} = 0,$$

benzer şekilde v_Q ve a_Q kuarkların Z^0 bozonla zayıf çiftlenim sabitidir

$$v_Q = \frac{1}{2}(I_{3L} + I_{3R}) - e_Q \sin^2 \theta_W$$

$$a_Q = \frac{1}{2}(I_{3L} - I_{3R})$$



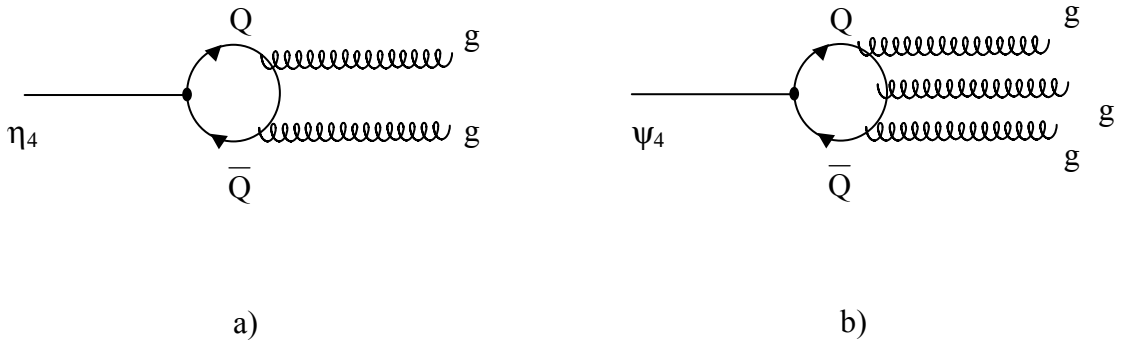
Şekil 4.2. a) $\eta_4 \rightarrow f\bar{f}$ ve b) $\psi_4 \rightarrow f\bar{f}$ süreçlerinin Feynman diyagramları.

(2) $\eta_4 \rightarrow gg$
 $\psi_4 \rightarrow ggg$

İki-gluon bozunması η , üç-gluon bozunması ψ_4 ve Υ durumları için baskın olan hadronik kanaldır (iki-gluon bozunması C (yük eşleniği) değişmezliğinden dolayı ψ_4 için yasaklanmıştır) [44]. (Bkz. Şekil 4.3).

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow gg) = \frac{8\alpha_s^2}{3M^2} |R_s(0)|^2 \quad (4.13)$$

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ggg) = \frac{40(\pi^2 - 9)\alpha_s^3}{81\pi M^2} |R_s(0)|^2 \quad (4.14)$$



Şekil 4.3. a) $\eta_4 \rightarrow gg$ ve b) $\psi_4 \rightarrow ggg$ süreçlerinin Feynman diyagramları.

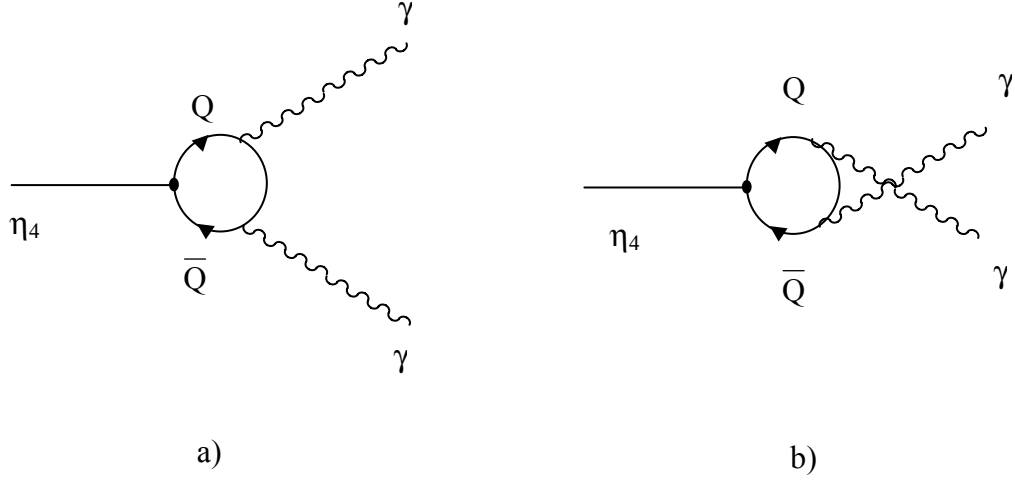
(3) η_4 durumu için aşağıdaki bozunma kipi de mümkündür (Bkz. Şekil 4.4):

$$\eta_4 \rightarrow \gamma \gamma$$

Yang'ın teoremi spini 1 olan parçacıkların spini 1 olan iki tane kütsesiz eşdeğer parçacığa geçişini yasaklar, dolayısıyla ψ , χ_1 , h durumlarının böyle bir bozunması mümkün değildir [44].

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{12\alpha^2 e_Q^4}{M^2} |R_s(0)|^2 \quad (4.15)$$

burada e_Q protonun yükü cinsinden verilmiş kuark yüküdür.



Şekil 4.4. $\eta_4 \rightarrow \gamma \gamma$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.

(4) ψ_4 durumu için

$$\psi_4 \rightarrow g g \gamma$$

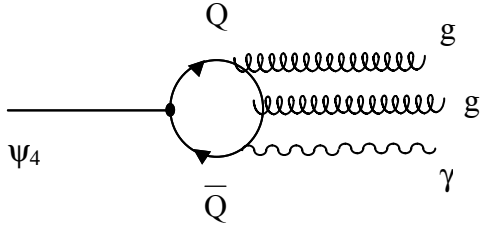
bozunma kipi mümkündür. Bu sürecin band genişliği

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow g g \gamma) = \frac{8(\pi^2 - 9)}{9\pi} \frac{\alpha_s^2}{\alpha} \Gamma_\gamma \quad (4.16)$$

Burada

$$\Gamma_\gamma = \Gamma(\psi \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+ e^-)$$

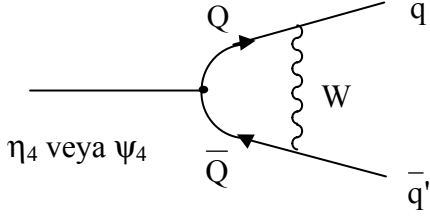
Dördüncü SM ailesi için de aynı bozunma şekli mümkündür. Bu bozunma kipinden gelen katkı çok küçük olduğundan hesaplanmamıştır (Bkz. Şekil 4.5).



Şekil 4.5. $\psi_4 \rightarrow g g \gamma$ sürecinin Feynman diyagramı.

$$(5) \quad \begin{aligned} \eta_4 &\rightarrow q \bar{q} \\ \psi_4 &\rightarrow q \bar{q} \end{aligned}$$

W değiş-tokuşundan gelen katkılar hafif kuarklarla karışımın matris elemanları $|U_{Qq}|^2$ ile büyük ölçüde bastırılır. Dolayısıyla dördüncü aile için bu bozunma kipine bakılmamıştır [49]. (Bkz. Şekil 4.6)



Şekil 4.6. $\eta_4(\psi_4) \rightarrow q\bar{q}$ sürecinin Feynman diyagramı.

(6) Dördüncü aile kuarkonyumunun kütlesi Z^0 bozonun kütlesinden büyük olduğu için aşağıdaki bozunma şekli de mümkündür (Bkz. Şekil 4.7):

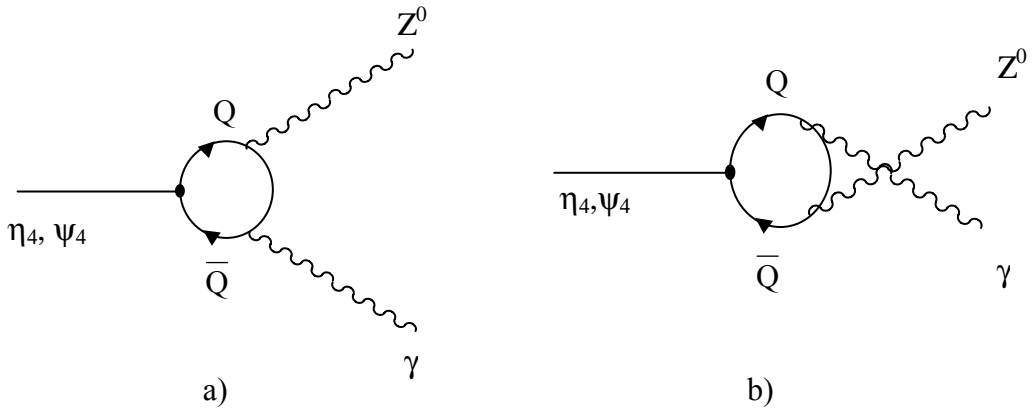
$$\eta_4 \rightarrow Z^0 \gamma$$

$$\psi_4 \rightarrow Z^0 \gamma$$

Bu süreçlerin band genişlikleri aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow Z\gamma) = \frac{24\alpha\alpha_Z e_Q^2 v_Q^2}{M^2} (1 - R_Z) |R_S(0)|^2 \quad (4.17)$$

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow Z\gamma) = \frac{8\alpha\alpha_Z e_Q^2 a_Q^2}{M_Z^2} (1 - R_Z^2) |R_S(0)|^2 \quad (4.18)$$



Şekil 4.7. $\eta_4(\psi_4) \rightarrow Z^0 \gamma$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.

(7) Benzer şekilde dördüncü aile kuarkonyumunun kütlesi iki tane Z^0 bozonun kütlesinden büyük olursa aşağıdaki bozunma mümkün olur:

$$\eta_4 \rightarrow ZZ$$

$$\psi_4 \rightarrow ZZ$$

Bu bozunma t ve u-kanallarıyla gerçekleşir (Bkz. Şekil 4.8).

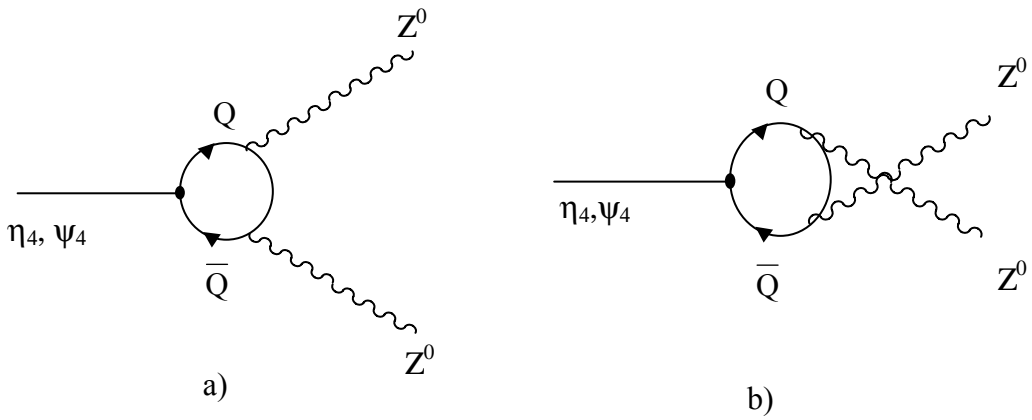
$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow ZZ) = \frac{12\alpha_Z^2(v^2 + a^2)\beta_Z^3}{M^2} \frac{1}{(1 - 2R_Z)^2} |R_s(0)|^2 \quad (4.19)$$

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ZZ) = \frac{8\alpha_Z^2 v^2 a^2 \beta_Z^5}{M_Z^2} \frac{1}{(1 - 2R_Z)^2} |R_s(0)|^2 \quad (4.20)$$

Burada

$$\beta_Z = (1 - 4R_Z)^{1/2}$$

$$R_Z = \frac{M_Z^2}{M^2}.$$



Şekil 4.8. $\eta_4(\psi_4) \rightarrow ZZ$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.

(8) Diğer bir bozunma süreci:

$$\eta_4 \rightarrow Z H$$

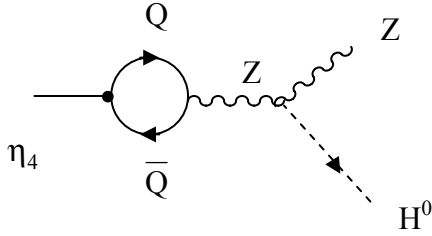
$$\psi_4 \rightarrow Z H$$

gibidir. Bu bozunmanın band genişliği

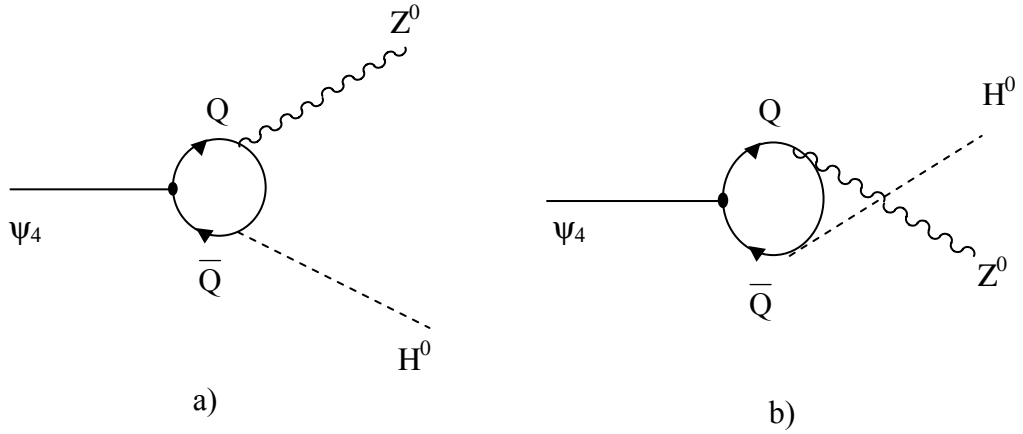
$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow Z H) = \frac{3\alpha_Z^2 a_Q^2 \beta_{ZH}^3}{4} \frac{M^2}{M_Z^4} |R_s(0)|^2 \quad (4.21)$$

bağıntısıyla verilir. Burada

$$\beta_{ZH} \left[(1 - R_Z - R_H)^2 - 4R_Z R_H \right]^{1/2}.$$



Şekil 4.9. $\eta_4 \rightarrow Z H$ sürecinin Feynman diyagramı.



Şekil 4.10. $\psi_4 \rightarrow Z H$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.

Şekil 4.10'da görüldüğü gibi ψ_4 durumu için bu süreç hem t, hem de u-kanallarıyla gerçekleşebilir. Band genişliği

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ZH) = \frac{\alpha_Z^2 v_Q^2 \beta_{ZH}}{2M_Z^2} \frac{1}{(1-R_Z)^2 (1-R_Z-R_H)^2} \times \left\{ \left[(1-R_Z)^2 - R_H(1-3R_Z) \right]^2 + \frac{1}{2} R_Z \left[(1-R_Z)^2 + R_H(2-R_H) \right]^2 \right\} \quad (4.22)$$

şeklindedir. Burada $R_H = \frac{M_H^2}{M^2}$.

(9) Kuarkonyum içindeki tek bir kuarkın bozunması (SQD) aşağıdaki gibi hesaplanabilir:

$$\Gamma_{SQD}(\eta_4(\psi_4) \rightarrow Q\bar{q}W \text{ veya } \bar{Q}qW) = \frac{\alpha_W |U_{Qq}|^2 \tilde{\beta}}{8} \frac{M_Q^3}{M_W^2} \times \left[1 + 4(R_W - 2R_q) + 16(R_q^2 + R_q R_W - 2R_W^2) \right] \quad (4.23)$$

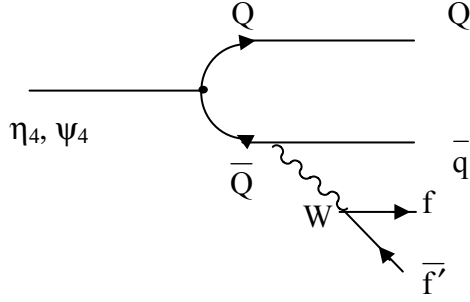
burada U_{Qq} kütle karışım matrisi elemanı olup

$$\alpha_W = \frac{\alpha}{\sin^2 \theta_W}$$

$$R_q = \frac{M_q^2}{M^2} \text{ (q indisi hafif kuarkları temsil eder)}$$

$$\tilde{\beta} = \left[1 - 8(R_q + R_W) + 16(R_q - R_W)^2 \right]^{1/2}$$

şeklindedir. (Eş. 4.23 ve Eş. 4.1 birbirine yakın sonuçlar verir.)



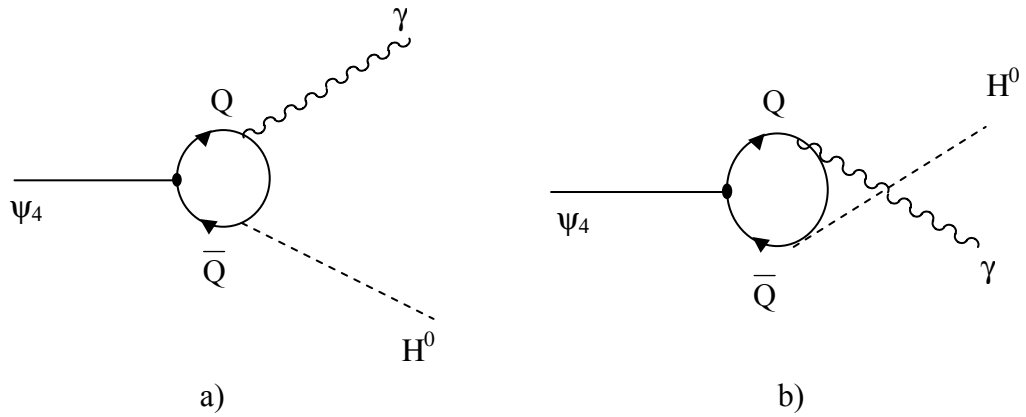
Şekil 4.11. η_4 ve ψ_4 durumlarının SQD bozunması.

(10) $\psi_4 \rightarrow \gamma H$

Nötral Higgs bozonlarına radiatif bozunma geniş bir kanal değil, fakat Higgs bozonları aramak için çok önemlidir (*Wilczek mekanizması*). Böyle bir bozunmada C P kuantum sayısı korunmalıdır. Bu koşul ψ_4 için sağlanır, η_4 için sağlanmaz. γ için $J^{PC}=1^{--}$, Higgs bozon için $J^{PC}=0^{++}$, ψ için $J^{PC}=1^{--}$ ve η için $J^{PC}=0^{-+}$ (Bkz. Çizelge 4.1). ψ_4 durumu için

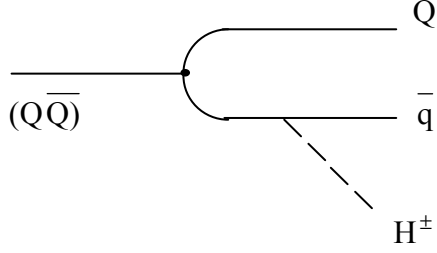
$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \gamma H) = \frac{\alpha_w \alpha e_Q^2}{2M_W^2} (1 - R_H) |R_S(0)|^2 \quad (4.24)$$

olur.



Şekil 4.12. $\psi_4 \rightarrow \gamma H$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.

(11) Eğer $m_H < m_Q$ kütesine sahip yüklü $H^\pm$ bozonları var ise $H^\pm$ aracılığıyla tek-kuark bozunmaları (SQD) büyük bir ihtimalle diğer tüm kuarkonyum kipleri üstünde baskın olabilir. (Bkz. Şekil 4.13)



Şekil 4.13. $H^\pm$ aracılığıyla SQD.

(12) Dördüncü aile kuarkonyumunun kütesi W^+ ve W^- bozonların küteleleri toplamından büyük olursa aşağıdaki bozunmalar gerçekleşir:

$$\eta_4 \rightarrow W^+ W^-$$

$$\psi_4 \rightarrow W^+ W^-$$

Bu süreçlerin band genişlikleri

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow W^+ W^-) = \frac{3\alpha_W^2 \beta_W^3}{8M^2} \frac{1}{(1-R)^2} |R_s(0)|^2 \quad (4.25)$$

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow W^+ W^-) = \frac{\alpha_W^2 \beta_W^3}{64} \frac{M^2}{M_W^4} \left\{ \frac{1 + 20R_W + 12R_W^2}{(1-R_Z)^2} (1 - 8cR_Z + 16c^2R_Z^2) \right. \\ \left. - \frac{4R_W(5 + 6R_W)}{(1-R)(1-R_Z)} (1 - 4cR_Z) + \frac{4R_W(2 - R_W)}{(1-R)^2} \right\} |R_s(0)|^2 \quad (4.26)$$

şeklindedir. Burada

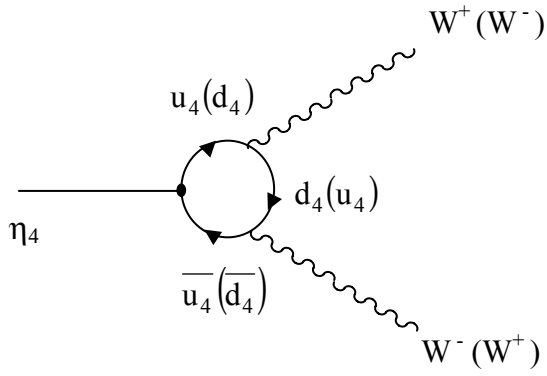
$$R = 2(R_Q - R_{Q'} + R_W)$$

$$R_Q = \frac{1}{4}$$

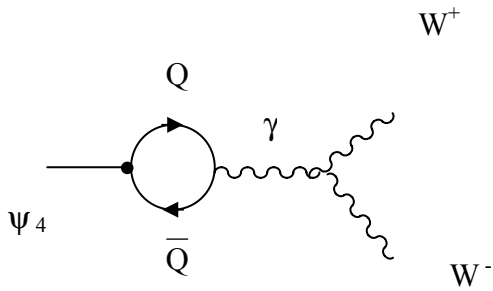
$$R_{Q'} = \frac{M_{u4}^2}{(2M_{d4})^2} \text{ (ara parçacığın } u_4 \text{ olduğu durum için)}$$

$$R_{Q'} = \frac{M_{d4}^2}{(2M_{u4})^2} \text{ (ara parçacığın } d_4 \text{ olduğu durum için)}$$

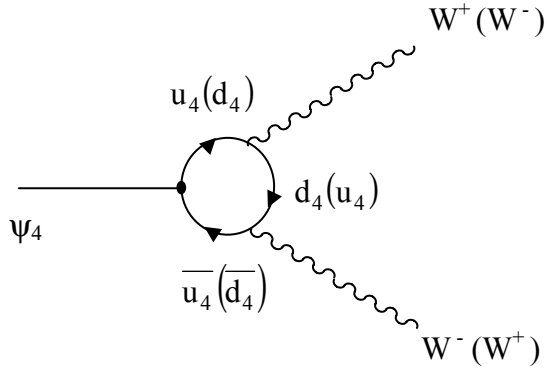
$$c = 2I_{3Q}e_Q \sin^2 \theta_W.$$



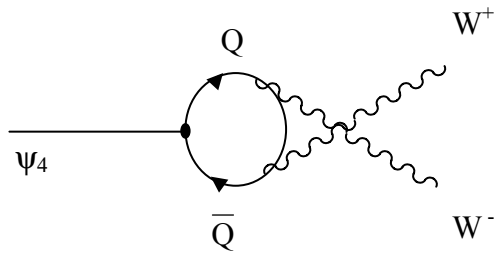
Şekil 4.14. $\eta_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin Feynman diyagramı.



Şekil 4.15. s-kanalıyla $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin Feynman diyagramı.



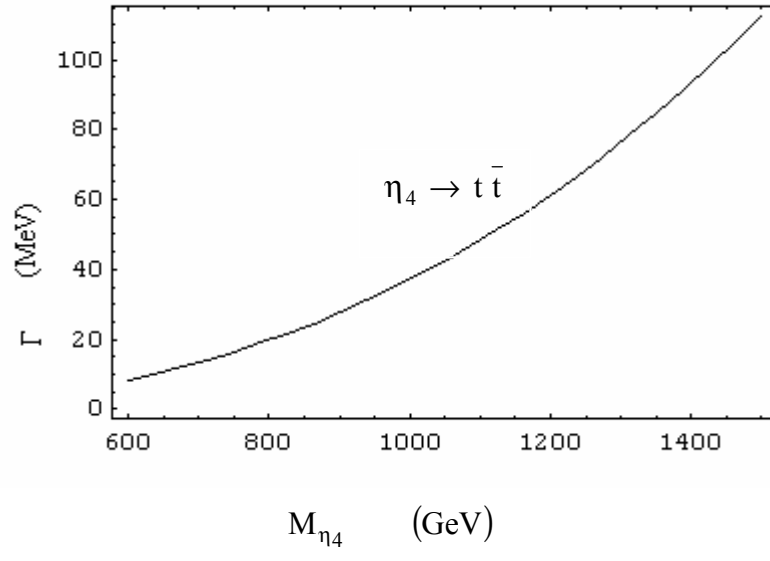
a)



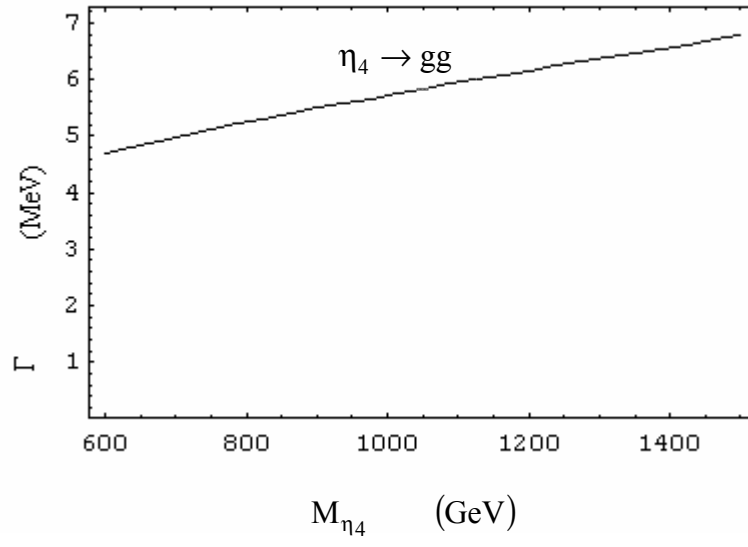
b)

Şekil 4.16. $\psi_4 \rightarrow W^+ W^-$ sürecinin Feynman diyagramı: a) t-kanalıyla ve b) u-kanalıyla.

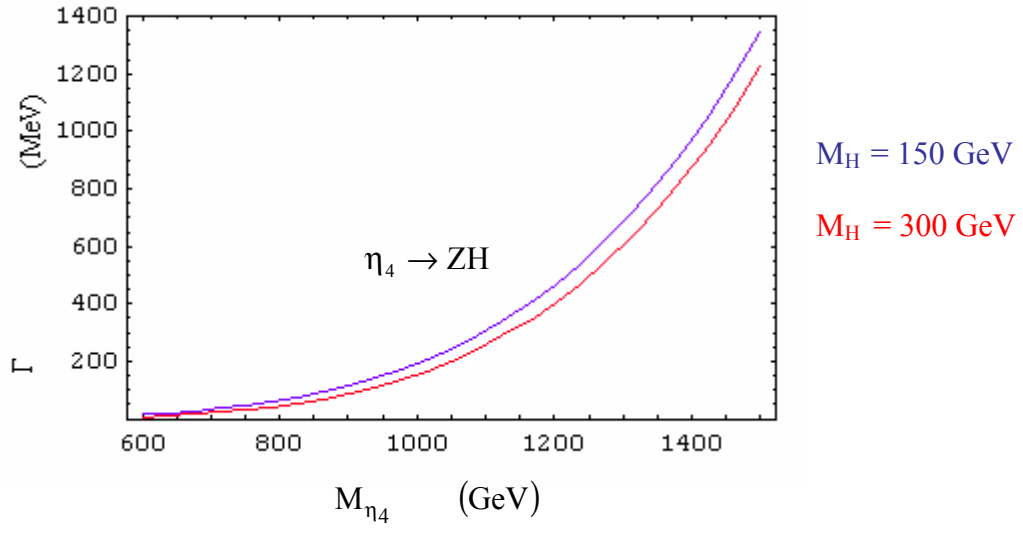
Band genişlikleri MeV düzeyi ve üzerinde olan bazı süreçlerin band genişliklerinin kuarkonyum kütlelerine göre değişimleri Şekil 4.17, 4.18, 4.19, 4.20, 4.21, 4.22, 4.23'te verilmiştir.



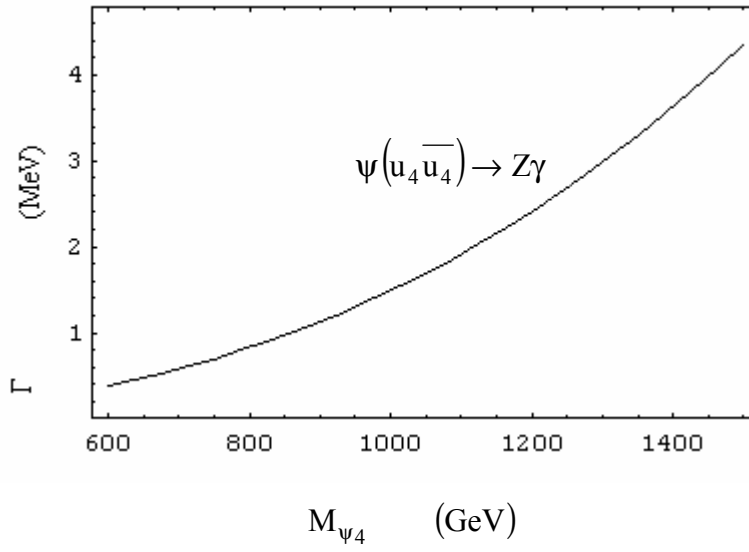
Şekil 4.17. $\eta_4 \rightarrow t \bar{t}$ sürecinin band genişliği.



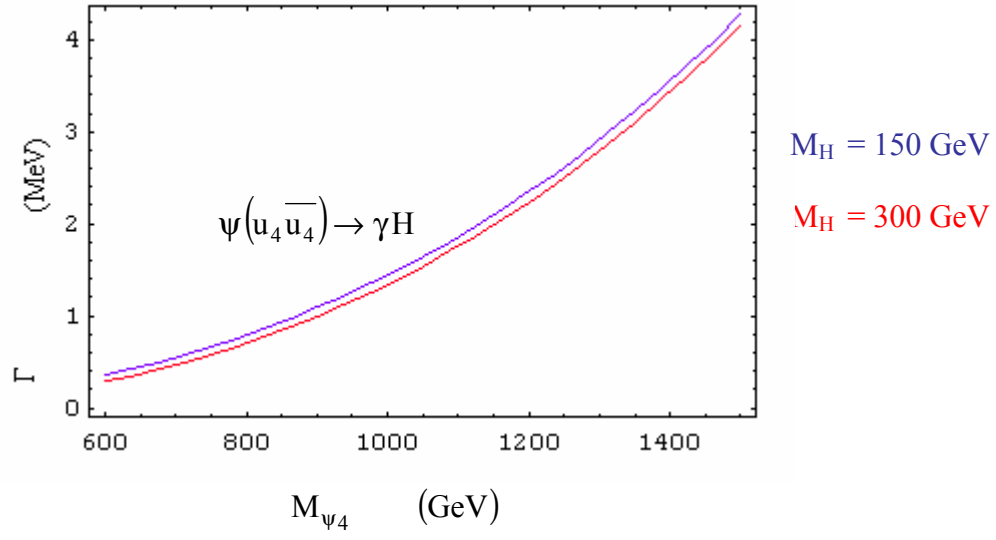
Şekil 4.18. $\eta_4 \rightarrow gg$ sürecinin band genişliği.



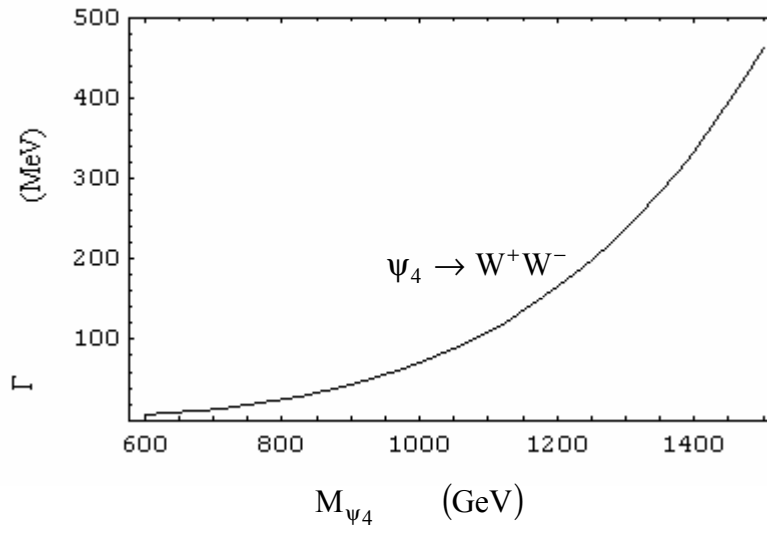
Şekil 4.19. $\eta_4 \rightarrow ZH$ sürecinin band genişliği.



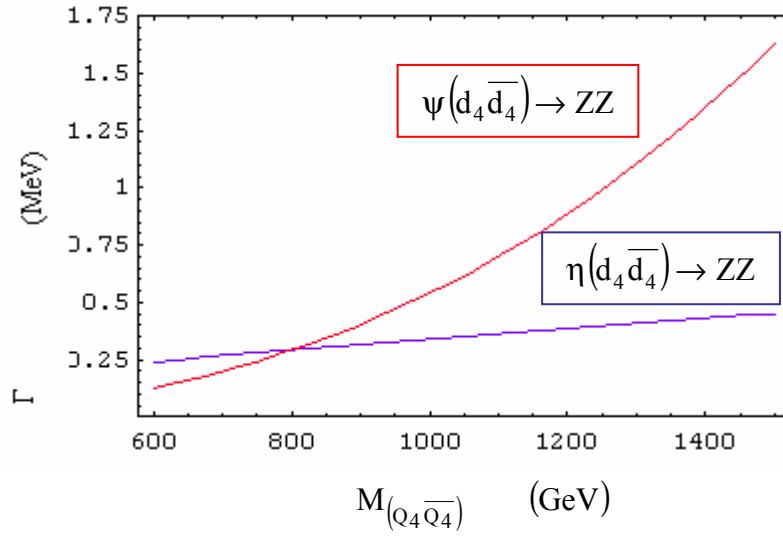
Şekil 4.20. $\psi(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow Z\gamma$ sürecinin band genişliği.



Şekil 4.21. $\psi(u_4\bar{u}_4) \rightarrow \gamma H$ sürecinin band genişliği.



Şekil 4.22. $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin band genişliği.



Şekil 4.23. $\eta(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZZ$ ve $\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.

Görüldüğü gibi η_4 kuarkonyumu için en büyük katkı $\eta_4 \rightarrow t\bar{t}$, $\eta_4 \rightarrow gg$, $\eta_4 \rightarrow ZH$ bozunmalarından, ψ_4 kuarkonyumu için $\psi_4 \rightarrow \gamma H$, $\psi_4 \rightarrow Z\gamma$, $\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZZ$, $\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow W^+W^-$ bozunmalarından gelmektedir.

5. LEPTON ÇARPIŞTIRICILARI

Dördüncü SM ailesi fermiyonları gelecekte sadece TeV enerjili çarpıştırıcılarda incelenebilir. Biz bu çalışmada dördüncü SM ailesini lepton çarpıştırıcılarında detaylı olarak incelemeyi amaçladık.

Lepton çarpıştırıcıları e^+e^- ve $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarıdır. Ayrıca lineer e^+e^- çarpıştırıcıları aynı temel üzerinde $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarının kurulmasına da imkan sağlar. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında elde edilen kütle merkezi enerjisi ve ışınlık değerlerinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki ile aynı düzeyde olacağı tahmin edilir [50-54]. Dolayısıyla $\gamma\gamma$ makinelerinde de dördüncü SM ailesinin üretimine bakılmıştır. Bu bölümde dünyada önerilen yüksek enerjili lepton çarpıştırıcıları incelenmiştir.

5.1. e^+e^- Çarpıştırıcıları

Yüksek enerjili e^+e^- çarpıştırıcıları maddenin temel içeriğini ve bunların etkileşmelerini araştırmak için gerekli araçlardan biridir [35]. LEP2’de (CERN, Cenevre) bu çarpıştırıcılar 100 – 200 GeV ’lik enerji skalasını kapsamaktaydı. Geleceğin lineer e^+e^- çarpıştırıcılarında ise enerji TeV skalasına çıkarılacaktır [55].

Dördüncü SM ailesi fermiyonlarının fiziğini inceleyebilecek olan e^+e^- çarpıştırıcılarının sinkrotron ışınlımla enerji kaybından dolayı halka tipli olması uygun değildir. Bu çarpıştırıcıların linak tipli olması gerekir (Bkz. Şekil 5.1).

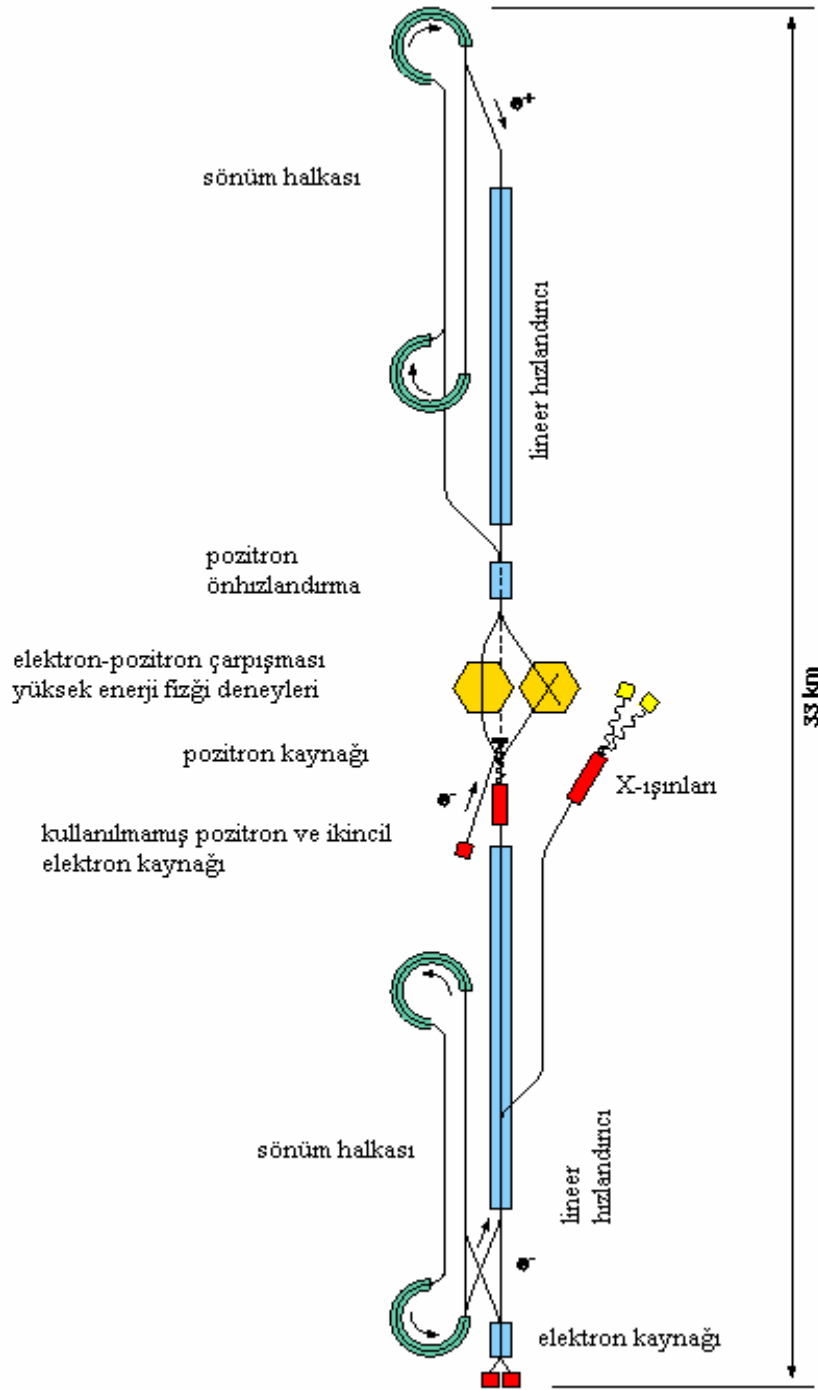
Geleceğin e^+e^- çarpıştırıcıları TESLA [56], CLIC [57], JLC ve NLC’dir. Bu çarpıştırıcıların bazı önemli parametreleri Çizelge 5.1’de verilmiştir.



Resim 5.1. Lineer hızlandırıcıdan bir görüntü.

Çizelge 5.1. Geleceğin e^+e^- çarpıştırıcıları

Çarpıştırıcı	TESLA/ILC		CLIC				JLC/NLC	
	1. aşama	2. aşama	1. aşama	2. aşama	3. aşama	4. aşama	1. aşama	2. aşama
Işınlık, [$\times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	3,4	5,8	1,4	2,7	10	10	25/20	25/30
$\sqrt{s}$, [TeV]	0,5	0,8	0,5	1	3	5	0,5	1
Toplam uzunluk, [km]	33	33	5	10	27,5	40	13,8	27.6
Aktif uzunluk, [km]	21,8	21,8	3,48	7,08	21,48	31,28	-	-
RF-frekansı, [GHz]	1,3	1,3	30	30	30	30	11,424	11,424
Tekrarlama frekansı, [Hz]	5	4	200	150	100	50	150/ 120	100/ 120
Beamstrahlung enerjisi, [%]	3,2	4,3	4,4	11,2	31	36,6	5,4	8,9
Demet başına güç, [MW]	11,3	17	4,9	7,4	14,8	12,3	-	-
Demet başına parçacık sayısı, [10^{10}]	2	1,4	0,4	0,4	0,4	0,4	0,75	0,75



Şekil 5.1. TESLA çarpıştırıcısının şematik görüntüsü.

5.2. $\mu^+\mu^-$ Çarpıştırıcıları

Müon çarpıştırıcıları da dördüncü Standart Model ailesi fermiyonlarının fizliğini inceleyebilme imkanı verir [58]. Hızlandırılmış protonların sabit hedefle çarpıştırılmasıyla elde edilen pionların bozunması sonucunda müon demeti elde edilir. Eğer hızlandırılmış protonların enerjisi 500 MeV ile 1 GeV aralığında olursa aşağıdaki tek pion üretimi süreçleri gerçekleşir:

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow p + n + \pi^+ \\ &\rightarrow p + p + \pi^0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p + n &\rightarrow p + n + \pi^0 \\ &\rightarrow p + p + \pi^- \\ &\rightarrow n + n + \pi^+ \end{aligned}$$

$$p + p \rightarrow d + \pi^+ .$$

Eğer hızlandırılmış protonların enerjisi 1,5 GeV ile 2,0 GeV aralığında olursa aşağıdaki çift pion üretimi süreçleri gerçekleşir:

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- \\ &\rightarrow p + p + \pi^0 + \pi^0 \\ &\rightarrow n + n + \pi^+ + \pi^+ \\ &\rightarrow n + p + \pi^+ + \pi^0 \\ &\rightarrow d + \pi^+ + \pi^0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p + n &\rightarrow p + n + \pi^+ + \pi^- \\ &\rightarrow p + n + \pi^0 + \pi^0 \\ &\rightarrow n + n + \pi^+ + \pi^0 \\ &\rightarrow p + p + \pi^- + \pi^0 \\ &\rightarrow d + \pi^- + \pi^+ \\ &\rightarrow d + \pi^0 + \pi^0 \end{aligned}$$

Bu süreçler pion üretimini ikiye katladığından ve sonuçta müon üretimini arttırdığından dolayı büyük bir ihtimalle geleceğin müon üretebilen proton hızlandırıcıları yukarıda verilen enerji bölgesinde çalışacaktır.

Çizelge 5.2. Dünyadaki müon üretilen hızlandırıcılar [59]

Hızlandırıcı	Enerjisi (MeV)	Yılı
TRIUMF; Kanada	500	1973
Indiana Üniv, ABD	200	1972
SIN (PSI), İsviçre	520	1974
Harvard Üniv, ABD	160	1949
Harwell, İngiltere	160	1949
Orsay, Fransa	160	1958
Uppsala, İsveç	185	1951
Rochester, ABD	240	1948
Liverpool, İngiltere	380	1954
Columbia Üniv, ABD	385	1950
Carnegie-Mellon, ABD	440	1951
Chicago, ABD	460	1951
CERN, İsviçre (Sinkrosiklotron)	600	1957
SREL, ABD	600	1966
Dubna, Rusya (Sinkrosiklotron)	680	1949
Berkeley, ABD (Sinkrosiklotron)	740	1946
Gatchina, Rusya	1000	1968
Los Alamos, ABD	800	1972
Birmingham, İngiltere	1000	1953
Brookhaven, ABD (Sinkrosiklotron)	3000	1952
Saclay, Fransa	3000	1958
Princeton, ABD	3000	1963
Berkeley, ABD (Sinkrotron)	6200	1954
Chilton, İngiltere	7000	1963
Moscow, Rusya	7000	1961
Dubna, Rusya (Sinkrotron)	10000	1957
Argonne, ABD	12500	1963
CERN, İsviçre (Sinkrotron)	28000	1959
Brookhaven, ABD (Sinkrotron)	33000	1960
Serpukhov, Rusya	76000	1967
Batavia, ABD	200000	1972

Müonlar 1950 li yılların sonlarından başlayarak birinci nesil proton hızlandırıcılarında üretilmeye başladı. Bunlar Nevis (Columbia, ABD), SREL (ABD) ve CERN'deki sinkrosiklotronlardı. Daha sonra 1974 yılında SIN (PSI) (İsviçre) ve TRIUMF (Kanada) siklotronları gibi ikinci nesil proton hızlandırıcıları ortaya çıktı. Bu hızlandırıcılarda sürekli müon demeti üretilmektedir. 1981 yılında BOOM (Japonya) ve 1987 yılında ISIS (Rutherford Appleton Laboratory, İngiltere)'de pulslu (atmalı) müon demeti üretilmeye başladı [59]. Müon üretilen hızlandırıcıların dünyadaki dağılımı Çizelge 5.2'de verilmiştir.

Üç tür pion vardır: π^+ , π^- ve π^0 mezon. Çizelge 5.3'ten de görüldüğü gibi müonlar ve müon nötrinoları π^+ ve π^- pionların bozunması sonucunda elde edilir.

Çizelge 5.3. Pionların özellikleri

	π^+	π^-	π^0
Ort. Ömrü (s)	$26,04 \times 10^{-9}$	$26,04 \times 10^{-9}$	$0,89 \times 10^{-16}$
Spini	0	0	0
Kütlesi (MeV)	139,57	139,57	134,97
Bozunma kipi	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ B.R. = 0,9998	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ B.R. = 0,9998	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ B.R. = 0,9879

Üretilen müon demeti daha sonra müon çarpıştırıcılarında kullanılacaktır. $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcıları daha tasarım aşamasında olup birçok yönden e^+e^- çarpıştırıcılarına göre daha avantajlı olacaktır [60].

Sinkrotron ışımasından dolayı e^+e^- çarpıştırıcıları iki lineer hızlandırıcı kullanılarak yapılmalıdır. Bu, hızlandırıcının inşa ve işletim maliyetini arttırır. Sinkrotronla enerji kaybı

$$\Delta E = \frac{q^2 \beta^3 \gamma^4}{3 \epsilon_0 r} \quad (5.1)$$

bağıntısıyla ifade edilir. Burada q parçacığın yükü, ϵ_0 boşluğun elektriksel geçirgenliği, r yörünge yarıçapı, γ ise Lorentz faktörü olup, $\gamma = E/mc^2$ ve $\beta = v/c$ dir. Müon elektrondan 207 kat daha ağır olduğundan müon çarpıştırıcıları yaklaşık 10^9 kat daha az sinkrotron ışıması yapar. Bu, müonların halkada hızlandırılıp depolanması imkanını sağlar. Dolayısıyla maliyeti düşürür (Bkz. Şekil 5.3).

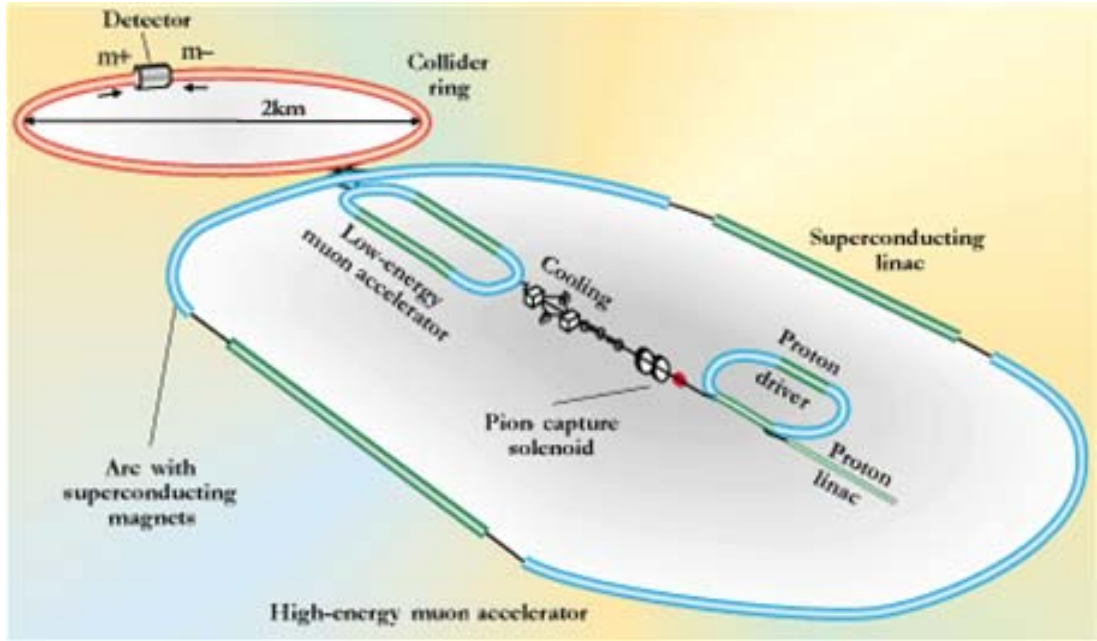
Bir diğer sınırlama, e^+e^- çarpıştırıcılarında Beamstrahlung ışıması yüksek enerjilerde çok fazla olur. Beamstrahlung ışıması kütleyle ters orantılı olup demetin enerjisinde belirsizliğe yol açar. Bu

$$\text{enerji çözünürlüğü} = \frac{\Delta E}{E} \quad (5.2)$$

şeklinde ifade edilir. Enerji çözünürlüğü e^+e^- çarpıştırıcıları için %1'den büyük iken, $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcıları için %0,1 ile %0,014 arasındadır [60].

$\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarının hadron çarpıştırıcılarına göre ise avantajı aynı enerjiye yaklaşık üç kat daha düşük yarıçapta ulaşılabilir. Bu da hadron çarpıştırıcılarına göre maliyeti düşürür [61].

Günümüzde var olan proton hızlandırıcılarında üretilen müon demeti müon-katalizörlü füzyon süreçlerinde ve μ SR (Müon Spin Rezonansı)'da da kullanılır. Ayrıca müonun bozunması sonucunda ortaya çıkan nötrinolar geleceğin ν -fabrikalarının kurulmasına imkan sağlayacaktır [62]. Fakat bunlar konumuz dışındadır.



Şekil 5.2. Müon çarpıştırıcılarının şematik görüntüsü.

Çizelge 5.4. Tasarımlanmış müon çarpıştırıcılarının bazı önemli parametreleri

Kütle merkezi enerjisi, TeV]	0,4	4	30
Işınlık, [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	3×10^{33}	5×10^{33}	3×10^{35}
Enerji çözünürlüğü, [10^{-3}]	1,4	1,0	0,14
Halkanın uzunluğu, [km]	1,0	8,7	45
Paketçik başına parçacık sayısı [10^{12}]	4,0	3,5	2,3
Tekrarlama frekansı, [Hz]	15	1,0	7,5
SI şeklinde devir başına kaybolan enerji	0,6 keV	700 keV	450 MeV
kok demet boyutları, [μm]	18	2,7	1.0

5.3. $\gamma\gamma$ Çarpıştırıcıları

Bilindiği gibi lineer e^+e^- çarpıştırıcıları aynı temel üzerinde TeV enerjili $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarının kurulmasına imkan sağlar [63-65]. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında elde edilen ışınlık değerlerinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki ile aynı mertebede olacağı tahmin edilir.

$\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında lazer fotonlarının lineer hızlandırıcılarda hızlandırılmış yüksek enerjili elektronlardan Compton geri saçılmasıyla elde edilen foton demetleri kullanılır. Lazer ışınları öyle ayarlanabilir ki elektron demetindeki elektronlara yaklaşık %65'i yüksek enerjili foton üretmek için kullanılabilir. Bu fotonlar $1/\gamma$ mertebesinde küçük bir açıyla dağıldığından demet yapısı elektronların demet yapısı ile yaklaşık aynı olur. Dolayısıyla TESLA ve CLIC çarpıştırıcıları üzerinde kurulacak olan $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarının ışınlık değerleri Çizelge 5.1'dekinin %40'ı olarak alınır. Elektron ile lazer fotonun çarpışması sırasında e^+e^- çifti üretimini engellemek için lazer fotonun enerjisi düşük seçilir. Bunun sonucunda Compton geri saçılan yüksek enerjili fotonlar elektron enerjisinin en fazla %83'üne sahip olabilir. Böylece $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarının kütle merkezi enerjisi Çizelge 5.1'deki enerji değerlerinin 0,83 katsayısı ile çarpımından elde edilir.

5.4. ILC İşbirliği Projesi

Son zamanlarda uluslararası lineer lepton çarpıştırıcısı tasarım çalışmaları TESLA, NLC ve JLC şeklinde üç farklı işbirliği olarak yürütölmek yerine kaynakların da ekonomik kullanılması için ILC (International Linear Collider) adı altında tek bir işbirliği projesine dönüştürölmüştür [66-69]. Daha detaylı bilgi EK-6'da verilmiştir.

6. YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİNDE SİMULASYON TEKNİKLERİ

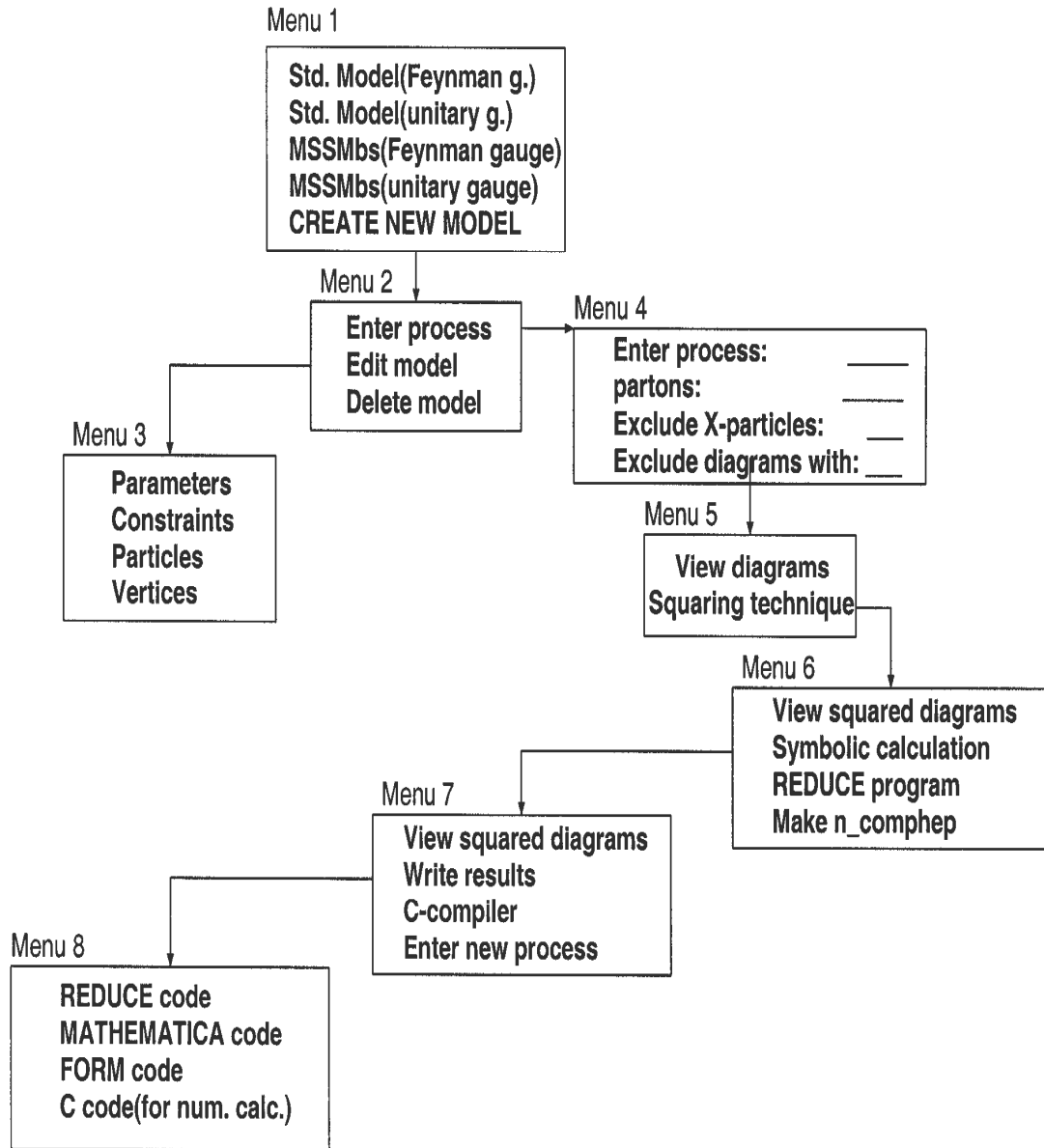
Simülasyonun bugün bildiğimiz kullanımı 1970’li yılların sonunda başlamıştır. Son 40 yılda geliştirilen simülasyon dillerinin ve paket programlarının yetenekleri ve kapsamı arttıkça simülasyonun kullanım şekilleri ve alanları da çarpıcı bir şekilde artmıştır. Bilgisayarların maliyeti oldukça düşmüş, çok daha hızlanmış ve simülasyonun değeri birçok alanda keşfedilmeye başlamıştır.

Yüksek enerji fiziğinde de değişik simülasyon teknikleri kullanılmaktadır. Deneysel sonuçların incelenmesine referans olarak etki eden simülasyon verisinin yardımı olmadan veri analizi veya fizik yorumu yapılamaz.

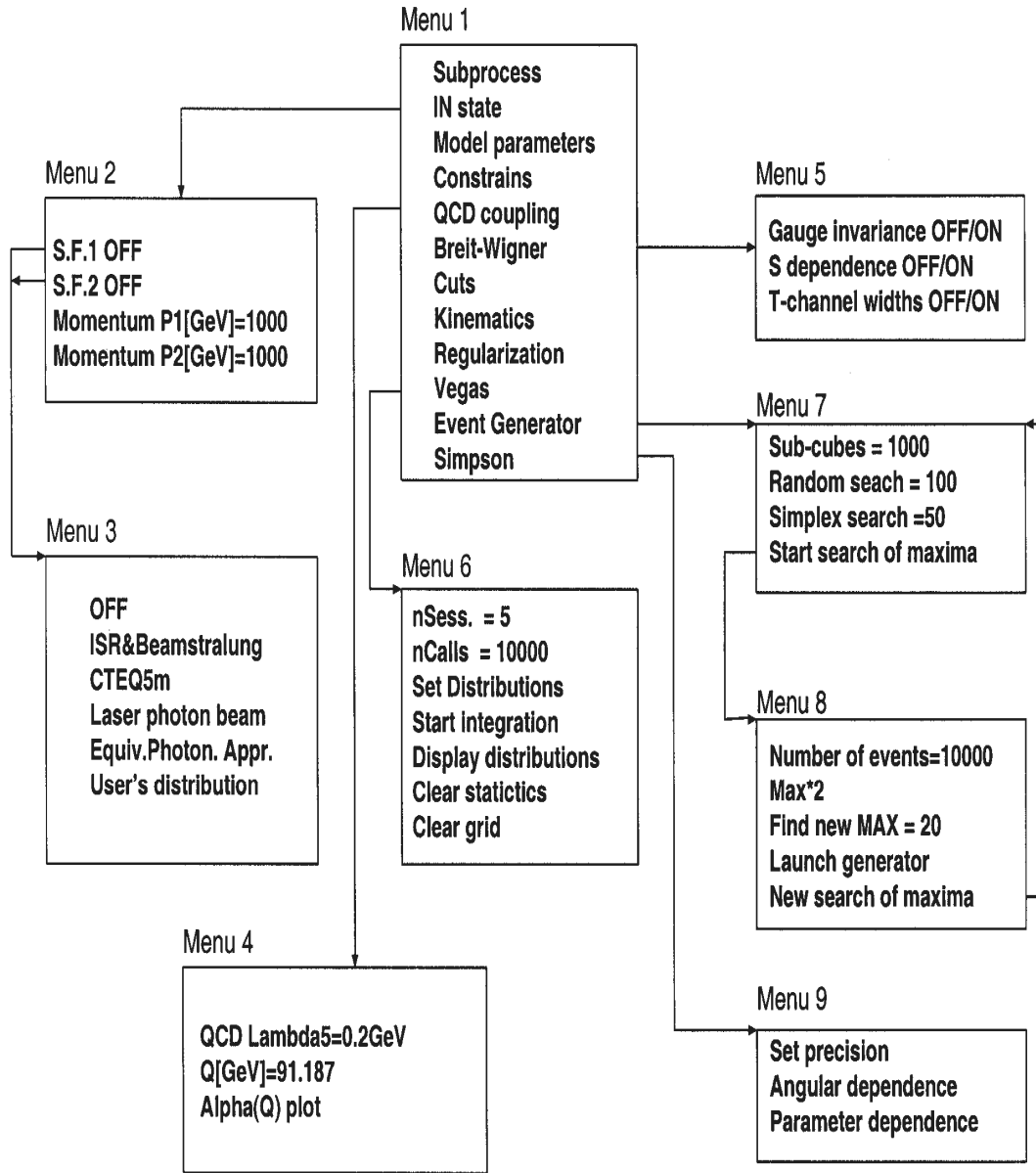
Çarpışma sırasında bir olay meydana gelir ve bu olay dedektörle izlenir. Simülasyon doğal ve insan yapımı dedektörleri taklit etme sanatıdır. Bir simülasyon program paketinin genel yapısı iki ana bileşene ayrılmıştır. Bunlar olay üretimine kadar giden fizik modellemesi ve dedektör simülasyonudur. Son on yıldan bu yana birkaç özel program paketi (CompHEP, CalcHEP, GRACE, ALPHA) kullanılarak olay üretimiyle ilgili hesap aşamaları otomatikleştirilmeye çalışılmıştır.

Bu çalışmada CompHEP, CalcHEP ve MATHEMATICA programları kullanılmıştır. CompHEP (windows ve linux sürümleri var) veya CalcHEP (sadece linux sürümü var) <http://theory.sinp.msu.ru/scl.html> web sayfasından indirilerek bilgisayara kurulabilir.

CompHEP, parçacıklar arasındaki etkileşme lagranjyenini yazdıktan sonra bozunma kanallarını (Feynman diyagramlarını), genlik matris elemanlarını ve tesir kesitlerini hesaplamak için yazılmış bir programdır. Bununla hem nümerik, hem de sembolik hesaplar yapılabilir (Bkz. Şekil 6.1 ve 6.2). CalcHEP daha geliştirilmiş bir programdır.



Şekil 6.1. CompHEP'teki sembolik hesapların şeması



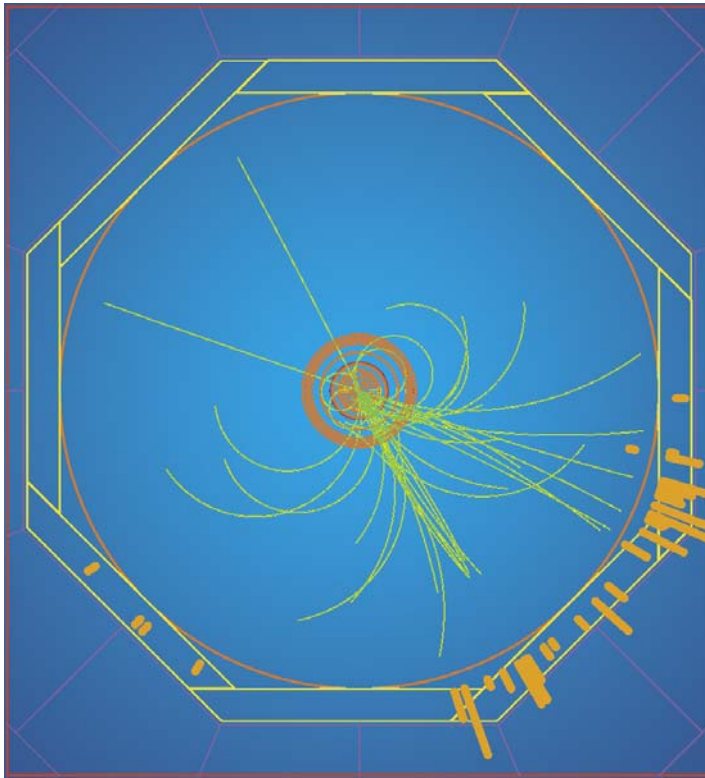
Şekil 6.2. CompHEP'teki nümerik hesapların şeması

Görüldüğü gibi verilen bir sürecin CompHEP'te hesaplanması için temel basamaklar:

- uygun fizik modeli seçilmesi (veya yeni bir model tanımlanabilir)
- süreçte bulunan Feynman diyagramlarının çizilmesi
- genlik matris elemanlarının bulunması
- faz uzayı üzerinden integral alınması
- toplam veya diferansiyel tesir kesitlerinin bulunması

şeklinde sıralanabilir.

Daha sonra herbiri son durum parçacıklarına karşılık gelen dörtlü enerji-momentum vektörleri kümesi olarak toplam diferansiyel tesir kesitine göre olaylar üretilir. Son olarak dedektör simülasyonu yapılır. Bu şekilde gerçek veri ile simülasyon yapılan veri karşılaştırılarak kaynağındaki fizik modelinin geçerli olup olmadığı test edilebilir. Prensip olarak, deneysel veri ile simülasyon verisi arasında olası bir farklılık yeni fiziğin (SM’de önerilmeyen) bir sinyali olacaktır.



Resim 6.1. Çarpışma sırasında meydana gelen bir olayın dedektörde izlenmesi

7. DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİNİN LEPTON ÇARPIŞTIRICILARINDA ÜRETİMİ

7.1. Çift Üretimi

7.1.1. e^+e^- veya $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında çift üretimi

DMM yaklaşımının bir sonucu olarak dördüncü SM ailesi fermiyonlarının öngörölmüş kütleleri 300 - 700 GeV'dir. Dördüncü aile fermiyonlarının üretimi gelecekte sadece TeV enerjili çarpıştırıcılarda mümkün olur. Dolayısıyla yüksek enerjili lepton çarpıştırıcıları dördüncü aile fermiyonlarının çift üretimine olanak sağlar.

$e^+e^-(\mu^+\mu^-) \rightarrow f\bar{f}$ süreci için tesir kesiti aşağıdaki gibi olur [25]:

$$\sigma = \frac{2\pi\alpha^2}{3s} \xi \beta \left\{ Q_f (Q_f - 2\chi_1 v v_f) (3 - \beta^2) + \chi_2 (1 + v^2) [v_f^2 (3 - \beta^2) + 2\beta^2 a_f^2] \right\} \quad (7.1)$$

burada

$$\chi_1 = \frac{1}{16 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2},$$

$$\chi_2 = \frac{1}{256 \sin^4 \theta_w \cos^4 \theta_w} \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2},$$

$$v = -1 + 4 \sin^2 \theta_w,$$

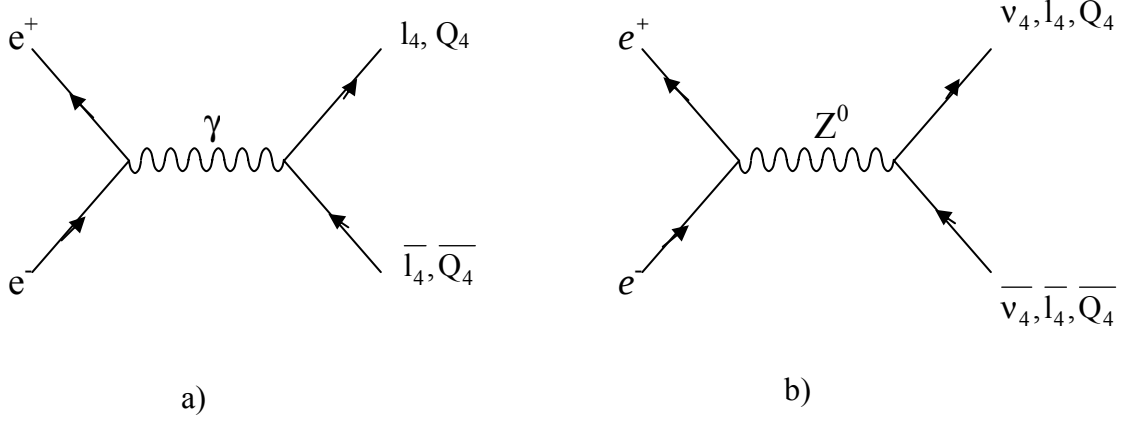
$$a_f = 2T_{3f},$$

$$v_f = 2T_{3f} - 4Q_f \sin^2 \theta_w,$$

$$\beta = \sqrt{1 - 4m_Q^2/s}.$$

$$v_4 \text{ ve } u_4 \text{ için } T_3 = \frac{1}{2}$$

$$l_4 \text{ ve } d_4 \text{ için } T_3 = -\frac{1}{2} \text{ olur.}$$



Şekil 7.1. $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramları: a) γ aracılığıyla, b) Z^0 aracılığıyla. (Bu çalışmadaki tüm Feynman diyagramlarının zaman akış yönü soldan sağa doğru seçilmiştir.)

Biz bu çalışmada CLIC $\sqrt{s}=1$ TeV ve $\sqrt{s}=3$ TeV aşamaları için dördüncü aile fermiyonlarının çift üretimini inceledik [1, 12, 40, 41]. Elde ettiğimiz sonuçlar Çizelge 7.1’de verilmiş olup diğer lepton çarpıştırıcılarına (NLC, TESLA ve JLC) da uyarlanabilir.

Çizelge 7.1. Dördüncü SM ailesi fermiyonlarının CLIC’de çift üretimi (Işınlık değerleri için Bkz. Çizelge 5.1).

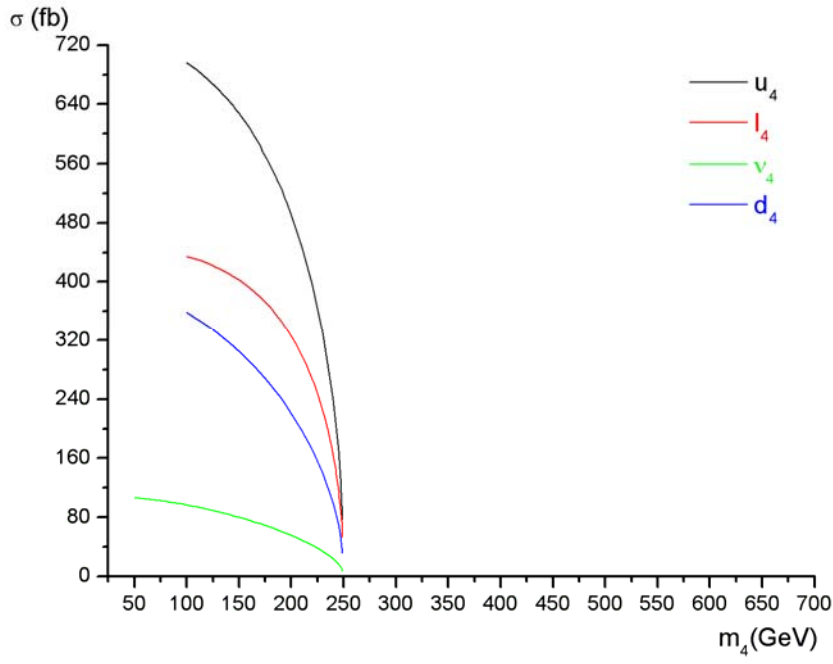
CLIC e^+e^- çarpıştırıcısı		$u_4 \bar{u}_4$	$d_4 \bar{d}_4$	$l_4 \bar{l}_4$	$\nu_4 \bar{\nu}_4$
2. aşama $m_4=320$ GeV	σ (fb)	130	60	86	15
	olay/yıl	35000	16000	23000	4100
3. aşama $m_4=640$ GeV	σ (fb)	16	8	10	2
	olay/yıl	16000	8000	10000	2000

Benzer hesaplamaları $m_4 = 500 \text{ GeV}$ ve $L_{\mu\mu} = 5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ olarak farklı $\sqrt{s}$ değerlerine sahip $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcıları için yaptık [1, 37, 39]. Bulduğumuz sonuçlar Çizelge 7.2’de verilmiştir.

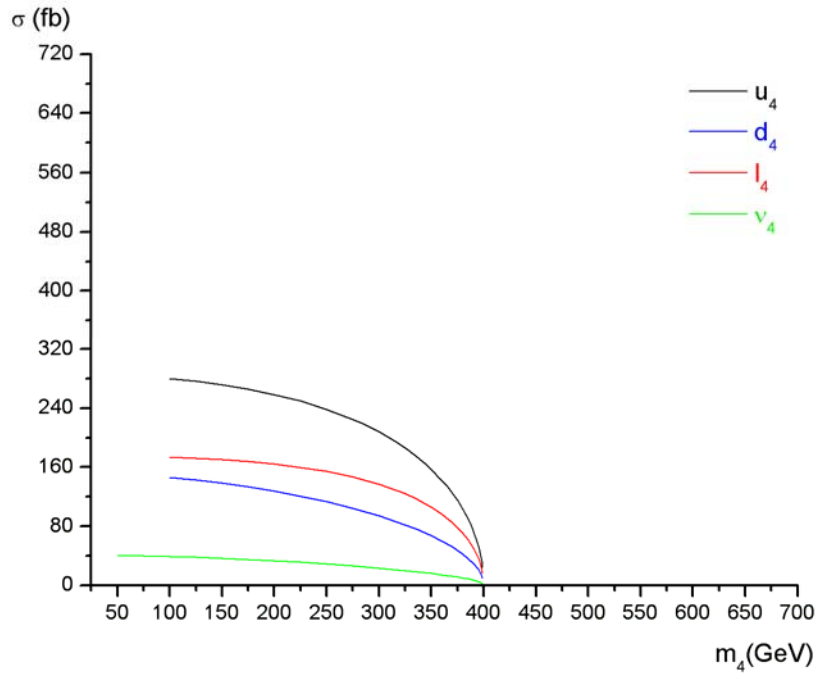
Çizelge 7.2. Dördüncü SM ailesi fermiyonlarının $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında çift üretimi

$\sqrt{s}$ (TeV)	$u_4 \bar{u}_4$		$d_4 \bar{d}_4$		$l_4 \bar{l}_4$		$\nu_4 \bar{\nu}_4$	
	σ (fb)	olay/yıl	σ (fb)	olay/yıl	σ (fb)	olay/yıl	σ (fb)	olay/yıl
1,10	62,7	3135	25,5	1275	43,2	2160	6,0	300
1,25	67,8	3390	29,1	1455	45,9	2295	7,1	355
1,50	56,6	2830	25,6	1280	37,5	1875	6,5	325
2,00	35,7	1785	17,1	855	23,1	1155	4,4	220
2,50	23,8	1190	11,7	585	15,2	760	3,1	155
3,00	16,8	840	8,4	420	10,7	535	2,2	110
4,00	9,6	480	4,9	245	6,1	305	1,3	65

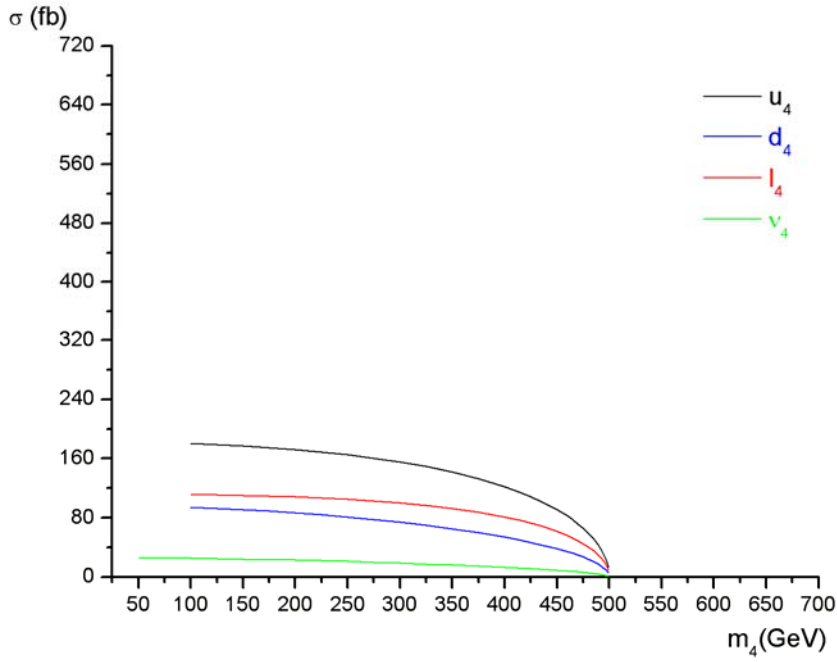
e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretim tesir kesitleri CalcHEP programı kullanılarak elde edilmiştir. Üretim tesir kesitlerinin kütleye göre değişimleri farklı $\sqrt{s}$ değerleri için Şekil 7.2, 7.3, 7.4, 7.5, 7.6, 7.7’de gösterilmiştir. Bunlar $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcıları için de geçerlidir.



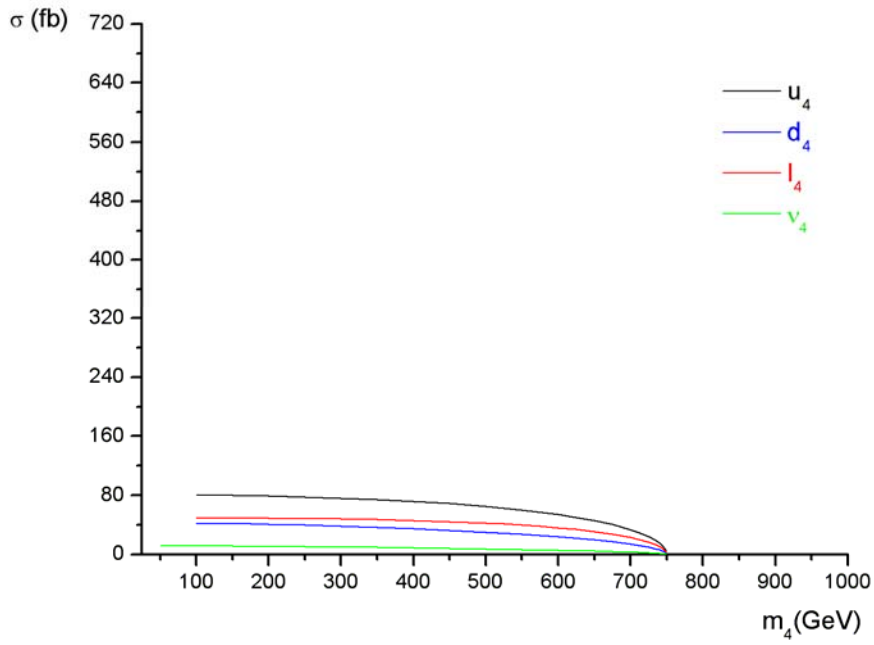
Şekil 7.2. $\sqrt{s} = 0,5$ TeV için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri



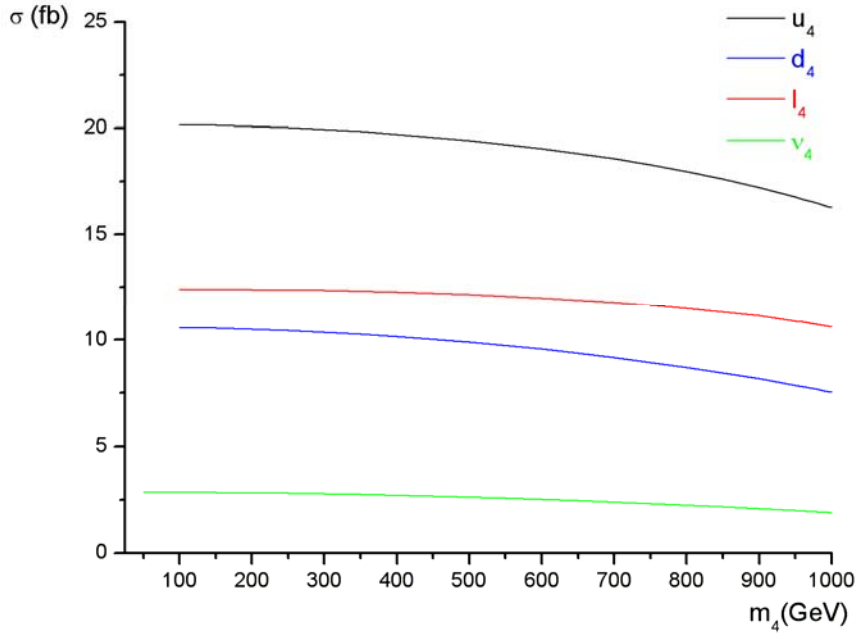
Şekil 7.3. $\sqrt{s} = 0,8$ TeV için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri



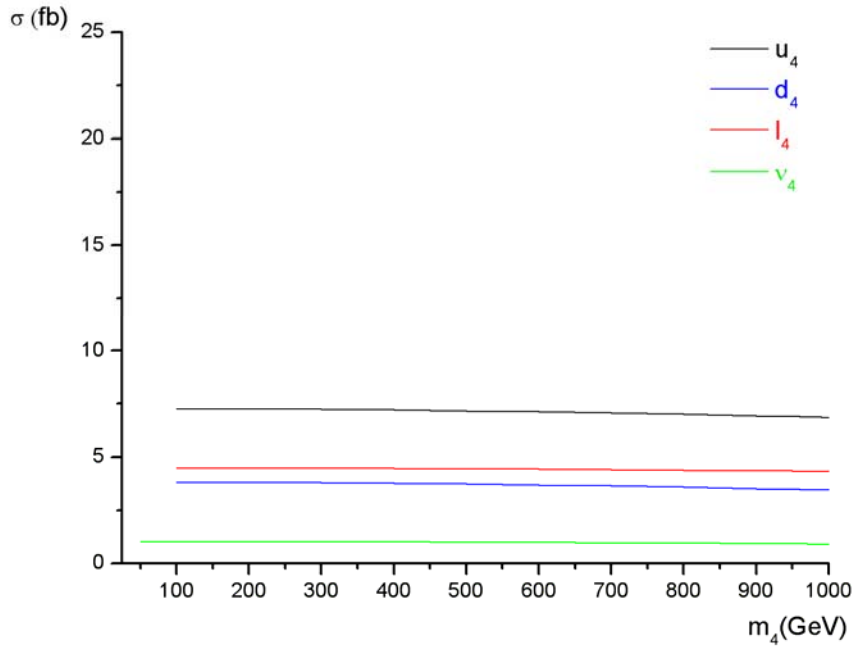
Şekil 7.4. $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$ için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri



Şekil 7.5. $\sqrt{s} = 1,5\text{TeV}$ için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri



Şekil 7.6. $\sqrt{s} = 3$ TeV için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri



Şekil 7.7. $\sqrt{s} = 5$ TeV için e^+e^- çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimi tesir kesitleri

Bu çalışmada örnek olarak dördüncü SM ailesinin Dirac nötrinolarının e^+e^- çarpıştırıcılarında çift üretimine üç aileli SM'den gelen arka fon katkıları hesaplanmıştır. Eş. 3.28'de verilen parametrizasyona göre dördüncü ailenin Dirac nötrinolarının bozunmaları için $B.R.(v_4 \rightarrow \mu^- W^+) \approx 0,68$, $B.R.(v_4 \rightarrow \tau^- W^+) \approx 0,32$ ve $B.R.(v_4 \rightarrow e^- W^+) \approx 8 \times 10^{-4}$ elde edilmiştir. Müonlara bozunma en temiz süreç olup, parametrizasyon açısından da en baskın olanıdır. Dolayısıyla sadece bu süreç göz önüne alınırsa, 200 GeV kütleli dördüncü aile nötrinolarının $\sqrt{s} = 500$ GeV ve $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ olan e^+e^- çarpıştırıcılarında üretimi için 1130 sinyal ve 380 arka fon olay sayısı bulunmuştur (daha detaylı bilgi için bak kaynak [12, 13, 70]. Üç aileli standart modelden $e^+e^- \rightarrow v_4 \bar{v}_4 \rightarrow \mu^+ W^- \mu^- W^+$ sürecinin arka fonuna katkı veren Feynman diyagramları EK-5'te gösterilmiştir.

7.1.2. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında çift üretimi

$\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ süreci için tesir kesiti (sabit $\hat{s}$):

$$\hat{\sigma} = \frac{2\xi\pi\alpha_{em}^2 Q^4}{\hat{s}(1+\beta^2)} \left[2\beta(\beta^4 - \beta^2 - 2) + (\beta^6 + \beta^4 - 3\beta^2 - 3) \ln\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) \right] \quad (7.2)$$

şeklindedir. Burada

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_Q^2}{\hat{s}}}$$

Tesir kesitini foton spektrumu ile integre edersek,

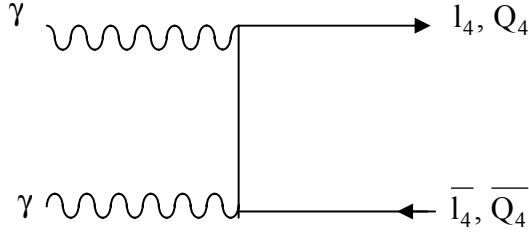
$$\sigma = \int_{\tau_{min}}^{(0.83)^2} d\tau \int_{\tau/0.83}^{0.83} \frac{dx}{x} f_\gamma\left(\frac{\tau}{x}\right) f_\gamma(x) \hat{\sigma}(\tau s) \quad (7.3)$$

olur. Burada $\tau_{\min} = 4m_Q^2/s$ ve $\hat{s} = \tau s$.

Yüksek enerjili elektron demeti içerisinde foton lazerlerinin Compton geri saçılması ile gözlenen yüksek enerjili fotonların enerji spektrumu aşağıdaki gibidir:

$$f_\gamma(y) = \frac{1}{1.84} \left(1 - y + \frac{1}{1-y} - \frac{4y}{\xi(1-y)} + \frac{4y^2}{\xi^2(1-y)^2} \right) \quad (7.4)$$

burada lazer fotonları ile elektronların alanlarının e^+e^- çifti üretimini engellemek için optimum değer olarak $\xi = 4,8$ alınmıştır.



Şekil 7.8. $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.

$\gamma\gamma$ makinelerinde çok sayıda dördüncü aile lepton ve kuark çifti üretilebilir. Biz bu çalışmada CLIC $\sqrt{s} = 1$ TeV ve $\sqrt{s} = 3$ TeV aşamaları için $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının çift üretimini inceledik [1, 12, 40, 41]. Elde ettiğimiz üretim tesir kesitleri ve bunlara karşılık gelen olay sayıları Çizelge 7.3'te verilmiştir.

Çizelge 7.3. Dördüncü SM ailesi fermiyonlarının $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında çift üretimi

CLIC $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısı		$u_4 \bar{u}_4$	$d_4 \bar{d}_4$	$l_4 \bar{l}_4$	$\nu_4 \bar{\nu}_4$
2. aşama $m_4 = 320$ GeV	σ (fb)	34	2	58	-
	olay/yıl	3400	200	5700	-
3. aşama $m_4 = 640$ GeV	σ (fb)	27	2	46	-
	olay/yıl	8100	600	14000	-

7.2. Kuarkonya¹ Üretimi

7.2.1. e^+e^- veya $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında kuarkonya üretimi

Kuarkonyum üretimi genellikle toplam ve kısmi e^+e^- tesir kesitlerinde dar rezonans pik işaretleriyle dikkat çeker. Örneğin, $f\bar{f}$ fermiyon-antifermiyon çiftinin üretimi direkt olarak

$$e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z) \rightarrow f\bar{f}$$

veya dolaylı olarak

$$e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z) \rightarrow (\text{kuarkonyum}) \rightarrow (\gamma, Z) \rightarrow f\bar{f} \text{ aracılığıyla olabilir.}$$

Bu süreç için tesir kesiti rölativistik Breit-Wigner bağıntısı

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow (Q\bar{Q}) \rightarrow X) = \frac{12\pi \left(\frac{s}{M^2} \right) \Gamma_{ee} \Gamma_X}{(s - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \quad (7.5)$$

ile verilir. Burada X son durumda çıkan parçacıkları gösterir, M dördüncü SM ailesi kuarkonyasının kütlesi, Γ_X X'e karşılık gelen kısmi genişliktir ve $\Gamma(Q_4\bar{Q}_4)$ 'ın toplam band genişliğidir. Görüldüğü gibi tesir kesiti Γ_{ee} ile orantılıdır.

Dördüncü aile kuarkonya durumlarının band genişliği e^+ ve e^- demetlerinin enerji çözünürlüğüne göre çok dar olduğundan integre edilmiş tesir kesiti bağıntıları alınır. Çok dar band genişliği yaklaşımından

¹ Kuarkonyum kuark-antikuark çiftinin meydana getirdiği bağlı durumdur. Kuarkonya ise kuarkonyumun çoğul halidir.

$$\frac{1}{(s - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \approx \frac{\pi}{M \Gamma} \delta(s - M^2) \quad (7.6)$$

yazılabilir. Bu durumda Eş. 7.5

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow (Q\bar{Q}) \rightarrow X) = \frac{12\pi^2 \left(\frac{s}{M^2}\right) \Gamma_{ee} \Gamma_X}{M \Gamma} \delta(s - M^2) \quad (7.7)$$

eşitliğine dönüşür. Eğer bunu integre edersek

$$\int_0^{\sqrt{s}} d\sqrt{s} \sigma(e^+e^- \rightarrow (Q_4\bar{Q}_4) \rightarrow X) = \frac{6\pi^2}{M^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_X}{\Gamma} \quad (7.8)$$

elde edilir.

$\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında enerji çözünürlüğü $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarına göre daha iyi olduğundan tesir kesiti aşağıdaki bağıntıdan

$$\sigma(\mu^+ \mu^- \rightarrow (Q\bar{Q}) \rightarrow X) = \frac{12\pi^2 \left(\frac{s}{M^2}\right) \Gamma_{\mu\mu} \Gamma_X}{(s - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \quad (7.9)$$

hesaplanır.

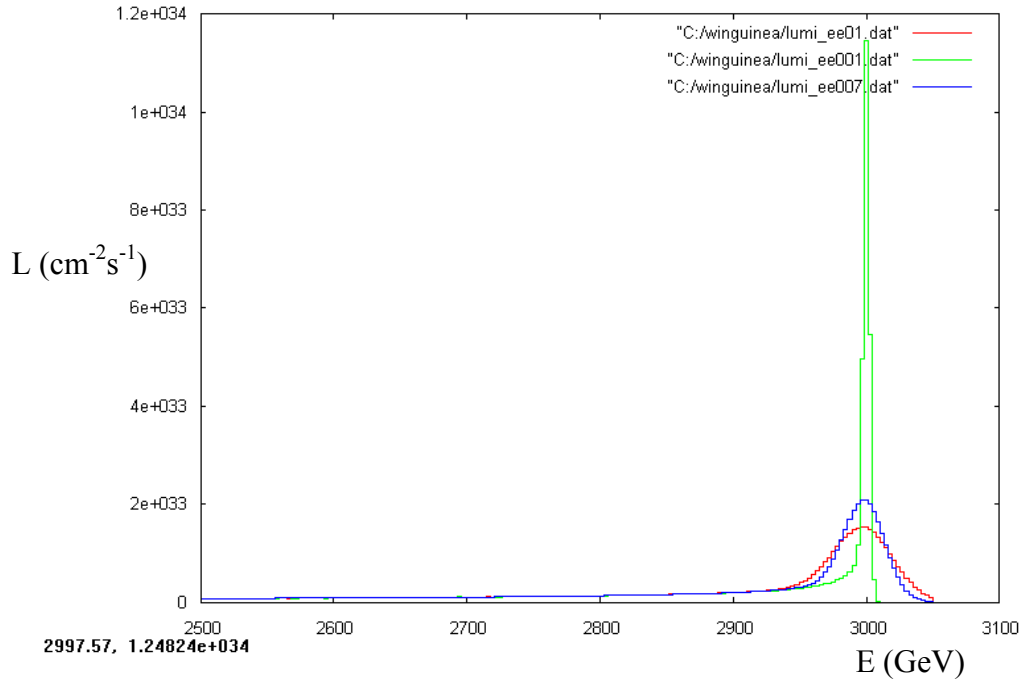
Biz bu çalışmada rölativistik Breit-Wigner denklemini kullanarak CLIC'te ψ_4 kuarkonyasının üretimine baktık [1, 12, 40, 41]. CLIC için ışınlık dağılımı grafikleri GUINEA-PIG programı [71] kullanılarak elde edilmiştir (Bkz. Şekil 7.9). Benzer hesaplamaları $L_{\mu\mu} = 5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olarak farklı $\sqrt{s}$ değerlerine sahip $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcıları için yaptık [1, 37, 39]. Elde ettiğimiz üretim tesir kesitleri ve bunlara karşılık gelen olay sayıları Çizelge 7.4 ve 7.5'te verilmiştir.

Çizelge 7.4. Dördüncü SM ailesi ψ_4 kuarkonyasının CLIC 2.aşamada üretimi

			Olay/yıl	
			$m_H = 150 \text{ GeV}$	$m_H = 300 \text{ GeV}$
$e^+e^- \rightarrow \psi_4$	$(u_4 \bar{u}_4)$	10^{-2}	3500	3500
		10^{-3}	26600	26700
	$(d_4 \bar{d}_4)$	10^{-2}	1400	1400
		10^{-3}	10400	10400
$e^+e^- \rightarrow \psi_4 \rightarrow \gamma H$	$(u_4 \bar{u}_4)$	10^{-2}	70	60
		10^{-3}	510	480
	$(d_4 \bar{d}_4)$	10^{-2}	7	6
		10^{-3}	50	70
$e^+e^- \rightarrow \psi_4 \rightarrow ZH$	$(u_4 \bar{u}_4)$	10^{-2}	8	7
		10^{-3}	60	60
	$(d_4 \bar{d}_4)$	10^{-2}	10	10
		10^{-3}	80	70

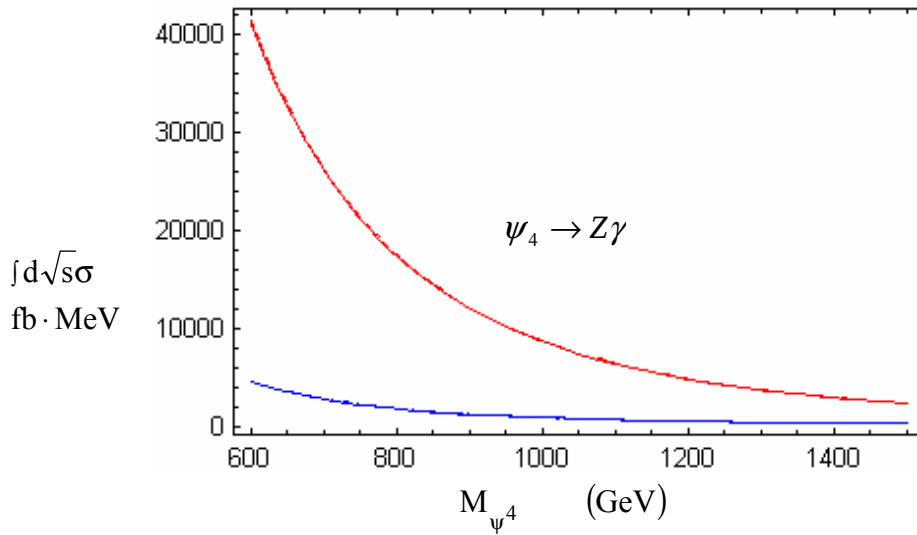
Çizelge 7.5. Dördüncü SM ailesi ψ_4 kuarkonyasının $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında üretimi

$\sqrt{s} = M_{\psi_4} \text{ (GeV)}$	$\sigma^{\text{rez}} \text{ (pb)}$	$\Gamma_{\text{top}}(\psi_4) \text{ (MeV)}$	$\Delta E_{\text{çarp.}} \text{ (GeV)}$	olay/yıl
600	68,2	8,3	0,60	47000
750	19,5	21,1	0,75	27500
900	6,8	46,9	0,90	17500
1050	2,8	93,3	1,05	12500
1200	1,3	170,5	1,20	9000
1350	0,6	291,6	1,35	6500
1500	0,3	472,6	1,50	4500

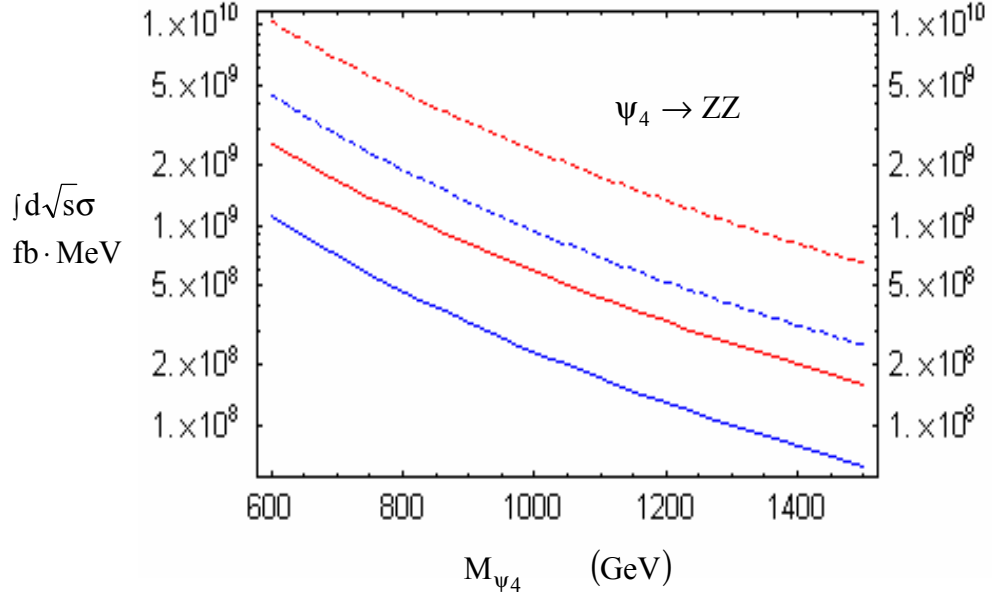


Şekil 7.9. CLIC çarpıştırıcısı için elde edilmiş ışınlık dağılımı: enerji çözünürlüğü sırasıyla 0,01 (kırmızı), 0,001 (yeşil) ve 0,007 (mavi) olarak alınmıştır.

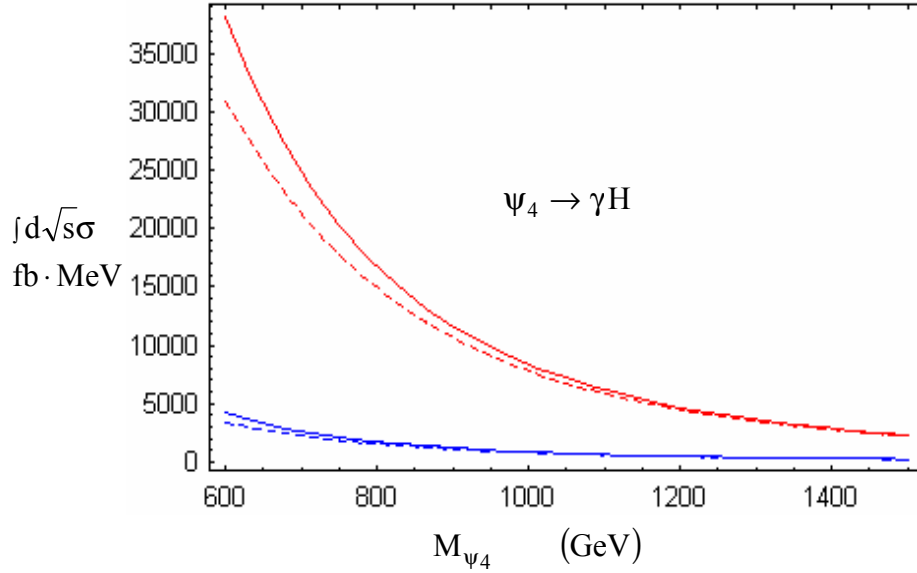
ψ_4 kuarkonyasının baskın bozunma kiplerine karşılık gelen tesir kesitleri Şekil 7.10, 7.11, 7.12, 7.13, 7.14'te gösterilmiştir.



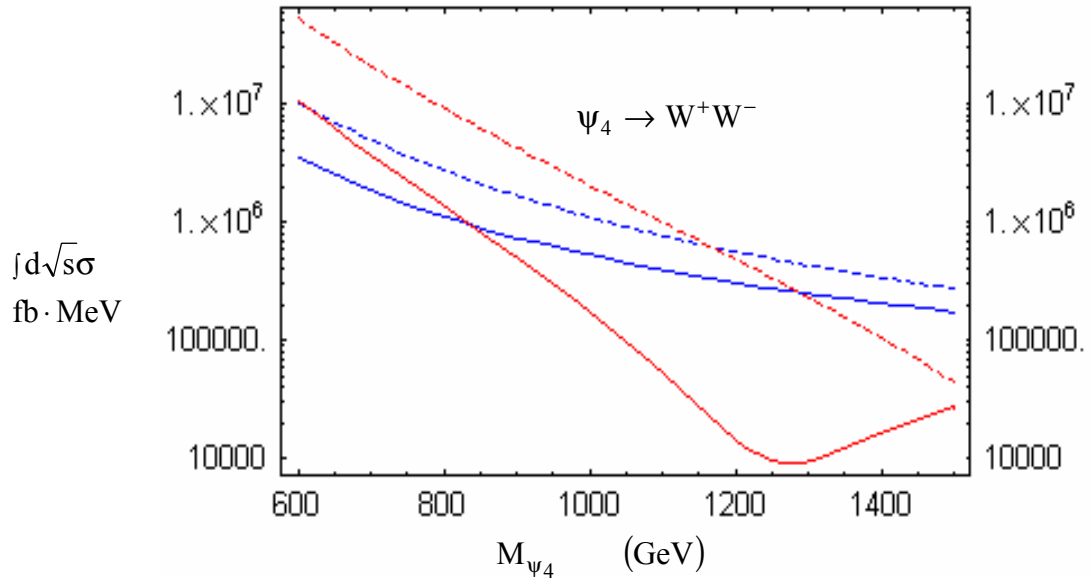
Şekil 7.10. $\psi_4 \rightarrow Z\gamma$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4 \bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4 \bar{d}_4)$ 'a karşılık gelmektedir.



Şekil 7.11. $\psi_4 \rightarrow ZZ$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a , düz çizgi $M_H = 150$ GeV'e ve noktalı çizgi $M_H = 300$ GeV'e karşılık gelmektedir.

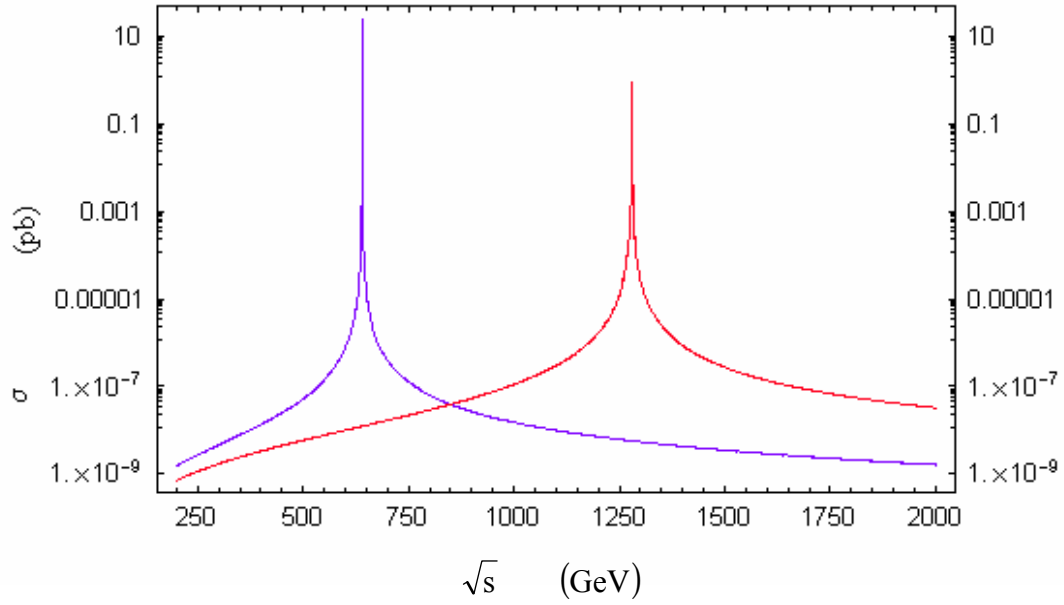


Şekil 7.12. $\psi_4 \rightarrow \gamma H$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a , düz çizgi $M_H = 150$ GeV'e ve noktalı çizgi $M_H = 300$ GeV'e karşılık gelmektedir.



Şekil 7.13. $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a, düz çizgi $M_H = 150$ GeV'e ve noktalı çizgi $M_H = 300$ GeV'e karşılık gelmektedir.

Kuarkonyum üretimi toplam ve kısmi e^+e^- tesir kesitlerinde genellikle dar rezonans pik işaretleriyle dikkat çeker. Şekil 7.14'te ψ_4 kuarkonyasının e^+e^- ve $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında toplam üretim tesir kesitleri gösterilmiştir.



Şekil 7.14. ψ_4 kuarkonyasının $e^+ e^-$ ($\mu^+ \mu^-$) çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4 \bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4 \bar{d}_4)$ 'a karşılık gelmektedir. $M_H = 150 \text{ GeV}$ ve $M_H = 300 \text{ GeV}$ için sonuçlar aynıdır .

7.2.2. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında kuarkonya üretimi

Biz $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesinin η_4 kuarkonyasının üretimini inceledik [1, 12, 40, 41]. Elde ettiğimiz üretim tesir kesitleri ve bunlara karşılık gelen olay sayıları Çizelge 7.6'da verilmiştir.

Çizelge 7.6. Dördüncü SM ailesi η_4 kuarkonyasının $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında üretimi

		olay/yıl	
		$m_H = 150 \text{ GeV}$	$m_H = 300 \text{ GeV}$
$\gamma\gamma \rightarrow \eta_4$	$(u_4 \bar{u}_4)$	900	900
	$(d_4 \bar{d}_4)$	56	56
$\gamma\gamma \rightarrow \eta_4 \rightarrow ZH$	$(u_4 \bar{u}_4)$	610	520
	$(d_4 \bar{d}_4)$	38	33

8. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada dördüncü SM ailesinin lepton çarpıştırıcılarında detaylı olarak incelenmesi amaçlanmıştır. Bunun için önce DMM yaklaşımı çerçevesinde dördüncü SM ailesi araştırılmış, kuramsal temellere dayanarak dördüncü SM ailesinin var olması gerektiği vurgulanmış ve dördüncü SM ailesi fermiyonlarının kütle limitleri verilmiştir. Daha sonra dördüncü SM ailesi kuarklarının ve η , ψ kuarkonyalarının mümkün olabilecek tüm bozunma kipleri incelenmiştir.

Bu çalışmada geleceğin lepton çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi fermiyonlarının hem çift üretimine, hem de kuarkonya üretimine bakılmıştır. MATHEMATICA ve CalcHEP programları kullanılarak dördüncü aile leptonlarının, kuarklarının, η_4 ve ψ_4 kuarkonyalarının e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ ve $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesitleri hesaplanmış, hangi tür çarpıştırıcıda ve hangi koşullar altında yılda kaç tane üretilebileceği tartışılmış ve elde ettiğimiz sonuçlar sunulmuştur. Ayrıca bazı süreçlerin background hesapları da yapılmıştır.

Yapılan hesaplar sonucunda özetle aşağıdaki bulgular ortaya konulmuştur:

- Eğer dördüncü SM ailesi mevcutsa ve kütleleri 1TeV'den küçükse ilk olarak kuarklar CERN LHC'de (Large Hadron Collider) gözlenecektir [72-96]. Fakat dördüncü aile fermiyonlarının özelliklerini ayrıntılı olarak inceleyebilmek için lepton çarpıştırıcıları daha avantajlı olacaktır.
- e^+e^- ve $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında hem dördüncü SM ailesi fermiyonları, hem de kuarkonyası üretilebilecektir. Elde edilen sonuçlara göre bu çarpıştırıcılarda kuarkonya üretimi kuark-antikuark çifti üretiminden 100 kat daha fazla olacaktır. Bu çarpıştırıcılarda ağırlıklı olarak ψ_4 kuarkonyası üretilecektir.

- $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi nötrinoları dışında tüm fermiyonlar ve bakılan η_4 , ψ_4 kuarkonyalarından sadece η_4 üretilebilecektir (Üretim foton-foton füzyonuyla gerçekleşir). Ama η_4 üretimi çok küçük olduğundan bu iyi bir üretim kanalı değildir.
- Standart Modeldeki bazı parametrelerin belirsizliğini ortadan kaldırmak ve temel parçacıkların kütle alma mekanizmalarını açıklayabilmek için ortaya atılmış Higgs parçacıklarının bulunması ve özelliklerinin detaylı incelenmesi çok önemlidir. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının $e^+e^- \rightarrow \psi_4 \rightarrow \gamma H$ ve $\gamma\gamma \rightarrow \eta_4 \rightarrow ZH$ gibi bazı bozunma kipleri Higgs bozon üretebilmektedir. Dolayısıyla η_4 ve ψ_4 kuarkonyalarının üretimi gelecekte Higgs parçacıklarının kütlesi ve diğer özelliklerinin belirlenmesinde de önemli rol oynayacaktır.

KAYNAKLAR

1. Çiftçi, R., “Dördüncü standart model ailesi fermiyonlarının fenomenolojisi”, Yüksek Lisans Tezi, **Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 1 (2000).
2. Okun, L. B., “Leptons and Quarks”, **North-Holland**, Amsterdam, 1-361 (1982).
3. Halzen, F., Martin, A. D., “Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics”, **Wiley**, New York, 1-385 (1984).
4. Georgi, H., “Weak interactions and modern particle theory”, **Benjamin/Cummings**, Menlo Park, 1-165 (1985).
5. Donoghue, J. F., Golowich, E., Holstein, B. R., “Dynamics of the standard model”, **Cambridge Monographs**, Cambridge, 1-530 (1992).
6. Quigg, C., “Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions”, **Benjamin/Cummings**, California, 1-315 (1983).
7. Cottingham, W. N., Greenwood, D. A., “An introduction to the standard model of particle physics”, **Cambridge Univ. Press.**, Cambridge, 1-213 (1998).
8. Jones, H. F., “Groups, Representations, and Physics”, **Institute of Physics Publishing**, Bristol, 1-253 (1996).
9. Georgi, H., “Lie algebras in particle physics”, **Benjamin/Cummings**, California, 1-255 (1982).
10. Rosner, J. L. (Ed.), “TASI-2000: Flavor Physics for the Millennium”, **World Scientific**, Singapore, 1-822 (2001).
11. Celikel, A., Ciftci, A. K. and Sultansoy, S., “A search for fourth SM family”, **Phys. Lett. B** 342: 257-261 (1995).
12. Ciftci, A. K., Ciftci, R., Sultansoy, S., “The fourth SM family neutrino at future linear colliders”, **Phys. Rev. D** 72: 053006 (2005).
13. Çiftçi, R., Çiftçi, A. K., Sultansoy, S., “Search of the fourth SM family Majorana neutrino at lepton colliders”, **TFD 23. Uluslararası Fizik Kongresi**, Muğla, 338 (2005).
14. Fritzsch, H., “Quark masses and flavor mixing”, **Nucl. Phys. B** 155: 189 (1979).
15. Harari, H., Haut, H. and Weyers, J., “Quark masses and cabibbo Angles”, **Phys. Lett. B** 78: 459 (1978).

16. Fritzsch, H., “Hierarchical chiral symmetries and the quark mass matrix”, **Phys. Lett. B** 184: 391 (1987).
17. Fritzsch, H. and Plankl, J., “Flavor democracy and the lepton-quark hierarchy”, **Phys. Lett. B** 237: 451 (1990).
18. Fritzsch, H. and Holtmannspotter, D., “The breaking of subnuclear democracy as the origin of flavor mixing”, **Phys. Lett. B** 338: 290-294, CERN-TH.7236/94 (1994).
19. Meshkov, S., “Quark and lepton masses”, Proc. of Unified Symmetry: in the Small and in the Large, **Nova Science**, NewYork, 169-181 (1994).
20. Ramond, P., “Symmetric Textures”, Proc. of Unified Symmetry: in the Small and in the Large, **Nova Science**, NewYork, 181-193 (1994).
21. Datta, A. and Raychaudhuri, S., “Quark masses and mixing angles in a four-generation model with a naturally heavy neutrino”, **Phys. Rev. D** 49: 4762 (1994).
22. Eidelman, S. et al., “2004 Review of Particle Physics”, **Phys. Lett. B** 592: 1 (2004).
23. Fritzsch, H., “The masses of leptons and quarks-signals of a new symmetry”, Proc. of Unified Symmetry: in the Small and in the Large, **Nova Science**, NewYork, 151-161 (1994).
24. Chanowitz, M. S., Furman, M. A. and Hinchliffe, I., “Weak interactions of ultra heavy fermions (II)”, **Nucl. Phys. B** 153: 402 (1979).
25. Atag, S., Celikel, A., Ciftci, A. K., Sultansoy, S. and Yilmaz, U. O., “The fourth SM family, breaking of mass democracy and the CKM mixings”, **Phys. Rev. D** 54: 5745 (1996).
26. Sultansoy, S., “Why the four SM families”, hep-ph/0004271 (1998).
27. Novikov, V. A., Okun, L. B., Rozanov, A. N., Vysotsky, M. I., “Extra generations and discrepancies of electroweak precision data”, **Phys. Lett. B** 529: 111 (2002).
28. Novikov, V. A., Okun, L. B., Rozanov, A. N., Vysotsky, M. I., “Mass of the Higgs versus fourth generation masses”, **JETP Lett.** 76: 127-130 (2002).
29. Fargion, D., Golubkov, Yu. A., Khlopov, M. Yu., Konoplich, R. V., Mignani, R., “Possible effects of the existence of the fourth generation neutrino”, **JETP Lett.** 69: 434-440 (1999).

30. Fusaoka, H. and Koide Y., “Updated running quark mass values”, *Workshop on Masses and Mixings of Quarks and Leptons*, Shizuoka, Japan, arXiv : hep-ph/9706211 (1997).
31. Li, N. and Ma, B., “A new parametrization of the neutrino mixing matrix”, *Phys.Lett. B* 600: 248 (2004).
32. Giunti, C., “Status of neutrino masses and mixing”, *Eur. Phys. J. C* 33: S852-S856 (2004).
33. Maltoni, M. et al., “Status of global fits to neutrino oscillations”, *New Journal of Physics* 6: 122 (2004).
34. Belotsky, K., Fargion, D., Khlopov, M., Konoplich, R., Shibaev, K., “Invisible Higgs boson decay into massive neutrinos of fourth generation”, *Phys. Rev. D* 68: 054027 (2003).
35. Barger, V. D., Phillips, R. J. N., “Collider Physics”, *Addison-Wesley*, New York, United States of America, 1-577 (1996).
36. Bigi, I., Dokshitzer, Y., Khoze, V., Zerwas, P., “Production and decay properties of ultraheavy quarks”, *Phys. Lett. B* 181: 157 (1986).
37. Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., “Dördüncü standart model ailesi kuarkonyasının üretimi ve bozunumu”, *F. Ü. Fen ve Mühendislik Bilimleri Dergisi* 13(1): 385-390 (2001).
38. Çiftçi, R., Sultansoy, S., “Dördüncü standart model ailesinin lepton çarpıştırıcılarında incelenmesi”, *S. D. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Fen Bilimleri Dergisi* 8(2): 276-279 (2004).
39. Ciftci, A. K., Ciftci, R., Sultansoy, S., “A search for the fourth SM family fermions and E_6 quarks at $\mu^+ \mu^-$ colliders”, *Phys. Rev. D* 65: 055001 (2002).
40. Ciftci, R., Ciftci, A. K., Recepoglu, E., Sultansoy, S., “Fourth SM family manifestation at CLIC”, *Turk. J. Phys.* 27: 179-186 (2003).
41. Ciftci, A. K., Ciftci, R., Recepoglu, E., Sultansoy, S., "The fourth SM family at CLIC", *“Physics at the CLIC Multi-TeV Linear Collider” Report Book*, 170-173 (2004).
42. Cakir, O., Ciftci, R., Recepoglu, E. and Sultansoy, S., “On the observability of pseudoscalar toponium at future hadron colliders”, *Acta Phys. Pol. B* 35: 2103 (2004).
43. Ciftci, H., Sultansoy, S., “New hadrons formed by the fourth SM family and isosinglet quarks”, *Mod. Phys. Lett. A* 18: 859-866 (2003).

44. Barger, V., Glover, E. W. N., Hikasa, K., Keung, W. Y., Olsson, M. G., Suchyta, C. J., Tata, X. R., “Superheavy quarkonium production and decays: a new Higgs-boson signal”, *Phys. Rev. D* 35: 11 (1987).
45. Belotsky, K., Fargion, D., Khlopov, M. Yu., Konoplich, R. V., Ryskin, M. G., Shibaev, K. I., “May heavy hadrons of the 4th generation be hidden in our universe while close to detection”, hep-ph/0411271 (2004).
46. Arik, E., Cakir, O., Cetin, S. A., Sultansoy, S., “Fourth generation pseudoscalar quarkonium production and observability at hadron colliders”, *Phys. Rev. D* 66: 116006 (2002).
47. Arik, E. et al., “Production and decay properties of the pseudoscalar quarkonium associated with a fourth generation quark”, *ATLAS Internal Note* ATL-PHYS-99-061, ATLAS Collaboration, ATLAS TDR 15, CERN/LHCC/99-15, II, 663 (1999).
48. CLIC Physics Working Group et al., “Physics at the CLIC multi-TeV linear collider”, CERN-2004-005 (2004).
49. Barger, V. D., et al., , “The physics capabilities of $\mu^+\mu^-$ colliders”, *ITP Conference on Future High-energy Colliders*, hep-ph/9704290, Santa Barbara (1996).
50. Ginzburg, I. F., Ivanov, I. P., Schiller, A., “Search for fourth generation quarks and leptons at the Fermilab Tevatron and CERN Large Hadron Collider”, *Phys. Rev. D* 60: 095001 (1999).
51. Ginzburg, I., Kotkin, G. L., Serbo, V. G., Telnov, V. I., “Colliding γe and $\gamma\gamma$ beams based on the single-pass e^+e^- colliders”, *Nucl. Instr. And Meth.* 205: 47 (1983).
52. Ginzburg, I. F., Kotkin, G. L., Panfil, S. L., Serbo, V. G., Telnov, V. I., “Colliding γe and $\gamma\gamma$ beams based on the single-pass e^+e^- accelerators II. polarization effects, monochromatization improvement”, *Nucl. Instr. And Meth.* 219: 5 (1984).
53. Gorbunov, D. S., Ilyin, V. A., Telnov, V. I., “TESLA : potentials of $\gamma\gamma$ and e^+e^- options in stoponium searches”, *Nucl. Instr. And Meth. A* 472: 171 (2001).
54. Telnov, V. I., “Problems in obtaining $\gamma\gamma$ and γe colliding beams at linear colliders”, *Nucl. Instr. And Meth. A* 294: 72 (1990).
55. Treille, D., “Overview of linear colliders physics”, *CERN preprint* CERN-PRE/93, 167 (1993).

56. Brinkmann, R., Materlik, G., Rossbach, J., Wagner, A., “Conceptual design of a 500 GeV e^+e^- linear collider with integrated x-ray facility”, **DESY 1997-048**, I, 1-1183 (1997).
57. Assmann, R. W. et al., “A 3-TeV e^+e^- linear collider based on CLIC technology”, **The CLIC Study Team**, CERN-2000-008, 1-76 (2000).
58. Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., “Müon üretimi ve kullanım alanları”, **UPHUK I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi**, Ankara, 1 (2001).
59. Eaton, G. H. and Kilcoyne, S. H., “Muon Science”, **Proc. of the 51st Scottish Universities Summer School**, 11 (1998).
60. Palmer, R. B., Sessler, A., Skrinsky, A., Tollestrup, A., Baltz, A. J., Chen, P., Cheng, W. H., Cho, Y., Courant, E., Fernow, R. C., Gallardo, J. C., Garren, A., Green, Michael A., Kahn, S., Kirk, H., Lee, Y. Y., Mills, F., Mokhov, N., Morgan, G., Neuffer, D., Noble, R., Norem, J., Popovic, M., Schachinger, L., Silvestrov, G., Summers, D., Stumer, I., Syphers, M., Torun, Y., Trbojevic, D., Turner, W., Van Ginneken, A., Vsevolozhkaya, T., Weggel, R., Willen, E., Winn, D., Wurtele, J., “Muon Colliders”, **SLAC-PUB-7119** (1996).
61. Parsa, Z., “Muon Collider at High Energy Frontier-Proceedings of the 6-Month Feasibility Study”, Oct’00-Apr’01, Eds. Allen Caldwell and Bruce King, ISBN: 1-58949-020-7, **Rinton Press**, Princeton, 1 (2001).
62. Ankenbrandt, C. et al., “Status of muon collider research and development and future plans”, **Phys. Rev. S. T. Accel. Beams**, 2, 081001 (1999).
63. Sultansoy, S., “Four ways to TeV scale”, **Turk. J. Phys.** 22 : 575-594 (1998).
64. Sultansoy, S., “Four ways to TeV scale, Ankara’97 Workshop and something else”, hep-ex/0007043 (2000).
65. Pellegrini, C., “On Lepton and Photon Interactions at High Energies”, **Proc. 1985, Int. Symp.** Kyoto, 544 (1985).
66. Clements, E., “CLIC: The Compact Linear Collider”, **Symmetry Magazine**, 2, 26-29 (2005).
67. Riesselmann, K., “Deconstruction: ILC Organization”, **Symmetry Magazine**, 2, 34-35 (2005).
68. Clements, E., “Out of the box: designing the ILC”, **Symmetry Magazine**, 3, 10 (2006).
69. Elsen, E., “ILC Baseline configuration”, **HEP UK Forum**, Abingdon, 1 (2006).

70. Fargion, D., Khlopov, M. Yu., Konoplich, R. V., Mignani, R., “Signature of relic heavy stable neutrinos in underground experiments”, *JETP Lett.* 68: 685-690 (1998).
71. Shulte, D., “Study of electromagnetic and hadronik background in the interaction region of the TESLA collider”, *DESY-TESLA 97-08* (1997).
72. *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15, 663 (1999).
73. Arik, E., Arik, M., Cetin, S. A., Conka, T., Mailov, A., Sultansoy, S. F., “With four standard model families, the LHC could discover the Higgs boson with a few fb⁻¹”, *Eur. Phys. J. C* 26, 9-11 (2002).
74. Arik, E., Atag, S., Aydin, Z. Z., Celikel, A., Ciftci, A. K., Mailov, A., Sultansoy, S., et al., “Search for the fourth family up quarks at CERN LHC”, *Phys. Rev. D* 58: 117701 (1998).
75. Arik, E., Cakir, O., Cetin, S. A., Sultansoy, S., “Observability of the Higgs boson and extra SM families at the Tevatron”, hep-ph/0502050 (2005).
76. Arik, E., Cakir, O., Sultansoy, S., “A search for the fourth SM family quarks at the Tevatron”, *Eur. Phys. J. C* 39: 499-501 (2005).
77. Arik, E., Cakir, O., Sultansoy, S., “Search for anomalous single production of the fourth SM family quarks decaying into a light scalar boson at the Tevatron”, *Europhys. Lett.* 62: 332-335 (2003).
78. Arik, E., Cakir, O., Sultansoy, S., “Anomalous single production of the fourth SM family quarks at Tevatron”, *Phys. Rev. D* 67: 035002 (2003).
79. Arik, E., Cetin, S. A., Conka, T., Mailov, A., Sultansoy, S. F., “Enhancement of the standard model Higgs boson production cross-section with the fourth standard model family quarks”, *ATLAS Internal Note* ATL-PHYS-98-125 (1999).
80. Cakir, O., Sultansoy, S., “The fourth SM family enhancement to the golden mode at the upgraded Tevatron”, *Phys. Rev. D* 65: 013009 (2002).
81. Dooling, D., Kang, K., Kang, S. K., “Higgs Boson bounds in three and four generation scenarios”, *Phys. Rev. D* 60: 017701 (1999).
82. Frampton, P. H., Hung, P. Q., Sher, M., “Quarks and leptons beyond the third generation”, *Phys. Rept.* 330: 263 (2000).
83. He, H. J., Polonsky, N. and Su, S., “Extra families, Higgs spectrum, and oblique corrections”, *Phys. Rev. D* 64: 053004 (2001).

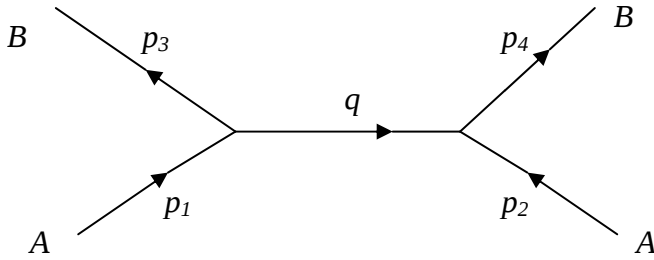
84. National Research Council, “Elementary Particle Physics: Revealing the Secrets of Energy and Matter”, *National Academy Press*, Washington DC, 1-192 (1998).
85. Sher, M., “Four generation B-prime decays into B^+ Higgs bosons”, *Phys. Rev. D* 61: 057303 (2000).
86. Silva-Marcos, J. I., “Symmetries, large leptonic mixing and a fourth generation”, *JHEP* 0212: 036 (2002).
87. Silva-Marcos, J. I., “Alternative to the seesaw mechanism”, *Phys. Rev. D* 59: 091301 (1999).
88. Sultansoy, S., “Four remarks on physics at LHC”, preprint: AU-HEP-97-05 (1997).
89. Alan, A. T., Senol, A., Cakir, O., “Anomalous production of fourth family up quarks at future lepton hadron colliders”, *Europhys. Lett.* 66: 657-660 (2004).
90. Aydın, Z. Z., Alan, A. T., Atag, S., Cakir, O., Celikel, A., Ciftci, A. K., Kandemir, A., Sultansoy, S., Turkoz, S., Yavas, O., Yilmaz, M., Yilmazer, A. U., “HERA+LC based γp collider : luminosity and physics”, *Int. J. Mod. Phys. A* 11: 2019-2044 (1996).
91. Bulanov, S. S., Novikov, V. A., Okun, L. B., Rozanov, A. N., Vysotsky, M. I., “Z line shape versus fourth generation masses”, *Phys. Atom. Nucl.* 66: 2169-2177 (2003).
92. Burdman, G., Shipsey, I., “ D^0 -anti D^0 mixing and rare charm decays”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 53: 431 (2003).
93. Cakir, O., Yilmaz, M., “Heavy quark production at gamma p colliders”, *Turk. J. Phys.* 22: 733-739 (1998).
94. Griffiths, D., “Introduction to Elementary Particle Physics”, *John Wiley & Sons*, Singapore, 1-392 (1987).
95. Hou, W.-S., Nagashima, M., Soddu, A., “Difference in B^+ and B^0 direct CP asymmetry as effect of a fourth generation”, hep-ph/0503072 (2005).
96. İslamzade, Y., Karadeniz, H., Sultansoy, S., “Anomalous single production of the fourth SM family quarks and leptons at future electron positron colliders”, hep-ex/0208003 (2002).

EKLER

EK-1 Örnek bir sürecin saçılma genliğinin hesabı

$A + A \rightarrow B + B$ süreci için

Bu süreç için Feynman diyagramı



şeklindedir. Feynman kurallarına göre her düğüm noktasından $(-ig)$ faktörü ve

$$(2\pi)^4 \delta^4(p_1 - p_3 - q)$$

$$(2\pi)^4 \delta^4(p_2 + q - p_4)$$

delta fonksiyonları gelir. Tek bir ara parçacık değiş-tokuşu olduğundan

$$\frac{i}{q^2 - m_c^2 c^2}$$

propagatör faktörü gelir ve

$$\frac{1}{(2\pi)^4} d^4 q$$

integrali alınır. Bu durumda

EK-1 (Devam) Örnek bir sürecin saçılma genliğinin hesabı

$$-i \mathbf{M} = -i(2\pi)^4 g^2 \int \frac{1}{q^2 - m_c^2 c^2} \delta^4(p_1 - p_3 - q) \delta^4(p_2 + q - p_4) d^4 q$$

İkinci düğüm noktasında $q = p_4 - p_2$ olduğu görülür. Dolayısıyla

$$-i \mathbf{M} = -ig^2 \frac{1}{(p_4 - p_2)^2 - m_c^2 c^2} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4)$$

Enerji ve momentum korunumundan dolayı delta fonksiyonu ortadan kalkar ve saçılma genliği

$$\mathbf{M} = \frac{g^2}{(p_4 - p_2)^2 - m_c^2 c^2}$$

şeklinde bulunur.

EK- 2 Tesir kesiti bağıntıları

İki parçacığın çarpışarak n tane parçacık oluşturduğu

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + \dots + n$$

süreci için tesir kesiti bağıntısı

$$d\sigma = |\mathbf{M}|^2 \frac{\hbar^2 S}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - (m_1 m_2 c^2)^2}} \left\{ \left[\frac{cd^3 \mathbf{p}_3}{(2\pi)^3 2E_3} \right] \left[\frac{cd^3 \mathbf{p}_4}{(2\pi)^3 2E_4} \right] \dots \left[\frac{cd^3 \mathbf{p}_n}{(2\pi)^3 2E_n} \right] \right\} \times \\ \times (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4 - \dots - p_n)$$

şeklinde verilir. Burada

$$p_i = \left(\frac{E_i}{c}, \mathbf{p}_i \right)$$

olup i.parçacığın dörtlü momentumunu göstermektedir;

$$E_i = c\sqrt{m_i^2 c^2 + \mathbf{p}_i^2}$$

şeklindedir ve S süreç sonunda oluşan parçacıkların sayısına bağlı bir sabittir.

İki parçacığın kafa kafaya çarpışarak saçılması durumunda $(A + B \rightarrow A + B)$ tesir kesiti bağıntısını türetilim.

(a) *Kütle merkezi çerçevesinde*

EK- 2 (Devam) Tesir kesiti bağıntıları

Bu çerçevede

$$\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - (m_1 m_2 c^2)^2} = (E_1 + E_2) |p_i| / c$$

ve

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar c}{8\pi} \right)^2 \frac{S |\mathbf{M}|^2}{(E_1 + E_2)^2} \frac{|p_f|}{|p_i|}$$

burada $|p_i|$ parçacığın ilk momentumunun, $|p_f|$ son momentumunun büyüklüğüdür.

Elastik bir saçılma için $|p_i| = |p_f|$, dolayısıyla $(E = (E_1 + E_2) / 2)$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar c}{16\pi} \right)^2 \frac{S |\mathbf{M}|^2}{E^2}$$

olur.

(b) *Laboratuvar çerçevesinde (2. parçacık durgun)*

Burada

$$\sqrt{(p_1 p_2)^2 - (m_1 m_2 c^2)^2} = m_2 c |p_1|$$

Elastik saçılma durumunda tesir kesiti

EK- 2 (Devam) Tesir kesiti bağıntıları

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar}{8\pi} \right)^2 \frac{\mathbf{p}_3^2 S |\mathbf{M}|^2}{m_2 |\mathbf{p}_1| |\mathbf{p}_3| (E_1 + m_2 c^2) - |\mathbf{p}_1| E_3 \cos \theta}$$

olur. Eğer m_1 kütlesi ihmal edilebilecek kadar küçükse

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar E_3}{8\pi m_2 c E_1} \right)^2 S |\mathbf{M}|^2$$

$m_2 c^2 \gg E_1$ olursa

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar}{8\pi m_2 c} \right)^2 |\mathbf{M}|^2$$

Eğer oluşan parçacıklar kütesizse ($m_3 = m_4 = 0$)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar}{8\pi} \right)^2 \frac{S |\mathbf{M}|^2 |\mathbf{p}_3|}{m_2 |\mathbf{p}_1| (E_1 + m_2 c^2 - |\mathbf{p}_1| c \cos \theta)}$$

olur.

EK-3 Band Genişliği Bağıntıları

Bir parçacık n tane parçacığa bozunursa

$$1 \rightarrow 2 + 3 + 4 + \dots + n$$

Bu süreç için band genişliği aşağıdaki bağıntı ile verilir:

$$d\Gamma = |\mathbf{M}|^2 \frac{S}{2\hbar m_1} \left\{ \left[\frac{cd^3 \mathbf{p}_2}{(2\pi)^3 2E_2} \right] \left[\frac{cd^3 \mathbf{p}_3}{(2\pi)^3 2E_3} \right] \dots \left[\frac{cd^3 \mathbf{p}_n}{(2\pi)^3 2E_n} \right] \right\} \times \\ \times (2\pi)^4 \delta^4(p_1 - p_2 - p_3 - \dots - p_n)$$

burada p_i i.parçacığın dörtlü momentumu, S süreç sonunda oluşan parçacıkların sayısına bağlı bir sabittir ($S=1/j!$).

Eğer bozunma sonucunda iki parçacık oluşursa integral alınarak aşağıdaki çözüm elde edilir:

$$\Gamma = \frac{S|\mathbf{p}|}{8\pi \hbar m_1^2 c} |\mathbf{M}|^2$$

burada $|\mathbf{p}|$ son momentumun büyüklüğü olup

$$|\mathbf{p}| = \frac{c}{2m_1} \sqrt{m_1^4 + m_2^4 + m_3^4 - 2m_1^2 m_2^2 - 2m_1^2 m_3^2 - 2m_2^2 m_3^2}$$

şeklindedir.

Eğer oluşan parçacıklar ktlesizse

EK-3 (Devam) Band Genişliği Bağlıntıları

$$\Gamma = \frac{S}{16\pi \hbar m_1} |M|^2$$

olur.

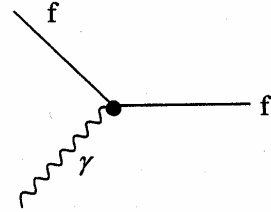
EK-4 Bu çalışmada kullanılan bazı Feynman kuralları

KÖŞE ÇARPANLARI

FEYNMAN DİYAGRAMLARI

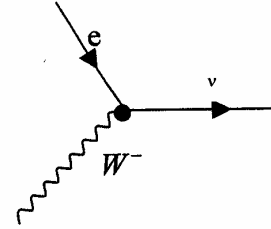
Foton-Fermiyon-Fermiyon köşesi

$$-ig_e Q_f \gamma_\mu$$



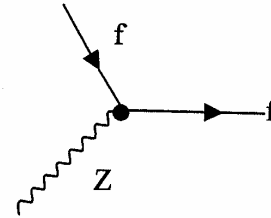
W bozonu-Elektron-Nötrino köşesi

$$-i \frac{g_W}{2\sqrt{2}} \gamma_\mu (1 - \gamma_5)$$



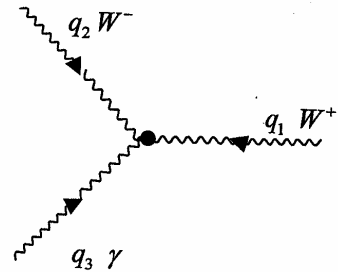
Z bozonu-Fermiyon-Fermiyon köşesi

$$-i \frac{g_Z}{2} \gamma_\mu (c_V - c_A \gamma_5)$$



Foton-W bozonu-W bozonu köşesi

$$ig_e [g_{\nu\lambda} (q_1 - q_2)_\mu + g_{\lambda\mu} (q_2 - q_3)_\nu + g_{\mu\nu} (q_3 - q_1)_\lambda]$$



EK-4 (Devam) Bu çalışmada kullanılan bazı Feynman kuralları

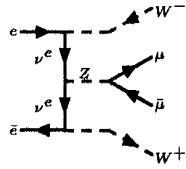
PROPAGATÖRLER

Spin 0	$\frac{i}{q^2 - M^2}$
Spin $\frac{1}{2}$	$\frac{iM}{q^2 - M^2}$
Spin 1 (Kütleli)	$\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2 - M^2}$
Spin 1 (Kütleli)	$\frac{-i(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M^2})}{q^2 - M^2}$

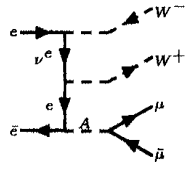
DIŞ ÇİZGİLER

Spin 0	-	-
	Gelen parçacık	u
	Gelen anti parçacık	$\bar{v}$
Spin $\frac{1}{2}$	Giden parçacık	$\bar{u}$
	Giden anti parçacık	v
	Gelen parçacık	ϵ_μ
Spin 1	Giden parçacık	ϵ_μ^*

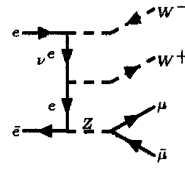
EK-5 Üç aileli standart modelden $e^+e^- \rightarrow \nu_4 \bar{\nu}_4 \rightarrow \mu^+ W^- \mu^- W^+$ sürecinin arka fonuna katkı veren Feynman diyagramları



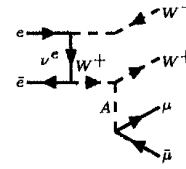
diagr.1



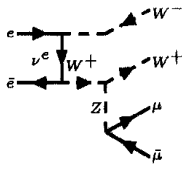
diagr.2



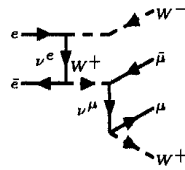
diagr.3



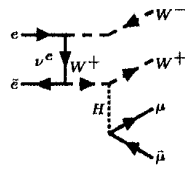
diagr.4



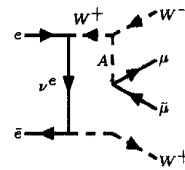
diagr.5



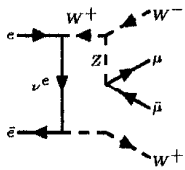
diagr.6



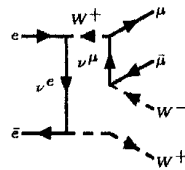
diagr.7



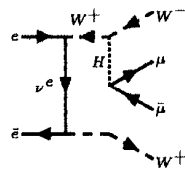
diagr.8



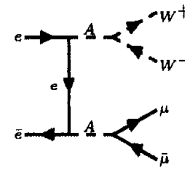
diagr.9



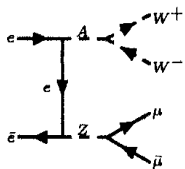
diagr.10



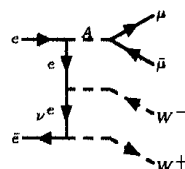
diagr.11



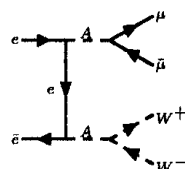
diagr.12



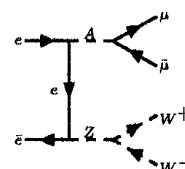
diagr.13



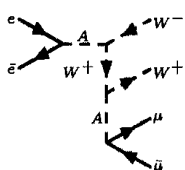
diagr.14



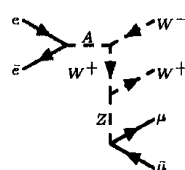
diagr.15



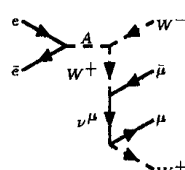
diagr.16



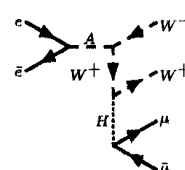
diagr.17



diagr.18

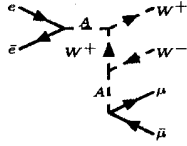


diagr.19

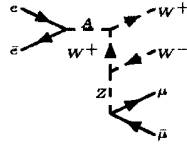


diagr.20

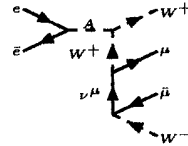
EK-5 (Devam) Üç aileli standart modelden $e^+e^- \rightarrow \nu_4 \bar{\nu}_4 \rightarrow \mu^+ W^- \mu^- W^+$ sürecinin arka fonuna katkı veren Feynman diyagramları



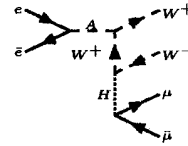
diagr.21



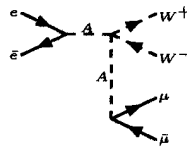
diagr.22



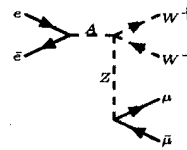
diagr.23



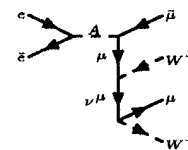
diagr.24



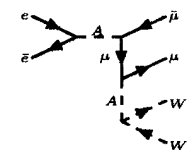
diagr.25



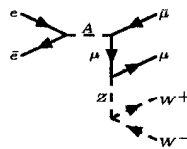
diagr.26



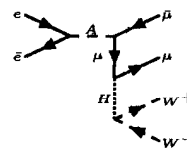
diagr.27



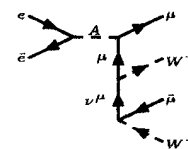
diagr.28



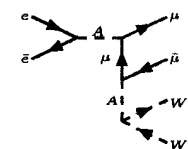
diagr.29



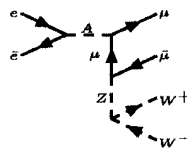
diagr.30



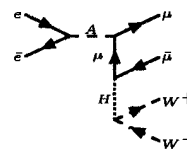
diagr.31



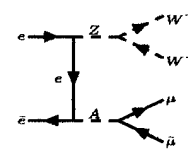
diagr.32



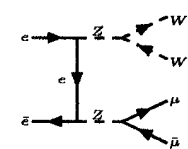
diagr.33



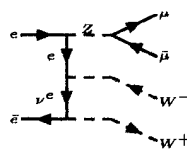
diagr.34



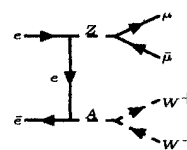
diagr.35



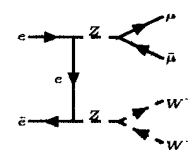
diagr.36



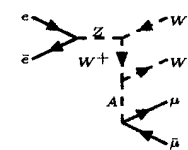
diagr.37



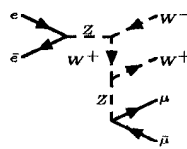
diagr.38



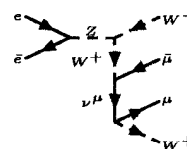
diagr.39



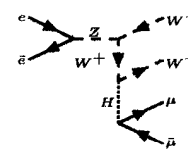
diagr.40



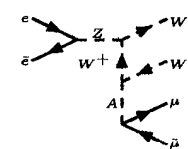
diagr.41



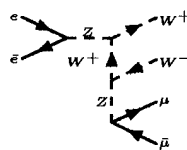
diagr.42



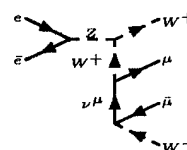
diagr.43



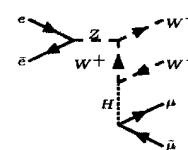
diagr.44



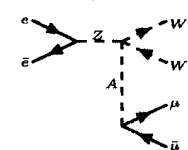
diagr.45



diagr.46

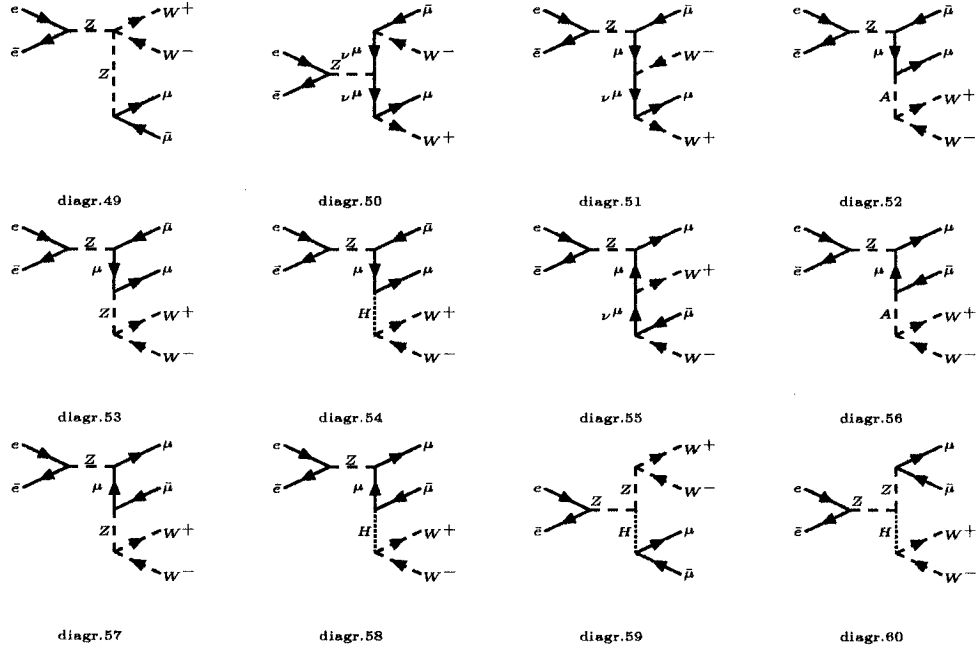


diagr.47



diagr.48

EK-5 (Devam) Üç aileli standart modelden $e^+e^- \rightarrow \nu_4 \bar{\nu}_4 \rightarrow \mu^+ W^- \mu^- W^+$ sürecinin arka fonuna katkı veren Feynman diyagramları



EK-6 ILC İşbirliği

Uluslararası Lineer Çarpıştırıcı (International Linear Collider - ILC) 2010'lu yılların sonuna doğru tamamlanması planlanan bir çarpıştırıcıdır. Uluslararası Teknoloji Tavsiye Paneli (International Technology Recommendation Panel – ITRP) 2004 Ağustosunda üç farklı lineer çarpıştırıcı projesinden (NLC, JLC ve TESLA) TESLA'nın teknolojisi olan süperiletken teknoloji tercihinin yapmıştır. Mart 2005'te ise ICFA Barry Barish'i kurulan Küresel Tasarım Çabası (Global Design Effort – GDE) takımının yöneticisi olarak atamıştır. GDE takımının hedefi 2006'nın sonuna kadar ILC'nin CDR'ını tamamlamaktır. 2008'in sonunda da TDR tamamlanacaktır. Bu tarihten sonra LHC'nin sağladığı verinin ve bu raporların bilgilerine göre projenin geleceğine karar verilecektir.

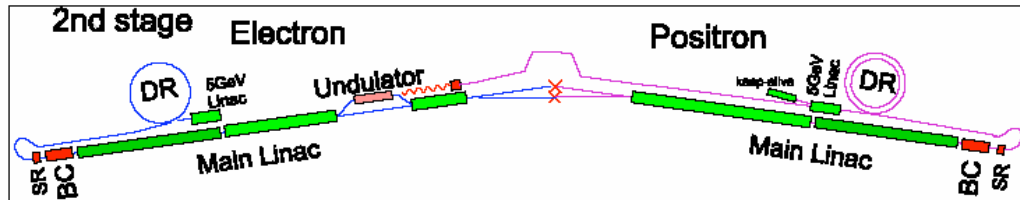
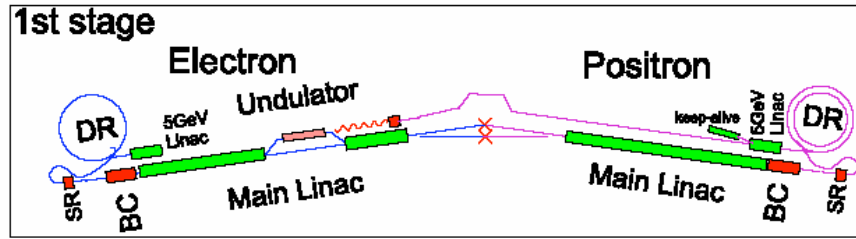
Hızlandırma için DESY'nin TESLA projesinin süperiletken kavite şekli kullanılarak 31,5 MV/m hızlandırma gradyeni ile (daha sonra yapılacak bir upgrade 36 MV/m'yi öngörmektedir) ilk aşamada 500 GeV kütle merkezi enerjisine ulaşılması planlanmaktadır. Kütle merkezi enerjisini 200 GeV'den 500 GeV'e kadar tarayabilecek esneklikte yapılacak ve 2. Aşamada 1 TeV kütle merkezi enerjisine sahip olacaktır. Ayrıca enerji yayılması ve kararlılığı %0,1 değerinin altında olacaktır.

TESLA parametre uzayında tek bir noktada $3,4 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ışınlığa, ILC ise işletim parametrelerinin geniş bir bölgesinde $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ışınlığa sahip olacaktır. Pozitron kaynağı için salındırıcı (undulatör) temelli bir sistem kullanılması planlanmaktadır. Bu sistemde elektron linakının 150 GeV noktasında 100 metrelik bir salındırıcı yerleştirilecektir. Bu ise kutuplanmış pozitronların üretilmesini sağlayacaktır.

Demet yoğunluğunu iyileştirmek için her bir linakın sonuna yerleştirilecek (iki tane 6 kilometrelik sönüm halkası ve bir tane 6 kilometrelik elektron sönüm halkası) sönüm halkaları kullanılacaktır. Bu halkaların büyüklükleri TESLA'dan farklılaşmaktadır. Projenin 500 GeV kütle merkezi enerjili birinci aşamasında yaklaşık 30 km uzunluğunda tünel inşa edilecektir. Çarpıştırıcının 1 TeV enerjiye güncellenmesi

EK-6 (Devam) ILC İşbirliği

sırasında tünelin geri kalanı da inşaa edilerek çarpıştırıcının toplam uzunluğu yaklaşık olarak 50 km'ye ulaşacaktır. Ana linakın dümdüz olmasındansa dünyanın eğriliğini izlemesi tercih edilmiştir. Mühendisler eğri tüneli süperiletken kaviteeleri soğutmak için gerekli olan soğutma sisteminin yapımının daha kolay ve ucuz olmasından dolayı tercih ediyorlar. Birbirine paralel iki tünelin yapılması düşünülmektedir. İkinci tünel destek araç gereçleri ve birinci tüneldeki hızlandırıcıya tamir amacıyla hızlı ve emniyetli bir şekilde ulaşmak için kullanılacaktır.



ILC iki tane çarpışma noktasına sahip olacaktır. Bu çarpışma noktalarında e^-e^+ ve $\gamma\gamma$ çarpışmaları yaptırılacaktır.

ILC konfigürasyonu henüz son halini almamıştır. Teknik bilginin gelişimine bağlı olarak 2010 yılına kadar çarpıştırıcı projesi son şeklini alacaktır. Bu tarihte geleceğin lineer çarpıştırıcısının 0,5 GeV'lik ILC veya 3 TeV'lik CLIC olacağına karar verilecektir.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : ÇİFTÇİ, RENA
 Uyuğu : T. C.
 Doğum tarihi ve yeri : 06.02.1975 Azerbaycan
 Medeni hali : Evli
 Telefon : 0 (312) 212 60 30 /2754
 Faks : 0 (312) 212 22 79
 e-mail : rciftci@gazi.edu.tr

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Ankara Üniversitesi /Fizik Bölümü	2000
Lisans	Ankara Üniversitesi /Fizik Bölümü	1997
Türkçe öğrenimi	Ankara Üniversitesi /TÖMER	1993
Lise	Azerbaycan /Şeki	1992

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2001-	Gazi Üniversitesi	Araştırma Görevlisi

Yabancı Dil

İngilizce, Rusça

Yayınlar

1. Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., "Dördüncü Standart Model Ailesi Kuarkonyasının Üretimi ve Bozunumu", *F. Ü. Fen ve Mühendislik Bilimleri Dergisi*, 13 (1): 385-390 (2001).
2. Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., Sultansoy, S., "A Search for the Fourth SM Family Fermions and E_6 Quarks at $\mu^+ \mu^-$ Colliders", *Phys. Rev. D* 65: 055001 (2002).

3. Çiftçi, R., Çiftçi, A. K., Receptoğlu, E., Sultansoy, S., "The Manifestation of the Fourth SM Family at CLIC", *Turk. J. Phys.* Volume 27 (3): 179-186 (2003).
4. Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., Receptoglu, E. and Sultansoy, S., "The Fourth SM Family at CLIC", "*Physics at the CLIC Multi-TeV Linear Collider*" Book: 170-173 (2004).
5. Cakır, O., Çiftçi, R., Receptoğlu, E., Sultansoy, S., "On the Observability of Pseudoscalar Toponium at Future Hadron Colliders", *Acta Phys. Pol. B* 35: 2103 (2004).
6. Çiftçi, R., Sultansoy, S., "Dördüncü Standart Model Ailesinin Lepton Çarpıştırıcılarında İncelenmesi ", *S. D. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Fen Bilimleri Dergisi* 8 (2): 276-279 (2004).
7. Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., Sultansoy, S., "The Fourth SM Family Neutrino at Future Linear Colliders", *Phys. Rev. D* 72: 053006 (2005).

Bildiriler:

1. Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., Sultansoy, S., "A Search for the Fourth SM Family Fermions at Muon Colliders", "Muon Colliders at the High Energy Frontier - Proceedings of the 6-Month Feasibility Study, Oct'00-Apr'01", eds. Allen Caldwell & Bruce King, ISBN: 1-58949-020-7, *Rinton Press* (2001).
2. Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., "Dördüncü Standart Model Ailesi Kuarkonyasının Üretimi ve Bozunumu", *TFD, 19. Ulusal Fizik Kongresi*, 26-29 Eylül 2000, Elazığ. Bildiri Özetleri YEPF 12: 198.
3. Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., Receptoglu, E., and Sultansoy, S., "The Fourth SM Family at CLIC", "*Meeting of the CLIC Physics Study Group, 19 Dec-01*", 40-SS-A01, CERN. http://deroeck.home.cern.ch/deroeck/clic/agenda_plenar4.html

4. Çiftçi, A. K., Çiftçi, R., “Müon Üretimi ve Kullanım Alanları”, **UPHUK I, I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi**, 25-26 Ekim 2001, Ankara.
5. Çiftçi, R., Sultansoy, S., "Dördüncü Standart Model Ailesinin Lepton Çarpıştırıcılarında İncelenmesi ", **TFD, 21. Ulusal Fizik Kongresi**, 11-14 Eylül 2002, Isparta. Bildiri Özetleri YEF_S1: 229.
6. Çiftçi, R., Çiftçi, A. K., “TAC Phi Fabrikası Sinkrotron Işınımı Kaynağında Optik Demet Hattı Tasarımı”, **UPHUK II, II. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi**, 7-9 Haziran 2004, Ankara. Bildiri Özetleri, 18.
7. Çiftçi, A. K., Zimmerman, F., Sultansoy, S., Çiftçi, R., "Excited Quark Production at CLIC*LHC Based ep and γp Colliders", "**Miniworkshop on Machine and Physics Aspects of CLIC Based Future Collider Options, 30th August 2004**", CERN. <http://clic-meeting.web.cern.ch/clic-meeting>
8. Çiftçi, R., Çiftçi, A. K., “TAC Sinkrotron Işınımı Kaynağında Yumuşak X-ışını Spektroskopisi ve Mikroskopisi Deney İstasyonu için Optik Demet Hattının Tasarımı”, **TFD, 22. Ulusal Fizik Kongresi**, 14-17 Eylül 2004, Bodrum. Bildiri Özetleri 02_SB13: 135.
9. Çiftçi, R., Çiftçi, A. K., Sultansoy, S., "Search of the Fourth SM Family Majorana Neutrino at Lepton Colliders", **TFD, 23. Uluslararası Fizik Kongresi**, 12-16 Eylül 2005, Muğla. Tam metni Proceeding CD'sinde.