İKİNCİ NESİL VEKTÖR LEPTOKUARKLARIN FCC TEMELLİ LEPTON HADRON ÇARPIŞTIRICILARINDA REZONANS ÜRETİMİ

Mehmet DURGUT



T.C.
BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

İKİNCİ NESİL VEKTÖR LEPTOKUARKLARIN FCC TEMELLİ LEPTON HADRON ÇARPIŞTIRICILARINDA REZONANS ÜRETİMİ

Mehmet DURGUT
0009-0001-9377-2151

Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA
0000-0002-9526-8215
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA−2023

Her Hakkı Saklıdır.

TEZ ONAYI

Mehmet DURGUT tarafından hazırlanan "İkinci Nesil Vektör Leptokuarkların FCC Temelli Lepton Hadron Çarpıştırıcılarında Rezonans Üretimi" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı' nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA

Başkan:	Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA 0000-0002-9526-8215 Bursa Uludağ Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Anabilim Dalı	**İmza**
Üye:	Doç. Dr. Cem Salih ÜN 0000-0002-0595-8803 Bursa Uludağ Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Anabilim Dalı	**İmza**
Üye:	Dr. Öğr. Üyesi Hüseyin DAĞ 0000-0001-9301-007X Bursa Teknik Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Anabilim Dalı	**İmza**

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Ali KARA

Enstitü Müdürü

..../..../.....

B.U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmasında;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı,

beyan ederim.

..../..../ 2023

Mehmet DURGUT

TEZ YAYINLANMA
FİKRİ MÜLKİYET HAKLARI BEYANI

Enstitü tarafından onaylanan lisansüstü tezin/raporun tamamını veya herhangi bir kısmını, basılı (kağıt) ve elektronik formatta arşivleme ve aşağıda verilen koşullarla kullanıma açma izni Bursa Uludağ Üniversitesi'ne aittir. Bu izinle Üniversiteye verilen kullanım hakları dışındaki tüm fikri mülkiyet hakları ile tezin tamamının ya da bir bölümünün gelecekteki çalışmalarda (makale, kitap, lisans ve patent vb.) kullanım hakları tarafımıza ait olacaktır. Tezde yer alan telif hakkı bulunan ve sahiplerinden yazılı izin alınarak kullanılması zorunlu metinlerin yazılı izin alınarak kullandığını ve istenildiğinde suretlerini Üniversiteye teslim etmeyi taahhüt ederiz.

Yükseköğretim Kurulu tarafından yayınlanan **"Lisansüstü Tezlerin Elektronik Ortamda Toplanması, Düzenlenmesi ve Erişime Açılmasına İlişkin Yönerge"** kapsamında, yönerge tarafından belirtilen kısıtlamalar olmadığı takdirde tezin YÖK Ulusal Tez Merkezi / B.U.Ü. Kütüphanesi Açık Erişim Sistemi ve üye olunan diğer veri tabanlarının (Proquest veri tabanı gibi) erişimine açılması uygundur.

Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA
..../..../ 2023

Mehmet DURGUT
..../..../ 2023

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

İKİNCİ NESİL VEKTÖR LEPTOKUARKLARIN FCC TEMELLİ LEPTON HADRON ÇARPIŞTIRICILARINDA REZONANS ÜRETİMİ

Mehmet DURGUT

Bursa Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA

Standart Modelde kuark ve lepton aileleri arasındaki simetri, Standart Modelin Ötesi modellerde, hem baryon hem de lepton sayısı taşıyan leptokuarkları öngörmektedir. Leptokuarklar kendilerine ait ayar kuantum sayılarına göre sınıflandırılmaktadır. Bu tez çalışmasında $Q = 2/3$ yüklü $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$, ve $Q = 5/3$ yüklü $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^0_{1\mu}$ ikinci aile vektör leptokuarkların FCC temelli müon proton çarpıştırıcılarında $\left(\mu 750 \otimes FCC\text{-}\sqrt{s} = 12,2 \text{ TeV} \; ; \mu 1500 \otimes FCC\text{-}\sqrt{s} = 17,3 \text{ TeV}\right)$ rezonans üretimi araştırılmıştır. Elde edilen veriye göre $\sqrt{s} = 12,2$ TeV $\left(\sqrt{s} = 17,3 \text{ TeV}\right)$' de $M_{\vec{U}^{+1}_{3\mu}}$ 2650 GeV(3120 GeV), $M_{\tilde{U}^0_{1\mu}}$ 2350 GeV(2930 GeV), $M_{\vec{U}^0_{3\mu}}$ 2330 GeV(2800 GeV) ve $M_{U^0_{1\mu}}$ 2160 GeV(2330 GeV) kütleye kadar dışarılanabilmektedir.

Anahtar kelimeler: Standart Model, Standart Model Ötesi, Leptokuark
2023, xiii + 51 Sayfa

ABSTRACT

Master Thesis

RESONANCE PRODUCTION OF SECOND GENERATION VECTOR LEPTOKUARKS AT FCC BASED LEPTON HADRON COLLIDERS

Mehmet DURGUT

Bursa Uludağ University
Graduate School of Natural and Applied Science
Department of Physics

Supervisor: Dr. Zerrin KIRCA

The symmetry between quark and lepton families in the Standard Model predicts scalar(spin-0) and vector(spin-1) leptoquarks carrying both baryon and lepton numbers in beyond the Standart Model. Leptoquarks can be classified according to their gauge quantum numbers. This thesis presents the resonance production of second generation $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ and $U^{0}_{1\mu}$ vector leptoquarks with electrical charge $Q = 2/3$ and, $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ and $\tilde{U}^{0}_{1\mu}$ vector leptoquarks with electrical charge $Q = 5/3$ at FCC based muon proton colliders $\left(\mu 750 \otimes FCC\text{-}\sqrt{s} = 12,2 \text{ TeV} \; ; \mu 1500 \otimes FCC\text{-}\sqrt{s} = 17,3 \text{ TeV}\right)$. The obtained data show that mass of $M_{\vec{U}^{+1}_{3\mu}}$ 2650 GeV(3120 GeV), $M_{\tilde{U}^{0}_{1\mu}}$ 2350 GeV(2930 GeV), $M_{\vec{U}^{0}_{3\mu}}$ 2330 GeV(2800 GeV) and $M_{U^{0}_{1\mu}}$ 2160 GeV(2330 GeV) at $\sqrt{s} = 12,2$ TeV $\left(\sqrt{s} = 17,3 \text{ TeV}\right)$ can be excluded.

Key words: Standart Model, Beyond Standart Model, Leptokuark
2023, xiii + 51 Page

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tez çalışmam içerisinde karşılaştığım her zorlukta yardımlarını esirgemeyen ve bana yol gösteren çok değerli hocam Zerrin KIRCA' ya minnettarım.
Süreç içerisinde yanıtlayamadığım birçok soruda cevaba ulaşabilmem için bana yol gösteren Büşra NİŞ ve Ali ÇİÇİ' ye, yardımları için teşekkür ederim.
Lisans eğitimimle başlayıp yüksek lisans sürecimde pek çok konuda bana yardımcı olan ve benzer zorlukları birlikte karşıladığımız saygıdeğer arkadaşım Ahmet Najib ALSOUDİ' ye müteşekkirim.
Son olarak eğitim hayatım boyunca beni her zaman destekleyen, yanımda olan sevgili aileme sonsuz teşekkür ederim.

Mehmet DURGUT

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET i
ABSTRACT ii
TEŞEKKÜR iii
İÇİNDEKİLER iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ v
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ vi
ŞEKİLLER DİZİNİ vii
ÇİZELGELER DİZİNİ viii
1. GİRİŞ 1
2. KURAMSAL TEMELLER 3
2.1. Standart Model 3
2.1.1. Değişmezlik ve Simetri 6
2.1.2. Lokal Simetriler ve Ayar Alanı 7
2.1.3. Global Faz Değişimi ve Simetri 10
2.1.4. Elektrozayıf Teori 13
2.1.5. Higgs Mekanizması ve Elektrozayıf Simetri Kırılımı 14
2.2. Standart Modelin Problemleri 21
3. MATERYAL VE YÖNTEM 25
3.1. Giriş 25
3.2. Buchmüller-Rückl-Wyler (BRW) Efektif Leptokuark Modeli 25
4. BULGULAR VE TARTIŞMA 31
4.1. İkinci Nesil Vektör Leptokuarkların μ750⊗FCC Çarpıştırıcısında Rezonans Üretimi 31
4.2. İkinci Nesil Vektör Leptokuarkların $\mu 1500 \otimes$ FCC Çarpıştırıcısında Rezonans Üretimi 36
4.3. İkinci Nesil Vektör Leptokuarkların μ750⊗FCC ve μ1500⊗FCC Çarpıştırıcılarında Rezonans Üretimi için Sinyal - Ard alan Analizi 38
4.3.0.1. $\mu 750 \otimes$ FCC 39
4.3.0.2. $\mu 1500 \otimes$ FCC 40
5. SONUÇ 42
KAYNAKLAR 43
EKLER 46
ÖZGEÇMİŞ 50

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simge	Açıklama
u	Yukarı kuark
d	Aşağı kuark
c	Tılsım kuark
s	Acayip kuark
t	Üst kuark
b	Alt kuark
e	Elektron
ν_e	Elektron nötrinosu
μ	Müon
ν_μ	Müon nötrinosu
τ	Tau
ν_τ	Tau nötrinosu
$\hbar$	Planck sabiti
$W^\pm$	W bozonu
Z^0	Z bozunu
g	Gluon
γ	Foton
H	Higgs
Y	Hiperyük
I^3	Zayıf izospin
Q	Elekrik yükü
ψ	Dalga fonksiyonu
$\mathcal{L}_\mathcal{D}$	Dirac lagrangiyen yoğunluğu
D_μ	Kovaryant türev
F	Fermiyon numarası
L	Lepton numarası
B	Baryon numarası
$\sqrt{S}$	Kütle merkezi enerjisi

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Kısaltmalar	**Açıklama**
KAT	Kuantum Alan Teorisi
KRD	Kuantum Renk Dinamiği
KED	Kuantum Elektro Dinamik
SM	Standart Model
SMÖ	Standart Model Ötesi
BSM	Beyond Standard Model
LQ	Leptokuarklar
SUSY	Süpersimetri
BBT	Büyük Birleşim Teorisi
ÇDYA	Çeşni Değiştiren Yüklü Akımlar
FCC	Future Circular Collider (Yeni nesil dairesel çarpıştırıcı)
BRW	Buchmüller , Rückl ve Wyler
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 3.1. LQ' ların kuark ve lepton parçacıkları ile etkileşimlerinin analojisi. . . . 26
Şekil 3.2. M_{LQ} = 1000 kütle değeri için $U^0_{1\mu}$ ve $\tilde{U}^0_{1\mu}$ LQ' larının λ değerlerine karşılık bozunma genişliği değerleri. 29
Şekil 4.1. $\mu, q(\bar{q}) \longrightarrow \mu, q(\bar{q})$ süreci için sinyal ve ardalan Feynman Diyagramları 32
Şekil 4.2. $\mu, q(\bar{q}) \longrightarrow \nu_\mu, q'(\bar{q}')$süreci için sinyal ve ardalan Feynman Diyagramları 32
Şekil 4.3. $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^0_{1\mu}$ LQ ($Q = 5/3$)' ların $\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri. 32
Şekil 4.4. $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ LQ ($Q = 2/3$)' ların $\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri. 33
Şekil 4.5. $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ vektör LQ($Q = 2/3$)'ların $\mu, \bar{s} \rightarrow \bar{c}, \nu_\mu$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri. 33
Şekil 4.6. $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^0_{1\mu}$ LQ ($Q = 5/3$)' ların $\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri. 36
Şekil 4.7. $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ LQ ($Q = 2/3$)' ların $\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri. 36
Şekil 4.8. $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ vektör LQ($Q = 2/3$)'ların $\mu, \bar{s} \rightarrow \bar{c}, \nu_\mu$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri 37
Şekil 4.9. $\sqrt{s}$ =12.2 TeV'de $\mu, \bar{c} \longrightarrow \mu, \bar{c}$ sürecinde $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^0_{1\mu}$ için enine momentum dağılımları 39
Şekil 4.10. $\sqrt{s}$ =12.2 TeV'de $\mu, \bar{s} \longrightarrow \mu, \bar{s}$ sürecinde $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ için enine momentum dağılımları 39
Şekil 4.11. $\sqrt{s}$ =12.2 TeV'de $\mu, \bar{s} \rightarrow \bar{c}, \nu_\mu$ sürecinde$\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ için enine momentum dağılımları 40
Şekil 4.12. $\sqrt{s}$ =17.3 TeV'de $\mu, \bar{c} \longrightarrow \mu, \bar{c}$ sürecinde $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^0_{1\mu}$ için enine momentum dağılımları 40
Şekil 4.13. $\sqrt{s}$ =17.3 TeV'de $\mu, \bar{s} \longrightarrow \mu, \bar{s}$ sürecinde $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ için enine momentum dağılımları 41
Şekil 4.14. $\sqrt{s}$ =17.3 TeV'de $\mu, \bar{s} \rightarrow \bar{c}, \nu_\mu$ sürecinde$\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ için enine momentum dağılımları 41

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 2.1. Kuarklara ait bazı özellikler 4
Çizelge 2.2. Leptonlara ait bazı özellikler 4
Çizelge 2.3. Bozonlara ait bazı özellikler 5
Çizelge 2.4. Simetri Dönüşümleri ve Korunan nicelikler 6
Çizelge 3.1. Vektör LQ' ların bazı özellikleri 28
Çizelge 3.2. BRW modelde vektör LQ' ların fermison sayısı F, bozunum kanalları ve dallanma oranları tabloda verilmiştir. Vektör LQ' ların, sağ-elli ve sol-elli leptonlar ile ilgili olan bağlaşım parametreleri bağımsız varsayılmıştır. 30
Çizelge 4.1. $\mu 750 \otimes$ FCC ve $\mu 1500 \otimes$ FCC çarpıştırıcıları için temel parametreler 31
Çizelge 4.2. $\sqrt{s} = 12,2$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$ süreci için $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^{0}_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları. 34
Çizelge 4.3. $\sqrt{s} = 12,2$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$ süreci için $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları. 34
Çizelge 4.4. $\sqrt{s} = 12,2$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{s} \rightarrow \bar{c}, \nu_{\mu}$ süreci için $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları. 34
Çizelge 4.5. $\sqrt{s} = 12,2$ için $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ LQ' ının $\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$ sürecinde M_{LQ}=1000, 3000 ve 5000 GeV ve $\lambda_{(L,R)}(lq)$=0,2-0,4-0,6-0,8-1 bağlaşım parametreleri için rezonans üretim tesir kesiti değerleri. 35
Çizelge 4.6. $\sqrt{s} = 12,2$ için $U^{0}_{1\mu}$ LQ' ının $\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$ sürecinde M_{LQ}=1000, 3000 ve 5000 GeV ve $\lambda_{(L,R)}(lq)$=0,2-0,4-0,6-0,8-1 bağlaşım parametreleri için rezonans üretim tesir kesiti değerleri. 35
Çizelge 4.7. $\sqrt{s} = 17,3$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$ süreci için $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^{0}_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları. 37
Çizelge 4.8. $\sqrt{s} = 17,3$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$ süreci için $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları. 37
Çizelge 4.9. $\sqrt{s} = 17,3$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{s} \rightarrow \bar{c}, \nu_{\mu}$ süreci için $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları. 38
Çizelge 4.10. $\sqrt{s} = 17,3$ TeV için $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ LQ' ının $\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$ sürecinde M_{LQ}=1000, 3000 ve 5000 GeV ve $\lambda_{(L,R)}(lq)$=0,2-0,4-0,6-0,8-1 bağlaşım parametreleri için rezonans üretim tesir kesiti değerleri. 38
Çizelge 4.11. $\sqrt{s} = 17,3$ TeV için $U^{0}_{1\mu}$ LQ' ının $\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$ sürecinde M_{LQ}=1000, 3000 ve 5000 GeV ve $\lambda_{(L,R)}(lq)$=0,2-0,4-0,6-0,8-1 bağlaşım parametreleri için rezonans üretim tesir kesiti değerleri. 38
Çizelge 5.1. $\sqrt{s} = 12,2$ TeV için elde edilen kütle değerleri 42
Çizelge 5.2. $\sqrt{s} = 17,3$ TeV için elde edilen kütle değerleri 42

1. GİRİŞ

Parçacık fiziği doğayı ve evreni daha iyi anlayabilmek için temel parçacıkları, temel parçacıkların fiziksel özelliklerini ve dört temel etkileşimleri incelemektedir. Evrende var olduğu bilinen ve temel kuvvetler olan elektromanyetik kuvvetini, zayıf çekirdek kuvvetini, güçlü çekirdek kuvvetini ve kütleçekim kuvvetini açıklamak parçacık fiziğin başlıca ilgi alanıdır. Kuantum Alan Teorisi(KAT), temel etkileşimleri ve temel parçacıkları kuantum alanlar cinsinden ele almaktadır. Bu anlamda parçacık fiziğinin Standart Modeli(SM), dört temel etkileşimden üçünü(elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşim) kuantum alanlar cinsinden açıklayabilmektedir. Bunun yanında SM, üç temel etkileşimden ikisi olan elektromanyetik ve zayıf etkileşmeleri tek bir α bağlaşım parametresinde elektrozayıf skalada açıklamaktadır. Temel etkileşmelerle birlikte temel parçacıklar olan leptonlar ve kuarklar yine SM' de açıklanmaktadır. Son olarak Higgs parçacığının keşfiyle birlikte parçacık fiziğinin SM' i tamamlanmıştır. SM yapılan deneylerle de en uygun model olup elektrozayıf skalada efektif bir modeldir.

SM' in yukarıda görüldüğü üzere tüm başarılarına rağmen evreni açıklamakta yetersiz kaldığı bölüm (2.2.) de anlatıldığı gibi bilinmektedir. Bu anlamda SM ötesi modeller ortaya atılıp bu modeller deneysel olarak da incelenmektedir. SM' nin var olan sorunlarını gidermek amacıyla SM ötesi bazı modeller ortaya atılmıştır. Öne sürülen bu modellerden birkaçı ise Büyük Birleşim Teorileri, Süpersimetri, Küçücük Higgs Modelleri, Ekstra Boyutlar ve Teknirenk Modelidir. Günümüzde çalışmaları devam eden bu modellerle yeni parçaçıklar ya da mevcut parçacıkların yeni özellikleri öngörülmektedir. Yeni parçacıklara örnek olarak Kompozit Parçacıklar, Uyarılmış Fermiyonlar ve Leptokuarkları(LQ) verebiliriz.

Leptokuarklar SM ötesi birçok modelde kendine yer edinmiştir. Bu anlamda leptokuarklar üç aileli fermiyonlar ile etkileşme yapabilmesinin yanında lepton ve kuarklar arasında bozon görevi gördüğü düşünülen hipotetik parçacıklardır. LQ modelinin ortaya çıkmasındaki en

temel motivasyon efektif bir model olması ve elektrozayıf skalada(10^2 GeV) geçerli olmasıdır. Ayrıca leptokuark modeline göre fermiyon sayısı korunarak hızlı proton bozunumu önlenmektedir. Bu tezin konusu olan vektör leptokuarkların, önceki deneylerden gelen sınırlamaları kullanılarak gelecek nesil dairesel çarpıştırısındaki μp opsiyonunda rezonans durumda incelenecek, bozunma genişlikleri ve dallanma oranları bağlaşım parametreleri dikkate alınarak hesaplanacak, kütle merkezi enerjilerine göre ulaşılabilir kütle değerleri bulunacak, ele alınan sürece ait SM' in ardalan hesaplamaları yapılacak ve modele ait serbest parametrelere karşılık bulunan tesir kesitleri kullanılarak elde edilen parçacıkların dedekte edilebilirlik limitleri hesaplancaktır. Bölüm 2.' de temel parçacıklardan ve temel etkileşmelerden, SM' in özelliklerinden, lokal ve global simetrilerden ve Higgs mekanizmasıyla birlikte elektrozayıf teori ele alınacaktır. Bölüm 3.' te leptokuarkların genel özellikleri, SM fermiyonlarıyla yapmış olduğu etkileşmelerin lagranjiyeni ve leptokuarkların bozunumları anlatılacaktır. Bölüm 4.' te yapılan hesaplamaların elde edilen verileri, bunlara ait çizilen grafikler ve bu grafiklerin yorumları bulunmaktır. Yapılan bu tez çalışmasında elde edilen sonuçlar ise bölüm 5.' te yer almaktadır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Standart Model

Parçacık fiziği, doğada bulunan temel parçacıkları ve temel etkileşmelerin işleyişini inceleyen bir alandır. Aristotales'den günümüze gelen maddenin en küçük yapı taşını bulma uğraşısında birçok temel parçacık keşfedilmiştir. Bununla birlikte güçlü, zayıf, elektromanyetik ve kütleçekim kuvvetleri belirli bir oranda anlaşılmıştır. Parçacık fiziğinin SM' i, insanlığın doğayı ve evreni anlamak adına geliştirdiği ve düşük enerji skalalarında yapılan deneylerle de oldukça uyumlu bir modeldir. W ve Z bozonlarının keşfi, top kuarkın keşfi ve son olarak 2012 yılında ATLAS (Aad ve diğerleri, (2012)) ve CMS (Chatrchyan, Serguei ve diğerleri, (2013)) dedektörlerinde keşfedilen Higgs(h) bozonunun keşfi SM'nin başarılarından birkaçıdır. SM, temel parçacıkları ve etkileşmelerini açıklayan renormalize edilebilir bir ayar teorisidir. Temel parçacıkların spin durumları, bu parçacıkları birbirinden ayırt etmede kullanılan özelliklerden birisidir. Temel parçacıklar sahip oldukları spin durumlarına göre iki farklı istatistiğe uyarlar. Fermiyonlar, Fermi-Dirac istatistiğine uyan parçacıklardır. Bozonlar ise Bose-Einstein istatistiğine uyan parçacıklardır.

Fermiyonlar maddeyi oluşturan temel parçacıklardan olup üç aileli bir yapıdadır. Fermi-Dirac istatistiğine uyarlar ve spinleri yarım tamsayılıdır($\hbar/2, 3\hbar/2, ...$). Pauli dışarılama ilkesine uyarlar. Fermiyonlar, yarım tamsayılı spinlerinden dolayı bozonlara göre daha karmaşık bir yapıya sahiptirler. Fermiyonların diğer bütün özellikleri aynı kaldığı durumda dahi ($\pm 1/2$) spinli olacak şekilde iki farklı durumda bulunabilir. Böyle bir parçacığın genel durumu bu iki spin durumunun bir süperpozisyonu olarak ifade edilir. Fermiyonlar spinörlerle ifade edilir ve spinörleri anti komütatiftir. Aynı kuantum durumunda birden fazla fermiyon bulunamaz. Fermiyonların aile sıralamasında yukarıya çıktıkça parçacıkların kütleleri artar. Fermiyonlar da kendi içerisinde kuark ve lepton olmak üzere ikiye ayrılırlar. Kuarklar üç aileli yapıda olup aşağı kuark, yukarı kuark, tılsımlı kuark, acayip kuark, üst kuark ve alt kuark türlerine sahiptirler. Kuarklara ait bazı fiziksel özellikler çizelge 2.1' da verilmiştir (Olive ve diğerleri,

(2014)). Leptonlar da tıpkı kuarklar gibi üç aileli yapıda olup elektron, müon, tau ve sırasıyla bu parçacıkların nötrinolarıdır ve çizelge 2.2' da leptonların bazı fiziksel özellikleri verilmiştir (Olive ve diğerleri, (2014)).

Çizelge 2.1: Kuarklara ait bazı özellikler

Kuarklar				
Aile	Parçacık	Elektrik Yükü	Spin Durumu	Kütlesi
1	u	$2/3$	$1/2$	$2,3\ MeV/c^2$
	d	$-1/3$	$1/2$	$4,8\ MeV/c^2$
2	c	$2/3$	$1/2$	$1,275\ GeV/c^2$
	s	$-1/3$	$1/2$	$95\ MeV/c^2$
3	t	$2/3$	$1/2$	$173,07\ GeV/c^2$
	b	$-1/3$	$1/2$	$4,18\ GeV/c^2$

Çizelge 2.2: Leptonlara ait bazı özellikler

Leptonlar				
Aile	Parçacık	Elektrik Yükü	Spin Durumu	Kütlesi
1	e	-1	$1/2$	$0,511\ MeV/c^2$
	ν_e	0	$1/2$	$6\ eV/c^2$
2	μ	-1	$1/2$	$105,6\ MeV/c^2$
	ν_μ	0	$1/2$	$0,19\ MeV/c^2$
3	τ	-1	$1/2$	$1,777\ GeV/c^2$
	ν_τ	0	$1/2$	$18,2\ MeV/c^2$

Bozonlar temel etkileşmeleri taşıyan aracı parçacıklardır. Bu parçacıklar ise Bose-Einstein istatistiğine uyar ve spinleri tam sayılıdır($\hbar, 2\hbar, 3\hbar...$). Bozonları ifade eden dalga fonksiyonları ise komütatiftir. Aynı kuantum durumunda birden fazla bozon bulunmaya izinlidir. Elektromanyetik, güçlü ve zayıf etkileşmelerin taşıyıcı parçacıkları sırasıyla foton(γ), gluon(g) ve $W^{\pm}, Z^0$ olup bu parçacıklar vektör bozon olarak tanımlanır. Vektör bozonlara ek olarak spini sıfır olup elektrozayıf simetrinin kırılımından sorumlu ve parçacıklara kütle kazandıran Higgs(h) bozonu bulunur.

Çizelge 2.3: Bozonlara ait bazı özellikler

Bozonlar			
Parçacık	Elektrik Yükü	Spin Durumu	Kütlesi
g	0	1	0
γ	0	1	0
Z	0	1	$91,2\ GeV/c^2$
W	± 1	1	$80,4\ GeV/c^2$
H	0	0	$125\ GeV/c^2$

Güçlü kuvvet, Kuantum Renk Dinamiği(KRD)' ne göre renk yüküne sahip olan temel parçacıkların etkileşmelerini anlatır. Bu etkileşmelerin temsil edildiği grup ise $SU(3)_C$ 'dir. Güçlü kuvvetin ayar bozonu olan gluon kütlesizdir ve bu nedenle eriminin sonsuz olması beklenir ancak kuark hapsi bunu engeller. Kuarkların sahip olduğu renk yükünden kaynaklı bir kuark çoklusunu birbirinden, güçlü kuvvetin erim mesafesinden daha fazla ayırabilmek için verilen enerji başka bir kuark çoklusunun oluşmasına neden olur. Böylece doğada kuarklar tek başlarına gözlenemezler. KRD içerisinde kuarklar ve gluonlar kırmızı, yeşil ve mavi şeklinde kuantum renk sayılarına sahiptir. Zayıf kuvvet atom çekirdeğinin bozunmasından sorumludur ve ayar bozonları ise kütleli olup yüklü $W^{\pm}$ ve yüksüz Z^0 bozonlarıdır. Temsil edildiği simetri grubu $SU(2)_L$ 'dir. Zayıf kuvvetin erimi ise yaklaşık atom çekirdeğin çapı mesafesindedir.

SM'in en doğru sonucu verdiği temel etkileşimlerden biri olan elektromanyetik kuvvetin ayar bozonu ise fotondur ve kütlesizdir. Fotonun kütlesiz oluşu bu etkileşimin erim mesafesinin sonsuz olduğu anlamına gelir. Elektromanyetik kuvvet ise $U(1)_{EM}$ simetrisi ile temsil edilir. Enerji skalasında yukarı doğru çıkıldıkça SM içerisinde elektromanyetik ve zayıf kuvvet elektrozayıf modelde birleşir: $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (Weinberg, (1967); Salam, (1968)).

Weinberg ve Salam yüksek enerjilerdeki elektrozayıf simetrinin $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Higgs mekanizmasıyla kırılıp $U(1)_{EM}$ simetrisine indirgendiğini göstermişlerdir. Böylece $W^{\pm}$ ve Z^0 bozonları teorik olarak kütle kazanmıştır ve bu sonuçların deneysel analizlerle uyumlu olduğu gözlenmiştir. SM, ele almış olduğu etkileşimleri ve temel parçacıkları kuantum alan teorisiyle açıklar. SM'in sahip olduğu simetri aşağıdaki gibi verilir.

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \tag{2.1}$$

Doğada bulunan dört temel kuvvetten biri olan kütleçekiminin kuantum teorisi henüz oluşturulamamıştır. Bu nedenle kütleçekimi klasik bir model olup SM içerisinde yer almaz.

2.1.1. Değişmezlik ve Simetri

Temel parçacıkları ve etkileşimlerini ifade eden lagranjiyen($\mathcal{L}$) uzayzaman dönüşümlerinde değişmez(invaryant) kalır. Lagranjiyenin değişmez kalması, sistemde bir simetri olduğunu gösterir ve sözkonusu simetri ile ilişkili korunumlu niceliklerin var olması anlamına gelmektedir (Noether, (1918)). Uzayzaman simetrileri, lokal simetri ve global simetri şeklinde ele alınır. Global ve lokal simetrilerle birlikte parçacıkların iç uzayıyla ilgili ve dalga fonksiyonunun şeklini tek bir noktada değiştiren parite simetrisi, yük simetrisi gibi iç simetriler de vardır. Lagranjiyen uzayda ötelenirse momentum korunmaktadir, rotasyon simetrisinde ise açısal momentum korunurken zamanda öteleme yapıldığında da enerji korunumlu nicelik olur. Şekil 2.4'te bazı simetriler ve onlara karşılık gelen korunumlu nicelikler verilmiştir.

Çizelge 2.4: Simetri Dönüşümleri ve Korunan nicelikler

Simetri	Korunum
Dönme	Açısal Momentum
Uzayda Öteleme	Çizgisel Momentum
Zamanda Öteleme	Enerji
Ayar	Yük

Uzayzaman simetileri iki türlü sınıflandırılır. Dönüşüm parametreleri uzayzamana bağlı olmayan simetriler global simetrilerdir ve dönüşümler, uzayzamanın her noktasında aynı miktardadır. Lokal simetrilerde ise dönüşüm parametreleri uzayzamana bağlıdır. Sistemin lagranjiyeninin dönüşümler altında değişmeden kalıp hareket denklemlerinin değişmesi ilgili simetrinin kendiliğinden kırıldığını gösterir.

Kuantum alan teorisinde sistemin lagranjiyeni alanlara bağlıdır. ϕ uzayzamana bağlı bir alan olmak üzere küçük değişimler altında sistemin aksiyonundaki varyasyon sıfır olmalıdır.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}(\phi, \partial\phi) \\ \delta S &= 0 \end{aligned} \tag{2.2}$$

Denklem 2.2'deki ϕ alanı, uzayzamanın bir fonksiyonu olup olmamasına bağlı olarak lokal simetri ya da global simetri aranır. Lokal simetriler, alanların dönüşüm parametrileri uzayzamana göre değiştiğinden global simetrilerin genelleştirilmiş halidir. Global simetrilerde parçacığın kuantum durumları anlaşılırken lokal simetrilerde parçacık etkileşimleri ve dolayısıyla temel etkileşmeler hakkında bilgi edinilir.

2.1.2. Lokal Simetriler ve Ayar Alanı

Uzayzaman simetrilerinin bir çeşidi olan lokal simetriler, dönüşüm parametresinin uzayzamana bağlı olduğu simetrilerdir. Herhangi bir lokal simetride, alan parçacığını ilgili dönüşüme uğratan parametre (α), uzayzaman bileşenlerinden birisine bağlı olduğunda ($\alpha(x)$) dönüşümün, uzayın her noktasında aynı olmayacağı görülür ve böylece alan parçacığının dalga fonksiyonu uzayın her bir noktasında farklılık gösterecektir. Kuantum Elektro Dinamik(KED) söz konusu olduğunda foton ve yüklü spin-1/2 alanları arasındaki etkileşimleri içeren lagranjiyen incelenmektedir. Serbest parçacık için dirac lagranjiyeni denklem 2.3'te gösterilmiştir.

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi \tag{2.3}$$

Lokal simetrilerde dönüşüm parametresi uzayzamana bağlıdır. Buna uygun şekilde $\mathcal{L}'_D$, denklem 2.4'da verilmiştir.

$$\begin{aligned}
\bar{\psi}' &= e^{-iq(x)}\bar{\psi}, \quad \psi' = e^{iq(x)}\psi \\
\mathcal{L}'_D &= \bar{\psi}'\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi', \\
&= \left(e^{-iq(x)}\bar{\psi}\right)\left[i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right]\left(e^{iq(x)}\psi\right), \\
&= \underbrace{\bar{\psi}\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi}_{\mathcal{L}_D} - \bar{\psi}\left(\gamma^\mu \partial_\mu q\right)\psi.
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Dönüşüm uygulandıktan sonra lagranjiyende fazladan terim oluşmaktadır ve bu durumda değişmezlik sağlanamaz. Kısmi türevi yerine kovaryant türev ($\mathcal{D}_\mu$) ifadesi tanımlanıp bir A_μ

alanı eklendiğinde ise bu sorun ortadan kalkmaktadır.

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_\mu &= \partial_\mu + iqA_\mu \rightarrow \mathcal{D}'_\mu = \partial_\mu + iqA'_\mu, \\ A_\mu &= A_\mu + \partial_\mu A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu A_\mu. \end{aligned}$$

$\mathcal{D}_\mu$ türevi ve A_μ alanıyla birlikte dirac lagranjiyeninin son durumu denklem 2.6' da gösterilmiştir.

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}\left(i\gamma^\mu D_\mu - m\right)\psi, \tag{2.5}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= \bar{\psi}\left[i\gamma^\mu \partial_\mu - q\gamma^\mu A_\mu - m\right]\psi, \\ \mathcal{L}_D &= \bar{\psi}\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi - \bar{\psi}\left(q\gamma^\mu A_\mu\right)\psi. \end{aligned} \tag{2.6}$$

Denklem 2.5' e lokal faz dönüşümü uygulandığında denklem 2.7 şeklinde elde edilir.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_D &= \bar{\psi}'\left(i\gamma^\mu D'_\mu - m\right)\psi' \\ \bar{\psi}' &= e^{-iq(x)}\bar{\psi}, \quad \psi' = e^{iq(x)}\psi \\ \mathcal{L}'_D &= e^{-iq(x)}\bar{\psi}\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - q\gamma^\mu A'_\mu - m\right)e^{iq(x)}\psi \\ &= e^{-iq}\bar{\psi}\left[ie^{iq}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - me^{iq}\psi - e^{iq}\gamma^\mu \psi \partial_\mu q\right] \\ &- e^{-iq}\bar{\psi}\left[q\gamma^\mu A_\mu e^{iq}\psi - q\gamma^\mu e^{iq}\psi \partial_\mu A_\mu\right] \\ \mathcal{L}'_D &= \bar{\psi}\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi - \bar{\psi}\left(\gamma^\mu \partial_\mu q\right)\psi - \bar{\psi}\left(q\gamma^\mu A_\mu\right)\psi - \bar{\psi}\left(q\gamma^\mu \partial_\mu A_\mu\right)\psi \end{aligned} \tag{2.7}$$

Lagranjiyenin lokal dönüşüm altında değişmeden kalmasi için $\mathcal{L}'_D - \mathcal{L}_D = 0$ şartı sağlanmalıdır (Moriyasu, (1983)).

$$\begin{aligned}\mathcal{L}' - \mathcal{L} &= \bar{\psi}\left(i\gamma^\mu\partial_\mu - m\right)\psi - \bar{\psi}\left(\gamma^\mu\partial_\mu q\right)\psi - \psi\left(q\gamma^\mu A_\mu\right)\psi \\ &- \bar{\psi}\left(q\gamma^\mu\partial_\mu A_\mu\right)\psi - \bar{\psi}\left(i\gamma^\mu\partial_\mu - m\right)\psi + \bar{\psi}\left(q\gamma^\mu A_\mu\right)\psi\end{aligned}$$

Gerekli sadeleştirmeler yapıldıktan sonra $\Delta\mathcal{L}$ aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned}\Delta\mathcal{L} &= -\bar{\psi}\left(\gamma^\mu\partial_\mu q\right)\psi - \bar{\psi}\left(q\gamma^\mu\partial_\mu A_\mu\right)\psi \\ &= -\left\{\bar{\psi}\left(\gamma^\mu\partial_\mu q\right)\psi + \bar{\psi}\left(q\gamma^\mu\partial_\mu A_\mu\right)\psi\right\}\end{aligned} \tag{2.8}$$

$\Delta\mathcal{L} = 0$ denkleminin sağlanabilmesi için lagranjiyendeki ayar alanının kısmi türevi ise aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned}\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu q &+ q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu A_\mu = 0 \\ \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu q &= -q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu A_\mu \\ \partial_\mu q &= -q\partial_\mu A_\mu \\ \partial_\mu A_\mu &= -\frac{1}{q}\partial_\mu q\end{aligned} \tag{2.9}$$

Serbest parçacık durumu incelendiğinde dirac lagranjiyeni, lokal dönüşümler altında değişmez kalması için tanımlanan kovaryant türev ifadesi ve eklenen ayar alanı ile birlikte aşağıdaki gibidir.

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}\left(i\gamma^\mu\partial_\mu - m\right)\psi - \bar{\psi}\left(q\gamma^\mu A_\mu\right)\psi \tag{2.10}$$

Denklem 2.9' un sağlanması, lokal faz dönüşümlerinde lagranjiyenin değişmez kalmasını sağlar. Dirac lagranjiyeninin değişmez kalması için eklenen A_μ alanının varyasyonu ilgili denklemden görülür. A_μ alanı bir vektör alandır ve dirac parçacıklarının etkileşmesi için araparcacık görevine sahip olan foton alanıdır. Kuantum Elektro Dinamiği, U(1) lokal faz dönüşümüne göre değişmezdir. Bu durumda lokal faz dönüşümü için tanımlanan foton alanı,

simetri kırılmadığından kütlesizdir.

2.1.3. Global Faz Değişimi ve Simetri

Global simetriler, alanların dönüşüm parametrelerinin uzayzamanın bir fonksiyonu olmadığı simetrilerdir. Böyle bir simetriyi ve bu simetrinin kendiliğinden kırılımını incelemek için skaler bir alanın lagranjiyeni üzerinden Goldstone teoremi (Goldstone, (1961)) ele alınacaktır. Böylece kütlesiz spin-0 parçacıkları elde edilecektir.

İki bileşenli kompleks skaler bir alan için sırasıyla kinetik, kütle ve etkileşim terimlerini içeren lagranjiyen ve potansiyel ifadesi,

$$\mathcal{L} = \left(\partial_\mu \phi\right)^* \left(\partial^\mu \phi\right) - V\left(\phi\right), \tag{2.11}$$

$$V \quad \left(\phi\right) = -m^2 \phi^* \phi - \lambda \left(\phi^* \phi\right)^2, \tag{2.12}$$

$$\mathcal{L} = \left(\partial_\mu \phi^*\right) \left(\partial^\mu \phi\right) - m^2 \phi^* \phi - \lambda \left(\phi^* \phi\right)^2. \tag{2.13}$$

şeklindedir. Buna göre kompleks bir skaler olan ϕ ve ϕ'nin kompleks eşleniği aşağıdaki gibi gelir.

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\phi_1 + i\phi_2\right)$$
$$\phi^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\phi_1 - i\phi_2\right)$$

Denklem 2.12' yi, ϕ ve ϕ^* ' ye göre yeniden düzenleyelim,

$$V\left(\phi\right) = -m^2 \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\phi_1 - i\phi_2\right) \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\phi_1 + i\phi_2\right)\right) - \lambda \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\phi_1 - i\phi_2\right) \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\phi_1 + i\phi_2\right)\right)^2$$

$$V\left(\phi\right) = -\frac{m^2}{2} \left(\phi_1^2 + \phi_2^2\right) - \frac{\lambda}{4} \left(\phi_1^2 + \phi_2^2\right)^2 \tag{2.14}$$

Denklem 2.14' deki potansiyelin ϕ alanına göre ekstremumları, potansiyelin çözümü olan ϕ değerlerini verecektir. Ancak maksimum esktremumlar kararlı değildir ve bu sebepten

potansiyeli sıfır yapacak minimum ekstremum çözümleri kabul edilir.

$$\Phi^2 = \left(\phi_1^2 + \phi_2^2\right) \tag{2.15}$$

İki bileşenli kompleks skaler alanı denklem 2.15' deki gibi gösterirsek,

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \Phi} &= m^2\Phi + \lambda\Phi^3 = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial \Phi} &= \Phi\left(m^2 + \lambda\Phi^2\right) \end{aligned} \tag{2.16}$$

Denklem 2.16' yı sıfıra eşitlersek,

$$\Phi\left(m^2 + \lambda\Phi^2\right) = 0 \tag{2.17}$$

Denklem 2.17, üç boyutta bir meksika şapkasına benzer ve minimumların her noktasında tanımlı olduğu görülür. Buradaki eşitliğin sağlanabilmesi için iki çözüm bulunmaktadır: $m^2 > 0$ olduğu durumda çözüm $\Phi = 0$ olarak elde edilir. Böylece taban durumunda enerji dejenere değildir ve lagranjiyen simetrik kalır. Ancak potansiyel kararlı durumda değildir. İkinci çözümde $m^2 < 0$ olarak gelir ve bu durumda ise Φ alanı iki farklı değerde bulunur. Bu durumda lagranjinen değişmez kalamaz ve vakum değeri enerjinin minimum olduğu noktadır. Dolayısıyla Φ değerlerinden bir tanesi vakum durumunu temsil eder ve böylece potansiyel kararlı durumda olur. İkinci çözümde lagranjiyen simetrisi doğası gereği kendiliğinden kırıldığına dikkat edilmelidir ve böylece kendiliğinden simetri kırılımı oluşur.

m^2 ' nin sıfırdan küçük olduğu ikinci çözümü ele alırsak,

$$\begin{aligned} \Phi &= \pm\frac{-m^2}{\lambda} \\ \sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2} &= \pm\sqrt{\frac{-m^2}{\lambda}} \\ \nu &= \pm\sqrt{\frac{-m^2}{\lambda}} \end{aligned} \tag{2.18}$$

Genel olarak simetri dönüşümlerinde Φ alanı Φ' alanına dönüşürken lagranjiyene de dönüşüm uygulanır. Ancak bu dönüşüm sonrasında lagranjiyen değişmez kalmalıdır.

$$\phi \rightarrow \phi' \tag{2.19}$$

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}', \quad \mathcal{L}' = \mathcal{L} \tag{2.20}$$

Φ iki bileşenli kompleks alanı, elde edilen sonuçlar doğrultusunda potansiyelin minimumundaki küçük pertürbasyon alanlarını da gösterecek şekilde χ ve ψ cinsinden gösterecek olursak,

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \chi + v \\ \phi_2 &= \psi \\ \Phi &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi + v + i\psi) \end{aligned} \tag{2.21}$$

Denklem 2.21' de gösterilen iki yeni alan üzerinden denklem 2.13' deki lagranjiyen yeniden düzenlendiğinde aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \chi)^2 - \frac{1}{2}(\partial_\mu \psi)^2 - \frac{1}{2}m^2\chi^2 \tag{2.22}$$

Denklem 2.22' ye etkileşim terimleri dahil edilmemiştir. İki skaler kompleks alan olmak üzere bir tane kütlesiz (ψ) ve bir tane kütleli (χ) alan bulunur. Buradaki kütlesiz skaler parçacığa Goldstone bozonu denir (Goldstone, (1961)). Global simetri incelenirken kendiliğinden simetri kırılımıyla spini sıfır olan skaler ve kütlesiz Goldstone bozonu(ψ) oluşur. Burada global ayar dönüşümü için kendiliğinden simetri kırılımı, çoklu parçacıklar için incelenmiştir ve dolayısıyla bu alanlarla ilgili parçacıklar da spin-0 parçacıklarıdır. Vakum değeri ele alındığı için m^2 ifadesinin sıfırdan küçük olduğu durum seçilmiştir. Bu seçim enerjinin dejenere olduğu dolayısıyla lagranjiyenin simetrik kalamayacağını gösterir. Böylece, doğası gereği, simetri kendiliğinden kırılır ve kütlesiz spin-0 parçacıkları elde edilir.

2.1.4. Elektrozayıf Teori

Weinberg (Weinberg, (1967)) ve Salam'ın (Salam, (1968)) elektrozayıf teorisi, lepton ve kuarklar arasındaki zayıf kuvveti ve elektromanyetik kuvveti yüksek enerji skalalarında tek bir kuvvetle açıklayan, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetrisi üzerine kurulu bir ayar teorisidir. Elektrozayıf teorinin de içerisinde bulunduğu SM iki tür alanın etkileşimini içerir. Sağ elli ve sol elli kısımlara sahip olan üç aileli yapıdaki lepton ve kuarklar modelin fermiyon alanını oluştururlar. Sağ elli fermiyonlar zayıf etkileşmelerde tekli izospinlere sahipken sol elli fermiyonlar ikili izospine sahiptir.

$$\begin{aligned} \psi_L &= \frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi \\ \psi_R &= \frac{1}{2}\left(1+\gamma^5\right)\psi \\ \underbrace{\psi}_{\text{Dirac spinörü}} &= \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_L \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Elektrozayıf etkileşmelerde parçacıkların sahip olduğu üç adet yük vardır: Elektromanyetik etkileşmeden kaynaklanan elektrik yükü(Q), zayıf etkileşmelerden gelen izospin(I^3) ve hiperyük(Y). Bu yükler arasındaki ilişki denklem 2.23' de gösterilmiştir.

$$Q = I^3 + \frac{Y}{2} \tag{2.23}$$

Modelin sahip olduğu diğer alan ise spin-1 parçacıkları olan dört bozon alanıdır: yüklü W^+ ve W^- bozonları, nötr Z^0 bozonu ve fotondur. Elektrozayıf etkileşmede $U(1)_Y$ grubunun üreteci olan Y ve bu grubun ayar alanı olan β_μ alanı bulunur. $SU(2)_L$ simetrisinin ise üreteci $T^a[a = 1, 2, 3]$ olup ayar alanları ise $W_\mu^{1,2,3}$'dür. $U(1)_Y$ ayar dönüşümü, dalga fonksiyonu için sağ el ve sol el fermiyonların izospin yüklerini farklı şekilde dönüştürür. Buna karşılık $SU(2)_L$ ayar dönüşümünde sağ elli fermiyonların zayıf izospin yükü($\alpha_i = 0$) sıfır olduğundan kendisine dönüşür. Bu durumda sağ elli parçacıklar zayıf etkileşmelere girmezler. Fermiyonları ifade eden $SU(2)_L$ simetrisinin üreteçleri pauli spin matrislerinden oluşur. Denklem 2.24 ve 2.25'de üreteçleri ve ayar grubunun sahip olduğu cebir gösterilmiştir,

ϵ^{123} anti simetrik tensördür.

$$T^a = \frac{1}{2}\sigma^a \tag{2.24}$$

$$\left[T^1, T^2\right] = i\epsilon^{123}T^3 \tag{2.25}$$

2.1.5. Higgs Mekanizması ve Elektrozayıf Simetri Kırılımı

SM içerisinde bulunan fermiyonlar ve bozonlar Higgs alanı ile etkileşerek kütle kazanırlar. Foton, nötrino ve gluon parçacıkları Higgs alanı ile doğrudan etkileşmedikleri için kütlesizdir. Bu mekanizmayı ilk olarak bilim insanları Guralnik, Englert ve Brout, Higgs 1964' te önermişlerdir (Guralnik ve diğerleri, (1964); Englert ve Brout, (1964); Higgs, (1964)). Global simetri kırılımı vasıtasıyla elde edilen kütlesiz spin-0 parcacıkları olan Goldstone bozonları, lokal simetrinin kendiliğinden kırılmasında soğrularak ayar bozonlarına kütle kazandırmaktadır.

Bir önceki bölümlerde lokal faz dönüşümü ile lagranjiyenin invaryant kalabilmesi için türev ifadesi yeniden tanımlanıp kovaryant türev ifadesi oluşturuldu ve A_μ kütlesiz ayar alanı elde edildi. Global faz dönüşümü ile kütlesiz Goldstone bozonları elde edildi. Elektrozayıf teorinin ayar alanları $W_\mu^{1,2,3}$ ve B_μ, simetri kırılımından önce kütlesizdir. Deneysel olarak incelendiğinde zayıf kuvvetin bozonları kütlelidir ve bu durumun teori ile uyuşabilmesi için elektrozayıf teorinin simetri grubu Higgs mekanizması sayesinde $U(1)_{EM}$ simetrisine kırılır. Higgs mekanizması lokal simetri kırılımıyla, kendisiyle etkileşen ayar alanlarına ve fermiyonlara kütle kazandırır.

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM} \tag{2.26}$$

Fermiyonların jeneratörleri matrislerdir dolayısıyla elektrozayıf teorinin kırılması için gerekli Higgs alanı 2×1 ' lik kolon matris şeklinde ifade edilip aşağıdaki gibidir.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^\dagger \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

Higgs alanı skaler bir alandır ve dolayısıyla Klein-Gordon tipi lagranjiyene sahiptir. U(1) lokal ayar simetrisi incelenerek kendiliğinden simetri kırılımı vasıtasıyla Higgs alanı ve ayar alanının kütle kazanması ele alınır.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \left(\mathcal{D}_\mu \phi\right) \left(\mathcal{D}^\mu \phi\right)^* - V(\phi\phi^*) \\ V(\phi\phi^*) &= \mu^2 \left(\phi\phi^*\right) + \lambda \left(\phi\phi^*\right)^4 \end{aligned} \tag{2.27}$$

Denklem 2.27' deki lagranjiyende ayar alanı için herhangi bir kütle terimi yoktur. Dolayısıyla elektrozayıf teori içinde bulunan W^+, W^- ve Z^0 bozonları kütlesiz olarak elde edilir. Ancak deneylerden gelen veriler doğrultusunda söz konusu bozonların kütlesi vardır. Lokal ayar simetrisini incelediğimiz için alanların dönüşüm parametresi uzayzamanın bir fonksiyonudur.

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\alpha(x)} \phi(x)$$

Denklem 2.27' deki lagranjiyenin etkileşim terimleri yazılmamıştır. Kovaryant türev ifadesi ise denklem 2.28 ile tanımlanır. Buradaki ayar alanı, KED' deki foton ile karışmaması için B_μ ile ifade edilmiştir.

$$\mathcal{D} = \partial_\mu + iqB_\mu \tag{2.28}$$

Enerjinin minimumunu elde etmek için potansiyel ifadesinin türevi alınıp sıfıra eşitlenir. Bu durumda denklem 2.29 elde edilir.

$$\phi\left(2\mu + 4\lambda\phi^2\right) = 0 \tag{2.29}$$

Önceki bölümlerde görüldüğü üzere buradaki eşitlikte de iki çözümlü $\mu^2 < 0$ olduğu durum ele alınır. Böylece vakum beklenen değer pozitif alındığında ϕ alanı denklem 2.30' deki gibi elde edilmektedir.

$$\phi(x) = \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \tag{2.30}$$

Denklem 2.27' deki lagranjiyeni denklem 2.28 ve 2.30 doğruldusunda yeniden düzenlenirse,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \left\{\left(\partial_\mu - iqB_\mu\right)\phi\right\}\left\{\left(\partial^\mu + iqB^\mu\right)\phi\right\} - \mu^2\phi^2 - \lambda\phi^4 \\ \mathcal{L} &= \frac{1}{2}\left\{\left(\partial_\mu - iqB_\mu\right)(h+v)\right\}\left\{\left(\partial^\mu + iqB^\mu\right)(h+v)\right\} \\ &- \frac{1}{2}\mu^2(h+v)^2 - \frac{1}{4}\lambda(h+v)^4 \end{aligned} \tag{2.31}$$

Denklem 2.31' de elde edilen lagranjiyen içerisindeki ayar alanı, kuantum elektrodinamikteki foton alanıyla karıştırmamak için B ile gösterilmiştir.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}\left(\partial_\mu h\right)\left(\partial^\mu h\right) + \frac{q^2v^2}{2}B_\mu B^\mu + \frac{q^2h^2}{2}B_\mu B^\mu \\ &+ q^2vhB_\mu B^\mu - \lambda v^2h^2 - \lambda vh^3 - \frac{\lambda}{4}h^4 \end{aligned} \tag{2.32}$$

Lagranjiyendeki $\frac{q^2v^2}{2}$ terimi ayar alanının kütlesi ve λv^2 ifadesi ise Higgs alanının kütlesi ile ilişkilidir ve aynı zamanda lokal ayar dönüşümüne göre değişmezdir. Higgs bozonuyla ilgili bir kütle terimin olması bu parçacığın fiziksel bir alan olduğunu ve aynı zamanda deneysel olarak ölçülebileceğini gösterir. Bununla birlikte Higgs bozonunun kütlesinin bilinmeyen bir parametre olan λ' ya bağlı olduğu görülmektedir.

Yukarıda abeliyen U(1) lokal ayar simetrisi üzerinden Higgs mekanizması incelenmiştir. SM' de ise Higgs mekanizması yine yukarıda bahsedildiği üzere bir dublet halinde bulunur ve $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetrisini $U(1)_{EM}$ simetrisine kırarak ayar alanlarına kütle kazandırır.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^{\dagger} \\ \phi^{0} \end{pmatrix} \tag{2.33}$$

Denklem 2.33' deki kompleks alanlar ise aşağıdaki gibidir.

$$\phi^{\dagger} = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \tag{2.34}$$

$$\phi^{0} = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \tag{2.35}$$

Higgs dubletinde yalnızca bir ϕ^0 elemanı vakum beklenen değer geliştirir (Bilenky, (2016)). Böylece elektrozayıf teori için bir adet vakum beklenen değer, Higgs bozonu ve 3 adet kütleli ayar bozonu bulunur.

Denklem 2.23' deki ilişkide görüldüğü şekilde foton incelendiğinde $Y \neq 0$ olur ve elektrik yükü için bu denklem, aşağıdaki gibi ϕ_0' a uygulanır.

$$Q\phi_0 = \left(I^3 + \frac{Y}{2}\right)\phi_0 = 0 \tag{2.36}$$

$$\phi_0 \rightarrow \phi_0' = e^{i\alpha(x)Q}\phi_0 = \phi_0 \tag{2.37}$$

Vakum durumu lokal ayar dönüşümünde değişmezdir. Denklem 2.37' de vakum durumundaki ϕ_0 alanına elektrik yükü simetrisi uygulanır. Buradan da anlaşılacağı üzere Higgs alanı için vakumda elektrik yükü yoktur. ϕ_0 durumunda elektrik yükü olmadığından Higgs alanıyla foton etkileşmez ve böylece $U(1)_{EM}$ simetrisi kırılmamaktadır. Bu nedenle foton kütlesiz olarak kalır.

Görüldüğü üzere ayar alanları ve fermiyonlar, Higgs mekanizmasıyla etkileşmesine bağlı olarak kütle kazanırlar. Ayrıca Higgs alanı vakum durumunu temsil eder, skaler bir alan olarak en düşük enerji durumunda dahi dejenere halde bir enerji yoğunluğu bulunur. Bu durum boşluk diye tabir ettiğimiz fenomenin aslında Higgs alanı içerdiğini ve bir enerjisinin olduğunu gösterir. Lagranjiyendeki Higgs bozonuyla ilgili kütle terimi CERN' de gerçekleştirilen ATLAS ve CMS deneylerinde yaklaşık olarak 125 GeV olarak ölçülmüştür (Aad ve diğerleri, (2012); Chatrchyan, Serguei ve diğerleri, (2013)).

Elektrozayıf kuvvetin ayar bozonları olan W^+, W^- ve Z^0 simetrinin kırılması sonucunda kütle kazanırlar ve teorik olarak elde edilen kütlelerin deneysel verilerle de uyuştuğu gözlenmiştir. Elde edilen bu sonuçlara göre Higgs mekanizmasının lagranjiyeni, denklem 2.38' de gösterildiği gibidir.

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \left(D_\mu \Phi\right)^\dagger \left(D^\mu \Phi\right) - \underbrace{\left(\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi\right)^2\right)}_{V(\Phi)} \tag{2.38}$$

Higgs potansiyelinin davranışı λ ve μ^2 parametrelerine bağlıdır. Yukarıda bahsedildiği üzere $\mu^2 < 0$ ve dolayısıyla $\lambda > 0$ olduğu durum ele alınmıştır. Higgs için vakum beklenen değer denklem 2.39' da v ifadesiyle gösterilmiştir.

$$\Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \tag{2.39}$$

Elde edilen vakum beklenen değer, elektrozayıf simetrinin kendiliğinden kırılmasına neden olur. Böylece bölüm 2.1.3.' de bahsedildiği üzere Goldstone bozonları ortaya çıkar ve sonradan soğrulur (Goldstone, (1961)). Elde edilen sonuçlara göre Higgs alanı ise aşağıdaki gibi yazılmaktadır.

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \tag{2.40}$$

Denklem 2.40' de gösterilen $H(x)$, Goldstone bozonlarını soğurup simetri kırılımından sonra ortaya çıkan skaler Higgs bozonudur ve potansiyel ifadesi ise aşağıdaki gibidir.

$$V(H) = \frac{1}{2} m_H^2 H^2 + \frac{m_H^2}{2v} H^3 + \frac{m_H^2}{8v^2} H^4 - \frac{1}{4} m_H^2 v^2 \tag{2.41}$$

Potansiyel ifadesinden de görüldüğü üzere Higgs parçacığının kütlesi $m_H^2 = 2\lambda v^2$ şeklinde elde edilmektedir. Ayrıca H ifadesinin yüksek mertebeli terimleri Higgs alanının kendisiyle etkileşimlerini meydana getirir. $W^\pm$ bozonları $W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W^1 \pm i W^2\right)$ şeklinde tanımlandığında denklem 2.38' deki lagranjiyendeki ilk terimin vakum durumundaki hali

aşağıdaki gibi açılmaktadır.

$$\left(D_\mu\Phi\right)^\dagger \left(D^\mu\Phi\right)\Big|_{\text{VEV}} = \frac{g^2v^2}{8}W_\mu^+W^{-\mu} + \frac{v^2}{8}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

Denklem 2.42 incelendiğinde ilk terimin W bozonunun kütlesinin $m_W = \frac{gv}{2}$ şeklinde tanımlandığı görülmektedir. İkinci terim ise W^3 ve B alanlarının birbirleriyle etkileşimlerinin bağlaşım parametresi olan diyagonal dışı matris terimleri olduğu görülmektedir.

$$\frac{v^2}{8}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_\mu & Z_\mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} m_A^2 & 0 \\ 0 & m_Z^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

Kütle için özdurumlar, bu durumlara karşılık gelen bozonlar için matrisi diyagonalize etmeyle elde edilir. Denklem 2.43' de A_μ ve Z_μ sırasıyla foton ve Z bozon alanlarını temsil etmektedir. Bu alanlara ait kütleler ise sırasıyla $m_A = 0$ ve $m_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}$ şeklindedir. Böylece bozon kütleleri, Higgs mekanizması aracılığıyla ayar değişmezliğine dahil edilmiştir. Zayıf karışım açısının $tan\theta_W = \frac{g'}{g}$ şeklinde belirtilmesiyle birlikte foton ve Z bozonu, W^3 ve B' nin lineer kombinasyonlarıyla ifade edilmektedir.

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\theta_W & \cos\theta_W \\ \cos\theta_W & -\sin\theta_W \end{pmatrix}\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

Higgs bozonu ve ayar bozonları arasındaki etkileşmeler, vektör bozonlarının kendi aralarındaki etkileşimleriyle gelen katkıları yok eder ve böylece üniterlik ihlali önlenmektedir. Fermiyonlar için kütle terimi $\left(m_f\right)$ oluşturabilmek için gerekli mekanizma, Yukawa ile Higgs bozonu arasındaki bağlaşımlardan elde edilir ve bu mekanizma aşağıdaki gibi sağlanmaktadır.

$$g_f = \sqrt{2}\frac{m_f}{v} \quad (2.45)$$

Denklem 2.45' deki fermiyonlar için kütle terimi Yukawa lagranjiyeninde bulunmaktadır.

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = g_{\text{f}}\left(\bar{\Psi}_{\text{f,L}}\Phi\Psi_{\text{f,R}} + \bar{\Psi}_{\text{f,R}}\bar{\Phi}\Psi_{\text{f,L}}\right) \quad (2.46)$$

Denklem 2.46' da gösterildiği gibi yukawa lagranjiyeni, sol-elli fermiyonların sağ-elli fermiyonlarla etkileşimlerini Higgs dubleti ile açıklamaktadır. Bu lagranjiyendeki kütle terimleri, $SU(2)_L$ simetrisi altında bir tekli gibi dönüşen ayar değişmezleridir. Yukawa etkileşimlerinden gelen kütle özdurumları, elektrozayıf özdurumlarla uyumlu olmak zorunda değildir. Özellikle sol-elli yukarı ve aşağı tip kuarklar, özdurumlarına farklı matrislerle dönüşmektedir. Bu durum ise Cabibbo-Kobayashi-Maskawa(CKM) (Cabibbo, (1963); Kobayashi ve Maskawa, (1973)) matrisleriyle ölçülen jenerasyon karışımlarına yol açmaktadır.

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{2.47}$$

Denklem 2.47, CKM matrisini ifade eder. Matriste bulunan c_{ij} ve s_{ij} terimleri sırasıyla $cos\theta_{ij}$ ve $sin\theta_{ij}$ ifadelerine eşittir. Ayrıca CKM matrisinde dört serbestlik derecesi bulunur ve bunlar ise CP simetrisini ihlal eden δ ve üç adet Euler açısı olan θ_{12}, θ_{13} ve θ_{23}' tür.

2.2. Standart Modelin Problemleri

Parçacık fiziğinin SM' i, düşük enerji skalasında temel parçacıklar ve temel etkileşmeler hakkında pek çok bilgi verir. Yapılan deneylerle uyumluluğu, elektromanyetik kuvveti ve zayıf çekirdek kuvvetini elektrozayıf teori içinde açıklaması, fermiyonların ve ayar bozonlarının kütle kazanması noktasında Higgs mekanizması açıklaması gibi birçok başarısı bulunur. Özel görelilikle uyumu, elektrodinamiği ve çekirdek içindeki etkileşimleri kuantum alan kuramıyla açıklayabilmesi, aynı zamanda bu açıklamaları simetrilerle yapabilmesi SM' in daha güçlü bir şekilde anlaşılabilir olmasını sağlamıştır. SM' nin başarılarından diğerleri: W ve Z bozonlarının keşfi, Higgs bozonunun keşfi, yukarı kuarkın keşfidir. SM' in başarılarıyla birlikte modelin çok fazla serbest parametre içermesi gibi problemleri ve cevap veremediği diğer sorular da bulunmaktadır. SM' nin sebest parametre sayısının fazla olması, modeli temel bir model olmasını engelleyen sorunlardan bir tanesidir (Langacker, (1995)). Böylece SM, elektrozayıf skalada efektif bir model halini alır.

Madde-Antimadde Asimetrisi: Evrenin oluşumunda madde ve antimaddenin aynı miktarda oluştuğu düşünülmektedir. Bu iki fenomen birbirleriyle etkileştiklerinde birbirlerini yok edip evrende toplam madde ve antimadde miktarı eşit olmaktadır. Ancak bilinmektedir ki evrende madde miktarı, antimaddeden daha fazla. Evrenin ilk zamanlarında da bu asimetrinin var olup olmadığı bilinmemektedir. Simetri evrenin ilk zamanlarında varken bu simetriyi madde lehine kıran olayın ne olduğu, bilinen evrenin neden maddeden oluştuğu gibi soruları SM yanıtlayamamaktadır. Nihayetinde madde ve antimadde arasındaki asimetrinin ne zaman ve nasıl oluştuğu hakkında SM kabul edilebilir herhangi bir açıklama yapamamaktadır.

CP İhlali: Evrende bulunan simetriler, doğayı açıklamak için çok önemlidir. Yük ve parite simetrileri de önceki bölümlerde bahsedilen iç simetrilerdendir. Elektrik yüküne sahip olan parçacıklar için etkileşmelerdeki toplam elektrik yükü ve dolayısıyla evrende bulunan toplam elektrik yükü korunumludur. Aynı şekilde parite simetrisinde de korunumlu nicelik vardır. SM, doğada bulunan üç temel etkileşimi açıklamaktadır. Yük ve parite

simetrileri elektromanyetik kuvvet, zayıf çekirdek kuvveti ve güçlü çekirdek kuvvetinde ayrı ayrı korunur. Benzer şekilde yük ve parite simetrileri birlikte de uygulanabilmektedir.

$$\left(\widehat{C}\widehat{P}\right)\Phi \tag{2.48}$$

Yukarıdaki gösterimde $\widehat{C}$ yük operatörünü simgelerken $\widehat{P}$ ise parite operatörünü gösterir. Bu iki simetri birden uygulandığında, elektromanyetik ve zayıf kuvvetlerde değişmez kalırken güçlü etkileşmelerde değişmez değildir. Bu durum CP ihlali olarak tanımlanır ve 2013 yılındaki LHCb dedektöründe yapılan deneylerde B-mezon bozunumunda CP'nin ihlali gözlenmiştir (Aaij ve diğerleri, (2013)). SM bu soruna bir çözüm getirememektedir.

Hiyerarşi Problemi: SM' in enerji skalası elektrozayıf etkileşme olup yaklaşık olarak 10^2 GeV' dir. Elektrozayıf simetriyi kıran Higgs mekanizmasındaki Higgs parçacığının kütlesi yaklaşık olarak 125 GeV' dir. Ancak Higgs parçacığının, SM fermiyonları ve bozonlarıyla yapmış olduğu etkileşmelerden gelen ekstra katkılar Higgs parçacğının kütlesini planck skalasına(10^{19} GeV) çıkarır. Higgs parçacığının kütlesinin SM enerji skalasıyla uyumlu olması beklenir. Buradan hareketle SM ile planck skalası arasında neden bu kadar fark olduğu ve bu iki enerji skalasındaki fizik açıklanamamaktadır. SM, planck skalasındaki fiziği açıklayamamaktadır ve dolayısıyla SM' in, kendisinden daha yüksek enerji skalalarında var olan başka bir simetrinin kırılmasından oluştuğu düşünülmektedir. Higgs parçacığının kütlesine gelen ekstra katkıların yol açtığı probleme ise ve bu enerji skalaları arasındaki farkın çok büyük olması sorununa hiyerarşi problemi denir (Weinberg, (1976); Gildener, (1976); Susskind, (1979)). SM' de ise hiyerarşi probleminin çözümü bulunmamaktadır.

Karanlık Madde ve Karanlık Enerji: Gözlenebilir evreninin yaklaşık olararak %4, 9' u SM' in açıklamış olduğu maddeden, kalan kütlenin %26, 8' i SM' in açıklayamadığı karanlık maddeden (Trimble, (1987)) ve geri kalan %68, 3' ü ise evrenin genişlemesinden sorumlu olduğu düşünülen ve evrene eşit miktarda yayılmış karanlık enerjiden oluşmaktadır (Ade, P. A. R. ve diğerleri, (2014)). Herhangi bir elektromanyetik etkileşmeye girmeyen bu madde insan uygarlığının geliştirdiği hiçbir ölçüm mekanizmasıyla dedekte edilememektedir ve bu

yüzden karanlık madde olarak adlandırılır. Karanlık madde elektromanyetik etkileşmeye girmediği için ışık ile de etkileşmeye girmez. Buna karşılık karanlık maddenin, kütlesinden dolayı yapmış olduğu etki üzerinden varlığı bilinmektedir. SM' de ise karanlık madde ve karanlık enerji için bir açıklama bulunmamaktadır.

Nötrino Kütleleri Problemi: Lepton parçacıkları sınıfında olan elektron nötrinosu(ν_e), müon nötrinosu(ν_μ) ve tau nötrinosu(ν_τ) SM içerisinde kütlesiz olarak kabul edilir. Çünkü SM' de nötrinolara kütle kazandıracak bir mekanizma yoktur. Bunun yanında fermiyonların sağ ve sol elli durumları bulunurken yalnızca nötrinolar için sağ-elli herhangi bir nötrino bugüne kadar gözlenmemiştir. Sağ-elli nötrinonun yokluğu SM içerisinde açıklanamamaktadır. Aynı zamanda teorik olarak nötrinolar kütlesiz olsa da yapılan bazı deneylerde bu parcacıkların çok az da olsa, yaklaşık olarak keV mertebesinde, kütlesi olduğu gözlenmiştir. Nötrino kütlesi hakkında deney ve teori arasındaki uyumsuzluk SM içerisinde giderilememiştir.

Kuvvetlerin Birleştirilmesi: SM doğada bulunan dört temel etkileşimden elektromanyetik kuvveti, zayıf çekirdek kuvvetini ve güçlü çekirdek kuvvetini açıklar. Ancak elektrik kuvvetinin ve manyetik kuvvetin, elektromanyetik kuvvet altında bir arada açıklanması ya da elektromanyetik kuvvetle zayıf kuvveti birleştiren elektrozayıf kuvvet altında açıklanması gibi güçlü çekirdek kuvvetini diğer iki kuvvetle birleştirip açıklayamamaktadır. SM' de her kuvvet için ayrı bir bağlaşım parametresi bulunmaktadır. Enerji skalasında yukarılara doğru gidildikçe(10^2 GeV) elektromanyetik ve zayıf kuvvetin bağlaşım parametreleri tek bir bağlaşım parametresiyle ifade edilir. Güçlü kuvvet ise elektrozayıf kuvvet ile birleştirilememektedir. Böylece SM, bu üç etkileşmeyi tek bir çatı altında açıklayamamaktadır.

Fermiyon Aile Problemi: SM, fermiyonları üç aileli bir yapıda inceler. Maddenin yapıtaşları ise fermiyonların ilk aile grubundan meydana gelmektedir. Ancak evrende neden üç aile bulunduğunu, ailelerin neden birbirlerinden farklı kütlelerinin olduğunu ve fermiyonların neden

aileler şeklinde oluştuğunu SM açıklayamamakta ve bu sorulara bir yanıt verememektedir. Parçacık fiziğinin SM' i, dört temel etkileşimden üçünü açıklayan en etkili model de olsa yanıt veremediği pek çok soru bulunmaktadır. Bu anlamda SM' in problemlerinden birkaçı yukarıda açıklanmıştır. Söz konusu problemleri ve dahasını giderebilmek, yeni fizik arayışında bulunmak ve evrene dair soruları ve merakları giderecek daha etkin modeller elde etmek amacıyla SM ötesi bazı modeller oluşturulup araştırılmaktadır. SM ötesi oluşturulan bu modellerle birlikte yeni parçacıklar ya da mevcut parçacıkların yeni özellikleri öngörülmektedir. Yeni parçacıklara örnek olarak ise Kompozit parçacıklar, Uyarılmış Fermiyonlar ve Leptokuarklar verilebilir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

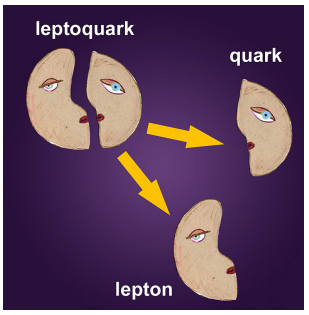
3.1. Giriş

Bu bölümde SM ötesi birçok modelde kendine yer edinen leptokuarklar(LQ) ve LQ modeli hakkında temel bilgiler verilecek, modelin lagranjiyeni açıklanarak SM parçacıklarıyla etkileşmeleri ele alınacaktır. Ağırlıklı olarak ise tezin de konusu olan müon proton çarpıştırıcısındaki vektör LQ' lar incelenecektir. LQ' lar hakkında elde edilen verilerden hareketle çeşitli grafikler üzerinden yapılan çıkarımlara ve yorumlamalara yer verilecektir. Böylece yapılacak deneylere katkıda bulunup sağlıklı sonuç almak için deneyde nerelere bakılacağı bilgisi üzerine çalışılacaktır.

3.2. Buchmüller-Rückl-Wyler (BRW) Efektif Leptokuark Modeli

SM' i genişletmek, ayar alanlarının hepsini tek bir parametrede ve $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisinden daha büyük simetrilerde(Büyük Birleşim Kuramı vb.) ifade edebilmek için teoriler (Pati ve Salam, (1974); Georgi ve Glashow, (1974); Fritzsch ve Minkowski, (1975)) öne sürülmüştür. Ayrıca SM ötesi birkaç modelde kuarkları ve leptonları birbirleriyle etkileştiren bir bozon doğal olarak ortaya çıkar. Söz konusu modellerde kuark lepton geçişlerine aracılık eden LQ (Belyaev ve diğerleri, (2005)) adı verilen yeni bir bozon aracılığıyla kuarklar ve leptonlar arasında temel bir ilişki önerilmektedir. LQ' lar, SM ötesi modellerde hem baryon hem de lepton sayısı taşıyan hipotetik parçacıklardır. Kesikli elektrik yüküne sahip olup kuarkları leptonlara yahut leptonları da kuarklara dönüştürmektedirler. Kuarklar ve leptonlar arasında bozon görevi gören LQ' lar spin durumlarına göre skaler(spin-0) ve vektör(spin-1) parçacık olarak ikiye ayrılırlar.

Büyük birleşim kuramı dışında süper simetrik modeller (Hewett ve Rizzo, (1997)), teknirenk modelleri (Kuze ve Sirois, (2004), Dimopoulos ve Susskind, (1979), Lane ve Pritchett, (2016)) ve kompozit model (Schrempp ve Schrempp, (1985)) gibi diğer SM ötesi modellerde de LQ' lar teorize edilmiş ve kendilerine yer bulmuştur. LQ' lar, SM fermiyonları ile



Şekil 3.1: LQ' ların kuark ve lepton parçacıkları ile etkileşimlerinin analojisi.

yapmış oldukları etkileşmelerde bozon görevi görürler. SM' de kuarklar ve leptonlar üç aile yapısına sahiptir ve zayıf izospin çiftleri halinde gruplanmıştır. LQ' lar yapmış oldukları etkileşmelerde fermiyon sayısını korurlar.

$$F = 3B + L \quad | F |= 0 \ , \ | F |= 2 \tag{3.1}$$

Denklem 3.1' de gösterildiği şekilde etkileşmelerde fermiyon sayısı korunmaktadır (Kuze ve Sirois, (2004)). Bu korunumdaki B etkileşmedeki toplam baryon sayını, L etkileşmedeki toplam lepton sayısını ve F ise etkileşmedeki toplam fermiyon sayısını ifade eder. LQ etkileşmelerinde fermiyon sayısı korunumu sağlandığı için hızlı proton bozunumu engellenmektedir. Sahip olmuş oldukları fermiyon sayısı korunumuna göre fermiyon sayıları $F = 0$ ve $F = 2$ şeklindedir. LQ' lar spin durumlarına göre ikiye ayrılırlar. Spini 1 olan parçacıklar vektör LQ' lar olup dokuz adettir, spini 0 olan parçacıklar ise skaler LQ olup yine dokuz adettir. Ayrıca LQ' lar, SM' in $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar simetri grubu altında değişmezdirler. Buchmüller, Ruckle ve Wyler(BRW) (Buchmüller ve diğerleri, (1987)) modeli denklem 4.1' de verilen lagranjiyen ile temsil edilir. Lagranjiyenin ilk terimi fermiyon sayısı korunumunun sıfır olduğu parçacıkların etkileşmelerini gösterirken ikinci terimi ise fermiyon sayısı korunumunun iki olduğu parçacıkların etkileşmelerini göstermektedir.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^f_{|F|=0} + \mathcal{L}^f_{|F|=2} \tag{3.2}$$

Fermiyon sayısı korunumuna göre lagranjiyenler daha ayrıntılı bir şekilde aşağıda denklem 3.3 ve 3.4 ile verilmiştir. İlk lagranjiyende fermiyon sayısının $| F |= 0$ olduğu parçacıkların etkileşmeleri gösterilmektedir. İkinci lagranjiyende ise fermiyon sayısının $| F |= 2$ olduğu

parçacıkların etkileşmeleri gösterilmektedir.

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{f}_{|F|=0} &= \left(h_{2L}\bar{u}_R\ell_L + h_{2R}\bar{q}_L i\tau_2 e_R\right) R_2 + \tilde{h}_{2L}\bar{d}_R\ell_L\tilde{R}_2 \\ &+ \left(h_{1L}\bar{q}_L\ell_L + h_{1R}\bar{d}_R\gamma^\mu e_R\right) U_{1\mu} \\ &+ \tilde{h}_{1R}\bar{u}_R\gamma^\mu e_R\tilde{U}_{1\mu} + h_{3L}\bar{q}_L\vec{\tau}\gamma^\mu\ell_L\vec{U}_{3\mu} + h.c., \end{aligned} \tag{3.3}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{f}_{|F|=2} &= \left(g_{1L}\bar{q}^c_L i\tau_2\ell_L + g_{1R}\bar{u}^c_R e_R\right) S_1 \\ &+ \tilde{g}_{1R}\bar{d}^c_R e_R\tilde{S}_1 + g_{3L}\bar{q}^c_L i\tau_2\vec{\tau}\ell_L\vec{S}_3 \\ &+ \left(g_{2L}\bar{d}^c_R\gamma^\mu\ell_L + g_{2R}\bar{q}^c_L\gamma^\mu e_R\right) V_{2\mu} \\ &+ \tilde{g}_2\bar{u}^c_R\gamma^\mu\ell_L\tilde{V}_{2\mu} + h.c. \end{aligned} \tag{3.4}$$

LQ etkileşmelerini anlatan denklem 3.3 ve denklem 3.4' deki lagranjiyenlerde spin-0 olan R_2, $\tilde{R}_2$, S_1, $\tilde{S}_1$ ve $\vec{S}_3$ skaler LQ' ları simgelemektedir. Aynı şekilde $U_{1\mu}$, $\tilde{U}_{1\mu}$, $\vec{U}_{3\mu}$, $V_{2\mu}$ ve $\tilde{V}_{2\mu}$ sembolleri ise spin-1 olan vektör LQ' ları temsil etmektedir. q_L ve l_L ifadeleri şekil 3.5' te gösterildiği gibi SM' deki sol-elli kuark ve lepton çiftlerini temsil ederken u_R, d_R ve e_R ise sağ-elli kuark ve lepton teklilerini temsil etmektedir. Nötrinoların sağ-elli parçacıkları SM' de bulunmadığı için ilgili bağlaşım parametresi ve etkileşim terimi lagranjiyende bulunmamaktadır.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L , \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L , \; e_R \; , \; u_R \; , \; d_R \tag{3.5}$$

τ_i Pauli spin matrislerini temsil etmektedir. Yüklü parçacıkların eşleniği ise $\psi^c = C\bar{\psi}^T$ ile temsil edilmektedir. Lagranjiyendeki g ve h ifadeleri, söz konusu LQ' ların SM fermiyonlarıyla yapmış olduğu etkileşmelerin bağlaşım parametreleridir. Denklem 3.3' deki lagranjiyen ise fermiyon sayısının sıfır olduğu parçacıkların etkileşmeleri gösterilmektedir. Burada ise $\tilde{R}_2$ skaler LQ, SM' in sol-elli kuark ve leptonları ile $\tilde{h}_{2L}$ parametresiyle etkileşme yapmaktadır. Denklem 3.4' teki lagranjiyende ise fermiyon sayısının iki olduğu parçacıkların etkileşmeleri gösterilmektedir. $V_{2\mu}$ vektör LQ, SM' deki sağ-elli kuark ve leptonlar ile g_{2R} bağlaşım parametresiyle etkileşirken sol-elli kuark ve nötrinolarla ise g_{2L} bağlaşım

parametresiyle etkileşme yapmaktadır.

Leptokuarklar da fermiyonlar gibi aile gruplarına sahiptir ve buna göre birinci aile grubu LQ' lar, ikinci aile grubu LQ' lar ve üçüncü aile grubu LQ' lar bulunmaktadır. LQ' lar çeşni-diyagonal etkileşimini içerdikleri için SM' de bulunan çeşni değiştiren yüksüz akımlar (ÇDYA) problemine de çözüm getirebilmektedir.

Çizelge 3.1: Vektör LQ' ların bazı özellikleri

LQ(Φ)	Spin	F	T_3	Q_{em}	$\lambda_L(lq)$	$\lambda_R(lq)$	$\lambda_L(\nu q)$
$V_{2\mu}$	1	-2	$+1/2$ $-1/2$	$+4/3$ $+1/3$	g_{2L} 0	g_{2R} g_{2R}	0 g_{2L}
$\tilde{V}_{2\mu}$	1	-2	$+1/2$ $-1/2$	$+1/3$ $-2/3$	$\tilde{g}_{2L}$ 0	0 0	0 $\tilde{g}_{2L}$
$U_{1\mu}$	1	0	0	$+2/3$	h_{1L}	h_{1R}	h_{1L}
$\tilde{U}_{1\mu}$	1	0	0	$+5/3$	0	$\tilde{h}_{1R}$	0
$\vec{U}_{3\mu}$	1	0	$+1$ 0 -1	$+5/3$ $+2/3$ $-1/3$	$\sqrt{2}h_{3L}$ $-h_{3L}$ 0	0 0 0	0 h_{3L} $\sqrt{2}h_{3L}$

Yukarıdaki çizelge 3.1' de vektör LQ' ların kuantum sayıları verilmiştir. Bunlar sırasıyla spin durumları, fermiyon korunumu sayıları, izospin ve elektrik yükleridir. SM' in sol-elli lepton ve kuarklarıyla yapmış oldukları etkileşmeler $\lambda_L(lq)$ bağlaşımı ile gösterilmektedir. SM' in sağ-elli lepton ve kuarklarıyla yapmış oldukları etkileşmeler ise $\lambda_R(lq)$ bağlaşımı ile gösterilmektedir. SM' de bulunan sol-elli nötrino ve sol-elli kuarklarla yapmış oldukları etkileşmeler ise $\lambda_L(\nu q)$ ile gösterilmektedir. Vektör LQ' ların sağ-elli nötrinolarla ilgili bağlaşım parametresi bulunmamaktadır.

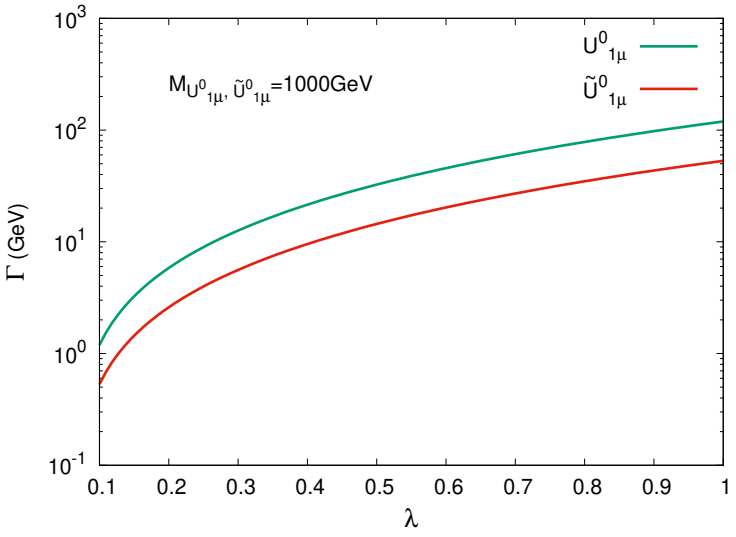
BRW modelinde farklı izospin, elektrik yükü ve bağlaşım parametresine sahip toplam 18 vektör LQ ve skaler LQ bulunmaktadır. Toplam bozunma genişliği yalnızca toplam LQ-lepton-kuark bağlaşım parametresi olan λ_{eff}' in karesine bağlıdır $\left(\lambda^2_{eff} = \lambda^2_L(lq) + \lambda^2_R(lq) + \lambda^2_L(\nu q)\right)$. Yukarıda bahsedildiği gibi LQ' lar, SM fermiyonlarına bozunmaktadır ve bozunduğu parçacıkların dedektörde bıraktığı izlerden bozunan LQ hakkında bilgiler elde edilebilmektedir. Vektör LQ' lar ve skaler LQ' lar için bozunma genişliği denklem 3.6 ve 3.7' da verilmektedir (Belyaev ve diğerleri, (2005)). Bu denklemlerdeki j, LQ' ların spin sayısını

temsil etmektedir.

$$\Gamma_{j=0} = M_{LQ}\frac{\lambda_{eff}^2}{16\pi} \tag{3.6}$$

$$\Gamma_{j=1} = M_{LQ}\frac{\lambda_{eff}^2}{24\pi} \tag{3.7}$$

Toplam bozunma genişliği (Γ) hesaplaması için yüklü lepton ve kuarklarla $\lambda_R(lq) = g_{2R}$ bağlaşım parametresiyle, nötrino ve kuarklarla ise $\lambda_L(\nu q) = g_{2L}$ bağlaşım parametresiyle etkileşim yapan $V_{2\mu}$ vektör LQ için $\lambda_R^2(lq) = \lambda_L^2(\nu q) = 0,3$ ve $M_{LQ} = 1000\text{GeV}$ alınırsa toplam bozunma genişliği $\Gamma = 1,19\text{GeV}$ değeri elde edilir. Aynı hesaplama yüklü lepton ve kuarklarla $\lambda_L(lq) = \tilde{h}_{2L}$ bağlaşım parametresiyle etkileşme yapan $\tilde{R}_2^{+1/2}$ skaler LQ için ise $\lambda_R^2(lq) = 0,3$ ve $M_{LQ} = 1000\text{GeV}$ alınırsa toplam bozunma genişliği $\Gamma = 1,79\text{GeV}$ değeri elde edilir. Şekil 3.2' de $M_{\left(U_{1\mu}^0, \tilde{U}_{1\mu}^0\right)} = 1000\text{GeV}$ kütle değeri için $\lambda - \mu$ grafiği verilmektedir.



Şekil 3.2: $M_{LQ} = 1000$ kütle değeri için $U_{1\mu}^0$ ve $\tilde{U}_{1\mu}^0$ LQ' larının λ değerlerine karşılık bozunma genişliği değerleri.

Çizelge 3.2: BRW modelde vektör LQ' ların fermison sayısı F, bozunum kanalları ve dallanma oranları tabloda verilmiştir. Vektör LQ' ların, sağ-elli ve sol-elli leptonlar ile ilgili olan bağlaşım parametreleri bağımsız varsayılmıştır.

LQ	F	Bozunum Kanalları	Dallanma Oranları
$U_{1\mu}$	0	$e_L^+ d_R$ $\bar{\nu}_L u_L$	0, 5 0, 5
$U_{1\mu}$	0	$e_R^+ d_L$	1
$\tilde{U}_{1\mu}$	0	$e_R^+ u_L$	1
$V_{2\mu}$	-2	$e_L^+ \bar{d}_R$ $\bar{\nu}_L \bar{d}_R$	1 0
$V_{2\mu}$	-2	$e_R^+ \bar{d}_L$ $e_R^+ \bar{u}_L$	1 1
$\tilde{V}_{2\mu}$	-2	$e_L^+ u_R$ $\bar{\nu}_L \bar{u}_R$	1 0
$\vec{U}_{3\mu}$	0	$e_L^+ u_R$ $e_L^+ \bar{d}_R$ $\bar{\nu}_L u_R$ $\bar{\nu}_L d_R$	1 0,5 0,5 0

Yukarıdaki çizelge 3.2' de (DeWilde, (2012)) vektör LQ' ların fermiyon sayıları $\mid F \mid$, bozunum kanalları ve dallanma oranları verilmiştir. LQ' ların alt indisleri ise sırasıyla izospin durumlarını ve söz konusu LQ' ın sağ-elli ya da sol-elli olma durumunu belirtmektedir. Örnek olarak $V_{1/2,R}$ vektör LQ incelendiğinde fermiyon sayısının $F = -2$' dir. İki bozunma kanalı vardır ve bu kanallar ise $e_R^+ \bar{d}_L$ ve $e_R^+ \bar{u}_L$ şeklindedir. Bozunum kanallarının dallanma oranları ise her ikisinde de 1' dir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada $\mu 750 \otimes$ FCC ve $\mu 1500 \otimes$ FCC gelecek nesil müon proton çarpıştırıcılarında ikinci nesil Q = 2/3, 5/3 yüklü vektör $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$, $\tilde{U}^{0}_{1\mu}$, $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ LQ' ların rezonans üretimi incelenmiştir. Nümerik hesaplamalar için CalcHep programı ve parton dağılım fonksiyonu olarak CTEQ6L1 kullanılmıştır. Sinyal ve art alan hesaplamaları yapılarak vektör LQ' ların gelecek nesil μp çarpıştırıcılarında gözlenebilirlik ve dedekte edilebilirlik sınırları ve olası kütle sınırları belirlenmiştir. Hesaplamalar sırasında modelin serbest parametreleri olan $\lambda_{(L,R)}(lq) = 0, 3$ alınmıştır.

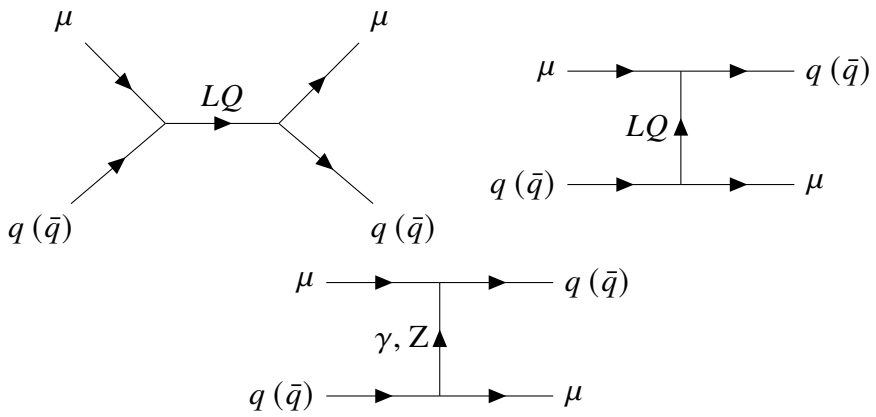
Çizelge 4.1: $\mu 750 \otimes$ FCC ve $\mu 1500 \otimes$ FCC çarpıştırıcıları için temel parametreler

Çarpıştırıcı	E_p(GeV)	E_μ(GeV)	$\sqrt{s}$(GeV)	$L\left(cm^{-2}s^{-1}\right)$
$\mu 750 \otimes FCC$	50 000	750	12247	$4,9 \times 10^{32}$
$\mu 1500 \otimes FCC$	50 000	1500	17350	$4,3 \times 10^{32}$

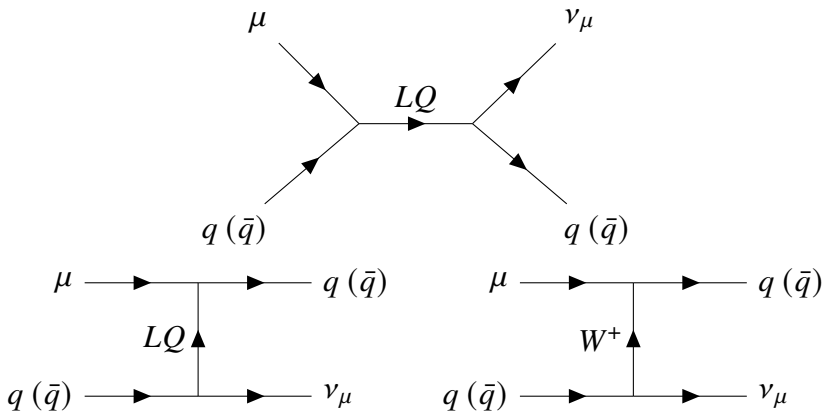
Çizelge 4.1'de FCC temelli müon-proton çarpıştırıcılarının parçacık enerjileri, kütle merkezi enerjileri ve lumünosite değerleri verilmektedir. E_p, proton enerjisini, E_μ, müon enerjisini temsil etmektedir. $\sqrt{s}$ ve L sırasıyla kütle merkezi enerjilerini ve lüminositeyi temsil etmektedir. Bu çalışmada $\mu, p \longrightarrow \mu, p$ sürecinde vektör leptokuarkların rezonans üretimine ait alt süreçler Şekil 4.1 ve Şekil 4.2'de s ve u kanalları vasıtasıyla $\mu, q(\bar{q}) \longrightarrow \mu, q(\bar{q})$ ve $\mu, q(\bar{q}) \longrightarrow \nu_\mu, q'(\bar{q}')$ sinyal diyagramları, t kanalı vasıtasıyla, γ ve Z, ve W^+ değişimi ile ard alan süreçlerine ait Feynman diyagramları verilmektedir.

4.1. İkinci Nesil Vektör Leptokuarkların $\mu 750 \otimes$ FCC Çarpıştırıcısında Rezonans Üretimi

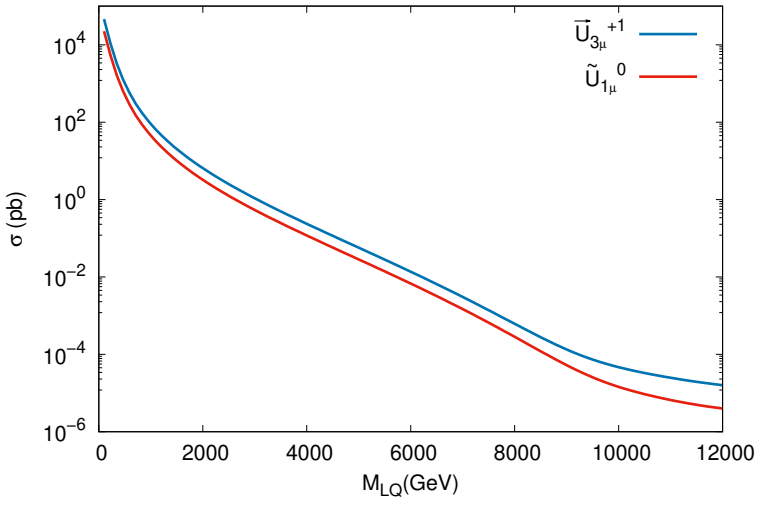
$\sqrt{s} = 12, 2$ TeV için $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$, $\tilde{U}^{0}_{1\mu}$, $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ parçacıklarının rezonans üretim tesir kesitleri Şekil 4.3, Şekil 4.4 ve Şekil 4.5' de verilmektedir.



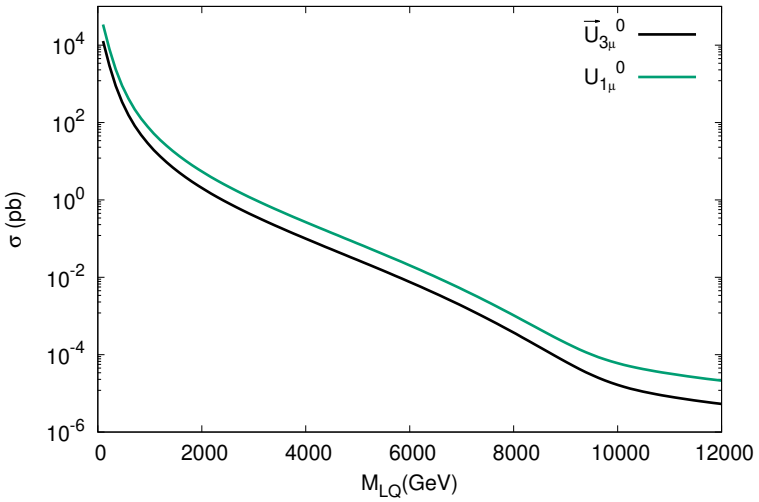
Şekil 4.1: $\mu, q(\bar{q}) \longrightarrow \mu, q(\bar{q})$ süreci için sinyal ve ardalan Feynman Diyagramları



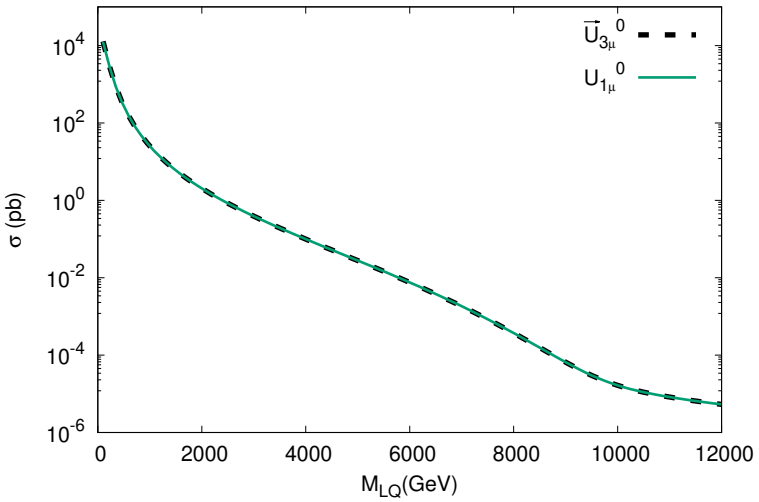
Şekil 4.2: $\mu, q(\bar{q}) \longrightarrow \nu_\mu, q'(\bar{q}')$süreci için sinyal ve ardalan Feynman Diyagramları



Şekil 4.3: $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^{0}_{1\mu}$ LQ ($Q = 5/3$)' ların $\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri.



Şekil 4.4: $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ LQ ($Q = 2/3$)' ların $\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri.



Şekil 4.5: $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ vektör LQ($Q = 2/3$)'ların $\mu, \bar{s} \rightarrow \bar{c}, \nu_\mu$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri.

$\sqrt{s}$ =12,2 TeV ve $\lambda_{(L,R)}(lq)$ =0,3 için $\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$, $\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$ ve $\mu, \bar{s} \rightarrow \bar{c}, \nu_\mu$ süreçlerine ait olay sayıları (N=$\sigma \times L$) Çizelge 4.2, 4.3 ve 4.4'de verilmektedir. Şekil ve çizelgelerden görüldüğü gibi kütle arttıkça rezonans üretim tesir kesiti azalmaktadır.

Çizelge 4.2: $\sqrt{s} = 12,2$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{c} \to \mu, \bar{c}$ süreci için $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^{0}_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları.

M_{LQ}	$\mu, \bar{c} \to \vec{U}^{+1}_{3\mu} \to \mu, \bar{c}$	$\mu, \bar{c} \to \tilde{U}^{0}_{1\mu} \to \mu, \bar{c}$
2000	26211,0799	13097,7
4000	1004,0590	500,731
6000	57,3153	28,2583
8000	2,5158	1,1404
10000	0,2181	0,0664
12000	0,0780	0,0195

Çizelge 4.3: $\sqrt{s} = 12,2$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{s} \to \mu, \bar{s}$ süreci için $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları.

M_{LQ}	$\mu, \bar{s} \to \vec{U}^{0}_{3\mu} \to \mu, \bar{s}$	$\mu, \bar{s} \to U^{0}_{1\mu} \to \mu, \bar{s}$
2000	8372,6300	22350,37
4000	434,6251	1160,271
6000	32,5276	87,3768
8000	1,5085	4,2450
10000	0,0753	0,2788
12000	0,0260	0,1043

Çizelge 4.4: $\sqrt{s} = 12,2$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{s} \to \bar{c}, \nu_{\mu}$ süreci için $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları.

M_{LQ}	$\mu, \bar{s} \to \vec{U}^{0}_{3\mu} \to \bar{c}, \nu_{\mu}$	$\mu, \bar{s} \to U^{0}_{1\mu} \to \bar{c}, \nu_{\mu}$
2000	8377,53	8378,51
4000	434,3311	434,5026
6000	32,5271	32,5271
8000	1,5084	1,5086
10000	0,0753	0,0752
12000	0,0260	0,0260

BRW modelin serbest parametreleri olan $\lambda_{(L,R)}(lq)$ bağlaşım parametreleri ve kütle değerleri için elde edilen rezonans tesir kesiti değerleri $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ (Q =5/3) ve $U^{0}_{1\mu}$ (Q =2/3) vektör LQ'lar için Çizelge 4.5 ve 4.6'te verilmektedir. $\lambda_{(L,R)}(lq)$ değeri arttıkça her bir kütle değeri için rezonans üretim tesir kesiti artmaktadır.

Çizelge 4.5: $\sqrt{s} = 12,2$ için $\vec{U}_{3\mu}^{+1}$ LQ' ının $\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$ sürecinde M_{LQ}=1000, 3000 ve 5000 GeV ve $\lambda_{(L,R)}(lq)$=0,2-0,4-0,6-0,8-1 bağlaşım parametreleri için rezonans üretim tesir kesiti değerleri.

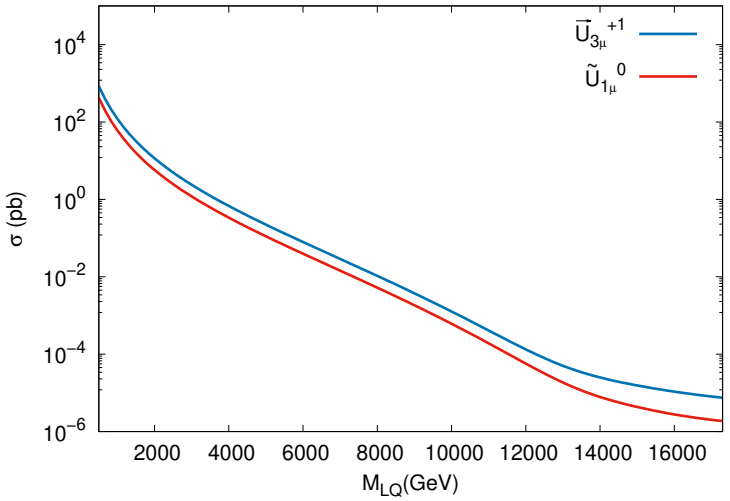
λ_{eff}	M_{LQ} = 1000 GeV	M_{LQ} = 3000 GeV	M_{LQ} = 5000 GeV
0,2	8,9237	$1,2625\times10^{-1}$	$6,7642\times10^{-3}$
0,6	$8,0253\times10^{1}$	1,1635	$6,8000\times10^{-2}$
0,8	$1,4246\times10^{2}$	2,1067	$1,3166\times10^{-1}$
1	$2,2211\times10^{2}$	3,3660	$2,2656\times10^{-1}$

Çizelge 4.6: $\sqrt{s} = 12,2$ için $U_{1\mu}^{0}$ LQ' ının $\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$ sürecinde M_{LQ}=1000, 3000 ve 5000 GeV ve $\lambda_{(L,R)}(lq)$=0,2-0,4-0,6-0,8-1 bağlaşım parametreleri için rezonans üretim tesir kesiti değerleri.

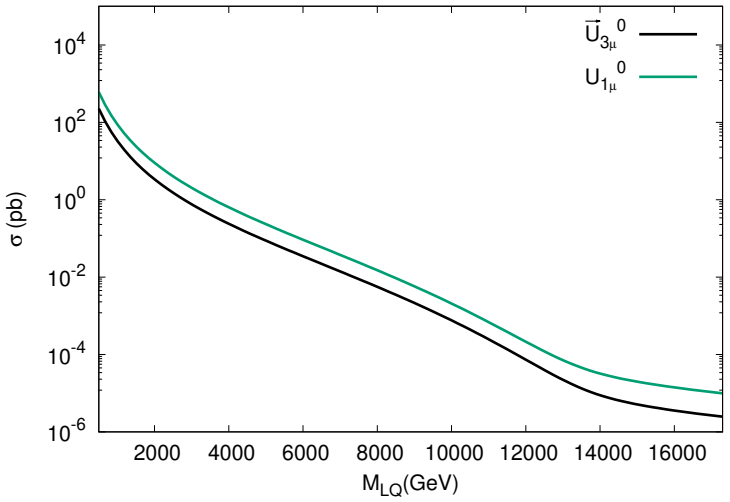
λ_{eff}	M_{LQ} = 1000 GeV	M_{LQ} = 3000 GeV	M_{LQ} = 5000 GeV
0,2	$1,0139\times10^{1}$	$1,8693\times10^{-1}$	$1,3554\times10^{-2}$
0,6	$9,1061\times10^{1}$	1,7046	$1,2994\times10^{-1}$
0,8	$1,6153\times10^{2}$	3,0628	$2,4294\times10^{-1}$
1	$2,5176\times10^{2}$	4,8444	$4,0255\times10^{-1}$

4.2. İkinci Nesil Vektör Leptokuarkların $\mu 1500 \otimes$ FCC Çarpıştırıcısında Rezonans Üretimi

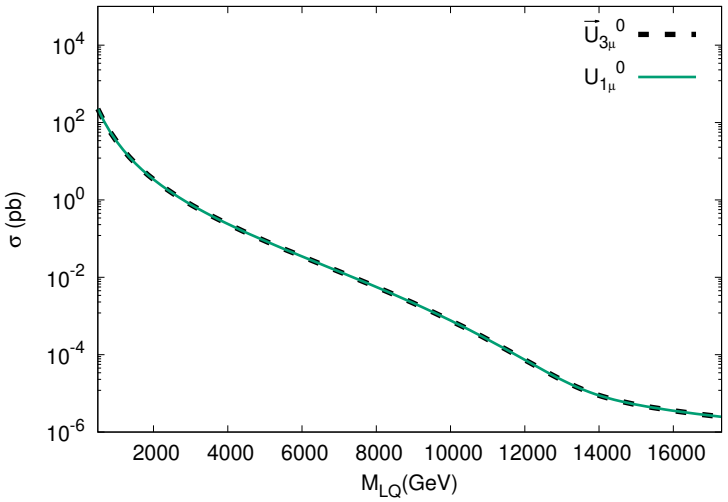
$\sqrt{s} = 17,3$ TeV için $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$, $\tilde{U}^{0}_{1\mu}$, $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ parçacıklarının rezonans üretim tesir kesitleri Şekil 4.6, Şekil 4.7 ve Şekil 4.8' de verilmektedir.



Şekil 4.6: $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^{0}_{1\mu}$ LQ $(Q = 5/3)$' ların $\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri.



Şekil 4.7: $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ LQ $(Q = 2/3)$' ların $\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri.



Şekil 4.8: $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ vektör LQ($Q = 2/3$)'ların $\mu, \bar{s} \to \bar{c}, \nu_\mu$ süreci için rezonans üretim tesir kesitleri

$\sqrt{s}$ =17,3 TeV ve $\lambda_{(L,R)}(lq)$ =0,3 için $\mu, \bar{c} \to \mu, \bar{c}$, $\mu, \bar{s} \to \mu, \bar{s}$ ve $\mu, \bar{s} \to \bar{c}, \nu_\mu$ süreçlerine ait olay sayıları (N=$\sigma \times L$) Çizelge 4.7, 4.8 ve 4.9'de verilmektedir. Şekil ve çizelgelerden görüldüğü gibi kütle arttıkça rezonans üretim tesir kesiti azalmaktadır.

Çizelge 4.7: $\sqrt{s} = 17,3$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{c} \to \mu, \bar{c}$ süreci için $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^0_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları.

M_{LQ}	$\mu, \bar{c} \to \vec{U}^{+1}_{3\mu} \to \mu, \bar{c}$	$\mu, \bar{c} \to \tilde{U}^0_{1\mu} \to \mu, \bar{c}$
4000	2617,496	1307,243
8000	40,8409	20,1915
12000	0,5082	0,2142
16000	0,0460	0,0118

Çizelge 4.8: $\sqrt{s} = 17,3$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{s} \to \mu, \bar{s}$ süreci için $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları.

M_{LQ}	$\mu, \bar{s} \to \vec{U}^0_{3\mu} \to \mu, \bar{s}$	$\mu, \bar{s} \to U^0_{1\mu} \to \mu, \bar{s}$
4000	940,2379	2508,0609
8000	22,1179	59,3787
12000	0,2745	0,8068
16000	0,0152	0,0604

Çizelge 4.9: $\sqrt{s} = 17,3$ TeV kütle merkezi enerjisinde $\mu, \bar{s} \rightarrow \bar{c}, \nu_\mu$ süreci için $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ LQ' larının olay sayıları.

M_{LQ}	$\mu, \bar{s} \rightarrow \vec{U}^0_{3\mu} \rightarrow \bar{c}, \nu_\mu$	$\mu, \bar{s} \rightarrow U^0_{1\mu} \rightarrow \bar{c}, \nu_\mu$
4000	939,679	939,765
8000	22,1278	22,1316
12000	0,2744	0,2745
16000	0,0152	0,0152

BRW modelin serbest parametreleri olan $\lambda_{(L,R)}(lq)$ bağlaşım parametreleri ve kütle değerleri için elde edilen rezonans tesir kesiti değerleri $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ (Q =5/3) ve $U^0_{1\mu}$ (Q =2/3) vektör LQ'lar için Çizelge 4.10 ve 4.11'te verilmektedir. $\lambda_{(L,R)}(lq)$ değeri arttıkça her bir kütle değeri için rezonans üretim tesir kesiti artmaktadır.

Çizelge 4.10: $\sqrt{s} = 17,3$ TeV için $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ LQ' ının $\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$ sürecinde M_{LQ}=1000, 3000 ve 5000 GeV ve $\lambda_{(L,R)}(lq)$=0,2-0,4-0,6-0,8-1 bağlaşım parametreleri için rezonans üretim tesir kesiti değerleri.

λ_{eff}	M_{LQ} = 1000 GeV	M_{LQ} = 3000 GeV	M_{LQ} = 5000 GeV
0,2	$1,5528\times10^{1}$	$3,7647\times10^{-1}$	$4,4220\times10^{-2}$
0,6	$1,3397\times10^{2}$	3,3251	$3,9530\times10^{-1}$
0,8	$2,3699\times10^{2}$	5,9216	$7,1582\times10^{-1}$
1	$3,6937\times10^{2}$	9,3120	1,1407

Çizelge 4.11: $\sqrt{s} = 17,3$ TeV için $U^0_{1\mu}$ LQ' ının $\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$ sürecinde M_{LQ}=1000, 3000 ve 5000 GeV ve $\lambda_{(L,R)}(lq)$=0,2-0,4-0,6-0,8-1 bağlaşım parametreleri için rezonans üretim tesir kesiti değerleri.

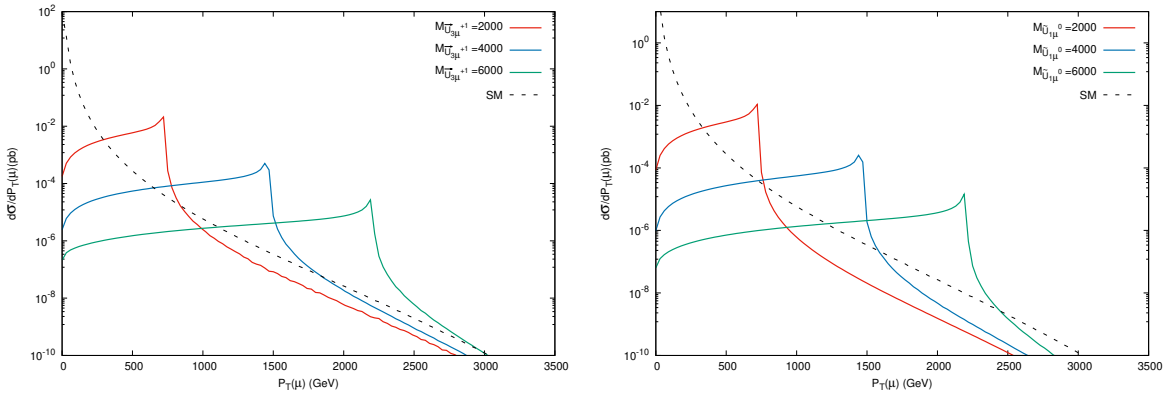
λ_{eff}	M_{LQ} = 1000 GeV	M_{LQ} = 3000 GeV	M_{LQ} = 5000 GeV
0,2	$1,3471\times10^{1}$	$2,8024\times10^{-1}$	$2,5482\times10^{-2}$
0,6	$1,2230\times10^{2}$	2,5510	$2,3943\times10^{-1}$
0,8	$2,1586\times10^{2}$	4,5635	$4,3943\times10^{-1}$
1	$3,3610\times10^{2}$	7,2029	$7,1422\times10^{-1}$

4.3. İkinci Nesil Vektör Leptokuarkların μ750⊗FCC ve μ1500⊗FCC Çarpıştırıcılarında Rezonans Üretimi için Sinyal - Ard alan Analizi

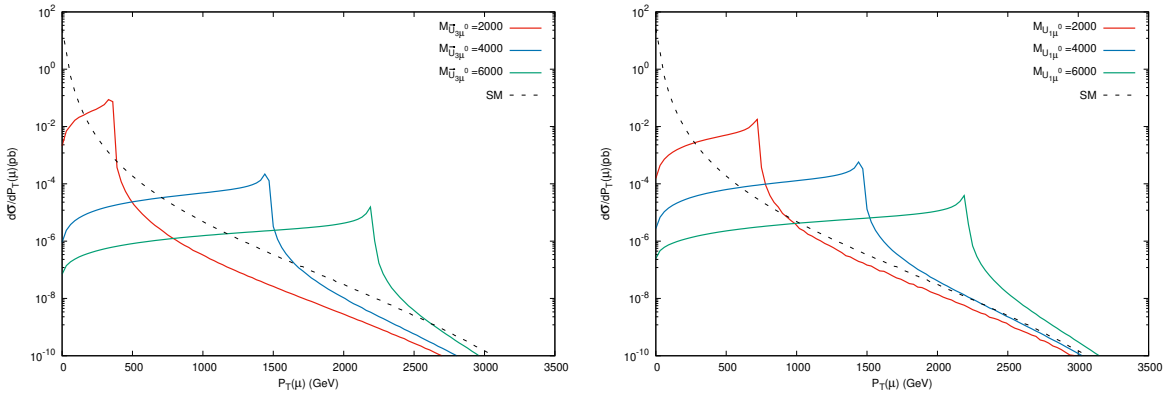
$\vec{U}^{+1}_{3\mu}$, $\tilde{U}^0_{1\mu}$, $\vec{U}^0_{3\mu}$ ve $U^0_{1\mu}$ ikinci nesi leptokuarkların müon proton çarpıştırıcılarında gözlenebilirlilik ve dedekte edilebilirlik değerlerinin belirlenebilmesi için uygun kesimleri belirlemek amacıyla sinyal ve arka plan süreçleri için p_T ve E_T dağılımlarını dikkate alıyoruz.

Sayısal hesaplamalar, $p_T(e) > 10$ GeV, $p_t(j) > 20$ GeV jenerik kesimleri kullanılarak partonik seviyede gerçekleştirilir; burada j, sinyal ve ard alan işlemlerinde kuarklar için kullanılmıştır. $\vec{U}^{+1}_{3\mu}, \tilde{U}^{0}_{1\mu}, \vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ leptokuarkların rezonans üretiminde, kuark ve müonların p_T dağılımları aynı olduğu için burada sadece müon dağılımlarının grafiklerini veriyoruz.

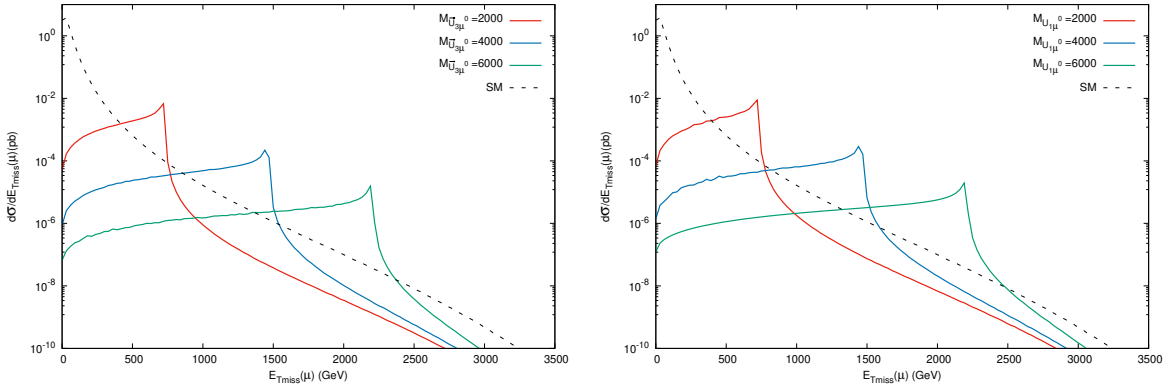
4.3.0.1.. $\mu 750 \otimes$ FCC



Şekil 4.9: $\sqrt{s}$ =12.2 TeV'de $\mu, \bar{c} \longrightarrow \mu, \bar{c}$ sürecinde $\vec{U}^{+1}_{3\mu}$ ve $\tilde{U}^{0}_{1\mu}$ için enine momentum dağılımları

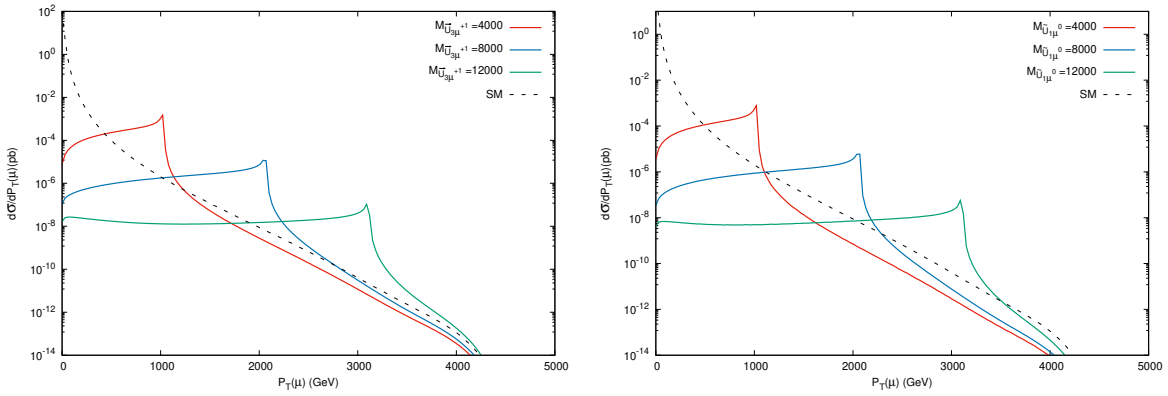


Şekil 4.10: $\sqrt{s}$ =12.2 TeV'de $\mu, \bar{s} \longrightarrow \mu, \bar{s}$ sürecinde $\vec{U}^{0}_{3\mu}$ ve $U^{0}_{1\mu}$ için enine momentum dağılımları

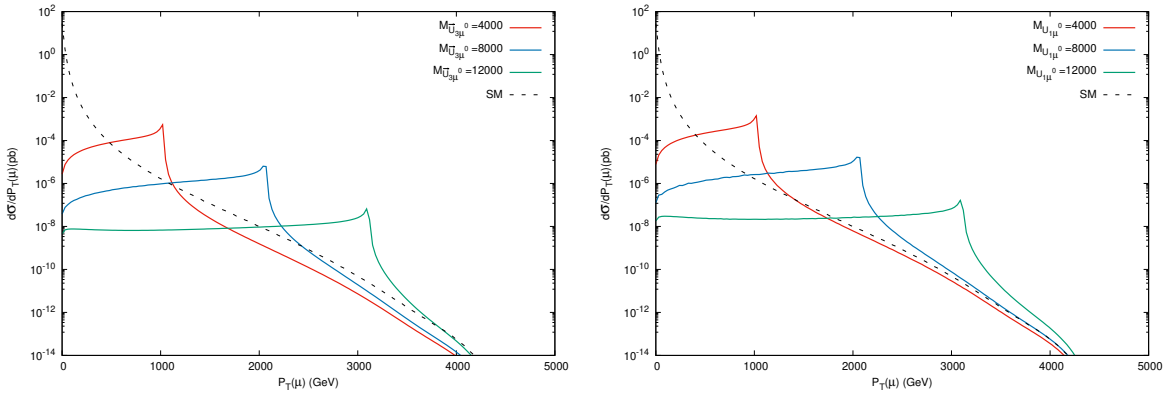


Şekil 4.11: $\sqrt{s}$ =12.2 TeV'de $\mu, \bar{s} \longrightarrow \bar{c}, \nu_\mu$ sürecinde $\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$ için enine momentum dağılımları

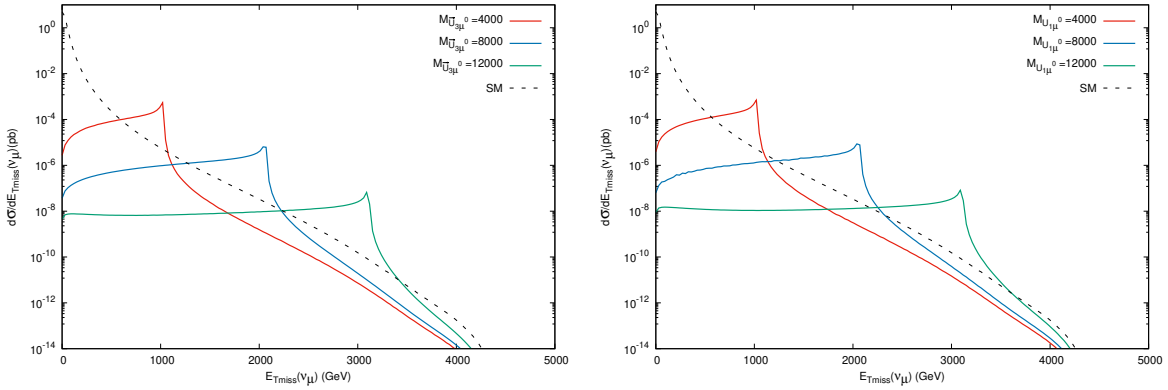
4.3.0.2.. $\mu 1500 \otimes$ FCC



Şekil 4.12: $\sqrt{s}$ =17.3 TeV'de $\mu, \bar{c} \longrightarrow \mu, \bar{c}$ sürecinde $\vec{U}_{3\mu}^{+1}$ ve $\tilde{U}_{1\mu}^0$ için enine momentum dağılımları



Şekil 4.13: $\sqrt{s}$ =17.3 TeV'de $\mu, \bar{s} \longrightarrow \mu, \bar{s}$ sürecinde $\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$ için enine momentum dağılımları



Şekil 4.14: $\sqrt{s}$ =17.3 TeV'de $\mu, \bar{s} \longrightarrow \bar{c}, \nu_\mu$ sürecinde$\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$ için enine momentum dağılımları

Şekil 4.9-4.14 incelendiğinde $P_T > 300$ GeV ve $E_{miss} > 300$ GeV kesilimi ard alanı önemli ölçüde düşürürken sinyali etkilemediği belirlenmiştir. İkinci nesil vektör leptokuarkların μp çarpıştırıcılarında keşif ve gözlem limitlerinin belirlenmesinde denklem 4.1 kullanılmıştır.

$$SS = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \tag{4.1}$$

burada S; sinyal olay sayısını, B , ard alan olay sayısını temsil etmektedir.

5. SONUÇ

SM ötesinde yer alan teoriler, lepton ve baryon sayısı taşıyan spin-1(vektör) veya spin-0 (skaler) olan yeni parçacıkların varlığını öne sürmektedir. Bu parçacıklar LQ' lar olarak adlandırılır. LQ' lar lepton-kuark geçişlerine izin veren 1/3, 2/3, 4/3 ve 5/3 elektrik yükü taşıyan parçacıklardır. Günümüze kadar çeşitli çarpıştırıcılarda $(e^-e^+, \mu^-\mu^+, pp, ep, e\gamma)$ farklı kütle merkezi enerjilerinde incelenmiş olup güncel kütle sınırları literatürde verilmiştir.

Bu tez çalışmasında ileride çalışması düşünülen yüksek kütle merkezine sahip linac halka tipli müon proton çarpıştırıcılarında $\mu 750 \otimes FCC$; $\sqrt{s} = 12,2$ TeV $(L = 5fb^{-1})$ ve $\mu 1500 \otimes FCC$; $\sqrt{s} = 17,3$ TeV $(L = 5fb^{-1})$ kütle merkezi enerjilerinde planlanan gelecek nesil yüksek enerjili çarpıştırıcılarda $Q = 2/3$ için $\left(U^0_{1\mu}$ ve $U^0_{3\mu}\right)$, $Q = 5/3$ için $\left(\tilde{U}^0_{1\mu}$ ve $\vec{U}^0_{3\mu}\right)$ yüklü vektör LQ' ların rezonans üretim kütle limitleri ve olay sayıları incelenmiştir.
$\mu 750 \otimes FCC$; $\sqrt{s} = 12,2$ TeV $(L = 5fb^{-1})$ ve $\mu 1500 \otimes FCC$; $\sqrt{s} = 17,3$ TeV $(L = 5fb^{-1})$ çarpıştırıcılarında, $\left(U^0_{1\mu}$ ve $U^0_{3\mu}\right)(Q = 2/3)$ ve $\left(\tilde{U}^0_{1\mu}$ ve $\vec{U}^0_{3\mu}\right)(Q = 5/3)$ vektör LQ' lar için gözlem ve keşif limitleri tabloda verilmiştir.

Çizelge 5.1: $\sqrt{s} = 12,2$ TeV için elde edilen kütle değerleri

	$\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$		$\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$		$\mu, \bar{s} \rightarrow \nu_\mu, \bar{c}$	
GeV	$M_{\vec{U}^{+1}_{3\mu}}$	$M_{\tilde{U}^0_{1\mu}}$	$M_{\vec{U}^0_{3\mu}}$	$M_{U^0_{1\mu}}$	$M_{\vec{U}^0_{3\mu}}$	$M_{U^0_{1\mu}}$
3σ	3180	3000	2650	3190	2450	2300
5σ	2650	2350	2330	2750	2180	2160

Çizelge 5.2: $\sqrt{s} = 17,3$ TeV için elde edilen kütle değerleri

	$\mu, \bar{c} \rightarrow \mu, \bar{c}$		$\mu, \bar{s} \rightarrow \mu, \bar{s}$		$\mu, \bar{s} \rightarrow \nu_\mu, \bar{c}$	
GeV	$M_{\vec{U}^{+1}_{3\mu}}$	$M_{\tilde{U}^0_{1\mu}}$	$M_{\vec{U}^0_{3\mu}}$	$M_{U^0_{1\mu}}$	$M_{\vec{U}^0_{3\mu}}$	$M_{U^0_{1\mu}}$
3σ	3600	3320	2815	3000	2800	2610
5σ	3120	2930	2800	2515	2450	2330

KAYNAKLAR

Aad, G. (2012). Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Phys. Lett. B*, 716, 1–29. 10.1016/j.physletb.2012.08.020.

Aaij, R. (2013). First observation of CP violation in the decays of B_s^0 mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 110(22), 221601. 10.1103/PhysRevLett.110.221601.

Acar, Y. C., Akay, A. N., Beser, S., Canbay, A. C., Karadeniz, H., Kaya, U., Oner, B. B. ve Sultansoy, S. (2017). Future circular collider based lepton–hadron and photon–hadron colliders: Luminosity and physics. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 871, 47–53. 10.1016/j.nima.2017.07.041.

Ade, P. A. R., Aghanim, N., Alves, M. I. R., Armitage-Caplan, C., Arnaud, M., Ashdown, M., Atrio-Barandela, F., Aumont, J., Aussel, H., Baccigalupi, C., Banday, A. J., Barreiro, R. B., Barrena, R., Bartelmann, M., Bartlett, J. G., Bartolo, N., Basak, S., Battaner, E., Battye, R.... ve Zonca, A. (2014). Planck 2013 results. i. overview of products and scientific results. *A&A*, 571, A1. 10.1051/0004-6361/201321529.

Belyaev, A., Leroy, C., Mehdiyev, R. ve Pukhov, A. (2005). Leptoquark single and pair production at LHC with CalcHEP/CompHEP in the complete model. *Journal of High Energy Physics*, 2005(09), 005–005. 10.1088/1126-6708/2005/09/005.

Bilenky, S. (2016). Introduction to the Physics of Electroweak Interactions. Elsevier Science.

Buchmüller, W., Rückl, R. ve Wyler, D. (1987). Leptoquarks in lepton-quark collisions. *Physics Letters B*, 191, 442–448.

Cabibbo, N. (1963). Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10, 531–533. 10.1103/PhysRevLett.10.531.

Chatrchyan, Serguei, Khachatryan, Vardan, Sirunyan, Albert M, Tumasyan, Armen, Adam, Wolfgang, Bergauer, Thomas, Dragicevic, Marko, Erö, Janos, Fabjan, Christian, Friedl, Markus, Fruehwirth, Rudolf, Ghete, Vasile Mihai, Hörmann, Natascha, Hrubec, Josef, Jeitler, Manfred, Kiesenhofer, Wolfgang, Knünz, Valentin, Krammer, Manfred, Krätschmer, Ilse... ve Swanson, Joshua (2013). Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 and 8 TeV. Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at sqrt(s) = 7 and 8 TeV. *JHEP*, 06, 081. 10.1007/JHEP06(2013)081.

DeWilde, B. (2012). A search for second-generation leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector.

Dimopoulos, S. ve Susskind, L. (1979). Mass Without Scalars. *Nucl. Phys. B*, 155, 237–252. 10.1016/0550-3213(79)90364-X.

Englert, F. ve Brout, R. (1964). Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 321–323. 10.1103/PhysRevLett.13.321.

Fritzsch, H. ve Minkowski, P. (1975). Unified Interactions of Leptons and Hadrons. *Annals Phys.*, 93, 193–266. 10.1016/0003-4916(75)90211-0.

Georgi, H. ve Glashow, S. L. (1974). Unity of All Elementary Particle Forces. *Phys. Rev. Lett.*, 32, 438–441. 10.1103/PhysRevLett.32.438.

Gildener, E. (1976). Gauge Symmetry Hierarchies. *Phys. Rev. D*, 14, 1667. 10.1103/PhysRevD.14.1667.

Goldstone, J. (1961). Field Theories with Superconductor Solutions. *Nuovo Cim.*, 19, 154–164. 10.1007/BF02812722.

Guralnik, G. S., Hagen, C. R. ve Kibble, T. W. B. (1964). Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 585–587. 10.1103/PhysRevLett.13.585.

Hewett, J. L. ve Rizzo, T. G. (1997). Much ado about leptoquarks: A comprehensive analysis. *Physical Review D*, 56(9), 5709–5724. 10.1103/physrevd.56.5709.

Higgs, P. W. (1964). Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 508–509. 10.1103/PhysRevLett.13.508.

Kobayashi, M. ve Maskawa, T. (1973). CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49, 652–657. 10.1143/PTP.49.652.

Kuze, M. ve Sirois, Y. (2004). Erratum to "search for particles and forces beyond the standard model in high energy lepton–hadron and hadron–hadron collisions". *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 53(2), 679. 10.1016/j.ppnp.2004.03.001.

Lane, K. ve Pritchett, L. (2016). Heavy Vector Partners of the Light Composite Higgs. *Phys. Lett. B*, 753, 211–214. 10.1016/j.physletb.2015.12.003.

Langacker, P. (1995). Structure of the standard model. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 14, 15–36. $10.1142/9789814503662_0002$.

LHC Machine (2008). *JINST*, 3, S08001. 10.1088/1748-0221/3/08/S08001.

Moriyasu, K. (1983). An elementary primer for gauge theory. World Scientific.

Noether, E. (1918). Invariant Variation Problems. *Gott. Nachr.*, 1918, 235–257. 10.1080/00411457108231446.

Olive, K. A. (2014). Review of Particle Physics. *Chin. Phys. C*, 38, 090001. 10.1088/1674-1137/38/9/090001.

Pati, J. C. ve Salam, A. (1974). Lepton Number as the Fourth Color. *Phys. Rev. D*, 10, 275–289. 10.1103/PhysRevD.10.275.

Salam, A. (1968). Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf. Proc. C*, 680519, 367–377. $10.1142/9789812795915_0034$.

Schrempp, B. ve Schrempp, F. (1985). Light leptoquarks. *Physics Letters B*, 153(1), 101–107. https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)91450-9.

Susskind, L. (1979). Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg-Salam Theory. *Phys. Rev. D*, 20, 2619–2625. 10.1103/PhysRevD.20.2619.

Trimble, V. (1987). Existence and Nature of Dark Matter in the Universe. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 25, 425–472. 10.1146/annurev.aa.25.090187.002233.

Weinberg, S. (1967). A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1264–1266. 10.1103/PhysRevLett.19.1264.

Weinberg, S. (1976). Implications of dynamical symmetry breaking. *Phys. Rev. D*, 13, 974–996. 10.1103/PhysRevD.13.974.

Ek1 Vektör Leptokuarkların Bozunumu

Vektör leptokuarklar için sol-elli kuark ve sol-elli leptonların bağlaşım terimi

$$\Delta\mathcal{L} = y_{ql} V_\mu \bar{q}_L \gamma^\mu l_L \tag{4.1}$$

şeklinde verilmektedir. Yukarıdaki ifadede V, vektör leptokuarkı simgeler. Yüklü $W^\pm$ bozonları ve yüksüz Z bozonu için ise zayıf akım ifadeleri aşağıda verilmiştir.

$$J_W^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L + \bar{u}_L \gamma^\mu d_L\right) \tag{4.2}$$

$$J_W^{\mu-} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{d}_L \gamma^\mu e_L\right) \tag{4.3}$$

Bağlaşım terimi, eşitlik 4.2 ve 4.3 ifadelerinin kuark ve leptonlar arasındaki farkı ihmal edilmiş bir şekilde ele alınmasıdır. Bu durumda bozunmanın ilgili matrix elemanı eşitlik 4.4' de gösterildiği şekildedir.

$$i\mathcal{M} = i y_{ql} \epsilon_\mu (k)\, \bar{u}(p_1)\, \gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) v(p_2) \tag{4.4}$$

Eşitlik 4.4' deki ϵ ifadesi, vektör leptokuark için polarizasyon vektörüdür ve k ise dörtlü momentumudur. Leptokuark vektörü üç ilk durum spin durumuna sahip olduğundan, polarize olmayan bozunma genişliği tüm durum spin durumlarının ortalamasının alınmasının yanı sıra tüm son durum spin durumlarının toplamını gerektirir. Büyük vektör bozonları için aşağıdaki tamlık ilişkisi geçerlidir

$$\sum_{spin} \epsilon_\mu (k)\, \epsilon_\nu^\dagger (k) = -g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{m^2} \tag{4.5}$$

Eşitlik 4.5' deki k ifadesi dörtlü momentumdur. Polarize olmamış $\mid M \mid^2$ ifadesi eşitlik 4.6' de gösterilmiştir.

$$\begin{aligned}
\frac{1}{3}\sum_{\text{spin}}|\mathcal{M}|^2 &= \sum_{s_1,s_2,r}\frac{\left|y_{ql}\right|^2}{3}\left[\epsilon_\mu(k)\bar{u}\left(p_1\right)\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)v\left(p_2\right)\right]\left[\epsilon_\nu(k)\bar{u}\left(p_1\right)\gamma^\nu\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)v\left(p_2\right)\right]^* \\
&= \sum_{s_1,s_2,r}\frac{\left|y_{ql}\right|^2}{3}\left[\epsilon_\mu(k)\bar{u}\left(p_1\right)\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)v\left(p_2\right)\right]\left[\bar{v}\left(p_2\right)\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\gamma^\nu u\left(p_1\right)\epsilon_\nu(k)^\dagger\right] \\
&= \sum_{s_1,r}\frac{\left|y_{ql}\right|^2}{3}\left[\epsilon_\mu(k)\bar{u}\left(p_1\right)\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)(\not{p}_2 - m_l)\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\gamma^\nu u\left(p_1\right)\epsilon_\nu(k)^\dagger\right] \\
&= \sum_{s_1,r}\frac{\left|y_{ql}\right|^2}{3}\epsilon_\mu(k)\,\mathrm{Tr}\left[\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)(\not{p}_2 - m_l)\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\gamma^\nu u\left(p_1\right)\bar{u}\left(p_1\right)\right]\epsilon_\nu(k)^\dagger \\
&= \sum_{r}\frac{\left|y_{ql}\right|^2}{3}\epsilon_\mu(k)\,\mathrm{Tr}\left[\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)(\not{p}_2 - m_l)\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\gamma^\nu\left(\not{p}_1 + m_q\right)\right]\epsilon_\nu(k)^\dagger \\
&= \frac{\left|y_{ql}\right|^2}{3}\left(-g_{\mu\nu}+\frac{k_\mu k_\nu}{m_{\text{LQ}}^2}\right)\mathrm{Tr}\left[\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)(\not{p}_2 - m_l)\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\gamma^\nu\left(\not{p}_1 + m_q\right)\right] \\
&= \frac{\left|y_{ql}\right|^2}{3}\left(-g_{\mu\nu}+\frac{k_\mu k_\nu}{m_{\text{LQ}}^2}\right)\mathrm{Tr}\left[\gamma^\mu\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)(\not{p}_2 - m_l)\,\gamma^\nu\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\left(\not{p}_1 + m_q\right)\right]
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Yukarıdaki ifadede $s_1, s_2 ver$ sırasıyla kuark, lepton ve vektör leptokuark için spin durumlarını simgelemektedir. Eşitlik 4.6 için köşeli parantez içersindeki ifadeleri yeniden düzenleyip iz teoremi kullanıldığında aşağıdaki şekilde lorentz invaryant olarak basitleştirilebilmektedir.

$$\begin{aligned}
\frac{1}{3}\sum_{\text{spin}}|\mathcal{M}|^2 &= \frac{\left|y_{ql}\right|^2}{3}\left(-g_{\mu\nu}+\frac{k_\mu k_\nu}{m_{\text{LQ}}^2}\right)2\left(p_1^\mu p_2^\nu - g^{\mu\nu}\left(p_1\cdot p_2\right)+p_2^\mu p_1^\nu\right) \\
&= \frac{2}{3}\left|y_{ql}\right|^2\left(p_1\cdot p_2 + 2\frac{\left(k\cdot p_1\right)\left(k\cdot p_2\right)}{m_{\text{LQ}}^2}\right)
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Eşitlik 4.7, eşitlik 4.8 ve eşitlik 4.9 eklenerek polarize olmayan $|\mathcal{M}|^2$ aşağıdaki şekilde eşitlik 4.10 elde edilmektedir.

$$k\cdot p_1 = m_{\text{LQ}}\sqrt{m_q^2+p^2} = \frac{m_{\text{LQ}}^2+m_q^2-m_l^2}{2} \tag{4.8}$$

$$p_1 \cdot p_2 = \frac{k \cdot p_1}{m_{\mathrm{LQ}}} \frac{k \cdot p_2}{m_{\mathrm{LQ}}} + p^2 == \frac{m_{\mathrm{LQ}}^2 - m_q^2 - m_l^2}{2} \tag{4.9}$$

$$\frac{1}{3} \sum_{\text{spin}} |\mathcal{M}|^2 = \frac{\left|y_{ql}\right|^2}{3} \frac{2m_{\mathrm{LQ}}^4 - m_l^4 - m_q^4 + 2m_l^2 m_q^2 - m_{\mathrm{LQ}}^2 m_l^2 - m_{\mathrm{LQ}}^2 m_q^2}{m_{\mathrm{LQ}}^2} \tag{4.10}$$

Böylece vektör leptokuarklar için bozunma genişliği ifadesi aşağıdaki eşitlik 4.11' da son halini almıştır.

$$\begin{aligned} \Gamma\left(\mathrm{LQ_V} \rightarrow ql\right) = \left|y_{ql}\right|^2 & \frac{\sqrt{m_{\mathrm{LQ}}^4 + m_q^4 + m_l^4 - 2\left(m_{\mathrm{LQ}}^2 m_q^2 + m_{\mathrm{LQ}}^2 m_l^2 + m_q^2 m_l^2\right)}}{48\pi m_{\mathrm{LQ}}^3} \\ & \times \frac{2m_{\mathrm{LQ}}^4 - m_q^4 - m_l^4 - m_{\mathrm{LQ}}^2 m_q^2 - m_{\mathrm{LQ}}^2 m_l^2 + 2m_q^2 m_l^2}{m_{\mathrm{LQ}}^2} \end{aligned} \tag{4.11}$$

Ek2

Leptokuarklar, parçacık hızlandırıcılarında rezonans durumunda ya da ürün parçacık olarak oluşmaktadır. Örneğin hadron hadron çarpıştırıcılarında leptokuarkların etkileşme sonunda ürün parçacık olarak üretilmesi, leptokuark çifti üretimi veya tek leptokuark parçacığı üretimi olarak ikiye ayrılmaktadır (Belyaev ve diğerleri, (2005)). Rezonans durumunda oluşan leptokuarklar sanal parçacıklardır ve doğrudan gözlenemezler. Dolayısıyla etkileşme sonunda bozunduğu parçacıkların dedektörde bırakmış olduğu izlerden söz konusu leptokuarkların özellikleri ve varlığı saptanmaktadır. Standart modelin sorunlarını çözmek için öne sürülen modellerin birkaçında bulunan leptokuarkları araştırmak ve gözleyebilmek için bir parçacık çarpıştırıcısı olan gelecek nesil dairesel hızlandırıcı kullanılacaktır.

Günümüzde, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı(BHÇ) Dünya' daki en büyük parçacık çarpıştırıcısı (LHC Machine, (2008)) olup Fransa ve İsviçre sınırları arasında bulunan bu çarpıştırıcı ve içerisindeki deney düzenekleri Avrupa Nükleer Araştırma Organizasyonu tarafından idare edilmektedir. Çevresi 27 km olup kütle merkezi enerjisi ise 14 TeV' dir. Yapılması planlanan gelecek nesil dairesel hızlandırcının ise çevresi 100 km ve kütle merkezi enerjisi 100 TeV' dir. Bu çarpıştırıcının amaçları ise higss bozonu gibi daha önceden bulunan parçacıkların gözlem hassasiyetinin arttırılması ve leptokuarklar gibi yeni parçacıkların keşfedilmesidir. Gelecek nesil dairesel hızlandırıcısındaki çarpıştırıcı türleri Elektron Proton Çarpıştırıcısı(Lepton

Hadron Çarpıştırıcısı) ve Proton Proton Çarpıştırıcısı(Hadron Hadron Çarpıştırıcısı) olarak planlanmaktadır.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı	: Mehmet DURGUT
Doğum Yeri ve Tarihi	: Bursa – 01.06.1996
Yabancı Dili	: İngilizce
Eğitim Durumu	(Kurum ve Yıl)
Lise	: Malcılar Anadolu Lisesi 2010-2014
Lisans	: Bursa Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü 2015-2020
Yüksek Lisans	:Fizik Bölümü, Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa Uludağ Üniversitesi, Bursa - Türkiye, 2020 - 2023
İletişim	: mehmedotuv@gmail.com