



**VEKTÖR LEPTOKURAKLARIN FCC TEMELLİ
FOTON-PROTON
ÇARPIŞTIRICILARINDA ÜRETİMİ**

Ahmed Najib Ali AL-SOUDİ



T.C.
BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**VEKTÖR LEPTOKURAKLARIN FCC TEMELLİ FOTON-PROTON
ÇARPIŞTIRICILARINDA ÜRETİMİ**

Ahmed Najib Ali AL-SOUDİ
0009-005-3484-8549

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

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA-2023
Her Hakkı Saklıdır.

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

VEKTÖR LEPTOKURAKLARIN FCC TEMELLİ FOTON-PROTON ÇARPIŞTIRICILARINDA ÜRETİMİ

Ahmed Najib Ali AL-SOUDİ

Bursa Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA

Leptokuarklar, Standart Model Ötesi modellerde yer alan hem baryon hem de lepton sayısı taşıyan renk triplet hipotetik parçacıklardır. Kuark ve leptonlar arasındaki etkileşmelerde kesirli yük taşıyan bozon gibi davranmaktadırlar. Leptokuarklar baryon ve lepton sayısının korunumunu belirleyen fermiyon sayısı $F=3B+L$ ilişkisine uyarak $F=0$ ve $F=-2$ iki grupta 9 adet skaler ve 9 adet vektör olarak ikiye ayrılırlar. Bu çalışmada gelecek nesil yüksek enerjili ep temelli foton-proton çarpıştırıcılarında $Q=2/3$ ve $5/3$ elektrik yüklü vektör leptokuarkların tek üretimi anomal manyetik dipol moment ve elektriksel kuadropol moment sırasıyla $\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$ (YM) ve $\kappa_\gamma=1, \lambda_\gamma=0$ (MC) seçimine göre ep temelli ILC500⊗FCC ve PWFA-LC5000⊗FCC γp çarpıştırıcılarında incelenmiştir.

ILC500⊗FCC’de $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV kütle merkezi enerjisinde $2l + j$ kanalında ve MC (YM) bağlaşımında $U_{1\mu}^0$ için 3150 (3100) GeV, $\vec{U}_{3\mu}^0$ için 2400 (2350) GeV, $\vec{U}_{1\mu}^0$ için 3100 (3000) GeV ve $\vec{U}_{3\mu}^{+1}$ için 3300 (3250) GeV kütle değerlerine keşif limitinde ulaşılabilir.

PWFA-LC5000⊗FCC’de $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV kütle merkezi enerjisinde $2l + j$ kanalında ve MC (YM) bağlaşımında $U_{1\mu}^0$ için 6500 (6300) GeV, $\vec{U}_{3\mu}^0$ için 4600 (4500) GeV, $\vec{U}_{1\mu}^0$ için 5600 (5500) GeV ve $\vec{U}_{3\mu}^{+1}$ için 6700 (6500) GeV kütle değerlerine keşif limitinde ulaşılabilir.

Anahtar kelimeler: Standart Model, Standart Model Ötesi, Leptokuark, BBT
2023 xi + 53 Sayfa

ABSTRACT

MSc Thesis

PRODUCTION OF VECTOR LEPTOQUARKS FCC BASED PHOTON-PROTON COLLIDERS

Ahmed Najib Ali AL-SOUDİ

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

Supervisor: Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA

Leptoquarks are color triplet hypothetical particles that carry both baryon and lepton numbers in models beyond the Standard Model. In interactions between quarks and leptons, they act as bosons carrying fractional charges. Leptoquarks are divided into 9 scalars and 9 vectors in two groups, $F=0$ and $F=-2$, in accordance with the $F=3B+L$ relationship, which determines the conservation of the baryon lepton number. In this study, the only production of $Q=2/3$ and $5/3$ electrically charged vector leptoquarks in next generation high-energy ep-based photon-proton colliders with the anomalous magnetic dipole moment and electric quadrupole moment respectively $\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$ and $\kappa_\gamma=1, \lambda_\gamma=0$. ILC500 $\otimes$ FCC and PWFA-LC5000 $\otimes$ FCC were studied at γp colliders.

For ILC500 $\otimes$ FCC $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV center of mass energy at channel $2l + j$ with anomaly coupling MC (YM), the mass values of vector leptoquarks which are $U_{1\mu}^0$ 3150 (3100) GeV, $\vec{U}_{3\mu}^0$ 2400 (2350) GeV, $\vec{U}_{1\mu}^0$ 3100 (3000) GeV and $\vec{U}_{3\mu}^{+1}$ 3300 (3250) GeV can be reached at the discovery limit.

For PWFA-LC5000 $\otimes$ FCC $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV center of mass energy at channel $2l + j$ with anomaly coupling MC (YM), the mass values of vector leptoquarks which are $U_{1\mu}^0$ 6500 (6300) GeV, $\vec{U}_{3\mu}^0$ 4600 (4500) GeV, $\vec{U}_{1\mu}^0$ 5600 (5500) GeV and $\vec{U}_{3\mu}^{+1}$ 6700 (6500) GeV can be reached at the discovery limit.

Key words: Standard Model, Beyond Standard Model, Leptoquarks, GUT.
2023, xi + 53 Page

TEŞEKKÜR

Öncelikle çalışma konumun belirlenmesinde, çalışmanın her aşamasında ve çalışma sürecinde bilgisini, tecrübesini, sabrını ve değerli zamanını esirgemeyen, daima yardımcı olan kıymetli hocam ve danışmanım Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA'ya sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Tez yazımı sürecinde yardım ve tavsiyelerini benimle paylaşan Büşra NİŞ'e ve Ali ÇİÇİ'ye teşekkürlerimi sunuyorum.

Lisans ve yüksek lisans öğrenimim sürecinde her zaman tartışmalarına ve sohbetlerine doyamadığım takıldığım sorunlarda her zaman yardımına yetişen yoldaşım Mehmet DURGUT'a içten teşekkürlerimi iletiyorum.

Son olarak, küçüklüğümde beri bana destek olan ve bu aşamaya gelebilmemi sağlayan her zaman öğütleri motive ve teşvik eden başta babam Najib Ali ALSOUDİ'ye ve kıymetli anneme ve tüm aileme teşekkürlerimi iletiyorum.

Ahmed Najib Ali AL-SOUDİ
31 / 08 / 2023

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	v
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	5
2.1. Standart Model	5
2.1.1. Temel parçacıklar	5
2.1.2. Temel kuvvetler	7
2.1.3. Simetriler	10
2.1.4. Elektrozayıf etkileşimler ve Higgs mekanizması	17
2.1.5. Standart Model Başarıları ve Eksiklikleri	21
3. MATERYAL VE YÖNTEM	24
3.1. Giriş	24
3.2. Buchmüller-Rückl-Wyler Efektif Leptokuark Modeli	25
3.3. Leptokuarkların Üretimi	31
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	33
4.1. Vektör Leptokuarkların FCC’de Foton-Proton çarpıştırıcısında üretimi	33
4.2. ILC $\otimes$ FCC’de Foton-Proton Çarpıştırıcısı	35
4.3. PWFA-LC $\otimes$ FCC’de Foton-Proton Çarpıştırıcısı	39
4.4. Sinyal-Ardalan Analizi	43
4.4.1. ILC $\otimes$ FCC’de Sinyal-Ardalan Analizi	44
4.4.2. PWFA-LC $\otimes$ FCC’de Sinyal-Ardalan Analizi	47
5. SONUÇ	50
KAYNAKLAR	51
ÖZGEÇMİŞ	54

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, e^+	Elektron, Pozitron
ν_e	Elektron nötrinosu
μ, ν_μ	Müon, Müon nötrinosu
τ, ν_τ	Tau, Tau nötrinosu
π, K	Pion, Kaon mezonları
$W^\pm$	W bozonu
Z^0	Z bozonu
g	Gluon
γ	Foton
H	Higgs
Y	Hiperyük
$\beta^\pm$	Beta parçacığı
I_3	Zayıf izospin
Q	Elekrik yükü
C	Renk yükü
P^μ	Dört momentum
ψ	Dalga fonksiyonu
$\mathcal{L}_D$	Dirac lagrangiyen yoğunluğu
$\mathcal{J}^\mu$	Olasılık akısı
D_μ	Kovaryant türev
$\sqrt{s_{p\gamma}}$	Kütle merkezi enerjisi
$G_{\mu\nu}$	Güçlü alan tensörü

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Kısaltmalar	Açıklama
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
BRW	Buchmüller , Rückl ve Wyler
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
ILC⊗FCC	Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı-Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı
PWFA⊗FCC	Plazma Saçak Alanlı Hızlandırıcı-Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı

ŞEKİLLER DİZİNİ

		Sayfa
Şekil 1.1.	Atom Modeli Tarihsel Gelişimi.	3
Şekil 2.1.	Higgs potansiyelin şematik gösterimi.	19
Şekil 4.1.	$\gamma, p \rightarrow LQ, l$ sürecine ait Feynmann diyagramları.	33
Şekil 4.2.	$\tilde{U}_{3\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$, $\kappa_\gamma = 1$ $\lambda_\gamma = 0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ 'de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV için leptokuark kütesine karşılık tesir kesiti grafiği.	35
Şekil 4.3.	$\tilde{U}_{1\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$, $\kappa_\gamma = 1$ $\lambda_\gamma = 0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ 'de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV için leptokuark kütesine karşılık tesir kesiti grafiği.	35
Şekil 4.4.	$\tilde{U}_{3\mu}^1$ ($Q = +5/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$, $\kappa_\gamma = 1$ $\lambda_\gamma = 0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ 'de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV için leptokuark kütesine karşılık tesir kesiti grafiği.	37
Şekil 4.5.	$\tilde{U}_{1\mu}^0$ ($Q = +5/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$, $\kappa_\gamma = 1$ $\lambda_\gamma = 0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ 'de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV için leptokuark kütesine karşılık tesir kesiti grafiği.	37
Şekil 4.6.	$\tilde{U}_{3\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$, $\kappa_\gamma = 1$ $\lambda_\gamma = 0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ 'de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV için leptokuark kütesine karşılık tesir kesiti grafiği.	39
Şekil 4.7.	$\tilde{U}_{1\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$, $\kappa_\gamma = 1$ $\lambda_\gamma = 0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ 'de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV için leptokuark kütesine karşılık tesir kesiti grafiği.	39
Şekil 4.8.	$\tilde{U}_{3\mu}^1$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$, $\kappa_\gamma = 1$ $\lambda_\gamma = 0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ 'de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV için leptokuark kütesine karşılık tesir kesiti grafiği.	41
Şekil 4.9.	$\tilde{U}_{1\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$, $\kappa_\gamma = 1$ $\lambda_\gamma = 0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ 'de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV için leptokuark kütesine karşılık tesir kesiti grafiği.	41
Şekil 4.10.	$\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$ ve $\kappa_\gamma = 1$, $\lambda_\gamma = 0$ için $\tilde{U}_{3\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ve $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV'de sinyal ve ardaan için pozitron enine momentum dağılımları.	44
Şekil 4.11.	$\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$ ve $\kappa_\gamma = 1$, $\lambda_\gamma = 0$ için $\tilde{U}_{1\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ve $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV'de sinyal ve ardaan için pozitron enine momentum dağılımları.	44
Şekil 4.12.	$\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$ $\kappa_\gamma = 1$, $\lambda_\gamma = 0$ için $\tilde{U}_{3\mu}^1$ ($Q = +5/3$) leptokuarkın $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ve $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV'de sinyal ve ardaan için pozitron enine momentum dağılımları.	45
Şekil 4.13.	$\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$ $\kappa_\gamma = 1$, $\lambda_\gamma = 0$ için $\tilde{U}_{1\mu}^0$ ($Q = +5/3$) leptokuarkın $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ve $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV'de sinyal ve ardaan için pozitron enine momentum dağılımları.	45
Şekil 4.14.		

	$\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$ ve $\kappa_\gamma=1, \lambda_\gamma=0$ için $\vec{U}_{3\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ve $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV’de sinyal ve ardaan için pozitron enine momentum dağılımları.	47
Şekil 4.15.	$\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$ ve $\kappa_\gamma=1, \lambda_\gamma=0$ için $\vec{U}_{1\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ve $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV’de sinyal ve ardaan için pozitron enine momentum dağılımları.	47
Şekil 4.16.	$\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$ ve $\kappa_\gamma=1, \lambda_\gamma=0$ için $\vec{U}_{3\mu}^1$ ($Q = +5/3$) leptokuarkın $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ve $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV’de sinyal ve ardaan için pozitron enine momentum dağılımları.	48
Şekil 4.17.	$\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$ ve $\kappa_\gamma=1, \lambda_\gamma=0$ için $\vec{U}_{1\mu}^0$ ($Q = +5/3$) leptokuarkın $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ve $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV’de sinyal ve ardaan için pozitron enine momentum dağılımları.	48



ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 2.1. Kuarklar ve Leptonların özellikleri.	6
Çizelge 2.2. Bozonların özellikleri (Olive, (2014)).	7
Çizelge 2.3. Temel etkileşimlerin özellikleri (Olive, (2014),Griffiths, (2008)). . . .	10
Çizelge 2.4. Simetriler ve korunumlu nicelikler.	15
Çizelge 3.1. Leptokuarklar ve kuantum sayıları (Belyaev ve diğerleri, (2005)). . .	29
Çizelge 3.2. Vektör leptokuarkların bozunum kanalları ve onlara ait dallanma oranları.	31
Çizelge 4.1. FCC’de γp çarpıştırıcısında kullanılacak opsiyonlara ait parametreler.	33
Çizelge 4.2. CalcHEP programından elde edilen γp çarpışmasından gelen vektör LQ’ların üretimi ve sinyal süreçleri.	34
Çizelge 4.3. $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV’de $Q=2/3$ yüküne sahip $\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$ leptokuarkların elektronlar ile yaptığı etkileşmelerde farklı kütle değerlerine karşılık gelen tesir kesitleri.	36
Çizelge 4.4. $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV’de $Q=2/3$ yüküne sahip $\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$ leptokuarkların nötrinolar ile yaptığı etkileşmelerde farklı kütle değerlerine karşılık gelen tesir kesitleri.	36
Çizelge 4.5. $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV’de $Q=5/3$ yüküne sahip $\vec{U}_{3\mu}^1$ ve $\tilde{U}_{1\mu}^0$ leptokuarkların elektronlar ile yaptığı etkileşmelerde farklı kütle değerlerine karşılık gelen tesir kesitleri.	38
Çizelge 4.6. $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV’de $Q=2/3$ yüküne sahip $\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$ leptokuarkların elektronlar ile yaptığı etkileşmelerde farklı kütle değerlerine karşılık gelen tesir kesitleri.	40
Çizelge 4.7. $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV’de $Q=2/3$ yüküne sahip $\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$ leptokuarkların nötrinolar ile yaptığı etkileşmelerde farklı kütle değerlerine karşılık gelen tesir kesitleri.	40
Çizelge 4.8. $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV’de $Q=5/3$ yüküne sahip $\vec{U}_{3\mu}^1$ ve $\tilde{U}_{1\mu}^0$ leptokuarkların elektronlar ile yaptığı etkileşmelerde farklı kütle değerlerine karşılık gelen tesir kesitleri.	42
Çizelge 4.9. ILC⊗FCC’de ($\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV) keşif limitleri.	46
Çizelge 4.10. PWFA-LC⊗FCC’de ($\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV) keşif limitleri.	49

1. GİRİŞ

İnsan merak eden bir varlıktır hep merak etmiştir yine merak etmeye devam edecektir, ve bu merakı gidermek için bugüne kadar uğraşmıştır, farklı zaman dilimlerinde yaptığı çeşitli gözlemlerle veya deneyler ile içindeki o 'neden?' sorusuna cevap aramış ve bulduğu cevapla yetinmeyip yine değişik parametreler deneyerek farklı bir cevap, farklı bir 'sonuç' aramıştır. Böylece 'Bilim' ortaya çıkmış ve zamanla gelişmiştir.

Bilim: Nedensellik, merak ve amaç besleyen, olguları ve iddiaları deney, gözlem ve düşünce aracılığıyla sistematik bir şekilde inceleyen entellektüel ve pratik disiplinlerin bütünüdür. Bilim insanoğlunun varoluşundan beri sürekli gelişmiş ve değişmiştir, Yunan çağının felsefiyle başlayan bu yolculuk insanın doğası gereği gördüğü her nesneyi temeline kadar inceleme isteği ve bununla yetinmeyip bu nesneleri gruplandırma ve sınıflandırma çabası, bilimi hep geliştirmiştir, en basitinden maddeyi ele alalım, eski çağlarda maddenin temel elementlerinin su, ateş, rüzgar ve toprak olduğu yönünde görüşler vardı. Bilim insanları da gördükleri her nesneyi ele alıp incelediklerinde temelinde bölünemeyen bir yapıtaşının olduğunu fark ettiler ve bu bölünemeyen taneciğe atom dediler.

MÖ 460 Democritus Modeli, bu modelin öne sürdüğü fikirlerin içinde tüm maddelerin daha doğrusu elementlerin aynı atomlardan oluştuğu fakat maddenin farklı olması ile atomlarının farklı dizilişlerde ve farklı sayılarda bulunmasından kaynaklandığı savunulmuştu, sonrasında bu fikri daha da geliştiren ve detaylandıran yine bilim insanları olmuştur.

1803 Dalton Atom Teorisi, bu modele göre ise maddenin en küçük yapıtaşı yine küre şeklindeki küçük parçacıklardır ve bu parçacıklar atom ismini korumaya devam etmiştir fakat bu modelde her maddenin atomu diğer maddelerinkinden farklı türde olması gerekmektedir ve bu farklılık elementlerin çeşitlerini oluşturur.

Sonrasında yapılan deneyler bu modeli daha da ileri götürüp geliştirmiştir. (1830 Faraday

Elektroliz Deneyi) bu yıllarda henüz elektron diye bir parçacığın varlığından haberdar olmadıkları dönemlerde Faraday'ın yaptığı bu deneyde elektrik yükünün varlığını bulmuştur. (1897 Crookes tüpü) William Crookes ortaya sürdüğü elektrikli gaz tüpü katot ışınlarını üreterek elektronun keşfedilmesinde öncülük etmiştir. Ardından J. J. Thomson bu deneyi inceleyerek elektronun keşfini deneysel bir şekilde gerçekleştirmiştir ve bu deneyin farklı versiyonlarını düşük basınçtaki hidrojen gaz tüpü ile protonların varlığını öne sürmüştür.

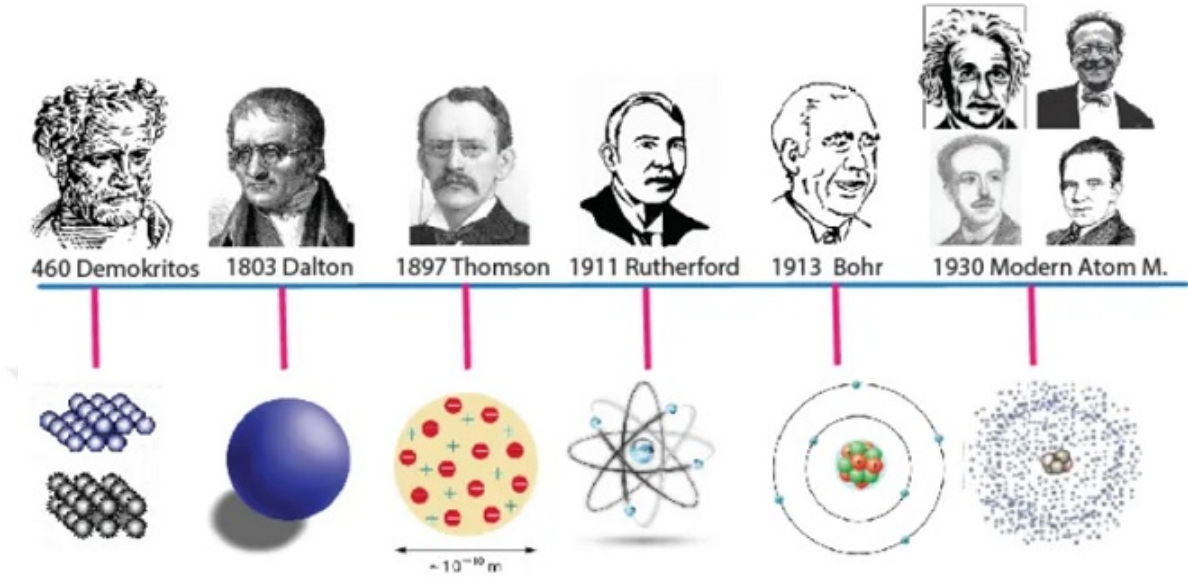
1897 Thomson Atom Teorisi, bu modelde atomu yine bir küre şeklinde tanımlayan Thomson, protonların bu kürenin dış kısmını oluştururken iç kısmına elektronlar rastgele bir şekilde dağıldığı ve aynı şekilde (+) yüklü protonların ve (-) yüklü elektronların atom içinde eşit sayıda bulunduğunu dolayısıyla atomun nötr olduğu görüşünü benimsemiştir.

1911 Rutherford Atom Teorisi, Thomson öğrencisi olan Ernest Rutherford hocasının teorisini ispatlamaya çalışırken yaptığı Rutherford saçılması deneyinde atomun iç kısmının aslında çoğunun boşluk olduğunu, ortasında toplanmış bir çekirdeğin olduğunu, protonların burada yer aldığını elektronların da bu çekirdeğin etrafında dolandığını ve atomun kütlesinin çoğunun çekirdekte bulunduğunu bulmuştur. Böylece Rutherford, hocası elektronun keşfini gerçekleştirdikten sonra protonun keşfini deneysel bir şekilde yapmıştır.

Bu yolculuğu devam ettiren Rutherford'un öğrencisi olan Chadwick hocasının "atom kütlesinin yarısını oluşturan parçacıklar protonlardır" görüşünden sonra başka bir parçacığın varlığını ne kadar öne sürmüş olsa da o güne kadar henüz nötronlar deneysel bir şekilde bulunmamıştı, daha sonra atomun yapısını tamamlayan kişi James Chadwick olmuştur ve bu keşfinden ötürü Nobel ödülünü alma hakkını kazanmıştır.

1913 Bohr Atom Teorisi, bu modele göre elektronlar çekirdek etrafında belirli enerji seviyelerinde hareket ederler ve kesikli enerji ve kesikli açısal momentuma sahip olurlar, bu düzeyler n sayısı ile gösterilir ($n=1,2,3,\dots$). Elektronlar en düşük enerjili düzeyde bulunma eğilimini gösterirler, uyarıldıklarında ise bu en düşük seviyeye geri dönmek ister dönerken de enerji düzeyleri farkı kadar enerjili foton yayınlarlar.

1924 Modern Atom Teorisi, günümüzün teorisinin temelini oluşturan bu model, önceki modellerin eksikliğini kısmen de olsa ortadan kaldırmıştır. Bu model Louis de Broglie tarafından öne sürülen dalga parçacık ikilemi ve Werner Heisenberg belirsizlik ilkelerini birleştirerek atomun en ideal modelini oluşturmaktadır.



Şekil 1.1: Atom Modeli Tarihsel Gelişimi.

Böylelikle eski çağlardan beri bilinen maddenin en küçük yapıtaşının atom olmadığı atomun içinde de daha küçük parçacıklar olduğu sonucuna ulaşılmış, hatta bu parçacıkları (Elektron hariç) oluşturan daha da küçük yapıtaşları olduğu ve bunlara **Kuark** ismi verildiği ileriye zamanlarda deneysel verilerle bulunmuştur, böylece bilimi geliştiren deneyler ve yeni modeller ortaya atılmaya devam etmiştir. Elde edilen tüm sonuçlar sonrasında günümüzün en ideal, en efektif modeli Standart Model (SM) oluşturulmuştur. Bu model öncesinde öne sürülen modellerin en zengini olmasına ve yapılan deneysel verilerle ilginç ölçüde uyuşmasına rağmen yine açıklayamadığı bazı konular olmuştur. Bu yüzden bilim insanları sürekli çözümler aramanın peşine düşmüşlerdir ve çalışmalarının sonucunda Standart Model Ötesi Modeller aramaya yönelmişlerdir.

Standart Model ötesi (Beyond The Standard Model-BSM) modeller gün geçtikçe daha da önem kazanmaya başlamıştır. Bu modellerin, Standart Model'in (SM) çözüm üretmediği bazı sorunlara çözüm önerilerinde bulunması bilim insanları cezbetmiştir.

Bu tez çalışmasında, BSM içinde skaler ve vektör olmak üzere yer alan egzotik parçacıklardan

biri olan Leptokuarkların (LQ), $Q=2/3$ ve $5/3$ yüküne sahip vektör leptokuarklar modelin serbest parametreleri dikkate alınarak FCC (Future Circular Collider) temelli foton proton çarpıştırıcılarında üretimi incelenecektir. İlk bölüm genel bir girişten oluşmaktadır, ikinci bölümde Standart Model ve genel yapısı verilecektir. Üçüncü bölümde ise Leptokuarkların öngörüldüğü BRW (Buchmüller, Rückl ve Wyler) modelinin teorik alt yapısı sunulacaktır. Dördüncü bölümde $Q=2/3$ ve $5/3$ yüküne sahip vektör leptokuarkların FCC temelli foton proton çarpıştırıcılarına ait çarpıştırıcı parametrelerini kullanarak üretim mekanizmaları ve nümerik hesaplamalar sunulacaktır. Son olarak beşinci bölümde elde ettiğimiz bu verilerden çıkarılan sonuçlar tartışılacaktır.



2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Standart Model

Standart Model (SM) bugüne kadar deneysel verilerle en büyük uyumu gösteren efektif bir modeldir, sahip olduğu bu özellik onu uzun süredir kullanılan ve kabul edilen en uygun model haline getirmiştir.

"Peki bu Standart Model nedir?" "Onu oluşturan unsurlar nelerdir?" gibi sorular bu bölümde yanıtlanacaktır. Standart Model, temel parçacıkları ve bu parçacıklar arasındaki etkileşimleri açıklayan bir modeldir. Bu modelin efektif, renormalize edilebilir ve geliştirilebilir olması onu hep ön planda tutmuştur.

SM, temel parçacıkları spin durumlarına göre iki ayrı grupta inceler, bunların ilki spini yarım ($1/2, 3/2, \dots$) olan fermiyonlardır, diğer grup da spini tam ($0, 1, 2$) olan bozonlardır. Standart Model sahip olduğu parçacık sayısı (61 adet), serbest parametre sayısı (26 adet) ve halen cevaplanması gereken sorulara sahip olması nedeniyle daha temel bir teoriye yönelmemize yol açmaktadır.

2.1.1. Temel parçacıklar

• **Fermiyonlar:** Fermi-Dirac istatistiğine göre davranan bu parçacıklar spini yarım olup Pauli dışarlama ilkesine uyarlar, ayrıca maddesel parçacıklar olarak da bilinirler. Pauli dışarlama ilkesi iki parçacığın aynı kuantum durumunda olamayacağını söyler. Fermiyonlar yarım spinli olmaları ve kendi etrafında 360° döndürüldüğünde kendisine dönmediği asimetriğine dönüştüğü için bu ilkeye uymaktadırlar. Asimetrik olan bu parçacıklar yine kendi içerisinde iki gruba ayrılırlar, bunlar kuarklar ve leptonlardır. Bilim insanları bu parçacıkları üç aileye ayırmıştır, bu aile yapısı parçacıklar arasındaki ilginç fiziksel benzerliklere dayanır.

Birinci aile kuarkları, yukarı (up- u) ve aşağı (down- d) kuarklardır, birinci aile leptonları ise elektron (e) ve elektron nötrinosu (ν_e)'dur. Maddenin temel yapı taşları (elektronlar ve çekirdeğin içinde yer alan protonlar ve nötronlar) bu birinci aileden gelen parçacıklardan

oluşur. İkinci aile kuarkları tılsım (charm- c) ve acayip (strange- s) kuarklardır, ikinci aile leptonları ise müon (μ) ve müon nötrinosu (ν_μ)'dur. İkinci aile parçacıkları, birincisine göre daha ağır parçacıklardır, bundan dolayı doğada bulunmaları kolay değildir, kısa sürede onlardan daha hafif parçacıklara bozunmaktadırlar. Üçüncü aile kuarkları üst (top- t) ve alt (bottom- b) kuarklarıdır, üçüncü aile leptonları ise tau (τ) ve tau nötrinosu (ν_τ)'dur. Üçüncü aile parçacıkları, birinci ve ikinci aile parçacıklarından daha ağır olan parçacıklardır ve oldukça kısa sürede bozunuma uğradıkları için ancak büyük hızlandırıcı deneylerinde gözlemlenmektedirler.

Kuarklar üç farklı çeşniye (renk yükü) sahiptir. Bunlar kırmızı, mavi ve yeşildir. Ayrıca kuarklar ve leptonlar, her bir parçacık için aynı özellikleri taşıyan fakat zıt yüke sahip bir karşıt parçacığa (antiparçacık) da sahiptir. Böylece Fermiyonların temel parçacıklarının sayısı 6 kuark (çeşnileri ile 18) ve 6 lepton bunlara antiparçacıkları da eklenirse, 48 adet parçacıktan oluştuğu görülmektedir. (Çizelge 2.1)'de bu parçacıklar ile ilgili bazı fiziksel özellikler verilmiştir (Olive, (2014)).

Çizelge 2.1: Kuarklar ve Leptonların özellikleri.

Kuarklar				Leptonlar			
Parçacık	Yük	Çeşni	Kütle (GeV/c^2)	Parçacık	Yük	Çeşni	Kütle (MeV/c^2)
u	+2/3	3	0,002	e^-	-1	1	0,511
d	-1/3	3	0,004	ν_e	0	1	$<7 \times 10^{-6}$
c	+2/3	3	1,29	μ	-1	1	106
s	-1/3	3	0,095	ν_μ	0	1	$<0,3$
t	+2/3	3	173	τ	-1	1	1784
b	-1/3	3	4,18	ν_τ	0	1	<30

Bunun yanı sıra kuarkların bir araya gelmesinden oluşan parçacıklar da mevcuttur, bu tür parçacıklara "**hadronlar**" ismi verilir. Hadronların yapısını daha iyi anlayabilmek için 1960'larda bağımsız bir şekilde (Gell-Mann, (1961)) ve (Zweig, (1964)) yaptıkları çalışmalara bakılabilir. Bu çalışmalarda hadronların içinde daha temel parçacıkların var olduğunu ve bu parçacıklara kuark adı verildiğini öne sürmüşlerdir. Hadronları içinde bulunan kuark sayısına göre ayıracak olursak, üç adet kuarktan qqq (veya üç adet anti-kuark $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) oluşan "**baryonlar**" ve birer adet kuark ve antikuarktan $q\bar{q}$ oluşan "**mezonlar**" olarak iki gruba ayırabiliriz. Baryonlar için verilebilecek en iyi örnek; protonlar (uud) ve nötronlardır (ddu).

Mezonlardan bazıları ise, pion π ($u\bar{d}$) ve kaon K ($u\bar{s}$)'dur.

• **Bozonlar:** Bose-Einstein istatistiğine uyan bu parçacıklar tam sayılı spine sahip olup, kuvvet taşıyıcı parçacıklar olarak bilinirler. Bozonlar simetrik parçacıklardır yani 360° döndürüldüklerinde kendisine dönüşen parçacıklardır, dolayısıyla Pauli dışarlama ilkesine uymazlar. Bu parçacıklar spin durumuna göre yine iki grupta incelenebilir; spini 1 olan vektör bozonlar ($W^\pm, Z^0, g, \gamma$) bu parçacıklar temel kuvvetlerin etkileşimlerini taşıyan parçacıklardır. (2.1.2. bölümünde detaylı anlatılacaktır) Diğer grup ise spini 0 olan skaler bozonlar ve bu grupta yalnızca Higgs bozonu yer almaktadır, Higgs bozonu temel parçacıkların kütle kazanmalarından sorumlu olan parçacıktır.

Çizelge 2.2: Bozonların özellikleri (Olive, (2014)).

Bozonlar			
Parçacık	Yük	Spin	Kütle (GeV/c^2)
γ	0	1	0
$W^\pm$	± 1	1	80,4
Z^0	0	1	91,2
g	0	1	0
Higgs	0	0	>112

Böylece Standart Modelin temel parçacıkların sayısına 13 parçacık ($W^\pm, Z^0, g, \gamma, H$) daha eklenmiştir. Gluonlar g renk yükü bakımından 8 tane bağımsız parçacık içerir, dolayısıyla toplamda 61 adet SM parçacığı olduğu deneysel olarak ispatlanmıştır.

2.1.2. Temel kuvvetler

Doğada bilinen 4 adet temel kuvvet vardır, bunlar güçlü nükleer kuvvet, zayıf nükleer kuvvet, elektromanyetik kuvvet ve kütle çekim kuvvetidir. Bu kuvvetlere yakından bakacak olursak, bunların en zayıfı kütle çekim kuvvetidir, aynı zamanda bu kuvvet günlük yaşantımızda karşılaşılabileceğimiz en yaygın kuvvettir ve menzili sonsuz olarak kabul edilir. Günlük yaşantımızda görebileceğimiz ikinci yaygın kuvvet elektromanyetik kuvvettir, bu kuvvet

yükün olduğu her yerde etkisini gösterir, bundan dolayı menzili yine sonsuz olduğu kabul edilir. Elektronların (eksi yüklü parçacıklar) protonlar (artı yüklü parçacıklar) tarafından çekilmesindeki temel kuvvet veya aynı cins yüklü parçacıkların birbirini itmesindeki temel kuvvet de elektromanyetik kuvvettir. Zayıf nükleer kuvvet ise bu ikisine göre daha kuvvetlidir ve kararsız çekirdeklerin bozunmasından (radyoaktivite) sorumlu olan kuvvettir. Güçlü nükleer kuvvet ise temel kuvvetlerin en güçlüsüdür ve çekirdeğin içinde bulunan protonların ve nötronların (nükleonların) etkileşiminden sorumlu olan kuvvettir.

Standart Model bu temel kuvvetlerin üçünü, yani elektromanyetik kuvvet, zayıf nükleer kuvvet ve güçlü nükleer kuvveti başarılı ve ayrıntılı bir şekilde inceleyebilmektedir, hatta bu kuvvetlerden elektromanyetik ve zayıf kuvvetleri elektrozayıf etkileşimler altında birleştirmeyi başarmıştır. Bunun yanı sıra SM model kütle çekim kuvvetini incelemekte eksik kalmaktadır bundan dolayı Standart Model ötesi modeller önerilir. Bu modeller, SM'in başarı ve eksikliklerini incelerken ele alınacaktır.

- **Elektromanyetik kuvvet;** bu kuvvet elektrik ve manyetik etkileşimlerin birleşiminden gelmektedir, Maxwell 19.yy'da zamanla değişen bir elektrik alanın manyetik alan oluşturduğunu aynı şekilde de zamanla değişen bir manyetik alanın da elektrik alan oluşturduğunu gözlemlemiştir;

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (2.1)$$

Böylece bu iki kuvvetin tek bir etkileşim altında incelenebileceğini ispatlamış ve buna elektromanyetik etkileşimler ismi vermiştir. Elektromanyetik etkileşimler SM içinde $U(1)_Y$ simetri grubu altında incelenmektedir (burada Y hiperyük), bu etkileşimi taşıyan parçacık ise fotondur (γ). foton kütesiz olduğu kabul edildiği için bu kuvvetin erim mesafesinin sonsuz olmasını mümkün kılar.

- **Zayıf Nükleer kuvvet;** bu kuvvet çekirdeklerin kararsız olmasından sorumlu olan kuvvettir. Örneğin; çekirdeğinde fazla proton içeren elementler, kararsız oldukları için kendilerinden daha küçük ve kararlı elementlere bozunurlar. Beta bozunumunda da protonun nötrona dönüşmesi veya tersi bunun beraberinde bir nötrino çıkması bu kuvvetin etkilerindendir.

$$\beta^+; \quad p \longrightarrow n + e^+ + \nu_e \quad \beta^-; \quad n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.2)$$

SM içinde bu etkileşimler $SU(2)_L$ simetri grubu altında incelenmektedir ve etkileşimi taşıyan parçacıklar da $W^\pm, Z^0$ bozonlarıdır.

SM bu iki etkileşimi tek bir etkileşim altında inceleyebilmektedir ve bu tür etkileşimlere elektrozayıf etkileşimler denmektedir, Weinberg (Weinberg, (1967)) ve Salam (Salam, (1968)) ayrı bir şekilde yaptıkları çalışmalar sonucu yüksek enerjilerde bu birleştirmenin temelini sağlamıştır (Glashow, (1961)).

Böylece elektrozayıf etkileşimler SM’de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetrisi altında incelenebilmektedir. Daha sonra bu simetrinin kendiliğinden kırılması sonucunda bu grubun parçacıkları Higgs alanı ile etkileştikleri için parçacıklar kütle kazanırlar. Foton, Higgs alanı ile etkileşime girmediği için kütesiz bir parçacıktır. Böylece Elektrozayıf etkileşimin simetri grubu $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ kırılır ve yeni bir simetri ortaya çıkarır.

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \longrightarrow U(1)_{EM}$$

Elektrozayıf etkileşimleri gösteren korunum yasasında üç adet yük bulunmaktadır (Nakano ve Nishijima, (1953), Gell-Mann, (1956));

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.3)$$

burada Q elektrik yükünü temsil ederken I zayıf izospini ve Y hiperyükü temsil etmektedir.

• **Güçlü Nükleer Kuvvet;** bu kuvvet önceden de bahsettiğimiz gibi nükleonların çekirdek içindeki etkileşiminden sorumlu olan kuvvettir, bu kuvvet temel kuvvetlerin en şiddetlisi olarak kabul edilir. SM’de $SU(3)_C$ simetrisi altında incelenmektedir, burada C renk yükünü temsil eder. Bu etkileşimi taşıyan parçacık da Gluon (g)’dur. Gluonlar kuarklar arasındaki etkileşimi sağlayan parçacıklar olmasının yanı sıra sahip oldukları renk yükleri sayesinde kendi aralarında da etkileşime girerler, aynı şekilde zayıf etkileşimlerin taşıyıcı parçacıkları ($W^\pm, Z^0$) kütleli olmalarından ötürü yine kendi aralarında etkileşime girerler. Fakat elektromanyetik etkileşimlerin taşıyıcı parçacığı olan foton kütesiz olduğu için kendisiyle etkileşime

girmez. Gluonlar kütesiz oldukları için Güçlü etkileşimin erim mesafesinin sonsuz olması beklenirken erim mesafesi 4 etkileşimden en kısa olan kuvvettir. Bu da kuark hapsinden kaynaklanır, kuark hapsi kuarkların doğada başı başına yalnız bulunamadığı görüşünü ortaya sürer. Bundan dolayı bu kuvvetin etkileşim parçacığı kütesiz olmasına rağmen erim mesafesi çok küçüktür.

• **Kütle Çekim Kuvveti**; bu kuvvet Gravitasyonel kuvvet olarak da bilinir. Günlük yaşantıda en çok karşılaştığımız kuvvet olmasına rağmen hala gizemini koruyan kuvvettir, diğer bir deyişle Standart Model bu kuvvet ile ilgili yeterli yorumları ve açıklamaları yapamamaktadır. Kütle çekim kuvvetinin taşıyıcı parçacığı Graviton'dur. Bu parçacık ile ilgili gerekli bilgiler henüz keşfedilmemiştir, örneğin gravitonun kütleli bir parçacık olup olmadığı belirsiz (deney-sel olarak hesaplanmamıştır) fakat bu etkileşimin erim mesafesinin sonsuz olmasından ötürü bu etkileşimi taşıyan parçacığın kütesiz olabileceğini düşünmek de mümkündür. Ayrıca bu kuvvet 4 temel kuvvetlerin en zayıfı olarak bilinir. Böylece bu etkileşimin ara parçacığı graviton (varsayımsal parçacık) ve erim mesafesi sonsuz olmaktadır.

Çizelge (2.3)'de bu kuvvetlerin özellikleri yer almaktadır.

Çizelge 2.3: Temel etkileşimlerin özellikleri (Olive, (2014),Griffiths, (2008)).

Temel etkileşimler				
Etkileşim Türü	Simetrisi	Taşıyıcı parçacık	Şiddet	Erim (m)
Güçlü etkileşimler	$SU(3)_C$	Gluon (g)	10	10^{-15}
Zayıf etkileşimler	$U(1)_Y$	$W^\pm, Z^0$	$10^{-4} - 10^{-12}$	10^{-18}
Elektromanyetik etkileşimler	$SU(2)_L$	Foton (γ)	10^{-2}	sonsuz
Gravitasyonel etkileşimler	-	Graviton	10^{-38}	sonsuz

2.1.3. Simetriler

Fizikte simetriler önemli bir yere sahiptir. Özellikle parçacık fiziğinde simetri vazgeçilmez bir olgudur, belirli dönüşüm altında sistem eğer değişmeden kalabiliyorsa o sistem bir simetriye sahiptir. Bir eşkenar üçgen düşünelim, bu üçgen belirli bir eksen etrafında 120° döndürülürse yine eski haline gelecektir yani başka bir deyişle o üçgen bu dönüşümden etkilenmeyecektir eski halinden farkı olmayacaktır, bu da onun bu rotasyon altında invaryant

kaldığını gösterir. Aynı şekilde lagrangiyen veya hareket denklemleri eğer herhangi bir dönüşüm altında değişmeden kalabiliyorsa o zaman o sistemde bir simetri vardır veya o sistem bu dönüşüm altında invaryanttır.

Simetriler, dış (uzay-zaman) simetriler ve iç simetriler olarak iki gruba ayrılır. Dış simetriler daha çok sistemin dışında oluşan olgularla ilgilenir örneğin zamanda öteleme dönüşüm jeneratörü enerji operatörüdür, uzayda öteleme jeneratörü çizgisel momentum operatörüdür, böylece uzay-zaman dönüşüm operatörü 4-momentumdur ($P^\mu = E/c, \vec{P}$). Benzer şekilde rotasyonlar dönüşüm jeneratörü açısal momentumdur. İç simetriler ise sistemin alanına etki eden simetrilerdir ve daha çok sistemin iç yapısıyla ilgili olur. Bu simtreler aynı zamanda ayar dönüşümlerini oluşturur ve kendi içerisinde iki gruba ayrılır; bunlar global simetri ve lokal simetri gruplarıdır. Global simetri gruplarının dönüşüm parametreleri uzay-zamandan bağımsız simetrilerdir. Lokal simetri gruplarının dönüşüm parametreleri ise uzay-zamanın bir fonksiyonu olan simetrilerdir. Parçacık fiziğinde lokal simetriler global simetrilere göre daha çok ilgi görmektedir. Bunun nedeni ise sistemi uzay-zaman dönüşümleri altında invaryant bırakmasıdır bu dönüşümlere ayar dönüşümleri denir.

Bir örnek inceleyecek olursak, fiziksel nicelikler mutlak faz dönüşümleri altında değişmeden kalmaktadır, bu da mutlak fazın fiziksel bir nicelik olmamasından kaynaklanmaktadır.

Dalga fonksiyonu ψ olan bir sistem düşünelim mutlak faz dönüşümü altında;

$$\psi' = e^{i\theta} \psi \quad ; \quad \psi'^* = (e^{i\theta} \psi)^* = e^{-i\theta} \psi^* \quad (2.4)$$

bu denklemin olasılık yoğunluğu;

$$|\psi'|^2 = (e^{-i\theta} \psi^*)(e^{i\theta} \psi) = |\psi|^2 \quad (2.5)$$

şeklinde değişmeden kaldığını görürüz, bu dönüşüm enerji üzerinde yapılırsa;

$$\langle E' \rangle = \int \psi'^* H \psi' dx = \int (e^{-i\theta} \psi^*) H (e^{i\theta} \psi) dx \quad (2.6)$$

$$= \int \psi^* H \psi dx = \langle E \rangle \quad (2.7)$$

denklem (2.7)'den görüldüğü üzere fiziksel nicelikler mutlak fazdan bağımsızdır, dolayısıyla bu dönüşüm altında lagranjiyenin de değişmeden kalması gerekir. Bunu test etmek için dirac lagranjiyenini ele alalım;

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (2.8)$$

faz dönüşümleri de uzay-zamandan bağımsız (global dönüşüm) olsun;

$$\psi' = e^{i\theta}\psi \quad ; \quad \bar{\psi}' = e^{-i\theta}\bar{\psi} \quad (2.9)$$

şimdi lagranjiyeni faz dönüşümleri altında yazarsak;

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_D &= \bar{\psi}'(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi' \\ &= (e^{-i\theta}\bar{\psi})(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)(e^{i\theta}\psi) \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = \mathcal{L}_D \end{aligned} \quad (2.10)$$

olur. Bu denklemden şunu anlayabiliriz, lagranjiyen bu global mutlak faz dönüşümü altında değişmeden kalmaktadır. Peki bu dönüşüm parametresi uzay-zamanın bir fonksiyonu (lokal dönüşüm $\theta(x)$) lagranjiyen üzerinde uygulandığında (McMahon, (2009));

$$\psi' = e^{iq\theta(x)}\psi \quad ; \quad \bar{\psi}' = e^{-iq\theta(x)}\bar{\psi}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_D &= \bar{\psi}'(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi' \\ &= (e^{-iq\theta}\bar{\psi})(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)(e^{iq\theta}\psi) \\ &= (e^{-iq\theta}\bar{\psi}) \left[-q\gamma^\mu (\partial_\mu \theta)\psi + i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\psi \right] e^{iq\theta} \\ &= \underbrace{\bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi}_{\mathcal{L}_D} - q\bar{\psi}\gamma^\mu (\partial_\mu \theta)\psi \end{aligned} \quad (2.11)$$

denklemden görüleceği üzere lagranjiyenin yanında bir terim daha ortaya çıkar. Bu terimi şu şekilde tanımlayabiliriz $\mathcal{J}^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$, burada $\mathcal{J}^\mu$ 4-olasılık akısıdır;

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_D &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi(\partial_\mu\theta) \\ &= \mathcal{L}_D - q\mathcal{J}^\mu(\partial_\mu\theta)\end{aligned}\quad (2.12)$$

genel olarak bu ifade ($\mathcal{J}^\mu(\partial_\mu\theta)$) sıfırdan farklı bir değere sahiptir, oysa lagranjiyenin mutlak faz dönüşümü altında değişmeden kalması gerekiyordu aksi takdirde fiziksel nicelikler mutlak faza bağlı olurdu ve bu sonuç kabul edilebilir bir sonuç değildir. Dolayısıyla bu sonuç, yazdığımız Dirac lagranjiyeninde bir eksiklik olduğunu düşünmeye yol açar. Bu eksikliği tamamlamak için bir alan tanımlayabiliriz. A_μ vakumda bir alan olsun, bu alanı lagranjiyen içinde yazacak olursak;

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_D &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + q\mathcal{J}^\mu A_\mu \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu\end{aligned}\quad (2.13)$$

eğer bu tanımladığımız alan mutlak faz dönüşümü altında;

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu \quad A'_\mu = A_\mu + (\partial_\mu\theta) \quad (2.14)$$

şeklinde dönüşüyorsa, o halde denklem;

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_D &= \bar{\psi}'(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi' + q\bar{\psi}'\gamma^\mu\psi' A'_\mu \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - \underline{q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi(\partial_\mu\theta)} \\ &\quad + \underline{q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu} + \underline{q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi(\partial_\mu\theta)}\end{aligned}\quad (2.15)$$

şeklinde yazılır, altı çizili ifadeler birbirini götürürse;

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_D &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \\ &= \mathcal{L}_D\end{aligned}\quad (2.16)$$

Böylece vakumda ψ ve $\bar{\psi}$ dalga fonksiyonuna sahip fermiyonlar ve yanında da A_μ alanı ve bu alanın $A'_\mu = A_\mu + (\partial_\mu \theta)$ şeklindeki dönüşüme sahip olduğunu kabul edersek, lokal mutlak faz dönüşümleri altında langrangiyenin değişmeden kaldığını yani invaryant kaldığını görebiliriz (Moriyasu, (1983));

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + q\bar{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu \quad (2.17)$$

bu dönüşüme ayar dönüşümü denir, ancak yazdığımız bu lagranjiyende kinetik terimler hala eksiktir. Tanımlanan A_μ alanı, Maxwell denklemlerine ayar dönüşümleri yapıldığında foton alanı olduğu görülür. Bu alanın fiziksel anlam kazanabilmesi için ona ait kinetik terim de eklenmelidir.

Bu terim için aşağıdaki gibi bir tensör tanımlarsak;

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (2.18)$$

ve Lorenz ayarını da kullanırsak;

$$\partial_\mu \partial^\mu A^\nu = 0 \quad (2.19)$$

o halde dalga denklemi;

$$\partial_\mu \partial^\mu A^\nu \equiv \partial_\mu F^{\mu\nu} = 0 \quad (2.20)$$

olur. Böylece ayar dönüşümlerinde foton olarak varsaydığımız A_μ alanının hareket denklemi $\partial_\mu F^{\mu\nu} = 0$ olarak yazılır ve bu denklemi sağlayan lagranjiyen de;

$$\mathcal{L}_{A_\mu} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.21)$$

şeklinde yazılır, böylece yukarıda denklem (2.17)'de belirttiğimiz lagranjiyeninin eksik terimini elde etmiş olduk, denklem de;

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + q\bar{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.22)$$

halini alır. Bu denklem Kuantum Elektrodinamik teorisinden başka bir şey değildir. Eğer $D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu$ şeklinde bir kovaryant türev tanımlanırsa denklemi;

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.23)$$

olur. Böylelikle ayar dönüşümleri ve simetri türlerini incelenmiştir, bu simetrilere eşlik eden korunum yasaları ise;

Çizelge 2.4: Simetriler ve korunumlu nicelikler.

Simetri Dönüşümü	Korunumlu Nicelik
Rotasyonlar	Açısal momentum
Zamanda öteleme	Enerji
Uzayda öteleme	Çizgisel momentum

Fizikte bilindiği üzere korunumlu nicelikler vardır. Bu korunumlu niceliklerden bazıları enerji, çizgisel ve açısal momentum ve yük gibi niceliklerdir. Noether teoremine göre bu korunumlu nicelikler aslında bir simetrinin sonucunda oluşur, yani korunumlu bir nicelik varsa altında bir simetri yatmaktadır veya tam tersine bir simetri varsa o zaman o simetri bir korunumlu nicelik ortaya çıkarır. Çizelge (2.4)'de simetriler ve bunlara karşılık gelen korunumlu nicelikler yer almaktadır.

Yukarıda belirttiğimiz gibi Noether, her simetrinin altında bir korunum yasasının yattığını söyler (Noether, (1918)), peki bu Noether teoremi nedir?

Herhangi bir koordinatta lagranjiyen küçük dönüşümler altında değişmeden kalıyorsa;

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} + \delta\mathcal{L} \quad (2.24)$$

denklemindeki $\delta\mathcal{L}$ ifadesi sıfır olmalıdır. Bunu incelemek için lagranjiyenin bağlı olduğu parametreleri dikkate alınmalıdır;

$$\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu\phi) \quad (2.25)$$

bu lagranjiyenin bağı olduğu ifadelerle küçük değişimler yapılırsa;

$$\delta \mathcal{L} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta \phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \delta(\partial_\mu \phi) = 0 \quad (2.26)$$

burada δ ve ∂_μ operetörleri komüt operetörler olduğu için yer değiştirme özelliğine sahip, aynı şekilde denklemde kullanılan ϕ skaler alan keyfi olarak seçilmiştir (yerine vektör alan da alınabilir). şimdi ifadenin ilk kısmını eğer Euler-Lagrange denkleminde yazarsak;

$$\delta \mathcal{L} = \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \right) \delta \phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \partial_\mu (\delta \phi) = 0 \quad (2.27)$$

elde edilir. Bu ifade aslında bir çarpımın türevidir bunları tek bir parantez içinde yazarsak;

$$\delta \mathcal{L} = \partial_\mu \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \delta \phi \right] = 0 \quad (2.28)$$

alan teorisinde denklemde parantez içindeki ifadeye korunumlu akım yoğunluğu denir, yani bu denklemin korunumlu niceliğini verir ve $\mathcal{J}^\mu$ ile gösterilir. Buna karşılık gelen bir korunumlu yük yoğunluğu vardır, bu akım yoğunluğunun sıfırcı bileşini (yani $\mu = 0$) yük yoğunluğunu verir, böylece alanın korunumlu yük yoğunluğu;

$$\mathcal{J}^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi} \delta \phi \quad (\mu = 0) \quad \mathcal{J}^0 = \rho = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_0 \phi} \delta \phi \quad (2.29)$$

toplam yük ise;

$$Q = \int d^3x \rho \quad (2.30)$$

Şeklinde yazılır. Sonuç olarak, eğer simetri varsa, Q bu sistemin korunumlu yükünü verir ve bu yük her zaman korunmalıdır. Bu da doğadaki simetrilerin bir korunumlu niceliğe karşılık geldiğini gösterir.

2.1.4. Elektrozayıf etkileşimler ve Higgs mekanizması

Elektromanyetik etkileşimler ve zayıf etkileşimlerin elektrozayıf etkileşimler altında incelendiğini dile getirilmişti, bu etkileşimler $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetri grubu altında incelenmektedir. Bu etkileşimlerin ara parçacıkları foton, Z ve $W^\pm$ bozonlarıdır. Elektromanyetik ve yüksüz zayıf etkileşimler (ara parçacığı foton ve Z bozonu olan) sağ ve sol elli fermiyonlar üzerinde etkisini gösterirken yüklü zayıf etkileşimler (ara parçacığı $W^\pm$ bozonu olan) parite ihlali içerir ve sadece sol elli fermiyonlar üzerinde etkisini gösterir. Bu fermiyonlara ait alanları Φ_L sol elli fermiyonlar için ve Φ_R sağ elli fermiyonlar için (Nagashima, (2010));

$$\Psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\Psi \quad \Psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\Psi \quad (2.31)$$

Burada γ^5 Dirac matrisidir ve $\gamma^5 = \gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ şeklinde yazılır.

$SU(2)$ simetrisi altında sağ ve sol elli fermiyonları farklı bir şekilde dönüştür, bu dönüşümlerin ilki bir zayıf izospin ikilisine diğeri ise teklisine dönüşmektedir. Dönüşümleri aşağıdaki gibi gösterebiliriz;

$$L = \begin{pmatrix} \nu \\ l \end{pmatrix}_L, \quad Q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad l_R, u_R, d_R \quad (2.32)$$

Burada birinci ve ikinci terim sol elli fermiyonların ikilileri yer alır, diğer terimler ise sırasıyla lepton, up (yukarı) ve down (aşağı) kuarkların sağ elli teklileri yer almaktadır. SM'de sağ elli nötrinolar henüz gözlemlenmedi.

$SU(2)_L$ simetrisinin ayar alanlarını W ile temsil edilir, $U(1)_Y$ simetrisinin ise B ile gösterilirse;

$$D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^i \frac{\sigma^i}{2} - ig'B_\mu \frac{Y}{2} \quad (2.33)$$

Burada g ve g' , $SU(2)$ ve $U(1)$ simetrilerinin bağlaşım parametreleridir. Böylece elektrozayıf etkileşimlerin lagranjiyeni şu şekilde yazılabilir;

$$\mathcal{L}_{EW} = -g'\bar{\Psi}\gamma^\mu B_\mu \frac{Y}{2}\Psi - g\bar{\Psi}\gamma^\mu W_\mu^i \frac{\sigma^i}{2}\Psi - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} \quad (2.34)$$

Burada;

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.35)$$

ve

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \varepsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (2.36)$$

dir.

Burada bazı sorunlar ortaya çıkmaktadır, ve bu sorunları çözecek mekanizmaların SM içinde olması beklenir (Peskin ve Schroeder, (1995)). Bu sorunların biri, ayar bozonları teoride kütsüz olarak kabul edilse de yapılan deneysel verilerden onların bir kütleyle sahip oldukları görülmüştür. Bu sorunu ortadan kaldırmak için Englert-Brout-Higgs mekanizması önerilir (Higgs, (1964), Guralnik ve diğeri, (1964), Englert ve Brout, (1964)). Bu mekanizma karmaşık skaler alanlardan oluşan ek bir izospin ikilisi sunar, bu alanlar nötr ve pozitif yüklü bileşenlerden oluşur;

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

Buna karşılık gelen lagranjiyen de;

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

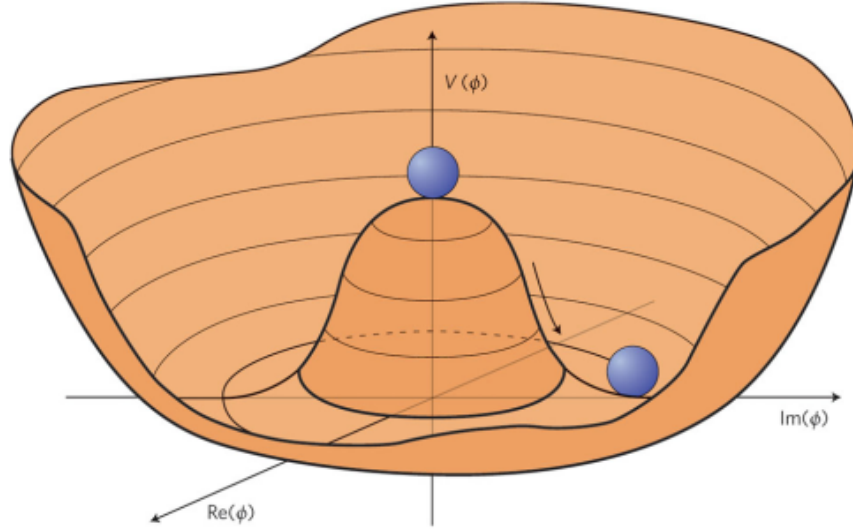
Burada denklemin ikinci terimi Higgs potansiyelini ($V(\Phi)$) temsil eder. ($V(\Phi)$) Higgs potansiyeli iki parametreye bağlı olarak davranış gösterir (λ ve μ^2). Eğer $\lambda < 0$ ise Higgs potansiyeli kararlı olmadığı için fiziksel olarak kabul edilmemektedir, eğer λ ve μ^2 ikisi de pozitifse Higgs potansiyeli $\Phi = 0$ için kararlı bir global minimumu olmaktadır. Eğer $\lambda > 0$ fakat $\mu^2 < 0$ ise minimum dejenere olur ve üç boyutlu bir şekilde sürekli olur.

Böylece;

$$\Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{\nu^2}{2} \quad (2.39)$$

Burada ν vakumun beklenen değeri (VEV)'dir. Bu kendiliğinden kırılmayan ν vakumu Goldstone teoremine (Goldstone, 1961) göre üç kütsüz goldstone bozonunun varlığını ortaya çıkar, ve bu lagranjiyenin sürekliliğinde kendiliğinden simetri kırılmasına yol açar. Böylece Higgs alanı;

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



Şekil 2.1: Higgs potansiyelin şematik gösterimi.

ile tanımlanır. Burada $h(x)$ yeni kütleli bir skaler bozondur. Bu süreçlerde goldstone bozonları soğrulur (Goldstone, (1961)) ve zayıf ayar bozonlarının boyuna polarizasyonlarını elde edilir.

Böylece Higgs potansiyeli şu şekilde tanımlanabilir;

$$V(h) = \frac{1}{2}m_h^2 h^2 + \frac{m_h^2}{2v} h^3 + \frac{m_h^2}{8v^2} h^4 - \frac{1}{4}m_h^2 v^2 \quad (2.41)$$

Burada $m_h^2 = 2\lambda v^2$ Higgs kütesini temsil eder, W bozonlarını fiziksel olarak;

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \pm iW^2) \quad (2.42)$$

ile tanımlarsak, ardından da Higgs lagranjiyeninde yerinde koyarsak;

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) \Big|_{\text{VEV}} = \frac{g^2 v^2}{8} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

Denklemdaki ilk terim W bozonunun kütlesi $m_W = \frac{gv}{2}$ ile temsil edilebilir, ikinci terim ise W ve B alanlarını birbirine bağlayan çapraz olmayan matrislerini içerir. Fiziksel bozonların

kütle öz durumları, bu matrislerin köşegenleştirilmesiyle elde edilir;

$$\frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_\mu & Z_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_A^2 & 0 \\ 0 & m_Z^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

Burada A_μ ve Z_μ foton ve Z bozonun alanlarını temsil eder, kütleleri ise $m_A = 0$ ve $m_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}$ olarak tanımlanır. Böylece ayar bozonlarının kütleleri Higgs mekanizması vasıtasıyla ayar değişmezliği ile modele dahil edilmiştir. Zayıf karışımın açısını $\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$ olarak tanımlayarak foton ve Z bozonunun ayar alanlarını W^3 ve B ile lineer kombinasyonunu şu şekilde yazabiliriz;

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\theta_W & \cos\theta_W \\ \cos\theta_W & -\sin\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

Sonuç olarak bu mekanizma Yukawa etkileşimleri vasıtasıyla Higgs bozonunun bu formuyla fermiyon kütlelerini m_f üreten bir mekanizma haline gelmiştir;

$$g_f = \sqrt{2} \frac{m_f}{v} \quad (2.46)$$

Bu etkileşim parametreleri Yukawa lagranjiyeninde yer almaktadır;

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = g_f (\bar{\Psi}_{f,L} \Phi \Psi_{f,R} + \bar{\Psi}_{f,R} \bar{\Phi} \Psi_{f,L}) \quad (2.47)$$

Bu lagranjiyen sağ elli ve sol elli fermiyonların Higgs doubleti ile etkileşimlerini içerir, bu terimler $SU(2)$ simetri ayar grubunda tekli olarak dönüştüklerinde değişmeden kalmaktadırlar. Yukawa etkileşimlerinden elde edilen bu kütle öz durumları elektrozayıf etkileşimlerin öz durumları ile uyumlu olma zorunluluğu yoktur, özellikle de sol elli up (yukarı) ve down (aşağı) kuarkların öz durumları farklı matrislerle dönüşür, bu da üniter Cabibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrislerinde (Cabibbo, (1963), Kobayashi ve Maskawa, (1973)) ölçülen nesiller arasında bir karmaşıklığa sebep olmaktadır.

CKM matrisleri aşağıdaki gibidir;

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

Burada $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ ve $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ olarak tanımlanır, bu matris dört tane parametre içerir bunlar; yük eşlenik parite simetrisini (CP) ve üç tane Euler açısını θ_{12} , θ_{13} ve θ_{23} ihlal eden bir faz (δ) olmaktadır.

2.1.5. Standart Model Başarıları ve Eksiklikleri

Güncel deneysel verilerle uyumlu elimizdeki en iyi model şimdilik Standart Model'dir, fakat bu onun kusursuz bir model olduğu anlamına gelmemektedir. Bu kısımda SM'nin elde ettiği başarıları ve bu modelin eksikliklerinden bahsedeceğiz.

SM düşük enerji skalalarında 100 GeV mertebesinde oldukça kullanışlı bir modeldir. Modelin ortaya sürdüğü tahminlerin deneysel bir şekilde sonradan doğrulanması onun ne kadar kullanışlı bir model olduğunu bir kere daha göstermiştir. Fakat enerji skalasını arttırdığımızda (100 TeV mertebelerinde) aynı verime sahip olmadığı, bir takım sapmalar olduğu görülmüştür. Bu da SM'nin sanki ideal bir teorenin düşük enerjilerde kullanılan hali olduğunu düşünmeye itmektedir.

Peki SM bugüne kadarki başarıları nelerdir? Buna verilecek en iyi yanıt SM'in temel kuvvetlerin üçünü tatmin edici bir şekilde açıklayabilmesi ve dahası bu kuvvetlerin ikisini aynı çatı altında birleştirebilmesidir. Bunun yanında da SM temel parçacıkları ve onların

etkileşimlerini davranışlarını tek bir lagranjiyen içinde açıklayabilmesi onun ne kadar başarılı bir model olduğunu tekrar hatırlatır. 2012 yılında Higgs bozonunun varlığını ve etkisini deneysel bir şekilde ispatlanması ve bunu SM'ye eklenmesi, SM'yi daha kullanılır hale getirmiştir, bu keşifle SM'nin öngördüğü birçok olayın açıklanması yine bu modelin başarılarından sayılmaktadır. Fakat modelin çözüm getiremediği sorunların veya açıklayamadığı olgular ne yazık ki bu başarıların önüne geçmektedir, bu eksiklikler onu tamamlanmış bir teori olmaktan alıkoyar. Bundan dolayı fizikçiler, yeni fizik veya Standart model ötesi modellerde çözüm aramaya başlamışlar ve böylece bu modelin eksikliklerini bu şekilde gidermeye çalışmaktadırlar.

Standart modelin bazı eksikliklerini;

- **Aile problemi;** SM bölüm (2.1.1.)'de bahsettiğimiz gibi temel parçacıkları üçer aile formunda incelemektedir. Sorun buradan ortaya çıkmaktadır, gerçekten temel parçacıklar sadece üç aileden mi oluşuyor? Bu parçacıklar gerçekten temel mi yoksa yapısında daha küçük parçacıklar var mıdır? SM bu sorulara tatmin edici bir cevap verememektedir. Bir başka sorun da evreni oluşturan maddenin tamamı neden sadece ilk aileden yani atomu oluşturan elektronlar ve çekirdek içindeki protonlar (uud) ve nötronlar (udd)'dan oluşuyor? Diğer aileler neden varlar? Bütün bunları SM yanıtlayamadığı için onun bir eksikliği olarak sayılmaktadır.

- **Serbest parametreler;** SM lagranjiyeninde çok fazla serbest parametre bulunmaktadır (19 serbest parametre) ve bu parametrelerin teorik değil el ile sonradan modele eklenmesi (Langacker, (1995)) modelin bir eksikliği olarak da sayılabilir.

- **Madde ve antimadde;** büyük patlamadan sonra maddenin ve anti maddenin aynı oranda oluştuğunu kabul edecek olursak, evreni neden sadece madde oluşturur? Anti madde neyi oluşturur tam olarak? Anti madde neden bu kadar az? Bu orantısızlığı açıklayacak herhangi bir mekanizma bulunmamaktadır (Aaij ve diğerleri, (2013)).

- **Karanlık enerji ve karanlık madde;** evrende gördüğümüz her şey evrenin gerçekten tamamı mı ya da görünen bu kısım evrenin ne kadarıdır? Gibi sorular bilim insanların hep

merak konusu olmuştur. Çalışmalar gördüğümüz her şeyin (gezegenler, yıldızlar vs) evrenin sadece yaklaşık %4.5 geri kalan kısımlar da karanlık madde ve karanlık enerji ile doludur (Trimble, (1987)). SM’de bu karanlık madde ve karanlık enerjiyi yorumlayacak herhangi bir açıklama getirememektedir.

- **Hiyerarşi problemi;** SM’nin etkileşim sabitleri ve etkileşim şiddetleri arasındaki büyük farkı yani kütle çekim etkileşimleri 10^{-40} şiddetindeyken elektromanyetik etkileşimlerinin şiddeti 10^2 (Weinberg, (1976), Weinberg, (1979), Gildener, (1976), Susskind, (1979)), bu farkı oluşturan sebep nedir? Bu fark ne gibi sorunlar yaratabilir? Bu problemi çözecek tatmin edici bir cevap SM’de bulunmamaktadır.

- **Etkileşimler;** bölüm (2.1.2.)’de bahsettiğimiz gibi SM temel etkileşimlerin sadece ikisini, elektromanyetik ve zayıf etkileşimleri elektrozayıf etkileşimler olarak birleştirmiş, diğer iki kuvveti bu birleştirmeye katamamaktadır. Dahası bu etkileşimlerden biri olan kütle çekimi SM tarafından açıklanamamaktadır, taşıyıcı parçacığının henüz varlığı tahminden öteye gidememesi ve bu etkileşimi inceleyememesi SM’nin eksikliklerinin en büyüğü sayılabilir.

Bütün bu sorunlar SM’nin geliştirilmesi gereken bir model olduğunu gösterir. Bundan dolayı yeni fizik çalışmaları ve yeni modeller ortaya atılmaya başlamıştır, bu sorunları ortadan kaldırmak için Standart Model ötesi modeller önerilir.

SMÖ modellerden bazıları; Süper Simetri (SUSY), Ekstra modelleri, Büyük Birleşim Teorisi (BBT), Teknirenk modelleri, Sicim kuramı, Küçük Higgs modelleri ve odak noktamız olan Leptokuarklar modelidir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Giriş

Bir önceki bölümde bahsettiğimiz gibi SM'nin açıklamakta güçlük çektiği bazı sorunlar ve bu sorunları çözmek adına SMÖ modeller önerilmiştir. Bu modeller aynı zamanda yeni parçacıkların da sunulmasını sağlar. Bu bölümde SMÖ modellerde yer alan ve aynı zamanda tezin odak noktası olan Leptokuarklar ele alınacaktır.

SM'deki temel etkileşimlerin sadece elektromanyetik ve zayıf etkileşimlerin birleşimi başarılı bir şekilde modele eklenmiştir, fakat bunun yanında diğer etkileşimleri de katmaya çalışan modeller olmuştur. Güçlü etkileşimleri bu birleştirmeye katmayı amaçlayan büyük birleşim teorisi (BBT) ve buna kütle çekimi etkileşimlerini de eklendiğinde her şeyin kuramına ulaşılabileceğini öngören SMÖ modeller ortaya atılmıştır.

SMÖ modellerin çeşitli olması birçok bilim insanının dikkatini çekmiş ve Leptokuarkların (LQ) varlığı bu modellerin içinde fark edilmiştir, daha doğrusu bu modeller çalışılırken bu tür parçacıkların var olması gerektiği kanısına varılmıştır. Yani Leptokuarklar SM'nin çözemediği bazı sorunları ortadan kaldırmak için varsayılmış parçacıklar değil, SMÖ modellerin içinde zaten var olan parçacıklardır.

Leptokuarkların varlığını tahmin eden SMÖ modellerden bazıları bunlardır; genişletilmiş tekrenk modelleri (Dimopoulos ve Susskind, (1979), Lane ve Pritchett, (2016), Georgi ve Glashow, (1981)), kompozit modeller (Schrempp ve Schrempp, (1985)) ve R-parite ihlali içeren genel süpersimetrik modeller (Choudhury ve Raychaudhuri, (1997), Dreiner, (1998)) örnek verilebilir. Aynı şekilde birçok BBT modellerinde de bu parçacığın varlığından bahsedilmektedir. BBT modellerinden bir tanesi olan $SU(5)$ modellerinde LQ'ların varlığı açıkça görülmektedir. $SU(5)$ BBT modellerinde (Georgi ve Glashow, (1974)), SM'nin sahip olduğu $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ ayar simetrisini içeren en küçük ayar simetri grubudur.

Peki neden LQ? SM'de leptonların ve kuarkların aile yapısı ve bu yapıdaki ilginç benzerlikler, bu iki parçacığın birbirleriyle ilişkili olduğunu ve bu ilişkiyi açıklayacak bir mekanizmanın var olduğu mesajını verir. Leptonlar ve kuarklar arasındaki bu simetri sanki onlardan daha

temel bir parçacığın varlığından veya lepton-kuark etkileşiminin varlığına işaret etmiştir. İşte bu simetriyi açıklayacak olan mekanizma veya lepton-kuark etkileşimini taşıyan ve bu sürece eşlik edecek parçacıklar Leptokuarklardır.

Bilindiği üzere lepton ve baryon sayıları etkileşimler içinde ayrı ayrı korunmaktadır, fakat bu iki parçacık birbirleriyle etkileşime girdiğinde hem lepton hem de baryon sayılarının kendiliğinden korunmadığı görülür, bu da hızlı proton bozunumu problemini ortaya çıkarır. LQ modeli bu problemi çözmek adına hem lepton hem baryon sayısını koruyan fermiyon sayısını önerir ($F = L + 3B$, $|F| = 0$, $|F| = 2$). Bu fermiyon sayısının korunması hızlı proton bozunumunun önüne geçmektedir, hatta bu model proton bozunumu olmadan etkileşimin biraz daha hafif kütleli LQ oluşumuna olanak sağlar. Bunun yanı sıra bu model SM ayar simetrisi altında değişmeden kalmaktadır, böylece SM simetrisini de korumaktadır. Ayrıca LQ modeli çeşni-diyagonal leptokuarklar etkileşimini içerdiği için çeşni değiştiren yüksüz akımlar (ÇDYA) sorununu da çözmeye adaydır.

Bununla birlikte LQ'ların araştırılması, parçacık hızlandırıcı teknolojisinin gelişmesiyle daha kolay ve cazip hale gelmiştir. Halihazırda var olan çarpıştırıcılarda LQ'ların varlığı araştırılmaktadır, var olan çarpıştırıcıların yanısıra, inşa edilecek yeni nesil dairesel çarpıştırıcıda (FCC) farklı opsiyonlarının olması ve yüksek enerjili (100 TeV) çarpıştırıcıların olması bu tür parçacıkların araştırılmasına olanak sağlamaktadır.

3.2. Buchmüller-Rückl-Wyler Efektif Leptokuark Modeli

Leptokuarklar giriş kısmında belirtildiği gibi SMÖ modellerde ortaya çıkan kompozit parçacıklardır, bu parçacıklar etkileşim taşıyıcı parçacıklar olduğu için bozon olarak da adlandırılabilir. Bu model, SM ayar simetrisi $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ altında invariant kalmaktadır.

Leptokuarklar hızlı proton bozunumunu engellemek adına fermiyon sayısına (F) sahiptirler, LQ'ları fermiyon sayılarına göre iki gruba ayırabiliriz, fermiyon sayısı 0 olan LQ ve fermiyon sayısı 2 olan LQ'lardır. Aynı şekilde spinlerine göre sınıflandırılacak olurlarsa, spini 0 olan

9 adet skaler LQ ve spini 1 olan 9 adet vektör LQ olarak iki gruba ayırabiliriz.

$$F = L + 3B \quad |F| = 0 \quad , \quad |F| = 2 \quad (3.1)$$

Burada L lepton sayısını temsil ederken, B baryon sayısını temsil etmektedir.

Leptokuarklar için kullanacağımız lagrangiyen Buchmüller, Rückl ve Wyler'in (BRW) tarafından önerilen lagrangiyen olacaktır (Buchmüller ve diğerleri, (1987)). Bu lagrangiyenin en efektif lagrangiyen olmasının birçok nedeni vardır. Bunlardan bazıları; SM ayar simetrisi altında değişmeden kalması, SM lepton-kuark etkileşimlerin tekrar renormalize edilebilir olması için bağlaşım parametrelerinin boyutsuz olması (g ve h gibi parametreler boyutsuzdur), bu lagrangiyen her bir LQ için yalnızca bir etkileşim türüne izin vermesi, lepton ve baryon sayılarının korunmasını sağlaması, dolayısıyla hızlı proton bozunumunu engellemesi ve buna benzer özellikler taşıması onu kullanılan en yaygın model haline getirmiştir.

BRW lagrangiyeni (Buchmüller ve diğerleri, (1987));

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{|F|=0}^f + \mathcal{L}_{|F|=2}^f + \mathcal{L}^V \quad (3.2)$$

Burada birinci terim fermiyon sayısı 0 olan LQ etkileşimleri içerir, ikinci terim ise fermiyon sayısı 2 olan LQ etkileşimleri içerir, son terimde LQ'ların SM ayar bozonları ile etkileşimlerini içeren kısım yer almaktadır (burada $V = \gamma, g, Z^0, W^\pm$).

Denklemin içine baktığımızda;

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

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

Burada q_L ve l_L SM $SU(2)_L$ sol elli lepton ve kuark çiftleri (dublet) ve u_R , d_R ve e_R ise SM'in sağ elli teklileri (singlet) ifade eder. τ_i pauli matrisleridir ve yüklü konjuge alanları $f^c = C\bar{f}^T$ ile ifade edilir. R ve S parçacıkları skaler leptokuarkları, U ve V ise vektör leptokuarkları temsil etmektedir. Skaler ve vektör parçacıklar için alt indisler zayıf izospini temsil eder. "tilda" işareti ise aynı izospine sahip leptokuarklar arasında farklı hiperyüke sahip olanları ayırt etmek için kullanılmaktadır. Son olarak LQ'ların yaptıkları etkileşimlerin Yukawa bağlaşım parametreleri h ve g ile gösterilmiştir, bu parametrelerin alt indisleri söz konusu olan leptokuarkın SM fermiyonlarıyla yaptığı etkileşimlerin sağ elli veya sol elli olma durumlarını göstermektedir.

Leptokuarkların foton ve Z bozonuyla girdiği etkileşimlerin lagrangiyeni ise;

$$\mathcal{L}^{\gamma,Z} = \sum_{\text{skaler}} \left[(D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - M^2 \Phi^\dagger \Phi \right] + \sum_{\text{vektör}} \left[-\frac{1}{2} G_{\mu\nu}^\dagger G^{\mu\nu} + M^2 \Phi^{\mu\dagger} \Phi_\mu \right] \quad (3.5)$$

Burada Φ ve Φ_μ sırasıyla skaler ve vektör leptokuarkları temsil etmektedir. Güçlü alan tensörü $G_{\mu\nu}$ şu şekilde tanımlanır;

$$G_{\mu\nu} = D_\mu \Phi_\nu - D_\nu \Phi_\mu \quad (3.6)$$

ve D_μ kovaryant türevi;

$$D_\mu = \partial_\mu - ieQ^\gamma A_\mu - ieQ^Z Z_\mu \quad (3.7)$$

dir. Bu ifade ayar alanların invaryansını içerir, denklemde yer alan $Q^\gamma = Q_{em}$ söz konusu leptokuarkların elektromanyetik yüklerini verir. Denklemin son kısmında yer alan Q^Z ise aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$Q^Z = \frac{T_3 - Q_{em} \sin^2 \theta_w}{\cos \theta_w \sin \theta_w} \quad (3.8)$$

Burada T_3 zayıf izospinin üçüncü bileşenini temsil eder, θ_w ise zayıf karışımların açısını belirlemektedir. Böylece modelimizde yer alan leptokuarkların tüm etkileşimlerini içeren lagrangiyen tanımlanmıştır.

Vektör leptokuarkların SM ayar bozonları ile bağlaşımı durumunda, vektör leptokuarkların manyetik dipol momenti ve elektriksel dört kutuplu momenti olmak üzere iki anomal bağlaşım ortaya çıkar. Bu iki parametre gerçek ve boyutsuz parametrelerdir. Eğer LQ temel

ayar bozonları ise, $\kappa_\gamma=0$ ve $\lambda_\gamma=0$ ile Yang-Mills bağlaşıma, eğer kompozit parçacıklarsa $\kappa_\gamma=1$ ve $\lambda_\gamma=0$ minimum bağlaşıma karşılık gelir. Bu parametrenin ölçümü, BRW modelin kütleli yeni vektör bozonunun doğasını anlamamıza yardımcı olabilir. Vektör leptokuarkların, foton ile yaptığı etkileşimlerin bağlaşım köşesi aşağıdaki gibi verilir;

$$V_{\mu_1\mu_2\mu_3}^{\tilde{V}V\gamma}(k_1, k_2, k_3) = eQ_\gamma(V) \left[\widehat{V}_{\mu_1\mu_2\mu_3} + \kappa_\gamma \widehat{V}_{\mu_1\mu_2\mu_3}^k + \frac{\lambda_\gamma}{M_V^2} \widehat{V}_{\mu_1\mu_2\mu_3}^\lambda \right]. \quad (3.9)$$

Burada birinci terim;

$$\begin{aligned} \widehat{V}_{\mu_1\mu_2\mu_3}(k_1, k_2, k_3) &= (k_1 - k_2)_{\mu_3} g_{\mu_1\mu_2} + (k_2 - k_3)_{\mu_1} g_{\mu_2\mu_3} \\ &+ (k_3 - k_1)_{\mu_2} g_{\mu_3\mu_1}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

ve ikinci terim;

$$\widehat{V}_{\mu_1\mu_2\mu_3}^k(k_1, k_2, k_3) = k_{3\mu_1} g_{\mu_2\mu_3} - k_{3\mu_2} g_{\mu_1\mu_3}, \quad (3.11)$$

son terim ise;

$$\begin{aligned} \widehat{V}_{\mu_1\mu_2\mu_3}^\lambda(k_1, k_2, k_3) &= (k_1 \cdot k_2)(k_{3\mu_1} g_{\mu_2\mu_3} - k_{3\mu_2} g_{\mu_1\mu_3}) \\ &+ (k_2 \cdot k_3)(k_{1\mu_2} g_{\mu_1\mu_3} - k_{1\mu_3} g_{\mu_1\mu_2}) \\ &+ (k_3 \cdot k_1)(k_{2\mu_3} g_{\mu_1\mu_2} - k_{2\mu_1} g_{\mu_2\mu_3}) \\ &+ k_{1\mu_3} k_{2\mu_1} k_{3\mu_2} - k_{1\mu_2} k_{2\mu_3} k_{3\mu_1} \end{aligned} \quad (3.12)$$

olarak ifade edilir. Burada k_1, k_2 ve k_3 foton ve LQ'lar için dört-momentumları temsil ederken, $Q_\gamma(V)$ vektör LQ'ların elektrik yüklerini temsil etmektedir. κ_γ ve λ_γ süreçlerin anormal bağlaşım parametreleridir (Blümlein ve Rückl, (1993), Blümlein ve diğerleri, (1997a), Blümlein ve diğerleri, (1997b)).

BRW lagrangiyeninde dikkat edilmesi gereken bir husus vardır, bu lagrangiyende yer alan izinli etkileşimler yalnız bir ailenin fertleri arasında gerçekleşmelidir. Yani;

$$\lambda_i * \lambda_j \simeq 0 \quad (i = 1, 2, 3 \quad ; \quad i \neq j) \quad (3.13)$$

olmalıdır. Aksi takdirde bu etkileşimler ÇDYA problemine yol açar (Buchmuller ve Wyler, (1986)).

Bir diğer husus da bu lagrangiyende yer alan etkileşimlerin SM lepton ve kuarkları ile tamamen kiral olması gerekmektedir (yani $\lambda_R * \lambda_L = 0$).

Leptokuarkların aileleri olarak da, etkileşim sağladıkları lepton ve kuarkların aile numarasını taşırlar; örneğin birinci aile lepton ve birinci aile kuark arasındaki etkileşimi sağlayan LQ birinci aile leptokuarklar olarak adlandırılır.

Çizelge 3.1: Leptokuarklar ve kuantum sayıları (Belyaev ve diğerleri, (2005)).

LQ	spin	F	T_3	Q	$\lambda_L(lq)$	$\lambda_R(lq)$	$\lambda_L(\nu q)$
S_1	0	-2	0	+1/3	g_{1L}	g_{1R}	$-g_{1L}$
$\tilde{S}_1$	0	-2	0	+4/3	0	$\tilde{g}_{1R}$	0
$\vec{S}_3$	0	-2	+1 0 -1	+4/3 +1/3 -2/3	$-\sqrt{2}g_{3L}$ $-g_{3L}$ 0	0 0 0	0 g_{3L} $\sqrt{2}g_{3L}$
R_2	0	0	+1/2 -1/2	+5/3 +2/3	h_{2L} 0	h_{2R} $-h_{2R}$	0 h_{2L}
$\tilde{R}_2$	0	0	+1/2 -1/2	+2/3 -1/3	$\tilde{h}_{2L}$ 0	0 0	0 $\tilde{h}_{2L}$
$V_{2\mu}$	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} $\sqrt{2}h_{3L}$

Çizelge 3.1’de LQ’ların sahip olduğu spin sayısı, (F) fermiyon sayısı, (T_3) zayıf izospin ve (Q) elektrik yükü yer almaktadır. $\lambda_L(lq)$ LQ’ların SM sol elli lepton ve sol elli kuark parçacıkların bağlaşım parametresidir, $\lambda_R(lq)$ LQ’ların SM sağ elli lepton ve sağ elli kuark parçacıkların bağlaşım parametresidir ve $\lambda_L(\nu q)$ LQ’ların SM sol elli nötrino ve sol elli kuark parçacıkların bağlaşım parametresidir. SM’de sağ elli nötrinoların varlığı bir gizem konusu olduğu için burada sağ elli nötrinolarla etkileşim parametresi yer almamaktadır. Leptokuarkların gözlemlenmesi için üretimlerine bakmak veya bozunumların bıraktığı izleri takip etmek gerekmektedir.

LQ'ların üretimi çift veya tek üretim şeklinde olabilir, aynı şekilde rezonans durumunda da olabilmektedir. Rezonans durumunda üretilen LQ'lar bozunuma uğramaktadır ve arkasında iz bırakır. Örneğin birinci aile LQ'ı bir elektron veya elektron nötrinosuna ve up kuark veya down kuarkına bozunur.

Vektör ve skaler LQ'ların bozunum genişliği (Georgi ve Glashow, (1974));

$$\Gamma_{j=0} = M_{LQ} \frac{\lambda_{eff}^2}{16\pi} \quad (3.14)$$

ve

$$\Gamma_{j=1} = M_{LQ} \frac{\lambda_{eff}^2}{24\pi} \quad (3.15)$$

ile verilir, burada j LQ'ların spin sayısını gösterirken λ_{eff} ise LQ'ların SM sağ elli ve sol elli fermiyonlarıyla yaptığı etkileşimlerin bağlaşım parametresini gösterir ve $\lambda_{eff}^2 = \lambda_L^2(lq) + \lambda_R^2(lq) + \lambda_L^2(\nu q)$ şeklinde tanımlanır, M_{LQ} ise söz konusu LQ'nın kütle değeridir. Bu bozunumlara birer örnek verecek olursak; R_2 leptokuarkı (F=0, Q=+2/3) için $\lambda_{eff} = 0,3$ ve $M_{LQ} = 2000$ GeV olsun, bu parçacığın bozunum genişliği $\Gamma_{R_2} = 3,58$ GeV'dir. $U_{1\mu}$ leptokuarkı (F=0, Q=+2/3) için de aynı değerler kullanıldığında bozunum genişliği $\Gamma_{U_{1\mu}} = 2,39$ GeV'dir.

LQ'ların olası bozunumları fermiyon sayısına göre incelediğimizde, $|F|=2$ fermiyon sayısına sahip LQ'lar bir lepton-kuark ikilisine bozunurken, $|F|=0$ fermiyon sayısına sahip LQ'lar ise bir lepton-antikuark ikilisine bozunur.

Modelde vektör leptokuarkların olası bozunum kanalları ve bu kanallara ait dallanma oranları aşağıdaki tabloda verilmiştir. Vektör leptokuarkların, sağ-elli ve sol-elli leptonlar ile ilgili olan bağlaşım parametreleri bağımsız varsayılmıştır.

Çizelge 3.2'de yer alan LQ'ların alt indisleri izospin sayısını göstermektedir. F, LQ'lara ait fermiyon sayısıdır üçüncü sütunda LQ'ların olası bozunum kanalları yer almaktadır, son sütunda ise bu bozunumlara ait dallanma oranları yer almaktadır.

Çizelge 3.2: Vektör leptokuarkların bozunum kanalları ve onlara ait dallanma oranları.

Leptokuark	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	$e^+ \bar{d}_R$ $\bar{\nu}_L \bar{d}_R$	1 0
$V_{2\mu}$	-2	$e_R^+ \bar{d}_L$ $e^+ \bar{u}_L$	1 1
$\tilde{V}_{2\mu}$	-2	$e_L^+ u_R$ $\bar{\nu}_L \bar{u}_R$	1 0
$\tilde{U}_{3\mu}$	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

3.3. Leptokuarkların Üretimi

SMÖ fiziğinin imzalarından biri olan Leptokuarkların varlığı için parçacık çarpıştırıcılarında çok sayıda araştırma yapılmaktadır. Parçacık çarpıştırıcıları, daha yüksek kütleli LQ'larını tespit etmek için günümüz ve daha yüksek kütle merkezi enerjili gelecek nesil çarpıştırıcılarda çalışmalar devam etmektedir. Bu parçacıkların varlığı henüz bulunamamıştır, ancak bu deneyler, LQ kütlesi üzerinde kısıtlamalar getirilmesine yardımcı olmuştur. LQ kütle sınırları hem doğrudan hem de dolaylı olarak elde edilmektedir. Günümüzde Büyük Hadron çarpıştırıcısının ATLAS ve CMS dedektörlerinde vektör leptokuarklar üç jenerasyonu için proton-proton sürecinde genellikle çift üretimde yapılan çalışmalar literatürde sunulmuştur.

Leptokuarklar, LHC'de hem ATLAS hem de CMS deneyi tarafından çift üretim koşulunda farklı jenerasyonlarda üretilerek kütle limitleri belirlenmiştir. CMS işbirliği tarafından birinci aile leptokuarkları $\lambda_{eff}=1$ koşulunda 1750 GeV altında leptokuark üretimini dışarılamıştır.

LHC/FCC'de 2022 yılında $\tilde{U}_{1\mu}$ leptokuarkı için 100 TeV'de ve 1000 fb^{-1} değeri için $M_{LQ}=5$ TeV altında üretimi dışarılamıştır (Bandyopadhyay ve diğerleri, (2021)), ATLAS'ta kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s}=13$ TeV'de MC bağlaşımı için $M_{LQ}=1,5$ TeV ve YM bağlaşımı için de $M_{LQ}=1,8$ TeV kütle keşif limitlerine ulaşmıştır (Aad ve diğerleri, (2021)) ve yine 2023

yılında aynı kütle merkezi enerjisinde MC bağlaşımı için $M_{LQ}=1,35$ TeV ve YM bağlaşımı için de $M_{LQ}=1,58$ TeV kütle keşif limitlerine ulaşmıştır (Aad ve diğerleri, (2023)).

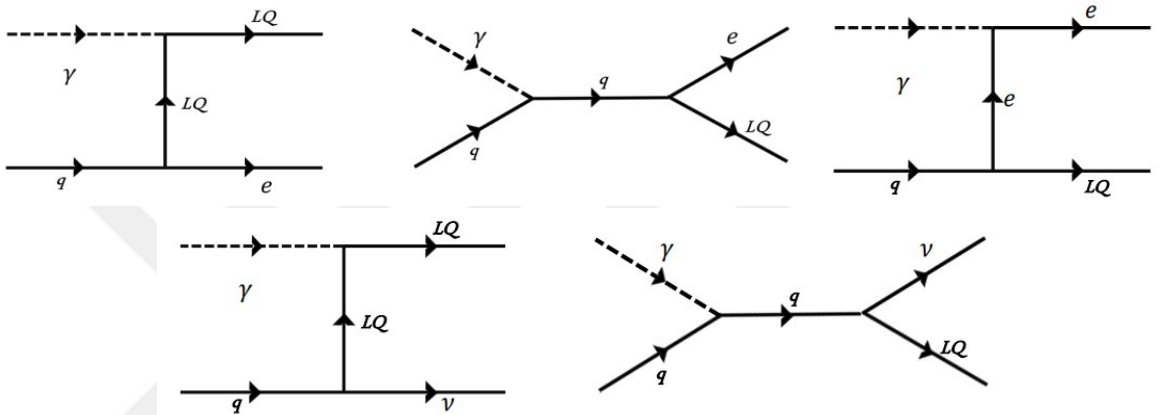
Bu tez çalışmasında incelenen birinci nesil leptokuarkların tek üretimi için ele alınan FCC -Gelecek Nesil Dairesel hızlandırıcı, CERN’de Büyük Hadron Çarpıştırıcısının gelecekteki halkası olarak planlanmaktadır. FCC, Büyük Hadron çarpıştırıcısından gelen protonları 50 TeV’ e kadar hızlandırması planlanmaktadır. Ayrıca FCC Lepton- Hadron(FCC-lh), Hadron-Hadron (FCC-hh) ve elektron-pozitron (FCC-ee) opsiyonlarına sahip olacaktır.



4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1. Vektör Leptokuarkların FCC’de Foton-Proton çarpıştırıcısında üretimi

FCC temelli foton proton çarpıştırıcılarında vektör leptokuarklar tek üretimi $\gamma, p \rightarrow LQ, l$ süreci ile elde edilebilir. Bu sürece ait ağaç seviyesinde Feynmann diyagramları Şekil (4.1)’de verilmektedir.



Şekil 4.1: $\gamma, p \rightarrow LQ, l$ sürecine ait Feynmann diyagramları.

Bu çalışmada $Q=2/3$ ($\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$) ve $5/3$ ($\vec{U}_{3\mu}^1$ ve $\tilde{U}_{1\mu}^0$) yüklü vektör leptokuarkların üretimi ILC⊗FCC (Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı-Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı) ve PWFA⊗FCC (Plazma Saçak Alanlı Hızlandırıcı-Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı) opsiyonları kullanılarak hesaplanmıştır. Bu çarpıştırıcılara ait parametreler Çizelge (4.1)’de verilmektedir.

Çizelge 4.1: FCC’de γp çarpıştırıcısında kullanılacak opsiyonlara ait parametreler.

Çarpıştırıcı adı	E_p (TeV)	E_e (TeV)	E_γ (TeV)	$\sqrt{s_{\gamma p}}$ (TeV)	$L(fb^{-1})$
ILC ⊗ FCC	50	0,5	0,415	9,1	10-100
PWFA-LC ⊗ FCC	50	5	4,150	28,8	1-10

γp çarpıştırıcılarında $\gamma, p \rightarrow LQ, l$ süreçlerinin toplam tesir kesitlerini elde etmek için, Compton geri saçılmasından gelen foton spektrumu ve protondaki kuarkların dağılım fonksiyonu üzerinden nümerik integrasyon yapılmalıdır;

$$\sigma = \int_{\tau_{min}}^{0,83} d\tau \int_{\tau/0,83}^1 \frac{dx}{x} f_{\gamma}\left(\frac{\tau}{x}\right) f_q(x) \widehat{\sigma}(\tau s) \quad , \quad (4.1)$$

burada

$$\tau_{min} = \frac{(M_l + M_s)^2}{s} \quad (4.2)$$

ile verilir. f_q protondaki kuarkların dağılım fonksiyonu, f_{γ} ise lazer fotonunun yüksek enerjili elektron demetinden geri saçılması ile elde edilen reel fotonun dağılım fonksiyonudur ve

$$f_{\gamma}(y) = \frac{1}{D} \left[1 - y + \frac{1}{(1-y)} - \frac{4y}{\xi(1-y)} + \frac{4y^2}{\xi^2(1-y)^2} \right] \quad (4.3)$$

ile verilir. Burada $D \simeq 1,84$, $\xi \simeq 4,8$ 'dir. FCC temelli foton proton çarpıştırıcıların Çizelge (4.2)'de verilen dikkate alınarak incelenmiştir.

Hesaplamalar için CalcHEP simülasyon programı, parton dağılım fonksiyonu(PDF) için CTEQ6L1 kullanılmıştır (Acar ve diğerleri, (2015)).

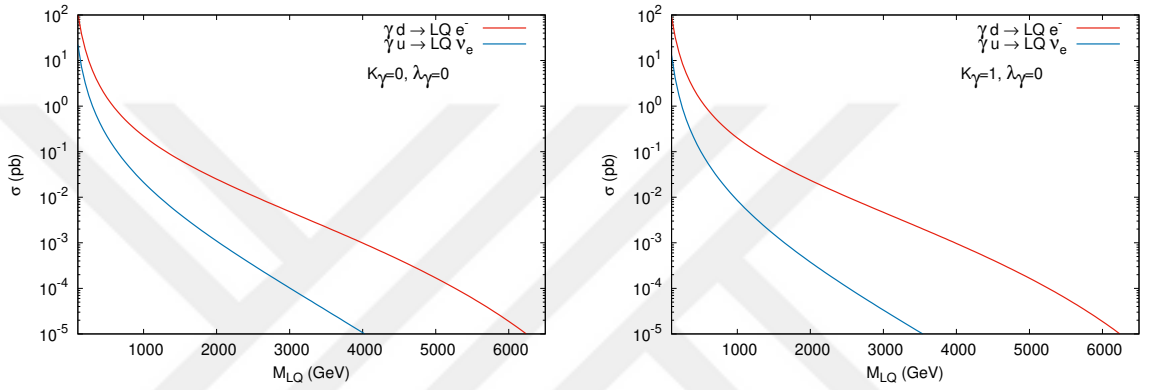
Çizelge 4.2: CalcHEP programından elde edilen γp çarpışmasından gelen vektör LQ'ların üretimi ve sinyal süreçleri.

γp etkileşimi	Sinyal	Alt Süreçler
$\gamma, p \rightarrow 2 * x$	$\gamma, u \rightarrow \vec{U}_{3\mu}^1, e^-$	$\gamma, u \rightarrow u, e^+, e^-$
	$\gamma, u \rightarrow \vec{U}_{1\mu}^0, e^-$	$\gamma, u \rightarrow u, e^+, e^-$
	$\gamma, u \rightarrow U_{1\mu}^0, \nu_e$	$\gamma, u \rightarrow d, e^+, \nu_e$ $\gamma, u \rightarrow u, \bar{\nu}_e, \nu_e$
	$\gamma, u \rightarrow \vec{U}_{3\mu}^0, \nu_e$	$\gamma, u \rightarrow d, e^+, \nu_e$ $\gamma, u \rightarrow u, \bar{\nu}_e, \nu_e$
	$\gamma, d \rightarrow U_{1\mu}^0, e^-$	$\gamma, d \rightarrow d, e^+, e^-$ $\gamma, d \rightarrow u, \bar{\nu}_e, e^-$
	$\gamma, d \rightarrow \vec{U}_{3\mu}^0, e^-$	$\gamma, d \rightarrow d, e^+, e^-$ $\gamma, d \rightarrow u, \bar{\nu}_e, e^-$

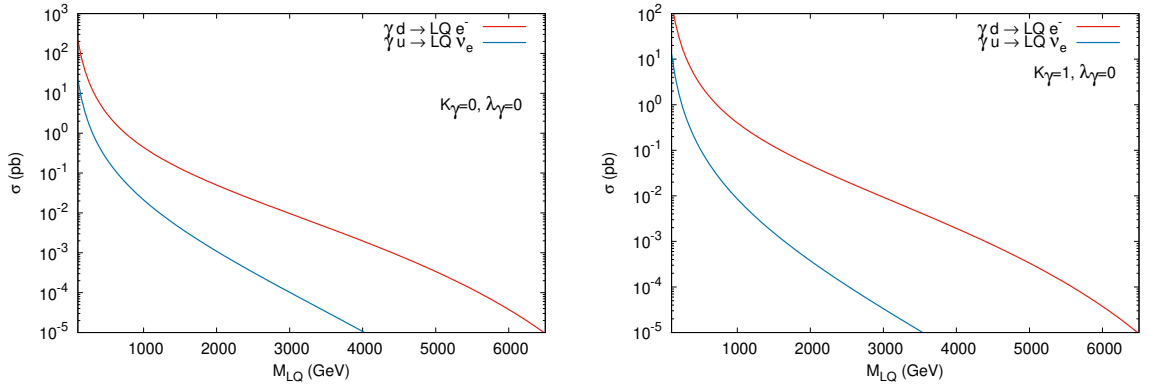
Vektör leptokuarkların γp çarpıştırıcılarında tek üretimine ait hesaplamalar sırasında, Çizelge (4.1)'de verilen $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9,1$ TeV (ILC⊗FCC) ve $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28,8$ TeV (PWFA-LC⊗FCC) çarpıştırıcıları kullanılarak yapılacaktır. BRW modelin serbest parametreleri $\lambda_L(lq)=\lambda_R(lq)=\lambda_L(\nu q)=0,3$ alınarak $\kappa_{\gamma} = \lambda_{\gamma}=0$ (Yang-Mills bağlaşım-YM) ve $\kappa_{\gamma}=1, \lambda_{\gamma}=0$ (Minimal bağlaşım-MM)için üretim tesir kesitleri ve enine momentum dağılımları incelenecektir.

4.2. ILC $\otimes$ FCC’de Foton-Proton Çarpıştırıcısı

$\sqrt{s_{\gamma p}}=9,1$ TeV kütle merkezi enerjisine ve $L(fb^{-1})=10-100 fb^{-1}$ luminosite değerine sahip ILC $\otimes$ FCC çarpıştırıcısında $\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$ (YM) ve $\kappa_\gamma=1, \lambda_\gamma=0$ (MC) ve $\lambda_L(lq)=\lambda_R(lq)=\lambda_L(\nu q)=0,3$ için $Q=2/3$ ($\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$) ve $5/3$ ($\vec{U}_{3\mu}^1$ ve $\vec{U}_{1\mu}^0$) vektör leptokuarkların, vektör leptokuark kütle-sine karşılık toplam üretim tesir kesitleri Çizelge (4.2)’de verilen sinyal süreçleri kullanılarak hesaplanmıştır. Ayrıca u (baskın kanal) kanalında ortaya çıkan ıraksamayı gidermek üzere kuark kütleleri 20 MeV alınmıştır.



Şekil 4.2: $\vec{U}_{3\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$, $\kappa_\gamma=1 \lambda_\gamma=0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ’de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV için leptokuark kütle-sine karşılık tesir kesiti grafiği.



Şekil 4.3: $U_{1\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$, $\kappa_\gamma=1 \lambda_\gamma=0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ’de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV için leptokuark kütle-sine karşılık tesir kesiti grafiği.

Şekil (4.2) ve şekil (4.3)’de $\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$ ($Q = 2/3$) vektör leptokuarklar için toplam tesir kesiti- leptokuark kütle-si (M_{LQ}) grafikleri verilmiştir. Her iki parçacık için tesir kesiti kütle

grafiklerinde " $\gamma, d \rightarrow \vec{U}_{3\mu}^0(U_{1\mu}^0), e^-$ " kanalı u kanalından gelen katkı nedeniyle " $\gamma, u \rightarrow \vec{U}_{3\mu}^0(U_{1\mu}^0), \nu_e$ " kanalından daha büyük tesir kesitine sahiptir. Şekil (4.2) ve şekil (4.3)'den görüldüğü gibi kütle arttıkça toplam tesir kesiti azalmaktadır. Çizelge (4.3) ve Çizelge (4.4)'de YM ve MC bağlaşımları için çeşitli kütle değerlerine karşılık gelen tesir kesitleri verilmiştir.

" $\gamma, d \rightarrow \vec{U}_{3\mu}^0(U_{1\mu}^0), e^-$ " süreçleri için toplam tesir kesitleri YM ve MC bağlaşımları için bir birbirine çok yakın elde edilmiştir. " $\gamma, u \rightarrow \vec{U}_{3\mu}^0(U_{1\mu}^0), \nu_e$ " süreçleri için YM bağlaşımında, MC bağlaşımına ait tesir kesitlerinden daha büyük değerlere sahiptir.

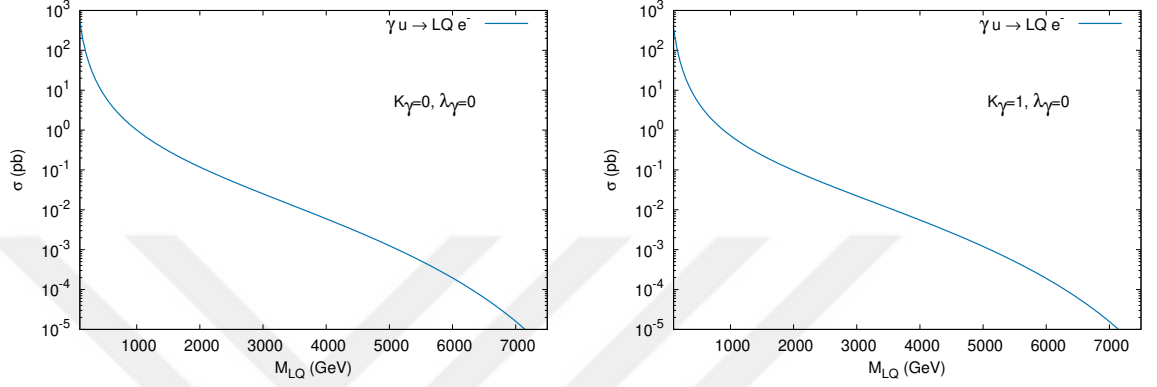
Çizelge 4.3: $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV'de $Q=2/3$ yüküne sahip $\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$ leptokuarkların elektronlar ile yaptığı etkileşmelerde farklı kütle değerlerine karşılık gelen tesir kesitleri.

$\gamma, d \rightarrow LQ, e$							
LQ	M_{LQ}	YM(0-0)	MC(1-0)	LQ	M_{LQ}	YM(0-0)	MC(1-0)
$\vec{U}_{3\mu}^0$	1,00	$2,205 \times 10^{-1}$	$2,001 \times 10^{-1}$	$U_{1\mu}^0$	1,00	$4,422 \times 10^{-1}$	$4,001 \times 10^{-1}$
	2,00	$2,502 \times 10^{-2}$	$2,359 \times 10^{-2}$		2,00	$5,008 \times 10^{-2}$	$4,727 \times 10^{-2}$
	3,00	$4,841 \times 10^{-3}$	$4,669 \times 10^{-3}$		3,00	$9,677 \times 10^{-3}$	$9,328 \times 10^{-3}$
	4,00	$9,880 \times 10^{-4}$	$9,663 \times 10^{-4}$		4,00	$1,979 \times 10^{-3}$	$1,932 \times 10^{-3}$
	5,00	$1,697 \times 10^{-4}$	$1,672 \times 10^{-4}$		5,00	$3,390 \times 10^{-4}$	$3,344 \times 10^{-4}$
	6,20	$1,120 \times 10^{-5}$	$1,112 \times 10^{-5}$		6,45	$1,102 \times 10^{-5}$	$1,092 \times 10^{-5}$

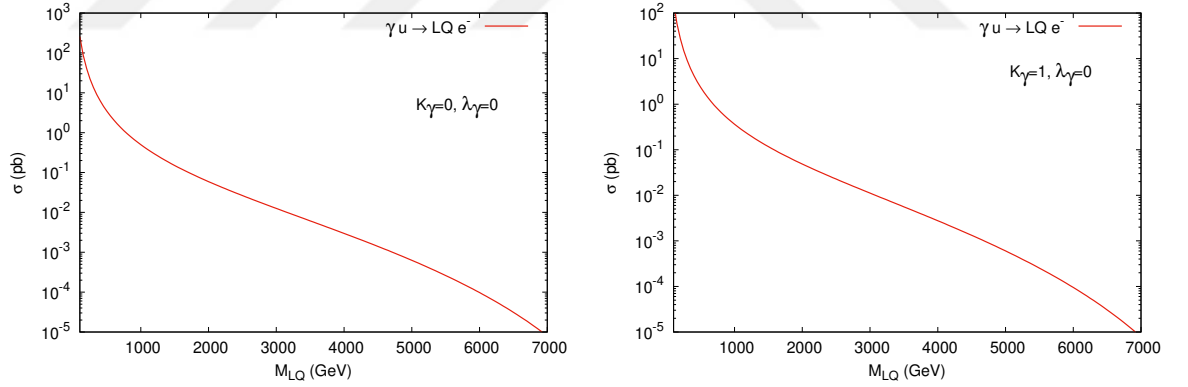
Çizelge 4.4: $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV'de $Q=2/3$ yüküne sahip $\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$ leptokuarkların nötrinolar ile yaptığı etkileşmelerde farklı kütle değerlerine karşılık gelen tesir kesitleri.

$\gamma, u \rightarrow LQ, \nu_e$							
LQ	M_{LQ}	YM(0-0)	MC(1-0)	LQ	M_{LQ}	YM(0-0)	MC(1-0)
$\vec{U}_{3\mu}^0$	0,50	$2,176 \times 10^{-1}$	$1,013 \times 10^{-1}$	$U_{1\mu}^0$	0,50	$2,175 \times 10^{-1}$	$1,012 \times 10^{-1}$
	1,00	$2,121 \times 10^{-2}$	$8,532 \times 10^{-3}$		1,00	$2,121 \times 10^{-2}$	$8,529 \times 10^{-3}$
	1,50	$4,208 \times 10^{-3}$	$1,543 \times 10^{-3}$		1,50	$4,207 \times 10^{-3}$	$1,542 \times 10^{-3}$
	2,00	$1,093 \times 10^{-3}$	$3,767 \times 10^{-4}$		2,00	$1,092 \times 10^{-3}$	$3,765 \times 10^{-4}$
	2,50	$3,235 \times 10^{-4}$	$1,072 \times 10^{-4}$		2,50	$3,234 \times 10^{-4}$	$1,073 \times 10^{-4}$
	3,00	$1,021 \times 10^{-4}$	$3,339 \times 10^{-5}$		3,00	$1,022 \times 10^{-4}$	$3,340 \times 10^{-5}$
	4,00	$1,065 \times 10^{-5}$	$3,596 \times 10^{-6}$		4,00	$1,063 \times 10^{-5}$	$3,598 \times 10^{-6}$

Şekil (4.4) ve şekil (4.5)'de $\vec{U}_{3\mu}^1$ ve $\tilde{U}_{1\mu}^0$ ($Q = 5/3$) vektör leptokuarklar için toplam tesir kesiti- leptokuark kütle (M_{LQ}) grafikleri verilmiştir. Her iki parçacık için tesir kesiti kütle grafikleri " $\gamma, u \rightarrow \vec{U}_{3\mu}^1 (U_{1\mu}^0), e^-$ " sürecine göre elde edilmiştir. Şekil (4.4) ve şekil (4.5)'den görüldüğü gibi kütle arttıkça toplam tesir kesiti azalmaktadır. Çizelge (4.5)'de YM ve MC bağlaşımları için çeşitli kütle değerlerine karşılık gelen tesir kesitleri verilmiştir.



Şekil 4.4: $\vec{U}_{3\mu}^1$ ($Q = +5/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0, \kappa_\gamma=1 \lambda_\gamma=0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ 'de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV için leptokuark kütlesine karşılık tesir kesiti grafiği.



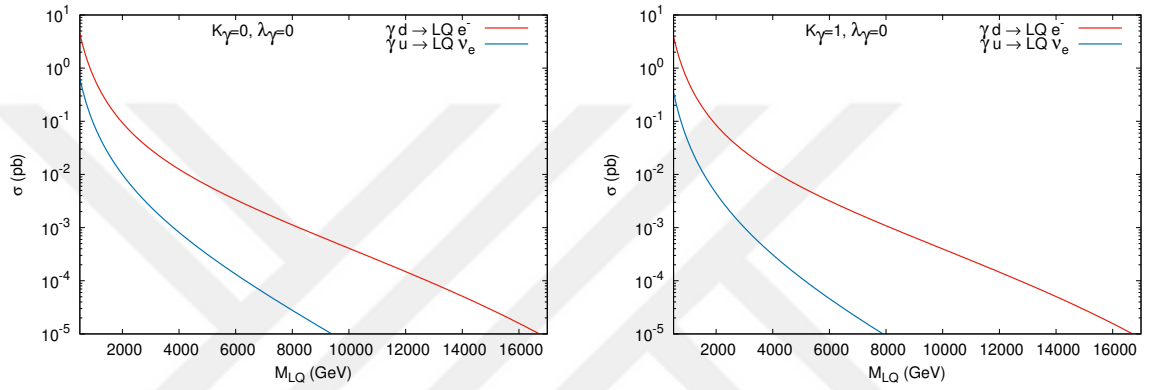
Şekil 4.5: $\tilde{U}_{1\mu}^0$ ($Q = +5/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0, \kappa_\gamma=1 \lambda_\gamma=0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ 'de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9, 1$ TeV için leptokuark kütlesine karşılık tesir kesiti grafiği.

Çizelge 4.5: $\sqrt{s_{\gamma p}} = 9,1$ TeV’de $Q=5/3$ yüküne sahip $\vec{U}_{3\mu}^1$ ve $\tilde{U}_{1\mu}^0$ leptokuarkların elektronlar ile yaptığı etkileşmelerde farklı kütle değerlerine karşılık gelen tesir kesitleri.

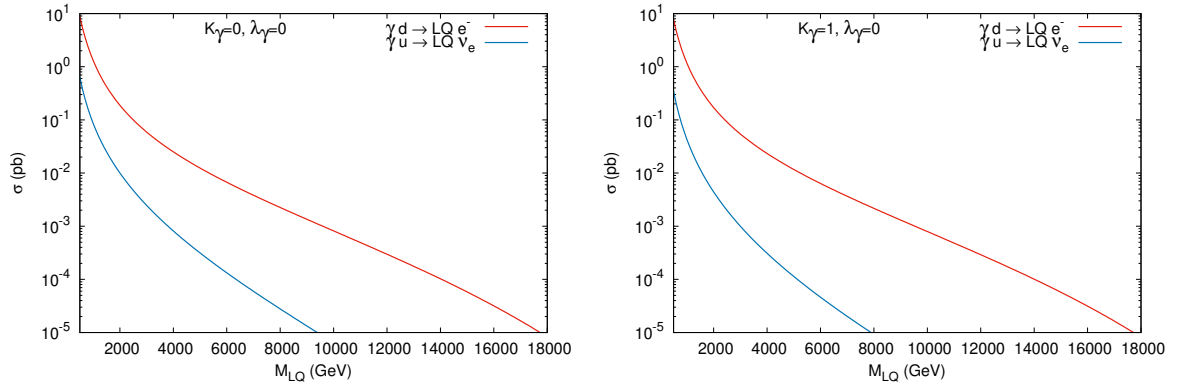
$\gamma, u \rightarrow LQ, e$							
LQ	M_{LQ}	YM(0-0)	MC(1-0)	LQ	M_{LQ}	YM(0-0)	MC(1-0)
$\vec{U}_{3\mu}^1$	1,00	$1,001 \times 10^0$	$7,270 \times 10^{-1}$	$\tilde{U}_{1\mu}^0$	1,00	$4,992 \times 10^{-1}$	$3,627 \times 10^{-1}$
	2,00	$1,181 \times 10^{-1}$	$9,725 \times 10^{-2}$		2,00	$5,911 \times 10^{-2}$	$4,856 \times 10^{-2}$
	3,00	$2,516 \times 10^{-2}$	$2,237 \times 10^{-2}$		3,00	$1,258 \times 10^{-2}$	$1,119 \times 10^{-2}$
	4,00	$5,949 \times 10^{-3}$	$5,536 \times 10^{-3}$		4,00	$2,972 \times 10^{-3}$	$2,766 \times 10^{-3}$
	5,00	$1,258 \times 10^{-3}$	$1,204 \times 10^{-3}$		5,00	$6,287 \times 10^{-4}$	$6,025 \times 10^{-4}$
	6,00	$1,957 \times 10^{-4}$	$1,901 \times 10^{-4}$		6,00	$9,757 \times 10^{-5}$	$9,512 \times 10^{-5}$
	7,10	$1,165 \times 10^{-5}$	$1,152 \times 10^{-5}$		6,90	$1,071 \times 10^{-5}$	$1,053 \times 10^{-5}$

4.3. PWFA-LC $\otimes$ FCC’de Foton-Proton Çarpıştırıcısı

$\sqrt{s_{\gamma p}}=28,8$ TeV kütle merkezi enerjisine ve $L(fb^{-1})=1-10$ fb^{-1} luminosite değerine sahip PWFA-LC $\otimes$ FCC çarpıştırıcısında $\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$ (YM) ve $\kappa_\gamma=1$, $\lambda_\gamma=0$ (MC) ve $\lambda_L(lq)=\lambda_R(lq)=\lambda_L(\nu q)=0,3$ için $Q=2/3$ ($\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$) ve $5/3$ ($\vec{U}_{3\mu}^1$ ve $\tilde{U}_{1\mu}^0$) vektör leptokuarkların, vektör leptokuark kütesine karşılık toplam üretim tesir kesitleri Çizelge (4.2)’de verilen sinyal süreçleri kullanılarak hesaplanmıştır. Yine u (baskın kanal) kanalında ortaya çıkan ıraksamayı gidermek üzere kuark kütleleri 20 MeV alınmıştır.



Şekil 4.6: $\vec{U}_{3\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$, $\kappa_\gamma=1$ $\lambda_\gamma=0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ’de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV için leptokuark kütesine karşılık tesir kesiti grafiği.



Şekil 4.7: $U_{1\mu}^0$ ($Q = +2/3$) leptokuarkın $\kappa_\gamma=\lambda_\gamma=0$, $\kappa_\gamma=1$ $\lambda_\gamma=0$ ve $\lambda_{R,L} = 0, 3$ ’de kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s_{\gamma p}} = 28, 8$ TeV için leptokuark kütesine karşılık tesir kesiti grafiği.

Şekil (4.6) ve şekil (4.7)’de $\vec{U}_{3\mu}^0$ ve $U_{1\mu}^0$ ($Q = 2/3$) vektör leptokuarklar için toplam tesir kesiti- leptokuark kütesi (M_{LQ}) grafikleri verilmiştir. Her iki parçacık için tesir kesiti kütle