

TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MÜON ÇARPIŞTIRICILARINDA İKİNCİ AİLE BAĞLANTILI YÜKLÜ
VEKTÖR-BENZERİ LEPTONLARIN ARANMASI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Feyza BAŞPEHLİVAN

Mikro ve Nanoteknoloji Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Dr. Ahmet Nuri AKAY
Eş Danışman: Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

TEMMUZ 2024

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, alıntı yapılan kaynaklara eksiksiz atıf yapıldığını, referansların tam olarak belirtildiğini ve ayrıca bu tezin TOBB ETÜ Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Feyza Başpehlivan

İMZA

ÖZET

Yüksek Lisans

MÜON ÇARPIŞTIRICILARINDA İKİNCİ AİLE BAĞLANTILI YÜKLÜ VEKTÖR-BENZERİ LEPTONLARIN ARANMASI

Feyza Başpehlivan

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Mikro ve Nanoteknoloji Anabilim Dalı

Danışman: Dr. Ahmet Nuri AKAY

Eş Danışman: Prof. Dr. Saleh Sultansoy

Tarih: Temmuz 2024

Vektör benzeri leptonlar (VBL), E6 Büyük Birleşim Teorisi ve Çeşni Demokrasisi Hipotezi kapsamında öngörülmektedir ve Standart Model'deki (SM) kütle hiyerarşisi gibi sorulara cevap verebilir. Müon çarpıştırıcıları, ulaşılabilir kütle merkezi enerjisi, ışınlık ve hassasiyet açısından VBL'lerin tespitinde avantaj sağlayabilir. LEP deneylerinde yüklü VBL'lerin kütle sınırı 101,2 GeV olarak belirlenmiştir. Bu tezde, ikinci SM ailesi leptonlarıyla bağlantılı yüklü VBL'lerin 3-6-10-14 TeV kütle merkezi enerjilerine sahip müon çarpıştırıcılarında gözlenme olasılıkları, tesir kesitleri hesaplanarak incelenmiştir. Çift üretimde kinematik limit civarındaki kütlelere kadar (1,5-3-5-7 TeV), tek üretimde ise karışım açısı değeri 0.0035'ten büyükse kütle merkezi enerjisine yakın kütlelere kadar 2. nesil yüklü VBL'lerin araştırılabileceği sonucuna varılmıştır. Tek üretimde VBL'lerin tespiti durumunda karışım açısı 0.0035'ten büyükse belirlenebilecektir. Müon çarpıştırıcılarında çift üretim için 6-10-14 TeV kütle merkezi enerjili seçenekler ve tek üretim için ele alınan tüm kütle merkezi enerjilerinde yüklü VBL kütlesinin LHC'de ulaşılan kütle limitlerinin çok daha üzerine kadar taranabileceği görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Standart Model ötesi, Müon çarpıştırıcı, Vektör benzeri leptonlar.



ABSTRACT

SEARCH OF SECOND FAMILY RELATED CHARGED VECTOR LIKE LEPTONS AT MUON COLLIDERS

Feyza Baspehlivan

TOBB University of Economics and Technology
Institute of Natural and Applied Sciences
Micro and Nanotechnology Science Programme

Supervisors: Dr. Ahmet Nuri Akay

Co-supervisor: Prof. Dr. Saleh Sultansoy

Date: July 2024

Vector-like leptons (VBLs) are predicted by the E_6 Grand Unified Theory and the Flavor Democracy Hypothesis, and they can potentially address issues such as the mass hierarchy in the Standard Model (SM). Muon colliders offer advantages in the detection of VBLs due to their achievable center-of-mass energy, luminosity, and precision. The mass limit for charged VBLs was determined to be 101.2 GeV in LEP experiments. This thesis investigates the detection probabilities of charged VBLs associated with the second SM family leptons at muon colliders with center-of-mass energies of 3-6-10-14 TeV, by calculating the cross sections. It was found that in pair production, masses up to the kinematic limit (1.5-3-5-7 TeV) can be probed, while in single production, second-generation charged VBLs can be investigated up to near the center-of-mass energy for mixing angles greater than 0.0035. If VBLs are detected in single production, the mixing angle will be determined if it is greater than 0.0035. For muon colliders, pair production at center-of-mass energies of 6-10-14 TeV and single production at all investigated energies can probe charged VBL masses significantly beyond the mass limits reached by the LHC.

Keywords: Beyond standard model, Muon colliders, Vector like leptons.

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca beni yönlendiren, destekleyen kıymetli Dr. Ahmet Nuri Akay, Prof. Dr. Saleh Sultansoy ve Prof. Dr. Hatice Duran Yıldız hocalarıma, tecrübelerinden faydalandığım Ali Can Canbay, Dr. Ümit Kaya hocalarıma ve bilgilerine başvurduğumda beni geri çevirmeyen Doç. Dr. Bora Ketenoglu, Doç. Dr. Didem Ketenoglu, Prof. Dr. Sezen Sekmen, Doç. Dr. Aytül Adıgüzel, Prof. Dr. Gökhan Ünel, Prof. Dr. Erkan Özcan hocalarıma, derslerinden edindiğim değerli bilgiler dolayısıyla TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Malzeme Bilimi ve Nanoteknoloji Mühendisliği Bölümü öğretim üyelerine, çalışmalarımda yardımlarını esirgemeyen Burak Dağlı, Osman Emre Delialioğlu, Arif Öztürk, Ahmetcan Sansar'a ve destekleriyle her zaman yanımda olan en başta sevgili annem ve babam olmak üzere ailem ve arkadaşlarıma teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	vii
ABSTRACT	ix
TEŞEKKÜR	xi
İÇİNDEKİLER	xiii
ŞEKİL LİSTESİ.....	xv
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xvii
KISALTMALAR	xix
SEMBOL LİSTESİ	xxi
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK ALTYAPI.....	7
2.1 Ayar Değişmezliği.....	7
2.1.1 Küresel U(1) Simetrisi	7
2.1.2 Küresel Abelyen Olmayan SU(2) Simetrisi.....	8
2.1.3 Yerel Abelyen Simetri	8
2.1.4 Yerel SU(2) Simetrisi.....	9
2.2 Elektrozayıf Etkileşimlerin Standart Modeli.....	10
2.3 İkinci Aile Leptonları için Etkileşim Lagranjyeni	15
2.4 Standart Model'in Çözemediği Problemler	16
2.5 E6 Büyük Birleşim Teorisi.....	16
2.6 Çeşni Demokrasisi Hipotezi.....	17
2.7 İkinci Nesil İzo-Dublet ve İzo-Singlet Vektör Benzeri Leptonların Etkileşim Lagranjyenleri	18
3. İKİNCİ NESİL İZO-DUBLET VEKTÖR BENZERİ LEPTONLARIN BOZUNUMLARI	23
3.1 İzo-dublet Vektör Benzeri Leptonların Bozunumları	23
3.1 İzo-singlet Vektör Benzeri Leptonların Bozunumları.....	26
4. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI.....	27
4.1 L3 Deneyinin Sonuçları	27
4.2 ATLAS (8 TeV) Deneyinin Sonuçları	29
4.3 ATLAS ve CMS (13 TeV) Deneylerinin Sonuçları.....	30
5. İKİNCİ NESİL YÜKLÜ VEKTÖR BENZERİ LEPTONLARIN MÜON ÇARPIŞTIRICILARINDA ARANMASI	31
5.1 Müon Çarpıştırıcı Parametreleri.....	31
5.3 İzo-Dublet Yüklü Vektör Benzeri Leptonlar.....	32
5.3.1 Çift Üretim	33
5.3.2 Tek Üretim	35
5.4 İzo-Singlet Yüklü Vektör Benzeri Leptonlar	38
5.4.1 Çift Üretim	39
5.4.2 Tek Üretim	40
6. SONUÇLAR VE TARTIŞMA	43
KAYNAKLAR	45
ÖZGEÇMİŞ.....	51



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 1.1: Standart Model fermiyonları (solda) ve ayar bozonları (sağda) kütle, yük ve spin değerleri [21].....	5
Şekil 3.1: $m_M > m_N + m_W$ durumunda N'nin a) Z bozon b) Higgs bozon c) W bozon kanalına bozunum durumlarının Feynman diyagramları.....	25
Şekil 3.2: $m_N > m_M + m_W$ durumunda M'nin a) Z bozon b) Higgs bozon c) W bozon kanalına bozunum durumlarının Feynman diyagramları.....	25
Şekil 5.1: İzo-dublet yüklü VBL'nin müon çarpıştırıcısında a) foton ve Z bozon s-kanalı b) Higgs bozon s-kanalı c) Z bozon t-kanalı ve d) Higgs bozon t-kanalı aracılığıyla çift üretimi Feynman diyagramları.	33
Şekil 5.2: İkinci nesil izo-dublet yüklü VBL'nin a) 3 TeV, b) 6TeV, c) 10 TeV ve d) 14TeV kütle merkezi enerjili çarpıştırıcılarda çift üretim tesir kesitleri.	34
Şekil 5.3: 10 TeV ve 14 TeV kütle merkezi enerjili çarpıştırıcılar için VBL kütesine bağlı tesir kesiti grafiklerinde VBL-Higgs etkileşiminin etkisi.	35
Şekil 5.4:İzo-dublet yüklü VBL'nin müon çarpıştırıcısında ve a) Z bozon s-kanalı b) Higgs bozon s-kanalı c) Z bozon t-kanalı ve d) Higgs bozon t-kanalı aracılığıyla tek üretimi için Feynman diyagramları	36
Şekil 5.5 : İkinci nesil izo-dublet yüklü VBL'nin $\sqrt{s}=$ a) 3 TeV b) 6TeV c) 10 TeV d) 14TeV kütle merkezi enerjili çarpıştırıcılarda tekli üretim tesir kesitleri. (Nümerik hesaplamalar için $\sin\phi = 0.01$ alınmıştır.)	36
Şekil 5.6: 3 TeV kütle merkezi enerjili müon çarpıştırıcısında yüklü VBL kütesine bağlı tesir kesitinin karışım açısına ($\sin\phi$) göre değişimi.	37
Şekil 5.7: İzo-dublet yüklü VBL'nin 25 olay için $\sin\phi$ dışarlama sınırları.....	38
Şekil 5.9: İkinci nesil izo-singlet yüklü VBL'nin $\sqrt{s}=$ a) 3 TeV b) 6TeV c) 10 TeV d) 14 TeV kütle merkezi enerjili çarpıştırıcılarda tekli üretim tesir kesitleri.	40
Şekil 5.10: İzo-singlet yüklü VBL'nin 25 olay için $\sin\phi$ dışarlama sınırları.	41



ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 2.1: Farklı multipletler için hiperyük değerleri [23].	10
Çizelge 4.1: Nötr VBL çift üretim %95 kesinlik düzeyi kütle limitleri [54].	28
Çizelge 4.2: Yüklü VBL çift üretim %95 kesinlik düzeyi kütle limitleri [54].	28
Çizelge 4.3: ATLAS 8 TeV 1. ve 2. nesil yüklü VBL kütle dışarlama sınırları [55].	29
Çizelge 5.1: Çarpıştırıcı Parametreleri [57, 58].	32
Çizelge 5.2: 500 GeV kütleli yüklü izo-dublet VBL için farklı kütle merkezi enerjilerinde müon çarpıştırıcılarında elde edilen çift üretim tesir kesitlerinden hesaplanan olay sayıları.	35
Çizelge 5.3: 500 GeV kütleli yüklü izo-dublet VBL için farklı kütle merkezi enerjilerinde müon çarpıştırıcılarında elde edilen tek üretim tesir kesitlerinden hesaplanan olay sayıları.	37
Çizelge 5.4: 500 GeV kütleli yüklü izo-singlet VBL için farklı kütle merkezi enerjilerinde müon çarpıştırıcılarında elde edilen çift üretim tesir kesitlerinden hesaplanan olay sayıları.	40
Çizelge 5.5: 500 GeV kütleli yüklü izo-singlet VBL için farklı kütle merkezi enerjilerinde müon çarpıştırıcılarında elde edilen tek üretim tesir kesitlerinden hesaplanan olay sayıları.	41



KISALTMALAR

ATLAS	: A Toroidal LHC AparatuS
BBK (GUT)	: Büyük Birleşim Kuramı
CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CKM	: Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
CMS	: Kompakt Müon Selenoid
ÇD (FD)	: Çeşni Demokrasisi
DESY	: Alman Elektron Sinkrotronu
FCC	: Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı
FNAL	: Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı
KED	: Kuantum Elektrodinamik
LEP	: Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı
LHC	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
PETRA	: Pozitron-Elektron Tandem Halka Hızlandırıcı
SLAC	: Stanford Lineer Hızlandırıcı Kompleksi
SM	: Standart Model
SMÖ (BSM)	: Standart Model Ötesi
UA1	: Underground Area 1
UA2	: Underground Area 2
VBK (VLQ)	: Vektör-benzeri kuark
VBL (VLL)	: Vektör-benzeri lepton



SEMBOL LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
c_W	Weinberg açısının kosinüsü
$c_{L,R}^{M,N}$	Karışım açısının kosinüsü
$E^-(E^+)$	Birinci nesil yüklü vektör benzeri lepton ve antiparçacığı
Γ	Bozunum genişliği
$\mathcal{L}^{int}$	Toplam (entegre) ışınlık
$M^-(M^+)$	İkinci nesil yüklü vektör benzeri lepton ve antiparçacığı
$N_e(\bar{N}_e)$	Birinci nesil yüksüz vektör benzeri lepton ve antiparçacığı
$N_\mu(\bar{N}_\mu)$	İkinci nesil yüksüz vektör benzeri lepton ve antiparçacığı
$N_\tau(\bar{N}_\tau)$	Üçüncü nesil yüksüz vektör benzeri lepton ve antiparçacığı
s_W	Weinberg açısının sinüsü
$s_{L,R}^{M,N}, \sin\phi$	Karışım açısının sinüsü
σ	Tesir kesiti
$\sqrt{s}$	Kütle merkezi enerjisi
θ_W	Weinberg açısı (zayıf karışım açısı)
$\mathcal{T}^-(\mathcal{T}^+)$	Üçüncü nesil yüklü vektör benzeri lepton ve antiparçacığı

1. GİRİŞ

İnsan zekasının gözlemlene ve anlamlandırma yeteneklerini içinde barındırması, içine doğduğumuz asır ve öncesinde, farklı toplumların çeşitli alanlarda doğayı yönetebilme yetenekleri kazanmasını sağlamıştır. İnsanın sahip olduğu bu kavrama becerisi ve gözlem koşulları mutlaka bir noktada eksik kalmakta, ulaşılan en son nokta daha derin incelemeye ihtiyaç duymaktadır. Maddenin anlaşılması ise insanoğlunun doğa üzerindeki yeteneklerini her bir adımda geliştirecek bir çalışma alanıdır. Böylece, maddeyi oluşturan temel yapı taşlarının araştırılması, yaşadığımız evrenin işleyişinin daha iyi anlaşılmasını sağlamakla birlikte yeni teknolojik araçların geliştirilmesine olanak sağlama potansiyeli taşımaktadır.

Maddeyi oluşturan temel parçacıkların neler olduğu sorusu antik çağlara uzansa da günümüzde ulaşılmış olan bilimsel bilgi son yüzyıllara dayanmaktadır. Atom altı parçacıklar üzerine yapılan ilk deney 1897'de J. J. Thomson'ın gerçekleştirdiği katot tüpü deneyleri sonucunda elektronun keşfedilmesi olarak kabul edilmektedir. Thomson, katot ışınları olarak bilinen, ısıtılan bir telden koparılan elektronları elektrik ve manyetik alan yardımıyla yönlendirerek ve bu alanların şiddetlerini ayarlayarak parçacıkların hızını ve yükünün kütlesine oranını hesapladı. Bu oran bilinen iyonlara göre çok daha büyüktü. Thomson yaptığı hesaplamalar ışığında bu oranın bu parçacıkların kütlelerinin çok daha küçük olmasından kaynaklandığı kanısına vardı [1]. Daha sonraları bu parçacıkların elektron olarak anılmasında 1891'de G. J. Stoney'in temel yük birimi olarak bu terimi kullanmış olması etkili oldu. Bu deneylerden sonra Thomson tarafından 1904'te ortaya atılan üzümlü kek atom modeline göre eşit kütle dağılımına sahip atom içerisinde negatif yükler pozitif yüklü parçacıkların arasında atom boyunca dağılmış durumdaydı. Ancak 1910 yılında Geiger ve Marsden tarafından yapılan altın folyo deneyi atom içerisinde büyük boşluklar olması gerektiğini gösteriyordu. Deneyde altın bir folyo vakum ortamında alfa parçacığı demetine maruz bırakılarak bir floresan ekran üzerinde oluşan mikroskobik parlamalar gözlemlendi. Bu deneyin sonucunda α parçacıklarının sapma açısının 20.000'de 1 oranla da olsa 90°'den büyük açılarla

sapmış olması atom içerisinde bunu sağlayacak kadar alfa parçacığından çok daha ağır bir objenin olmasını gerektiriyordu. Ernest Rutherford, makalesinde bu büyük açıyla sapmaların tek bir atomik karşılaşmadan ileri gelmesi gerektiği, birden fazla karşılaşmadan kaynaklanmasının pek mümkün olmadığı yorumuna yer verdi. Burada beklenen α parçacıklarının küçük sapmalarla maddenin içinden geçmesi idi. Fakat beklendiği gibi olmaması Rutherford'u pozitif yüklerin yoğun bir noktada toplanmış olması gerektiği sonucuna getirdi ve sapmaların kaynağının 10^{-8} cm yarıçaplı atom merkezinde 10^{-12} cm'den daha küçük bir noktada toplanmış pozitif yük ve etrafındaki elektronlardan kaynaklanan güçlü bir elektrik alandan dolayı olacağını varsayarak hesaplamalarını yayınladı [2].

1914'te Neils Bohr elektronların çekirdek etrafında belirli seviyelerde döndüğünü ileri sürdü ve hesaplamalarıyla hidrojen spektrumunu başarılı bir şekilde açıkladı. Böylece atomun merkezinde yoğunlaşmış pozitif yük taşıyan çekirdek ve etrafında aynı miktarda yük barındıran elektronlardan oluştuğu ortaya çıkmış oldu. Burada elektronun ve Hidrojen atomu çekirdeğini oluşturan tek bir protonun kütleleri göz önüne alındığında Helyum ve daha büyük atomik sayıya sahip elementlerin atomik ağırlıklarının beklenenden yüksek olması başka bir açıklama gerektiriyordu. Bu sorun 1932'de James Chadwick'in nötronu keşfetmesi ve çekirdeğin atomun kütlesinin büyük kısmını teşkil eden protonlar ve nötronlardan oluştuğunu ileri sürmesiyle aşılmış oldu [1].

Atomun ulaşılan bu modelinden sonra geriye çekirdekte aynı yüke sahip protonları bir arada tutan kuvvetin ne olduğu, elektronların zıt yüklü protonlara yapışmadan ve yörüngesinde ivmeli hareket yapması gerektiği halde nasıl sürekli enerji kaybetmeden hareketine devam ettiği gibi pek çok soru kalmıştı.

1900'de Max Planck tarafından kara cisim ışımasının kesikli enerji paketlerinden oluştuğunun açıklanması ile kuantum kuramına adım adım yaklaşılmaya başlanmıştı. Planck, bu kuantumlanmanın sebebinin sıcak olan kara cismin yüzeyinden kaynaklandığını düşündü. 1905'te Albert Einstein bu durumun ışığın kendi yapısından ileri geldiğini öne sürdü ve fotoelektrik olayı açıklamakta bu yeni görüşü kullandı. Arthur Compton'un 1923'teki saçılma deneyi Einstein'ın öne sürdüğü ışığın kuantum kuramını destekler nitelikteydi. Compton yaptığı deneyde karbon atomu elektronlarını X ışınları ile bombardıman ettiğinde X ışınlarının elektronlardan saçıldığını gözlemledi. Böylece ışığın dalga özelliği gösterdiğini kanıtlayan Young

deneyinin (1801) üzerine atom altı düzeyde ışığın parçacık özelliği gösterdiği ve bir momentumunun olduğu ispatlanmış oldu. Işğın bu parçacık paketlerine 1926'da Gilbert Lewis tarafından *foton* adı verildi [1]. Kuantum alan kuramına göre elektromanyetik alan fotonlar şeklinde kuantumlanmıştır ve foton elektromanyetik kuvvetlerin taşıyıcısıdır.

Dirac $E^2 - \mathbf{p}^2 c^2 = m^2 c^4$ denklemini sağlayan negatif E enerjisine sahip bir parçacığın ne olabileceğine cevap ararken 1929'da negatif enerjili gözlenemeyen bir elektron denizi şeklindeki yorumunu yayınladı [3]. Carl Anderson tarafından 1932'de sis odasında çekilen bir fotoğrafta elektron ile çok yakın kütlede ancak pozitif yüklü olduğunu gösterdiği pozitronu gözlemledi [4]. Feynman ve Stuckelberg'in yorumuna göre antiparçacıklar farklı pozitif enerjili durumları Dirac denkleminin negatif çözümü olarak ortaya çıkan antimadde parçacıklarıdır [1,5]. Sonrasında Berkeley Bevatronu'nda 1955'te antiproton, 1956'da antinötron keşfedildi [6].

1930'da Wolfgang Pauli nükleer beta bozunumunda gözlenen kayıp enerjiyi açıklamak için "nötron" adını verdiği çok hafif kütleli ve yüksüz bir parçacık önerdi. Bu parçacığın maddeden geçip gitme yeteneği gama ışınlarıyla aynı ya da belki bunun 10 katı kadar olmalıydı [7]. 1953-56 yılları arasında Los Alamos Ulusal Laboratuvarı'nda gerçekleştirilen Poltergeist Projesi kapsamında nötrinoya dair ilk izler gözlemlendi [8].

1934'e gelindiğinde çekirdekdeki protonları ve nötronları bir arada tutan güçlü etkileşim kuvveti ile ilgili Yukawa bir kuram önerdi. Bu kuvvetin taşıyıcısının protonun 6'da biri kütleyle sahip olması gerektiğini gösterdi ve bu parçacığı mezon olarak adlandırdı. 1937'de kozmik ışın deneylerinde iki ayrı grup tarafından Yukawa'nın tarifine uyan parçacıklar gözlemlendi ancak yapılan farklı ölçümlerde farklı kütleler ölçülüyordu. Daha sonra bu durumun pionun deniz seviyesine yakın yerlerde müona bozunmasından kaynaklandığı anlaşıldı [1].

Müon ilk gözlemlendiğinde Yukawa'nın ortaya attığı mezonlara dahil olduğu düşünülüyordu. Ancak sonraları çekirdek ve diğer parçacıklarla güçlü kuvvet aracılığıyla etkileşmediği anlaşıldı. Nitekim, Conversi, Pancini ve Piccioni'nin 1947 yılında yoğun malzemelerde negatif müonların bozunumunu inceleyen deneyi, müonun güçlü etkileşim yoluyla emilmediğini açıkça gösterdi [9]. Böylece müonun

elektronun ağır bir versiyonu olduğu ortaya çıktı ve neden doğada elektrondan ağır bir leptona ihtiyaç olduğu sorusu doğdu (müon-elektron bulmacası).

Yüksek enerjilerde çarpıştırıcı sistemlerin kurulması ile daha alt düzeylere inilebildi. Robert Hofstadter 1950'lerde 200 MeV'e kadar elektron demetlerini üretilip sabit bir hedefe çarptırmayı başardı ve deneyleri sonucunda protonun sabit çapa sahip olduğunu gösterdi [10].

GWS (Glashow-Weinberg-Salam) teorisi olarak da bilinen elektromanyetik ve zayıf etkileşimlerin birleşim teorisi 1960'larda şekillenmeye başladı [11-13]. Elektrozayıf kısmın birleştirilmesinden sonra güçlü etkileşimin de modelinin ortaya konmasıyla [25, 26] Standart Model (SM) 1970'lerin ortalarında son halini aldı. 1969'da gelişen teknolojiyle 3,2 km uzunlukta doğrusal elektron hızlandırıcısı Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'nde (SLAC) kuruldu. Üretilen 20 GeV enerjili elektron demetleri ile yapılan deneyler kuarkların varlığına dair ilk doğrudan kanıtı ortaya koydu [14]. Standart Model'in en ağır leptonu olan tau-lepton ise 1960'larda Antonio Zichichi tarafından öngörülerek 1974 yılında SLAC'da bulundu [15]. Tau leptonun keşfi ile müon-elektron bulmacası tau-müon-elektron bulmacasına dönüştü. Standart Model açısından bu üç aile bulmacası anlamına geliyordu. Günümüz bilgisine göre n aileli Standart Model'de CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) matrisi $n(n-1)/2$ aç ve $(n-1)(n-2)/2$ faz içerir. CP bozunumundan CKM matrisindeki fazlar sorumludur. Böylece madde-antimadde asimetrisi (ya da CP bozunumu) için en az 3 SM ailesine gereksinim vardır.

Sheldon Glashow, Steven Weinberg ve Abdus Salam tarafından ayrı ayrı nötr zayıf etkileşimlere aracılık ettiği öngörülen Z bozon için 1973'te CERN'de ilk doğrudan kanıt ortaya kondu [16]. CERN SPS (Süper Proton Sinkrotron) UA1 ve UA2 işbirlikleri 1983'te o yıllarda beta bozunumlarına aracılık ettiği düşünülen W bozonun keşfini duyurdu [17, 18]. Proton ve nötronları oluşturan kuarkları bir arada tutan gluon ise 1979'da DESY'deki PETRA çarpıştırıcısında gözlemlendi. Bu model tarafından tahmin edilen parçacık keşifleri 2012'de Higgs bozon keşfi ile tamamlandı [19, 20].

Standart Model'e göre, temel parçacıklar maddeyi oluşturan fermiyonlar ve kuvvet taşıyıcı bozonlardan oluşmaktadır. Bozonlar Higgs, W, Z bozonlar, gluonlar ve fotondur. Fermiyonlar ise 3 kuark ve 3 lepton ailesinden oluşmaktadır. Birinci aile fermiyonları bildiğimiz evreni oluşturan proton ve nötronların yapıtaşları olan u ve d

quarklar, elektron ve elektron nötrinosunu içerir. SM parçacıklarının tablosu Şekil 1.1'de verilmiştir.

	mass → charge → spin →	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$ $2/3$ $1/2$ u up	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$ $2/3$ $1/2$ c charm	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$ $2/3$ $1/2$ t top	0 0 1 g gluon	$\approx 126 \text{ GeV}/c^2$ 0 0 H Higgs boson
QUARKS		$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ d down	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ s strange	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ b bottom	0 0 1 γ photon	
		$0.511 \text{ MeV}/c^2$ -1 $1/2$ e electron	$105.7 \text{ MeV}/c^2$ -1 $1/2$ μ muon	$1.777 \text{ GeV}/c^2$ -1 $1/2$ τ tau	0 0 1 Z Z boson	
LEPTONS		$< 2.2 \text{ eV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_e electron neutrino	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_μ muon neutrino	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_τ tau neutrino	$80.4 \text{ GeV}/c^2$ ± 1 1 W W boson	GAUGE BOSONS

Şekil 1.1: Standart Model fermiyonları (solda) ve ayar bozonları (sağda) kütle, yük ve spin değerleri [21]

Kuark sektörü u, c, t üst kuarkları ve d, s, b alt kuarklarından oluşur. Kuarklar ikili ya da üçlü sistemler halinde bir arada bulunur ve gluon ile etkileşir. Lepton sektörü ise elektron, müon ve tau leptonlar ve bunların nötrinolarından oluşur. Ayar bozonları parçacık etkileşmelerinden sorumludur. Gluon (g) güçlü etkileşmelerin, W ve Z bozonlar zayıf etkileşmelerin ve foton (γ) elektromanyetik etkileşmelerin taşıyıcısıdır. Güçlü etkileşmelere yalnızca kuarklar girerken tüm kuark ve leptonlar zayıf etkileşmelere girebilir. Elektromanyetik etkileşmelere yükü olan parçacıklar katılabilir, bu yüzden nötrinolar hariç diğer yüklü parçacıklar (ve antiparçacıkları) fotonla etkileşir.

Standart Model birçok serbest parametre barındırmaktadır ve parçacık fiziği çalışmalarında bu parametreleri ortaya çıkarabilmek bu alandaki temel amaçlardan biridir [22]. Ancak bilinen temel parçacıklar ve etkileşmelerinin ötesini inceleyebilmek için yüksek kütle merkezi enerjisinde parçacık çarpıştırmalarına gerek duyulmaktadır. Bunun nedeni daha küçük mesafeleri (λ) görebilmek ve daha ağır parçacıklar üretmek için daha yüksek kütle merkezi enerjilerine ulaşılması gerekliliğidir.

Standart Model günümüzdeki binlerce deneyin sonuçlarını doğru şekilde yorumlamaktadır. Öte yandan Standart Model'in çözemediği birçok problem vardır (bunların bir kısmı Bölüm 2.4'te sıralanmıştır). Bu nedenle Standart Model Ötesi modeller önerilmiştir. Bu modeller çok sayıda yeni parçacık ve etkileşmelerin mevcut olmasını öngörmektedir. Vektör benzeri leptonlar ve kuarklar yeni parçacıklar arasında önemli yer tutmaktadır.

Müon, SM ikinci aile yüklü leptonudur ve elektronun 200 katı kütleye (105 MeV) sahiptir. Müon kararlı değildir ve 2.2 μ s'de elektron, bir müon nötrinosu ve bir elektron antinötrinosuna bozunur. Ancak yüksek hızlara ulaştığında bozunma süresi içerisinde kilometrelerce yol alabilir. Ayrıca kütlesinin elektrondan büyük olması sayesinde ivmeli hareketi sonucu sinkrotron ışıınımı yaparak enerji kaybetme miktarı tolere edilebilecek ölçüde olmaktadır. Bu sayede bir paketçik birkaç defa kullanılabilir şekilde dairesel hızlandırıcılarda hızlandırılarak enerji ön-cephesi çarpıştırıcılarda temel araştırmalar için kullanılma imkanı sunmaktadır.

Bu tez çalışması kapsamında gelecekte inşa edilmesi öngörülen müon çarpıştırıcısının sahip olabileceği 3 TeV, 6 TeV, 10 TeV ve 14 TeV kütle merkezi enerjilerinde ikinci aileye bağlı yüklü vektör benzeri leptonların çift ve tek üretimleri irdelenmiştir.

2. TEORİK ALTYAPI

Doğada vektör benzeri fermiyonların varlığını destekleyen güçlü fenomenolojik argümanlar vardır. Bu bölümde Standart Model'in elektrozayıf kısmı ile ilgili genel bilgiler [23] ve vektör benzeri leptonların teorik altyapısı ve Lagranjiyenleri verilmektedir.

2.1 Ayar Değişmezliği

Kuvvetlerin davranışı günümüz bakış açısıyla simetriler ile ilişkilidir. Simetriler bir sistem üzerine uygulanan ve uygulanması sonucu fizik yasalarını değişmez (invariant) bırakan operasyonlardır. Noether teoremine göre, her korunum yasası bir simetrinin sonucu olarak ortaya çıkar. Grup teorisi açısından bakıldığında, bir grup simetrilerin sistematik bir bütünlüğü olarak düşünülebilir. Simetri operasyonlarının uygulanış sırası sonucu değiştirmiyorsa ($R_i R_j = R_j R_i$), diğer bir ifadeyle komütatif ise, bu simetrileri içeren grup abelyendir. Eğer sonuç aynı kalmıyorsa abelyen değildir [1]. Bütün simetriler yerel ve küresel (ya da global) simetriler olmak üzere iki büyük gruba ayrılabilir. Küresel değişmezlikte dönüşümler tüm uzay-zaman noktalarında aynı anda gerçekleştirilir. Yerel değişmezlikte ise farklı uzay-zaman noktalarında farklı dönüşümler yapılır [24].

2.1.1 Küresel U(1) Simetrisi

Kuantum elektrodinamiği (KED), $U(1)_Q$ yük korunumunu tanımlayan küresel abelyen simetrik ayar grubuna dayanan bir teoridir. Bu grup altındaki dönüşümler ψ alanı ile tanımlanan Q yüklü parçacık için Denklem (2.1-2.2)'deki şekildedir.

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha Q} \psi \quad (2.1)$$

$$\bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i\alpha Q} \quad (2.2)$$

Burada α , parçacığın uzay-zaman koordinatlarından bağımsız keyfi bir sayıdır. α parameresi x_μ uzay-zaman koordinatından bağımsız ise bu grup küresel simetriktir.

2.1.2 Küresel Abelyen Olmayan SU(2) Simetrisi

Bu grup altında dönüşüm

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha \cdot T} \psi, \quad (2.3)$$

$$\bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i\alpha \cdot T}, \quad (2.4)$$

şeklinde gerçekleşir. Burada $T = \frac{1}{2}\tau$ ve τ Denklem (2.5-2.7) arasında verildiği şekilde Pauli matrisleridir.

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

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

$$\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Matrisler komütatif olmadığından (sırası değiştiğinde sonuç değiştiğinden) bu grup abelyen değildir.

2.1.3 Yerel Abelyen Simetri

Elektron, foton ve bunların etkileşimlerini tanımlayan kuantum elektrodinamiğin Lagranjyeni:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\hat{\partial} + e\hat{A} - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.8)$$

şeklindeir. Bu Lagranjyen

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha(x)} \psi \equiv S\psi, \quad (2.9)$$

$$\bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i\alpha(x)} \equiv \bar{\psi} S^\dagger \quad (2.10)$$

dönüşümleri yapıldığında invaryanttır. $\alpha(x)$ konuma bağlı bir parameteredir. F alan şiddet tensörü

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial}{\partial x^\mu} A_\nu - \frac{\partial}{\partial x^\nu} A_\mu \quad (2.11)$$

bu dönüşüm altında değişmezdir.

2.1.4 Yerel SU(2) Simetrisi

Yangs-Mills teorisi korunumlu bir akıma bağlı kütsüz vektör alanların izotopik tripletini tanımlar ve yerel izotopik rotasyonlar altında değişmezdir:

$$\psi \rightarrow \psi' = S\psi \quad (2.12)$$

$$\bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} S^\dagger. \quad (2.13)$$

Burada $S=e^{i\alpha(x)\cdot T}$, T izotopik rotasyonların üç matrisi ve $\alpha(x)$ bu rotasyonların genellikle noktadan noktaya değişen üç parametresidir. Bu simetrinin gerçekleşmesi ψ alanına bağlı A_μ kütsüz vektör alanlarının varlığını gerektirir. Lagranjiyen şu formdadır:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\hat{D} - m) \psi - \frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{G}^{\mu\nu}. \quad (2.14)$$

Burada kovaryant, diğer bir ismiyle genelleştirilmiş türev $D_\alpha = \partial_\alpha - igA_\alpha$ şeklindedir, abelyen durumun aksine A_α Denklem (2.15)'te gösterildiği gibi bir matristir.

$$(A_\alpha)_i^k = \sum_1^3 \mathbf{A}_\alpha(\mathbf{T})_i^k. \quad (2.15)$$

SU(2) grubunun özel bir temsili altında dönüşen bir izodublet alan için:

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

Alan şiddet tensörü,

$$G_{\mu\nu} = \mathbf{G}_{\mu\nu} \mathbf{T} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu], \quad (2.17)$$

abelyen olmayan ayar alanları için, abelyen olanların aksine, alanın lineer olmayan bir fonksiyonudur. Burada $\mathbf{T}$ matrisleri $\mathbf{T} = \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau}$ şeklindedir.

2.2 Elektrozayıf Etkileşimlerin Standart Modeli

Standart Model (SM) güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşimleri açıklayan, $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ simetri grubuna dayanan bir ayar teorisidir [11-13, 25, 26]. Bu etkileşimler, ilgili spin-1 ayar alanlarının değişimi aracılığıyla gerçekleşir. Güçlü etkileşimler gluon, elektromanyetik etkileşimler foton, zayıf etkileşimler ise kütleli $W^\pm$ ve Z bozonları aracılığıyla gerçekleşir. Elektrozayıf etkileşimler ise A_μ^i , $i = 1, 2, 3$ ve B_μ ayar bozonları ile dört ayar alanına (iki yüklü, iki nötr) karşılık gelen yerel $SU(2) \times U(1)$ simetrisi üzerine inşa edilir.

SM leptonları ve kuarkları $SU(2)_W \times U(1)_Y$ ayar grubuna göre aşağıdaki şekilde gruplanmıştır:

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, u_R, d_R, \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \nu_{eR}, e_R \quad (2.18)$$

$$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, c_R, s_R, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \nu_{\mu R}, \mu_R \quad (2.19)$$

$$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, t_R, b_R, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, \nu_{\tau R}, \tau_R \quad (2.20)$$

$A = \{A_1, A_2, A_3\}$ abelyen olmayan $SU(2)$ simetrisine karşılık gelen üç alan ve B abelyen $U(1)_Y$ simetrisine karşılık gelen alan olarak tanımlanmıştır.

B ayar alanı parçacıkların hiperyükü ile etkileşir. Farklı multipletlerin hiperyükü multipletin ortalama yükünün iki katı olarak tanımlanır. Sağ elli nötrinin spini ve hiperyükü olmadığından ayar alanlarıyla etkileşmez. Hiperyükün farklı multipletler için aldığı değerler aşağıda verilmiştir. e elektronu, ν elektron nötrinosunu ifade etmektedir. Aynı hiperyük değerleri ikinci ve üçüncü sektör SM leptonları için de geçerlidir.

Çizelge 2.1: Farklı multipletler için hiperyük değerleri [23].

Multiplet	Hiperyük (Y)
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	-1
e_R	-2
ν_R	0

Foton ve Z bozon, A_3 ve B alanlarının; W^+ ve W^- bozonlar da A_1 ve A_2 alanlarının ortogonal süperpozisyonları olarak ortaya çıkar. Sol-elli fermiyon alanları $SU(2)$ altında dublet olarak dönüşürken sağ-elli fermiyon alanları $SU(2)$ singletleridir.

Higgs ve elektrozayıf hassas veri kesinlikle üç ardışık fermiyon ailesi olduğunu göstermektedir [27].

Lagranjiyenin izotopik değişmezliği fermiyonların kütesiz olmasını gerektirir. $m\bar{e}e = m(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)$ kütle terimi izotopik değişmezliği bozacağından el ile eklenemez.

Skaler alanların izotopik dubleti

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

şeklindedir. Antiparçacıklarla beraber düşünüldüğünde dört alan vardır: $\varphi^+, \varphi^0, \varphi^-, \bar{\varphi}^0$. $(\varphi^0 + \bar{\varphi}^0)/\sqrt{2}$ alanı sıfırdan farklı vakum beklenen değeriyle W ve Z bozon ile elektrona kütesini verir.

Standart Model'in birinci aile lepton sektörünü içine alan 9 terimli Lagranjiyeni Denklem (2.22)'deki gibidir.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i\bar{L}\widehat{D}L + i\bar{e}_R\widehat{D}e_R + i\bar{\nu}_R\widehat{D}\nu_R + |D_\mu\varphi|^2 \\ & - \frac{1}{2}\lambda^2 \left(|\varphi|^2 - \frac{1}{2}\eta^2 \right)^2 - f_e(\bar{L}e_R\varphi + \bar{e}_R L\varphi^\dagger) \\ & - f_{\nu_e}(\bar{L}\nu_R\varphi_c + \bar{\nu}_R L\varphi_c^\dagger) \end{aligned} \quad (2.22)$$

Denklem (2.22)'de ayar alanlarının kuvvetliliği $G_{\mu\nu}$ Denklem (2.17)'de verildiği şekildedir. Burada $A_\mu = W_{a\mu} \cdot T_a$ ve $F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ şeklidir.

Üçüncü terim sol elli fermiyonların, 4 ve 5. terimler de sağ elli fermiyonların serbest hareketini ve ayar alanlarıyla etkileşimlerini tanımlar. Burada e_R ve ν_R izotopik singletler, L ise sol elli SM leptonlarının (e_L ve ν_L) oluşturduğu izotopik dublettir.

$$L = \begin{pmatrix} \nu_{e_L} \\ e_L \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Kovaryant türev $\widehat{D}$ şu şekilde ifade edilir:

$$\widehat{D} = D_\mu \gamma^\mu = \partial_\mu \gamma^\mu - igT_a \cdot W_{a\mu} \gamma^\mu - i\frac{1}{2}\not{g}YIB_\mu \gamma^\mu. \quad (2.24)$$

Burada $T_a = \frac{1}{2} \tau_a$ ve τ Pauli matrisi, I birim matris, $W_{3\mu}$ SU(2)_W ve B_μ U(1)_Y simetri grupları için eklenen ayar alanlarıdır. g , $W_{3\mu}$ alanının; $\not{g}$ ise B_μ alanının etkileşim sabitidir. Bu alanlar fiziksel değildir ve karışımlarıyla Denklem (2.25-2.26)'da görüldüğü gibi foton (A_μ) ve Z-bozon (Z_μ) fiziksel alanlarını oluşturur. $W_{1\mu}$ ve $W_{2\mu}$

alanlarının karışımı ise yüklü akım etkileşimine sebep olan W-bozon fiziksel alanını oluşturur (Denklem (2.27)).

$$A_\mu = W_{3\mu} \sin \theta_w + B_\mu \cos \theta_w \quad (2.25)$$

$$Z_\mu = W_{3\mu} \cos \theta_w - B_\mu \sin \theta_w \quad (2.26)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{W_{1\mu} \mp i W_{2\mu}}{\sqrt{2}} \quad (2.27)$$

$\bar{g} = \sqrt{g^2 + \acute{g}^2}$ olarak tanımlandığında, $g/\bar{g} = \cos \theta_w$ ve $\acute{g}/\bar{g} = \sin \theta_w$ olarak verilir. Kovaryant türev için verilen ifadeden görüleceği gibi Y hiperyükü ve T_3 izospin projeksiyonuna sahip nötr ayar alanlarının etkileşimleri şu şekildedir:

$$-i \frac{1}{2} \acute{g} Y B - i g T_3 W_3. \quad (2.28)$$

Q, e biriminde elektrik yükü kabul edilerek $Q = T_3 + \frac{1}{2} Y$ eşitliği kullanılarak yukarıdaki ifade evrensel olarak şu ifadeye dönüşür:

$$-i \frac{1}{2} \acute{g} Y B - i g T_3 W_3 = -i \bar{g} (T_3 - Q \sin^2 \theta_w) Z - i \frac{\acute{g} \acute{g}}{\bar{g}} Q A. \quad (2.29)$$

Bu ifade hem sağ hem de sol elli spinörler ve skalar parçacıklar için geçerlidir. Görüleceği üzere yüksüz bir parçacık sadece Z boson ile çiftlenir, fotonla etkileşmez. $-i \frac{\acute{g} \acute{g}}{\bar{g}} Q A$ terimi fotonun elektrik yüküyle çiftlenimini tanımlar, $\frac{\acute{g} \acute{g}}{\bar{g}} = e = \sqrt{4\pi\alpha}$ şeklinde e elektrik yüküyle ilişkilidir. Aynı zamanda,

$$e = g \sin \theta_w = \acute{g} \cos \theta_w = \bar{g} \sin \theta_w \cos \theta_w \quad (2.30)$$

şeklinde de yazılabilir. Buradan hareketle bütün ayar alanlarının etkileşimlerinin elektrik yüküne ve serbest bir parametre olan Weinberg açısına bağlı olduğu sonucuna varırız. Sol veya sağ elli spinörün Z bozon ile çiftlenimini niteleyen yük şuna eşittir:

$$- \frac{e}{\sin \theta_w \cos \theta_w} (T_3 - Q \sin^2 \theta_w). \quad (2.31)$$

Burada T_3 parçacık izospin projeksiyonu ve Q parçacığın yüküdür. Hem elektromanyetik hem de zayıf etkileşimlerin aynı e yükü ile nitelendirilmesi SM'nin elektromanyetik ve zayıf etkileşimlerin bir birleşim teorisi olduğunun göstergesidir. Ancak teori henüz tamamlanmış değildir, θ_w serbest parametresinin teorik bir tahmini veya hesaplaması bulunmamaktadır. Deneysel olarak $\theta_w \cong 30^\circ$ ölçülmüştür. θ_w serbest parametresi zayıf etkileşimin simetri grubu $U(1)$ ve $SU(2)$ basit gruplarının bir doğrudan ürünü olduğundan ortaya çıkmaktadır. Eğer iki grubunda daha büyük bir grubun birer alt grubu olduğu düşünülürse θ_w 'nin keyfiliği ortadan kaldırılabilir.

Lagranjiyenin dördüncü ve beşinci terimlerinde sağ elli elektron için

$$\bar{e}_R \hat{D} e_R = \bar{e}_R \left(\partial_\mu \gamma^\mu - i \frac{1}{2} g Y B_\mu \gamma^\mu \right) e_R \quad (2.32)$$

ve sağ elli nötrino için

$$\bar{\nu}_R \hat{D} \nu_R = \bar{\nu}_R \partial_\mu \gamma^\mu \nu_R \quad (2.33)$$

elde edilir. Sağ elli nötrinonun hiperyükü ve izospini sıfır olduğundan ayar alanlarıyla etkileşmez. Altıncı terimdeki $D_\mu \varphi$ şunu ifade eder:

$$D_\mu \varphi = \left(\partial_\mu - i g T^a \cdot W_\mu^a - i \frac{1}{2} g Y B_\mu \right) \varphi. \quad (2.34)$$

$|D_\mu \varphi|^2$ ifadesi ise hem skalar alanların hareketini hem de skalar alanların W_μ^a ve B_μ ayar alanlarıyla etkileşimlerini tanımlar ve şu şekildedir:

$$|D_\mu \varphi|^2 = (D_\mu \varphi)_i^* (D^\mu \varphi)^i \quad (2.35)$$

φ alanı $\eta/\sqrt{2}$ kadarlık bir vakum bekleme değeri kazandığında altıncı terim ayar bozonlarına kütesini verir. Sekiz ve dokuzuncu terimler fermiyonların skalar alanlarla etkileşimlerini tanımlar. φ alanı sıfırdan farklı bir değer kazandığında bu terimler fermiyonlara sıfırdan farklı kütleler verir (f_e içeren terim elektrona ve f_{ν_e} içeren terim elektron nötrinosa). φ_c izospinörü şu biçimdedir:

$$\varphi_c = \begin{pmatrix} \bar{\varphi}^0 \\ -\varphi^- \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

Eğer nötrininonun kütlesinin sıfır olmasını istiyorsak $f_{\nu_e} = 0$ alınmalıdır. Eğer $m_{\nu_e} = 0$ ise sağ-elli nötrino diğer parçacıklardan tamamen soyutlanır ve güçlü, elektromanyetik veya zayıf etkileşimlerde yer almaz. Burada belirtelim ki nötrino salınımlarının gözlemlenmesi nötrininonun kütlesinin dolayısıyla sağ-elli bileşeninin var olduğunun göstergesidir.

Elektronun kütlesine gelince $f_e(\bar{L}e_R\varphi + \bar{e}_RL\varphi^\dagger)$ ifadesinde $\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix}$ yerine konduğunda

$$\frac{1}{\sqrt{2}}f_e(\bar{e}_Le_R + \bar{e}_Re_L)(\eta + \chi) = \frac{1}{\sqrt{2}}f_e\bar{e}e(\eta + \chi) \quad (2.37)$$

halini alır. Birinci terim elektrona kütlesini verir. $m_e = f_e\eta/\sqrt{2}$ şeklindedir. f_e sabiti hem elektronun kütlesini hem de elektronun χ alanıyla etkileşimini belirler:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}f_e\bar{e}e(\eta + \chi) = m_e\bar{e}e + (\sqrt{2}G)^{1/2}m_e\chi\bar{e}e \quad (2.38)$$

Buradan çıkarılabileceği üzere Higgs scalar bozonun bir parçacıkla etkileşimi ne kadar güçlüyse o parçacık o kadar ağır kütle kazanır. Birinci aile leptonları için söylenenler ikinci ve üçüncü aile leptoları için de geçerlidir. Lagranjiyenin leptonik sektörü bir (ν_{μ_L}, μ_L) dubleti ve μ_R ve ν_{μ_R} singletleri eklenerek genişletilir. Benzer şekilde (ν_{τ_L}, τ_L) dubleti ve τ_R ve ν_{τ_R} singletleri de eklenir. $m_{\nu_\mu} = 0$ ve $m_{\nu_\tau} = 0$ ise $f_{\nu_\mu} = 0$ ve $f_{\nu_\tau} = 0$ olur. Yukarıda belirttiğimiz gibi nötrinolar kütleyle sahiptir fakat kütle değerleri çok düşük olduğundan Higgs ile etkileşimleri çok zayıftır. Yüklü leptonlar içinse $f_e:f_\mu:f_\tau = m_e:m_\mu:m_\tau$ oranısı geçerlidir (aileler arası karışımlar ihmal edildiği durumda).

Vektör benzeri fermiyonlar durumunda ayar simetrisi kütle terimlerini engellemez. Mesela izo-dublet VBL durumunda kütle terimi

$$m(\bar{N}_{e_L} \bar{E}_L) \begin{pmatrix} N_{e_R} \\ E_R \end{pmatrix} + h.c. \quad (2.39)$$

$SU(2)_W$ ayar simetrisini bozmaz.

2.3 İkinci Aile Leptonları için Etkileşim Lagranjiyeni

Sol elli 2. aile leptonları için:

$$\bar{L}\hat{D}L = (\bar{\nu}_{\mu_L}\bar{\mu}_L)\hat{D}\begin{pmatrix}\nu_{\mu_L} \\ \mu_L\end{pmatrix} \quad (2.40)$$

şeklinde yazılır. Kovaryant türevin (Denklem(2.2)) kinematik terimi hariç bozonlarla etkileşimi içeren kısmı yerine yazıldığında

$$(\bar{\nu}_{\mu_L}\bar{\mu}_L)\begin{pmatrix}\frac{1}{2c_W}g\hat{Z} & \frac{\sqrt{2}}{2}g\hat{W}^+ \\ \frac{\sqrt{2}}{2}g\hat{W}^- & -g\hat{A}s_W + \frac{s_W^2 - c_W^2}{2c_W}g\hat{Z}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_{\mu_L} \\ \mu_L\end{pmatrix} \quad (2.41)$$

ve matris işlemleri yapıldığında

$$\begin{aligned} \frac{g}{2c_W}\bar{\nu}_{\mu_L}\hat{Z}\nu_{\mu_L} + \frac{g\sqrt{2}}{2}\bar{\mu}_L\hat{W}^-\nu_{\mu_L} + \frac{g\sqrt{2}}{2}\bar{\nu}_{\mu_L}\hat{W}^+\mu_L + \bar{\mu}_L(-gs_W\hat{A} \\ + g\frac{1 - c_W^2}{2c_W}\hat{Z})\mu_L \end{aligned} \quad (2.42)$$

şeklini alır.

Sağ elli leptonlar singlet olduklarından Çizelge 2.1.'deki hiperyükleri de göz önüne alındığında işleme şu şekilde girer:

$$\bar{\mu}_R\hat{D}\mu_R = \bar{\mu}_R(\hat{\partial} + i\hat{g}\hat{B})\mu_R \quad (2.43)$$

ve

$$\bar{\nu}_R\hat{D}\nu_R = \bar{\nu}_R\hat{\partial}\nu_R. \quad (2.44)$$

Denklem (2.22)'deki 3, 4 ve 5. terimler için işlemler yapıldığında 2. aile Standart Model leptonlarının etkileşim Lagranjiyenleri Denklem (2.45)'te verildiği gibi elde edilir. $\sin \theta_w$ ve $\cos \theta_w$ sırasıyla s_W ve c_W olarak kısaltılmıştır.

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{int}}^{SM} = & g s_W A_\mu \bar{\mu} \gamma^\mu \mu - \frac{g}{2\sqrt{2}} [W_\mu^- \bar{\mu} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_\mu + W_\mu^+ \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \mu] \\ & - \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\frac{1}{2} \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_\mu + \bar{\mu} \gamma^\mu (-\frac{1}{2} + 2s_W^2 + \frac{1}{2} \gamma^5) \mu]\end{aligned}\quad (2.45)$$

2.4 Standart Model'in Çözemediği Problemler

1970'lerin başlarında önerilen 3 kuark ve lepton ailesine sahip Standart Model (SM) günümüzde ulaşılan neredeyse tüm deneysel sonuçları yüksek hassasiyetle açıklamaktadır. Bunun yanında en çok test edilmiş fiziksel model olarak bilinmektedir. Standart Model'in içerdiği tüm parçacıklar keşfedilmiştir. Bunlara en son eklenen 2012'de CERN LHC'de keşfedilen Higgs Bozonu'dur [19, 20].

Öte yandan, SM'nin sahip olduğu etkileşim sabitleri, kuark ve lepton kütleleri, fazlar ve faz açıları, karışım açıları Higgs potansiyelinin parametreleri düşünüldüğünde 26 bağımsız parametresi bulunmaktadır. Bu parametrelerin nelere bağlı olarak ortaya çıktığı sorusuyla birlikte neden 3 aile olduğu, kuark-lepton simetrisinin ve sağ-sol asimetrisinin sebebi, tekrar eden ailelerin bulunması, bütün etkileşimlerin ayar simetrisi üzerinde gerçekleşmesi, madde-antimadde asimetrisinin varlığı, hapis hipotezi, karanlık madde ve karanlık enerjinin varlığı, bilinen temel parçacıkların bileşik parçacık olup olmadığı gibi pek çok cevap bekleyen temel soru mevcuttur.

Bu soruların cevaplandırılması için ortaya atılan pek çok Standart Model Ötesi (SMÖ) model mevcuttur. Bu modeller çok sayıda yeni parçacık ve etkileşmenin varlığını öngörmektedir. Vektör benzeri leptonlar ve kuarklar öngörülen parçacıklar arasında önemli yer tutmaktadır. Bunların varlığı Çeşni Demokrasisi (Flavor Democracy) Hipotezi (bakınız [28] ve içindeki atıflar) ve (elektrozayıf ve güçlü etkileşimleri birleştirmeyi amaçlayan) E₆ Büyük Birleşim Teorisi (BBK) tarafından desteklenmektedir [29-31].

2.5 E₆ Büyük Birleşim Teorisi

Bir önceki alt bölümde bahsedilen sorunların çözümü için yapılan girişimlerden birisi de elektrozayıf ve güçlü etkileşimleri tek bir ayar grubu altında birleştirmeyi hedefleyen büyük birleşim teorileridir (BBK). İlk önerilen ve en basit BBK olan SU(5) [32] bir aileye mensup fermiyonların farklı multipletlerde (5'li, 10'lu ve tekli)

yer aldığından ve bu modelde üç temel etkileşmenin sabitleri yüksek enerjilerde aynı değere sahip olmadığından dolayı başarısız kalmıştır. Bunun üzerine anomali içermeyen bir sonraki en basit ve daha geniş bir BBK grubu olan SO(10) [33] üzerinde durulmaya başlandı (bu modelde bir ailenin fermiyonları 16-plette yer alıyor ve etkileşme sabitlerinin birleşimi sağlanabiliyor).

E_6 ilk defa 1970'lerin başında önerildi [29-31] E_6 BBK süpersicim kuramı çerçevesinde de desteklenmektedir [34]. Bu modelde bir aile fermiyonları 27-plette yer aldığından yeni ağır kuarklar ve leptonlar öngörülmektedir.

E_6 BBK'ya göre 2. aile bağlantılı yeni vektör benzeri leptonlar ve kuarklar Standart Model'e şu şekilde eklenir:

$$\begin{pmatrix} C_L \\ S_L \end{pmatrix}, c_R, s_R, S_L, S_R, \begin{pmatrix} V_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, v_{\mu R}, \mu_R, \begin{pmatrix} N_{\mu L} \\ M_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} N_{\mu R} \\ M_R \end{pmatrix}, \mathcal{N}_\mu. \quad (2.46)$$

burada $S^{-1/3}$ yüke sahip ağır kuarktır, N_μ ve M yeni ağır leptonlar, $\mathcal{N}_\mu$ yeni çok ağır Majorana leptonudur. Majorana nötr leptonun kütlesi BBK skalasıdır (10^{15} GeV). Doğal olarak müon çarpıştırıcılarında üretilmesi mümkün değildir.

E_6 BBK'ya göre 1. ve 3. aile bağlantılı VBL'lerin SM'ye eklenişi de 2. aile ile benzer şekilde olacaktır.

$$\begin{pmatrix} V_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, v_{eR}, e_R, \begin{pmatrix} N_{eL} \\ E_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} N_{eR} \\ E_R \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

$$\begin{pmatrix} V_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, v_{\tau R}, \tau_R, \begin{pmatrix} N_{\tau L} \\ \mathcal{T}_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} N_{\tau R} \\ \mathcal{T}_R \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

Burada E ve $\mathcal{T}$, sırasıyla 1. ve 3. aile bağlantılı yüklü VBL'leri; N_e , ve N_τ ise yüksüz VBL'leri temsil etmektedir.

2.6 Çeşni Demokrasisi Hipotezi

Çeşni Demokrasisi (ÇD) hipotezinde vektör benzeri kuarklar E_6 durumuyla örtüşmektedir. VBL'lere gelince bunlar hem E_6 'da olduğu gibi izo-dublet şeklinde olabilirler hem de izo-singlet şeklinde olabilirler. İkinci aileye bağlı izo-singlet VBL'ler SM lepton sektörüne eklenerek aşağıda verilmiştir.

$$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \nu_{\mu R}, \mu_R, N_{\mu L}, M_L, N_{\mu R}, M_R \quad (2.49)$$

Standart Model'deki tüm fermiyonlar kiraliteye sahiptir. Kuarkların veya leptonların kiral olması sol ve sağ bileşenlerinin elektrozayıf ayar grubu $SU(2)_W \times U(1)_Y$ altında farklı bir şekilde dönüştüğü anlamına gelir: sol-elliler dublet, sağ-elliler singlet olarak dönüşür. Bu durum, elektrozayıf simetri kırılmadan önce kütlelerinin kesinlikle sıfır olduğu anlamına gelir. Elektrozayıf etkileşimler altında aynı şekilde dönüşen fermiyonlar ise bunun aksine kiral değildir, yani vektör benzeridir.

Bu tez kapsamında VBL'lerin yalnızca ilgili SM ailesi leptonlarıyla karıştığı ve diğer ailelerin leptonlarıyla karışımlarının ihmal edilecek kadar küçük olduğu varsayılmaktadır. Buradan itibaren sadece 2. aile bağlantılı VBL'ler üzerine çalışıldığından görünümü basitleştirmek adına N_μ yerine N kullanılacaktır.

2.7 İkinci Nesil İzo-Dublet ve İzo-Singlet Vektör Benzeri Leptonların Etkileşim Lagranjiyenleri

Vektör benzeri fermiyonların sol ve sağ bileşenleri $SU(2)_W$ simetri grubu altında aynı şekilde dönüşür. Denklem (2.22)'de dublet olan sol-elli parçacıkların işleme alınmasına benzer şekilde yeni ağır leptonların sol-elli bileşenlerinin kinematik terimi ve ayar alanları ile etkileşimleri

$$i(\bar{N}_L \bar{M}_L) \hat{D} \begin{pmatrix} N_L \\ M_L \end{pmatrix} = (\bar{N}_L \bar{M}_L) (\partial_\mu \gamma^\mu - i g T_a \cdot W_{a\mu} \gamma^\mu - i \frac{1}{2} \hat{g} Y B_\mu \gamma^\mu) \begin{pmatrix} N_L \\ M_L \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

şeklinde yazılabilir. Burada kovaryant türevin terimleri yerine yazıldığında kinematik kısım hariç

$$(\bar{N}_L \bar{M}_L) \begin{pmatrix} \frac{1}{2c_W} g \hat{Z} & \frac{\sqrt{2}}{2} g \hat{W}^+ \\ \frac{\sqrt{2}}{2} g \hat{W}^- & -g \hat{A} s_W + \frac{s_W^2 - c_W^2}{2c_W} g \hat{Z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_L \\ M_L \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

şeklinde etkileşimlerle ilgili kısım yazılabilir. Matris işlemleri yapıldığında etkileşme Lagranjiyeni

$$\begin{aligned} \frac{1}{2c_W} g \bar{N}_L \hat{Z} N_L + \frac{\sqrt{2}}{2} g (\bar{M}_L \hat{W}^- N_L + \bar{N}_L \hat{W}^+ M_L) + \bar{M}_L (-g s_W \hat{A} \\ + \frac{1 - 2c_W^2}{2c_W} g \hat{Z}) M_L \end{aligned} \quad (2.52)$$

halini alır. İzo-dublet durum olduğundan sağ elli bileşenler için de aynı işlemler yapılır. Sağ ve sol-elli fermiyon alanları için

$$\bar{\psi}_{L/R} = \bar{\psi}(1 \pm \gamma^5) \quad (2.53)$$

$$\psi_{L/R} = (1 \mp \gamma^5)\psi \quad (2.54)$$

projeksiyon operatörleri de yerine yazılarak düzenlenmiş hali aşağıdaki denklemde verilmiştir [35, 36]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int}^{izo-dublet} = e A_\mu \bar{M} \gamma^\mu M - \frac{g}{\sqrt{2}} [W_\mu^- \bar{M} \gamma^\mu N + W_\mu^+ \bar{N} \gamma^\mu M] - \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\bar{N} \gamma^\mu N \\ + \bar{M} \gamma^\mu (-1 + 2s_W^2) M] \end{aligned} \quad (2.55)$$

İzo-singlet 2. nesil VBL'lerin serbest hareket ve ayar alanlarıyla etkileşimleri için terimler yazıldığında

$i \bar{M}_L \hat{D} M_L = \bar{M}_L (g s_W \hat{A} + \frac{-s_W^2}{c_W} g \hat{Z}) M_L$ şeklinde olur: Nötr VBL'nin hiperyükü 0 olduğundan sadece kinematik terimi kalır:

$$i \bar{N}_L \hat{D} N_L = \bar{N}_L \hat{\partial} N_L. \quad (2.56)$$

Projeksiyon operatörleri işleme sokulduğunda entegre Lagrangiyen Denklem (2.57)'deki halini alır [35, 36].

$$\mathcal{L}_{int}^{izo-singlet} = e A_\mu \bar{M} \gamma^\mu M - \frac{g s_W^2}{c_W} Z_\mu \bar{M} \gamma^\mu M \quad (2.57)$$

İkinci ailenin etkileşimleri için yazılan Denklem (2.45), (2.55) ve (2.57)'e SM leptonları ile yeni leptonların karışımları ihmal edilmiştir. Aslında bu denklemlerdeki leptonların ν^0 , μ^0 , N^0 ve M^0 olarak gösterilmesi gerekir. ν^0 , μ^0 , N^0 ve M^0 'ın gösterimleri buraya kadar verilen karışımlar eklenmemiş SM öz durumunu temsil etmektedir ve kütle öz durumlarıyla ilişkisi şu şekildedir [35]:

$$\begin{aligned}
\mu_L^0 &= c_L^M \mu_L + s_L^M M_L, & \mu_R^0 &= c_R^M \mu_R + s_R^M M_R, \\
M_L^0 &= -s_L^M \mu_L + c_L^M M_L, & M_R^0 &= -s_R^M \mu_R + c_R^M M_R, \\
\nu_L^0 &= c_L^N \nu_L + s_L^N N_L, & \nu_R^0 &= c_R^N \nu_R + s_R^N N_R, \\
N_L^0 &= -s_L^N \nu_L + c_L^N N_L, & N_R^0 &= -s_R^N \nu_R + c_R^N N_R.
\end{aligned} \tag{2.58}$$

Buradaki karışımlar bahsedilen denklemlere uygulandığında izo-dublet durum için her bir bozon ile etkileşimi ifade eden Lagranjiyenler Denklem (2.59-2.62) arasında verilmiştir (burada verilen notasyonda $\gamma^\pm = \gamma^\mu (1 \pm \gamma^5)$ eşitliği kullanılmıştır) [35, 36].

$$\mathcal{L}_{izo-dublet}^A = e A_\mu \bar{\mu} \gamma^\mu \mu + e A_\mu \bar{M} \gamma^\mu M \tag{2.59}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{izo-dublet}^W &= -\frac{g}{2\sqrt{2}} W_\mu^- ((c_L^M c_L^N + s_L^M s_L^N) \bar{\mu} \gamma^- \nu + (c_L^M s_L^N - c_L^N s_L^M) \bar{\mu} \gamma^- N \\
&\quad + (c_L^N s_L^M - c_L^M s_L^N) \bar{M} \gamma^- \nu + (s_L^M s_L^N + c_L^M c_L^N) \bar{M} \gamma^- N \\
&\quad + s_R^M s_R^N \bar{\mu} \gamma^+ \nu - c_R^N s_R^M \bar{\mu} \gamma^+ N - c_R^M s_R^N \bar{M} \gamma^+ \nu + c_R^M c_R^N \bar{M} \gamma^+ N) \\
&\quad -\frac{g}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ ((c_L^M c_L^N + s_L^M s_L^N) \bar{\nu} \gamma^- \mu + (c_L^N s_L^M - c_L^M s_L^N) \bar{\nu} \gamma^- M \\
&\quad + (c_L^M s_L^N - c_L^N s_L^M) \bar{N} \gamma^- \mu + (c_L^M c_L^N + s_L^M s_L^N) \bar{N} \gamma^- M \\
&\quad + s_R^N s_R^M \bar{\nu} \gamma^+ \mu - c_R^M s_R^N \bar{\nu} \gamma^+ M - c_R^N s_R^M \bar{N} \gamma^+ \mu + c_R^N c_R^M \bar{N} \gamma^+ M)
\end{aligned} \tag{2.60}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{izo-dublet}^Z &= -\frac{g}{4c_w} Z_\mu [(-1 + 2s_w^2) \bar{\mu} \gamma^- \mu + (-1 + 2s_w^2) \bar{M} \gamma^- M \\
&\quad + (-s_R^M s_R^M + 2s_w^2) \bar{\mu} \gamma^+ \mu + c_R^M s_R^M \bar{\mu} \gamma^+ M + c_R^M s_R^M \bar{M} \gamma^+ \mu \\
&\quad + (-c_R^M c_R^M + 2s_w^2) \bar{M} \gamma^+ M + \bar{\nu} \gamma^- \nu + \bar{N} \gamma^- N + s_R^N s_R^N \bar{\nu} \gamma^+ \nu \\
&\quad - c_R^N s_R^N \bar{\nu} \gamma^+ N - c_R^N s_R^N \bar{N} \gamma^+ \nu + c_R^N c_R^N \bar{N} \gamma^+ N]
\end{aligned} \tag{2.61}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{izo-dublet}^H = & \frac{1}{\eta} c_R^M c_R^M m_\mu \bar{\mu} \mu H \\
& + \frac{1}{2\eta} c_R^M s_R^M \bar{\mu} [(1 - \gamma^5) m_M + (1 + \gamma^5) m_\mu] M H \\
& + \frac{1}{2\eta} c_R^M s_R^M \bar{M} [(1 - \gamma^5) m_\mu + (1 + \gamma^5) m_M] \mu H \\
& + \frac{1}{\eta} s_R^M s_R^M m_M \bar{M} M H + \frac{1}{\eta} c_R^N c_R^N m_\nu \bar{\nu} \nu H \\
& + \frac{1}{2\eta} c_R^N s_R^N \bar{\nu} [(1 - \gamma^5) m_N + (1 + \gamma^5) m_\nu] N H \\
& + \frac{1}{2\eta} c_R^N s_R^N \bar{N} [(1 - \gamma^5) m_\nu + (1 + \gamma^5) m_N] \nu H \\
& + \frac{1}{\eta} s_R^N s_R^N m_N \bar{N} N H
\end{aligned} \tag{2.62}$$

İzo-singlet model için ise Denklem (2.63-2.66)'te karışımları ekleyerek elde edilen etkileşim Lagranjiyenleri verilmiştir [35, 36].

$$\mathcal{L}_{izo-singlet}^A = e A_\mu \bar{\mu} \gamma^\mu \mu + e A_\mu \bar{M} \gamma^\mu M \tag{2.63}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{izo-singlet}^W = & -\frac{g}{2\sqrt{2}} [W_\mu^- (c_L^M c_L^N \bar{\mu} \gamma^- \nu + c_L^M s_L^N \bar{\mu} \gamma^- N + s_L^M c_L^N \bar{M} \gamma^- \nu \\
& + s_L^M s_L^N \bar{M} \gamma^- N) \\
& + W_\mu^+ (c_L^M c_L^N \bar{\nu} \gamma^- \mu + c_L^M s_L^N \bar{N} \gamma^- \mu + s_L^M c_L^N \bar{\nu} \gamma^- M \\
& + s_L^M s_L^N \bar{N} \gamma^- M)]
\end{aligned} \tag{2.64}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{izo-singlet}^Z = & -\frac{g}{4c_w} Z_\mu [(-c_L^M c_L^M + 2s_w^2) \bar{\mu} \gamma^- \mu - c_L^M s_L^M \bar{\mu} \gamma^- M \\
& - c_L^M s_L^M \bar{M} \gamma^- \mu + (-s_L^M s_L^M + 2s_w^2) \bar{M} \gamma^- M + 2s_w^2 \bar{\mu} \gamma^+ \mu \\
& + 2s_w^2 \bar{M} \gamma^+ M + c_L^N c_L^N \bar{\nu} \gamma^- \nu + c_L^N s_L^N \bar{\nu} \gamma^- N + s_L^N c_L^N \bar{N} \gamma^- \nu \\
& + s_L^N s_L^N \bar{N} \gamma^- N]
\end{aligned} \tag{2.65}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{izo-singlet}^H &= \frac{1}{\eta} c_L^M c_L^M m_\mu \bar{\mu} \mu H \\
&+ \frac{1}{2\eta} c_L^M s_L^M \bar{\mu} [(1 - \gamma^5) m_\mu + (1 + \gamma^5) m_M] M H \\
&+ \frac{1}{2\eta} c_L^M s_L^M \bar{M} [(1 - \gamma^5) m_M + (1 + \gamma^5) m_\mu] \mu H \\
&+ \frac{1}{\eta} s_L^M s_L^M m_M \bar{M} M H + \frac{1}{\eta} c_L^N c_L^N m_\nu \bar{\nu} \nu H \\
&+ \frac{1}{2\eta} c_L^N s_L^N \bar{\nu} [(1 - \gamma^5) m_\nu + (1 + \gamma^5) m_N] N H \\
&+ \frac{1}{2\eta} c_L^N s_L^N \bar{N} [(1 - \gamma^5) m_N + (1 + \gamma^5) m_\nu] \nu H \\
&+ \frac{1}{\eta} s_L^N s_L^N m_N \bar{N} N H
\end{aligned} \tag{2.66}$$

3. İKİNCİ NESİL İZO-DUBLET VEKTÖR BENZERİ LEPTONLARIN BOZUNUMLARI

Bu bölümde ikinci nesil VBL'lerin bozunumlarına yer verilmiştir. Bozunum genişlikleri etkileşim Lagranjiyenleri CompHEP [37] ve FeynRules [38] yazılımlarına eklenerek elde edilmiştir. Birinci ve üçüncü nesil VBL'ler için bozunum süreçleri, o aileye ait parçacıklarla değiştirilecek şekilde aynı ifadelere sahip olacaktır [35, 36]. Buradaki bozunum kanallarının varlığı Bölüm 2.6'da verilen $M-\mu$ ve $N_\mu-\nu_\mu$ karışımlarından kaynaklanmaktadır.

Her üç aileye eklenen yüklü ve nötr vektör benzeri leptonların kütlelerine göre bozunum kanalları ve bu sebeple aranma yolları değişecektir. Çeşni demokrasisi ve E_6 BBK tabanlı izo-dublet modelde tüm aileler için yüklü ve nötr VBL'lerin hangisinin daha ağır olacağı konusunda baskın bir ihtimal yoktur. Tek bir VBL çiftinin SM'ye eklenmesi durumunda nötr ve yüklü VBL eşit kütleli olabilir. Ancak her üç aileye birer VBL çiftinin eklenmesi durumunda yüklü ve nötr VBL çiftlerinin kütlelerinin eşit olması ihtimali oldukça düşüktür. Bu nedenle E_6 ve $\mathcal{CD}$ tabanlı bir analiz için nötr ve yüklü VBL'lerin farklı kütleli olduğu durumlar irdelenmelidir.

Genel durumda hem yüklü hem nötr leptonlar için 6x6 kütle matrisleri söz konusudur (nötr leptonlar Majorana kütlesine sahipse nötr leptonların kütle matrisi 12x12 halini alır). Bu tez kapsamında durumu basitleştirmek adına nötr leptonların sadece Dirac kütlesine sahip olduğu ve VBL'lerin SM leptonları ile aile içi karışımlarının baskın olduğu varsayılmıştır. Bu sebeple VBL'lerin diğer ailelerin SM leptonlarıyla ve bu ailelerle bağlantılı VBL'lerle karışımları olma ihtimali ihmal edilmiştir.

3.1 İzo-dublet Vektör Benzeri Leptonların Bozunumları

M kendisiyle bağlantılı nötr VBL'den (N) daha hafif ise SM leptonlarına ve vektör bozonlara bozunma genişlikleri Denklem (3.1-3.3) arasında verilmiştir. Aşağıdaki denklemlerde $a_M = g^2 m_M^2 / 2m_W^2$ ve $a_N = g^2 m_N^2 / 2m_W^2$ ($g = \sqrt{4\pi\alpha}/\sin\theta_W$); $r_X^M = m_X^2/m_M^2$ ve $r_X^N = m_X^2/m_N^2$ ($X = W, Z, H$) şeklindedir [35, 36].

$$\Gamma(M^- \rightarrow W^- \nu_\mu) = \frac{m_M}{32\pi} a_M \left[(c_L^N s_L^M - c_L^M s_L^N)^2 + (c_R^M)^2 (s_R^N)^2 \right] (1 - r_W^M)^2 (1 + 2r_W^M) \quad (3.1)$$

$$\Gamma(M^- \rightarrow Z \mu^-) = \frac{m_M}{64\pi} a_M (c_R^M)^2 (s_R^M)^2 (1 - r_Z^M)^2 (1 + 2r_Z^M) \quad (3.2)$$

$$\Gamma(M^- \rightarrow H \mu^-) = \frac{m_M}{64\pi} a_M (c_R^M)^2 (s_R^M)^2 (1 - r_H^M)^2 \quad (3.3)$$

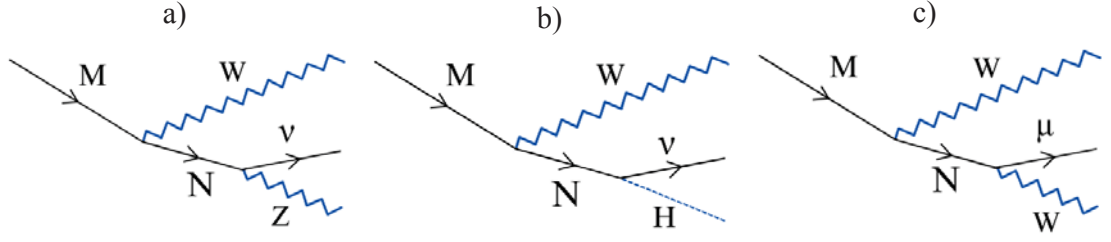
Görüldüğü üzere, Z ve Higgs bozonu bozunma genişlikleri sinüs değeri s_R^M olan karışım açısına bağlıdır. W bozona bozunma genişliği ise bunun dışında kalan diğer tüm karışım açılarıyla bağlantılıdır. Sağ/sol ve yüklü/nötr karışım açılarının birbirine eşit olma zorunluluğu olmadığından VBL'lerin üretildikten sonra bozunma oranlarının nasıl olacağı kesinliğe sahip değildir. Yukarıdaki kanallardan herhangi birinin katkısı sıfır olabilir veya diğerlerine daha baskın gelebilir. Örneğin, $m_M \gg m_{W,Z,H}$ durumunda eğer $s_L^M = s_L^N$ ve $s_R^M = s_R^N$ olursa dallanma oranları $BR(M^- \rightarrow W^- \nu) = 0.5$ ve $BR(M^- \rightarrow Z \mu^-) = BR(M^- \rightarrow H \mu^-) = 0.25$ olmaktadır. Eğer $s_L^M = s_L^N$ ve $s_R^N = 0$ ise $BR(M^- \rightarrow Z \mu^-) = BR(M^- \rightarrow H \mu^-) = 0.5$ olacaktır. Bu durum [39] ve [40]'ta verilen sınırlı modele karşılık gelmektedir [35, 36].

Eğer $m_M > m_N$ ise M, SM leptonları dışında nötr çifti olan N'ye de bozunabilir. M'nin bozunum davranışı, dört karışım açısı ile m_M ve m_N arasındaki ilişkiye bağlıdır. $m_M > m_N + m_W$ ise N'ye bozunumu baskın olacaktır. Denklem (3.4)'te $r_N^M = m_N^2/m_M^2$ olacak şekilde bozunum genişliğinin bu orana bağlı olduğu görülmektedir [35, 36].

$$\Gamma(M^- \rightarrow W^- N) = \frac{m_M}{32\pi} a_M \left[(1 - r_N^M - r_W^M)^2 - 4r_N^M r_W^M \right]^{1/2} (1 - r_N^M)^2 + \left(1 + r_N^M - 6\sqrt{r_N^M} \right) r_W^M - 2(r_W^M)^2 \quad (3.4)$$

Bu formülde, karışım açılarının karesine orantılı olan terimler ihmal edilmiştir. Bu kanalın Denklem (3.1-3.3)'teki kanallara baskın olmasının nedeni, M'nin $W \nu_\mu$, $Z \mu$ ve $H \mu$ kanallarına bozunum genişliklerinin karışım açılarının karesi ile baskılanmasıdır [35, 36].

N stabil değilse Şekil 3.1'de Feynman diyagramlarında verildiği gibi SM leptonlarına bozunacaktır.



Şekil 3.1: $m_M > m_N + m_W$ durumunda N'nin a) Z bozon b) Higgs bozon c) W bozon kanalına bozunum durumlarının Feynman diyagramları.

Nötr VBL'nin SM leptonlarına bozunum genişlikleri Denklem (3.5-3.7) arasında verilmiştir.

$$\Gamma(N \rightarrow W^+ \mu^-) = \frac{m_N}{32\pi} a_N \left[(c_L^N s_L^M - c_L^M s_L^N)^2 + (c_R^N)^2 (s_R^M)^2 \right] (1 - r_W^N)^2 \times (1 + 2r_W^N) \quad (3.5)$$

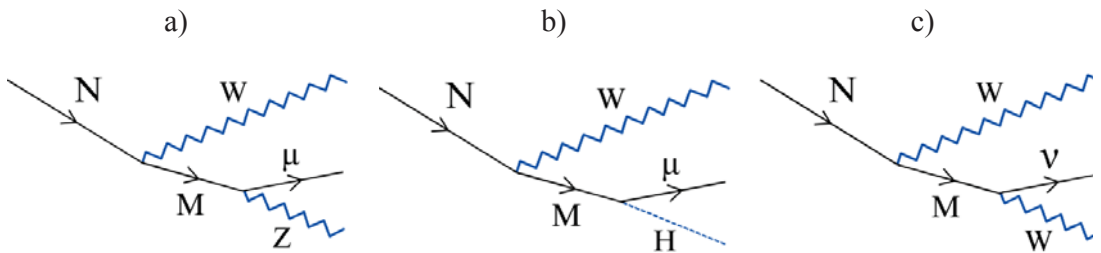
$$\Gamma(N \rightarrow Z \nu) = \frac{m_N}{64\pi} a_N (c_R^N)^2 (s_R^N)^2 (1 - r_Z^N)^2 (1 + 2r_Z^N) \quad (3.6)$$

$$\Gamma(N \rightarrow H \nu) = \frac{m_N}{64\pi} a_N (c_R^N)^2 (s_R^N)^2 (1 - r_H^N)^2 \quad (3.7)$$

Eğer $m_N > m_M$ ise, bu sefer N'nin Denklem (3.8)'de verilen yeni bozunma kanalı ortaya çıkar. Eğer $m_N > m_W + m_M$ ise, $N \rightarrow W + M^-$ bozunma kanalı baskın olacaktır [35,36].

$$\Gamma(N \rightarrow W^+ M^-) = \frac{m_N}{32\pi} a_N [(1 - r_M^N - r_W^N)^2 - 4r_M^N r_W^N]^{1/2} [(1 - r_M^N)^2 + (1 + r_M^N - 6\sqrt{r_M^N}) r_W^N - 2(r_W^N)^2] \quad (3.8)$$

Bu durumda M daha hafif olacağı için Denklem (3.1-3.3)'te verilen bozunum genişliği formülleri geçerli olacaktır ve Şekil 3.2'de verilen Feynman diyagramlarındaki gibi bozunumlar gözlenecektir.



Şekil 3.2: $m_N > m_M + m_W$ durumunda M'nin a) Z bozon b) Higgs bozon c) W bozon kanalına bozunum durumlarının Feynman diyagramları.

3.1 İzo-singlet Vektör Benzeri Leptonların Bozunumları

İzo-singlet yüklü vektör benzeri lepton için bozunum genişlik denklemleri Denklem (3.9-3.11)'deki gibidir. Burada da $r_X^M = \frac{m_X}{m_M}$ ($X= Z, W, H$) vektör bozonun kütlesinin VBL'nin kütlesine oranınıdır [35, 36].

$$\Gamma(M^- \rightarrow W^- \nu_\mu) = \frac{m_M}{32\pi} a_M (c_L^M)^2 (s_L^M)^2 (1 - r_W^M)^2 (1 + 2r_W^M) \quad (3.9)$$

$$\Gamma(M^- \rightarrow Z \mu^-) = \frac{m_M}{64\pi} a_M (c_L^M)^2 (s_L^M)^2 (1 - r_Z^M)^2 (1 + 2r_Z^M) \quad (3.10)$$

$$\Gamma(M^- \rightarrow H \mu^-) = \frac{m_M}{64\pi} a_M (c_L^M)^2 (s_L^M)^2 (1 - r_H^M)^2 \quad (3.11)$$

$m_M \gg m_{W,Z,H}$ durumunda dallanma oranları $BR(M^- \rightarrow W^- \nu) = 0.5$ ve $BR(M^- \rightarrow Z \mu^-) = BR(M^- \rightarrow H \mu^-) = 0.25$ şeklindedir [35,36].

Nötr izo-singlet vektör benzeri leptonların bozunum genişlikleri ise aşağıdaki gibidir.

$$\Gamma(N \rightarrow W^+ \mu^-) = \frac{m_N}{32\pi} a_N (c_L^N)^2 (s_L^N)^2 (1 - r_W^N)^2 (1 + 2r_W^N) \quad (3.12)$$

$$\Gamma(N \rightarrow Z \nu) = \frac{m_N}{64\pi} a_N (c_L^N)^2 (s_L^N)^2 (1 - r_Z^N)^2 (1 + 2r_Z^N) \quad (3.13)$$

$$\Gamma(N \rightarrow H \nu) = \frac{m_N}{64\pi} a_N (c_L^N)^2 (s_L^N)^2 (1 - r_H^N)^2 \quad (3.14)$$

$m_N \gg m_{W,Z,H}$ durumunda dallanma oranları $BR(N \rightarrow W^+ \mu^-) = 0.5$ ve $BR(N \rightarrow Z \nu) = BR(N \rightarrow H \nu) = 0.25$ şeklindedir [35, 36].

4. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI

Vektör benzeri kuarklar (VBK) ve leptonlar Çeşni Demokrasisi ve E_6 BBK'nin yanında see-saw III gibi diğer modeller tarafından da öngörülmektedir. VBL'lerin SM'ye eklenmesi Cabibbo açısı anormalliğinin (Cabibbo angle anomaly) anlaşılmasına katkı sağlayabilir, [41-43], müon manyetik moment anomalisi de vektör benzeri leptonlar sayesinde çözülebilir [44-46].

Vektör benzeri leptonlar parçacık fenomenolojisi açısından vektör benzeri kuarklarla aynı statüye sahiptir. VBK'ların aranması geniş çapta ATLAS ve CMS işbirlikleri tarafından gerçekleştirilmektedir (örneğin [47-52]). Ancak bu durum VBL'ler için geçerli değildir.

LHC'deki VBL arayışlarıyla ilgili çalışmalar, üçüncü SM aile leptonlarının vektör benzeri partnerlerine odaklanmıştır. VBL'lerin üçüncü SM ailesi leptonlarıyla baskın bir şekilde karıştığı varsayımı fenomenolojik açıdan yeterince gerekçelendirilmemiştir. Lepton sektöründeki karışımların deneysel sonuçları göz önüne alındığında, bu karışımların kuark sektöründeki CKM ile karşılaştırıldığında önemli ölçüde farklıdır. VBL'lerin birinci veya ikinci SM aile leptonlarıyla baskın bir şekilde karışması oldukça olasıdır. E_6 tabanlı modeller çerçevesinde, yeni fermiyonlar ile SM fermiyonları arasındaki aile içi karışımların baskınlığı kuvvetle muhtemeldir [35, 53].

4.1 L3 Deneyinin Sonuçları

2001 yılında LEP'te E_6 GUT tarafından tahmin edilen yüklü ve nötr vektör benzeri leptonların çift üretimi, L3 verileri kullanılarak araştırılmıştır [54]. PDG'de verilen son sınırlar bu araştırma sonuçlarına dayanmaktadır [PDG]. L3 deneyinde nötr ve yüklü vektör benzeri leptonlar için elde edilen kütle dışarlama limitleri sırasıyla Çizelge 4.1 ve 4.2'de gösterilmektedir.

Çizelge 4.1: Nötr VBL çift üretim %95 kesinlik düzeyi kütle limitleri [54].

Bozunma modu	En düşük kütle limiti (GeV)
We	102.6
W μ	102.7
W τ	99.3

VBL'lerin kütleleri 100 GeV'nin altında olduğu durumda bozunumların %90'dan fazlasının W kanalı üzerinden gerçekleştiği varsayılmıştır. Bu nedenle, nötr ve yüklü VBL'nin sadece yüklü akımlar aracılığıyla bozunumları incelenmiştir. Nötr VBL için hafif leptonlara bozunuma bakılırken yüklü VBL için W bozon ile nötrinoya, stabil nötr VBL ile sanal W bozona bozunumlar incelenmiştir. Ancak, bu durum sadece Denklem (3.5)'te $(c_L^N s_L^M - c_L^M s_L^N)^2 + (c_R^N)^2 (s_R^M)^2 = (c_R^N)^2 (s_R^N)^2$ olması şartıyla geçerlidir. Denklem (3.5-3.7)'ye göre, $s_R^N > s_R^M$ ve $c_L^N s_L^M - c_L^M s_L^N \approx 0$ olduğu durumda nötr akım bozunma modu $N \rightarrow Z\nu$ baskın hale gelir. Bu durumda, L3 deneyinin elde ettiği sınırlar geçerli değildir ve nötr akım bozunma modunun da bu kütle aralığında incelenmesi gereklidir [53].

Çizelge 4.2: Yüklü VBL çift üretim %95 kesinlik düzeyi kütle limitleri [54].

Bozunma modu	En düşük kütle limiti (GeV)
W ν	101.2
W*N	102.1
Stabil	102.6

Yüklü vektör benzeri leptonların izo-dublet durumu için bozunma genişlikleri Denklem (3.1-3.3)'te verilmiştir. Yüklü VBL'lerin LEP enerjilerinde taranabilen kütle değerleri için Higgs bozunum kanalının kinematik olarak yasaktır. Kararsız yüklü VBL'ler için sadece yüklü akım bozunma modları incelenmiş ve nötrino ve nötr VBL'ye bozunma için ayrı analizler yapılmıştır. Nötr ağır leptonun kararlı olduğu varsayılarak 5 GeV ile 60 GeV aralığında kütle farkı alınarak yüklü VBL'nin kendi nötr VBL partnerine bozunumuna ve ayrıca nötrinonun kütlesi yaklaşık sıfır kabul edilerek W bozon ve nötrinoya bozunumuna bakılmıştır. LEP Z rezonans sonuçlarına dayanarak nötr ağır leptonun kütlesi 40 GeV'den büyük alınmış, nötr partnerine bozunan yüklü ağır leptonun 15 GeV'den daha büyük kütle farkı için kütle sınırı bulunmuştur. Son olarak stabil yüklü ağır leptonun kütle limitleri

araştırılmıştır. Tüm bunların sonucunda yüklü ve nötr ağır leptonlar için 100 GeV civarında kütle limitlerine kadar bir sinyal gözlenmemiştir.

Ancak karışım açılarına bağlı olarak birinci senaryoda yüklü VBL'lerin nötr akım bozunum modları baskın olabilir. Üstelik $s_L^M = s_L^N$ and $s_R^N = 0$ durumunda yalnızca nötr akım bozunma modları kalır. Bu nedenle Tablo 2'de sunulan limit kapsayıcı değildir ve nötr akımının bozunum modu dikkate alınmalıdır. Bir dedektörde bu süreci iki Z bozonu ve bir çift zıt yüklü lepton olarak gözlemlenecektir [53].

4.2 ATLAS (8 TeV) Deneyinin Sonuçları

ATLAS İşbirliği tarafından 8 TeV kütle merkezi enerjili LHC'de birinci ve ikinci aile ile ilişkili VBL'lerin üretimi incelenmiştir [55]. Sadece yüklü VBL'lerin çift üretimi, ardından VBL'lerden birinin bir Z bozonuna ve bir elektron ya da müona bozunması dikkate alınmıştır. Elde edilen dışarlama limitleri Çizelge 4.3'te gösterilmektedir. İkinci sıra yalnızca elektron karışımına karşılık, üçüncü sıra yalnızca müon karışımı durumlarına karşılık gelmektedir. E ve M, sırasıyla 1. ve 2. aileye bağlı yüklü VBL'leri temsil etmektedir.

Çizelge 4.3: ATLAS 8 TeV 1. ve 2. nesil yüklü VBL kütle dışarlama sınırları [55].

Aile	Kanal	Dışarlama limitleri (GeV)
1	$E \rightarrow Ze$	129-144 & 163-176
2	$M \rightarrow Z\mu$	114-153 & 160-168

İzo-dublet yüklü VBL'lerin W_V , Z_I ve H_I kanallarına bozunum genişlikleri Denklem (3.1-3.3)'te verilmiştir. Bu denklemlerden görüldüğü üzere nötr akım bozunum modları (Z_I , H_I) $s_R^{E,M} = 0$ olduğunda ortadan kalkmakta ve yalnızca yüklü akım bozunum modları (W_V) hayatta kalmaktadır.

Yüklü VBL'ler nötr partnerlerinden daha ağırsa, izo-dublet durum için ek bozunum modları $E \rightarrow W N_e$ ve $M \rightarrow W N_\mu$ ortaya çıkar (bakınız Denklem (3.4)). Ayrıca üretilen nötr leptonlar Denklem (3.5-3.7)'ye göre Şekil 3.1'de verildiği gibi bozunmaya devam edecektir. Tam bir analiz için bu zincirlerin de dikkate alınması gerekir [53].

4.3 ATLAS ve CMS (13 TeV) Deneylerinin Sonuçları

ATLAS ve CMS İşbirlikleri'nin son VBL arama analizleri, üçüncü SM ailesi ile ilişkili vektör benzeri leptonlara ayrılmıştır (sırasıyla [56] ve [57] referanslara bakınız). İzo-dublet durum için her iki işbirliğinde de sadece 3. aile ile karışımı olan nötr ve yüklü VBL'lerin $pp \rightarrow \tau^+ \tau^- / \nu' \bar{\nu}' / \tau' \nu'$ çift üretimleri ve bozunma modları yüklü 3. nesil VBL'nin Z veya Higgs'e ve nötr VBL'nin W bozonu ve tau-leptona bozunacak şekilde analiz edilmiştir. (τ' Bölüm 2.6'da verilen $\mathcal{T}'$ 'ya ve ν' N_τ 'ya denk gelmektedir.) İzo-singlet durumda, CMS tarafından sadece yüklü VBL'nin çift üretimi ve ardından bir tau-lepton ile Z veya Higgs bozonuna veya bir nötrino ile W bozonuna bozunumları dikkate alınarak incelenmiştir. ATLAS deneyinde sadece izo-dublet durum için analiz yapılmıştır. Her iki işbirliğinde de, nötr ve yüklü VBL'lerin eşit kütleli olduğu varsayılmıştır ve limitler her ikisine birden konulmuştur. CMS'te izo-dublet durum için 1045 GeV'in altındaki kütleler ve izo-singlet durum için 125 ile 150 GeV arasındaki kütleler dışarılanmıştır. ATLAS'ta ise, izo-dublet durum için 130 ile 900 GeV arasındaki kütleler dışarılanmıştır. ATLAS sonuçlarında alt sınırın teknik bir karakteri vardır: Analizdeki en düşük kütle noktası, 100 GeV yerine 130 GeV olarak seçilmiştir.

İzo-dublet VBL'ler için bozunum genişliği formülleri, 3. bölümde verilen denklemlerde M , N , μ ve ν 'nın sırasıyla τ' , ν' , τ ve ν ile değiştirilmesiyle uygulanabilir. Denklem (3.9-3.14) formüllerindeki benzer değişikliklerle izo-singlet τ' bozunum genişlikleri elde edilebilir. Yukarıda belirtildiği gibi, izo-dublet VBL'ler için ATLAS ve CMS, $\tau' \rightarrow Z\tau$ veya $H\tau$ ve $\nu' \rightarrow W\tau$ bozunma modlarını dikkate almıştır. Yüklü VBL ile ilgili olarak, analizlerinin kapsamına girmeyen $\tau' \rightarrow W\nu$ kanalı yalnızca $s_L^M = s_L^N$ and $s_R^N = 0$ durumunda kaybolur (bakınız Denklem (3.1)). Ancak genel olarak bu kısıtlamaların herhangi bir nedeni yoktur. Üstelik $s_R^M = 0$ olursa nötr kanal modları kaybolur ve yalnızca $\tau' \rightarrow W\nu$ bozunma modu kalacaktır [53].

Nötr VBL ile ilgili olarak, ATLAS ve CMS analizleri tarafından dikkate alınmayan $\nu' \rightarrow Z\nu$ ve $\nu' \rightarrow H\nu$ kanalları yalnızca $s_R^N = 0$ olduğu durumda kaybolur (bakınız Denklem (3.5-3.7)). Yine genel olarak bu kısıtlamanın herhangi bir nedeni bulunmamaktadır. Ayrıca $s_L^M = s_L^N$ ve $s_R^M = 0$ olduğu durumda yüklü kanal modu kaybolur ve nötr kanal modlarının ayrı ayrı analiz edilmesi gerekir [53].

5. İKİNCİ NESİL YÜKLÜ VEKTÖR BENZERİ LEPTONLARIN MÜON ÇARPIŞTIRICILARINDA ARANMASI

5.1 Müon Çarpıştırıcı Parametreleri

Müon çarpıştırıcılarının fikri, parçacık fiziği alanındaki araştırmacılar tarafından 1960'ların sonlarında önerildi [58]. 1980'lerden itibaren, daha fazla araştırma ve geliştirme çalışmaları gerçekleşti ve müon çarpıştırıcılarına yönelik tasarımlar olgunlaştı. FNAL (Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı) ve CERN gibi büyük parçacık fiziği laboratuvarları, müon çarpıştırıcıları için kavramsal tasarım raporları hazırladı. Bunlardan en sonuncusu 2022 yılında yapılan Snowmass'te gerçekleştirilen toplantı sonrasında müon çarpıştırıcısı forumu raporudur [59].

Çarpıştırıcılar genellikle hassasiyet makineleri (elektron tabanlı) ve keşif makineleri (proton tabanlı) olarak iki sınıfta kategorize edilir. Müon çarpıştırıcıları ulaşacağı yüksek kütle merkezi enerjisi, hassasiyet ve ışınlık açısından öne çıkan özelliklere sahiptir. SM'nin cevap veremediği soruların araştırılması için hem kesinlik (hassasiyet) hem de enerji ön-cephesi bakımından iyi imkan sunma potansiyeli ve proton çarpıştırıcılarına göre daha temiz bir ardaalan sağlama imkanı da müon çarpıştırıcısının gündeme getirilmesinin sebeplerindendir [59]

VBL'lerin aranmasında da temiz bir ardaalan sağlayabilecek olması ve yüksek enerjilerde yüksek ışınlıklı üretim yapılabilecek olması müon çarpıştırıcılarını üzerinde çalışılmaya değer kılmaktadır.

Son yıllarda üzerine çalışılan müon çarpıştırıcı parametreleri Çizelge 5.1'de verilmiştir. 3 TeV, 10 TeV ve 14 TeV kütle merkezi enerjili seçenekler için parametreler [60]'tan alınmıştır. 6 TeV seçeneği için parametreler [61]'den alınmıştır. Toplam ışınlık için 5 çalışma yılı (1 çalışma yılı = 10^7 s) esas alınmıştır.

Çizelge 5.1: Çarpıştırıcı Parametreleri [57, 58].

Kütle Merkezi Enerjisi [TeV]	Işınlık [$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	Toplam Işınlık [ab^{-1}]
3	2	1
6	12	6
10	20	10
14	40	20

5.2 FeynRules Model Dosyası Oluşturulması ve Monte-Carlo Simülasyonu

Tez kapsamında tanımlanan 2. nesil VBL'lerin simülasyonlarının yapılması için parametre, alan ve Lagranjiyen listelerinden parçacık fiziği modellerinin yüksek enerji fiziği araçlarına uygulanmasını sağlayan FeynRules [38] paketi ve çarpıştırıcılardaki herhangi bir işlem için tesir kesiti hesaplayan ve Monte-Carlo olaylar üreten matris elemanı tabanlı MadGraph [62] otomatik meta kodu kullanılmıştır.

Bölüm 2.6'da verilen etkileşim Lagranjiyenleri kullanılarak ve yeni yüklü ve yüksüz VBL'ler ve sağ elli nötrinolar SM'nin üzerine eklenerek FeynRules aracılığıyla her iki model için ayrı ayrı VBL'lerin SM ikinci aile leptonlarıyla etkileşim köşelerini içeren LO (leading order) UFO dosyası üretilmiştir.

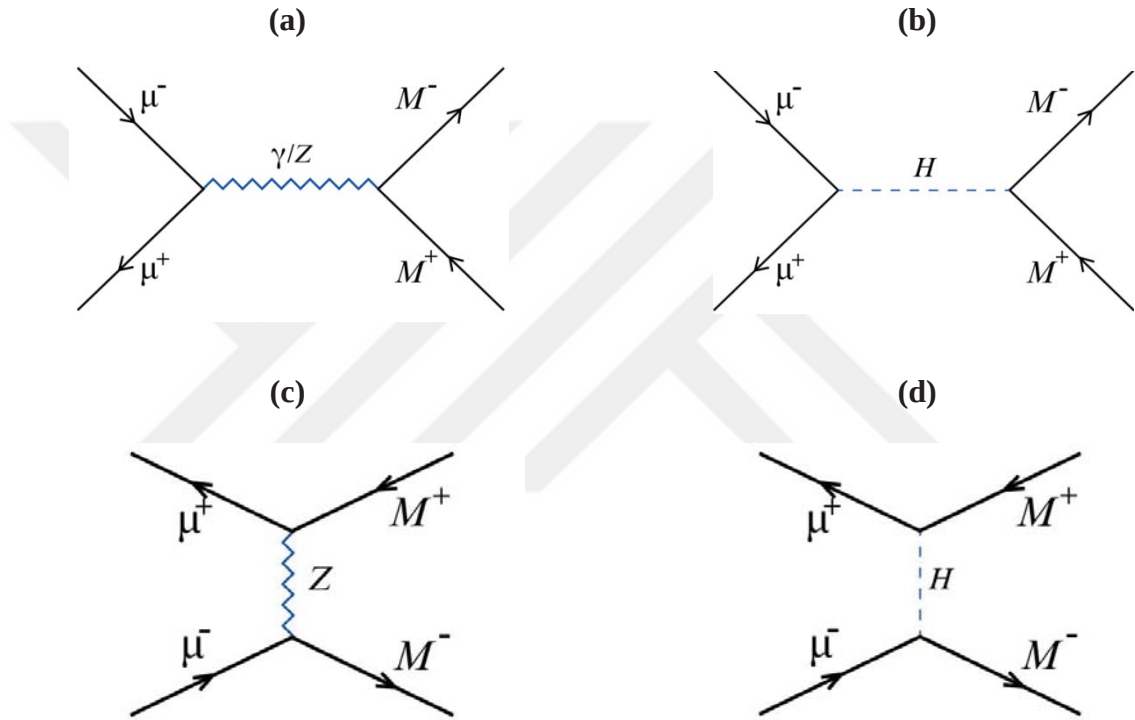
Elde edilen model çıktısı kullanılarak MadGraph aracılığıyla farklı kütle merkezi enerjilerindeki müon-antimüon çarpıştırıcıları için tek ve çift olay üretimleri yapılmıştır. Her bir simülasyonda 10^4 olay üretilmiştir.

5.3 İzo-Dublet Yüklü Vektör Benzeri Leptonlar

Bu bölümde yüklü VBL'lerin müon çarpıştırıcılarında üretimi ile ilgili simülasyon sonuçları verilmiştir. Çift ve tek üretim için kütleye bağlı tesir kesiti grafikleri sunulmuştur. Tek üretim için farklı çarpıştırıcılarda kütleye bağlı olarak gözlemlenebilecek karışım açısının sinüsü ($\sin\phi$) sınırları belirlenmiştir.

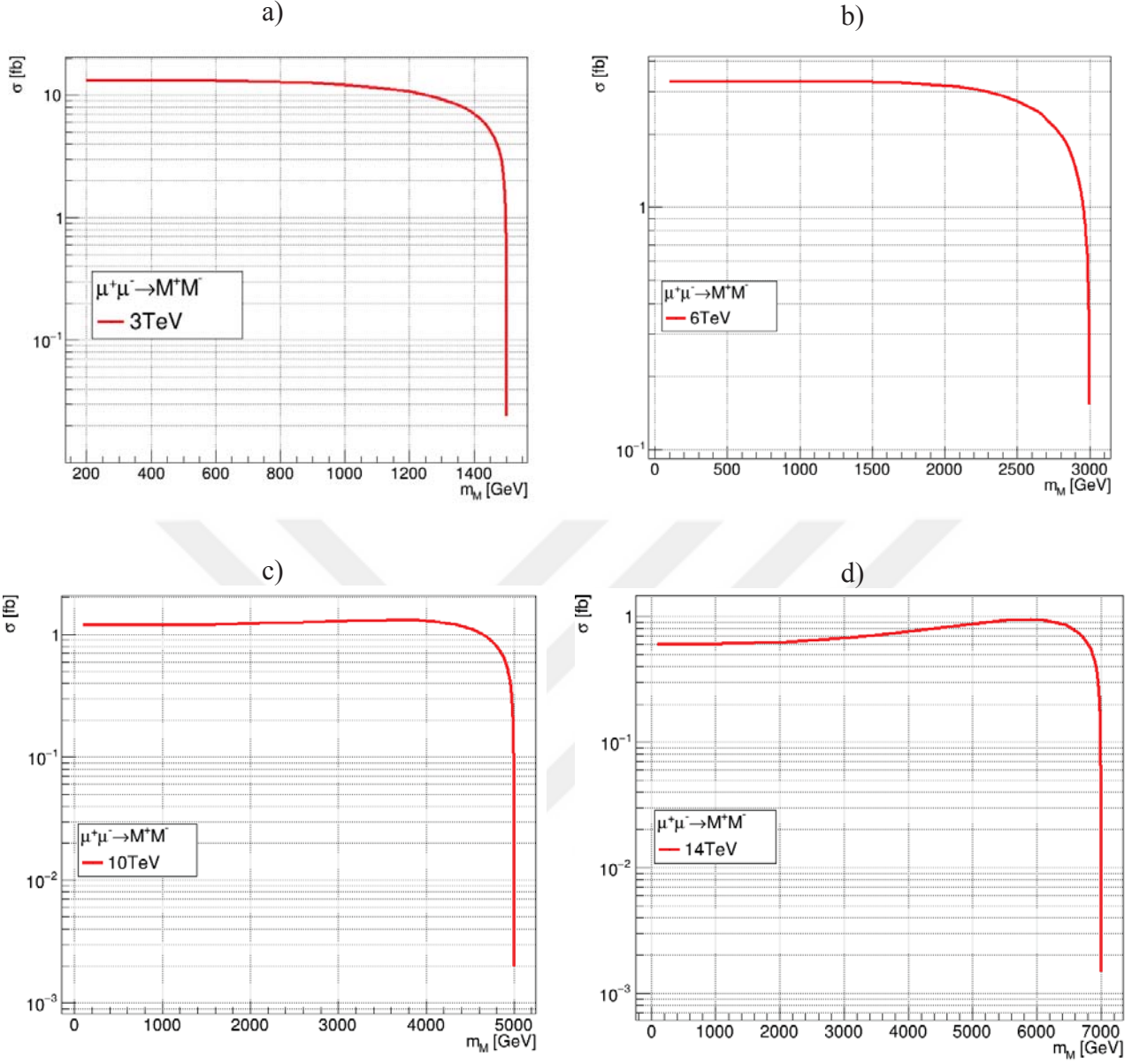
5.3.1 Çift Üretim

Yüklü izo-dublet VBL'lerin müon çarpıştırıcılarında çift üretimi için Feynman diyagramları Şekil 5.1'de verilmiştir. İzo-dublet modelin Lagranjiyeni (Denklem (2.59-2.62)) ele alındığında M'nin kendisiyle etkileşiminde foton, Z ve Higgs bozon aracılık etmektedir. Müon ile etkileşiminde ise Z ve Higgs bozon aracılık edebilir. Bu sebeple Z ve Higgs bozonu hem s-kanalı (Şekil 5.1 (a) ve (b)) hem t-kanalı (Şekil 5.1 (c) ve (d)) diyagramı bulunurken foton için sadece s-kanalı diyagramı bulunmaktadır.



Şekil 5.1: İzo-dublet yüklü VBL'nin müon çarpıştırıcısında a) foton ve Z bozon s-kanalı b) Higgs bozon s-kanalı c) Z bozon t-kanalı ve d) Higgs bozon t-kanalı aracılığıyla çift üretimi Feynman diyagramları.

MadGraph'ta olay üretimi sonucu farklı kütle merkezi enerjilerinde artan VBL kütlesine göre elde edilen tesir kesiti grafikleri Şekil 5.2'de görülmektedir. Hesaplamalar sırasında bütün karışım açılarının sinüsleri eşit ve 10^{-2} olarak alınmıştır.



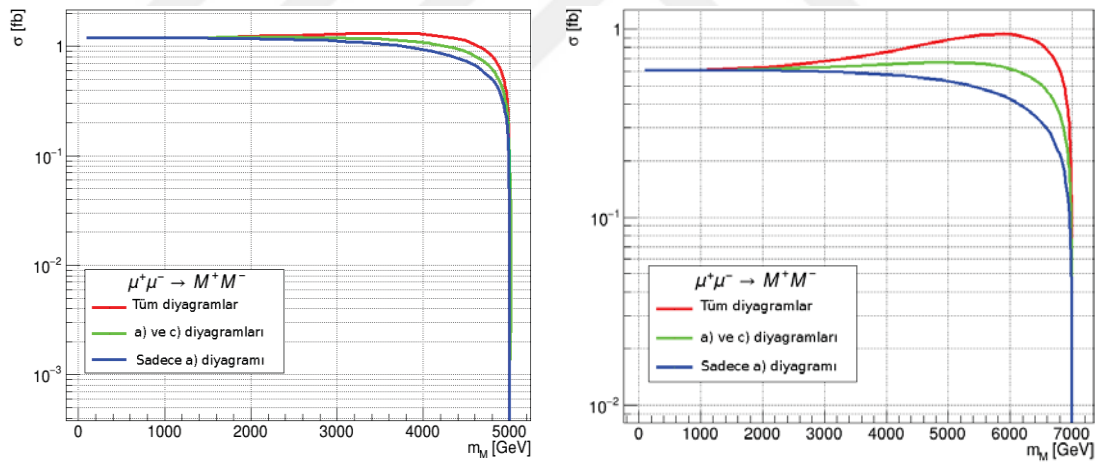
Şekil 5.2: İkinci nesil izo-dublet yüklü VBL'nin a) 3 TeV, b) 6TeV, c) 10 TeV ve d) 14TeV kütle merkezi enerjili çarpıştırıcılarda çift üretim tesir kesitleri.

Şekil 5.2'de görüldüğü üzere VBL kütle değerleri her çarpıştırıcı için kinematik limite ($\sqrt{s}/2$) yakın değerlere kadar taranabilmektedir. 500 GeV kütleli yüklü VBL için elde edilen tesir kesiti değerlerinin çarpıştırıcıların toplam ışınıklarıyla çarpılmasıyla hesaplanan olay sayıları Çizelge 5.2'de görülmektedir.

Çizelge 5.2: 500 GeV kütleli yüklü izo-dublet VBL için farklı kütle merkezi enerjilerinde müon çarpıştırıcılarında elde edilen çift üretim tesir kesitlerinden hesaplanan olay sayıları.

Kütle Merkezi Enerjisi (TeV)	Olay sayısı
3	13000
6	20000
10	12000
14	12000

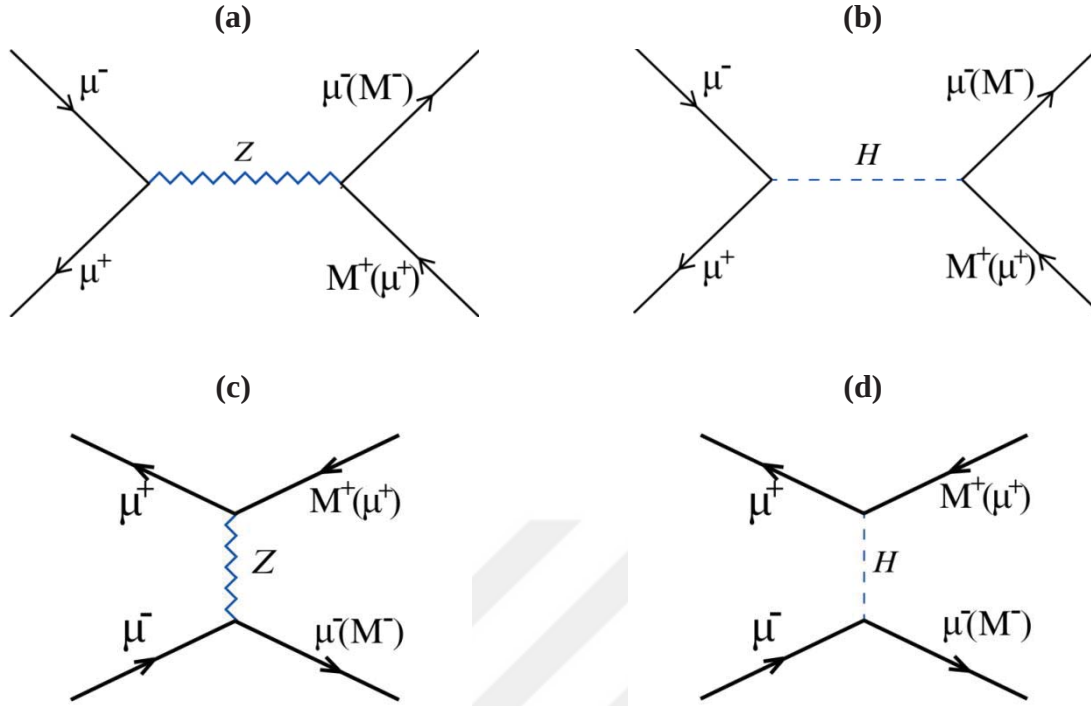
10 TeV ve 14 TeV kütle merkezi enerjisinde tesir kesiti grafiklerine bakıldığında M'nin kütlesine dayalı bir artış olduğu görülmektedir. Bunun sebebinin ağırlıklı olarak Higgs bozonu ile etkileşmeden geldiği Şekil 5.3'te görülmektedir. Grafikte yeşil renkle gösterilen eğri Higgs bozonunu içeren diyagramların (Şekil 5.1 b) ve d)) iptal edilmesiyle elde edilmiştir. Mavi renkle gösterilen eğri yalnızca Şekil 5.1 a)'da verilen diyagramlar alınarak hesaplanan tesir kesitini göstermektedir.



Şekil 5.3: 10 TeV ve 14 TeV kütle merkezi enerjili çarpıştırıcılar için VBL kütlesine bağlı tesir kesiti grafiklerinde VBL-Higgs etkileşiminin etkisi.

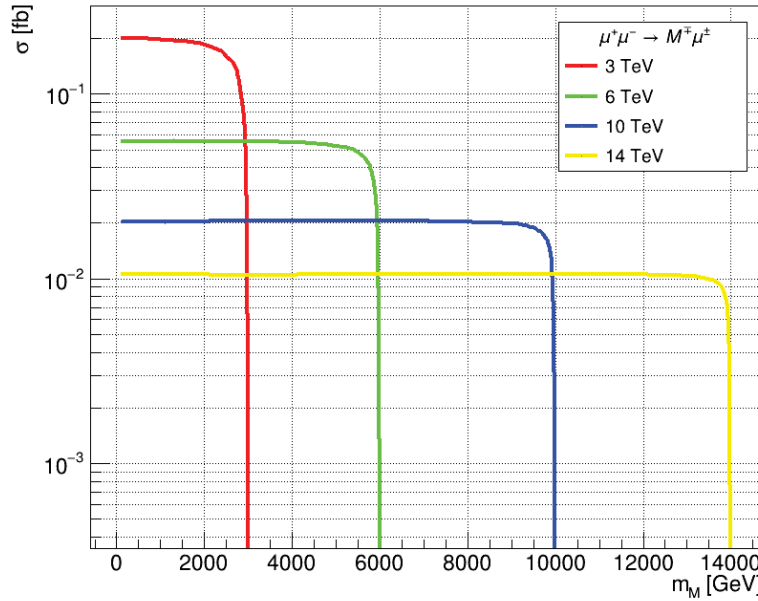
5.3.2 Tek Üretim

İzo-dublet VBL'lerin müon çarpıştırıcılarında tek üretimi için Feynman diyagramları Şekil 5.4'te verilmiştir.



Şekil 5.4:İzo-dublet yüklü VBL'nin müon çarpıştırıcısında ve a) Z bozon s-kanalı b) Higgs bozon s-kanalı c) Z bozon t-kanalı ve d) Higgs bozon t-kanalı aracılığıyla tek üretimi için Feynman diyagramları.

Farklı kütle merkezi enerjilerinde MadGraph'tan elde edilen tesir kesiti eğrileri Şekil 5.5'te gösterilmiştir. Hesaplamalar sırasında $\sin\phi$ değeri 0,01 olarak alınmıştır.



Şekil 5.5 : İkinci nesil izo-dublet yüklü VBL'nin $\sqrt{s}=$ a) 3 TeV b) 6TeV c) 10 TeV d) 14TeV kütle merkezi enerjili çarpıştırıcılarda tekli üretim tesir kesitleri. (Nümerik hesaplamalar için $\sin\phi = 0.01$ alınmıştır.)

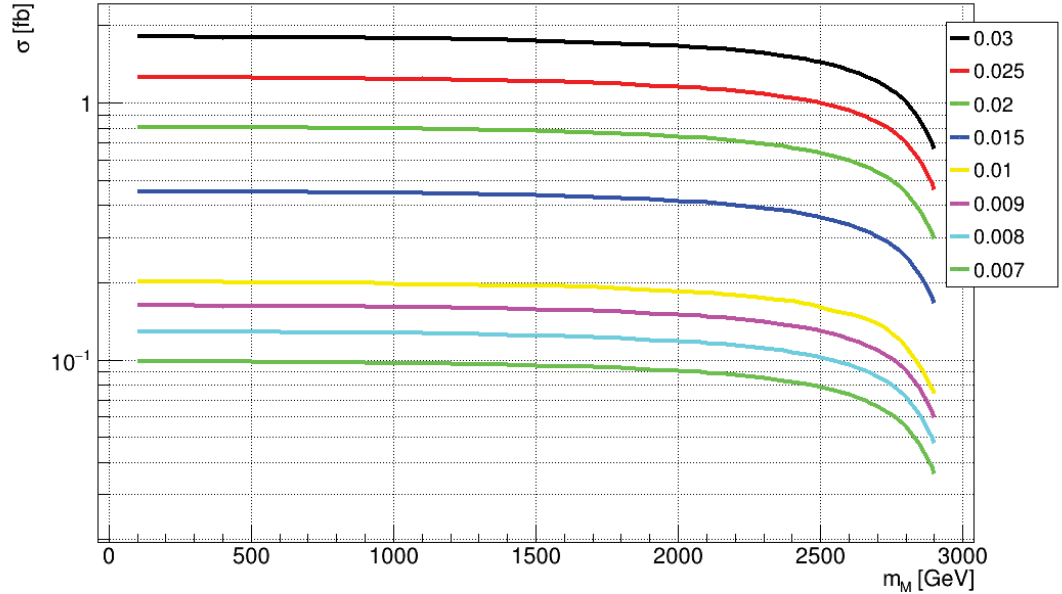
Tek üretim tesir kesitlerinin çarpıştırıcı toplam ışınlık değerleriyle çarpılmasıyla elde edilen olay sayıları Çizelge 5.3'te verilmiştir.

Çizelge 5.3: 500 GeV kütleli yüklü izo-dublet VBL için farklı kütle merkezi enerjilerinde müon çarpıştırıcılarında elde edilen tek üretim tesir kesitlerinden hesaplanan olay sayıları.

Kütle Merkezi Enerjisi (TeV)	Olay sayısı
3	200
6	330
10	200
14	210

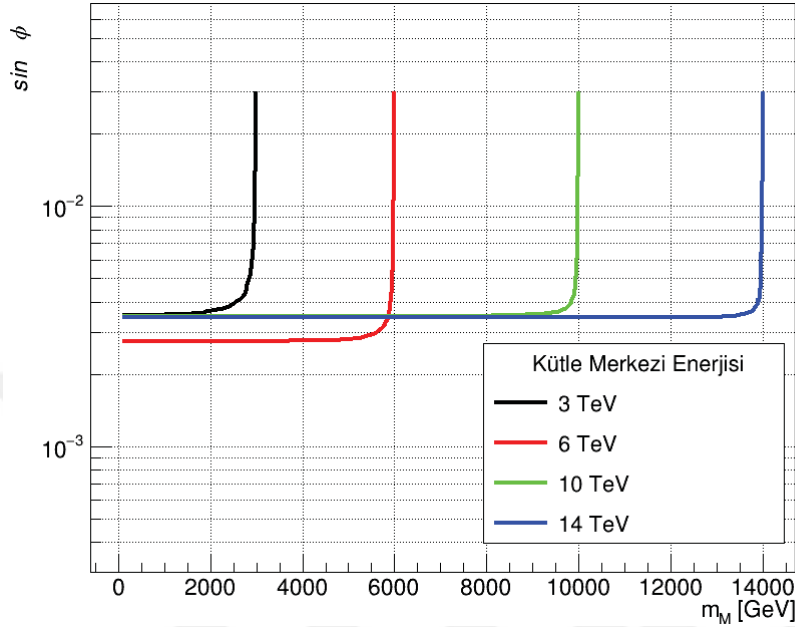
Yeni ağır leptonun SM'nin sadece bir ailesiyle karışması durumu için karışım açılarına elektrozayıf kesinlik verilerinin getirdiği sınırlar [63]'te incelenmiştir. Buna göre ikinci aile bağlantılı yüklü ağır leptonun müon ile karışımı 0,030 sinüs değeri sınırına sahiptir.

Tek üretim tesir kesitleri $\sin^2\phi$ ile orantılıdır. Şekil 5.6'da $\sqrt{s} = 3$ TeV için karışım açısının farklı sinüs değerleri için M'nin kütle değişimine göre tesir kesiti grafiği görülmektedir.



Şekil 5.6: 3 TeV kütle merkezi enerjili müon çarpıştırıcısında yüklü VBL kütlesine bağlı tesir kesitinin karışım açısına ($\sin\phi$) göre değişimi.

25 olay dışarlama limiti olarak alınırrsa farklı kütle merkezi enerjilerinde elde edilebilecek karışım açısı sınırları Şekil 5.7'de verilmiştir. Toplam ışnılık için Çizelge 5.1'de verilen değerler kullanılmıştır. Açı sınırları Denklem (5.1) kullanılarak hesaplanmıştır.



Şekil 5.7: İzo-dublet yüklü VBL'nin 25 olay için $\sin\phi$ dışarlama sınırları.

$$\sin \phi = \sqrt{\frac{25}{\sigma \times \mathcal{L}^{top}}} \times 0,01 \quad (5.1)$$

Şekil 5.7'de görüldüğü gibi kütle merkezi enerjilerine kıyasla nispeten düşük kütle değerlerinde tüm çarpıştırıcılar $\sin\phi$ değerini yaklaşık 0,0035'e kadar tarayabilmektedir. Ulaşılabilen VBL kütle değerleri her çarpıştırıcı için kütle merkezi enerjisine oldukça yakındır.

5.4 İzo-Singlet Yüklü Vektör Benzeri Leptonlar

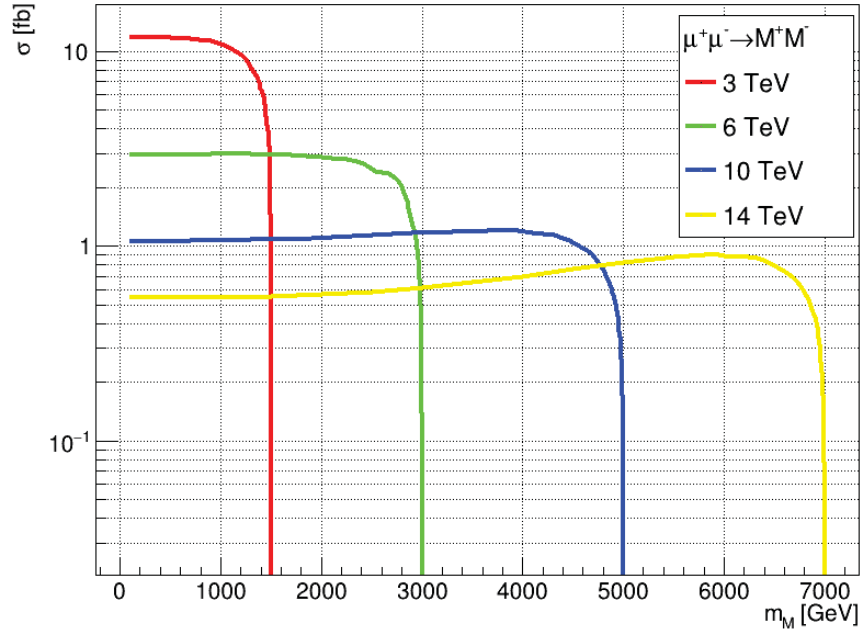
İzo-singlet modelin Feynman diyagramları izo-dublet model için verilen diyagramlarla aynı olacaktır. Tesir kesiti hesabında işleme giren köşe faktörleri izo-dublet durumdan farklıdır (bakınız Denklem (2.59-2.66))

Bu alt bölümde müon çarpıştırıcılarında izo-singlet yüklü VBL'lerin üretimi için gerçekleştirilen simülasyon sonuçları verilmiştir. Çift ve tek üretim için kütleye bağlı

tesir kesiti grafikleri sunulmuştur. Tek üretim için farklı çarpıştırıcılarda kütleyle bağlı olarak gözlemlenebilecek karışım açısı ($\sin\phi$) sınırları belirlenmiştir.

5.4.1 Çift Üretim

MadGraph'ta olay üretimi sonucu farklı kütle merkezi enerjilerinde artan VBL kütlesine göre elde edilen tesir kesiti grafikleri Şekil 5.8'de görülmektedir. Hesaplamalar sırasında bütün karışım açılarının sinüsleri eşit ve 10^{-2} olarak alınmıştır.



Şekil 5.8: İkinci nesil izo-singlet yüklü VBL'nin a) 3 TeV b) 6 TeV c) 10 TeV d) 14 TeV kütle merkezi enerjili çarpıştırıcılarda çift üretim tesir kesitleri.

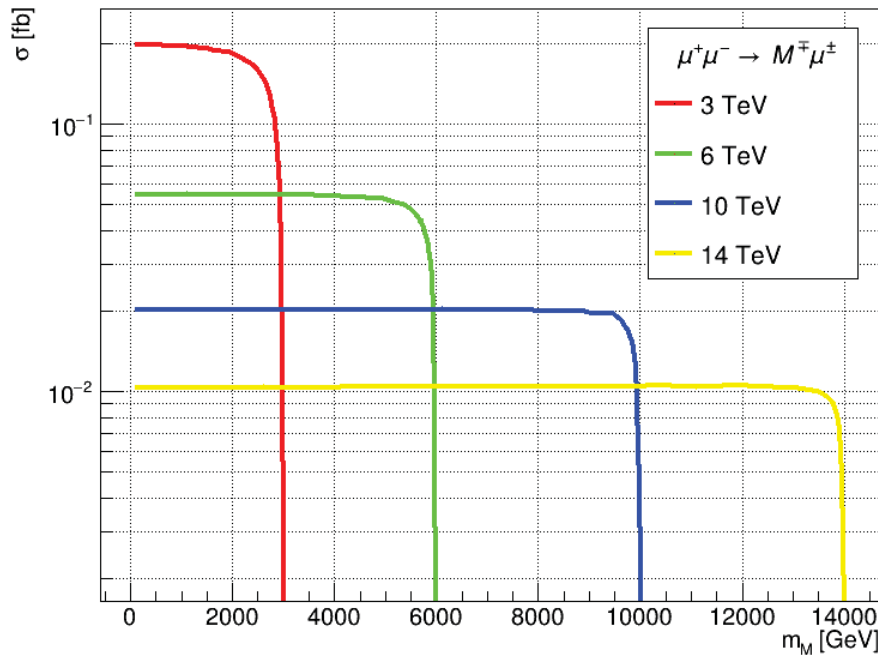
Şekil 5.8'de görüldüğü üzere VBL kütle değerleri her çarpıştırıcı için kinematik limite ($\sqrt{s}/2$) yakın değerlere kadar taranabilmektedir. 10 TeV ve 14 TeV kütle merkezi enerjisinde tesir kesiti grafiklerinde görülen M' 'nin kütlesine dayalı artışın nedeni izo-dublet durumdakiyle aynıdır. 500 GeV kütledeki çift üretim tesir kesiti değerleri için farklı kütle merkezi enerjilerinde hesaplanan olay sayıları Çizelge 5.4'de gösterilmiştir.

Çizelge 5.4: 500 GeV kütleli yüklü izo-singlet VBL için farklı kütle merkezi enerjilerinde müon çarpıştırıcılarında elde edilen çift üretim tesir kesitlerinden hesaplanan olay sayıları.

Kütle Merkezi Enerjisi (TeV)	Olay sayısı
3	12000
6	18000
10	11000
14	11000

5.4.2 Tek Üretim

İzo-dublet durumunda olduğu gibi izo-singlet durumda da tek üretim tesir kesitleri $\sin^2\phi$ ile orantılıdır. Farklı kütle merkezi enerjilerinde MadGraph'tan elde edilen tesir kesiti eğrileri Şekil 5.9'da gösterilmiştir. Hesaplamalar sırasında $\sin\phi$ değeri 0,01 olarak alınmıştır.



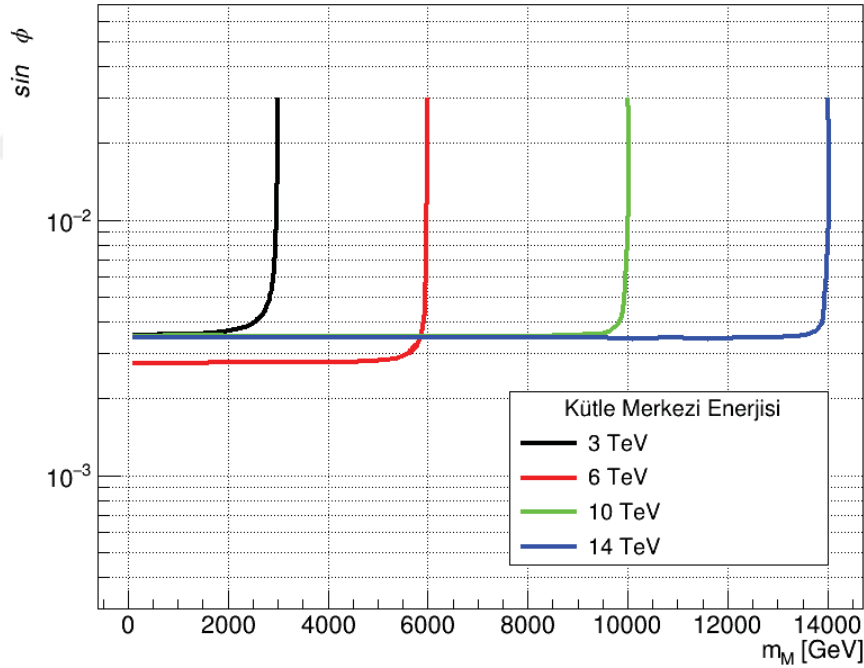
Şekil 5.9: İkinci nesil izo-singlet yüklü VBL'nin $\sqrt{s}$ = a) 3 TeV b) 6TeV c) 10 TeV d) 14TeV kütle merkezi enerjili çarpıştırıcılarda tekli üretim tesir kesitleri.

500 GeV kütleli izo-singlet yüklü VBL'nin müon çarpıştırıcılarında kütle merkezi enerjisine göre elde edilen olay sayıları Çizelge 5.5'te görüldüğü gibidir.

Çizelge 5.5: 500 GeV kütleli yüklü izo-singlet VBL için farklı kütle merkezi enerjilerinde müon çarpıştırıcılarında elde edilen tek üretim tesir kesitlerinden hesaplanan olay sayıları.

Kütle Merkezi Enerjisi (TeV)	Olay sayısı
3	200
6	330
10	200
14	200

25 olay dışarlama limiti olarak alınırsa farklı kütle merkezi enerjilerinde elde edilebilecek karışım açısı sınırları Şekil 5.10'da verilmiştir. Entegre ışınlık için Çizelge 5.1'de verilen değerler kullanılmıştır. Açı sınırları aşağıdaki Denklem 5.1 kullanılarak hesaplanmıştır.



Şekil 5.10: İzo-singlet yüklü VBL'nin 25 olay için $\sin\phi$ dışarlama sınırları.

Şekil 5.10'da görüldüğü gibi kütle merkezi enerjilerine kıyasla nispeten düşük kütle değerlerinde tüm çarpıştırıcılar $\sin\phi$ değerini yaklaşık 0,0035'e kadar tarayabilmektedir. Ulaşılabilen VBL kütle değerleri her çarpıştırıcı için kütle merkezi enerjisine oldukça yakındır.



6. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Vektör benzeri leptonlar (VBL) E_6 Büyük Birleşim Teorisi ve Çeşni Demokrasisi Hipotezi tarafından öngörülmektedir. Vektör benzeri fermiyonlar Standart Model'de hala çözülmemiş olan kütle hiyerarşisi, Cabibbo açısı anomalisi ve muon magnetik moment anomalisi gibi sorunlara çözüm sağlayabilir. Yüklü VBL'ler için kütle sınırı LEP'te W bozon bozunum kanalı üzerinden 101,2 GeV olarak konulmuştur. VBL'lerin aranması için LHC'de yapılan çalışmalar genellikle üçüncü aile leptonlarına bozunan ve nötr ve yüklü VBL'lerin kütlelerinin eşit kabul edildiği durumu kapsamaktadır. İkinci nesil VBL kütleleri ATLAS $\sqrt{s} = 8$ TeV verilerine dayanarak 114-153 GeV ve 160-168 GeV arasında dışarılanmıştır. Ancak bu analizde yalnızca nötr bozunum kanalı çalışılmıştır. Bu sebeple Çizelge 4.3'te verilen sınırlar Denklem (3.1-3.3)'te $s_R^M = 0$ olması durumunda yalnızca yüklü bozunum modu kalacağı için tek başına yeterli değildir. Bununla birlikte VBL'lerin farklı kütlelerde olduğu durumda ilave kanallar söz konusudur.

Müon çarpıştırıcıları temiz bir ardaalan sunarak hassas ölçümler yapma potansiyeline sahiptir. Elektron-pozitron çarpıştırıcıları için önerilen projeler en fazla 3 TeV kütle merkezi enerjisine kadar çıkabilmektedir [64, 65]. Müon elektrona göre daha ağır kütleyle sahip olduğundan dairesel çarpıştırıcılarda elektron-pozitron çarpıştırıcılarının harcayacağı enerjiden daha düşük sinkrotron ışınlı kayıpla yüksek enerjilere çıkabilir. Müon çarpıştırıcıları ulaşılabilecek kütle merkezi enerjisi, ışınlık, hassasiyet gibi özellikler açısından VBL'lerin aranmasında avantajlı durumdadır.

Bu tez kapsamında yüklü VBL'lerin farklı parametrelere sahip müon çarpıştırıcılarında gözlenme olasılıkları tesir kesitleri hesaplanarak araştırılmıştır. Daha kesin sonuçlar için sinyal-ardalan analizi gerekmektedir. Elde edilen sonuçlara göre çift üretimde kinematik limit $(\sqrt{s}/2)$ civarına kadar kütleler taranabilir. Tek üretimde ise $\sin\phi$ 0.0035'ten daha büyükse kütle merkezi enerjisine $(\sqrt{s})$ yakın kütlelere kadar yüklü VBL'lerin aranabileceği gösterilmiştir. Tek üretimde VBL'nin gözlenmesi durumunda $\sin\phi$ değeri belirlenecektir.

LHC 13 TeV kütle merkezi enerjisinde ATLAS ve CMS tarafından 3. nesil izo-dublet VBL'ler için elde edilen kütle dışarlama limitleri sırasıyla 900 GeV ve 1045 GeV'dir. Çift üretim durumunda irdelenen tüm müon çarpıştırıcıları LHC'den daha yüksek kütle değerlerini kapsamaktadır. Çift üretimi ile ilgili olarak, çarpıştırıcı erişim arayüzü [66] kullanılarak ATLAS ve CMS dışarlama sınırlarının yeniden ölçeklendirilmesi, 14 TeV kütle merkezi enerjili ve 3 ab^{-1} ışınlığa sahip HL-LHC'de izo-dublet VBL'lerin dışarlanma sınırlarının 2 TeV civarına kadar ulaşabileceği görülmüştür. HL-LHC ile karşılaştırıldığında müon çarpıştırıcılarında çift üretim için 6-10-14 TeV kütle merkezi enerjili opsiyonlar, tek üretim için ise tez kapsamında ele alınan dört seçenek için de LHC'de ulaşılan kütle limitlerinin çok daha üzerine kadar VBL kütleleri taranabilir. Böylelikle müon çarpıştırıcıları VBL'lerin aranmasında HL-LHC'den çok daha avantajlıdır.

KAYNAKLAR

- [1] **Griffiths, D.** (2008). Introduction to Elementary Particles. *New York, USA: John Wiley & Sons*, Sf. 13-23 ve 115-119.
- [2] **Rutherford, E.** (1911). LXXIX. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom, *Philosophical Magazine Series 6*, 21: 125, 669 — 688
- [3] **Dirac, P.** (1929) A Theory of Electrons and Protons. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 126, 360-365.
- [4] **Anderson, C. D.** (1932). The apparent existence of easily deflectable positives. *Science*, 76(1967), 238-239.
- [5] **Feynman, R. P.** (1949). The theory of positrons. *Phys. Rev.* Vol. 76, Iss.6, 749-759.
- [6] <<https://timeline.web.cern.ch/timeline-header/86>>, alındıgıtarih:20.05.2024.
- [7] **Pauli, W.** (1978). (Zurich, ETH). Dear radioactive ladies and gentlemen, Published in: *Phys.Today* 31N9 27
- [8] **Cooper, N. G.** (1997). *Los Alamos Science, Number 25 --: Celebrating the neutrino*. United States. <https://doi.org/10.2172/569122>
- [9] **Scheck, F.** (1978). Muon physics. *Physics Reports*, 44(4), 187-248.
- [10] **Breidenbach, M. ve diğ.** (1969). Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering. *Physics Review Letters*, 23, 935-939.
- [11] **Glashow, S. L.** (1959). The renormalizability of vector meson interactions. *Nuclear Physics*, 10, 107-117.
- [12] **Salam, A., & Ward, J. C.** (1959). Weak and electromagnetic interactions. *Il Nuovo Cimento (1955-1965)*, 11, 568-577.
- [13] **Weinberg, S.** (1967). A model of leptons. *Physical review letters*, 19(21), 1264.
- [14] **Hofstadter, R.** (1956). Electron scattering and nuclear structure. *Reviews of Modern Physics*, 28(3), 214.
- [15] **Zichichi, A.** (1996). Foundations of sequential heavy lepton searches. In Newman, H.B.; Ypsilantis, T. (eds.). *History of Original Ideas and Basic Discoveries in Particle Physics*. NATO ASI Series (Series B: Physics). Vol. 352. Boston, MA: Springer. pp. 227–275.
- [16] **Hasert, F. J., Kabe, S., Krenz, W., Von Krogh, J., Lanske, D., Morfin, J., ... & Scott, W. G.** (1974). Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. *Nuclear Physics B*, 73(1), 1-22.

- [17] **Arnison, G., Astbury, A., Aubert, B., Bacci, C., Bauer, G., Bézaguët, A., ... & UA1 Collaboration.** (1983). Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s=540$ GeV. *Physics Letters B*, 122(1), 103-116.
- [18] **Banner, M., Battiston, R., Bloch, P., Bonaudi, F., Borer, K., Borghini, M., ... & UA2 Collaboration.** (1983). Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider. *Physics Letters B*, 122(5-6), 476-485.
- [19] **Aad, G., Abajyan, T., Abbott, B., Abdallah, J., Khalek, S. A., Abdelalim, A. A., ... & Bansil, H. S.** (2012). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1), 1-29
- [20] **Chatrchyan, S., Khachatryan, V., Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Aguilo, E., ... & Damiao, D. D. J.** (2012). Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1), 30-61.
- [21] **Arbuzov, A. B.** (2018). Quantum field theory and the electroweak standard model. *arXiv preprint arXiv:1801.05670*.
- [22] **Dermišek, R.,** (2012). Insensitive unification of gauge couplings, *Physics Letters B* 713 469–472
- [23] **Okun, L. B.** (1984) Leptons and Quarks, *Elsevier*, Sf. 164-173, 185-198.
- [24] **Aitchison, I.J.R., & Hey, A.J.G.** (2012). Gauge Theories in Particle Physics: A Practical Introduction, Fourth Edition - 2 Volume set (4th ed.). *CRC Press*, Sf. 41-42.
- [25] **Gross, D.J., Wilczek, F.** (1973). Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Physical Review Letters*. 30 (26): 1343–1346.
- [26] **Politzer, H.D.** (1973). Reliable perturbative results for strong interactions. *Physical Review Letters*. 30 (26): 1346–1349.
- [27] **Workman R. L.** ve diğ. (Particle Data Group), Electroweak Model and Constraints on New Physics, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2022, 083C01 (2022) and 2023 update.
- [28] **Sultansoy, S.** (2007) Flavor Democracy in Particle Physics. *AIP Conf. Proc.* 23; 899 (1): 49–52, Nisan 2007.
- [29] **Gürsey, F., Ramond, P., & Sikivie, P.** (1976). A universal gauge theory model based on E6. *Physics Letters B*, 60(2), 177-180.
- [30] **Gürsey F. ve Serdaroglu M.** (1978) Basic Fermion Masses and Mixings in the E6 Model. *Lettere al Nuovo Cimento*, 21:28.
- [31] **Gürsey F. ve Serdaroglu M.** (1981) E6 Gauge Field Theory Model Revisited. *Nuovo Cimento*, A65:337.
- [32] **Georgi, H., Glashow, S.** (1974). Unity of All Elementary-Particle Forces. *Physical Review Letters*. 32 (8): 438.

- [33] **Fritzsch, H.; Minkowski, P.** (1975). Unified interactions of leptons and hadrons. *Annals of Physics*. 93 (1–2): 193–266.
- [34] **Hewett, J. L., Rizzo, T. G.** (1989), Low-Energy Phenomenology of Superstring Inspired E(6) Models. *Phys. Rept.* 183 Sf. 193.
- [35] **Baspehlivan, F., Dagli, B., Delialioğlu, O. E., & Sultansoy, S.** (2022). Why should we search for vector-like leptons?. *arXiv preprint arXiv:2201.08251*.
- [36] **Delialioğlu, O. E. (2022).** FCC-pp çarpıştırıcısının vektör benzeri leptonları arama potansiyeli (yüksek lisans tezi). Adres: <https://gcris.etu.edu.tr/bitstream/20.500.11851/10120/1/752562.pdf>
- [37] **Boos, E. ve diğ.** (2004) CompHEP 4.4 automatic computations from Lagrangians to events. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 534.1-2, 250-259.
- [38] **Alloul, A., Christensen, N. D., Degrande, C., Duhr, C., & Fuks, B.** (2014). FeynRules 2.0—A complete toolbox for tree-level phenomenology. *Computer Physics Communications*, 185(8), 2250-2300.
- [39] **Kumar, N., & Martin, S. P.** (2015). Vectorlike leptons at the large hadron collider. *Physical Review D*, 92(11), 115018.
- [40] **Bhattiprolu, P. N., & Martin, S. P.** (2019). Prospects for vectorlike leptons at future proton-proton colliders. *Physical Review D*, 100(1), 015033.
- [41] **Dermisek, R., Hermanek, K., & McGinnis, N.** (2021). Muon $g-2$ in two-Higgs-doublet models with vectorlike leptons. *Physical Review D*, 104(5), 055033.
- [42] **Crivellin, A., Kirk, F., Manzari, C. A., & Montull, M.** (2020). Global electroweak fit and vector-like leptons in light of the Cabibbo angle anomaly. *Journal of High Energy Physics*, 2020(12), 1-34. <https://arxiv.org/pdf/2008.01113.pdf>
- [43] **Crivellin, A., & Mellado, B.** (2024). Anomalies in particle physics and their implications for physics beyond the standard model. *Nature Reviews Physics*, 1-16.
- [44] **Hiller, G., Hormigos-Feliu, C., Litim, D. F., & Steudtner, T.** (2020). Anomalous magnetic moments from asymptotic safety. *Physical Review D*, 102(7), 071901.,
- [45] **Stefan, B., Gudrun, H., Clara, H. F., & Litim, D. F.** (2021). Multi-lepton signatures of vector-like leptons with flavor. *The European Physical Journal. C, Particles and Fields*, 81(2).
- [46] **Kannike, K., Raidal, M., Straub, D. M., & Strumia, A.** (2012). Anthropic solution to the magnetic muon anomaly: the charged see-saw. *Journal of High Energy Physics*, 2012(2), 1-21.
- [47] **G. Aad ve diğ.** (2012) Search for Pair Production of a New b Quark that Decays into a Z Boson and a Bottom Quark with the ATLAS Detector. *Phys. Rev. Lett.* 109, p. 071801.

- [48] **G. Aad ve diğ.**(2015). Search for pair production of a new heavy quark that decays into a W boson and a light quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ with the ATLAS detector". *Physical Review D* 92.112007.
- [49] **The CMS collaboration., Sirunyan, A.M., Tumasyan, A. ve diğ.** (2017) Search for single production of vector-like quarks decaying to a Z boson and a top or a bottom quark in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=13\text{ TeV}$. *J. High Energ. Phys.* 2017, 29.
- [50] **Aaboud, M., Aad, G., Abbott, B., Abeloos, B., Abhayasinghe, D. K., Abidi, S. H., ... & Barillari, T.** (2018). Search for pair and single production of vectorlike quarks in final states with at least one Z boson decaying into a pair of electrons or muons in p p collision data collected with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$. *Physical review D*, 98(11), 112010.
- [51] **Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogio, F., Bergauer, T., Brandstetter, J., ... & Ivanov, T.** (2019). Search for pair production of vectorlike quarks in the fully hadronic final state. *Physical Review D*, 100(7), 072001.
- [52] **Aad, G., Abbott, B., Abbott, D. C., Abud, A. A., Abeling, K., Abhayasinghe, D. K., ... & Ballabene, E.** (2022). Search for single production of a vectorlike T quark decaying into a Higgs boson and top quark with fully hadronic final states using the ATLAS detector. *Physical Review D*, 105(9), 092012.
- [53] **Baspehlivan, F., Dagli, B., Yildiz, H. D., & Sultansoy, S.** (2023). The incompleteness of the experimental searches for vector-like leptons at CERN. *arXiv preprint arXiv:2308.00849*.
- [54] **L3 Collaboration, P. Achard ve diğ.,** Search for Heavy Neutral and Charged Leptons in $e^+ e^-$ Annihilation at LEP, *Phys. Lett. B* 517 (2001) 75.
- [55] **ATLAS collaboration.** (2015) Search for heavy lepton resonances decaying to a Z boson and a lepton in pp collisions at $\sqrt{s}=8\text{ TeV}$ with the ATLAS detector, *J. High Energy Phys.*, 09 108.
- [56] **ATLAS collaboration.** Search for third-generation vector-like leptons in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ with the ATLAS detector, *J. High Energy Phys.*, 07 (2023) 118.
- [57] **CMS Collaboration,** Inclusive nonresonant multilepton probes of new phenomena at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$, *Physical Review D*, 105, 112007 (2022).
- [58] **Tikhonin F.F.,** On the Effects with Muon Colliding Beams. *Preprint JINR P2-4120*, Dubna, 1968.
- [59] **Black, K. M., Jindariani, S., Li, D., Maltoni, F., Meade, P., Stratakis, D., ... & Sala, P.** (2024). Muon collider forum report. *Journal of Instrumentation*, 19(02), T02015.
- [60] **Accettura, C., Adams, D., Agarwal, R. ve diğ.** (2023). Towards a muon collider. *Eur. Phys. J. C* 83, 864.
- [61] **Delahaye, J. P., Diemoz, M., Long, K., Mansoulié, B., Pastrone, N., Rivkin, L., ... & Wulzer, A.** (2019). Muon colliders. *arXiv preprint arXiv:1901.06150*.

- [62] **Alwall, J., Herquet, M., Maltoni, F. ve diğ.** (2011). MadGraph 5: going beyond. J. High Energ. Phys. 2011, 128.
- [63] **de Blas, J.** (2013). Electroweak limits on physics beyond the Standard Model. In *EPJ Web of Conferences* (Vol. 60, p. 19008). EDP Sciences.
- [64] **Behnke T. ve diğ.** (2013). The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary. arXiv: 1306.6327 [physics.acc-ph].
- [65] **CLIC, T., Charles, T. K., Giansiracusa, P. J., Lucas, T. G., Rassool, R. P., Volpi, M., ... & Diomedea, M.** (2018). The compact linear collider (CLIC)-2018 summary report. arXiv preprint arXiv:1812.06018.
- [66] <<http://collider-reach.web.cern.ch/>>, alındığı tarih: 20.05.2024.

