**ANKARA ÜNİVERSİTESİ**
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

# BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDA W+BJET SON DURUMLU YUKARI SEKTÖR YENİ KİRAL KUARKIN VE UYARILMIŞ KUARKIN REZONANT ÜRETİMİ

**Ali Can CANBAY**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**ANKARA**
**2019**

**Her hakkı saklıdır**

## TEZ ONAYI

Ali Can CANBAY tarafından hazırlanan "**Büyük Hadron Çarpıştırıcısında W+bjet Son Durumlu Yukarı Sektör Yeni Kiral Kuarkın ve Uyarılmış Kuarkın Rezonant Üretimi**" adlı tez çalışması 19/07/2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

**Danışman** : Prof. Dr. Orhan ÇAKIR
Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

**Jüri Üyeleri:**

**Başkan:** Prof. Dr. İsmail TURAN
Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

**Üye** : Prof. Dr. Ali YAMAN
Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

**Üye** : Prof. Dr. Orhan ÇAKIR
Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

**Yukarıdaki sonucu onaylarım.**

**Prof. Dr. Özlem YILDIRIM**
**Enstitü Müdür Vekili**

## ETİK

Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez içindeki bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, bilgilerin üretilmesi aşamasında bilimsel etiğe uygun davrandığımı, yararlandığım bütün kaynakları atıf yaparak belirttiğimi beyan ederim.

19/07/2019



Ali Can CANBAY

# ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDA W+BJET SON DURUMLU YUKARI SEKTÖR YENİ KİRAL KUARKIN VE UYARILMIŞ KUARKIN REZONANT ÜRETİMİ

Ali Can CANBAY

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

Bu tezde Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 13\ TeV$ için yukarı sektör yeni kiral kuarkların ($U'$) ve uyarılmış kuarkların ($U^*$) W+bjet son durumlarının araştırılması yapılmıştır. Çarpışma sürecinin olay üretimleri MadGraph5 ile FeynRules bünyesindeki VLQ_Chromomagnetic modeli kullanılarak yapılmıştır. Hadronlaştırma ve bozunum için PYTHIA8, algıç benzetimi için Delphes kullanılarak elde edilen Monte Carlo verileri, ROOT veri analiz yazılımından Python betikleri aracılığıyla analiz edilmiştir. Bu yeni ağır kuarkların rezonant üretimi tesir kesitleri hesaplanıp etkileşme köşelerinde belirtilen bağlaşımlara ve yeni fizik ölçeği seçimi için kütleye bağlı tesir kesiti sonuçları elde edilmiştir. Üretim ve bozunum sürecinin kinematik dağılımları parametrelere bağlı olarak gösterilmiştir. Sinyal süreci ile benzer son durum veren ardalan süreçleri incelenmiş ve bu ardalanlar için de son durum parçacıklarının kinematik dağılımları gösterilmiştir. Yeni ağır kuarkların seçilen kütle değerleri için değişmez kütle dağılımlarında, sinyali ardalandan ayırmak için çeşitli kesmeler uygulanmış ve sinyal-ardalan kinematik parametreleri üzerinde optimizasyon yapılmıştır. Bu değişmez kütle dağılımlarında kütlenin %20'si kadarlık bir aralıkta, LHC'nin 100 $fb^{-1}$ toplanmış ışınlığı için sinyal ve ardalan olay sayıları hesaplanarak istatistiksel anlamlılık formülü uygulanmıştır. Bu sonuçlar, modeller arasındaki parametre dönüşümleri uygulanarak yeni kiral kuarklardaki ve uyarılmış kuarklardaki sonuçlara dönüştürülmüş ve sinyalin gözlenebileceği parametre bölgeleri belirlenmiştir. Böylelikle, bugünkü sınırlamalar da dikkate alındığında yeni ağır kuark kütlelerinin $M_Q > 1.5\ TeV$ TeV olması gerektiği ve bağlaşımlara bağlı olarak $M_Q < 3.5\ TeV$ TeV kütleye kadar araştırılabileceği belirlenmiştir. Deneysel olarak LHC Run I'de yeni ağır kuarkların henüz keşfedilmemiş olması, kütlelerinin büyük veya bağlaşımlarının küçük olabileceği şeklinde yorumlanmıştır ve Run II verileri ile yapılacak analizlerde sinyal gözlenmemesi durumunda yeni ağır kuarklar üzerine daha güçlü sınırlama getirilebilecektir.

**Temmuz 2019, 83 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Yeni ağır kuarklar, kiral, uyarılmış kuark, vektör benzeri kuark, LHC, rezonant, üretim, bozunum, $W$ bozonu.

## ABSTRACT

M.Sc. Thesis

RESONANT PRODUCTİON OF UP SECTOR NEW CHİRAL FAMİLY QUARK AND EXCİTED QUARK WİTH W+BJET FİNAL STATE AT LARGE HADRON COLLIDER

Ali Can CANBAY

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

Supervisor: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

In this thesis, the W+bjet final states of new up sector chiral quarks ($U^{'}$) and excited quarks ($U^{*}$) for the center of mass $\sqrt{s} = 13\,TeV$ at the Large Hadron Collider (LHC) were searched. Event productions of collision process were made using MadGraph5 and the VLQ_Chromomagnetic model of FeynRules. The Monte Carlo data obtained using PYTHIA8 for hadronization and decay, Delphes for detector simulation were analyzed at ROOT data analysis software with Python scripts. Resonant production cross-sections of these new heavy quarks were calculated and mass dependent cross-section results were obtained for the selection of new physics scale and the coupling in the interaction vertex. Kinematic distributions of production and decay processes were shown depending on the parameters. The background processes that give a similar final state to the signal process are examined and the kinematic distributions of the final state particles are shown for these backgrounds. In the invariant mass distributions for the selected mass values of the new heavy quarks, various cuts were applied to separate the signal from the background and the signal-background kinematic parameters were optimized. In these invariant mass distributions, the statistical significance formula was applied by calculating the signal and background event numbers for the 100 $fb^{-1}$ collected luminosity of the LHC in a range of 20% of the mass. These results were converted to the results of the new chiral quarks and excited quarks by applying parameter transformations between the models and the parameter regions where the signal could be observed were determined. Thus, considering the current limitations, it has been determined that new heavy quark masses should be $M_Q > 1.5\,TeV$ and can be searched up to $M_Q < 3.5\,TeV$ depending on couplings. The fact that the new heavy quarks have not yet been discovered experimentally in the LHC Run I is interpreted as these quarks having large masses or small couplings and if there is no signal observed in the analysis with Run II data, a stronger limitation may be placed on the new heavy quarks.



**June 2019, 83 page**

**Key Words:** New heavy quarks, chiral, excited quark, vector like quark, LHC, resonant, production, decay, W boson.

## TEŞEKKÜR

Çalışmalarım süresinde hayat boyu edindiği bilgilerini bana aktarmaya çalışıp yeni şeyler öğrenmem için yol gösterip motive eden değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. Orhan ÇAKIR'a, çalışmalarıma yardımcı olup bilgilerini benden esirgemeyen, projesinde bana da yer verip destek almamı sağlayan değerli hocam Sayın Prof. Dr. Saleh SULTANSOY'a, bana yol gösteren değerli hocam Sayın Prof. Dr. İlkay TÜRK ÇAKIR'a, yine projelerinde bana da yer vererek destek almamı sağlayan değerli hocalarım Sayın Doç. Dr. Volkan ARI ve Sayın Dr. Öğr. Üyesi Volkan ÇETİNKAYA'ya, manevi destekleri ile sürekli yanımda olan değerli hocalarım Sayın Dr. Bora KETENOĞLU ve Sayın Dr. Didem KETENOĞLU'na, emeği geçen tüm hocalarıma, manevi desteklerini esirgemeyen dostlarıma ve sevgili aileme teşekkür ederim.

Ali Can CANBAY
Ankara, Temmuz 2019

# İÇİNDEKİLER

**TEZ ONAY SAYFASI**
**ETİK** ..... **i**
**ÖZET** ..... **ii**
**ABSTRACT** ..... **iii**
**TEŞEKKÜR** ..... **iv**
**SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ** ..... **vi**
**ŞEKİLLER DİZİNİ** ..... **vii**
**ÇİZELGELER DİZİNİ** ..... **ix**
**1. GİRİŞ** ..... **1**
**2. STANDART MODEL** ..... **8**
**2.1 Elektrozayıf Etkileşme** ..... **11**
**2.2 Parçacık Kütleleri** ..... **16**
**2.2.1 Ayar bozonlarının kütleleri** ..... **17**
**2.2.2 Fermiyon kütleleri** ..... **20**
**2.3 Çeşni Karışımı** ..... **23**
**2.4 Kuantum Renk Dinamiği** ..... **26**
**2.5 Standart Model Sınırları** ..... **29**
**3. YENİ AĞIR KUARKLAR** ..... **31**
**3.1 Yeni Kiral Aile Kuarklar** ..... **31**
**3.2 Uyarılmış Kuarklar** ..... **33**
**3.3 Vektör Benzeri Kuarklar** ..... **36**
**4. SİNYAL ARAŞTIRILMASI** ..... **39**
**4.1 Model** ..... **39**
**4.1.1 Kiral aile modeli parametrelerine geçiş** ..... **39**
**4.1.2 Uyarılmış kuark model parametrelerine geçiş** ..... **42**
**4.2 Bozunum Genişliği** ..... **44**
**4.3 Olay Üretimi** ..... **49**
**4.4 Analiz** ..... **52**
**5. SONUÇ VE TARTIŞMA** ..... **74**
**KAYNAKLAR** ..... **76**
**EK 1 Bozunma Kinematiği** ..... **79**
**ÖZGEÇMİŞ** ..... **83**

## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

### Simgeler

| | |
|---|---|
| q | Elektrik yükü, Standart Model kuarkı |
| $U'$ | Yukarı sektör Yeni Kiral kuark |
| $U^*$ | Yukarı sektör Uyarılmış kuark |
| $T$ | Yukarı sektör Vektör Benzeri kuark |
| Y | Hiperyük |
| $\mu, \nu$ | Lorentz indisleri |
| $g^{\mu\nu}$ | Minkowsli metriği |
| $\theta_W$ | Weinberg açısı (zayıf karışım açısı) |
| $I_3$ | Zayıf izospinin üçüncü bileşeni |
| $\mathcal{L}$ | Lagrangian |
| $L_{int}$ | Toplanmış ışınlık |
| $D_\mu$ | Kovaryant türev |
| $\sigma$ | Tesir kesiti, Pauli-spin matrisi, istatistiksel anlamlılık |
| $\Gamma$ | Bozunma genişliği |
| $\mathcal{M}$ | Feynman genliği |
| $\sqrt{s}$ | Kütle merkezi enerjisi |

### Kısaltmalar

| | |
|---|---|
| BR | Dallanma oranı |
| CERN | Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezi |
| ETA | Sözde Hızlılık |
| FCNC | Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım |
| KED | Kuantum Elektrodinamiği |
| KRD | Kuantum Renk Dinamiği |
| LHC | Büyük Hadron Çarpıştırıcısı |
| MET | Kayıp enerji |
| PT | Enine Momentum |
| SM | Standart Model |
| SS | İstatistiksel anlamlılık |

Bu çalışmada doğal birim sistemi kullanılarak ışık hızı (c) ve indirgenmiş Planck sabiti (ħ), 1 alınmıştır.

# ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Standart Model temel parçacıkları ve bunlar arasındaki etkileşimler ..... 8
Şekil 2.2 Standart Model temel parçacıkları ..... 10
Şekil 2.3 ATLAS (ATLAS 2018) deneylerinin verilerinden elde edilen, fermiyonların ve zayıf ayar bozonlarının kütlelerine bağlı olarak indirgenmiş bağlaşım sabitlerinin (sırasıyla $\kappa FmF/v$ ve $\kappa VmV/v$) grafikleri ..... 22
Şekil 2.4 CMS (sağdaki grafik, CMS 2017) deneylerinin verilerinden elde edilen, fermiyonların ve zayıf ayar bozonlarının kütlelerine bağlı olarak indirgenmiş bağlaşım sabitlerinin (sırasıyla $\kappa FmF/v$ ve $\kappa VmV/v$) grafikleri ..... 23
Şekil 3.1 ATLAS ve CMS deneylerinde uyarılmış kuarklar için, %95 güven seviyesinde, en düşük kütle limitleri (Tanabashi 2018) ..... 35
Şekil 4.1 Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın baskın üretim (solda) ve bozunum (sağda) kanalları ..... 45
Şekil 4.2 Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın qg üretim kanalı için $\Lambda$'ya bağlı bozunma genişlikleri ..... 47
Şekil 4.3 Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın Wb bozunum kanalı için $\kappa T$'ye bağlı bozunma genişlikleri ..... 48
Şekil 4.4 Yukarı sektör vektör benzeri yeni ağır kuarkın rezonant üretim diyagramı ..... 49
Şekil 4.5 Yukarı sektör vektör benzeri yeni ağır kuark rezonant üretiminin hadronlaştırma ve dedektör benzetimi sonrası diyagramı ..... 50
Şekil 4.6 Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın tesir kesininin farklı $\kappa T$ değerlerinde kütleye göre grafiği ..... 51
Şekil 4.7 Sinyal ($MT = 2$ TeV) için jet sayısı grafiği ..... 52
Şekil 4.8 Sinyal ($MT = 2$ TeV) için elektron sayısı (üstte) ve müon sayısı (altta) grafiği ..... 53
Şekil 4.9 Sinyal ($MT = 2$ TeV) için enine kayıp enerji sayısı grafiği ..... 53
Şekil 4.10 Sinyal ($MT = 2$ TeV) için ilk üç jetin pT dağılımları ..... 54
Şekil 4.11 Sinyal ($MT = 2$ TeV) için ilk üç jetin $\eta$ dağılımları ..... 54
Şekil 4.12 Sinyal ($MT = 2$ TeV) için b jetin pT dağılımı ..... 55

Şekil 4.13 Sinyal ($MT = 2$ TeV) için b jetin η dağılımı ..... 55
Şekil 4.14 Sinyal ($MT = 2$ TeV) için ilk 3 jetin kütle dağılımları ..... 56
Şekil 4.15 Sinyal ($MT = 2$ TeV) için leptonların pT dağılımı ..... 57
Şekil 4.16 Sinyal ($MT = 2$ TeV) için leptonların η dağılımı ..... 57
Şekil 4.17 Sinyal ($MT = 2$ TeV) için MET dağılımı ..... 58
Şekil 4.18 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalanlar için jetlerinin pT dağılımları ..... 59
Şekil 4.19 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalanlar için jetlerinin η dağılımları ..... 59
Şekil 4.20 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalanlar için b jetin pT dağılımları ..... 60
Şekil 4.21 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalan için b jetin η dağılımları ..... 60
Şekil 4.22 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalanlar için $\Delta R(b, j1)$ dağılımları ..... 61
Şekil 4.23 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalanlar için $\Delta R(b, j2)$ dağılımları ..... 61
Şekil 4.24 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalanlar için $\Delta R(j1, j2)$ dağılımları ..... 62
Şekil 4.25 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalanlar için leptonların pT dağılımları ..... 62
Şekil 4.26 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalanlar için leptonların η dağılımları ..... 63
Şekil 4.27 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalanlar için MET dağılımları ..... 63
Şekil 4.28 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalanlar için $\Delta R(b, l)$ dağılımları ..... 64
Şekil 4.29 Sinyalin ($MT = 2$ TeV) hadronik (üstte) ve leptonik (altta) kanalları için $\Delta RW, b$ grafiği ..... 65
Şekil 4.30 Sinyalin ($MT = 2$ TeV) hadronik (üstte) ve leptonik (altta) kanallar için $pT(W)/pT(b)$ grafiği ..... 66
Şekil 4.31 Sinyal ($MT = 2$ TeV) ve ardalanlar için hadronik (üstte) ve leptonik (altta) kanallarda değişmez kütle grafikleri ..... 68
Şekil 4.32 Yukarı sektör yeni vektör benzeri kuarkın hadronik kanalda istatistiksel anlamlılık (SS) grafiği ..... 70
Şekil 4.33 Yukarı sektör yeni vektör benzeri kuarkın leptonik kanalda istatistiksel anlamlılık (SS) grafiği ..... 70
Şekil 4.34 Yukarı sektör yeni kiral kuarklar için hadronik (üstte) ve leptonik (altta) istatistiksel anlamlılık grafikleri ..... 72
Şekil 4.35 Yukarı sektör uyarılmış kuarklar için hadronik (üstte) ve leptonik (altta) istatistiksel anlamlılık grafikleri ..... 73

# ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1.1 Temel parçacıkların elektrik yükleri (anti-parçacıklar kendi parçacıklarının negatif yüküne sahiptir) ..... 5
Çizelge 1.2 Temel parçacıklarının lepton sayıları (anti-parçacıklar kendi parçacıklarının negatif lepton sayısına sahiptir) ..... 5
Çizelge 2.1 Standart Model Fermiyonları ve Elektrozayıf Kuantum Sayıları ..... 11
Çizelge 4.1 Vektör benzeri kuark modeli ve yeni kiral aile kuark modeli parametrelerinin teorik ve numerik eşlik tablosu ..... 42
Çizelge 4.2 Vektör benzeri kuark modeli ve uyarılmış kuark modeli parametrelerinin teorik ve numerik eşlik tablosu ..... 44
Çizelge 4.3 Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın Wb ve qg kanallarına olan bozunum genişliklerinin MT kütlesine ve Λ'ya bağlı numerik değerleri $\kappa T = 0.5$ ve $\kappa G = 20$ değerleri ..... 49
Çizelge 4.4 Olay üretiminde kullanılan VLQ_Chromomagnetic model parametreleri ve değerleri ..... 50
Çizelge 4.5 Sinyal tesir kesitleri ..... 51
Çizelge 4.6 Ardalan tesir kesitleri ..... 52
Çizelge 4.7 Analiz kesmeleri ..... 67

# 1. GİRİŞ

Temel parçacıkların arayışı, insanlığın uzun sürelerce fikir yürüttüğü ve hala da yürütmekte olduğu bir süreçtir. İlk düşünceleri M.Ö. 400 yıllarına dayanan bu arayışta, felsefi bir düşünce deneyi ile, bir teli sürekli ikiye böldüğünü hayal eden Democritos, telin sonsuza kadar bölünemeyeceği ve en sonunda *bölünemeyen bir öz*e ulaşacağı fikrini ortaya atmış, maddelerin bu en küçük yapı taşını, ***atomas*** (bölünemeyen öz) diye adlandırmıştır. Günümüzdeki atom ismi de buradan gelmektedir.

Democritos'tan sonra da atom konusunda birçok felsefi ve deneysel çalışmalar yapıldı, 1897 yılında J. J. Thomson'ın elektronu keşfetmesi ile de bu çalışmalar sağlam fiziksel temeller üzerinde ilerlemeye başladı. Katot ışın tüplerindeki ışınlar ile çalışan Thomson, deneyleri esnasında sıcak flamadan çıkan ışınların elektrik ve manyetik alanlarda saptığını gözlemledi. Gördükleri sonucunda da bu ışınların aslında yüklü parçacıklar olduklarını buldu. Parçacık demetlerini manyetik alanlardan geçirerek klasik kuvvet hesaplamalarının yaparak bu parçacığın hızını (ışık hızının onda biri olarak) ve elektrik yükünün kütlesine oranını elde etti. Sonuçlara göre katot ışınları, negatif yüklü parçacıklardan oluşuyordu ve kütleleri bir hidrojen atomunun kütlesinden çok küçük olduğundan atomun içinde bulunmaları gerekiyordu. Ayrıca bu atom altı parçacıkların tüm atomlarda bulunması gerekiyordu. George Johnstone Stoney, Thomson'ın keşfettiği bu parçacıklara temel yük birimi olan ***elektron*** adını verdi. Böylece atomun tek parça halinde olmadığının (bölünemez olmadığını) ilk kanıtları elde edilmiş oldu.

Thomson'ın çalışmalarının ardından elektronların da dahil olduğu çeşitli atom modelleri öne sürülmeye başladı. Ancak 1911 yılında Ernest Rutherford'un altın levhaları üzerinde yaptığı bir deneye kadar atom ve içerisindeki elektronun gerçekçi bir durumu açıklanamadı. Rutherford, altın levhalarına alfa parçacıkları gönderen bir deney düzeneği kurarak alfa parçacıklarını gönderdikten sonra altın levha etrafındaki algıçlardan bu parçacıkların ne kadar saçıldığını ölçtü. Ancak elde ettiği sonuçlar beklediklerinden çok farklıydı. Pozitif alfa parçacıklarının ($\alpha$) çoğu sapmadan geçerken bazı durumlarda parçacıkların neredeyse $90^{o}$'den fazla sapma yapacak şekilde geri yansıdıklarını gözledi. Rutherford, yaptığı bu deneylerin sonuçlarını yorumlayarak bazı

çıkarımlarda bulunmuştur. Bu çıkarımlara göre, atom hacmi içerisinde çok küçük bir kısımda (merkezde) pozitif yüklü bir bölge olması ve bu bölgenin kütlesinin diğer kısımlara göre çok daha fazla olması (neredeyse atomun kendi kütlesi kadar) gerekmekteydi. Ayrıca sapmadan geçen parçacıkların sayısının diğerlerine göre çok fazla olması atom yapısının büyük bir kısmının boşluktan oluştuğu sonucunu gösteriyordu. Rutherford, bu pozitif yüklü ağır kısma ***çekirdek*** ve en hafif atom (Hidrojen) çekirdeğine de ***proton*** adını verdi. Böylelikle merkezinde çekirdek ve onun etrafında elektronların olduğu bir atom modeli oluşturulurken atom altı parçacıkların doğası için de yeni bulgular elde edildi.

1905'te Albert Einstein'in fotoelektrik olay deneyinde, Einstein metal plakalara ışık gönderdiğinde, ışığın metal elektronlarına enerji aktardığını ve uygun enerjideki ışığın gönderilmesiyle bu elektronların yörüngelerinden koptuğunu gördü. 1923'te ise Arthur Compton, yüksek enerjili x-ışınları ile karbon atomunun elektronlarını çarpıştırdığı bir saçılma deneyi gerçekleştirdi. Bu deneyde ışık elektronlara çarpıyor ve ışık ile elektron farklı enerjilerde farklı yönlere saçılıyordu. Sonuç olarak, bu deneyler ışığın atom altı ölçekte parçacık gibi davrandığını gösterdi. 1926 yılında ışık denilen bu parçacığa Gilbert Lewis tarafından ***foton*** ($\gamma$) adı verildi.

1914 yılında Niels Bohr yaptığı çalışmalarda helyum atomunu inceledi. İki elektronlu helyum, tek elektronlu hidrojenin dört katı ağırlığa (yaklaşık olarak) sahipti ancak yük dengesi gereği (2 protonu olması gerektiğinden) bu oranın iki kat olması gerekirdi. Bu problem 1932 yılında Chadwick'in kütlece protona eşit (neredeyse) ve yüksüz olan ***nötron***ları keşfetmesi ile çözüldü. Helyum çekirdeği iki nötron ve iki protondan oluşuyordu.

Nötron ve protonlar keşfedildikten sonra başka bir önemli soru bilim insanlarının aklını kurcalamaya başladı. Çekirdeği bir arada tutan kuvvet neydi? Protonların kütleleri yüklerinden dolayı birbirlerini itmeyi engelleyecek kadar kütle çekim kuvveti oluşturamazdı. Bu nedenle protonları bir arada tutan ve erim mesafesi kısa olan (yoksa atom dışında da bu parçacıkları birbirine çekmesi gerekirdi) yeni bir kuvvet olmalıydı. ***güçlü kuvvet*** olarak adlandırılan bu kuvvetin ilk kuramı 1934 yılında Yukawa

tarafından nötron ve protonun kuantumlu bir alanda birbirlerine doğru çekildiği fikri ile ortaya atıldı.

1927'de Dirac göreli enerji-momentum denklemlerini incelediğinde her pozitif çözüme karşılık bir de negatif çözümün geldiğini gördü. Ancak bu negatif çözümlerinin fiziksel yorumunu yapmakta sorun yaşıyordu. 1931 yılında Anderson'un, ***pozitron*** olarak adlandırılan, elektronun pozitif ikizini bulmasıyla bu sorun ortadan kalktı. Böylece negatif çözümler bu parçacığa ait çözümler oluyordu. 1940 yılında ise Feynman ve Stuckelberg, pozitronun aslında elektronun anti-parçacığı olduğunu ve denklemlerdeki negatif çözümlerin bu ***anti-parçacık***larına ait olduğunu buldular. Negatif yüklü anti-proton ($\bar{p}$) 1955'te Berkeley Bevatronu'nda deneysel olarak gözlendi. Anti-nötron ($\bar{n}$) da 1956'da aynı yerde keşfedildi.

1936 yılında Carl D. Anderson ve Seth Neddermeyer, Caltech'de kozmik ışınlarla yaptıkları deneylerde eksi yüklü ve elektrondan daha ağır bir parçacık keşfettiler. O dönemlerde bu parçacığı *mezon* olarak adlandırsalar da parçacığın aslında ***müon*** ($\mu$) olduğu sonradan anlaşıldı. Müonların varlığı 1937'de J. C. Street ve E. C. Stevenson'ın yaptığı bulut odası deneyinde ve 1947'de Bristol'de kozmik ışınları inceleyen Powell ve arkadaşları tarafından kanıtlandı. Bu parçacık, elektronun ağır bir türü gibi davranıyordu ve elektronun da dahil olduğu ***lepton*** ailesinin bir üyesiydi. 1974 ve 1977 arasında ise Martin Lewis Perl ve SLAC LBL grubundaki araştırmacılar yaptıkları bir dizi deney ile ***tau*** ($\tau$) leptonunu keşfettiler.

1930'larda beta bozunumu incelendiğinde birtakım kinematik sorunlar ortaya çıktı. Beta bozunumunda, bir radyoaktif çekirdek, bir elektron salarak daha hafif başka bir çekirdeğe dönüşür ve bu durumda son durumda oluşan yeni çekirdeğin ve elektronun zıt yönlerde, eşit büyüklükte momentumlara sahip olması beklenir. Ancak gözlemler elektron momentumunun kayda değer ölçülerde farklılık gösterdiğini ortaya çıkardı. Pauli, bu bozunum esnasında elektronun yanında başka bir parçacığın da salınmış olması gerektiği fikri üzerinde durdu ve bu parçacığın kayıp olan enerjiyi taşıdığını savundu. Yük korunumu açısından, bu salınan yeni parçacık yüksüz olmalıydı. Fermi bu parçacığı ***nötrino*** (anti-nötrino olduğu sonradan bulundu) olarak adlandırdı. 1950'lerin

ortalarında ise Svannah Nehri Nükleer Reaktörü'nde yapılan deneylerde Cowan ve Reines nötrinonun varlığını kanıtladılar. 1953 yılında ise Konopinski ve Mahmoud lepton korunum yasalarını oluşturarak nötrinoların, aslında kendi leptonlarıyla ilişkili olduklarını buldu.

1964 yılında Gell-Mann ve Zweig ayrı ayrı yaptıkları çalışmalarda hadronların (proton, nötron) daha temel bileşenlerden oluşmaları gerektiğini önerdi. Gell-Mann, hadronları oluşturan bu bileşenlere ***kuark*** adını verdi. 1960'ların sonuna doğru Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'nde (SLAC) yapılan derin inelastik saçılma deneyleri, protonun daha temel parçacıklardan oluştuğunu gösterdi. Bu deneyde fark edilen bu temel parçacıklar daha sonda *yukarı* (u) ve *aşağı* (d) kuarklar olarak adlandırıldı. Proton temelinde iki u kuark ve bir d kuarktan; nötron ise iki d ve bir u kuarktan oluşmaktadır. İlerleyen yıllarda *garip* kuark (s) (1968) ve *tılsım* kuark (c) (Burthon Richter ile ekibi tarafından 1974'te) SLAC deneyleri ile keşfedildi. *Alt* kuark (b) Leon Lederman ile ekibi tarafından 1977'de, üst kuark (t) ise 1995'te CDF ve DØ takımları tarafından Fermilab'da gözlendi.

Yüksek enerjilerde etkileşmeler bir parçacığın değiş-tokuşu ile gerçekleşir. Etkileşmelere aracılık eden bu parçacıklara ise *bozon* ismi verilir. Elektromanyetik etkileşmeler için aracı bozon fotondur. Elektromanyetik ve zayıf etkileşimin birleşmesinden ortaya çıkan elektrozayıf kuram üç bozon daha öngörmektedir. Bunlar Carlo Rubia'nın grubu tarafından 1983'te keşfedilen yüklü *W-bozonları* (-1 yüklü $W^-$ ve +1 yüklü $W^+$) ve yüksüz *Z-bozonları*dır. Güçlü etkileşmelerin aracı bozonları *gluonlar*dır ($g$). Son olarak parçacıkların kütle kazanım mekanizmaları ile ilgili bir bozon (*Higgs Bozonu, H*) daha vardır ve bu bozon Haziran 2012'de CERN'de yapılan deneyler sonucu bulunmuştur.

Etkileşme esnasında temel parçacıklar belirli korunum yasalarına uymak zorundadır. Örneğin bir etkileşmede giren parçacıkların net yükü çıkan parçacıklarda korunmalıdır. Yük korunumunun sağlanmadığı etkileşmelere izin verilmez. Çizelge 1.1'de temel parçacıkların yükleri gösterilmektedir.

Çizelge 1.1 Temel parçacıkların elektrik yükleri (anti-parçacıklar kendi parçacıklarının negatif yüküne sahiptir)

| ***Parçacıklar*** | | ***Elektrik Yükleri*** |
|---|---|---|
| **Kuarklar** | $u, c, t$ | +2/3 |
| | $d, s, b$ | -1/3 |
| **Leptonlar** | $v_e, v_\mu, v_\tau$ | 0 |
| | $e^-, \mu^-, \tau^-$ | -1 |
| **Bozonlar** | $W^+$ | +1 |
| | $W^-$ | -1 |
| | $Z, \gamma, g, H$ | 0 |

Leptonlar için olan özel bir korunum yasası da vardır. Bu yasaya göre her tipteki lepton kendi lepton sayısına sahiptir ve etkileşmelerde bu lepton sayıları korunmalıdır. Standart Model parçacıklarının sahip olduğu lepton sayıları Çizelge 1.2'de verilmiştir.

Çizelge 1.2 Temel parçacıklarının lepton sayıları (anti-parçacıklar kendi parçacıklarının negatif lepton sayısına sahiptir)

| **Parçacıklar** | | **e Lepton Sayısı** | **$\mu$ lepton sayısı** | **$\tau$ lepton sayısı** |
|---|---|---|---|---|
| **Kuarklar** | $u, d, c, s, t, b$ | 0 | 0 | 0 |
| **Leptonlar** | $e^-, v_e$ | +1 | 0 | 0 |
| | $\mu^-,\ v_\mu$ | 0 | +1 | 0 |
| | $\tau^-, v_\tau$ | 0 | 0 | +1 |
| **Bozonlar** | $W^+$, $W^-$, Z, γ, g, H | 0 | 0 | 0 |

Kuarklar da kendi sayılarına sahiptir. Baryon sayısı olarak adlandırılan bu yük 3 kuarktan oluşan yapılar (baryonlar) göz önüne alınarak hesaplanmıştır. Her bir kuarkın baryon sayısı 1/3, her mezonun (2 kuarktan oluşan yapılar) baryon sayısı 2/3 ve her bir

baryonun baryon sayısı 1'dir. Bu parçacıkların anti-parçacıkları kendi baryon sayılarının negatifi iken kuarklardan oluşmayan parçacıklar ve kuarklar dışındaki temel parçacıklar için baryon sayısı 0'dır.

Kuarkların ve gluonların doğada tek başına gözlenememesinin temel nedeni renk yüküdür. Herbir kuark bir çeşit renk yükü taşır (kırmızı, yeşil ve mavi). Kuarklardan oluşan ve doğada gözlenebilen yapılarda (hadronlar ve mezonlar) ise renk yükü sıfır olmalıdır. 3 farklı renk yüküne sahip kuark birleşerek renksiz hadronu oluşturur. Mezonlar için ise bir renge sahip kuark ile o kuarkın anti renk yüküne sahip mezonlar birleşir. Kuarklar ve gluonlar dışındaki parçacıklar renk yüküne sahip değildir.

Son olarak etkileşimlerin izinli olabilmesi için giren parçacıklar ile çıkan parçacıklar arasında enerji-momentum dörtlü-vektörlerinin de korunması gerekir.

Temel parçacıklar ve bu parçacıklar arasındaki etkileşmeleri tanımlamak için oluşturulan Standart Model, bugüne kadar yapılan hızlandırıcı ve parçacık fabrikası deneylerinde kendini ispatlamış olmasına rağmen modelin eksik kaldığı ve çözüm getiremediği birçok konu da vardır. Kütle çekim kuvvetinin ve nötrinoların kütle kazanım mekanizmalarının modelde olmaması SM'in en büyük eksikliklerindendir. Bunun yanında madde-antimadde asimetrisi, karanlık enerji ve karanlık madde SM'in çözemediği konulardan bazılarıdır.

Günümüzde, Standart Model'in açıklayamadığı bu problemler nedeniyle Büyük birleşim teorisi (GUT), kompozitlik (preonlar), süpersimetri (SUSY) ve ekstra uzay-zaman boyutları gibi yeni modeller önerilmekte olup bu modellerin bir çoğu da yeni ağır kuarkların varlığını ön görmektedir. Yeni kiral kuark modeli, uyarılmış kuark modeli ve vektör benzeri kuark modeli bu tez kapsamında çalışılacak modellerdir.

Tezin 2. bölümünde SM'in genel hatları verilmiştir. Zayıf etkileşmeler, Kuantum Elektodinamiği (KED) anlatılarak Elektrozayıf (EZ) teorinin oluşumu gösterilmiştir. Temel parçacıkların kütle kazanma mekanizması ve kendiliğinden simetri kırılması

anlatılarak Higgs mekanizmasının işlevi açıklanmıştır. Çeşni karışımları üzerinde durularak parçacıkların farklı sektördeki parçacıklara geçişleri gösterilmiştir. Son olarak renk yüküne sahip parçacıkların etkileşimlerini tanımlayan kuantum renk dinamiği (KRD) verilerek SM'in genel Lagrangian'i oluşturulmuştur.

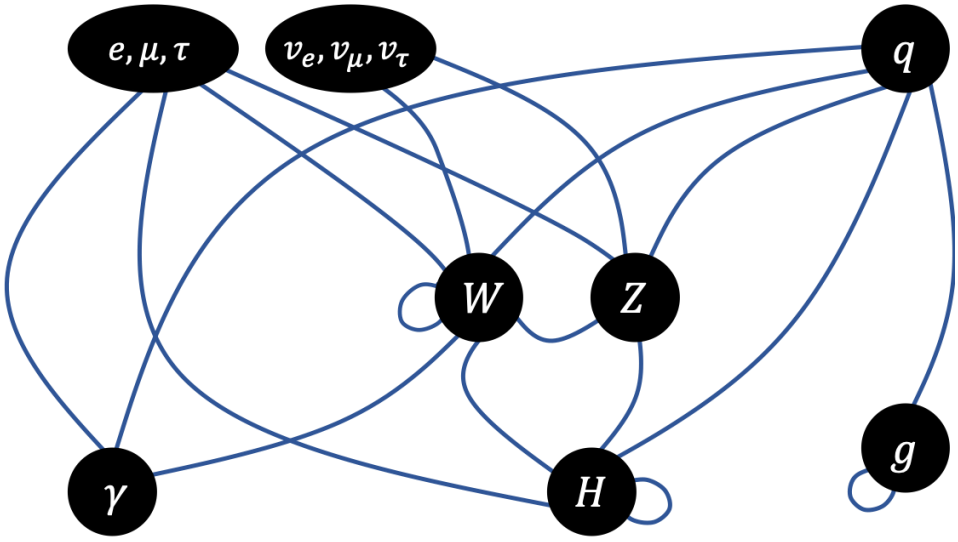
Üçüncü bölümde öngörülen yeni ağır kuark modellerinden yeni kiral kuark modeli, Uyarılmış Kuark modeli ve Vektör Benzeri Kuark modeli incelenmiş; bu modellere ait Lagrangian'ler verilmiştir.

Dördüncü bölümde sinyalin araştırılması için gerekli bilgiler ve izlenilen yol açıklanarak yeni ağır kuarkların bozunum genişlikleri ve tesir kesitleri hesaplanmış olup sinyal olayları üretilmiştir. Sinyal süreci ile aynı son durumlu ardalan süreçleri belirlenip üretilmiş ve sinyal-ardalan kinematik dağılımlarını için çeşitli kesmeler belirlenmiştir. Bu kesmeler sonrasında sinyal-ardalan için değişmez kütle dağılımları hesaplanarak tezin amacı olan istatistiksel anlamlılık sonuçlarına ulaşılmıştır.

## 2. STANDART MODEL

Parçacık fiziğinin Standart Model'i, temel parçacık etkileşimlerini tanımlayan tutarlı ve hesaplanabilir bir teoridir (Torossa 2018). Güçlü, elektormanyetik ve zayıf etkileşimler grup simetrileri ve grup üreteçleri arasındaki ilişkiyi kurmak için teoriye dahil edilmişlerdir. Böylelikle kuvvet taşıyıcıları (bozonlar) doğru bir şekilde tanımlanmıştır. LEP (Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı), Tevatron, LHC (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) ve diğer hızlandırıcılarda yapılan tüm ölçümler SM'in tutarlılığını kanıtlamıştır.

Elektromanyetik, güçlü ve zayıf kuvvetler parçacık etkileşimlerine neden olurlar ve parçacıklar bu kuvvetlere ait aracı bozonlar aracılığı ile etkileşirler. Elektromanyetik etkileşme için taşıyıcı bozon fotondur ve sadece elektik yükü taşıyan parçacıklar bu etkileşmeye girerler. Zayıf etkileşmelerin aracı bozonları yüklü W-bozonları (+1 yüklü $W^+$ ve -1 yüklü $W^-$) ve yüksüz Z bozonudur. Tüm fermiyonlar zayıf etkileşmeye girerler. Son olarak, güçlü kuvvetin aracı bozonu gluondur. Bu etkileşmeye sadece gluonlar ve kuarklar girerler. Çünkü güçlü etkileşme renk yüküne sahip parçacıklar arasında oluşur. Eğer bir parçacık, bir alanın oluşturduğu etkileşmeye giriyorsa, o alanın kuantum sayısını taşımak zorundadır. Şekil 2.1.'de SM parçacıkları ve etkileşimleri gösterilmektedir.




Şekil 2.1 Standart Model temel parçacıkları ve bunlar arasındaki etkileşimler

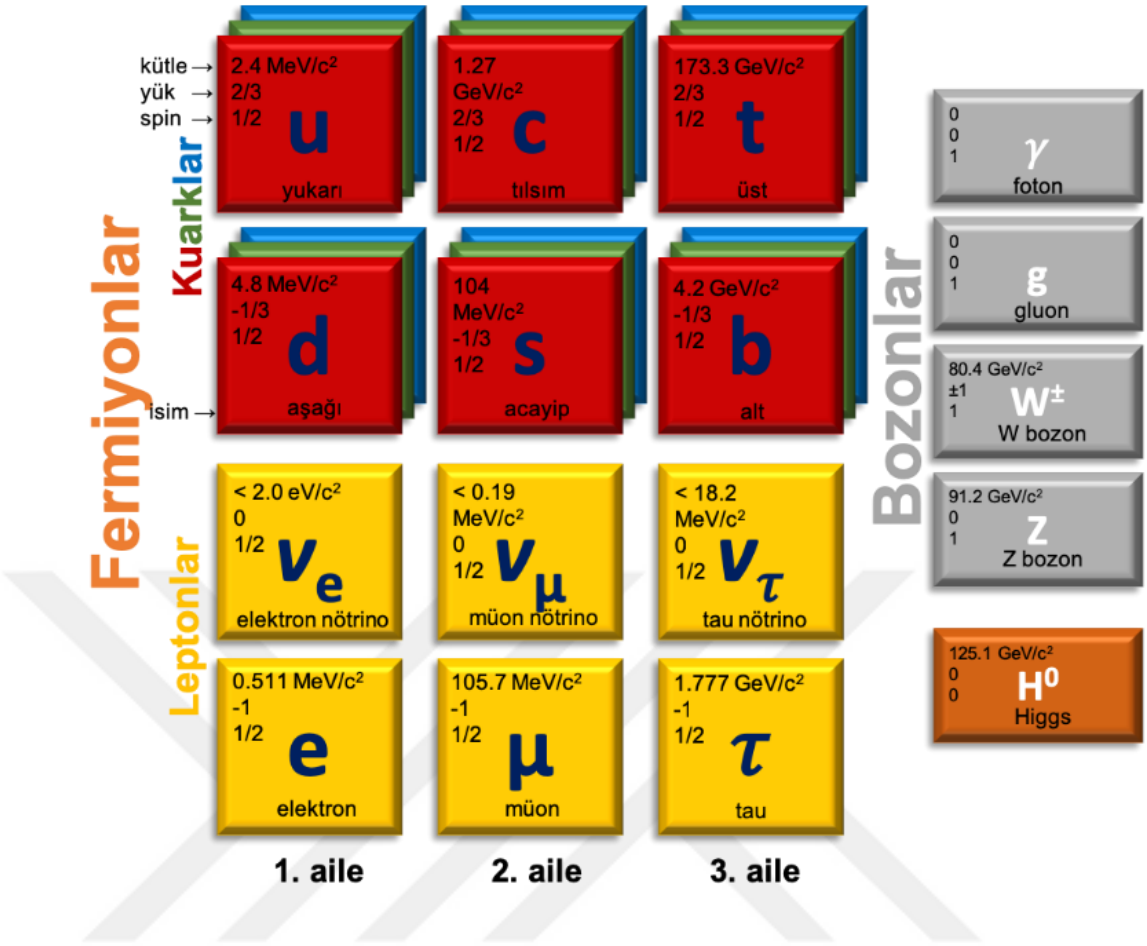
Sistem bir simetriye sahipse, ona eşlik eden bir korunum yasasına da sahip olmalıdır (Noether teoremi). SM'deki simetriler de kuantum alanlarının ayar simetrileridir ve alanların tipine göre çeşitli korunum yaralarına yol açarlar. Standart Model, özel üniter simetri grupları *SU(3)* ve *SU(2)* üzerinde bir Yang-Mills ayar teorisi ile üniter simetri grubu *U(1)*'e göre geliştirilmiştir. Üniter grupların kullanılma nedeni ise normun korunması gerekliliğidir; öyle ki $|\psi\rangle$ durumunun olasılık yoğunluğu $\mathcal{M}$ ayar dönüşümü altında değişmez kalmalıdır:

$$\langle\psi|\psi\rangle \stackrel{?}{=} \langle\psi|\mathcal{M}^{\dagger}\mathcal{M}|\psi\rangle \Rightarrow \mathcal{M}^{\dagger}\mathcal{M} = \mathbb{1}. \qquad (2.1)$$

Standart Model'in özel ayar grubu $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ şeklindedir. Burada $SU(3)_C$ renk yükü (c) ile ilgili güçlü kuvveti, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ise elektomanyetik kuvvet ile zayıf kuvvetin birleşimini (Elektrozayıf Teori) gösterir. Elektrozayıf teori, Glashow, Weinberg ve Salam tarafından oluşturulmuştur. Y, $U(1)$ grubunun üreteci olan zayıf hiperyükü; L ise, sadece sol-elli fermiyonların karışımını gösterir.

Standart Model'de fermiyonlar, güçlü etkileşme altında renk yükü taşıyan kuarklar ve renk yükü taşımayan leptonlar olarak ikiye ayrılır. Toplam 6 adet lepton vardır ve bunların üç tanesi -1 temel elektrik yükü taşırken diğer üçü elektrikçe yüksüzdür (nötrinolar). Kuarklar da leptonlar gibi altı adettir ve üç tanesi 2/3 temel elektrik yükü taşırken (yukarı sektör) diğer üçü -1/3 temel elektrik yükü taşırlar (aşağı sektör). Tüm fermiyonların kendileri ile aynı kütle ve spine sahip anti-parçacıkları da vardır. Bu anti-parçacıklar kendi parçacıklarının ters elektik yüküne ve anti-renk yüküne sahiptirler.

Standart Model'de ayar bozonları ve üç aileli sisteme göre sıralanmış fermiyonlar bulunmaktadır. SM parçacıklarının kütle, elektriksel yük ve spin bilgileri Şekil 2.2.'de gösterilmektedir. Uzun bir süre nötrinoların kütlesiz parçacıklar olduğu düşünülmüş ancak nötrino salınımları keşfedildikten sonra aslında onların da kütleli olması gerektiği sonucuna varılmıştır. Şekil 2.2. nötrino kütleleri üzerindeki limitleri de göstermektedir.




Şekil 2.2 Standart Model temel parçacıkları

Atomlar elektron ve çekirdekten; çekirdekler de proton (protonlar uud kuarklardan oluşur) ve nötrondan (nötronlar udd kuarklardan oluşur) oluştuğundan çevremizde gördüğümüz sıradan maddeler sadece 1. aile fermiyonlarından oluşmaktadır. 2. ve 3. aile kuarkları normal şartlarda doğada bulunmazlar ve çarpıştırıcılar gibi laboratuvar ortamlarında oluşturulurlar. Bunun temel nedeni aile numarası arttıkça fermiyonların daha yüksek kütlelere sahip olmaları ve kütle arttıkça da parçacıkların kararsızlaşmasıdır.

Şekil 2.1.'de görünen Higgs bozonu (H) ise, SM'nin geçerliliği için önemli bir rol oynayan, parçacıkların kütle kazanabilmesi için her yerde bulunan skaler bir alanın taşıyıcı parçacığıdır.

## 2.1 Elektrozayıf Etkileşme

Elektrozayıf teori, kuantum elektrodinamiği ve zayıf etkileşmenin $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetri grubuna dayalı bir genellemesidir. Bu birleşim teorisi, 1960'larda Glashow, Salam ve Weinberg tarafından geliştirilmiştir ve bu nedenle GSW modeli olarak da adlandırılır. Bu etkileşimde rol oynayan kuantum sayıları, zayıf izospin I ve hiperyük Y'dir. Sol-elli fermiyonlar, bir kuark ya da lepton ailesinde zayıf izospin çiftlerine ayrılırlar ($I = 1/2$). Zayıf izospinin üçüncü bileşeni, yukarı tip kuarklar ve nötrinolar için $I_3 = +1/2$; aşağı tip kuarklar ve yüklü leptonlar için $I_3 = -1/2$ olarak tanımlanmıştır. Sağ-elli fermiyonlar zayıf eşteklilerdir ($I = 0$), bu nedenle EZ teori kiral bir teori olarak kabul edilir. Hiperyük, elektrik yükünden ve zayıf izospinin üçüncü bileşeninden $Y = 2Q - 2I_3$ şeklinde türetilir; $\Delta Q = 1$ olduğundan, bu bir ikili içinde hiperyükün her iki parçacık için de aynı olduğu anlamına gelir (kuarklar için $Y = 1/3$ ve leptonlar için $Y = -1$). Zayıf izospinin üçüncü bileşenini $|\Delta I_3| = \pm 1$ şeklinde değiştirmek fermiyon ailelerindeki çeşni değiştirerek oluşan (çeşni, her bir kuark ve lepton türü) geçişlere izin verir. Bu geçiş esnasında W bozonlarının değiş tokuşu rol oynar. Elektromanyetik etkileşme ise elektrik yükü olan parçacıklar arasındaki yüksüz foton ($\gamma$) alışverişi ile gerçekleşir. Çizelge 2.1. fermiyonlar için EZ etkileşmenin kuantum sayılarını göstermektedir.

Çizelge 2.1 Standart Model Fermiyonları ve Elektrozayıf Kuantum Sayıları

| Fermiyon Alanları | | | $Q$ | $I$ | $I_3$ | $Y$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ | $+2/3$<br>$-1/3$ | $1/2$ | $+1/2$<br>$-1/2$ | $1/3$ |
| $u_R$ | $c_R$ | $t_R$ | $+2/3$ | $0$ | $0$ | $+4/3$ |
| $d_R$ | $s_R$ | $b_R$ | $-1/3$ | $0$ | $0$ | $-2/3$ |
| $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$ | $0$<br>$-1$ | $1/2$ | $+1/2$<br>$-1/2$ | $-1$ |
| $e_R$ | $\mu_R$ | $\tau_R$ | $-1$ | $0$ | $0$ | $-2$ |

Elektrozayıf Teori için önemli olan kavramlardan biri de kirallık kavramıdır. Fermiyon alanları sol-elli (kiralite -1) ve sağ-elli (kiralite +1) bileşenler cinsinden projeksiyon operatörleri ile yazılabilirler.

$$\psi_{L/R} = \frac{1\mp\gamma_5}{2}\psi, \qquad \bar{\psi}_{L/R} = \bar{\psi}\frac{1\pm\gamma_5}{2} \tag{2.2}$$

Burada $\gamma_5$, $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ şeklinde tanımlanır ve $\gamma_i$ (i=0,1,2,3) Dirac matrislerinin çapımıdır. $\gamma_5^2 = 1$ ve $\gamma_5^\dagger = \gamma_5$'dir. Bu bilgiler de Denklem 2.2 ile birlikte kullanıldığında,

$$\bar{\psi}_L = \psi_L^\dagger\gamma_0 = \psi^\dagger\frac{1-\gamma_5}{2}\gamma_0 = \bar{\psi}\gamma_0\frac{1-\gamma_5}{2}\gamma_0 = \bar{\psi}\frac{1+\gamma_5}{2},$$
$$\bar{\psi}_R = \psi_R^\dagger\gamma_0 = \psi^\dagger\frac{1+\gamma_5}{2}\gamma_0 = \bar{\psi}\gamma_0\frac{1+\gamma_5}{2}\gamma_0 = \bar{\psi}\frac{1-\gamma_5}{2} \tag{2.3}$$

olduğu görülür.

$P_L$ ve $P_R$ matrisleri projeksiyon matrisleri olarak adlandırılırlar ve. $P_{L/R} = (1 \mp \gamma_5)/2$ şeklinde tanımlanırlar.

$$P_{L/R}P_{L/R} = P_{L/R}, \quad P_{L/R}P_{R/L} = 0, \quad \bar{P}_{L/R} = P_{R/L}, \quad P_L + P_R = 1 \tag{2.4}$$

16 adet lineer bağımsız Dirac matrisi (Γ), $\gamma_5$ ile komite edip etmemelerine göre $\gamma_5$-çift ($\Gamma_E$) ve $\gamma_5$-tek ($\Gamma_O$) şeklinde ayrılabilirler. Böylelikle $\gamma_5$-çift için

$$\bar{\psi}\Gamma_E\psi = \bar{\psi}_L\Gamma_E\psi_R + \bar{\psi}_R\Gamma_E\psi_L \qquad (\Gamma_E \equiv 1, i\gamma_5, \sigma_{\mu\nu}), \tag{2.5}$$

ve $\gamma_5$-tek için

$$\bar{\psi}\Gamma_O\psi = \bar{\psi}_L\Gamma_O\psi_L + \bar{\psi}_R\Gamma_O\psi_R \qquad (\Gamma_O \equiv \gamma_\mu, \gamma_\mu\gamma_5), \tag{2.6}$$

olur.

Elektrozayıf Teori'nin formalizmini anlamak için önce kuantum alan teorisinden başlamak ve daha sonra zayıf etkileşimi dahil etmek daha doğal bir seçimdir. Örneğin, serbest fermiyonun Lagrangian yoğunluğu (ileriki aşamalarda kısaca Lagrangian denilecektir),

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma_\mu \partial^\mu \psi - m\bar{\psi}\psi, \tag{2.7}$$

aşağıdaki kompleks fermiyon alanı $\psi$'nin, $\alpha$ global fazına göre $U(1)$ global faz dönüşümü altında değişmez kalır.

$$\psi(x) \to e^{i\alpha}\psi(x) \tag{2.8}$$

$\alpha$ fazı reel bir sayıdır ve uzay-zamandan bağımsız olup fiziksel bir anlamı yoktur. Bu nedenle tüm uzay-zamanda sabit kalır ve *global faz değişmezliği*ne yol açar. Bunun sonucu olarak da korunumlu bir akım getirir. Korunumlu akım q, ilgili parçacığın yükü olmak üzere:

$$J^\mu = q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \tag{2.9}$$

şeklinde gösterilir.

Ancak Lagrangian'in yerel faz (veya ayar) dönüşümleri altında (uzay-zamana bağlı fazın $\alpha(x)$ ile değişmez kalması gerektiğinde) bu durum geçerli değildir. Dönüşüm uzay-zamandaki her nokta için farklı olduğundan türev fiziksel anlamını yitirmektedir. Bunu düzeltmek için, $\partial_\mu$ yerine uzay-zamana bağlı faz dönüşümleri altında değişmez kalan yeni bir kovaryant türev,

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - iqA_\mu \tag{2.10}$$

kullanılmalıdır. Bu kovaryant türev, faz dönüşümü altında $\psi$'ye uygulandığında tıpkı $\psi$'nin kendisi gibi davranır.

$$D_\mu \psi(x) \to e^{i\alpha(x)} D_\mu \psi(x) \tag{2.11}$$

Bu yeni kovaryant türev içerisinde q yükünü ve $A_\mu$ vektör alanını bulundurur. $A_\mu$, değişmezliği bozan terimleri iptal edecek şekilde düzenlenen bir alan olup *ayar alanı* olarak adlandırılır.

$$A_\mu \to A_\mu - \frac{1}{q}\partial_\mu \alpha(x) \tag{2.12}$$

$A_\mu$, fiziksel foton alanı olarak da düşünülebilir, ancak bu durumda Lagrangian'e bir kinetik terim eklenmesi ve bu yeni Lagrangian'in Denklem 2.12 altında değişmez kalması gerekir. Kinetik terimin sağlaması gerektiği özelliklere bakıldığında bu terimin, aslında ayar simetrisine sahip bir kuvvet tensörü olması gerektiği görülür (unutulmamalıdır ki fotonlar kütlesiz olduğundan $A_\mu$ terimi içerisine ayar değişmezliğini bozmayan bir kütle terimi eklenemez).

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \tag{2.13}$$

Böylelikle KED için yerel faz dönüşümü altında değişmez kalan bir Lagrangian yazılabilir:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi + q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu \psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \tag{2.14}$$

Benzer şekilde EZ etkileşmeler için $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetri grubu çerçevesinde bir ayar teorisi oluşturulabilir. $SU(2)_L$ grubunun üreteçleri, $T^a$, Pauli matrisleri $\sigma_a$ cinsinden $T^a = \sigma_a/2, (a = 1,2,3)$ olarak tanımlanabilir. Simetri grubu abelyen olmadığından bu üreteçler kendi aralarında komite etmezler:

$$[T^a, T^b] = i\epsilon^{abc}T^c \,. \tag{2.15}$$

Burada $\epsilon^{abc}$, grubun yapı sabitidir. Zayıf izospin Y, $U(1)_Y$ grubunun üretecidir. Daha önce tanımlanmış olan $\alpha(x)$ fazı, artık 3-bileşenli bir vektör olan $SU(2)_L$'nin analog fazı $\vec{\beta}(x)$ ile birlikte etki etmelidir. Böylelikle $SU(2)_L \times U(1)_Y$ grubunun nihai yerel ayar dönüşümünde, sol- ve sağ-elli $\psi_L$ ve $\psi_R$ spinörleri:

$$\psi_L(x) \to e^{ig\vec{\beta}(x)\vec{T}+ig'\alpha(x)Y}\psi_L(x),$$
$$\psi_R(x) \to e^{ig'\alpha(x)Y}\psi_R(x) \tag{2.16}$$

şeklinde yazılır. $g$ ve $g'$, iki etkileşimin farklı kuvvetlerini göstermek için, $\alpha(x)$ ve $\vec{\beta}(x)$'e ait bağlanım sabitleridir. Burada dikkat edilmesi gereken nokta, bu birleşik etkileşmenin $SU(2)_L$ kısmının sadece sağ-elli spinörler üzerinde etkin olmamasıdır. Bu nedenle etkileşme kiral bir etkileşme olur.

Lagrangian, bu yeni dönüşüm altında değişmez olmadığından, daha önce yapıldığı gibi yeni bir kovaryant türev operatörü tanıtılmalıdır.

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + igW_\mu^a T^a + ig'\frac{1}{2}YB_\mu \tag{2.17}$$

Burada $W_\mu^a$ ve $B_\mu$ sırasıyla $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ için eklenen ayar alanlarıdır. Bu alanlar $SU(2)_L \times U(1)_Y$ grubunun simetri dönüşümü altında

$$W_\mu^a \to W_\mu^a + \frac{1}{g}\partial_\mu\beta^a + \epsilon^{abc}W_\mu^b\beta^c$$
$$B_\mu \to B_\mu + \frac{1}{g'}\partial_\mu\alpha^a \tag{2.18}$$

şeklinde dönüşürler.

$U(1)$ durumunda olduğu gibi burada da ayar alanlarının fiziksel anlam ifade etmesi için iki adet kinetik terime ihtiyaç duyulur.

$$\mathcal{L}_{W,B}^{kin} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^{a}W^{\mu\nu,a} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{2.19}$$

Bu kinetik terimlerdeki kuvvet tensörleri

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \text{ ve}$$

$$W_{\mu\nu}^{a} = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\epsilon^{abc}W_\mu^b W_\mu^c \tag{2.20}$$

şeklinde tanımlanır. $W_{\mu\nu}^{a}$'nun son terimi $SU(2)_L$'nun abelyen olmamasından kaynaklıdır. Kinetik terimdeki dört ayar alanı, EZ etkileşmenin ayar bozonlarının alanları olarak yorumlanabilir.

Sonuç olarak, kütlesiz spinör alanlarından yola çıkılarak oluşturulan denklemler yardımıyla EZ teori için yerel ayar dönüşümü altında değişmez kalan Lagrangian yazılabilir:

$$\mathcal{L}_{EZ} = \bar{\psi}_L\gamma^\mu\left[\partial_\mu + igW_\mu^a T^a + ig'\frac{Y_L}{2}B_\mu\right]\psi_L + \bar{\psi}_R\gamma^\mu\left[\partial_\mu + ig'Y_R B_\mu\right]\psi_R - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^{a}W^{\mu\nu,a} \tag{2.21}$$

## 2.2 Parçacık Kütleleri

Kütlesiz ayar bozonlarına sahip herhangi bir Yang-Mills teorisinin renormalize edilebilir olması gerektiği, t'Hooft ve Veltman tarafından gösterilmiştir. Standart Model'in renormalize edilebilir olması da teorinin önemli bir özelliğidir. Nitekim, EZ etkileşim Lagrangian'i (Denklem 2.21) $SU(2)_L \times U(1)_Y$ altında ayar dönüşümlerini ihlal edeceğinden ayar bozonları için kütle terimi içerememektedir. Benzer bir düşünce ile en basit Dirac kütle terimi, $\Delta\mathcal{L}_{Dirac} = -m_\psi\bar{\psi}\psi = -m_\psi(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$, $SU(2)_L$

simetrisini, sol- ve sağ-elli dönüşümlerin farkından dolayı, fermiyonlar için de kıracaktır. Ancak, SM parçacıkları (foton ve gluon hariç) belirli kütlelere sahiptir. Bu nedenle $SU(2)_L$'nin simetrisini kıran bir mekanizmanın varlığı gerekir. 1962 yılında, *Higgs Mekanizması* denilen bu mekanizma birbirlerinden bağımsız olarak Brout ve Englert, Higgs ve Hagen, Guralnik ve Kibble tarafından önerildi. Mekanizmadaki ana fikir, ayar bozonlarının kütlelerini, kendiliğinden simetri kırılması ve Higgs alanı denilen skaler bir alanla etkileşerek elde etmeleridir. Higgs alanı ile olan etkileşimler, Yukawa bağlanımı vesilesiyle fermiyon kütlelerinin oluşumunda da rol oynar.

### 2.2.1 Ayar bozonlarının kütleleri

W ve Z bozonlarının kütlelerinin oluşumu için ilk bileşen Denklem 2.21'deki EZ Lagrangian'ine ek olarak $SU(2)_L$ ayar dönüşümü altında değişmez kalacak bir

$$\Delta\mathcal{L}_{\Phi} = \left(D_{\mu}\Phi\right)^{\dagger}(D^{\mu}\Phi) - V(\Phi^{\dagger}\Phi) \tag{2.22}$$

terimidir. $\Phi$, $SU(2)_L$ çiftlilerinin skaler alanıdır.

$$\Phi = \begin{pmatrix}\Phi_a\\ \Phi_b\end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\Phi_1 + i\Phi_2\\ \Phi_3 + i\Phi_4\end{pmatrix} \tag{2.23}$$

Potansiyel terimi ise

$$V(\Phi^{\dagger}\Phi) = -\mu^2\Phi^{\dagger}\Phi + \lambda(\Phi^{\dagger}\Phi)^2 \tag{2.24}$$

olarak tanımlanır (ileride *Higgs Potansiyeli* olarak adlandırılacaktır). Potansiyeldeki ilk terim kütle terimidir ($\mu^2$, kütle kare birimindedir). İkinci terim ise $\Phi$ alanının kendi etkileşimlerini tanımlar ($\lambda$, dörtlü öz-etkileşimlerin şiddetini gösteren bir parametredir). Global $SU(2)_L$ dönüşümleri altında değişmeyen (aynı zamanda yerel ayar dönüşümleri altında da değişmeyen) bu alanın Lagrangian'ini (Denklem 2.22) oluşturmak ve bu

sayede ayar bozonlarının kütleye sahip olmalarını açıklamak için, potansiyel terimini minimum yapan taban durumu bulunmalıdır.

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi} = 0 \tag{2.25}$$

altında potansiyeli minimum yapan çözüm,

$$\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 + \Phi_4^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} \tag{2.26}$$

olur. Bu denkleme göre potansiyelin minimumu, $\mu/\sqrt{\lambda}$ yarıçaplı hiperküre (4-boyutlu) yüzeyi üzerinde olur. Bu denklemin sayısız çözümü vardır ancak üç bileşenin sıfır olduğu keyfi bir seçim işlemleri kolaylaştıracaktır.

$$\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_4 = 0 \tag{2.27}$$

$$\Phi_3^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v \tag{2.28}$$

$\mu^2 < 0$ ve $\lambda > 0$ olduğu değerler incelendiğinde, minimum değer olan $\Phi_0$ vakum beklenen değerinin sıfır olmadığı görülür, çünkü potansiyelin minimum değeri vakum durumundadır. Bu temel durum $SU(2)_L$ simetrisini ihlal eder ve bu nedenle, bu mekanizmaya spontane simetri kırılması denir. Vakum durumu,

$$\Phi_0 \equiv \sqrt{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{2.29}$$

olur. Böylece Φ'nin aslında vakumdan bir kaymayı tanımlayan Higgs alanından (h(x)) oluştuğu görülür.

$$\Phi(\mathrm{x}) = \sqrt{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \tag{2.30}$$

Bu yeni Φ alanının genelleştirilmiş Lagrangian'de ($\mathcal{L} = \mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{\Phi}$) yerine konulması, $h(x)$ için bir tane ve $W_{\mu}^{a}$ için üç tane kütle terimine yol açar.

Lagrangian'deki kütle terimi

$$\left|\left(-igT^{a}W_{\mu}^{a} - ig'B_{\mu}Y\right)\Phi\right|^{2} = \left(\frac{1}{2}vg\right)^{2} W_{\mu}^{+}W^{+,\mu} + \left(\frac{1}{2}vg\right)^{2} W_{\mu}^{+}W^{+,\mu} + \frac{1}{8}v^{2}\left(W_{\mu}^{3}, B_{\mu}\right)\begin{pmatrix} g^{2} & -gg' \\ -gg' & g'^{2} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} W^{3,\mu} \\ B^{\mu} \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

olur. Burada $g$ ve $g'$ terimlerinden oluşan matris kütle matrisi olarak adlandırılır. Denklem 2.31, $W_{\mu}^{\pm} = 1/\sqrt{2}\left(W_{\mu}^{1} \mp iW_{\mu}^{2}\right)$ şeklinde tanımlanan bozon alanıyla yüklü-akım etkileşmelerini oluşturur. $W_{\mu}$, tek başına fiziksel bir alanı ifade etmemesine rağmen buradaki $W_{\mu}^{\pm}$ tanımı, $m_W = vg/2$ kütleli, iki adet W-bozon alanının ($W_{\mu}^{1}$ ve $W_{\mu}^{2}$) karışımı fiziksel bir alan oluşturur. $W^{3,\mu}$ ve $B^{\mu}$'den oluşan matris için de benzer bir durum söz konusudur. Bu fiziksel olmayan alanların karışımıyla, $m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2}v/2$ kütleli Z-bozonu ($Z_{\mu}$) ve kütlesiz foton ($A_{\mu}$) alanları fiziksel olarak oluşturulabilir.

$$\begin{pmatrix} Z_{\mu} \\ A_{\mu} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta_W & sin\theta_W \\ -sin\theta_W & cos\theta_W \end{pmatrix}\begin{pmatrix} B_{\mu} \\ W_{\mu}^{3} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

Burada $\theta_W$, Weinberg açısı olarak adlandırılan karışım açısıdır.

$$g_e = gsin\theta_W = g'cos\theta_W \quad (2.33)$$

Olmak üzere, $g$ ve $g'$ bağlaşım sabitleri, KED bağlaşım sabiti $g_e = \sqrt{4\pi\alpha_e}$'ye bağlıdır. $\alpha_e$, KED için ince yapı sabitidir ve momentum transferi $q = 0$'da değeri $\alpha_e = 1/137$; $q = m_W$'da $\alpha_e = 1/128$'dir.

### 2.2.2 Fermiyon kütleleri

Ayar bozonlarının kütlelerinde olduğu gibi fermiyonların kütleleri de Denklem 2.21'i ayar dönüşümleri altında ihlal etmektedir. Bu nedenle, fermiyon kütleleri için de Higgs mekanizmasının kullanımı gerekir. $e, \mu$ ve $\tau$ leptonlarının kütlelerini oluşturmak için Lagrangian'e aşağıdaki terim eklenir.

$$\mathcal{L}_3 = -G_\ell \left[ \left(\bar{\nu}_\ell, \bar{\ell}\right)_L \begin{pmatrix} \Phi_a \\ \Phi_b \end{pmatrix} \ell_R + \bar{\ell}_R (\bar{\Phi}_a, \bar{\Phi}_b) \begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \ell \end{pmatrix}_L \right] \tag{2.34}$$

Ayar bozonlarının kütle oluşumuna benzer bir şekilde simetri bozulur ve Lagrangian'deki skaler alan, Denklem 2.29'daki alana dönüşür. Böylece yukarıdaki terim

$$\mathcal{L}_3 = -\frac{G_\ell}{\sqrt{2}} v\left(\bar{\ell}_L \ell_R + \bar{\ell}_R \ell_L\right) - \frac{G_\ell}{\sqrt{2}} \left(\bar{\ell}_L \ell_R + \bar{\ell}_R \ell_L\right) h \tag{2.35}$$

haline gelir. Bağlanım sabiti $G_\ell$,

$$m_\ell = \frac{G_\ell v}{\sqrt{2}} \tag{2.36}$$

şeklinde seçilerek lepton kütleleri, $\mathcal{L}_3$ teriminden elde edilir hale gelir.

$$\mathcal{L}_3 = -m_\ell \bar{\ell}\ell - \frac{m_\ell}{v} \bar{\ell}\ell h \tag{2.37}$$

Kuark kütleleri de benzer şekilde oluşturulabilir. Buradaki tek fark sağ-elli yukarı sektör kuarkların da kütle oluşumuna dahil edilmesidir. Bunun için öncelikle $SU(2)$ dönüşümü altunda $\Phi$ ile aynı şekilde dönüşen, $\Phi$'ye bağlı konjuge bir Higgs çifti oluşturulmalıdır.

$$\Phi_c = -i\tau_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} -\bar{\Phi}_a \\ \bar{\Phi}_b \end{pmatrix} \tag{2.38}$$

Burada $\tau_2$, ikinci Pauli matrisidir ve simetri kırıldığında bu alan,

$$\Phi_c = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} v+h \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.39}$$

haline gelir. Böylece, ayar dönüşümü altında değişmez olan Lagrangian yazılabilir.

$$\mathcal{L}_4 = -Y_d(\bar{u},\bar{d})_L \begin{pmatrix} \Phi_a \\ \Phi_b \end{pmatrix} d_R - Y_u(\bar{u},\bar{d})_L \begin{pmatrix} -\bar{\Phi}_a \\ \bar{\Phi}_b \end{pmatrix} u_R + h.e.$$

$$= -m_d \bar{d}d - m_u \bar{u}u - \frac{m_d}{v}\bar{d}dh - \frac{m_u}{v}\bar{u}uh + h.e. \tag{2.40}$$

"h.e." denklemin hermitik eşleniğini ifade etmektedir. Zayıf etkileşme, kütle özdurumları $((u,d)_L, (c,s)_L$ ve $(t,b)_L)$ yerine, bunların lineer bir kombinasyonu olan çeşni özdurumlarına $((u,d')_L, (c,s')_L$ ve $(t,b')_L)$ etki eder. Böylece,

$$\mathcal{L}_4 = -Y_d^{ij}(\bar{u}_i,\bar{d}_i')_L \begin{pmatrix} \Phi_a \\ \Phi_b \end{pmatrix} d_{jR} - Y_u^{ij}(\bar{u}_i,\bar{d}_i')_L \begin{pmatrix} -\bar{\Phi}_a \\ \bar{\Phi}_b \end{pmatrix} u_{jR} + h.e. \tag{2.41}$$

yazılabilir ($i,j = 1,2,3$ olup kuark ailelerini gösterir). Bu Lagrangian diagonal halde yazılırsa

$$\mathcal{L}_4 = -m_d^i \bar{d}_i d_i \left(1+\frac{h}{v}\right) - m_u^i \bar{u}_i \left(1+\frac{h}{v}\right) \tag{2.42}$$

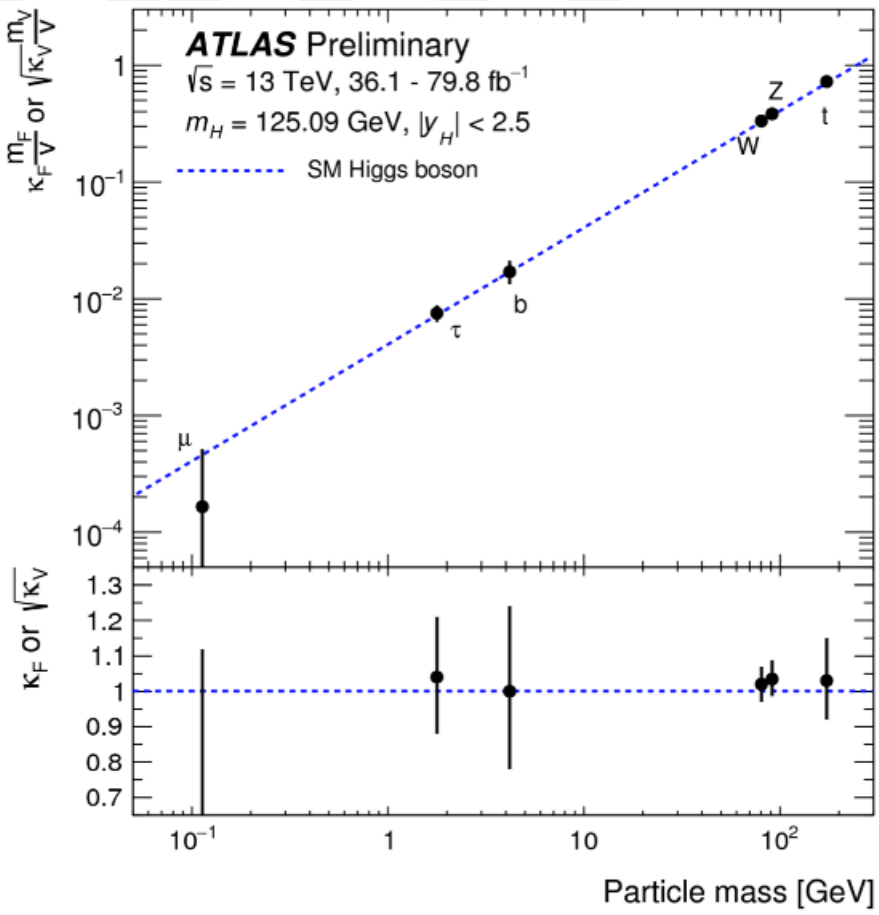
olur ve buradan

$$m_{u/d}^i = Y_{u/d}^i \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{2.43}$$

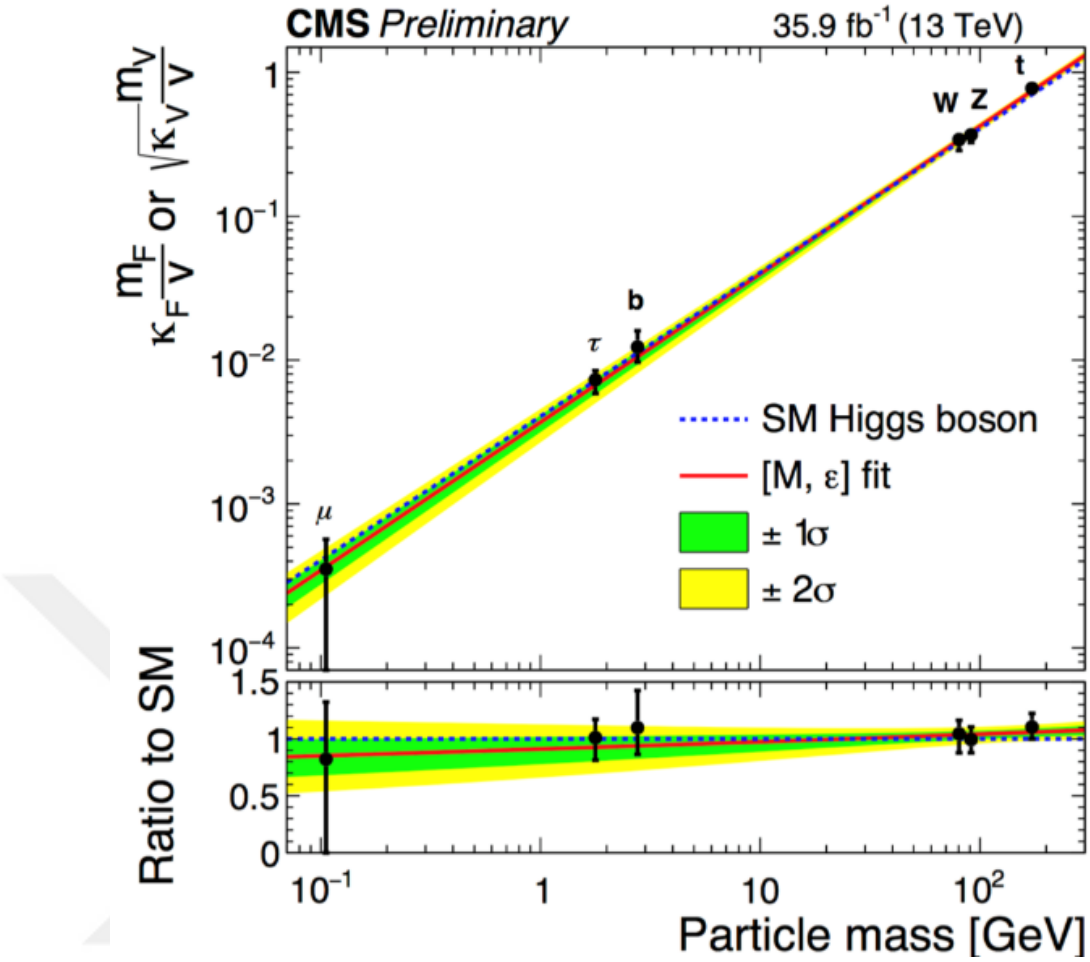
gelir. Burada $Y_{u/d}^i$ yukawa bağlaşım sabiti olup Higgs vakum beklenen değeri $v = 246$ GeV'dir.

Böylece, deneylerde gözlendiği gibi kütleli olan ayar bozonlarının ve kütleli fermiyonların üretimi Higgs mekanizması ile doğru bir şekilde sağlanmaktadır. Ancak, teorik olarak oluşturulan bu mekanizmada ilgili parametrelerin keyfi olarak seçildiği unutulmamalıdır. Bu gerçeğe rağmen, Higgs mekanizması, temel parçacıkların Standart Modeli için önemli bir yapıtaşıdır ve 2012'de LHC bünyesindeki ATLAS ve CMS algıçları tarafından yapılan deneyler, Higgs bozonunu gözlemiş ve bu mekanizmanın gerçekte de var olduğunu göstermiştir.

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) üzerindeki ATLAS ve CMS deneyleri, temel parçacıkların ölçülen kütle değerlerinden Yukawa bağlaşımlarını elde etmiştir. Şekil 2.3 (ATLAS deneyi verileri) ve Şekil 2.4 (CMS deneyi verileri) bu bağlaşımların parçacık kütlelerine göre grafiklerini göstermektedir.




Şekil 2.3 ATLAS (ATLAS 2018) deneylerinin verilerinden elde edilen, fermiyonların ve zayıf ayar bozonlarının kütlelerine bağlı olarak indirgenmiş bağlaşım sabitlerinin (sırasıyla $\kappa_F m_F/v$ ve $\sqrt{\kappa_V} m_V/v$) grafikleri




Şekil 2.4 CMS (sağdaki grafik, CMS 2017) deneylerinin verilerinden elde edilen, fermiyonların ve zayıf ayar bozonlarının kütlelerine bağlı olarak indirgenmiş bağlaşım sabitlerinin (sırasıyla $\kappa_F m_F/v$ ve $\sqrt{\kappa_V} m_V/v$) grafikleri

## 2.3 Çeşni Karışımı

$Z_\mu$ ve $A_\mu$ alanlarının ayar bozonları (sırasıyla Z bozonu ve foton) yüksüz olduklarından çeşni değişimine izin vermezler. Çeşni değişimine izin veren yüksüz akımlar ağaç seviyesinde tanımlı değillerdir. Bu nedenle çeşni değişimi yalnızca yüklü akım etkileşimini sağlayan $W^\pm$ bozonları aracılığıyla mümkün hale gelir.

Zayıf etkileşmeye giren kuarkların aslında farklı kütle özdurumlarının bir süperpozisyonu olduğu ilk olarak 1963 yılında Cabibbo tarafından (3 çeşnili haliyle) düşünülmüştür. Cabibbo'dan sonra 3 kuark çeşnisinin daha bulunmasıyla Kobayashi ve Maskawa bu formülasyonu 6 kuarklı duruma genişletmişlerdir. Yukarı sektör kuarkların

etkileştiği aşağı tip kuarkların çeşni özdurumları $d', s', b'$ ile kütle özdurumları $d, s, b$ üniter bir $3 \times 3$ matrisle (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrisi, $V_{CKM}$) birbirine bağlıdırlar.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{2.44}$$

Buradaki $|V_{ij}|$ matris elemanı i kuarkından j kuarkına geçiş olasılığının bir ölçüsüdür ve W-bozonu ile etkileşim terimi,

$$\Delta\mathcal{L}_{W^+} = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ J^\mu \tag{2.45}$$

şeklinde olur. Buradaki $J^\mu$ zayıf akım olup,

$$J^\mu = (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \frac{\gamma_\mu(1-\gamma^5)}{2} V_{CKM} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} \tag{2.46}$$

şeklindedir. Yukarı sektör kuarklar, aşağı sektör kuarklarla etkileşirken, çeşni ve kütle özdurumlarını çakıştırmak ($u = u', c = c', t = t'$) geleneksel bir yaklaşımdır.

Kompleks elemanlara sahip $3 \times 3$ matrisler 18 adet serbest parametreye ihtiyaç duyarlar. $V_{CKM}$ ile $SU(2)_L$ ikililerinin yeniden tanımlanması ve $V_{CKM}$'nin üniter matris olmasından dolayı bağımsız parametre sayısı 4'e düşer. Böylece $V_{CKM}$, 2 ortogonal matris ve 1 üniter matris ile yeniden parametrize edilebilir. Bu parametrizasyonlardan biri (ve en çok kullanılanı) aşağıdaki gibidir:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}s_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

Burada $s_{ij} = sin\theta_{ij}$, $c_{ij} = cos\theta_{ij}$ ve $\delta$ ise çeşni değişiminde CP (yük, parite) ihlali faz terimidir. Görüldüğü üzere matris içerisinde 3 adet karışım açısı ve 1 adet faz bulunur. SM içerisinde bu dört parametrenin değerleri teorik olarak öngörülemez. Bu değerler sadece deneysel veriler yoluyla hesaplanabilirler. Deneysel verilerle elde edilen matris elemanları aşağıdaki gibidir.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97446 & 0.22452 & 0.00365 \\ 0.22438 & 0.97359 & 0.04214 \\ 0.00896 & 0.04133 & 0.999105 \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

Matrisin köşegen elemanlarının bire yakın değerlerde olması aynı aile içerisindeki geçişleri daha muhtemel kılar.

Denklem 2.44,

$$d_i' = \sum_j V_{CKM,ij} d_j \quad (2.49)$$

şeklinde yazılıp CKM matrisinin üniter olma özelliği kullanılırsa,

$$\sum_i \bar{d}_i' d_i = \sum_{i,j,k} \bar{d}_j' V_{CKM,ij}^{\dagger} V_{CKM,ik} d_k = \sum_j \bar{d}_j' d_j \quad (2.50)$$

sonucuna ulaşılır. Bu, ağaç düzeyinde $s \leftrightarrow d$ gibi, çeşni değiştiren ancak yük değişimi sağlamayan (çeşni değiştiren yüksüz akım, FCNC) geçişlerin olmadığı anlamına gelir.

Nötrino üzerinde yapılan deneyler nötrinoların kütlesiz olmadığını ve birbirlerine karışarak salınımlar yaptığını göstermektedir. Veriler, vakumda 3-nötrino karışımına işaret etmektedir. Bu nedenle aynı CKM matrisinde yapıldığı gibi leptonlar için de benzer bir karışım matrisi oluşturulabilir.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \tag{2.51}$$

Pontecorvo, Maki, Nakagawa ve Sakata tarafından bulunan $U$ matrisine PMNS matrisi denir. Denklem 2.47'da CKM matrisi için yapıldığı gibi üç açı ve bir faz faktörü cinsinden PMNS matrisi de,

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}s_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{2.52}$$

şeklinde tanımlanır. Deneysel verilere göre bu matris elemanlarının büyüklük erimleri %99.7 güvenle ($3\sigma$) hesaplanmıştır (Esteban vd. 2017).

$$U = \begin{pmatrix} 0.799 \to 0.844 & 0.516 \to 0.582 & 0.141 \to 0.156 \\ 0.242 \to 0.494 & 0.467 \to 0.678 & 0.639 \to 0.774 \\ 0.284 \to 0.521 & 0.490 \to 0.695 & 0.615 \to 0.754 \end{pmatrix} \tag{2.53}$$

## 2.4 Kuantum Renk Dinamiği

Kuantum renk dinamiği (KRD), renk yükü taşıyan kuark ve gluonların güçlü etkileşimlerini $SU(3)_C$ simetri grubuna göre açıklayan bir ayar teorisidir. Her bir kuark kırmızı ($r$), yeşil ($g$) veya mavi ($b$) renk yüklerinden birini taşırken anti-kuarklar $\bar{r}$, $\bar{g}$ veya $\bar{b}$ renk yüklerinden birini taşır. Kuarklar $SU(3)_C$'nin temel temsilinde aşağıdaki şekilde ifade edilebilirler:

$$r = \begin{pmatrix}1\\0\\0\end{pmatrix},\ g = \begin{pmatrix}0\\1\\0\end{pmatrix},\ b = \begin{pmatrix}0\\0\\1\end{pmatrix} \tag{2.54}$$

Kuarklar gluon yayımlayarak renk yüklerini değiştirirler. Toplam renk yükünün korunumlu olması gerektiğinden, gluonlar hem bir renge hem de bir anti-renge sahiptir. Toplam 3 renk bulunduğundan, gluonlar 9 farklı kombinasyona sahiptir. Grup teori ifadeleri ile bu durum $3 \times \bar{3} = 8 \oplus 1$ şeklinde yazılabilir. Bu da gluon kombinasyonlarının farklı şekillerde üst üste binerek renk sekizlisi ve renk teklisi (renk teklisi renk bakımından yüksüz olduğundan güçlü etkileşimlere katılmaz) oluşturduğunu gösterir.

Kuantum renk dinamiğinin formalizmi, daha önce KED'de olduğu gibi, bir Lagrangian'e ihtiyaç duyar.

$$\mathcal{L}_0 = \bar{q}_j\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)q_j \tag{2.55}$$

Burada $q_j$ $(j = 1,2,3)$,

$$q(x) \to e^{i\alpha_a(x)T_a}q(x) \tag{2.56}$$

yerel ayar dönüşümü altında değişmez kalan renk alanlarını gösterir. Grubun üreteci $T_a$ $(a = 1, \dots, 8)$, Gell-Mann matrisleri ile $T_a = \lambda_a/2$ şeklinde temsil edilebilir ($\lambda_a$, Gell-Mann matrisi). Bu matrisler komite etmediğinden $SU(3)$ de abelyen bir grup değildir.

$$[T_a, T_b] = if_{abc}T_c \tag{2.57}$$

$f_{abc}$, grubun yapı sabitidir.

Yerel faz dönüşümleri altında bu Lagrangian değişmez değildir. Bu nedenle değişmezliği sağlayacak yeni bir türev operatörü tanımlamak gerekir.

$$D_\mu = \partial_\mu + i g_s T_a G_\mu^a \tag{2.58}$$

Burada $G_\mu^a$ yeni kuvvet alanını ifade eden bir tensör ve $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$, KRD için ince yapı sabitidir. Bu kuvvet alanının fiziksel gluon alanı ile ayar alanını ilişkilendirmesi ve aynı zamanda Lagrangian'i sabit tutması için özel bir dönüşüm özelliğine sahip olması gerekir.

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - f_{abc}\alpha_b G_\mu^c \tag{2.59}$$

$SU(3)$'ün abelyen doğası nedeniyle ortaya çıkan ekstra terim, gluonun kendi ile olan etkileşimlerinden sorumludur.

Yapılan bu tanımlamalardan sonra KRD için yerel ayar dönüşümleri altında değişmez kalan Lagrangian yazılabilir:

$$\mathcal{L}_{KRD} = \bar{q}\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)q - g_s(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \tag{2.60}$$

$G_{\mu\nu}^a$ alan tensörü, gluonlar ve gluonların kendi etkileşimleri için kinetik terimleri içerir.

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\nu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \tag{2.61}$$

Kuantum renk dinamiğinde etkileşimdeki bağlaşım sabiti $\alpha_s$, renk yükü taşıyan parçacıkların aralarındaki mesafe ile doğru orantılı olarak artar. Yani -örneğin- kuarklar arasındaki mesafeler arttıkça aralarındaki güçlü çekim artmaktadır. Bu nedenle renk yükü taşıyan parçacıklar doğada serbest halde gözlenemezler. Bunun yerine baryon veya mezonlar gibi renk yükü bakımından yüksüz olan (renksiz) parçacıkların içinde bulunurlar. Bu durum *hapis hipotezi* olarak bilinir. Güçlü etkileşimin ayar bozonu olan

gluonların kütlesiz olmasına karşın, bu kuvvetin erim mesafesinin çok kısa olmasının sebebi de bu hapis olayıdır. Bunun yanında, kuarkların neredeyse birbirlerine temas edecek kadar yakın olmaları durumunda, güçlü etkileşmenin bağlaşım sabiti $\alpha_s$ oldukça küçülür. Bu durum Politzer ile Gross ve Wilczek'in teorik olarak açıkladığı *asimptotik serbestlik* adını alır.

## 2.5 Standart Model Sınırları

Parçacık fiziğinin Standart Modeli bugüne kadar yapılan deneylerden elde edilen sonuçlarla tutarlılık gösterir ve henüz onun aksini gösteren bir bulguya rastlanmadığından dolayı temel parçacıkları ile bu parçacıkların arasındaki etkileşmeleri açıklayan en iyi model olarak tanımlanmaktadır. Ancak bu başarılarına rağmen SM'in henüz cevaplayamadığı bazı deneysel gözlemler bulunmaktadır. Bunların bazıları aşağıda verilmektedir:

- Standart Model çerçevesinde nötrinolar kütlesiz kabul edilir. Ancak yapılan nötrino deneyleri sonrasında nötrino salınımları gözlenmiştir ve nötrino kütlelerine belirli limitler getirilmiştir.
- Standart Model, kütle çekim etkileşmelerini dahil etmez.
- Standart Model'de zayıf etkileşme ve elektromanyetik etkileşme, elektrozayıf etkileşme olarak başarılı bir şekilde birleştirilmesine rağmen henüz güçlü etkileşme bunlarla birleştirilememiştir. Bu üç etkileşmenin de tek bir bağlaşım sabitine bağlanabileceği bir enerji seviyesi olduğuna inanılmaktadır.
- Elektrozayıf etkileşmelerde L-R simetrik değildir ve bunun kaynağı SM ile açıklanamaz.
- Standart Model içerisinde, 12 fermiyon kütlesi, 1 elektromanyetik etkileşme bağlaşım sabiti, 1 güçlü etkileşme bağlaşım sabiti, 1 zayıf etkileşme bağlaşım sabiti, 2 Higgs potansiyeli parametresi, 1 KRD vakum faz açısı, 3 CKM matris elemanı ve bu matrisl için bir tane faz olmak üzere 22 adet serbest parametre içermektedir. Bu serbest parametre değerleri teorik olarak açıklanamamakta ve deneysel olarak ölçülmektedir.

- Evrenin yaklaşık %27'sini oluşturan karanlık madde, %68'ini oluşturan karanlık enerji ve evrendeki madde-antimadde asimetrisi SM tarafından açıklanamamaktadır.

Yukarıda belirtilen ve SM tarafından açıklanamayan bu problemlere çözüm getirmesi için SM ötesi modeller ortaya atılmıştır. Büyük birleşim teorisi (GUT), kompozitlik (preonlar), süpersimetri (SUSY) ve ekstra uzay-zaman boyutları bu modellerden en çok bilinenleridir. Bu modellerin birçoğu yeni ağır kuarkları ve yeni ağır leptonları içermektedir.

# 3. YENİ AĞIR KUARKLAR

## 3.1 Yeni Kiral Kuarklar

Standart Model'in açıklayamadığı evrendeki baryon asimetrisini anlamak için yeni kiral kuarkların araştırılması gerekir. Bunun yanında yeni fiziğin olası ipuçlarının da bu yeni kiral kuarklarıyla gözleneceği düşünülmektedir. LHC verileri, Higgs sektörüne bağlı 4. SM ailesini dışarlamıştır. Ancak Higgs sektörüne bağlı olmayan ve kütlelerini başka bir kaynaktan alan yeni kiral kuarklar henüz dışarlanmamış olup, teori ve fenomenoloji grupları tarafından hala çalışılmaktadır. Tezin bu kısmının motivasyon kaynağı olan yayın (Hou 2018) 125 GeV'lik skaler bozonun dilaton olarak yorumlanmasına dayanmakta ve bu yolla kütle kazanan fermiyonlar için belirli kütle limitlerini göstermektedir.

Zayıf etkileşim köşesi LEP ve B fabrikalarının verileriyle

$$\frac{1}{\sqrt{2}} g V_{ij} \bar{u}_i \gamma_\mu L d_j W^\mu \tag{3.1}$$

şeklinde belirlenmiştir. Ancak Denklem 3.1'deki tüm parçacıklar kütleli olduğundan boyuna $W_L$ etkileşimi, $k_\mu k_\nu / M_W^2$ faktörü ile etki eder. $W^\mu$, $k_\mu / M_W$ ile yer değiştirilerek Dirac denklemi kullanılırsa Denklem 3.1,

$$\frac{1}{\sqrt{2}} V_{ij} \bar{u}_i (\lambda_i L - \lambda_j R) d_j G \tag{3.2}$$

haline dönüşür. Zayıf etkileşmenin ince yapı sabiti $g$, $M_W = gv/2$ ile ortadan kalkar ve sol-elli vektör bağlaşımından ortaya çıkan, hem sol- hem de sağ-kiral bağlaşımları olan sözde-Nambu-Goldstone bozonun (G) Yukawa bağlaşımı elde edilir.

$$\frac{\lambda_Q}{\sqrt{2}} = \frac{m_Q}{v} \tag{3.3}$$

Standart Model'de kuarklar için Yukawa bağlaşımları $\lambda_{u,d}\sim10^{-5}$ ile $\lambda_t\sim1$ arasındadır. Etkileşme teriminde $V_{ij}$ bulunduğundan yeni ağır kuarklar için bir mertebe daha fazlası "uçdeğer" $\lambda_Q \gtrsim 4\pi$ alınabilir, bu da dinamik elektro-zayıf simetri kırılması üretebilir. Denklem 3.3, yeni kiral kuark kütlelerinin $2-2.5$ TeV'den büyük olabileceğini göstermektedir ve bu yeni kiral kuarklarının LHC'de çift üretim yolu ile gözlenmemiş olmasının nedenlerinden biri olabilir. Bu nedenle, bu çalışmada yukarı sektör yeni kiral kuarkı $U'$'nün hafif kuarklarla anomal etkileşimleri ele alınarak rezonant üretimine ve ayar bozonları aracılığıyla olası SM kuarklarına olası bozunumlarına bakılmıştır.

Yeni kiral kuarkların $(q'=U',D')$ SM'de bilinen kuarklarla $(q_i)$ ve yüksüz ayar bozonlarıyla $(\gamma,Z,g)$ anormal manyetik moment tipli etkileşmeleri için etkin Lagrangian aşağıda verilmiştir (Arik vd. 2003).

$$\mathcal{L}=\sum_{q_i}\frac{\kappa_\gamma^{qi}}{\Lambda}Q_q g_e\bar{q}'\sigma_{\mu\nu}\left(A_\gamma^{qi}+B_\gamma^{qi}\gamma_5\right)q_iF^{\mu\nu}+\sum_{q_i}\frac{\kappa_Z^{qi}}{2\Lambda}g_Z\bar{q}'\sigma_{\mu\nu}\left(A_Z^{qi}+B_Z^{qi}\gamma_5\right)q_iZ^{\mu\nu}+$$
$$\sum_{q_i}\frac{\kappa_g^{qi}}{\Lambda}g_s\bar{q}'\sigma_{\mu\nu}\left(A_g^{qi}+B_g^{qi}\gamma_5\right)T^a q_iG_a^{\mu\nu}+h.e. \qquad (3.4)$$

Burada $F^{\mu\nu},Z^{\mu\nu}$ ve $G_a^{\mu\nu}$ sırasıyla foton, $Z$-bozonu ve gluonun alan şiddet tensörleri; $\sigma^{\mu\nu}=i(\gamma^\mu\gamma^\nu-\gamma^\nu\gamma^\mu)/2$, antisimetrik tensör; $Q_q$, SM kuarkların elektrik yükü; $g_e$ ve $g$ EZ bağlaşım sabitleri, $g_s$ ise güçlü etkileşme bağlaşım sabitleridir. $\kappa_\gamma,\kappa_Z$ ve $\kappa_g$ sırasıyla foton, $Z$-bozonu ve gluon ile olan anormal bağlaşım sabitlerinin şiddetini tanımlar ve $\Lambda$ yeni fizik kesilim ölçeğidir. $A_V^q$ ve $B_V^q$ $(V=\gamma,Z,g)$ yüksüz akımın vektör ve aksiyel vektör bağlaşım şiddetleridir.

Standart Model kuarkları ile yeni kiral kuarklarının ayar bozonları aracılığıyla etkileşmeleri aşağıdaki Lagrangian ile verilir (Arı vd. 2013).

$$\mathcal{L}=-g_e\sum_{q'}Q_{q'}\bar{q}'\gamma^\mu q'A_\mu-g_e\sum_{q'}\bar{q}'T^a\gamma^\mu q'G_\mu^a-\frac{g}{2cos\theta_W}\sum_{q'}\bar{q}'\gamma^\mu\left(C_V^i-C_A^i\gamma^5\right)q'Z_\mu-$$
$$\frac{g}{2\sqrt{2}}\sum_{q',q}V_{(q,q')}\bar{q}'\gamma^\mu(1-\gamma^5)qW_\mu^\pm+h.e. \qquad (3.5)$$

Burada $A_\mu, G_\mu, Z_\mu$ ve $W_\mu$ sırasıyla foton, gluon, $Z$-bozonu ve $W$-bozonunun vektör alanları; $Q_{q'}$ yeni kiral kuarkların elektrik yükü; $T^a$, Gell-mann matrisleri; $C_V$ ve $C_A$ yüksüz zayıf akım vektör ve aksiyel vektör bağlaşımları; $V_{(q,q')}$ ise genişletilmiş CKM karışım matrisi elemanlarıdır.

## 3.2 Uyarılmış Kuarklar

Kuark ve leptonların kompozit modelinde (Harari 1984) uyarılmış durumlar öngörülmektedir. Fenomenolojik olarak bir uyarılmış kuark ($q^*$), mevcut kuarkların kuantum sayısını taşıyacak şekilde bir ağır kuark olarak tanımlanmıştır. Örneğin, uyarılmış yukarı kuark ($U^*$), bilinen $u$ ve $d$ kuarklar ve ayar bozonları arasında geçiş-manyetik bağlaşımı olmasıyla karakterize edilir.

Uyarılmış kuarklar, $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ kuantum sayılarına göre sınıflandırılabilir. Bunlar: Sıralı tipi (sol-elli uyarılmış kuarklar ikili şeklinde, sağ-elli uyarılmış kuarklar tekli şeklinde), ayna tipi (sol-elli uyarılmış kuarklar tekli şeklinde, sağ-elli uyarılmış kuarklar ikili şeklinde), eş ikili tipidir (hem sol- hem de sağ-elli uyarılmış kuarklar ikili şeklinde). Uyarılmış kuarklar, minimal ayar bağlaşımları yoluyla çarpıştırıcılarda çift olarak üretilebilir. Bu kuarklar için ayar bağlaşımları ile birlikte form faktör etkileri de bulunmaktadır.

Geçiş-manyetik tipli bağlaşımlar aşağıdaki gibi parametreleştirilir (Baur vd. 1987):

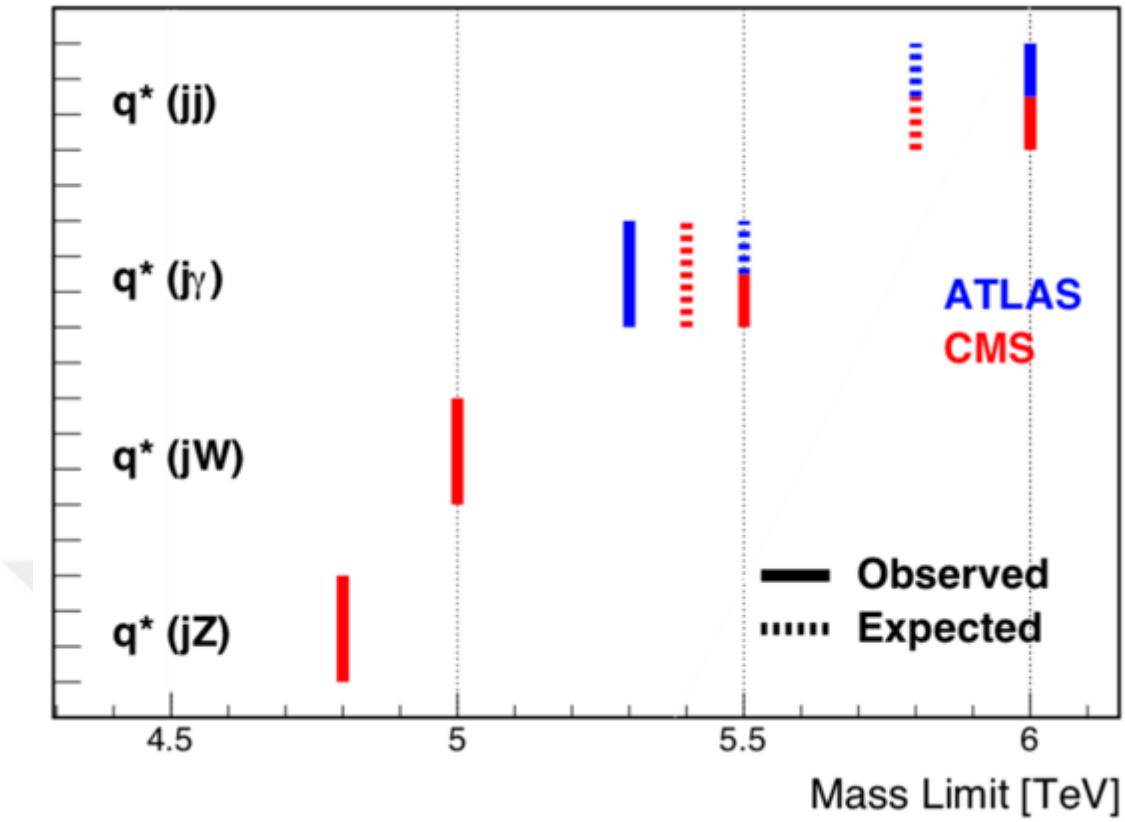
$$\mathcal{L} = \frac{1}{2\Lambda}\bar{Q}^*\sigma^{\mu\nu}\left(g_s f_s \frac{\lambda^a}{2} G^a_{\mu\nu} + gf\frac{\tau^a}{2}W^a_{\mu\nu} + g'f'YB_{\mu\nu}\right)\frac{1-\gamma_5}{2}Q + h.e. \qquad (3.6)$$

Burada $\Lambda$ kompozitlik ölçeğidir. $Q$, kuark ikilisini; $g_s$, KRD ayar bağlaşımını gösterir. $g$ ve $g'$ sırasıyla $SU(2)$ ve $U(1)$ ayar bağlaşımları;. $f_s$, $f$ ve $f'$ ise geçiş-manyetik bağlaşım katsayılarıdır (form faktörleri).

Uyarılmış kuarkların ve uyarılmış leptonların son on yılı aşkın süredir, Büyük Elektron-Pozitron (LEP) deneylerinde (Barete vd. 1998, Achard vd. 2003, Abdallah vd. 2004, Abbiendi vd. 2004), HERA deneylerinde (Chekanov vd. 2002, Aaron vd. 2008), Tevatron deneylerinde (Aaltonen vd. 2009, Abazov vd. 2009) ve LHC deneylerinde (Aad vd. 2014, Aaboud vd. 2016, Aad vd. 2016a, Aad vd. 2016b, Aad vd. 2016c, Chatrchyan vd. 2013, Khachatryan vd. 2014a, Khachatryan vd. 2015, Sirunyan vd. 2007) araştırılmaktadır. En güçlü kütle sınırlamaları, %95 güven seviyesinde, LHC deneylerinden gelmektedir.

Hadron çarpıştırıcılarında uyarılmış kuarkların sinyali, $q^*$ bozunum ürünlerinin yeniden yapılandırılmış değişmez kütle dağılımlarında, bir rezonant tepesi ile karakterize edilir. Araştırılan son durumlar, iki-jet ($qg$) (Aad vd. 2016a, Chatrchyan vd. 2013, Khachatryan vd. 2015, Sirunyan vd. 2017) veya fotonla birlikte bir jet ($q\gamma$) (Aad vd. 2014, Khachatryan vd. 2014a) veya zayıf ayar bozonlu son durum ($qW, qZ$) (Khachatryan vd. 2014b) içermektedir.

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 13$ TeV'de kaydedilen proton-proton çarpışması verisinin analizinde, ATLAS ve CMS'in her ikisinde de 2jet rezonant araştırmalarında, ATLAS ve CMS'in her ikisinde de uyarılmış kuark kütleleri 6 TeV'e kadar dışarlanmıştır, Şekil 3.1'de görüldüğü gibi, $\gamma$+jet rezonant araştırmaları $q^*$ kütlelerini ATLAS'ta 5.3 TeV'e kadar ve CMS'te 5.5 TeV'e kadar dışarlamıştır (Aaboud vd. 2018, Sirunyan vd. 2018a). $W/Z$+jet son durumları ise CMS'te $\sqrt{s} = 13$ TeV'de araştırılmış ve $Q^*$ kütle limitleri W + jet için 5.0 TeV, Z + jet için 4.8 TeV elde edilmiştir (Sirunyan vd. 2018b).




Şekil 3.1 ATLAS ve CMS deneylerinde uyarılmış kuarklar için, %95 güven seviyesinde, en düşük kütle limitleri (Tanabashi 2018)

Standart Model'de üçüncü aile kuarklarından $b$ kuarkın uyarılmış durumu $b^*$, LHC'de araştırılmıştır. Birinci aile uyarılmış kuarkların üretim süreçlerine benzer şekilde $b^*$ üretimi ve $b^* \to b + \gamma$ bozunumu çalışılmış ve kütle limitleri ATLAS'ta 2.3 TeV, CMS'te 1.8 TeV elde edilmiştir. Diğer bir bozunum kanalı olan $b^* \to t + W$ için ise kütle limitleri ATLAS'ta 1.5 TeV, CMS'te 1.43 TeV olarak elde edilmiştir (Tanabashi vd. 2018).

Yeni ağır kuarkların uyarılmış durumu da benzer şekillerde modellenebilir. Bu çalışmada uyarılmış kuarklar gluon ve bir hafif yukarı sektör kuark (u,c) kanalı ile üretilip, W-bozonu ve b kuark kanalı ile de bozundurulmuştur. Üretim kanalının Lagrangian'i aşağıda verilmektedir (Aad vd. 2013).

$$\mathcal{L} = \frac{g_s}{2\Lambda} G_{\mu\nu} \bar{q} \sigma^{\mu\nu} \left(\kappa_L^q P_L + \kappa_R^q P_R\right) U^* + h.e. \quad , \qquad q = u, c \tag{3.7}$$

Burada $g_s$, güçlü bağlaşım sabiti; $G_{\mu\nu}$, gluon alanı tensörü; $\Lambda$, yeni fizik ölçeği; $P_L$ ve $P_R$ sırasıyla sol- ve sağ-elli projeksiyon operatörleri; $\kappa_L^q$ ve $\kappa_R^q$ ise sırasıyla bağlaşım sabitleridir. Bu nedenle bu çalışmada yapılan analiz birinci aile ile olan bağlaşımlar açısından tamamlayıcı niteliktedir. Tek $U^*$ üretimi aynı zamanda yukarı sektör yeni ağır kuarkların kiral yapısı hakkında da bilgi verir.

Uyarılmış yukarı sektör yeni kuarkın elektrozayıf bozunumu ile ilgili Lagrangian aşağıdadır:

$$\mathcal{L} = \frac{g_2}{2} W_\mu^- \bar{b} \gamma^\mu (g_L P_L + g_R P_R) U^* + h.e. \tag{3.8}$$

Burada $g_2$, $SU(2)_L$'nin zayıf bağlaşımı; $g_L$ ve $g_R$ ise sırasıyla sol- ve sağ-elli bağlaşım sabitlerdir.

Uyarılmış yukarı sektör yeni kuarkın arayışı tüm kanallarını kapsamasına rağmen $U^*$ bağlaşımları ve kütle limitlerine göre 3 senaryo oluşmaktadır. Bunlar sol-elli ($\kappa_R^q = g_R = 0$ ve $\kappa_L^q, g_L$ sıfırdan farklı), sağ-elli ($\kappa_L^q = g_L = 0$ ve $\kappa_R^q, g_R$ sıfırdan farklı), ve vektör tipli ($\kappa_R^q = \kappa_L^q = \kappa_{L/R}^q$ ve $g_R = g_L = g_{L/R}$ sıfırdan farklı) üretim ve bozunumdur.

### 3.3 Vektör Benzeri Kuarklar

Vektör benzeri kuarklar (VLQ), renk ayar grubu altında üçlüler olarak dönüşen, sol- ve sağ-elli bileşenleri aynı renk olup aynı elektrozayıf kuantum numarasına sahip olan varsayımsal spin ½ parçacıklardır. Kütlelerini Yukawa bağlaşımlarından almazlar ve günümüzdeki Higgs verileri ile tutarlıdırlar. Bunlara ek olarak SM kuarkları ile karışabilirler (Aguilar-Saavedra vd. 2017).

Vektör benzeri fermiyonların sol- ve sağ-el kiraliteleri SM ayar grubu altında aynı şekilde dönüşür. Standart Model'de yüklü akım Lagrangian'i

$$\mathcal{L}_W = \frac{g}{\sqrt{2}} \left( J^{\mu+} W_\mu^+ + J^{\mu-} W_\mu^- \right) \tag{3.9}$$

ile verilir. SM kiral kuarklar sadece sol-el yüklü akımla bağlaşım yapar:

$$J^{\mu+} = J_L^{\mu+} + J_R^{\mu+}, \qquad \begin{cases} J_L^{\mu+} = \bar{u}_L \gamma^\mu d_L = \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d \equiv V - A \\ J_R^{\mu+} = 0 \end{cases} \tag{3.10}$$

Vektör benzeri kuarklar ise hem sol- hem de sağ-el yüklü akımlarla etkileşir.

$$J^{\mu+} = J_L^{\mu+} + J_R^{\mu+} = \bar{T}_L \gamma^\mu B_L + \bar{T}_R \gamma^\mu B_R = \bar{T} \gamma^\mu B \equiv V \tag{3.11}$$

Vektör benzeri kuarklar yeni fizik modellerinin birçoğunda yer alır. Örneğin; küçük Higgs modelleri, kompozit Higgs modelleri, ayarlı çeşni grubu modeli, minimal olmayan süpersimetri genişletmeleri ve ekstra boyut modellerinde öngörülmektedir. Vektör benzeri kuarklar SM kuarkları ile karışım yapabilir. Yüksüz akım bağlaşımlarına güçlü sınırlamalar getirilebilir. Bununla birlikte, bugünkü yüksek enerji fiziği deneylerinde yeni ağır kuarkların üretim ve bozunumları için birçok kanal çalışılmaktadır. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı yüksek ışınlıkta vektör benzeri kuarkların keşfedilmeleri için zengin bir fenomenoloji potansiyeline sahiptir.

Vektör benzeri kuarkların üretimi için kullanılan Lagrangian,

$$\mathcal{L} = \kappa_g \frac{g_s v}{2\Lambda^2} f_i^{L/R} \bar{Q}_{R/L} G_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} q_{L/R}^i + h.e. \tag{3.12}$$

ile verilir (Buchkremer 2013). Burada $\kappa_g$, gluon ile olan bağlaşım sabiti; $g_s$, güçlü etkileşme bağlaşım sabiti; $v$, vakum beklenen değeri; $\Lambda$, yeni fizik ölçeği; $f_i^{L/R}$, i. kuark ile olan anomal bağlaşım terimi ve $G_{\mu\nu}$, gluon alan şiddet tensörüdür.

Vektör benzeri kuarkların bozunumu için kullanılan Lagrangian ise,

$$\mathcal{L} = \kappa_T \left\{ \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_W^T}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} \left[ \bar{T}_L W_\mu^+ \gamma^\mu d_L^i \right] + \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_Z^T}{\Gamma_Z^0}} \frac{g}{2c_W} \left[ \bar{T}_L Z_\mu \gamma^\mu u_L^i \right] - \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_H^T}{\Gamma_H^0}} \frac{M}{v} \left[ \bar{T}_R H u_L^i \right] - \sqrt{\frac{\zeta_3 \xi_H^T}{\Gamma_W^0}} \frac{m_t}{v} \left[ \bar{T}_L H t_R \right] \right\} +$$
$$\kappa_B \left\{ \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_W^B}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} \left[ \bar{B}_L W_\mu^- \gamma^\mu u_L^i \right] + \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_Z^B}{\Gamma_Z^0}} \frac{g}{2c_W} \left[ \bar{B}_L Z_\mu \gamma^\mu d_L^i \right] - \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_H^B}{\Gamma_H^0}} \frac{M}{v} \left[ \bar{B}_R H d_L^i \right] \right\} +$$
$$\kappa_X \left\{ \sqrt{\frac{\zeta_i}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} \left[ \bar{X}_L W_\mu^+ \gamma^\mu u_L^i \right] \right\} + \kappa_Y \left\{ \sqrt{\frac{\zeta_i}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} \left[ \bar{Y}_L W_\mu^- \gamma^\mu d_L^i \right] \right\} + h.e. \quad (3.13)$$

ile verilir. Burada $\kappa$'lar ilgili parçacıkların bağlaşımını; $\zeta_i$'ler i. parçacığın ona $\kappa$ parametresi ile bağlı parçacıkla bağlaşımını; $\xi_j^i$'ler i. parçacık ile j. bozonun bağlaşımını; $\Gamma_j^0$'ler kütleli bozonların (j. bozon) bozunma genişliklerine gelen katkıların kuark kütlesi $M_q = 0$ limitinde kinematik fonksiyonları belirtir. $g$, zayıf bağlaşım sabiti; $c_W$, ve $v$, vakum beklenen değeridir.

# 4. SİNYAL ARAŞTIRILMASI

## 4.1 Model

Bu çalışmada yapılacak analizlerde Monte Carlo olaylarının üretimi için MadGraph5 (Alwall vd. 2011) ve FeynRules (Alloul 2014) çerçevesinde vektör benzeri kuarklar için hazırlanmış olan VLQ_Chromomagnetic model dosyaları (Buchkremer vd. 2013) kullanıldı. Bu model dosyasıyla yapılan üretimler, ilgili parametre dönüşümleri ile yeni kiral kuarklarına ve uyarılmış kuarklara kolayca benzetilebilirler.

### 4.1.1 Yeni kiral kuark modeli parametrelerine geçiş

**Üretim kanalı:**

Yeni kiral kuark ve vektör benzeri kuark modeli parametrelerini eşlemek için Lagrangian'leri birbirine benzetilmelidir. İki modelin üretim Lagrangian'leri karşılaştırılırsa,

$$\sum_{q_i} \frac{\kappa_g^{qi}}{\Lambda_c} g_s \bar{q}' \sigma_{\mu\nu} \left(A_g^{qi} + B_g^{qi}\gamma_5\right) T^a q_i G_a^{\mu\nu} \equiv \kappa_g \frac{g_s v}{2\Lambda_v^2} f_i^{L/R} \bar{Q}_{R/L} G_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} q_{L/R}^i \qquad (4.1)$$

denkliği elde edilir. Burada $\kappa_g = \kappa_G \kappa_T$, $\kappa_g^{qi} \equiv \kappa_G$ tanımlaması yapılır. Yeni ağır kuark spinörleri için $\bar{q}' \equiv \bar{Q}_{R/L}$ , standart model kuarklarının spinörleri için $q_i \equiv q_{L/R}^i$ ve gluon alan tensörü için $T^a G_a^{\mu\nu} \equiv G_{\mu\nu}$ notasyonları alınarak benzerlikleri tartışılabilir. Her iki tarafta da aynı olan bağlaşımlar çıkarıldığında geriye

$$\sum_{q_i} \frac{1}{\Lambda_c} \bar{q}' \left(A_g^{qi} + B_g^{qi}\gamma_5\right) q_i \equiv \kappa_T \frac{v}{2\Lambda_v^2} f_i^{L/R} \bar{Q}_{R/L} q_{L/R}^i \qquad (4.2)$$

kalır.

$Q_L = P_L Q$ ve $Q_R = P_R Q$ eşitliği ve Denklem 2.3 kulanılırsa

$$\bar{Q}_R = \bar{Q}P_L$$

$$\bar{Q}_L = \bar{Q}P_R \tag{4.3}$$

düzenlemeleri yapılarak vektör benzeri kuark üretim Lagrangian'indeki $\bar{Q}_{R/L}q^i_{L/R}$ bölümü, $\bar{Q}P_{R/L}P_{R/L}q$ şeklinde yazılır. Çarpımdaki sağ-elli bileşenlerin kareleri de Denklem 2.4' e göre açılarak yazılırsa denklemdeki ilgili kısım $\bar{Q}P_{R/L}q$ olur ve 4.2 denkliğindeki benzer kısımlar Lagrangian'lerden çıkarılınca

$$\sum_{q_i} \frac{1}{\Lambda_c}\left(A_g^{qi} + B_g^{qi}\gamma_5\right) \equiv \kappa_T \frac{v}{2\Lambda_v^2} f_i^{\frac{L}{R}} P_{R/L} \tag{4.4}$$

denkliği kalır.

Kiral modeldeki $A$ ve $B$ katsayıları ile yeni $C_L$ ve $C_R$ parametreleri arasında

$$A_g^{qi} + B_g^{qi}\gamma_5 = C_L P_L + C_R P_R = \frac{C_L\,(1-\gamma_5)+C_R(1+\gamma_5)}{2} \tag{4.5}$$

şeklinde bir bağıntıya yol açar. Terimler karşılaştırılınca $A_g^{qi} = (C_L + C_R)/2$ ve $B_g^{qi} = (C_R - C_L)/2$ olduğu görülür. Vektör benzeri kuarklar için sol-el ve sağ-el bağlaşım parametreleri de

$$f_i^{L/R} P_{R/L} = \frac{f_{i_L}(1-\gamma_5)+f_{i_R}(1+\gamma_5)}{2} \tag{4.6}$$

şeklinde tanımlandığından parametreler arasındaki ilişki

$$C_L \equiv \kappa_T f_{i_L} \text{ ve } C_R \equiv \kappa_T f_{i_R} \tag{4.7}$$

Olur ve ölçekler arasındaki bağıntı

$$\Lambda_V \equiv \sqrt{\frac{\Lambda_C v}{2}} \tag{4.8}$$

ile verilir.

**Bozunum kanalı:**

Yeni kiral kuarklar ve vektör benzeri kuarkların W kanalı bozunumundaki etkin Lagrangian'leri karşılaştırılırsa

$$\frac{g}{2\sqrt{2}}\sum_{q',q} V_{(q,q')}\bar{q}'\gamma^{\mu}(1-\gamma^5)qW_{\mu}^{\pm} \equiv \kappa_T\sqrt{\frac{\zeta_i\xi_W^T}{\Gamma_W^0}}\frac{g}{\sqrt{2}}\left[\bar{T}_L W_{\mu}^{+}\gamma^{\mu}d_L^i\right] \tag{4.9}$$

ifadesi gelir. Burada da yeni ağır kuarklar için $\bar{q}' \equiv \bar{T}_L$ ve standart model kuarkları için $q \equiv d_L^i$ spinör notasyonları alınarak benzerlikleri tartışılabilir. Her iki tarafta da benzer olan bağlaşımlar çıkarıldığında

$$\frac{1}{2}\sum_{q',q} V_{(q,q')}\bar{q}'(1-\gamma^5)q \equiv \kappa_T\sqrt{\frac{\zeta_i\xi_W^T}{\Gamma_W^0}}\left[\bar{T}_L d_L^i\right] \tag{4.10}$$

denkliği kalır ve Denklem 4.3 ve Denklem 2.4 tekrar kullanılarak yeni ağır kuarklarla standart model kuarkları arasındaki karışımı ifade eden matris elemanları birbirine benzetilir.

$$V_{(q,q')} \equiv \kappa_T\sqrt{\frac{\zeta_i\xi_W^T}{\Gamma_W^0}} \tag{4.11}$$

Kare kök içindeki parametreler 1 alınırsa $V_{(q,q')} \equiv \kappa_T$ elde edilir.

Yukarıda yapılan bu tanımlamalarla yeni kiral kuark modeli kuarklarının bozunum kanalı ile vektör benzeri kuarkların bozunum kanalları denkleştirilir. Yapılan işlemler

sonucunda üretim ve bozunum kanalları ile ilgili parametrelerin teorik ve numerik eşleşme tablosu Çizelge 4.1'de verilmektedir (tablodaki mavi renk ile boyalı durumlar bu tez çalışmasında olay üretimleri için kullanılan parametrelerdir).

Çizelge 4.1 Vektör benzeri kuark modeli ve yeni kiral kuark modeli parametrelerinin teorik ve numerik eşlik tablosu

| **VLQ Modeli** | **Kiral Modeli** |
|---|---|
| $\kappa_T f_{i_L} = 0, \quad \kappa_T f_{i_R} = 1$ | $A_g^{qi} = 1/2, \quad B_g^{qi} = 1/2$ |
| $\kappa_T f_{i_L} = 1, \quad \kappa_T f_{i_R} = 0$ | $A_g^{qi} = 1/2, \quad B_g^{qi} = -1/2$ |
| $\kappa_T f_{i_L} = 1, \quad \kappa_T f_{i_R} = 1$ | $A_g^{qi} = 1, \quad B_g^{qi} = 0$ |
| $\kappa_T = 1$ | $V_{(q,q')} = 1$ |
| $\kappa_T = 0.1$ | $V_{(q,q')} = 0.1$ |
| $\Lambda_V = 1$ TeV | $\Lambda_C = 8.13$ TeV |
| $\Lambda_V = M_Q$ | $\Lambda_C = M_Q^2/123(\mathrm{GeV})$ |

### 4.1.2 Uyarılmış kuark model parametrelerine geçiş

**Üretim kanalı:**

Uyarılmış kuarklar ile yeni kiral kuarkların üretim kanalları için etkin Lagrangian'ler karşılaştırılışa:

$$\frac{g_s}{2\Lambda_U} G_{\mu\nu}\bar{q}\sigma^{\mu\nu}\left(\kappa_L^q P_L + \kappa_R^q P_R\right)U^* \equiv \kappa_g \frac{g_s v}{2\Lambda_v^2} f_i^{L/R}\bar{Q}_{R/L} G_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu} q_{L/R}^i \qquad (4.12)$$

denkliği elde edilir. Burada yeni ağır kuark spinörleri için $U^* \equiv \bar{Q}_{R/L}$, SM kuarklarının spinörleri için $\bar{q} \equiv q_{L/R}^i$ alınıp Denklem 4.3 ve Denklem 2.4'teki işlemler yinelenerek bu iki model arasındaki benzerlikler tartışılabilir. Aynı olan bağlaşım ve spinörler çıkarıldığında geriye

$$\frac{1}{\Lambda_U}\left(\kappa_L^q P_L + \kappa_R^q P_R\right) \equiv \kappa_G \kappa_T \frac{v}{\Lambda_V^2} f_i^{\frac{L}{R}} P_{R/L} \tag{4.13}$$

kalır. $f_i^{L/R} = f_{i_L} P_L + f_{i_R} P_R$ olduğundan parametreler arasındaki ilişki,

$$\kappa_L^q \equiv \kappa_G \kappa_T f_{i_L} \text{ ve } \kappa_R^q \equiv \kappa_G \kappa_T f_{i_R} \tag{4.14}$$

olup ölçekler arası bağıntı

$$\Lambda_V \equiv \sqrt{v \Lambda_U} \tag{4.15}$$

ile verilir.

**Bozunum kanalı:**

İki modelin bozunum kanalları için etkin Lagrangian'ler ele alındığında

$$\frac{g_2}{2} W_\mu^- \bar{b} \gamma^\mu (g_L P_L + g_R P_R) U^* \equiv \kappa_T \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_W^T}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{T}_L W_\mu^+ \gamma^\mu d_L^i\right] \tag{4.16}$$

denkliğine ulaşılır. Bu denklik, üzerinde ilgili düzeltmeler yapılıp ve $g_2 \equiv g$ alındığında,

$$\frac{1}{2}(g_L P_L + g_R P_R) \equiv \kappa_T \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_W^T}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} \tag{4.17}$$

haline gelir. Böylelikle uyarılmış kuarkların ve vektör benzeri kuarkların bozunum parametreleri arasındaki ilişkiye ulaşılmış olur.

$$g_L \equiv \kappa_T \sqrt{2 \zeta_i \xi_W^T / \Gamma_W^0},\ g_R = 0$$

veya

$$g_R \equiv \kappa_T \sqrt{2\zeta_i \xi_W^T / \Gamma_W^0},\ g_L = 0 \tag{4.18}$$

Yapılan işlemler sonucunda uyarılmış kuarklar ve vektör benzeri kuark modellerinin teorik ve nümerik parametre eşleştirmeleri Çizelge 4.2'de verilmiştir (tablodaki mavi renkle boyanmış durumlar bu tez çalışmasında kullanılan parametrelerdir).

Çizelge 4.2 Vektör benzeri kuark modeli ve uyarılmış kuark modeli parametrelerinin teorik ve numerik eşlik tablosu

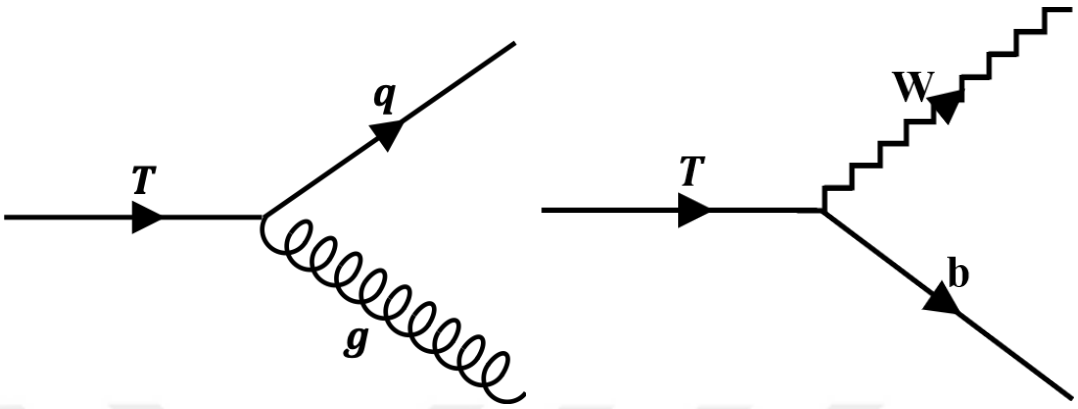
| **VLQ Modeli** | **Uyarılmış Kuark Modeli** |
|---|---|
| $\kappa_T f_{i_L} = 0, \quad \kappa_T f_{i_R} = 1$ | $\kappa_L^q = 0, \quad \kappa_R^q = \kappa_G$ |
| $\kappa_T f_{i_L} = 1, \quad \kappa_T f_{i_R} = 0$ | $\kappa_L^q = \kappa_G, \quad \kappa_R^q = 0$ |
| $\kappa_T f_{i_L} = 1, \quad \kappa_T f_{i_R} = 1$ | $\kappa_L^q = \kappa_R^q = \kappa_G$ |
| $\kappa_T = 1$ | $g_{L/R} = \sqrt{2}$ |
| $\kappa_T = 0.1$ | $g_{L/R} = \sqrt{2}\ /10$ |
| $\Lambda_V = 1$ TeV | $\Lambda_U = 4.65$ TeV |
| $\Lambda_V = M_Q$ | $\Lambda_U = M_Q^2/246(\mathrm{GeV})$ |

## 4.2 Bozunma Genişliği

Yeni ağır kuarkların rezonant üretiminde, üretim ve bozunum kanallarının ikisi de mevcuttur. Bu nedenle olay üretiminden önce bu kanalların bozunma genişliklerinin hesaplanması analizin tutarlılığı açısından önemlidir.

Bu bölümde yapılacak olan bozunum hesaplamalarında vektör benzeri kuark modelinin Lagrangian'i ele alınacaktır. Bölüm 4.2'de verilen eşdeğerlik tablolarındaki dönüşümler yapılarak ilgili parametreler kolayca yeni kiral kuarkına veya uyarılmış kuarka dönüştürülebilir.

Yukarı sektör yeni ağır kuarkın baskın üretim ve bozunum kanalları Şekil 4.1'de verilmiştir. Burada $q = u, c$'dir.




Şekil 4.1 Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın baskın üretim (solda) ve bozunum (sağda) kanalları

Bu süreçler iki parçacık bozunumu süreçleri olduğundan bozunma genişliklerini hesaplamak için ($c = \hbar = 1$)

$$\Gamma = \frac{S|\boldsymbol{p}|}{8\pi M_1^2}|\mathcal{M}|^2 \tag{4.19}$$

denklemi kullanılır (EK). Burada

$$|\boldsymbol{p}| = \frac{\sqrt{(M_1^2-(M_2+M_3)^2)(M_1^2-(M_2-M_3)^2)}}{2M_1} \tag{4.20}$$

ve S, son durumdaki parçacıkların özdeş parçacıklar olması durumunda iki kere hesaplanmamalarını sağlayan istatistiksel bir düzeltme faktörüdür. $\mathcal{M}$ ise Feynman genliği olarak adlandırılan matris elemanı olup bozunum için Feynman kurallarına (EK) göre hesaplanacaktır.

**Üretim kanalı:**

Vektör benzeri kuark modelinde yukarı sektör yeni ağır kuarkın üretim Lagrangian'i aşağıdaki gibidir.

$$\mathcal{L} = \kappa_g \frac{g_s v}{2\Lambda^2} f_i^{L/R} \bar{Q}_{R/L} G_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} q_{L/R}^i \tag{4.21}$$

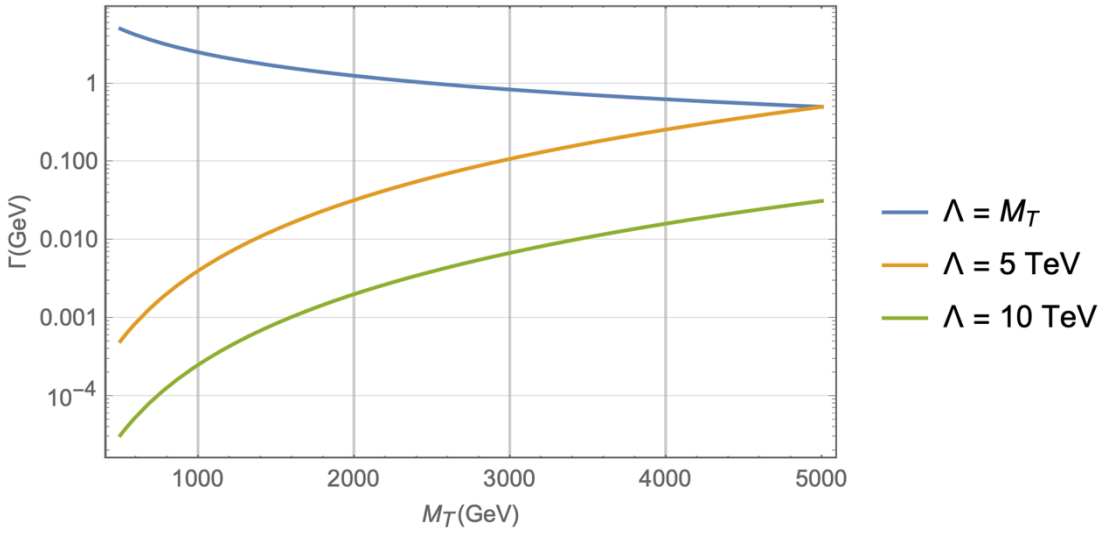
Bu Lagrangian'den köşe faktörü çekilerek bozunum için Feynman kuralları uygulanırsa, ($g_s = 4\pi\alpha_s$) genlik kare ifadesi

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{16\alpha_s\pi}{\Lambda^4}\left(f_q^{L/R}\kappa_g v\right)^2\left(M_T^2 - M_q^2\right)^2 \tag{4.22}$$

bulunur. Bu genlik Denklem 4.19'da yerine yazılarak bozunma genişliği ifadesinin teorik haline ulaşılabilir.

$$\Gamma_{qg} = \frac{3\alpha_s\left(f_q^{L/R}\kappa_g v\right)^2\left(M_T^2 - M_q^2\right)^3}{8\Lambda^4 M_T^3} \tag{4.23}$$

Bulunan bu bozunma genişliği formülünde $\alpha_s = 0.11$, $f_q^{L/R} = 1$, $\kappa_g = 1$ ve $v = 246\,GeV$ alınarak değişken $\Lambda$ değerlere göre ($\Lambda = \mathrm{M_T}$, $\Lambda = 5$ TeV ve $\Lambda = 10$ TeV) çizilen bozunma genişliği grafiği Şekil 4.2'de verilmektedir ($M_u$, $M_c$ ve $M_T$ altıncı kuvvetleri ile etki ettiklerinden dolayı $M_T$ diğerlerine göre çok baskın kalacaktır. Bundan dolayı grafik hem u hem de c kuarklı gluon kanalı için geçerlidir).




Şekil 4.2 Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın $qg$ üretim kanalı için $\Lambda$'ya bağlı bozunma genişlikleri

Şekil 4.2'de de görüldüğü üzere bozunma genişliği $\Lambda = M_T$ durumunda kütle arttıkça azalmakta ve diğer durumlarda ($\Lambda = 5\ TeV$ ve $\Lambda = 10\ TeV$) ise kütle arttıkça bozunma genişliği de artmaktadır.

**Bozunum kanalı:**

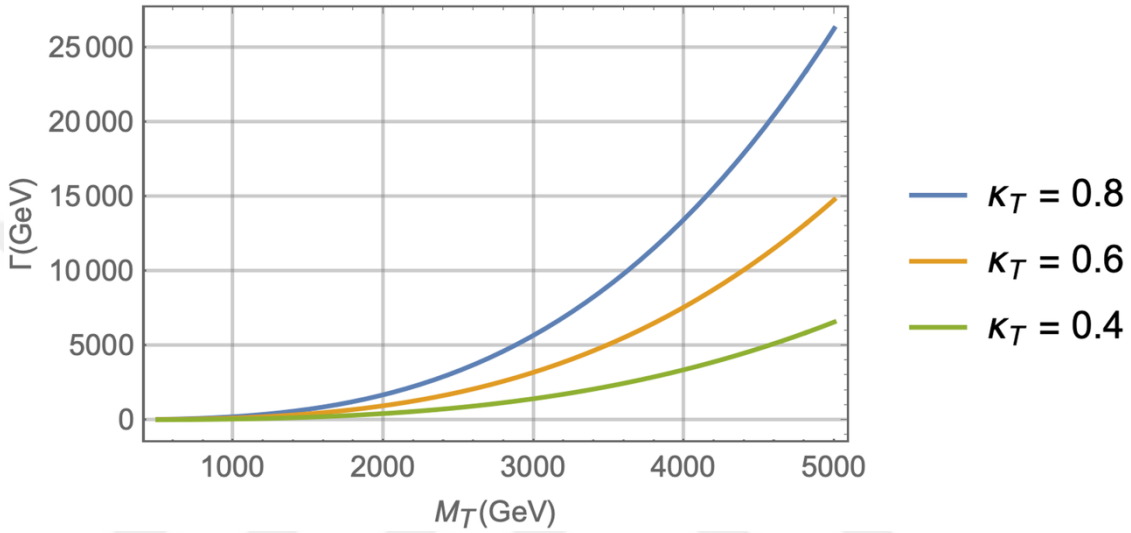
Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın, $W$ ile olan etkileşim Lagrangian'i aşağıdaki gibidir.

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{Q}\gamma^{\mu}\left(V_{Qq}^{L}P_{L} + V_{Qq}^{R}\right)qW_{\mu}^{+} + h.e. \tag{4.24}$$

Bu Lagrangian'den ilgili köşe faktörü çekilip $\zeta_i$, $\xi_W^T$ ve $\Gamma_W^0$ değerleri 1 alınarak yine bozunum için Feynman kurallarına göre genlik hesabı yapılarsa Denklem 4.19'daki formülden bozunma genişliği

$$\Gamma_{Wb} = \frac{\alpha_s \kappa_T^2\left(M_b^4+M_T^4+M_T^2M_W^2-2M_W^4+M_b^2\left(M_W^2-2M_T^2\right)\right)\sqrt{M_b^4+\left(M_T^2-M_W^2\right)^2-2M_b^2\left(M_T^2+M_W^2\right)}}{64\pi M_T^3 M_W^2 \sin^2\theta_W} \tag{4.25}$$

bulunur. Burada $\theta_W$, Weinberg açısıdır ve $\sin^2\theta_W = \sqrt{0.23}$'dür. b kuarkın kütlesi $M_b = 4.18\ GeV$ ve W bozonunun kütlesi $M_W = 80.379\ GeV$ (Tanabashi 2018) alınarak nümerik hesaplamalar yapılmış ve farklı $\kappa_T$ değerleri için bozunma genişliği grafikleri Şekil 4.3'te verilmiştir ve $\kappa_T$ değeri (karesi ile değiştiğinden dolayı) arttıkça bozunma genişliğinin de arttığı görülmektedir.




Şekil 4.3 Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın $Wb$ bozunum kanalı için $\kappa_T$'ye bağlı bozunma genişlikleri

Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın $Wb$ ve $qg$ kanallarına olan bozunma genişliklerinin $M_T$ kütlesine ve $\Lambda$'ya bağlı numerik değerleri $\kappa_T = 0.5$ ve $\kappa_G = 20$ değerleri için Çizelge 4.3'te verilmiştir ($Wb$ kanalı $\Lambda$'dan bağımsız olduğundan farklı $\Lambda$ değerleri bu kanalın bozunma genişliğini etkilemez). Buradan da görüldüğü gibi 1-1.5 TeV aralığında $Wb$ ve $qg$ kanallarının bozunma genişlikleri, $\kappa_T = 0.5$ $\kappa_G = 20$ ve $\Lambda = M_T$ durumunda birbirine eşit olmaktadır. İlgili parametrelerin etkin Lagrangian'lerdeki davranışları bilindiğinden bu tablo farklı değerler için uygun işlemler yapılarak genelleştirilebilir.

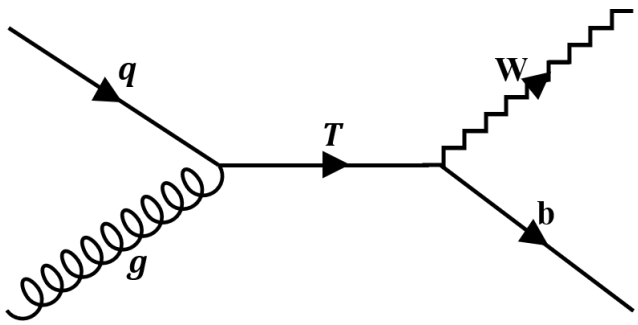
Çizelge 4.3 Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın $Wb$ ve $qg$ kanallarına olan bozunma genişliklerinin $M_T$ kütlesine ve $\Lambda$'ya bağlı numerik değerleri $\kappa_T = 0.5$ ve $\kappa_G = 20$ değerleri

| $M_T\ (GeV)$ | $\Gamma_{Wb}\ (GeV)$ | $\Gamma_{qg}\ (GeV)$ | |
|---|---|---|---|
| | | $\Lambda = M_T$ | $\Lambda = 5\ TeV$ |
| 1000 | 82.89 | 175.6 | 0.289 |
| 1500 | 276.8 | 121.1 | 0.908 |
| 2000 | 656.1 | 81.58 | 2.09 |
| 2500 | 1281 | 63.82 | 3.99 |
| 3000 | 2214 | 52.24 | 6.77 |

## 4.3 Olay Üretimi

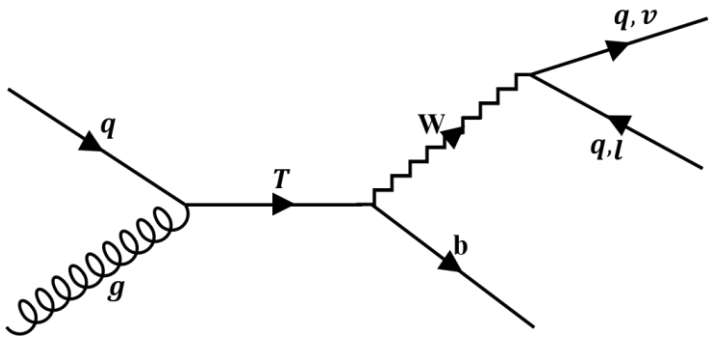
Bu tez çalışmasında Monte Carlo olaylarının üretimi için Bölüm 4.1'de de bahsedildiği gibi FeynRules bünyesindeki VLQ_Chromomagnetic modeli kullanılmıştır. MadGraph içerisinde Pythia8 (Sjöstrand vd. 2008) ile hadronlaşma, Delphes (de Favereau vd. 2014) dedektör benzetimi ile gerçekleştirilmiştir.

Örnek üretimi yapılan sürecin Feynman diyagramı Şekil 4.4'te verilmiştir.




Şekil 4.4 Yukarı sektör vektör benzeri yeni ağır kuarkın rezonant üretim diyagramı

Ancak örnekler üretilirken hadronlaşma benzetiminde (PYTHIA8) hem hadronik hem de leptonik kanallar açık tutularak son durumdaki W-bozonunun bu iki kanala da bozunumu gerçekleştirildi. Bu nedenle son durumun Feynman diyagramı Şekil 4.5'teki hali aldı.



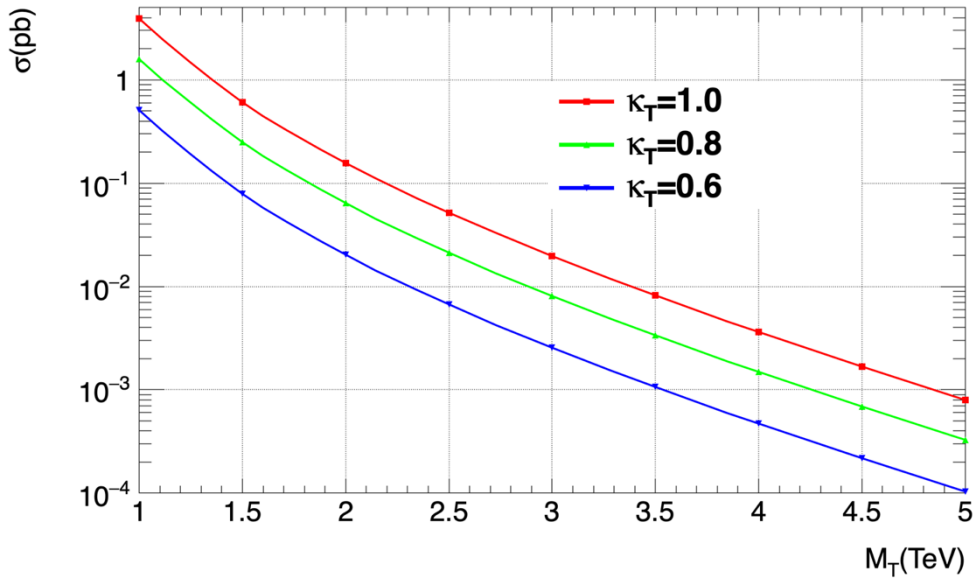

Şekil 4.5 Yukarı sektör vektör benzeri yeni ağır kuark rezonant üretiminin hadronlaştırma ve dedektör benzetimi sonrası diyagramı

VLQ_Chromomagnetic modeli içerisindeki parametreler, üretilmek istenilen olaya göre ($p\ p > T > Wb$) düzenlenmiş ve Çizelge 4.4'te verişmiştir.

Çizelge 4.4 Olay üretiminde kullanılan VLQ_Chromomagnetic model parametreleri ve değerleri

| **Parametre** | **Sembol** | **Değeri** |
|---|---|---|
| u kuark anomal bağlaşımı | $f_{u,R}$ | 1 |
| d kuark anomal bağlaşımı | $f_{c,R}$ | 1 |
| T kuark bağlaşımı | $\kappa_T$ | 1 |
| Gluon bağlaşımı | $\kappa_G$ | 1 |
| T-W bağlaşımı | $\xi_W^T$ | 1 |
| T-t bağlaşımı | $\zeta_{t,L}^T$ | 1 |
| T-b bağlaşımı | $\zeta_{b,L}^T$ | 1 |
| T kuark kütlesi | $M_T$ | 1000-3000 |
| Yeni fizik ölçeği | $\Lambda$ | $M_T$ |

Çizelge 4.4'te verilen parametreler dışındaki diğer $f, \kappa, \xi$ ve $\zeta$ değerleri sıfır olarak belirlenerek ilgili parametreler ile farklı kütle değerlerinde ($M_T = 1 - 5\ TeV$, $0.5\ TeV$ aralıklarla) olay tesir kesitleri hesaplandı. Tesir kesitinin farklı $\kappa_T$ değerlerinde yukarı sektör vektör benzeri kuarkın kütlesine göre grafiği Şekil 4.5'te verilmektedir.




Şekil 4.6 Yukarı sektör vektör benzeri kuarkın tesir kesininin farklı $\kappa_T$ değerlerinde kütleye göre grafiği

Tesir kesiti beklenildiği gibi $\kappa_T$ arttıkça artmakta ve ağır kuarkın kütlesi arttıkça azalmaktadır.

Analiz esnasında kullanılan $\kappa_T = 1$ için beş farklı $M_T$ değeri için sinyal tesir kesitlerinin değerleri çizelge 4.5'te verilmiştir.

Çizelge 4.5 Sinyal tesir kesitleri

| $\boldsymbol{M_T\ (TeV)}$ | $\boldsymbol{\sigma\ (pb)}$ |
|---|---|
| 1 | 3.905 |
| 1.5 | 0.6097 |
| 2 | 0.1514 |
| 2.5 | 0.05152 |
| 3 | 0.01964 |

Sinyal ile ilgili işlemlerin sonrasında olası ardalanlar düşünüldü ve bu ardalanların en baskınları $t\bar{t}$ ve $tj$ olmak üzere $Wb, Wc, Wj, t\bar{t}$ ve $tj$ ardalanları olduğu görüldü ve üretimleri gerçekleştirildi. Bu ardalanlara ait tesir kesitleri Çizelge 4.6'te verilmiştir.

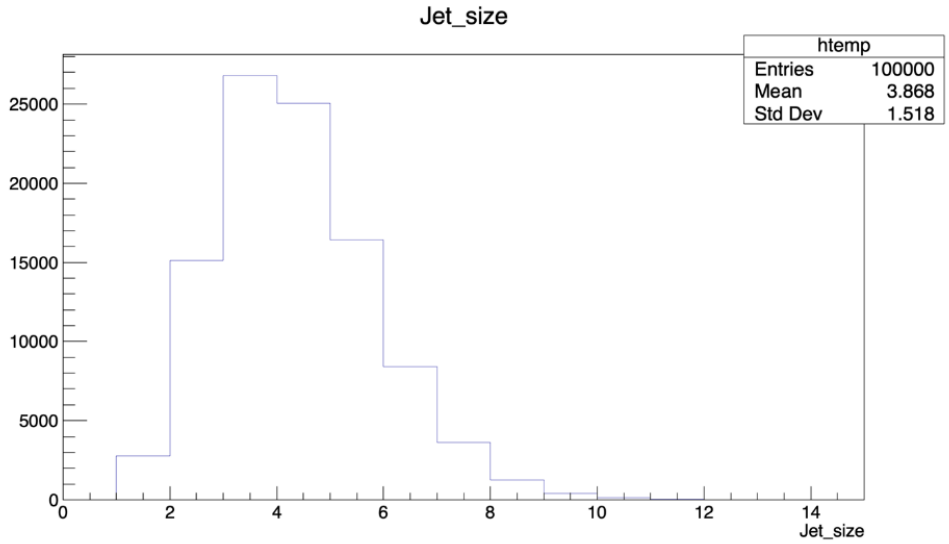
Çizelge 4.6 Ardalan tesir kesitleri

| **Ardalan** | $\boldsymbol{\sigma}$ $(\boldsymbol{pb})$ |
|---|---|
| $Wb$ | 20.3202 |
| $Wc$ | 3472.90 |
| $Wj$ | 3301.41 |
| $t\bar{t}$ | 489.096 |
| $tj$ | 0.533 |

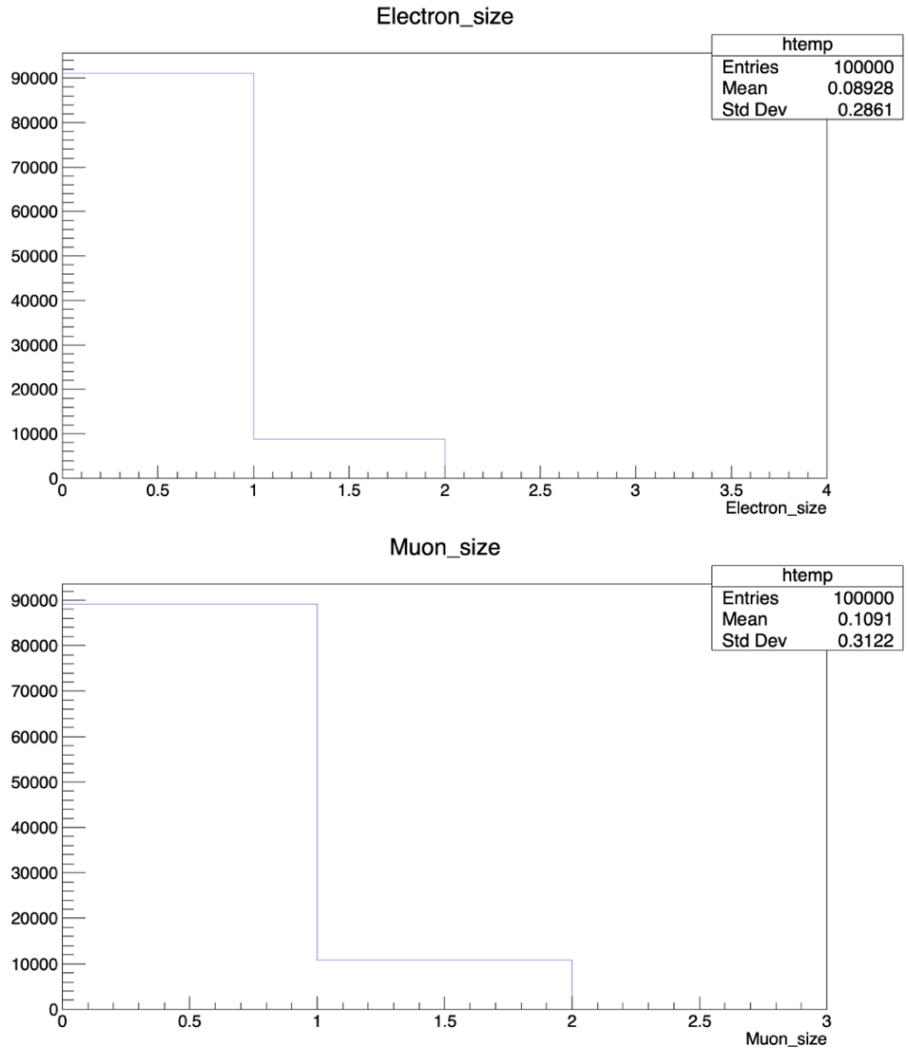
## 4.4 Analiz

Bölüm 4.3'te elde edilen tesir kesiti grafikleri yorumlanarak beklenilen sonuçları sağladığı görüldü ve analiz işlemine geçildi. Analiz işlemiminde, üretilen olaylara uygun analiz teknikleri için algoritmalar geliştirilip Python betikleri ile kodlandı. Bu Python kodları ROOT analiz yazılımı (Brun ve Rademakers 1997) ile incelendi ve sonuçlar elde edildi.

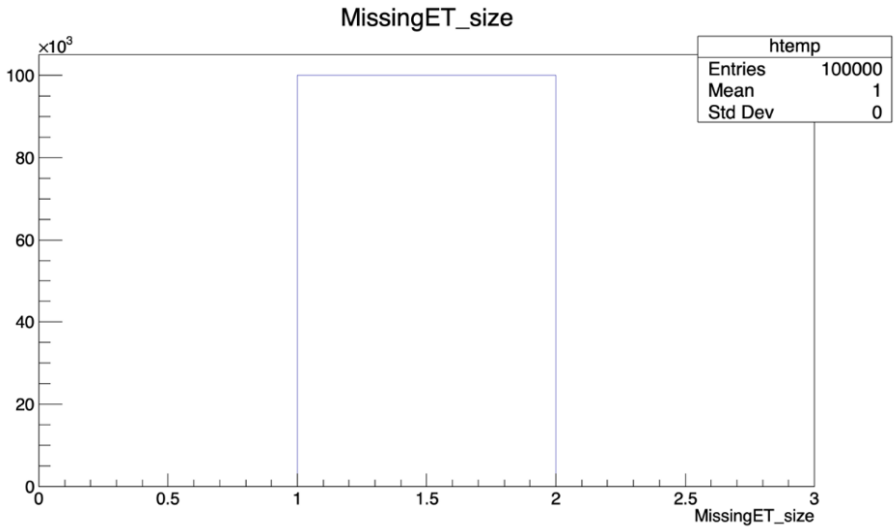
Örnek analiz işlemleri için $M_T = 2\,TeV$'de üretilen sinyal dosyaları kullanıldı. Şekil 4.6'ya göre üretilen bu örnek sinyale ait jet sayısı Şekil 4.7'de, elektron ve müon sayısı Şekil 4.8'de, kayıp enine enerji (MET) sayısı ise Şekil 4.9'da verilmiştir.




Şekil 4.7 Sinyal ($M_T = 2\,TeV$) için jet sayısı grafiği

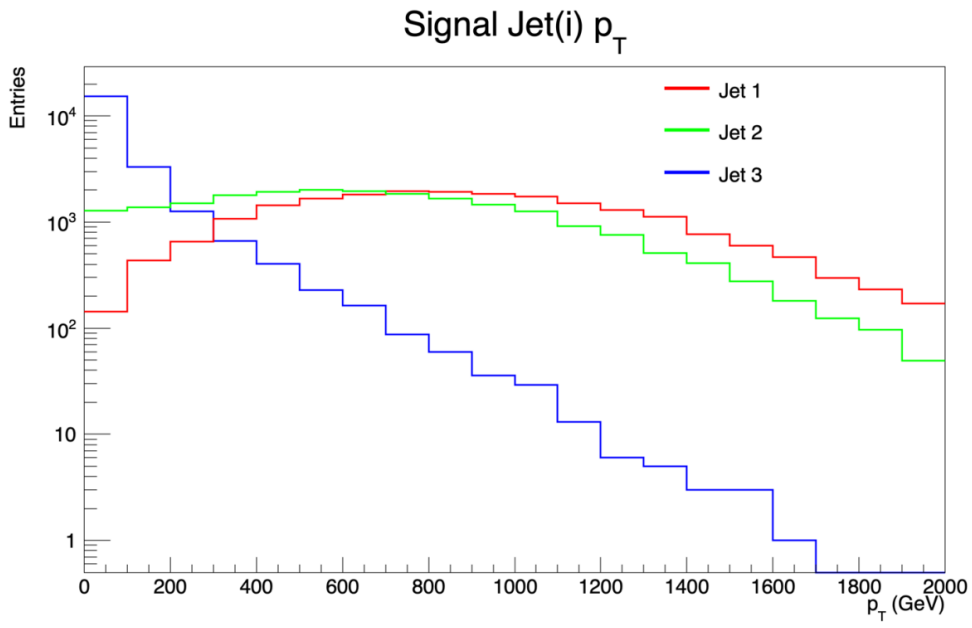



Şekil 4.8 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) için elektron sayısı (üstte) ve müon sayısı (altta) grafiği

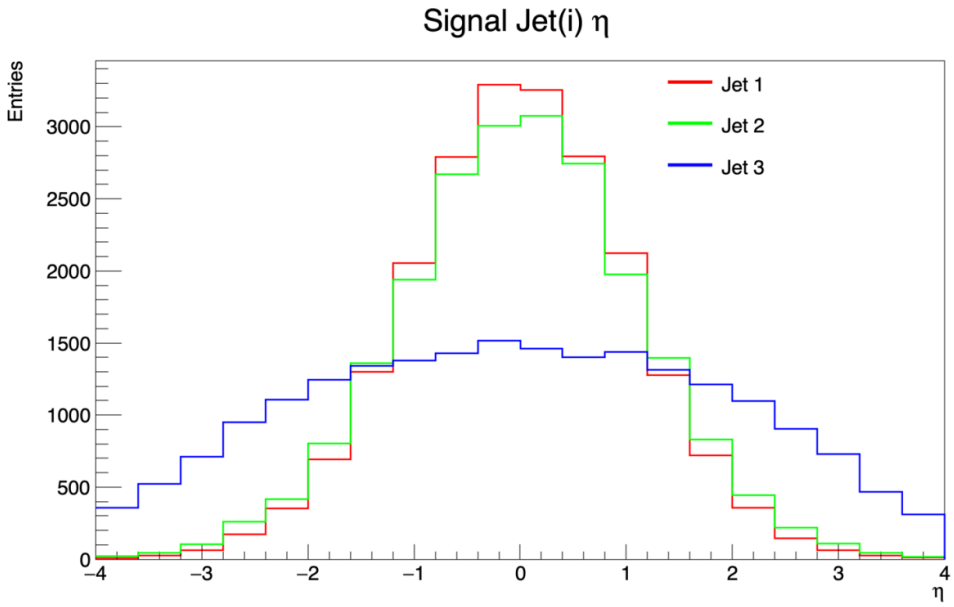



Şekil 4.9 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) için enine kayıp enerji sayısı grafiği

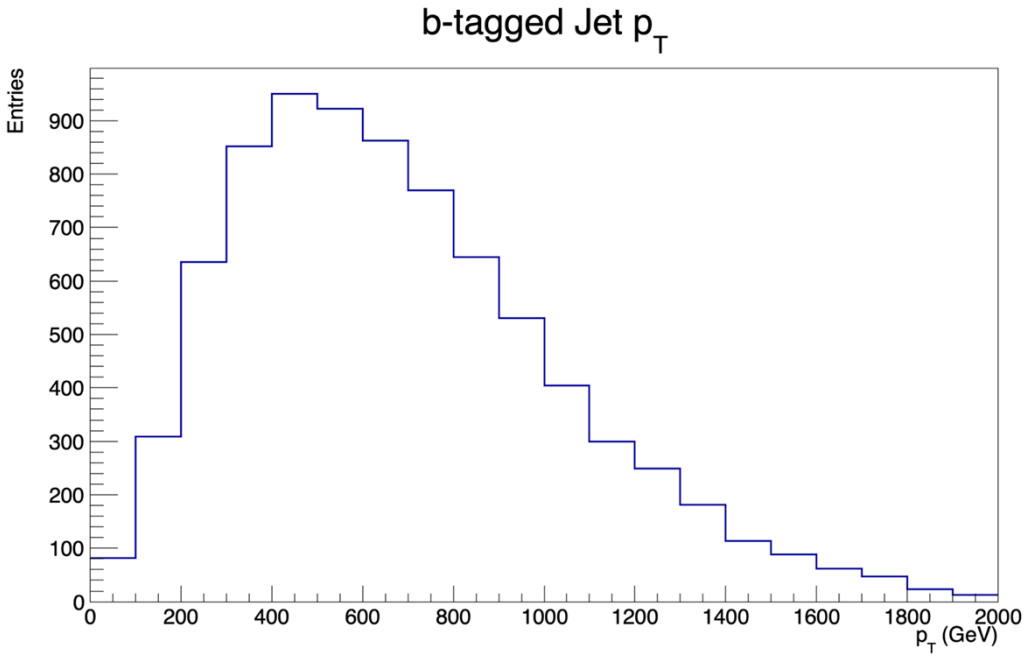
Lepton sayıları ve MET sayıları beklenildiği gibi çıkmasına rağmen Şekil 4.7'de görüldüğü üzere jet sayısında 2 jetli olaylar da gelmiştir. Bunun nedenini anlamak için sinyal jetlerinin kinematik dağılımları çizdirildi. Enine momentum ($p_T$) ve sözde hızlılık ($\eta$) dağılımları Şekil 4.10 ile Şekil 4.13 arasında, jet kütleleri ise Şekil 4.14'de verilmiştir.



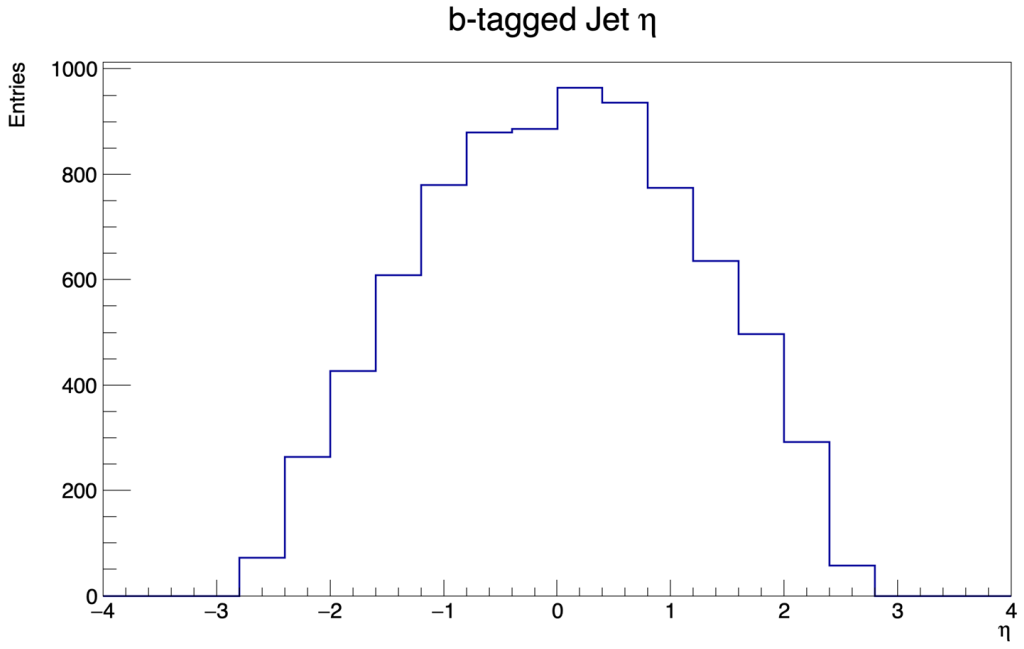

Şekil 4.10 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) için ilk üç jetin $p_T$ dağılımları



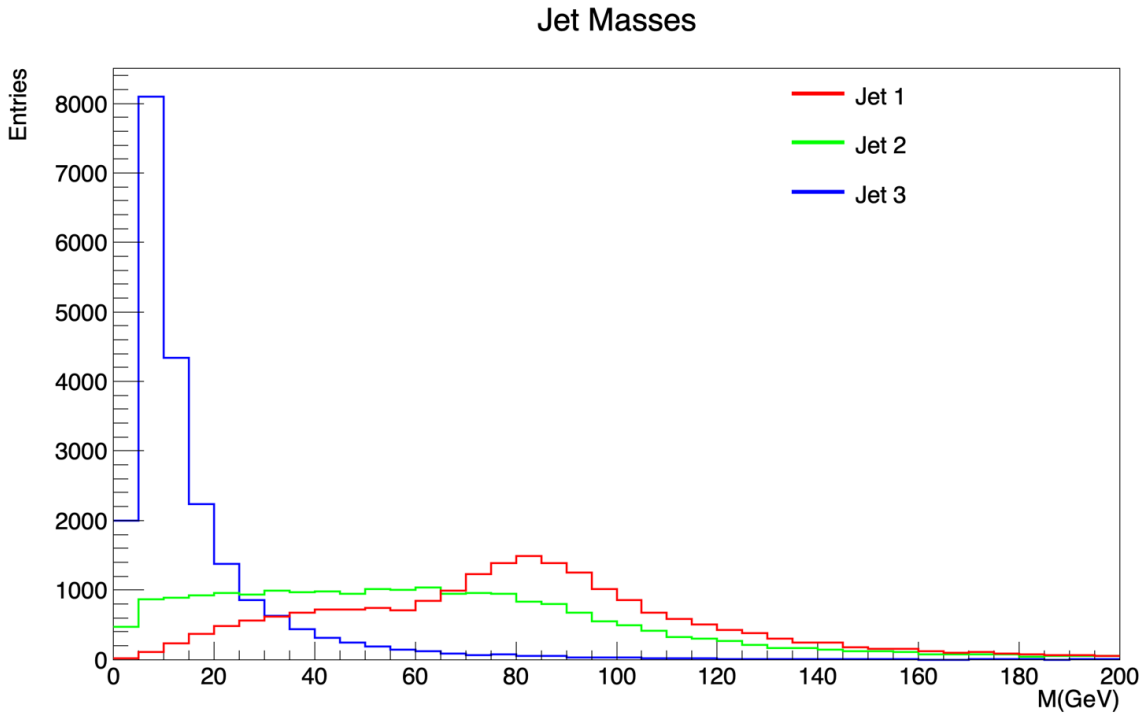

Şekil 4.11 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) için ilk üç jetin $\eta$ dağılımları




Şekil 4.12 Sinyal ($M_T = 2\,TeV$) için b jetin $p_T$ dağılımı



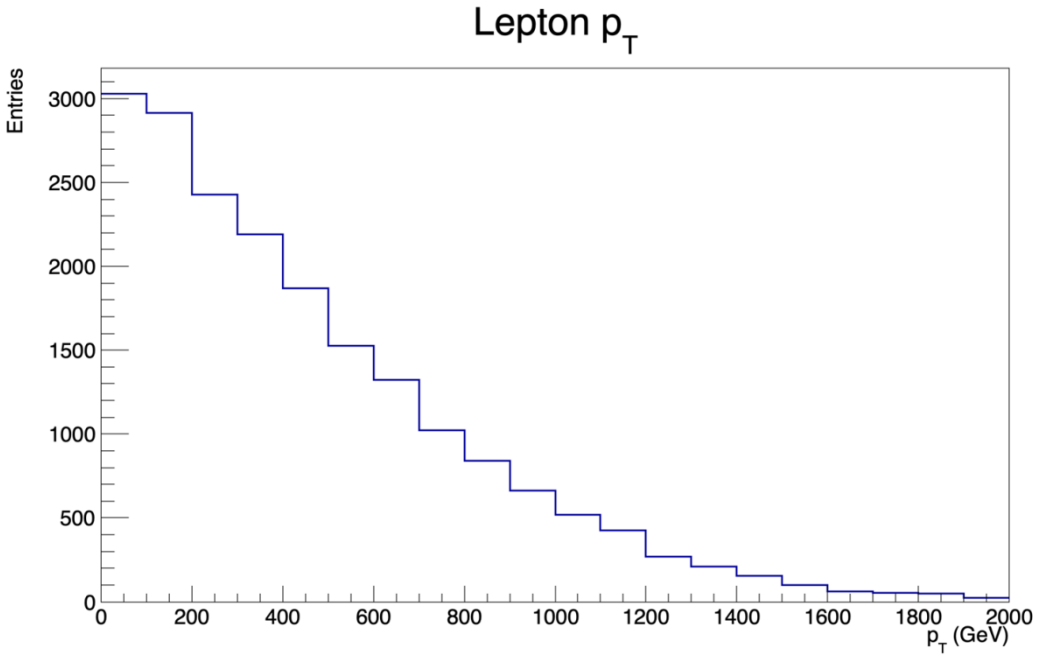

Şekil 4.13 Sinyal ($M_T = 2\,TeV$) için b jetin $\eta$ dağılımı



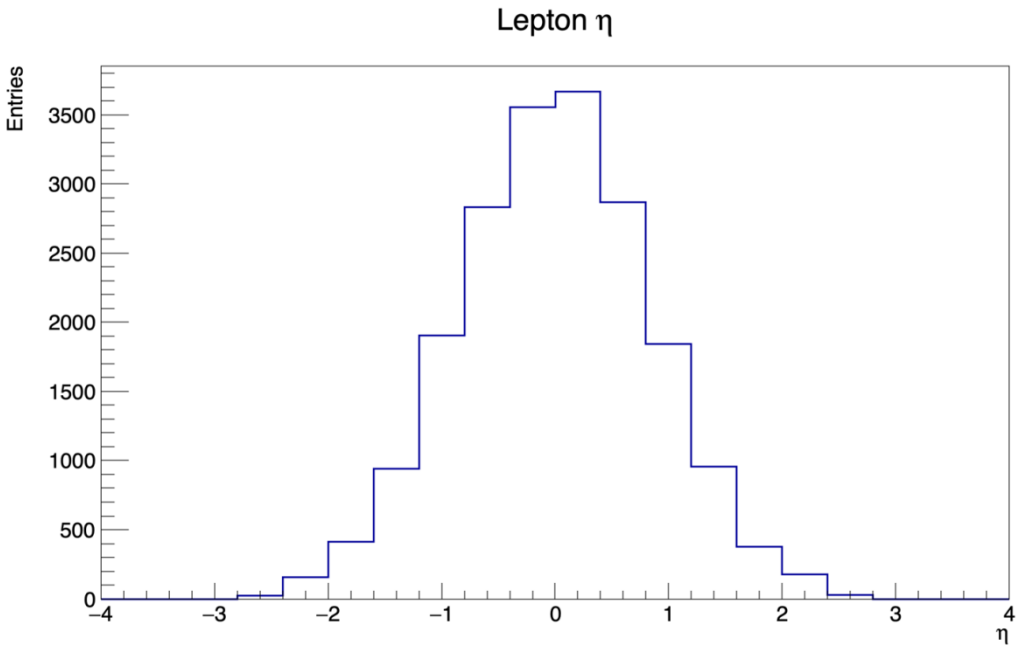

Şekil 4.14 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) için ilk 3 jetin kütle dağılımları

Bu grafiklerden görüldüğü üzere jet1 (ve bazı olaylarda jet2) $M_W = 80.379$ civarlarında pik vermektedir. Bu da bazı olaylarda bu jet/jetlerin büyük jet gibi davrandığını göstermektedir. Yani bazı olaylarda W bozonu bir jet gibi davranmaktadır. Analizin ilerleyen aşamalarında bu durum da dikkate alınmıştır.

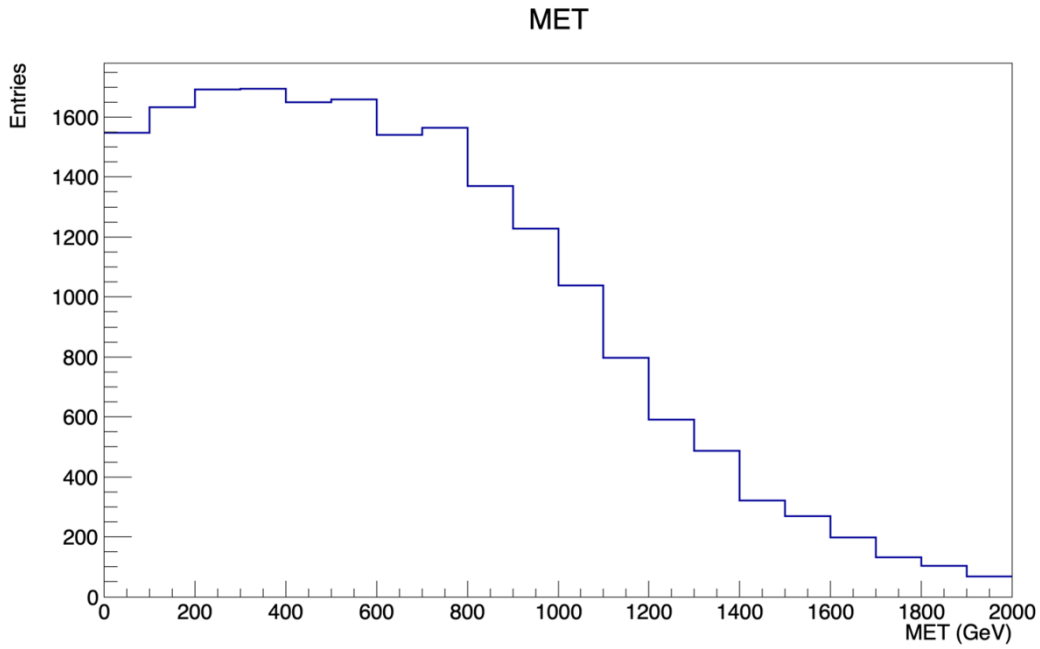
Sinyal olayları için son olarak leptonların kinematik dağılımlarının grafikleri çizildi (Şekil 4.15, Şekil 4.16 ve Şekil 4.17) ve bunlarda da beklenilen sonuçlar gözlendi.




Şekil 4.15 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) için leptonların $p_T$ dağılımı




Şekil 4.16 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) için leptonların $\eta$ dağılımı

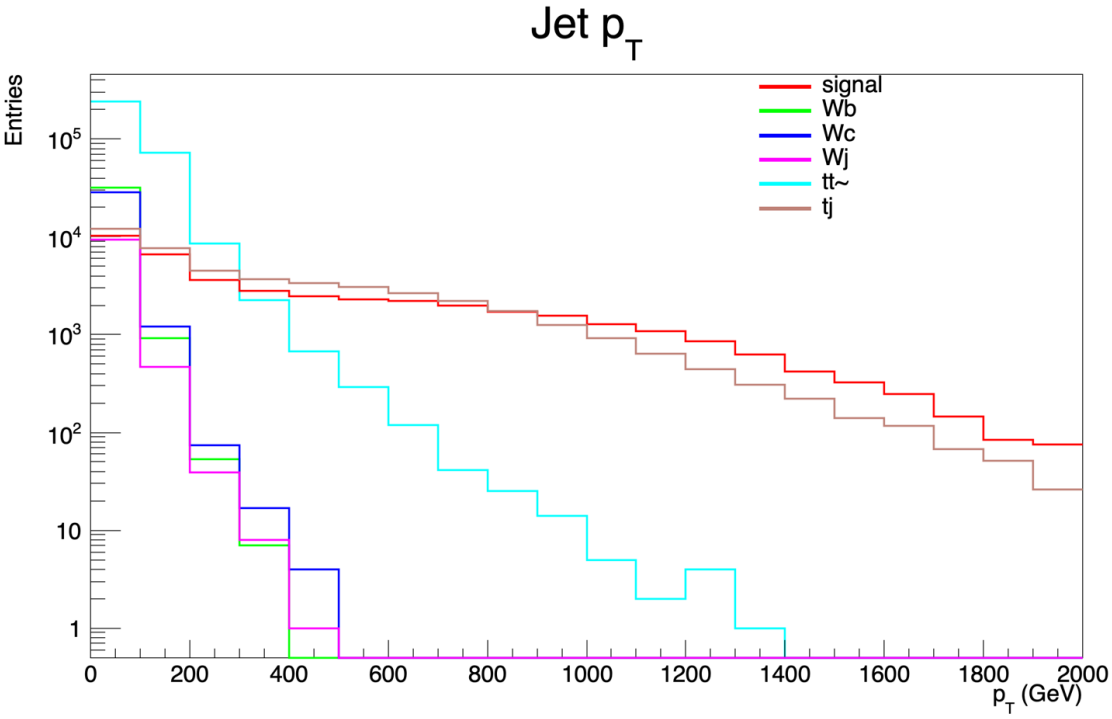



Şekil 4.17 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) için MET dağılımı

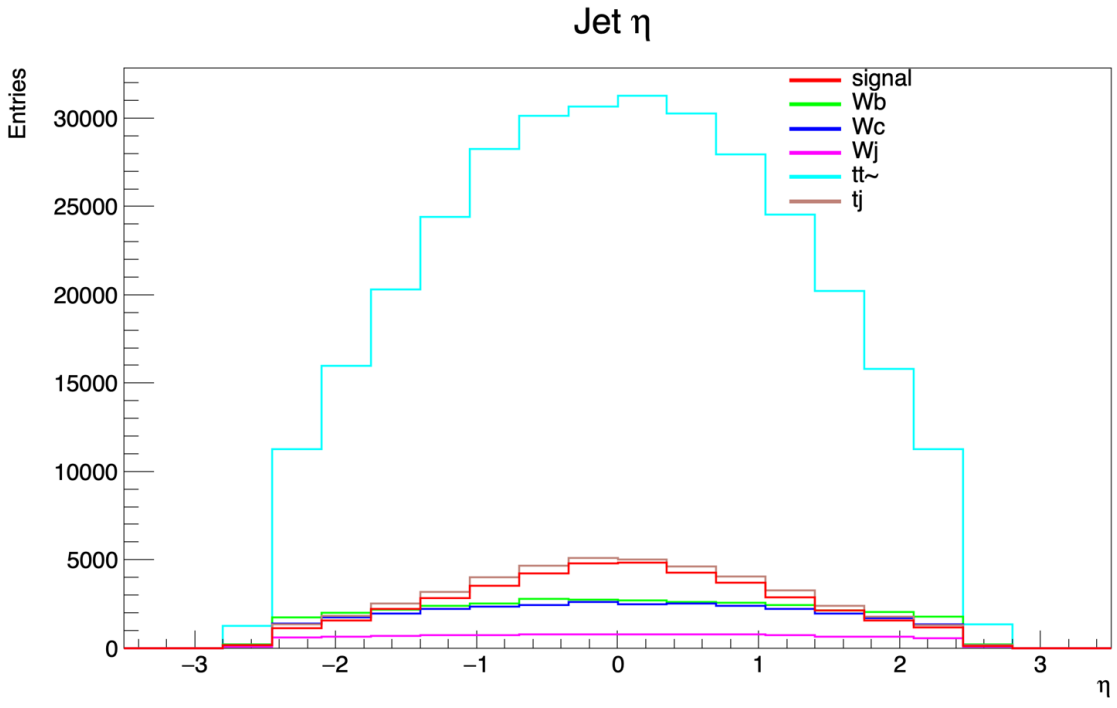
W-bozonunun ve T kuarkın doğru bir şekilde oluşturulabilmesi için son durum parçacıklarının ne kadar aynı yönde hareket ettiklerinin bir ölçüsüne ihtiyaç duyulur. Bu ölçüye açısal mesafe (veya açısal ayırma) denir ve

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\,\phi_1 - \phi_2\,)^2} \tag{4.26}$$

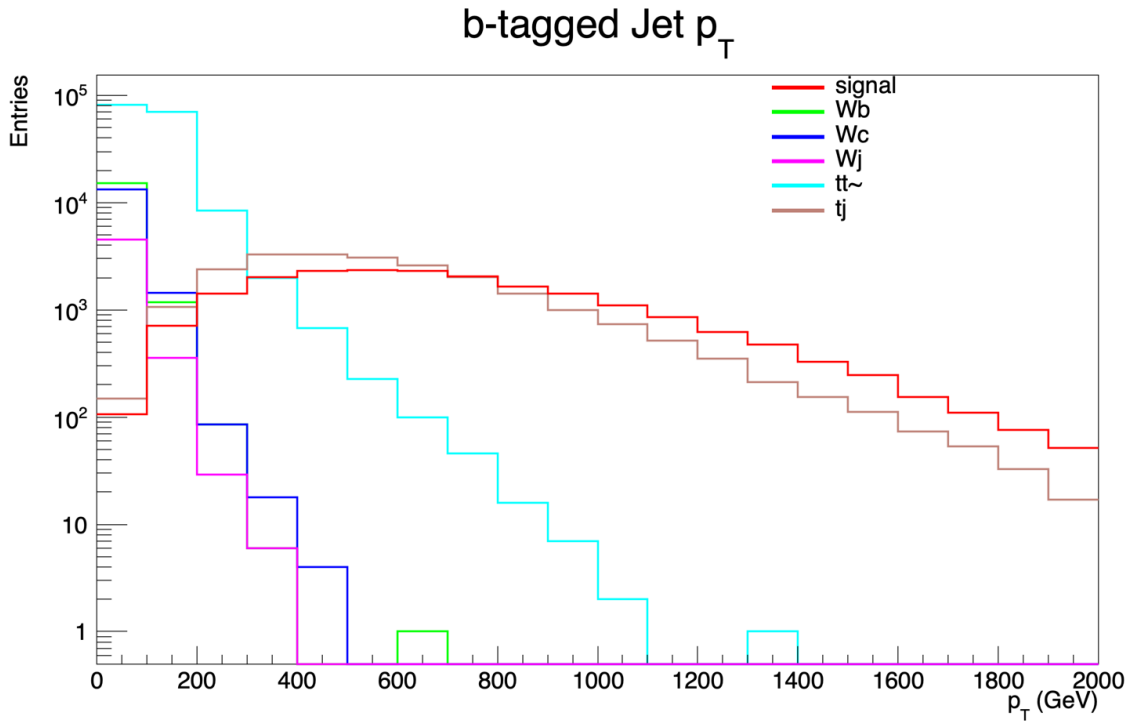
şeklinde hesaplanır. Sinyal araştırmalarında son durum parçacıklarının kinematik dağılımlarına ve açısal mesafelerine bazı limitler uygulanarak sinyal ile ardalanın ayrıştırılması sağlanır. Böylelikle sinyal ve ardalan birbirinden kolayca ayrılıp aranan parçacık hakkında istenilen bilgileri verebilir. Bu nedenle analiz limitlerini belirlemek için sinyal-ardalan kinematik dağılımları ve $\Delta R$ dağılımları üst üste çizdirildi ve sinyalin ardalanın üstünde olduğu bölgeler belirlendi. Şekil 4.18, Şekil 4.19, Şekil 4.20 ve Şekil 4.21'de sinyal ve ardalanlar için jetlerin kinematik dağılımları; Şekil 4.22, Şekil 4.23 ve Şekil 4.24'te sinyal ve ardalanlar için hadronik $\Delta R$ dağılımları; Şekil 4.25, Şekil 4.26 ve Şekil 4.27'de sinyal ve ardalanlar için leptonların kinematik dağılımları; son olarak Şekil 4.28'de sinyal ve ardalanlar için leptonik $\Delta R$ dağılımı verilmiştir.



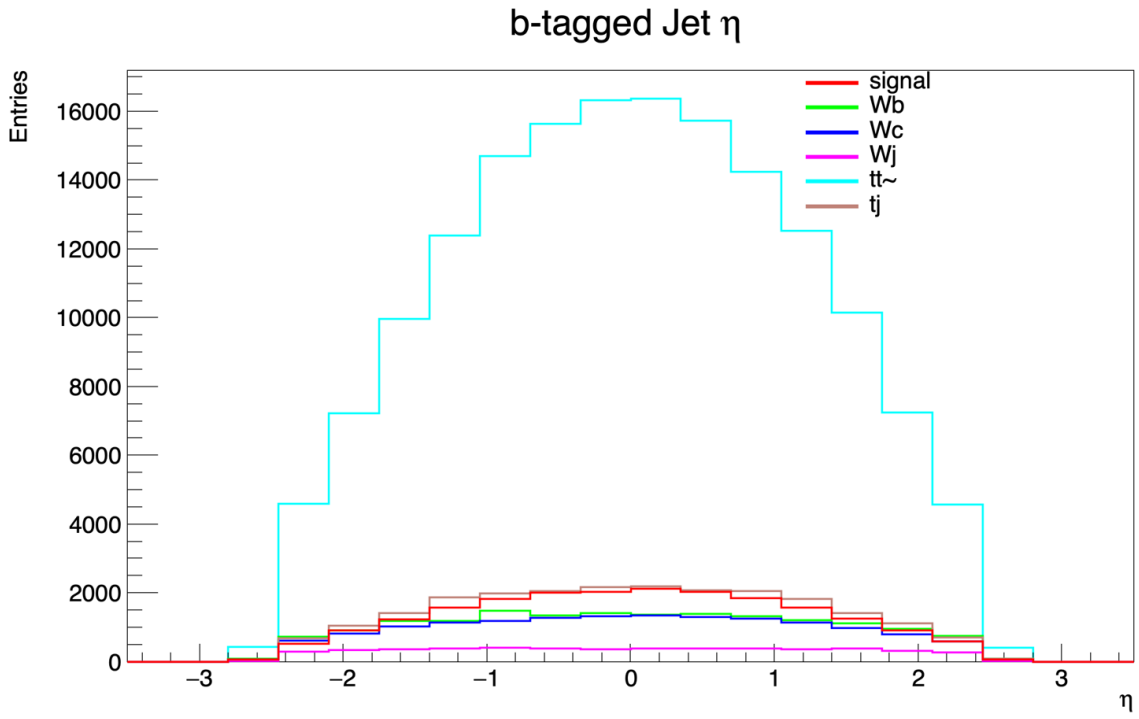

Şekil 4.18 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) ve ardalanlar için jetlerinin $p_T$ dağılımları



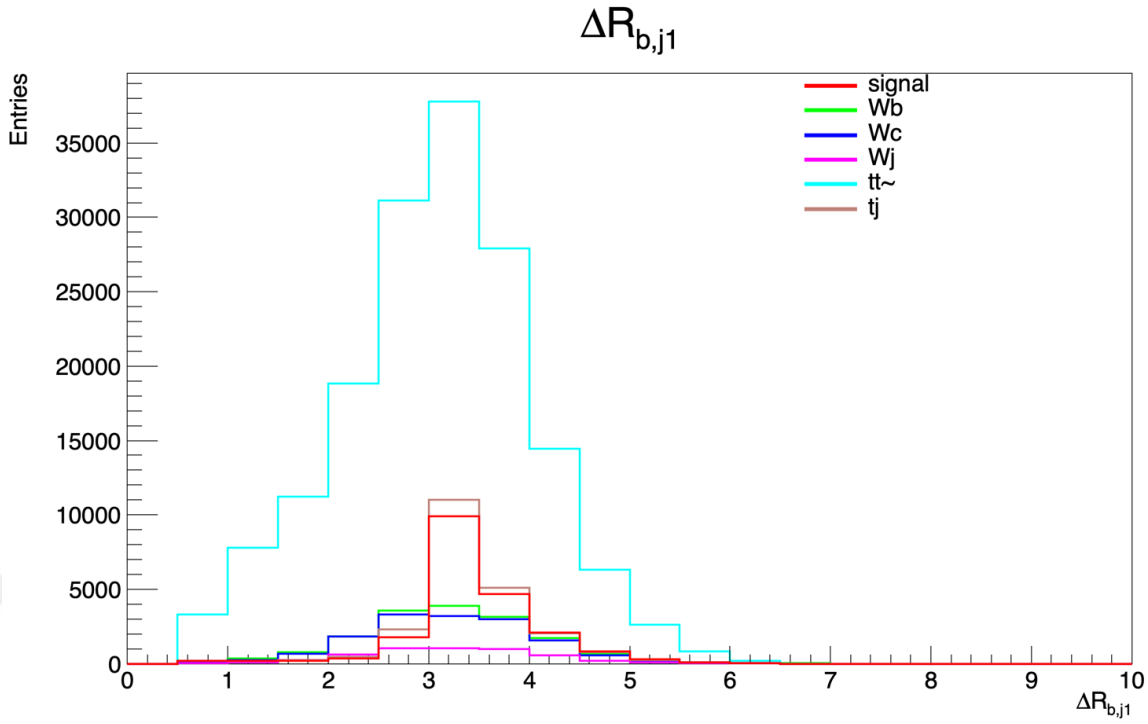

Şekil 4.19 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) ve ardalanlar için jetlerinin $\eta$ dağılımları



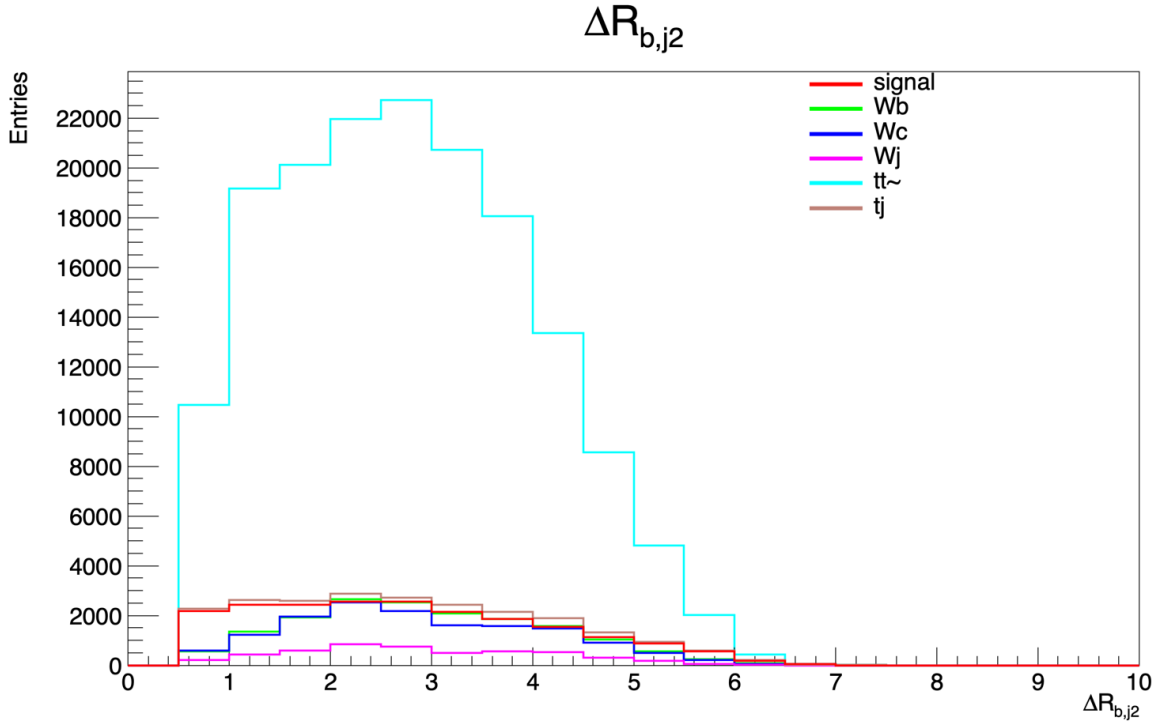

Şekil 4.20 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) ve ardalanlar için b jetin $p_T$ dağılımları



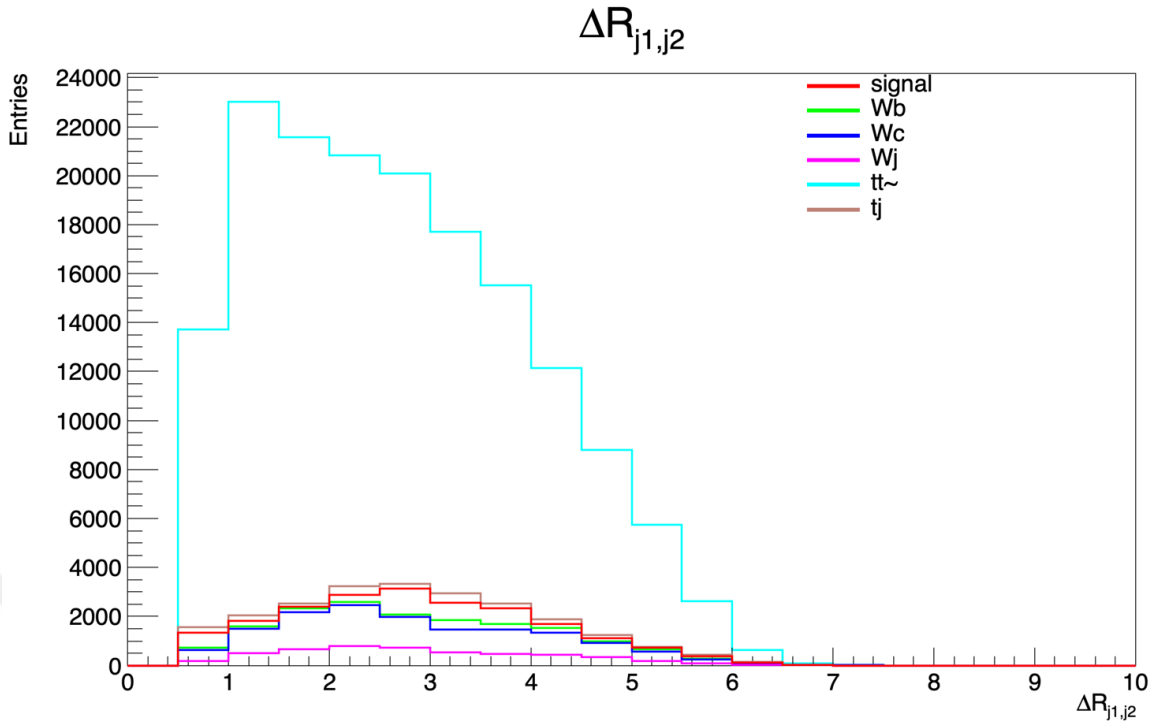

Şekil 4.21 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) ve ardalan için b jetin $\eta$ dağılımları



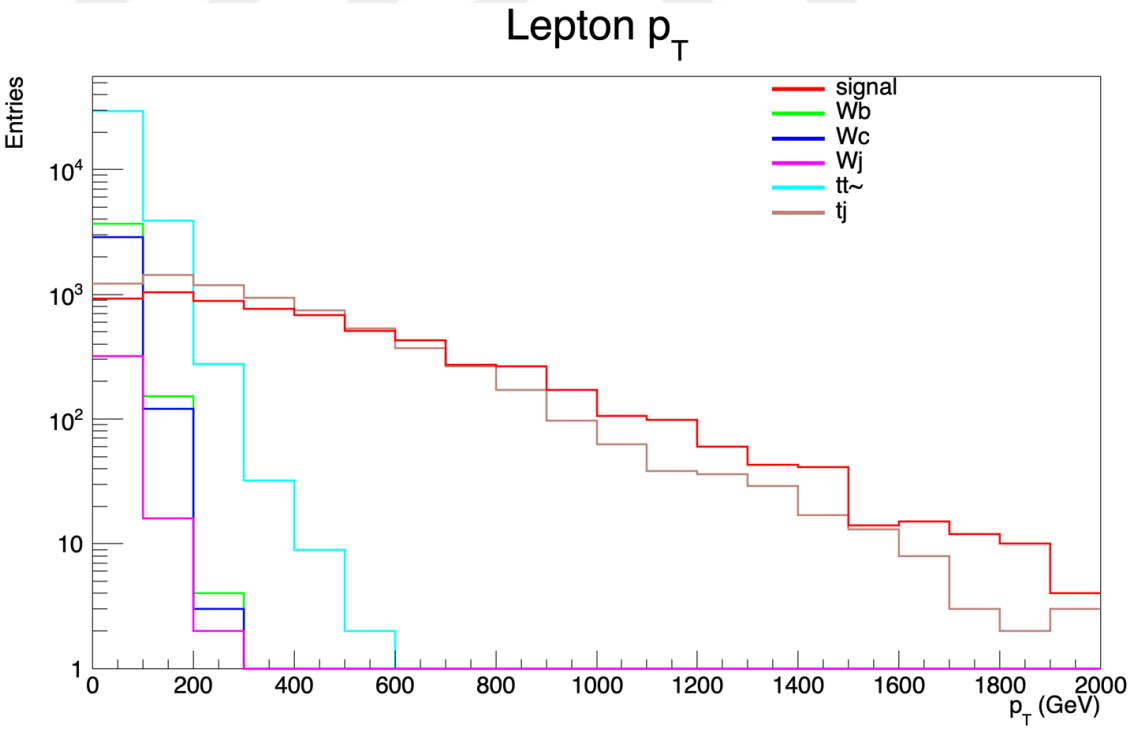

Şekil 4.22 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) ve ardalanlar için $\Delta R(b, j1)$ dağılımları



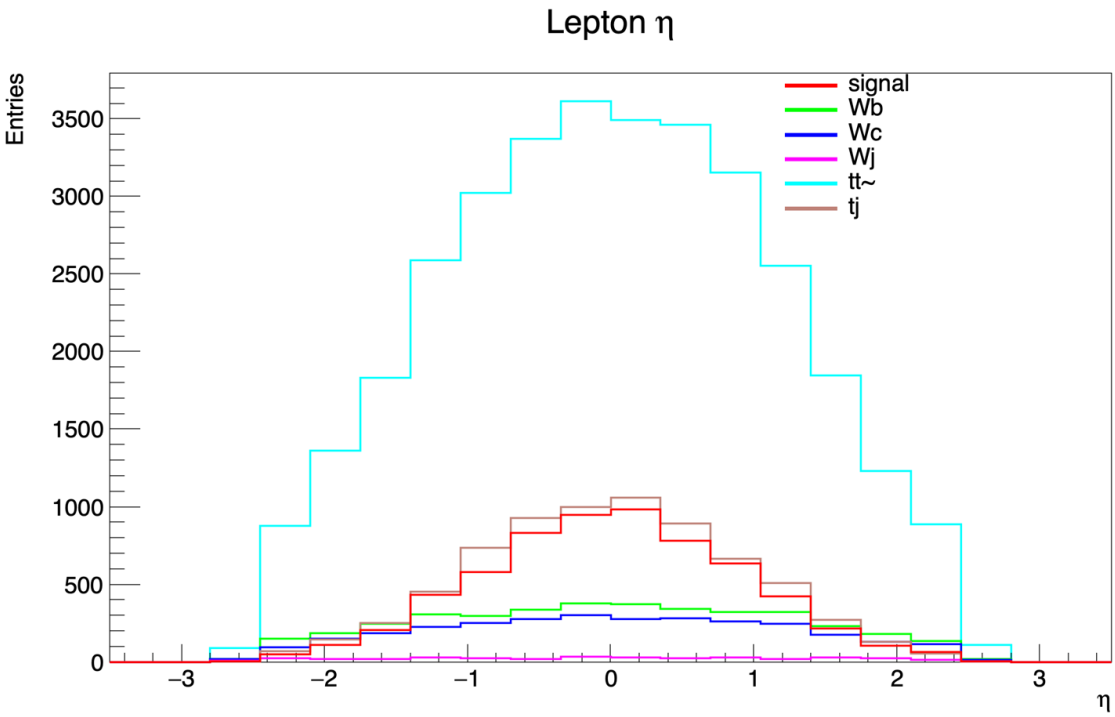

Şekil 4.23 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) ve ardalanlar için $\Delta R(b, j2)$ dağılımları



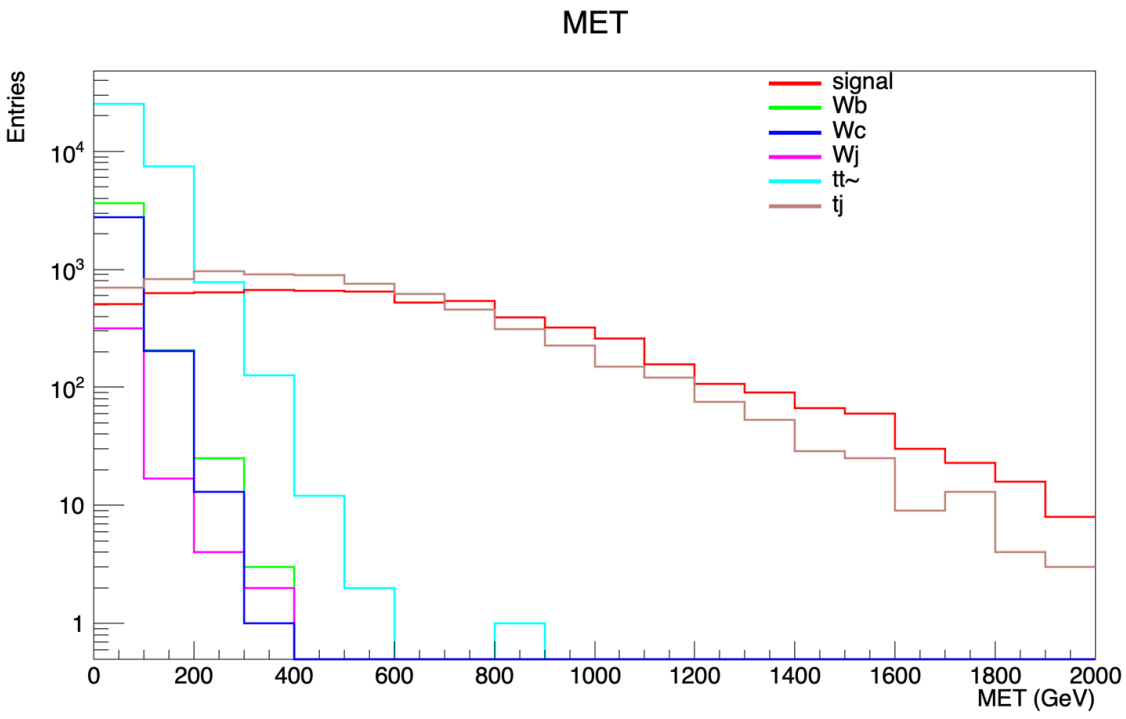

Şekil 4.24 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) ve ardalanlar için $\Delta R(j1, j2)$ dağılımları



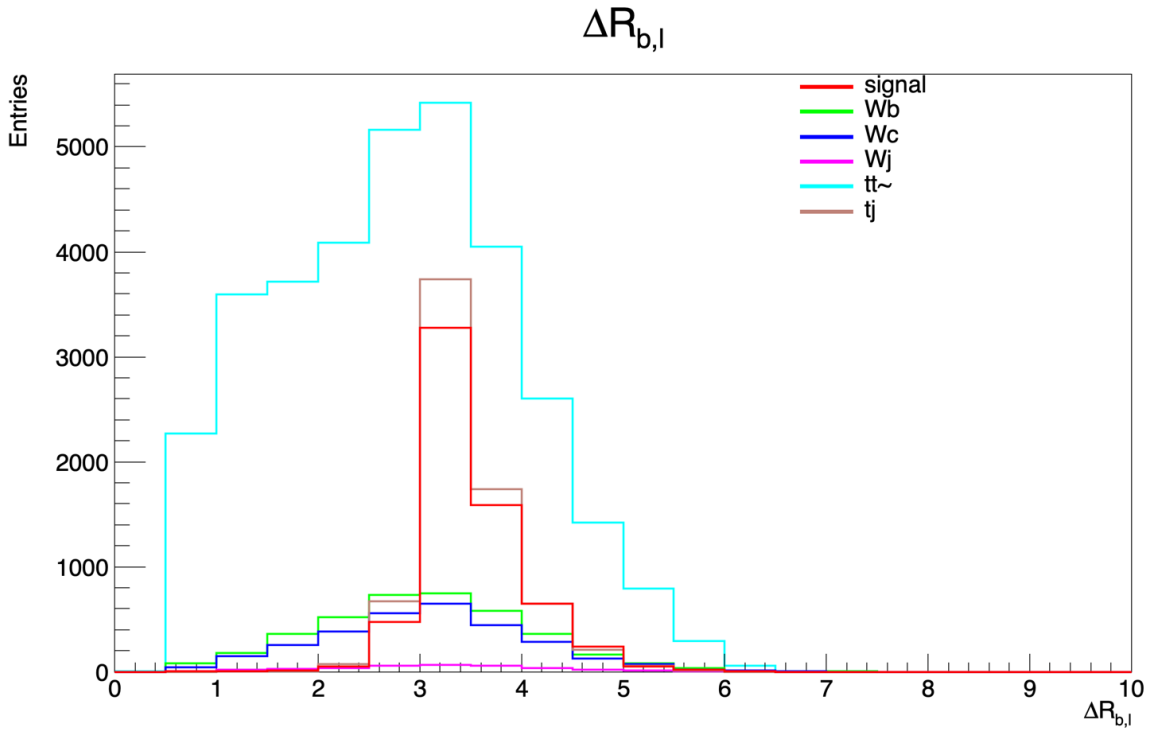

Şekil 4.25 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) ve ardalanlar için leptonların $p_T$ dağılımları




Şekil 4.26 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) ve ardalanlar için leptonların $\eta$ dağılımları




Şekil 4.27 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) ve ardalanlar için MET dağılımları

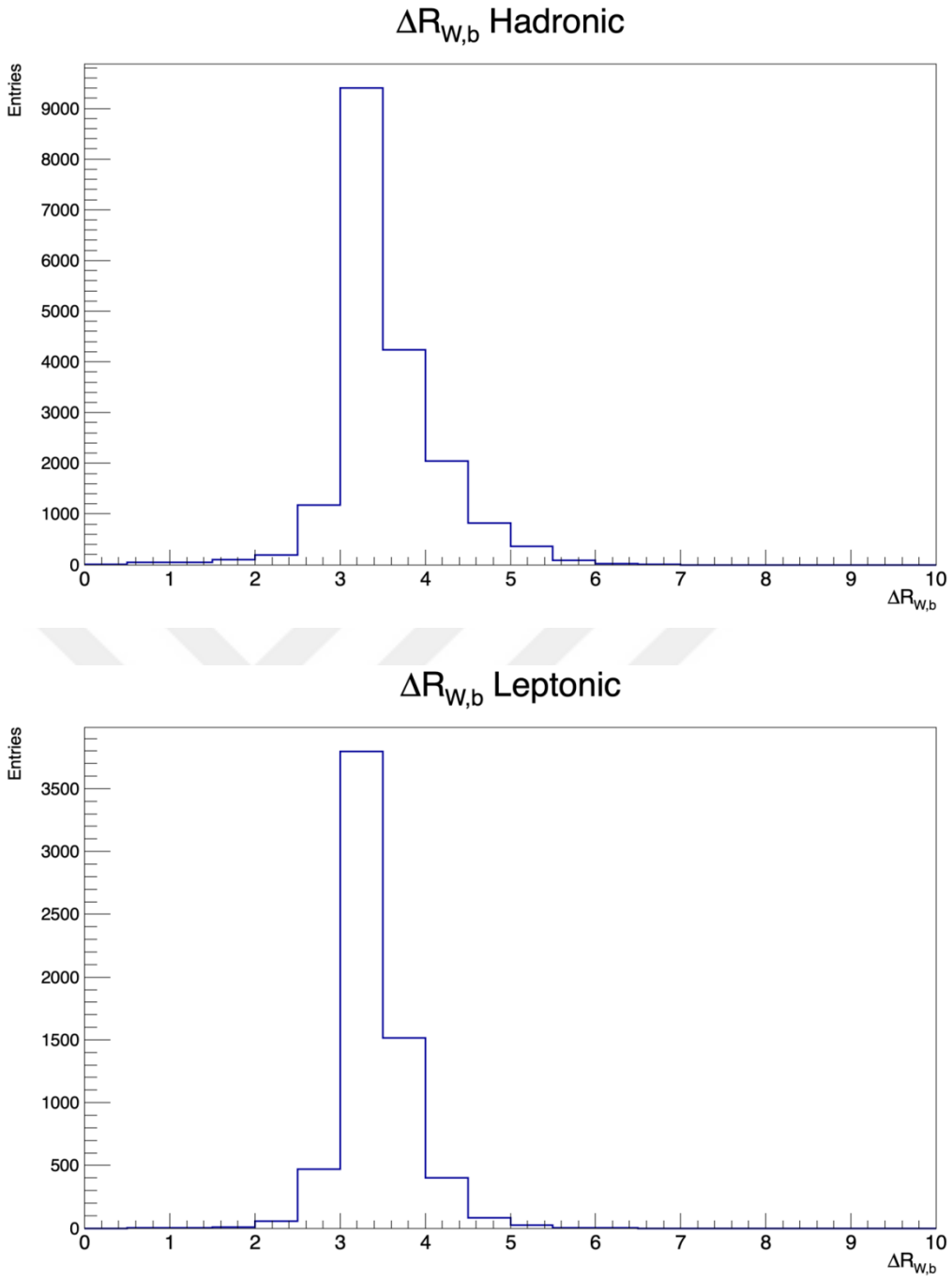



Şekil 4.28 Sinyal ($M_T = 2\ TeV$) ve ardalanlar için $\Delta R(b, l)$ dağılımları

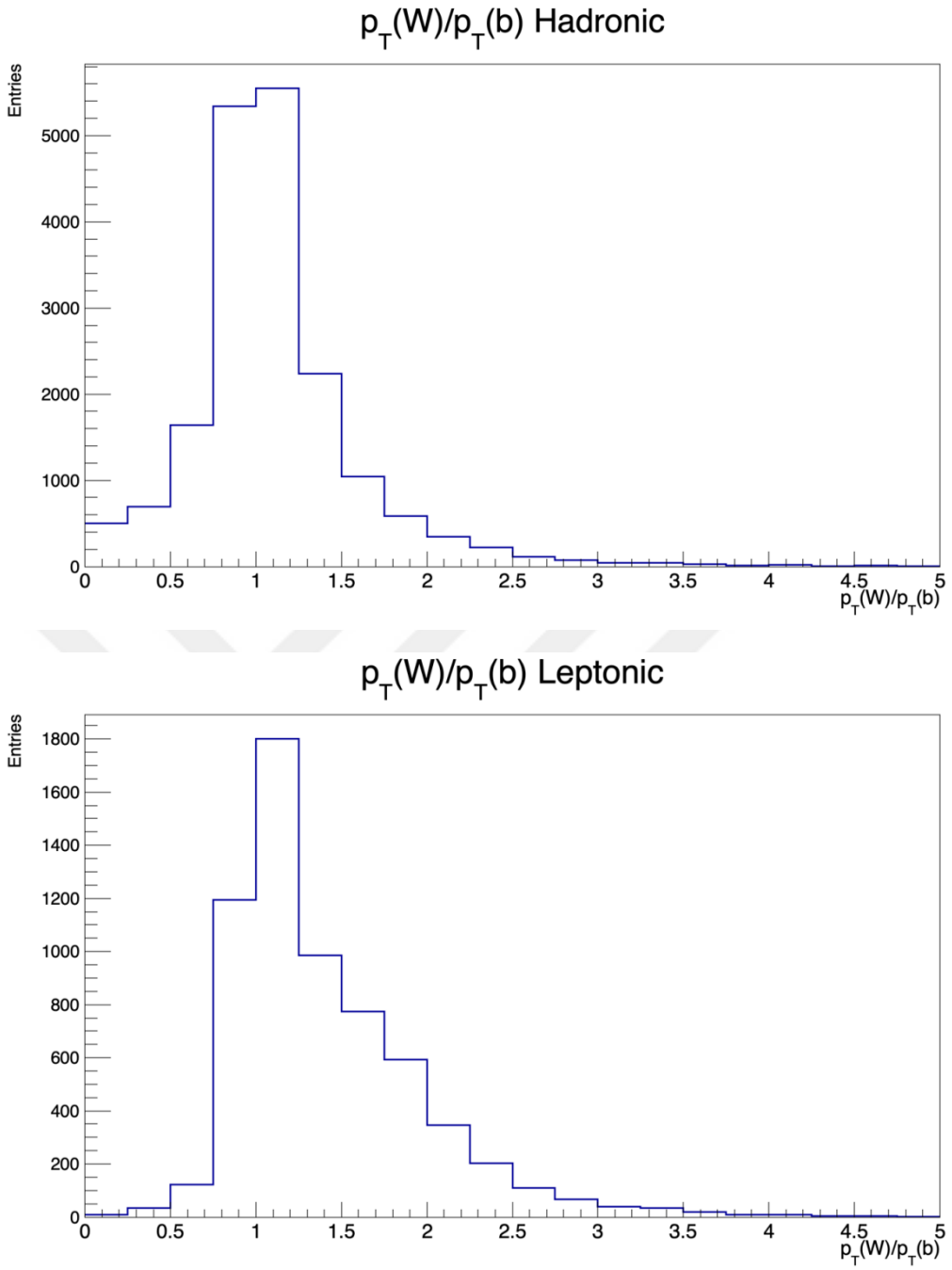
Analiz esnasında kullanılacak $\chi^2$ testi için

$$\chi^2 = \frac{(M_W - \overline{M_W})^2}{\sigma_W^2} + \frac{(\Delta R(W,b) - \pi)^2}{\sigma_{\Delta R}^2} + \frac{\left(\frac{P_{(T,W)}}{P_{(T,b)}} - 1\right)^2}{\sigma_{P_T}^2} \qquad (4.27)$$

formülü kullanıldı (bu formül Wt son durumlu aşağı tipli vektör benzeri ağır kuark analizinde kullanılan (CMS 2018) testten geliştirilmiştir). Bu testin uygulanabilmesi için önce $\sigma$ değerlerinin belirlenmesi gerektiğinden sinyal için hadronik ve leptonik olmak üzere ayrı ayrı $\Delta R(W, b)$ (Şekil 4.29) ve $p_T(W)/p_T(b)$ (Şekil 4.30) grafikleri çizdirildi.




Şekil 4.29 Sinyalin ($M_T = 2\,TeV$) hadronik (üstte) ve leptonik (altta) kanalları için $\Delta R(W, b)$ grafiği



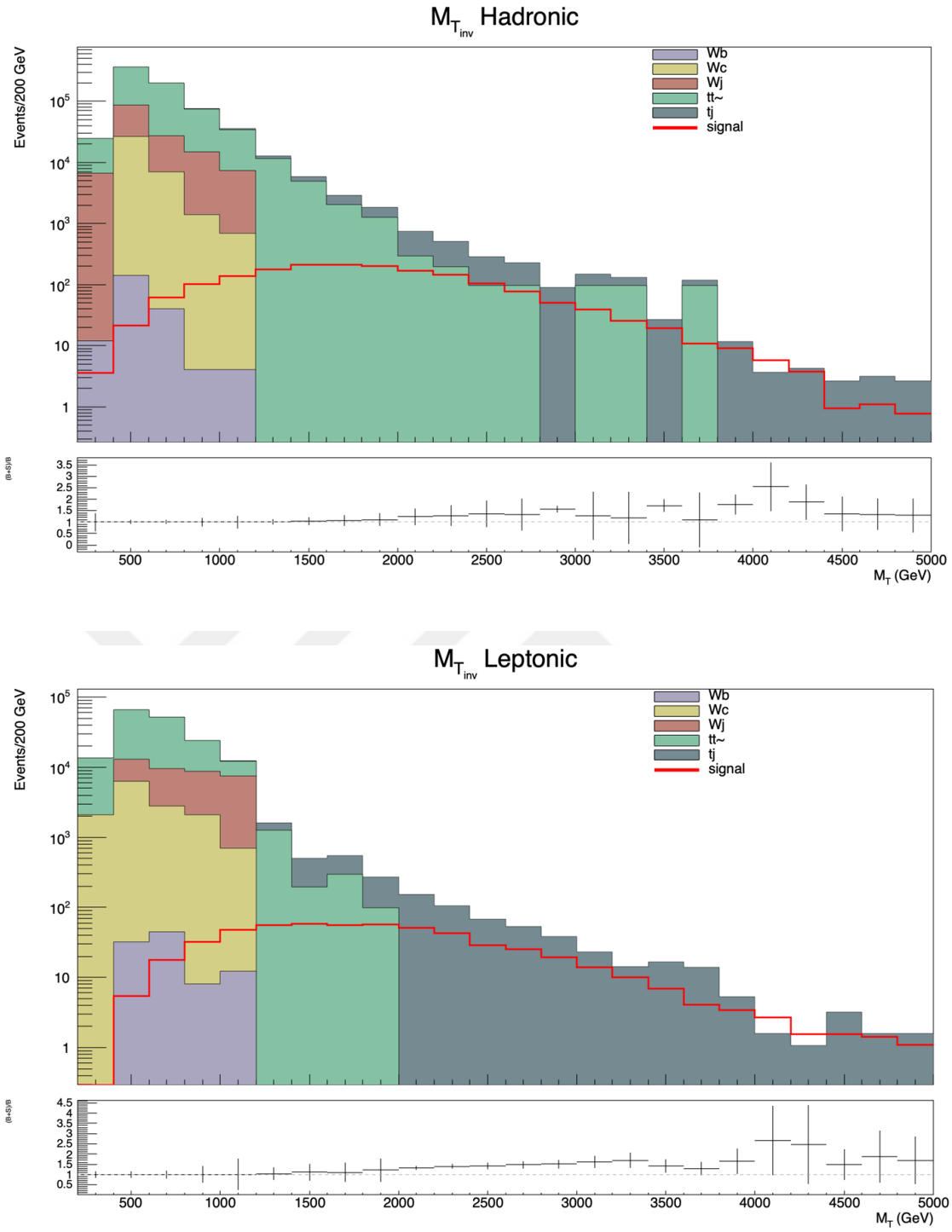

Şekil 4.30 Sinyalin ($M_T = 2\,TeV$) hadronik (üstte) ve leptonik (altta) kanalları için $p_T(W)/p_T(b)$ grafiği

Çizdirilen tüm bu grafiklerden sinyali ardalandan ayırmak için gerekli olan analiz kesmeleri belirlendi (Çizelge 4.6).

Çizelge 4.7 Analiz kesmeleri

| **Kesmeler** | **Hadronik** | **Leptonik** |
|---|---|---|
| **bjet $p_T$** | $> 200$ GeV | $> 200$ GeV |
| **jet $p_T$** | $> 40$ GeV | $-$ |
| **lepton $p_T$** | $-$ | $> 40$ GeV |
| **MET** | $-$ | $> 50$ GeV |
| $\lvert$**bjet** $\eta\rvert$ | $< 2.4$ | $< 2.4$ |
| $\lvert$**jet** $\eta\rvert$ | $< 2.4$ | $-$ |
| $\lvert$**lepton** $\eta\rvert$ | $-$ | $< 2.5$ |
| $\Delta R_{b,j_1}$ | $> 1.5$ | $-$ |
| $\Delta R_{b,l}$ | $-$ | $> 1.5$ |
| $\sigma_W$ | $> 10$ GeV | $> 10$ GeV |
| $\sigma_{\Delta R(W,b)}$ | $> 0.5$ | $> 0.5$ |
| $\sigma_{P_T}$ | $> 1$ | $> 2$ |

Analiz kesmeleri belirlendikten sonra $\chi^2$ testi ve bu kesmeler kullanılarak sinyal ve ardalanlar için $M_T$ değişmez kütle dağılım grafikleri çizdirildi (Şekil 4.32).




Şekil 4.31 Sinyal ($M_T = 2\,TeV$) ve ardalanlar için hadronik (üstte) ve leptonik (altta) kanallarda değişmez kütle grafikleri

Bu grafiklerde, ardalanlar için yığın histogramlar kullanılarak toplam ardalanlar elde edildi. Daha önceden tahmin edildiği gibi $t\bar{t}$ ve $tj$ ardalanları baskın ardalanlar olarak

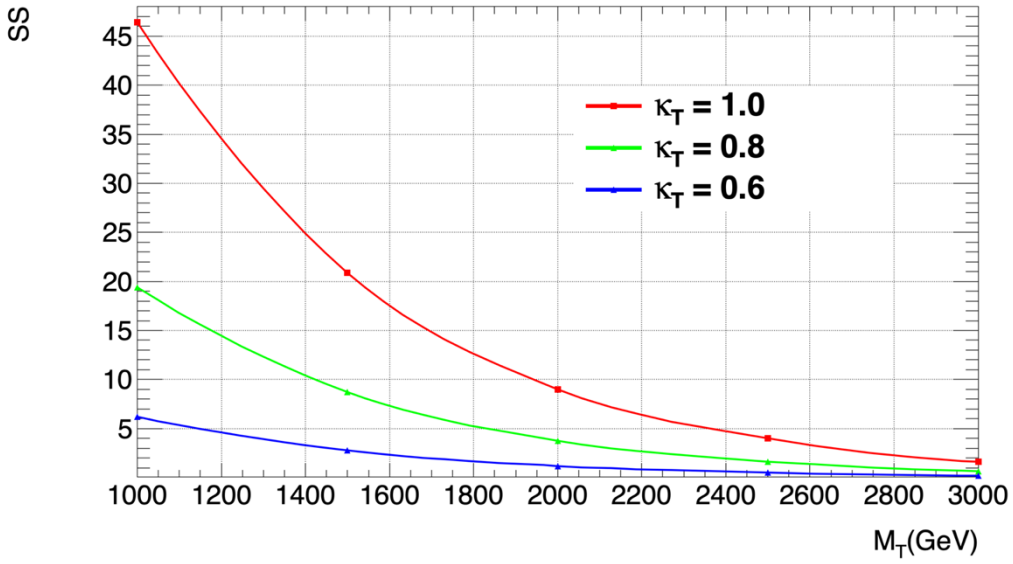
karşımıza çıkmıştır. Sinyal değişmez kütle dağılımı olay üretiminde ayarlanan kütlede pik vermekte ve grafik genel itibariyle yeterli istatistiği sağlamaktadır.

Şekil 4.32'de ayrıca $(B+S)/B$ oranıyla çizilmiş alt grafikler bulunmaktadır. Buradaki $S$ ve $B$ sırasıyla o bölgelerdeki sinyal ve ardalan olay sayılarıdır. Bu grafiklerde de görüldüğü gibi sinyal sayılarının 2 TeV civarında artış göstermesi ve ardalanın genel bir azalış göstermesi sebebiyle 2 TeV sonrasında oran artmaya başlamaktadır. Bu da sinyal ile ardalanın istenilen bölgelerde doğru bir şekilde ayrıldığını göstermektedir.

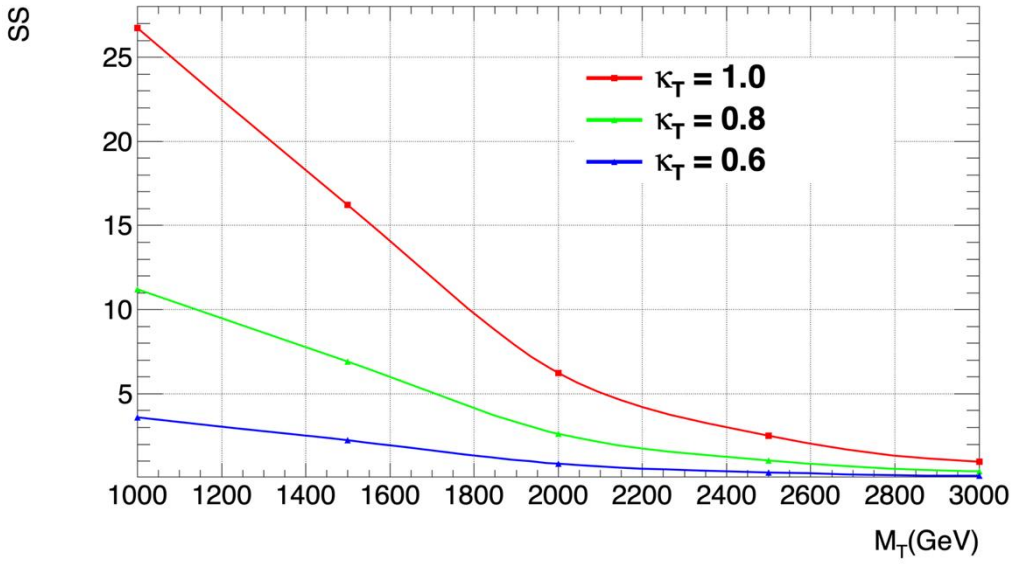
Bu grafiklerin doğruluğundan emin olunduktan sonra sinyalin o bölgelerde istatistiksel olarak ne kadar anlamlı olduğunu anlamamızı sağlayan SS değeri,

$$SS = \sqrt{2\left((S+B)ln\left(1+\frac{S}{B}\right)-S\right)} \qquad (4.28)$$

formülüne göre kütleye %20'lik bir kütle çerçevesi konularak $M_T \times (1-0.2)$ den büyük ve $M_T \times (1+0.2)$'den küçük kütle bölgelerinde) hesaplanmış ve Şekil 4.33'de hadronik kanal için, Şekil 4.34'te leptonik kanal için farklı $\kappa_T$ değerlerine göre kütle dağılımları verilmiştir.




Şekil 4.32 Yukarı sektör yeni vektör benzeri kuarkın hadronik kanalda istatistiksel anlamlılık (SS) grafiği



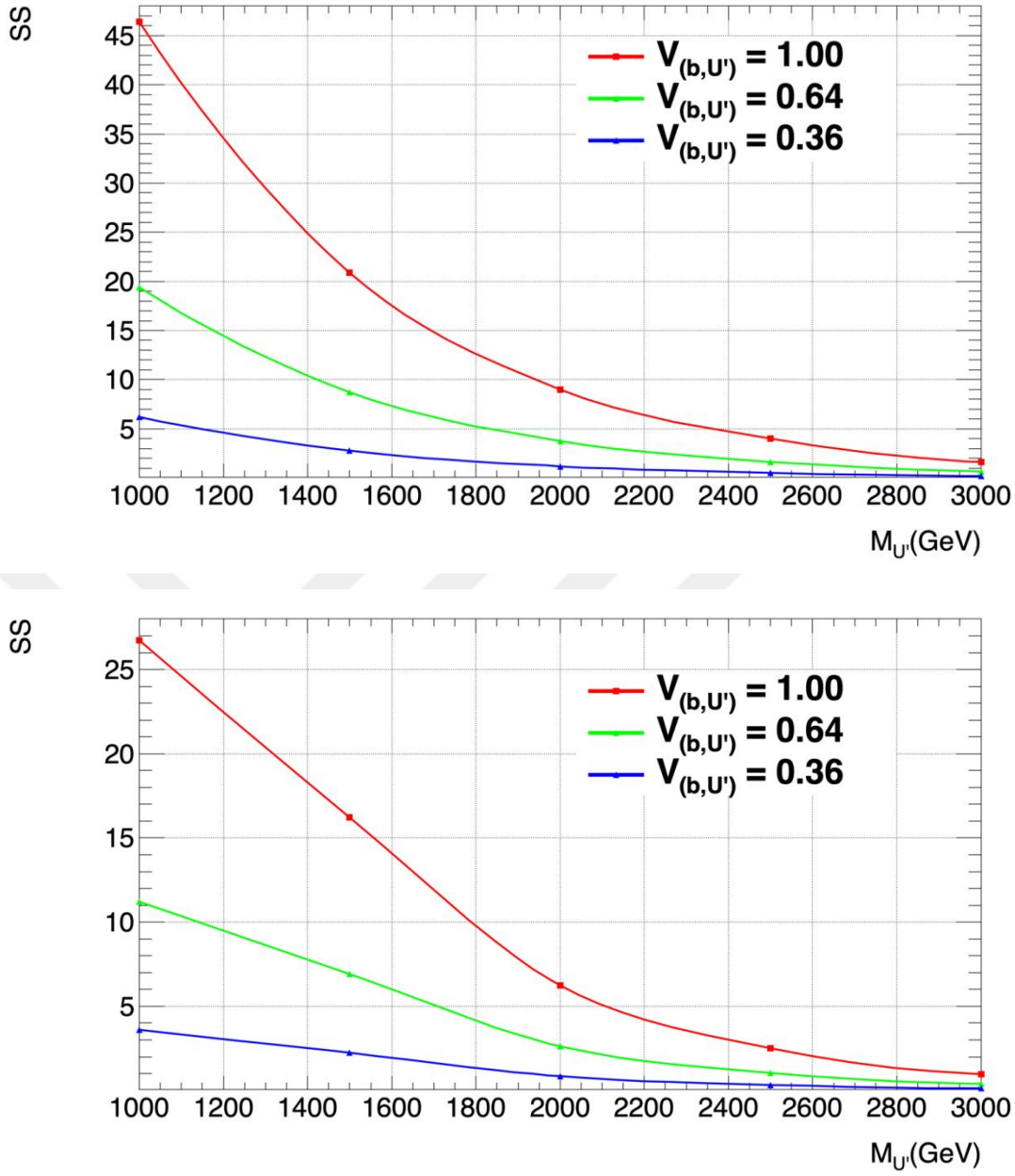

Şekil 4.33 Yukarı sektör yeni vektör benzeri kuarkın leptonik kanalda istatistiksel anlamlılık (SS) grafiği

Buraya kadar yapılan çalışmalarda vektör benzeri kuarklara yönelik olan VLQ_Chromomagnetic modelinin sonuçları değerlendirilmiştir. Bu sonuçları ve Bölüm 4.1'deki modeller arası geçiş eşitliklerini kullanarak tezin konusu olan yukarı sektör yeni kiral kuarka ve yukarı sektör uyarılmış kuarka geçiş yapmak mümkündür.

Bölüm 4.1'de Lagrangian'ler arasındaki ilişkiler görüldüğü üzere vektör benzeri kuarklar üretim kanallarında $\kappa_g = \kappa_G \kappa_T$ parametresini taşıdıklarından dolayı üretimde de $\kappa_T$ parametresi etki etmektedir. Oysa yapılan eşleştirmelere göre yukarı sektör yeni kiral kuarkların ve yukarı sektör uyarılmış kuarkların üretim kanallarında $\kappa_T$'ye denk gelen terimleri barındırmazlar. Bu nedenle vektör benzeri kuarkların tesir kesitleri $\kappa_T$'nin dördüncü kuvveti ile değişirken diğer iki modelde tesir kesiti $\kappa_T$'ye denk gelen terimlerin karesi ile değişmektedir.

Yukarı sektör yeni kiral modelde $\kappa_T$'ye denk gelen terimin Denklem 4.11'te $V_{(q,q')} \equiv \kappa_T \sqrt{(\zeta_i \, \xi_W^T)/(\Gamma_W^0)}$ olduğu bulunmuştu. Bu terimde kök içindeki elemanların hepsinin değeri 1 seçildiğinden dolayı $V_{(b,U')} \equiv \kappa_T$ olduğu görülmektedir. Tesir kesitinin bu terimin dördüncü kuvveti ile değil de karesi ile değişeceğini de dikkate alırsak yeni kiral kuarklar için olan dönüşüm tamamlanmış olur.

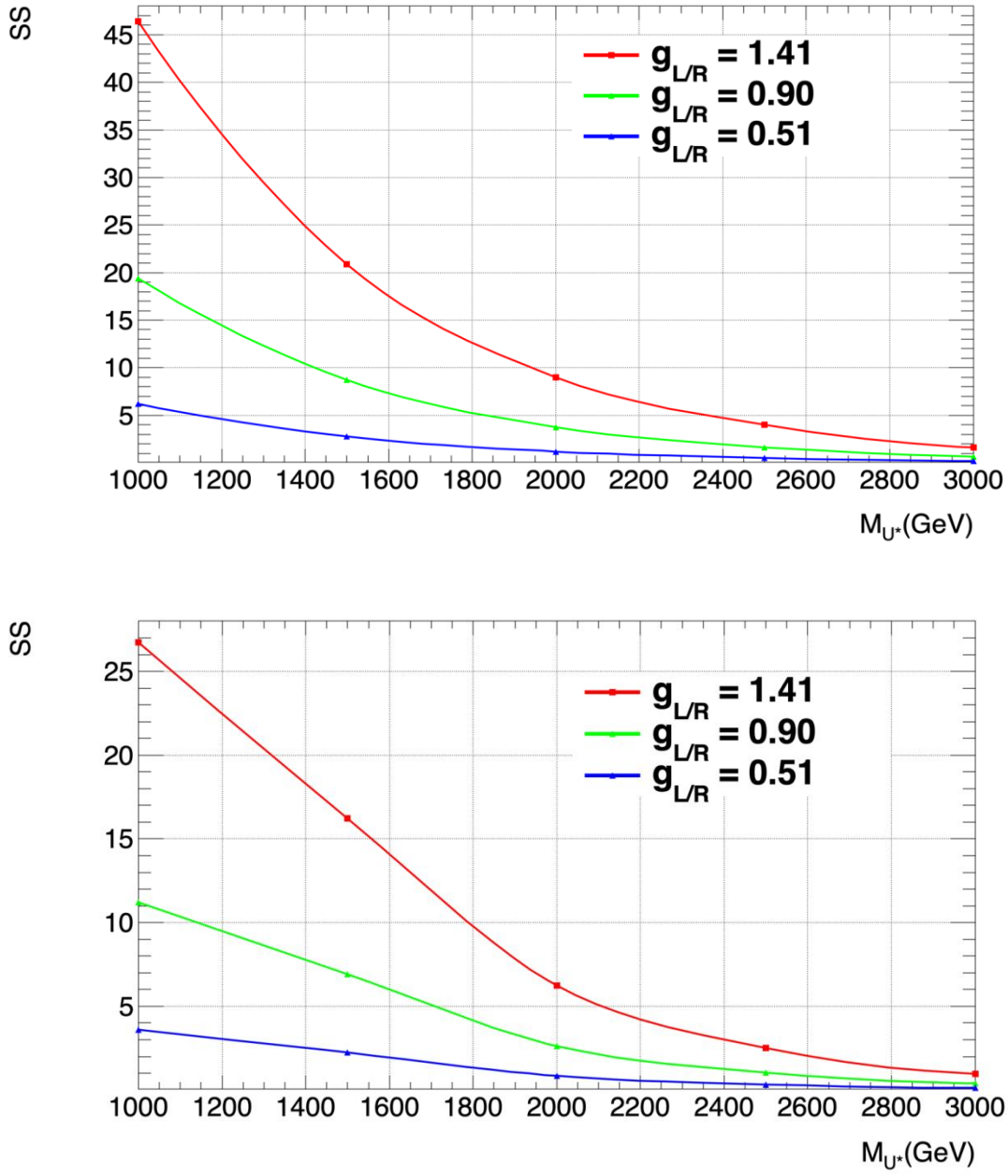
Son durumda farklı $\kappa_T$ değerlerine göre hazırlanmış olan Şekil 4.33 ve Şekil 4.34'teki grafiklerin $\kappa_T$'lere denk gelen $V_{(b,U')}$ değerlerine göre düzenlendiği yukarı sektör yeni kiral kuarkın istatistiksel anlamlılık grafikleri Şekil 4.35'de verilmiştir.




Şekil 4.34 Yukarı sektör yeni kiral kuarklar için hadronik (üstte) ve leptonik (altta) istatistiksel anlamlılık grafikleri

Benzer şekilde hesaplamalarla $\kappa_T$'ye yukarı sektör yeni uyarılmış kuarklarda denk gelen ifadeye bakarsak Denklem 4.18'den $g_L \equiv \kappa_T\sqrt{2\zeta_i\xi_W^T/\Gamma_W^0}$, $g_R = 0$ veya $g_R \equiv \kappa_T\sqrt{2\zeta_i\xi_W^T/\Gamma_W^0}$, $g_L = 0$ olduğu görülmektedir. Yine kök içerisindeki parametrelerin 1 seçilmiş olduğu bilgisi kullanılırsa bu denklik ifadeleri $g_L \equiv \kappa_T\sqrt{2}$, $g_R = 0$ veya $g_R \equiv \kappa_T\sqrt{2}$, $g_L = 0$ halini alacaktır. Yine tesir kesitinin $\kappa_T$'nin dördüncü kuvvetiyle

değiştiğini ancak uyarılmış kuark modelinde $\kappa_T$'ye denk gelen ifadenin karesi ile değiştiği bilgisini kullanarak uyarılmış kuarkların istatistiksel anlamlılık değerlerini hesaplayabiliriz. İlgili işlemler yapıldıktan sonra farklı $\kappa_T$ değerlerinde göre hazırlanmış olan Şekil 4.20 ve Şekil 4.21'deki grafiklerin $\kappa_T$'nin denk geldiği $g_{L/R}$'lere göre düzenlendiği yukarı sektör uyarılmış kuarkın istatistiksel anlamlılık grafikleri Şekil 4.36'da verilmiştir.




Şekil 4.35 Yukarı sektör uyarılmış kuarklar için hadronik (üstte) ve leptonik (altta) istatistiksel anlamlılık grafikleri

# 5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Günümüzde Standart Model'in eksik kaldığı durumlar için yeni modellere ihtiyaç duyulur. Bu modellerden en çok çalışılanlar kompozit modellerdir. Kompozit modellerde, bilinen fermiyonların daha temel alt seviyelerin bağlı durumları olduğu düşünülmektedir ve bu alt seviyeler kendi bağlanma enerjileri ölçeğinde yeni etkileşimleri açığa çıkarabilmektedir. Bu etkileşmeler ise kompozitlik ölçeği $\Lambda$'nın altındaki enerji değerlerinde $1/\Lambda$ kuvvetleri ile bastırılırlar. Yeni kiral kuark modeli, uyarılmış kuark modeli ve vektör benzeri kuark modeli bunlardan bazılarıdır. Bahsedilen bu modeller yeni ağır kuarkların varlığını öngörmektedir ve yeni fiziğin araştırılmasında bu kuarkların önemi büyüktür.

Bu çalışmada, LHC'nin $\sqrt{s} = 13\,TeV$'lik kütle merkezi enerjisinde 100 $fb^{-1}$'lik toplanmış ışınlığı için yukarı sektör yeni kiral kuarkı ve yukarı sektör uyarılmış kuark üretimi, bu üretim sonrasında gözlenebilir kütle limitlerinin belirlenmesi için analiz çalışmaları yapılmış olup ulaşılabilir kütle sınırları elde edilmiştir. Buna ek olarak FeynRules bünyesindeki VLQ_Chromomagnetic model kullanıldığından bu modeldeki yukarı sektör vektör benzeri kuark çalışılarak bu kuark için de kütle sınırlamaları elde edilmiştir.

Bugüne kadar yeni ağır kuarkların LHC'de çift üretim yolu ile keşfedilememesi; çift üretimde yeni ağır kuark kütlelerinin en az iki katı kadar alt süreç kütle merkezi enerjisine ihtiyaç duyulması ve bu parametre bölgesinde LHC'nin yeterli istatistik veriyi sağlayamamış olması ya da bu kuarkların SM parçacıkları ile bağlaşımlarının çok küçük olması şeklinde yorumlanabilir.

Tez çalışmasında yapılan incelemeler sonucunda, istatistiksel anlamlılığın (SS) 3 değerine karşılık, yukarı sektör vektör benzeri kuark için $\kappa_T = 1$, yukarı sektör yeni kiral kuark için $V_{b,U'} = 1$ ve yukarı sektör uyarılmış kuark için $g_{(R\,/L)} = 1.41$ seçildiğinde, hadronik kanallarda $M_Q \sim 2.6\,TeV$ ve leptonik kanallarda $M_Q \sim 2.4\,TeV$'e

kadar araştırılabileceği gösterilmiştir. LHC'nin yüksek ışınlık ($3\ ab^{-1}$) fazında (HL-LHC) elde edilecek verilerle bu parametre bölgesi önemli ölçüde genişletilebilir.

**KAYNAKLAR**


Aaboud, M. vd. ATLAS Collab. 2016. Search for resonances in the mass distribution of jet pairs with one or two jets identified as b-jets in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13\,TeV$ with the ATLAS detector. Phys. Lett. B 759, 229-246.

Aaboud. M. vd. ATLAS Collab. 2018. Search for New Phenomena in High Mass Final States with a Photon and a Jet from pp Collisions at $\sqrt{s} = 13\,TeV$ with the ATLAS Detector. Eur. Phys. J. C 78(2), 102.

Aad, G. vd. ATLAS Collab. 2013. Search for single b□-quark production with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 7\,TeV$. Phys. Lett. B 721(4-5), 171-189.

Aad, G. vd. ATLAS Collab. 2014. Aad, Georges, et al. "Search for new phenomena in photon+ jet events collected in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8\,TeV$ TeV with the ATLAS detector. Phys. Lett. B 728, 562-578.

Aad, G. vd. ATLAS Collab. 2016a. Search for new phenomena in dijet mass and angular distributions from pp collisions at $\sqrt{s} = 13\,TeV$ with the ATLAS detector. Phys. Lett. B 754, 302-322.

Aad, G. vd. ATLAS Collab. 2016b. Search for the production of single vector-like and excited quarks in the Wt final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\,TeV$ with the ATLAS detector. JHEP 2016(2), 110.

Aad, G. vd. ATLAS Collab. 2016c. A search for an excited muon decaying to a muon and two jets in pp collisions at with the ATLAS detector. New J. Phys. 18, 073021.

Aaltonen, T. vd. CDF Collab. 2009. Search for new particles decaying into dijets in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s} = 1.96\,TeV$. Phys. Rev. D 79(11), 112002.

Aaron, F. D. vd. H1 Collab. 2008. Search for excited electrons in ep collisions at HERA. Phys. Lett. B 666(2), 131-139.

Abazov, V. M. vd. D0 Collab. 2009. Measurement of dijet angular distributions at $\sqrt{s} = 1.96\,TeV$ and searches for quark compositeness and extra spatial dimensions. Phys. Rev. Lett. 103(19), 191803.

Abiendi, G. vd. OPAL Collab. 2004. Multi-photon events with large missing energy in $e^+e^-$ collisions at $\sqrt{s} = 192–209$ GeV. Phys. Lett. B 602(3-4), 167-179.

Abdallah, J. vd. DELPHI Collab. 2004. Determination of the $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ cross-section at LEP 2. Eur. Phys. J. C 37(4), 405-419.

Achard, P. vd. L3 Collab. 2003. Search for excited leptons at LEP. Phys. Lett. B 568(1-2), 23-34.

Aguilar-Saavedra, J.A. López-Fogliani, D.E. ve Muñoz C. 2017. Novel signatures for vector-like quarks. JHEP 2017(6), 95.

Alloul, A. 2014. FeynRules 2.0—A complete toolbox for tree-level phenomenology. Computer Physics Communications 185(8), 2250-2300.

Alwall, J. vd. 2011. MadGraph 5: Going Beyond. JHEP 2011(6), 128.

Arı, V. Cakir, O. ve Cetinkaya, V. 2013. Forward-backward asymmetries of fourth family fermions through the $Z'$ models at linear colliders. Phys. Rev. D 87(3), 035013.

Arik, E. Cakir, O. ve Sultansoy, S. 2003, Anomalous single production of the fourth SM family quarks at the Fermilab Tevatron. Phys. Rev. D 67(3), 035002.

ATLAS Collab. 2018. Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to $80\ fb^{-1}$ of proton--proton collision data at $\sqrt{s} = 13\ TeV$ collected with the ATLAS experiment. ATLAS-CONF-2018-031.

Baur, U. Hinchliffe, I. ve Zeppenfeld, D. 1987. Excited Quark Production at Hadron Colliders. International Journal of Modern Physics A 2(4), 1285-1297.

Barate, P. vd. ALEPH Collab. 1998. Search for evidence of compositeness at LEP I. Eur. Phys. J. C 4(4), 571-590.

Brun, R. ve Rademakers, F. 1997. ROOT—an object oriented data analysis framework. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 389(1-2), 81-86.

Buchkremer, M. vd. 2013. Model-independent framework for searches of top partners. Nuclear Physics B 876(2), 376-417.

Chatrchyan, S. vd. CMS Collab. 2013. Search for narrow resonances using the dijet mass spectrum in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\ TeV$. Phys. Rev. D 87(11), 114015.

Chekanov, S. vd. ZEUS Collab. 2002. Searches for excited fermions in ep collisions at HERA. Phys. Lett. B 549(1-2), 32-47.

CMS Collab. 2017. Combined measurements of the Higgs boson's couplings at $\sqrt{s} = 13\ TeV$. CMS-PAS-HIG-17-031.

de Favereau, J. vd. 2014. DELPHES 3: a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment, JHEP 2014(2), 57.

Esteban, I. vd. 2017. Updated fit to three neutrino mixing: exploring the accelerator-reactor complementarity. JHEP 2017(1), 87.

Fajfer, S. vd. 2013. Light Higgs and Vector-like Quarks without Prejudice, JHEP 2013(7), 155.

Harari, H. 1984. Composite models for quarks and leptons. Physics Reports 104, 159-179.

Hou, W. S. 2018. Connecting Electroweak Symmetry Breaking and Flavor: A Light Dilaton D and a Sequential Heavy Quark Doublet Q. Symmetry 10(8), 312.

Khachatryan, V. vd. CMS Collab. 2014a. Search for excited quarks in the γ+jet final state in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8\,TeV$. Phys. Lett. B 738, 274-293.

Khachatryan, V. vd. CMS Collab. 2014b. Search for maive reonance in dijet system containing jet tagged a W or Z boon decay in pp colliion at $\sqrt{s} = 8\,TeV$. JHEP 12014(8), 173.

Khachatryan, V. vd. CMS Collab. 2015. Search for resonances and quantum black holes using dijet mass spectra in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8\,TeV$. Phys. Rev. D 91(5), 052009.

Sirunyan, A. M. vd. CMS Collab. 2017. Search for dijet resonances in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13\,TeV$ and constraints on dark matter and other models. Phys. Lett. B 769, 520-542.

Sirunyan, A. M. vd. CMS Collab. 2018a. Search for Excited Quarks of Light and Heavy Flavor in $\gamma$+jets Final States in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, Phys. Lett. B 781, 390-411.

Sirunyan, A. M. vd. CMS Collab. 2018b. Search for massive resonances decaying into WW, WZ, ZZ, qW, and qZ with dijet final states at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Phys. Rev. D 97(7), 072006.

Sjöstrand, T. Mrenna, S. ve Skands, P. A. 2008. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. Computer Physics Communications 178(11), 852-867.

Tanabashi, M. vd. Particle Data Group. 2018. Review of Particle Physics. Phys. Rev. D 98(3), 030001.

Torassa, E. 2018. The Standart Model and Higgs Particle. Progress in Particle and Nuclear Physics 100, 69-106.

## EK 1 BOZUNMA KİNEMATİĞİ

Kararsız bir parçacığın kendiliğinden başka parçacıklara ayrılmasına bozunma denir. Bozunmadaki son durum parçacıkları (bozunma sonrasında oluşan yeni parçacıklar), parçacık fiziğindeki korunum yasalarına göre oluşurlar. Oluşabilecek her bir son durum kendi içerisindeki parçacıklar cinsinden bir kanal olarak adlandırılır ve bozunma sonrasında oluşabilecek her kanal kendi bozunma genişliklerine ($\Gamma$) sahiptir.

Bir parçacığın durgun n tane parçacığa bozunması durumunda ($1 \rightarrow 2 + 3 + 4 + \cdots + n$) bozunma genişliği

$$\Gamma = \frac{S}{2\hbar m_1} \int |\mathcal{M}|^2 (2\pi)^4 \delta(p_1 - p_2 - p_3 \ldots - p_n) \times$$

$$\prod_{j=2}^{n} 2\pi\delta\left(p_j^2 - m_j^2 c^2\right)\theta\left(p_j^0\right)\frac{d^4 p_j}{(2\pi)^4} \qquad (1)$$

şeklinde verilir. Burada S son durumdaki parçacıkların özdeş parçacıklar olması durumunda iki kere hesaplanmamalarını sağlayan istatistiksel bir düzeltme faktörüdür. Her S her N parçacık sayısına sahip bir durum için (1/N!) çarpanı alır. $m_i$ ve $p_i$ sırasıyla i indisli parçacıkların kütle ve momentumlarıdır. $\mathcal{M}$ genlik elemanı diye tanımlanan Lorentz değişmezi matris elemanıdır.

Faz uzayını hesalamak için 3 kinematik kısıtlama uygulanarak integral alınır.

1. Son durum parçacıkları kütle kabuğu üzerindedir.

   $p_j^2 = m_j^2 c^2$

   ($\delta\left(p_j - m_j^2 c^2\right)$ fonksiyonu bunu sağlar.)

2. Son durum parçacıklarının enerjileri pozitiftir.

   $p_j^0 = \frac{E_j}{c} > 0$

($\theta$ fonksiyonu bunu sağlar.)

3. Enerji ve momentum korunur.

   $p_1 = p_2 + p_3 \ldots + p_n$

   ($\delta(p_1 - p_2 - p_3 \ldots - p_n)$ fonksiyonu bunu sağlar)

$d^4p = dp^0 d^3\boldsymbol{p}$ ve $\delta(x^2 - a^2) = [\delta(x-a) + \delta(x+a)]/2a$ kullanılırsa,

$$\theta(p^0)\delta[(p^0)^2 - \boldsymbol{p}^2 - m^2c^2] = \frac{1}{2\sqrt{\boldsymbol{p}^2+m^2c^2}}\delta(p^0 - \sqrt{\boldsymbol{p}^2 + m^2c^2}) \qquad (2)$$

olur ve denklem

$$\Gamma = \frac{S}{2\hbar m_1}\int|\mathcal{M}|^2(2\pi)^4\delta(p_1 - p_2 - p_3 \ldots - p_n) \times \prod_{j=2}^{n}\frac{1}{2\sqrt{\boldsymbol{p}^2+m^2c^2}}\frac{d^3p_j}{(2\pi)^3} \qquad (3)$$

haline gelir.

Son durumda iki parçacık olması durumunda bu denklem

$$\Gamma = \frac{S}{32\pi^2\hbar m_1}\int|\mathcal{M}|^2\frac{\delta^4(p_1-p_2-p_3)}{\sqrt{\boldsymbol{p_2}^2+m_2^2c^2}\sqrt{\boldsymbol{p_3}^2+m_3^2c^2}}d^3\boldsymbol{p}_2 d^3\boldsymbol{p}_3 \qquad (4)$$

şeklinde yazılabilir. Buradaki delta fonksiyonu dört boyutlu olup uzaysal ve zamansal kısımların çarpımıdır.

$$\delta^4(p_1 - p_2 - p_3) = \delta(p_1^0 - p_2^0 - p_3'0)\delta^3(\boldsymbol{p}_1 - \boldsymbol{p}_2 - \boldsymbol{p}_3) \qquad (5)$$

Birinci parçacığın durgun olması durumunda $\boldsymbol{p}_1 = 0$, $p_1^0 = m_1c$ ve $\boldsymbol{p}_2 = -\boldsymbol{p}_3$ olur.

$$\Gamma = \frac{S}{32\pi^2\hbar m_1}\int|\mathcal{M}|^2\frac{\delta^4\left(m_1c-\sqrt{\boldsymbol{p_2}^2+m_2^2c^2}-\sqrt{\boldsymbol{p_2}^2+m_3^2c^2}\right)}{\sqrt{\boldsymbol{p_2}^2+m_2^2c^2}\sqrt{\boldsymbol{p_2}^2+m_3^2c^2}}d^3\boldsymbol{p}_2 \quad (6)$$

Sondaki integral için küresel koordinatlara geçilir ve

$$|\boldsymbol{p}| = \frac{c}{2m_1}\sqrt{(m_1^2-(m_2+m_3)^2)(m_1^2-(m_2-m_3)^2)} \quad (7)$$

kullanılırsa 2 parçacık bozunumu için bozunma genişliğini veren ifadeye ulaşılır.

$$\Gamma = \frac{S|\boldsymbol{p}|}{8\pi\hbar m_1^2 c}|\mathcal{M}|^2 \quad (8)$$

**Matris Elemanı**

Matris elemanlarının her süreç için ayrıca hesaplanması gerekir. Belirli bir sürecin matris elemanını hesaplamak için de Feynman Kuralları kullanılır.

Bozunum için Feynman kuraları:

1. Notasyon: Her bir dış çizgi ile bir $p_1, p_2, \dots, p_n$ momentumu eşleştirilir ve çizginin yanına pozitif yönü gösteren (zamanda ileri) bir ok çizilir.
2. Zaman için belirlenen çizgiden terse gidilerek sondaki parçacığın spinörü yazılır. Ardından köşe faktörü eklenir ve giren parçacığın spinörü yazılır. Sonra varsa polarizasyon vektörü (spin 1 parçacığın spinörü) eklenir.

$$spin\ 1/2 \begin{cases} gelen\ parçacık\ u(P) \\ giden\ parçacık\ \bar{u}(P) \\ gelen\ antiparçacık\ \bar{v}() \\ giden\ antiparçacık\ v() \end{cases}$$

$$spin\ 1 \quad \begin{cases} gelen\ \epsilon^{\mu}(P) \\ giden\ \epsilon^{\mu}(P)^* \end{cases}$$

3. Enerji ve momentum korunum terimi eklenir $\delta^4(P-p_1-p_2)$

4. Enerji ve momentum korunum terimi $P = p_1 + p_2$ şartı sağlanarak denklemden çıkarılır.
5. Yazılanlar $-i\mathcal{M}$'e eşitlenir.

Bu şekilde aranan Feynman genliği hesaplanır ve genlik karesi alınırken polarizasyon vektörünün karesi,

$$\epsilon^{\mu}(P)\epsilon^{v}(P) = -g^{\mu v} + \frac{P^{\mu}P^{v}}{m^2} \tag{9}$$

şeklinde alınır.

# ÖZGEÇMİŞ

**Adı Soyadı** : Ali Can CANBAY

**Doğum Yeri** : MALATYA

**Doğum Tarihi** : 18.08.1991

**Medeni Hali** : Bekâr

**Yabancı Dili** : İngilizce

**Eğitim Durumu**

| | | |
|---|---|---|
| **Lise** | : | Malatya Anadolu Lisesi (Haziran 2009) |
| **Lisans** | : | Hacettepe Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü (Ocak 2016) |
| **Yüksek Lisans** | : | Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı (Temmuz 2019) |

**Yayınlar (SCI):**

- Y. C. Acar, A. N. Akay, S. Beser, A. C. Canbay, H. Karadeniz, U. Kaya, B. B. Oner, S. Sultansoy, "Future circular collider based lepton–hadron and photon–hadron colliders: Luminosity and physics", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 871 (2017): 47-53.

- C. Canbay, U. Kaya, B. Ketenoğlu, B. B. Oner, S. Sultansoy, "SppC Based Energy Frontier Lepton-Proton Colliders: Luminosity and Physics", Advances in High Energy Physics, 2017 (2017): 6.

**Uluslararası Kongre Sunum:**

- A. C. Canbay, U. Kaya, S. Sultansoy, "Search for the Chirial Fourth Family Up Type Quarks at the LHC and FCC", Türk Fizik Derneği 33.Uluslararası Fizik Kongresi, 6-10 Eylül 2017, Bodrum (TÜRKİYE).

**Uluslararası bilimsel toplantılarda sunulan posterler:**

- I. Türk Cakır, A. C. Canbay, S. Kuday, İ. H. Sarpun, "Single Vector-Like B-quark Search in the B to tW Decay Channel at FCC-hh" FCC Week 2019, 24-28 Haziran 2019, Bürüksel (BELÇİKA)