



T.C.

KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**YÜKSEK İŞİNLİKLİ-BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDA
SPİN-1/2 UYARILMIŞ KUARKIN ÜRETİMİ**

FATMA AKÇA

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

KAHRAMANMARAŞ 2019

T.C.
KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK-IŞINLIKLİ BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDA SPİN-1/2
UYARILMIŞ KUARKIN ÜRETİMİ

FATMA AKÇA

Bu tez,
Fizik Anabilim Dalında
YÜKSEK LİSANS
derecesi için hazırlanmıştır.

KAHRAMANMARAŞ 2019

Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü öğrencisi Fatma Akça tarafından hazırlanan "YÜKSEK-IŞINLIKLİ BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDA SPİN-1/2 UYARILMIŞ KUARKIN ÜRETİMİ" adlı bu tez, jürimiz tarafından 21/08/2019 tarihinde oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Doç.Dr. Yusuf Oğuzhan GÜNAYDIN(DANIŞMAN)
Fizik Anabilim Dalı
Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi

Doç.Dr. Mehmet ŞAHİN(İKİNCİ DANIŞMAN)
Fizik Anabilim Dalı
Uşak Üniversitesi

Doç.Dr. Süleyman KERLİ(ÜYE)
Fizik Anabilim Dalı
Kahramanmaraş İstiklal Üniversitesi

Dr.Öğr.Üyesi Erdal KÜÇÜKÖNDER(ÜYE)
Fizik Anabilim Dalı
Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi

Dr.Öğr.Üyesi Mustafa ÇEŞME(ÜYE)
Kimya Anabilim Dalı
Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

Prof.Dr. Mustafa YAZICI
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

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

Fatma Akça



Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

**YÜKSEK-IŞINLIKLIL BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDA SPİN-1/2
UYARILMIŞ KUARKIN ÜRETİMİ
(YÜKSEK LİSANS TEZİ)**

FATMA AKÇA

ÖZET

Maddenin yapı taşını anlamamıza ve evrenimizi daha iyi tanımlayabilmemize yarayan temel parçacıkların varlığı 19. yüzyılın sonlarına doğru elektronun keşfi ile ortaya çıkmaya başlamıştır. Geçtiğimiz yüzyılda oluşturulan Standart Model ile bu temel parçacıkların sınıflandırılması yapılmış ve birbirleriyle olan etkileşimleri belli bir sistem ile çözümlenmeye çalışılmıştır. Higgs Bozonu'nun 2012 yılındaki CERN'deki keşfi ile Standart Model'in en sona kalan eksik parçası da tamamlanmış oldu. Ancak, bu keşiften çok önceki zamanlarda da, parçacık fizikçileri Standart Model'in cevap veremediği sorunlarla karşı karşıya kaldılar ve bu sorunların üstesinden gelebilmek için Standart Model'in ötesinde daha yeni modeller ortaya attılar. Standart Model Ötesi bu yeni kuramlarla kuark-lepton simetrisi, aile sayısı, fermiyon kütlelerinin farklılığı, fermiyonik ailelerin tekrarlanması, nötrino salınımları, hiyerarşi sorunu, parametre fazlalığı gibi sorunlara çözümler üretilmeye çalışılmaktadır. Temel parçacıkların tarihçesine bakıldığında, her yeni buluştan sonra acaba bulunan bu yeni parçacıklar en temel mi sorusunu parçacık fizikçileri daima sormuşlar ve çözümler bulmaya gayret etmişlerdir. Preonik Modeller diye adlandırdığımız 1900'lü yılların ortalarında öne sürülen kuramlar, Standart Model temel parçacıklarının kompozit bir iç yapısının olabileceğini ve bu yapı içerisindeki "preon" adını verdikleri parçacıkların en temel parçacık olduğu görüşünü ortaya attılar. Uyarılmış fermiyonlar da preonik parçacık tanımlanmasının içerisinde olup keşfi halinde Standart Model fermiyonlarının yani kuarklar ve leptonların kompozit bir yapısı olduğunun doğrudan delili olacaktır. Günümüzde pek çok parçacık fiziği deneyinde uyarılmış kuarklar ve leptonlar üzerine veri çözümlemesi yapılmaktadır. En son olarak, şu ana kadar en büyük kütle merkezi enerjine sahip Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'ndaki iki büyük deney, CMS ve ATLAS, uyarılmış kuarkın kütlesine, *foton + jet* son durumunda 5.5 TeV'lik bir limit getirmiştir. Bu fenomenolojik araştırmada, deneysel sınır temel alınarak Yüksek-Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda uyarılmış *u* kuarkın üretimi çalışılmış ve bu öncü parçacık fiziği laboratuvarında uyarılmış *u* kuarkın keşfinin 7191 GeV kütle limitine kadar olabileceği hesaplanmıştır.

Anahtar Kelimeler: Parçacık Fenomenolojisi, uyarılmış kuark, parçacık dedektörü, preonlar.

Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı, Ağustos/2019

Danışman: Doç.Dr. Yusuf Oğuzhan GÜNAYDIN

Sayfa Sayısı: 49

**PRODUCTION OF SPIN-1/2 EXCITED QUARK AT HIGH-LUMINOSITY LARGE
HADRON COLLIDER
(M.Sc. THESIS)
FATMA AKÇA
ABSTRACT**

At the end of the 19th century, the discovery of the electron began to reveal the existence of the fundamental particles that help us understand the building block of matter and define our universe better. The Standard Model, created in the last century, classified these fundamental particles and explained their interactions with each other in such a particular system. The discovery of Higgs Boson in CERN in 2012 completed the last missing part of the Standard Model. However, even before this discovery, particle physicists faced problems that the Standard Model could not answer, and in order to overcome these problems, they introduced new models beyond the Standard Model. With these new beyond the Standard Model theories, quark-lepton symmetry, the number of families, differences in fermion masses, repetition of fermionic families, neutrino oscillations, hierarchy problem, parameter surplus are tried to be solved. Looking at the history of fundamental particles, particle physicists have always asked the question of whether these new particles are the most fundamental after each discovery and have tried to find solutions to these questions. The theories put forward in the mid-1900s, which we call Preonic Models, suggested that the fundamental particles of the Standard Model may have a composite substructure and that the particles they call the "preon" are the most fundamental. Excited fermions are also in the preonic particle identification and, if discovered, will be direct evidence that Standard Model fermions are a composite structure. Nowadays, in plenty of particle physics experiments, data analysis is performed on excited quarks and leptons. Most recently, the two major experiments in the Large Hadron Collider, CMS and ATLAS, which have the most significant center-of-mass energy to date, have set the mass limit of the excited quark with *photon + jet* final state as 5.5 TeV. In this phenomenological research, based on experimental limit, the production of excited *u* quark in the High-Luminosity Large Hadron Collider was studied, and it was calculated that the discovery of the excited *u* quark in this new frontier particle physics laboratory could be up to the mass limit of 7191 GeV.

Keywords: Particle Phenomenology, excited quark, particle detector, preons.

Kahramanmaras Sutcu Imam University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics, August/2019

Supervisor: Assoc. Prof. Yusuf Oğuzhan GÜNAYDIN

Page number: 49

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tez çalışmamın hazırlanması ve yürütülmesinde bilgileri ve önerileri ile beni yönlendirerek destek olan, ilgi ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Doç.Dr. Yusuf Oğuzhan GÜNAYDIN ile Uşak Üniversitesi Fizik Bölümü’den diğer danışman hocam Doç.Dr. Mehmet ŞAHİN’e en içten teşekkürlerimi sunarım.



İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ	v
ÇİZELGELER DİZİNİ	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ	1
2. STANDART MODEL ve PREONİK MODELLER	3
2.1 Standart Model (SM)	3
2.1.1 Kuark Modeli	5
2.1.2 Hadronlar	6
2.1.2.1 Mezonlar	7
2.1.2.2 Baryonlar	7
2.1.3 Leptonlar	8
2.2 Preonik Modeller ve Uyarılmış Parçacıklar	8
2.2.1 Preonik Yapılar	9
3. YÜKSEK-IŞINLIKLIL BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI (HL-LHC)	15
3.1 Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)	15
3.2 Işınlık	17
3.3 Yüksek-Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (HL-LHC)	18
3.3.1 Işınlık sınırlamaları ve donanım kısıtlamaları	19
3.3.2 Yüksek Işınlıklı LHC'nin Çalışması	19
4. SPİN-1/2 UYARILMIŞ KUARK ve ETKİLEŞİM LAGRANJİYENİ	22
4.1 Uyarılmış Parçacıklar	22
4.2 Etkileşim Lagranjiyeni	23
4.3 Bozunum Genişliği ve Tesir Kesiti Hesaplamaları	23
5. ANALİZLER ve SONUÇLAR	28
5.1 Sinyal-Ardalan(SM) Çözümlemesi	28
5.2 İstatistiki Önem Hesabı ve Sonuçlar	34
KAYNAKLAR	38
EKLER	44
EK-1.	45
ÖZGEÇMİŞ	49

ŞEKİLLER DİZİNİ

		Sayfa No
Şekil 2.1.	Bütün temel parçacıklar ve onların kütleleri, yükleri, spinleri, bağlı bulundukları ailelerin gösterimi.	4
Şekil 2.2.	Baryon sekizlisi (sol) ve mezon sekizlisi (sağ) gösterimleri.	5
Şekil 2.3.	Üçgensel kuark ve antikuark sekizlisi.	5
Şekil 3.1.	2008 yılından bu yana CERN’de faaliyet gösteren ve 2020’li yıllarda daha yüksek ışınlık ile çalışacak olan Büyük Hadron Çarpıştırıcı’nın şematik görünümü.	16
Şekil 3.2.	LHC’nin Çalışma 2’den sonraki Yüksek-Işınlıklı LHC’ye doğru yol alan zaman çizelgesi	18
Şekil 4.1.	Uyarılmış u kuarkın iki farklı kompozitlik ölçeği, $\Lambda = 14$ TeV ile $\Lambda = m_u^*$, için bozunum genişliği.	24
Şekil 4.2.	pp çarpıştırıcılarda doğrudan ve dolaylı üretim için sinyal sürecinin Feynman diyagramı.	25
Şekil 4.3.	Uyarılmış u kuarkın $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeği için tesir kesiti.	26
Şekil 4.4.	Uyarılmış u kuarkın $\Lambda = m_u^*$ kompozitlik ölçekleri için tesir kesiti.	26
Şekil 5.1.	Foton son durumu için HL-LHC’de $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğinde enine momentum dağılım grafiği.	28
Şekil 5.2.	Foton son durumu için HL-LHC’de $\Lambda = m_u^*$ kompozitlik ölçeğinde enine momentum dağılım grafiği.	29
Şekil 5.3.	Jet son durumu için HL-LHC’de $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğinde enine momentum dağılım grafiği.	29
Şekil 5.4.	Jet son durumu için HL-LHC’de $\Lambda = m_u^*$ kompozitlik ölçeğinde enine momentum dağılım grafiği.	30
Şekil 5.5.	Foton son durumu için u^* kuarkın $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğinde "psedö-rapidity" (η_γ) dağılım grafiği.	30
Şekil 5.6.	Foton son durumu için u^* kuarkın $\Lambda = m_u^*$ kompozitlik ölçeğinde "psedö-rapidity" (η_γ) dağılım grafiği.	31
Şekil 5.7.	Jet son durumunda u^* kuarkın $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğinde "psedö-rapidity" (η_j) dağılım grafiği.	31
Şekil 5.8.	Jet son durumunda u^* kuarkın $\Lambda = m_u^*$ kompozitlik ölçeğinde "psedö-rapidity" (η_j) dağılım grafiği.	32
Şekil 5.9.	HL-LHC için u^* kuarkın $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğinde değişmez-kütle dağılım grafiği.	33

Şekil 5.10.	HL-LHC için u^* kuarkın $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçeğinde değişmez-kütle dağılım grafiği.	33
Şekil 5.11.	$\Lambda = 14$ TeV ve $\sqrt{s} = 14$ TeV için ışınlığa ($\mathcal{L}_{int}$) karşılık gelen ulaşılabilir kütle (m_{u^*}) değerleri grafiği.	35
Şekil 5.12.	$\Lambda = m_{u^*}$ ve $\sqrt{s} = 14$ TeV için ışınlığa ($\mathcal{L}_{int}$) karşılık gelen ulaşılabilir kütle (m_{u^*}) değerleri grafiği.	35
Şekil 5.13.	Spin-1/2 u^* kuark için HL-LHC’de u^* ’ın kütesine bağlı ulaşılabilir kompozitlik ölçeği grafiği.	36
Şekil EK-1.1.	CalcHep benzetim yazılımının çalıştırılması.	45
Şekil EK-1.2.	CalcHep kuark modelleri.	45
Şekil EK-1.3.	Süreç tanımlaması	46
Şekil EK-1.4.	$p, p \rightarrow A, j$ kanalı için p ve j tanımlamaları.	46
Şekil EK-1.5.	$p, p \rightarrow A, j$ için Feynman diyagramları.	47
Şekil EK-1.6.	$p, p \rightarrow A, j$ için alt süreçlerin silinmesi.	47
Şekil EK-1.7.	CTEQ6L parton dağılımı fonksiyonu ve parçacık momentum değerleri	47
Şekil EK-1.8.	$\Lambda = 14$ TeV ve m_{u^*} kütle değerlerinin girilmesi.	48
Şekil EK-1.9.	Q faktörü.	48
Şekil EK-1.10.	Alt süreç için Start Integration butonuna basılır.	48

ÇİZELGELER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Çizelge 2.1. Standart Model Fermiyonları	3
Çizelge 2.2. Temel kuvvetler ve kuvvet taşıyıcıları	4
Çizelge 2.3. Bazı baryon ve mezonlara ait isimlendirmeler, semboller, iç yapıları ve kütle değerleri.	6
Çizelge 2.4. Öngörülen Rishon ve Anti-rishon parçacıkları	10
Çizelge 2.5. Rishon elektrik yükü, renk ve hiper-renk değerleri	11
Çizelge 2.6. Fermiyonik ve bozonik haplonların kuantum sayıları.	11
Çizelge 2.7. Leptonlar ve kuarklar için renk sekizlisi.	12
Çizelge 2.8. Preon üçlüsü yükleri.	13
Çizelge 2.9. Preon üçlüsü modelinde kuarklar ve leptonlar.	13
Çizelge 2.10. Helon modelinin preon ve yükleri.	13
Çizelge 3.1. HL-LHC'nin temel parametreleri (25 ns versiyonu) ve nominal LHC ile karşılaştırılması.	20
Çizelge 5.1. $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğine sahip en düşük ve en yüksek ışınlık değerine göre u^{**} 'in dışarlama (2σ), gözlem (3σ) ve keşif (5σ) limit değerleri.	35
Çizelge 5.2. $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçeğine sahip en düşük ve en yüksek ışınlık değerine göre u^{**} 'in dışarlama (2σ), gözlem (3σ) ve keşif (5σ) limit değerleri.	36
Çizelge 5.3. HL-LHC'nin ulaşabileceği en son ışınlık değeri için belirli kütle miktarlarına karşılık gelen anlamlılık değerleri.	37

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

ΔR : Konik açı yarıçapı

η : psedö-rapidity

Γ : Bozunum genişliği

γ : Foton

Λ : Kompozitlik ölçeği

$\mathcal{L}_{int}$: Toplam ışınlık

σ : Tesir kesiti

σ_S : İstatistiki anlamlılık

c : Boşlukta ışık hızı

eV : Elektron Volt

l^* : Uyarılmış lepton

$m_{\gamma j}$: Değişmez kütle

P_T : Enine momentum

q^* : Uyarılmış kuark

ALICE : Büyük İyon Çarpıştırıcısı Deneyi

ATLAS : A Toroidal LHC Apparatus Deneyi

AWAKE : Gelişkin WAKE-alanlı deney

BSM : Standart Model Ötesi

CalcHEP : Yüksek Enerji Fiziği hesap makinesi yazılımı

CERN : Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi

CMS : Compact Muon Solenoid Deneyi

CTEQ6L : Kuark dağılım fonksiyonu

GUT : Herşeyin Birleşimi Kuramı

HiRadMat : Yüksek Radyasyondan Malzemeye

HL : Yüksek ışınlık

HL-LHC : Yüksek-Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

KM : Kütle merkezi

LanHEP : Yüksek Enerji Fiziği Lagranjiyen uyarlama yazılımı

LEP : Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı

LHC : Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

LHCb : Büyük Hadron Çarpıştırıcısı beauty Deneyi

Linac : Doğrusal hızlandırıcı

LO : Öncül sıralama

LS : Uzun kapanma evresi

NLO : Bir sonraki öncül sıralama

PDF : Parçacık dağılım fonksiyonu

PS : Proton Sinkrotronu

RF : Radyo frekansı

SC : Süper iletken

SM : Standart Model

SPS : Süper Proton Sinkrotronu

SUSY : Süper simetri

1. GİRİŞ

Standart Model (SM) parçacıklarının varlığı J.J. Thompson tarafından 1897’de elektronun keşfi ile ortaya çıkmaya başlamış, geçtiğimiz yüzyılda yapılan diğer temel parçacıkların keşifleri ile SM’nin temelleri atılmış ve maddenin yapısı ile ilgili en geniş tanımlamayı veren bir model ortaya çıkarılmıştır. SM geçmişten bugüne kadar gerçekleştirilen parçacık fiziği deneylerindeki gözlemlerle büyük bir tutarlılık içerisinde ve bu sebeple parçacık fiziğinin en güvenilir teorisi olarak bilinmektedir. Temel parçacıkların etkileşimlerini en doğru bir biçimde tanımlamakta ve kuarklar, leptonlar ve ara parçacıklar (kuvvet taşıyıcıları) yardımıyla maddenin yapısı hakkında pek çok sorunun cevabını verebilmektedir. Bu model, İsviçre’nin Cenevre şehri yakınlarında yer alan Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi, (CERN)’deki, CMS ve ATLAS deneylerinin, eş zamanlı araştırmaları sonucu en son parçası olan Higgs bozununun 2012 yılında bulunması ile tamamlanmış oldu [1, 2].

SM’nin temel parçacıkların etkileşimlerini izah etmesindeki başarısına rağmen, hala açıklayamadığı bazı sorular, durumlar vardır. Kuark-lepton simetrisi, aile sayısı, fermiyon kütlelerinin farklılığı, fermiyonik ailelerin tekrarlanması, nötrino salınımları, hiyerarşi sorunu, parametre fazlalığı gibi bazı problemler cevapsız kalmaktadır. Bu problemlerin bir veya birkaçını cevaplayabilmek adına SM’yi de kapsayan Standart Model Ötesinde (BSM) yeni yaklaşımlar önerilmektedir. Bu yeni modeller, *süpersimetri* (SUSY), *büyük birleşim kuramı* (GUT), *süpersicim*, *ek boyutlar*, *kompozitlik* vs. şeklinde özetlenebilir.

Bu listenin en sonunda bahsi geçen kompozitlik, SM fermiyonlarının daha temel alt yapısının olduğunu iddia eden preonik modeller olarak tanımlanmıştır [3, 4]. Eğer fermiyonlar daha temel bileşenlerden meydana gelmişlerse, bu bileşenlerin bağlanma enerjisi ölçeğinde kuarklar ve leptonlar arasında, Λ , kompozitlik ölçeğinde yeni etkileşimler meydana gelecektir. Bu preonik etkileşimler sonucu, uyarılmış kuarklar ve leptonlar, lepto-kuarklar, lepto-gluonlar, dikuarklar, renk-sekizli kuarklar, dileptonlar ve benzeri birçok egzotik ve yeni parçacıklar beklenir. Uyarılmış fermiyonlar (q^* , l^*), spin-1/2 ve spin-3/2 durumlarına sahip ve kütleleri SM fermiyonlarından daha ağır olan, SM fermiyonlarının uyarılmış hali olarak düşünülebilir. Sonuç olarak, uyarılmış fermiyonların keşfi, SM kuarklarının ve leptonlarının daha temel bir altyapısının olduğunun önemli bir delili olacaktır.

Uyarılmış fermiyonlar ile ilgili geçmişten günümüze kadar bir çok deneysel [1, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13] ve fenomenolojik [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30] araştırmalar yapılmıştır. Teorik olarak, parçacık etkileşimlerinde yeterli enerji seviyesinde, uyarılmış kuark dört ayrı son duruma göre elde edilebilmektedir. Bu son durumlar; *iki – jet*, ($q^* \rightarrow jj$), *foton – jet*, ($q^* \rightarrow \gamma j$), *W – jet*, ($q^* \rightarrow W j$), ve *Z – jet*, ($q^* \rightarrow Z j$) olarak karşımıza çıkmaktadırlar. En son olarak, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) laboratuvarında gerçekleştirilen CMS ve ATLAS deneylerinde, parçacık etkileşimlerinin

dört farklı son durumuna göre uyarılmış kuarkın kütlesine bazı sınırlandırmalar getirilmiştir. Uyarılmış kuarkın kütlesine, sırasıyla, *iki – jet* son durumu için 6.0 TeV, *foton – jet* son durumu için 5.5 TeV’lik sınırlandırmalar her iki CERN deneyi tarafından getirilmiştir. Lakin, *W – jet* son durumu için CMS deneyi 5.0 TeV’lik bir sınırlandırma getirebilirken ATLAS deneyi aynı son durum için 3.2 TeV’lik bir sınırlandırma getirebilmiştir. Diğer son durum olan *Z – jet*’e bakacak olursak, CMS deneyi 4.7 TeV’lik sınırlandırma getirirken ATLAS deneyi 2.9 TeV’lik kütle sınırlaması yapabilmektedir. Bahsi geçen sınırlandırmaları yapabilmek ve gerçek bir keşfe doğru yol alabilmek için, parçacık fizikçileri daha yüksek enerjili ve/veya daha yüksek ışınlıklı hızlandırıcılara ihtiyaç duymaktadır. LHC’nin bir sonraki aşaması olan Yüksek-Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (HL-LHC) [31] uyarılmış kuarkın izini takip etmeye yarayacak yeni bir öncü keşif aracı olacaktır.

HL-LHC’ de *foton – jet* son durumunda spin-1/2 uyarılmış u^* kuarkın üretiminin araştırılması bu tezde ele alınmıştır. HL-LHC, LHC’nin yeni fizik araştırmalarını mümkün kılabilmek adına ışınlık ($\mathcal{L}$) değerinin artırılmış bir üst modelidir. 2018-2019 yılları arasını kapsayan LS2 ile LHC ışınlık ve güvenilirliğin artırılması amaçlanmıştır. 2023-2025 LS3’ten sonraki çalışmalar, yüksek ışınlık seviyesinde olacaktır. HL-LHC’nin on yıl içerisinde 350 fb^{-1} ’den 3500 fb^{-1} değerine toplam ışınlığa ulaşması beklenmektedir [32].

Bu çalışmada, 2. bölümde SM parçacıkları hakkındaki genel bir bilginin ardından, preonik modeller ve uyarılmış kuark ile ilgili bilgilere yer verilmiştir. 3. bölümde ise önce Büyük Hadron Çarpıştırıcısı tanıtılıp daha sonra yeni nesil Yüksek-Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı ve bu çarpıştırıcının yüksek ışınlık parametrelerinin tanımlaması yapılmaktadır. Spin-1/2 uyarılmış kuark (u^*) için etkileşim langranjiyenine 4. bölümde yer verilirken, u^* için muhtemel bozunum kanallarından biri olan *foton – jet* son durumu incelenerek u^* ’ın keşif (5σ), gözlem (3σ) ve dışarlama (2σ) limitleri analizler ve sonuçlar 5. bölümde tartışılmıştır.

2. STANDART MODEL ve PREONİK MODELLER

2.1. Standart Model (SM)

1930’lardan beri fizikçilerin teori ve keşifleri ile maddenin temel yapısına ışık tutan Standart Model, temel parçacıkları ve aralarındaki etkileşimleri açıklayan ve bilinen dört temel kuvvet anlayışını içeren en gerçekçi modeldir. Evrenin dört temel kuvvetle yönetilen birkaç temel yapı taşından oluştuğu anlaşılmıştır. Bu temel yapı taşlarını leptonlar, kuarklar ve kuvvet taşıyıcıları olarak isimlendirebiliriz.

Temel parçacıklar; kütle, enerji, elektrik yükü, momentum, spin gibi belirli özelliklerine göre sınıflandırılır. Spini 1/2 olan parçacıklara *fermion*, tamsayılı spine sahip olan parçacıklar *bozon* denir. Standart model için fermiyonlar Çizelge 2.1’de gösterilmiştir [33].

Çizelge 2.1. Standart Model Fermiyonları

Fermiyonlar (spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...)					
Leptonlar (spin 1/2)			Kuarklar (spin 1/2)		
Çeşni	Kütle [GeV/c^2]	Elektrik Yükü	Çeşni	Kütle [GeV/c^2]	Elektrik Yükü
ν_e	$< 2 \times 10^{-9}$	0	u	0,00216	$+\frac{2}{3}$
e	0.511	-1	d	0,00467	$-\frac{1}{3}$
ν_μ	$< 0.2 \times 10^{-3}$	0	c	1,27	$+\frac{2}{3}$
μ	106	-1	s	0,093	$-\frac{1}{3}$
ν_τ	$< 18 \times 10^{-3}$	0	t	173	$+\frac{2}{3}$
τ	1777	-1	b	4,18	$-\frac{1}{3}$

SM, dört temel kuvvetten sadece üçünü açıklayabilmektedir. Yerçekimi kuvveti, kuantum mekaniğindeki bazı uyum zorluklarından dolayı modele dahil olmamıştır. SM, temel kuvvetlerin birleştirilmesi için önemli öngörülere sahip model olmasıyla birlikte tam olarak dört kuvvetin birleştirilmesini sağlayamaz. Diğer taraftan zayıf ve elektromanyetik kuvvetlerin birleştirilmesini büyük ölçüde başarmıştır.

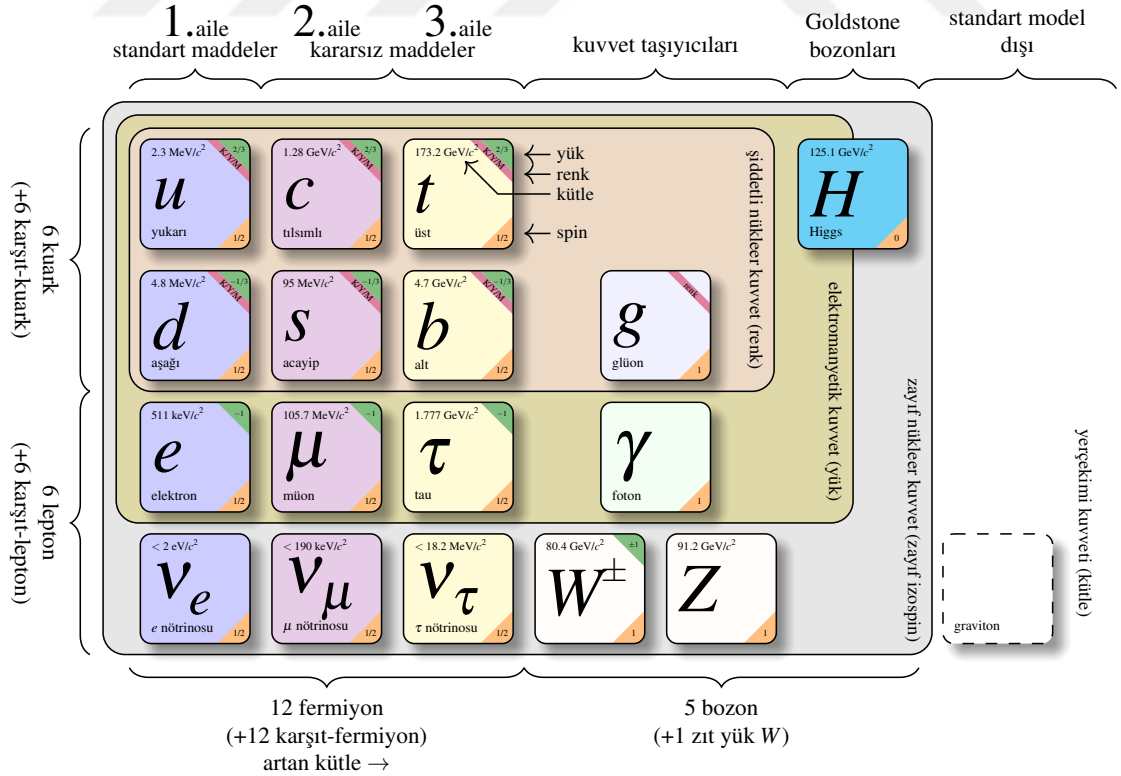
Temel kuvvetlerin etkileşiminden sorumlu kuvvet taşıyıcı parçacıklar vardır. Bu ara parçacıkların spinleri tam sayıdır ve *bozon* olarak adlandırılırlar. Yerçekimi için ara parçacık varsayımsal olarak *graviton*dur. Henüz gözlemlenmediği için SM’e dahil edilmemiştir. Elektromanyetik etkileşimler için ara parçacık *foton* iken güçlü etkileşimler için bu görevi

*gluon*lar üstlenir. 10^{-15} m mesafesinde güçlü kuvvet, elektromanyetik kuvvete göre daha etkindir. Nötr Z^0 ve yüklü $W^\pm$, zayıf kuvvetin kuvvet taşıyıcılarıdır ve diğer bozonlardan farklı olarak kütleye sahiptirler. Radyoaktif bozunmalarda $W - Z$ etkin ara parçacıklardır [34]. Çizelge 2.2 standart model kuvvetlerini ve kuvvet taşıyıcılarını özetlemektedir.

Çizelge 2.2. Temel kuvvetler ve kuvvet taşıyıcıları

Kuvvet	Kuvvet taşıyıcı	Yük	Kütle [GeV/c^2]	Spin
Güçlü	g	0	0	1
Elektromanyetik	γ	0	0	1
Zayıf (yüklü)	$W^\pm$	± 1	80.4	1
Zayıf (nötr)	Z^0	0	91.2	1
-	H	0	125	0

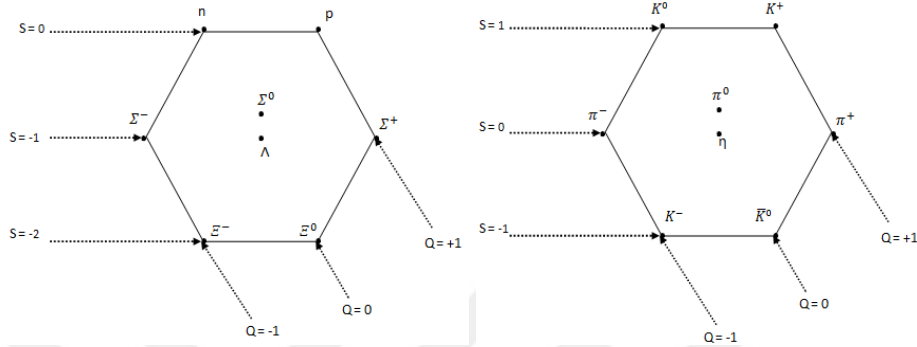
Şekil 2.1’de yukarıda bahsedilen bütün SM temel parçacıkları ile kuvvet taşıyıcıları , yük, renk, kütle bilgileri ile beraber spinlerine göre sınıflandırılmaları resmedilmiştir. SM dışı hala gözlemlenemeyen "graviton" parçacığı da bu resme eklenerek, yerçekimi, zayıf nükleer, elektromanyetik ve şiddetli nükleer kuvvetlerde gruplandırılmıştır.



Şekil 2.1. Bütün temel parçacıklar ve onların kütleleri, yükleri, spinleri, bağlı bulundukları ailelerin gösterimi.

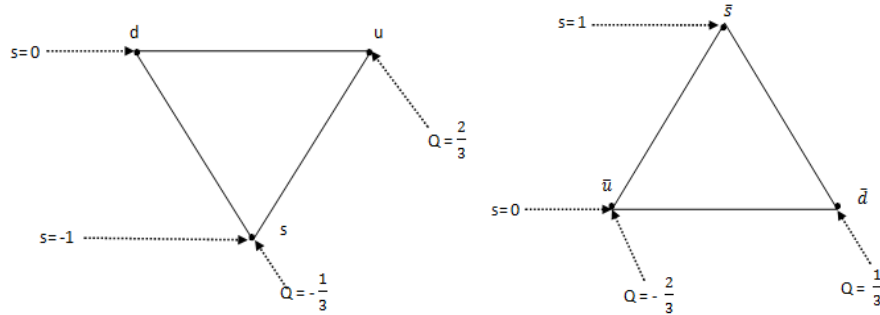
2.1.1. Kuark Modeli

1950'li yıllara gelindiğinde parçacık fiziği adına yeni bir parçacık keşfi büyük bir karmaşaydı. Bu düzensiz parçacık kaosunu daha anlaşılır hale getirebilmek için 1961 yılında Murray Gell-Mann [35] "*Sekiz-katlı Yol*" adını verdiği parçacık fiziğinin periyodik cetvelini önerdi (Şekil 2.2). Sekiz-katlı yol ile güçlü etkileşen parçacıklar baryonlar ve mezonlar olarak iki aileye bölündü ve her aileye mensup parçacık; yük, acayıklık ve kütesine göre geometrik yapılar üzerine yerleştirildi.



Şekil 2.2. Baryon sekizlisi (sol) ve mezon sekizlisi (sağ) gösterimleri.

Sekiz-katlı Yol'un başarısına rağmen bu kuramın daha iyi anlaşılması 1964 yılında Murray Gell-Mann ve George Zweig tarafından birbirinden bağımsız olarak önerilen "*Kuark Modeli*" sağlandı. Bu modele göre tüm hadronlar *kuark* adı verilen temel bileşenlerden oluşuyordu ve Şekil 2.3'de görüldüğü gibi kuarklar üçgensel bir sekiz-katlı oluşturan 3 çeşnideydi [36].



Şekil 2.3. Üçgensel kuark ve antikuark sekizlisi.

Bununla birlikte, eğer bir baryon (örneğin proton) üç kuarktan meydana geliyorsa o baryona büyük bir enerji gönderildiğinde kuarkların açığa çıkması beklenir. Ancak 1970'lere kadar yapılan deneylerde serbest bir kuark gözlenememesi kuark modelini şüpheye düşürmüştü. Şüpheleri bertaraf etmek için ortaya *kuark hapsi* kavramı atıldı. Kuark hapsi, kuarkların hadronlar içerisinde hapsoldüğünü ileri sürer.

Diğer önemli bir nokta ise kuarkların renk yükü olduğudur. Fermiyon ailesinden olan kuarklar Pauli dışarlama ilkesine uymalıydılar ancak Ω^- (sss) baryonu ele alındığında bu pek mümkün değildi. Tıpkı Δ^{++} (uuu) ve Δ^- (ddd) olduğu gibi. Bu problemi çözmek için

1964'te O.W. Greenberg tarafından önerilen *renk yükü* özelliği başarılı bir sonuç vermiştir [37]. Artık kuarklar 'kırmızı', 'mavi', 'yeşil' renk yükleri ve anti-renk yüklerine sahip olduğundan yukarıda örnek verilen Ω^- (sss) baryonu için her biri farklı renk acayıplığına sahip kuark ile Pauli dışarlama ilkesine uyum sağlanır. Renk yükü özelliğine göre eğer bir kuarkın kırmızı renk yükü 1 (anti-kuark renk yükü -1) ise mavi ve yeşil renk yükleri 0'dır. Kuarklar bir renk ve anti kuarklar anti-renk ile yüklenirler.

Doğada tüm parçacıklar renksizdirler. Burada renksizlik, toplam rengin sıfır olması veya üç renkten eşit miktarda bulunması anlamını taşır. Yapılabilecek tek renksiz kombinasyonlar : $q\bar{q}$ (mezonlar), qqq (baryonlar) ve $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ (antibaryonlar). Bu kural doğada kuarkların ve glüonların tek başına görülmemesi sebebinin açıklar. Bu kurala '*Renk hapsi*' denir.

2.1.2. Hadronlar

Hadronlar, güçlü etkileşmelerin etkisi altındaki parçacıklardır. Güçlü etkileşmeler nükleonları çekirdeğe bağlayan kuvvet olduğundan nükleonlar ve nükleonlar arası etkileşim parçacıkları olan pilyonlar da hadronlardır. Bu nedenle hadronlar, baryonlar ve mezonlar olarak iki grupta incelenir. Spinlerinden dolayı, baryonlar fermiyon, mezonlar ise bozon olarak adlandırılırlar.

Baryonlar, üç kuarktan oluşurken mezonlar bir kuark ve bir antikuarktan meydana gelmektedir. Proton ve nötron baryonlara, pilyonlar ise mezonlara örnek verilebilir. Hadronlar sıfır renk yüküne sahiptirler ve proton dışındaki hadronlar kararsız yapıdadırlar. Bazı hadronlar Çizelge 2.3'te listelenmiştir.

Çizelge 2.3. Bazı baryon ve mezonlara ait isimlendirmeler, semboller, iç yapıları ve kütle değerleri.

HADRONLAR							
BARYONLAR				MEZONLAR			
Parçacık Adı	Sembol	Kuark İçeriği	Kütle (MeV/c^2)	Parçacık Adı	Sembol	Kuark İçeriği	Kütle (MeV/c^2)
Proton	p	uud	938,3	Pion	π^+	$u\bar{d}$	139,6
Nötron	n	udd	939,6	Kaon	K^+	$u\bar{s}$	493,7
Lambda	Λ^0	uds	1115,6	Eta	η	$d\bar{d}$	548,8
Sigma	Σ^+	uus	1189,4	J/Psi	J/Ψ	$c\bar{c}$	3096.9
Ksi	Ξ^0	uss	1315	Upsilon	Υ	$b\bar{b}$	9460.4
Omega	Ω	sss	1672	Ro	ρ^+	$u\bar{d}$	775

2.1.2.1. Mezonlar

1934'te Yukawa'nın kuramına göre proton ve nötron bir alan ile birbirine bağlıydı. Bu alanı oluşturan parçacık güçlü etkileşimi desteklemeliydi. Yukawa'nın hesaplamalarına göre parçacığın kütlesi elektronun kütlesi ile protonun kütlesi arasında olduğundan parçacığa mezon adı verildi [38]. Ancak 1946'da atom çekirdeğinin kozmik parçacıklarla zayıf etkileşimde bulunduğu ispatlandı [39]. Eğer güçlü etkileşim olsaydı Yukawa mezonu bu etkileşimden sorumlu olacaktı. 1947'de Powell ve arkadaşlarının keşifleri ile Yukawa mezonunun π olduğu anlaşıldı [40]. Zamanla yüksek enerjili parçacık deneyleri ile 200'den fazla mezon keşfedildi.

Basitçe mezonlar kuark-antikuark çiftinden oluşan hadron ailesinin bir üyesidir. Hadron ailesinin diğer üyesi olan baryonlar ise üç kuarkın etkileşimi ile oluşur. Kuarklar 1/2 spine sahip olduğundan Pauli ilkesine uymayan mezonlar tam sayı spinlere sahip bozondurlar. Kuark-antikuark çiftinden dolayı yükleri her zaman tamsayı değerini verir.

Mezonlar kararsızdır ve ömürleri 10^{-8} saniye ile 10^{-22} saniye arasında değişir. Yüklü parçacıklar oldukları için elektromanyetik etkileşimlere de katılırlar. Her bir mezona karşılık gelen anti-meson vardır. Örneğin, yukarı kuark (u) ve aşağı anti-kuark ($\bar{d}$) pozitif piyonu (π^+) oluştururken yukarı anti-kuark ($\bar{u}$) ve aşağı kuark (d) negatif piyonu (π^-) oluşturur.

2.1.2.2. Baryonlar

Hadronların diğer bir alt sınıfı olan baryonlar, kütlesi protonun kütlesine eşit veya daha büyük kütleli ve üç kuarkın birleşminden oluşan parçacıklardır. Her parçacığın antiparçacığı olduğu gibi her baryonun da bir anti-baryonu vardır. Kuark sayılarına bakıldığında baryonlar kesirli spinlere sahiptir (1/2 veya 3/2) ve Pauli dışarlama ilkesine uyarlar. Diğer taraftan bir baryonun yükü, yapısında bulunan kuarkların yüklerinin cebirsel toplamına eşittir. Yük ve spinin yanı sıra bu parçacıklara iki farklı kuantum numarası daha atanır: Baryon sayısı ($B=1$) ve acayıklık (S).

En hafif ve kararlı baryon olan proton iki yukarı (u) kuark ve bir aşağı (d) kuarktan oluşur. Proton dışındaki tüm baryonlar, son üründe proton bulunacak şekilde bozunurlar. Örneğin, Ξ (ksi) 10^{-10} saniyede Λ^0 (lamda) baryona bozunur. Λ^0 ise yaklaşık 3×10^{-10} saniyede bir proton ve π^- 'ye bozunur.

Yakın zamanda yapılan deneylerde pentakuark adı verilen beşli kuark bileşimlerinin varlığına dair kanıtlar elde edildi. Pentakuark dört kuark ve bir antikuarktan oluşmakla birlikte egzotik bir bileşik olmasına rağmen baryon sınıfına dahil edilir.

2.1.3. Leptonlar

Standart modele göre maddenin temel parçacıkları kuarklar ve leptonlardır. Leptonlar güçlü kuvvetle etkileşmeye girmeyen parçacık grubudur. Diğer üç temel kuvvetlerle (elektromanyetik, zayıf ve kütle çekim kuvveti) etkileşime girerler. Bilinen ilk lepton olan elektron 1897 yılında J.J. Thomson ve ekibi tarafından keşfedildi [41].

Günümüzde ise 6 çeşit lepton ve bunların karşıt parçacığı olan 6 çeşit anti-lepton vardır [34]. Tüm leptonlar fermiyon grubuna dahildir ve spinleri 1/2'dir. Negatif bir yüke sahip olan leptonların nötrinoları ise yüksüz parçacıklardır. Yüklü leptonlar diğer parçacıklarla rahatlıkla etkileşime girerken nötrinolar çok az etkileşime girerler. Bu nedenle algılanmaları oldukça zordur. Çizelge 2.1'den de görüleceği gibi, elektron-elektron nötrinosu, müon-müon nötrinosu ve tau-tau nötrinosu olmak üzere leptonlar üç aileye ayrılmaktadır.

İlk nötrino olan elektron nötrinosu 1930'da Wolfgang Pauli tarafından beta bozunmasını açıklamak için öngörülmüştü [42]. Ardından 1936'da Carl David Anderson müonu keşfetti [43]. 1962 yılında Leon M. Lederman, Melvin Schwartz ve Jack Steinberger tarafından müon nötrinosunun keşfiyle müonun bir nötrino çeşnişi olduğu kanıtlandı. Devamında ise 1974-1977 yılları arasında Martin Lewis Perl ve arkadaşları tarafından yapılan bir dizi deneyde tau keşfedildi. Bu keşfin ardından tıpkı elektron ve müonda olduğu gibi tauya karşılık gelen bir nötrinonun varlığı öngörüldü. 2000 yılında Fermilab'daki DONUT ortaklığında tau nötrinosunun keşfi duyuruldu.

2.2. Preonik Modeller ve Uyarılmış Parçacıklar

Günümüzde standart modelin pek çok öngörüsü, parçacık fiziği laboratuvarlarında yapılan deneylerle doğrulanmıştır. Ancak bütün kuramlarda olduğu gibi standart modelin yetersiz kaldığı durumlar da vardır. Bu eksiklikler SM'in genişletilmesi veya değiştirilmesi gerektiğinin göstergesidir. SM'nin sorunlarına kısaca göz atacak olursak; elektro-zayıf kuvvetin enerji skalası ($\sim 10^2 \text{ GeV}$) ile Planck skalası ($\sim 10^{19} \text{ GeV}$) arasındaki farkın büyük olması olarak tanımlayabileceğimiz hiyerarşi sorunu [44], yerçekimi kuvvetinin çok zayıf olması ve ara parçacığın gözlenememesi, evrende tüm maddeler ilk aile $e\bar{e}$ üyelerinden oluşuyorken diğer ailelerin rolü, nötrinoların kütle sorunu, evrendeki madde ile karşıt-madde arasındaki dengesizlik, gözlenebilen evrende maddenin tanımlanamayan bir çeşiti olan karanlık madde ve karanlık enerji [45] gibi birçok soruya SM izah getirememiştir.

Bu sorunların üstesinden gelme isteği fizikçileri standart modelin ötesinde (BSM) yeni araştırmalar yapmaya zorlamaktadır. Bu araştırmalar SM enerji skalasından daha büyük enerji seviyeleri gerektiren çalışmalardır. Standart model ötesi için popüler bazı çalışmalar; Süpersimetri (SUSY), Büyük Birleşim Teorileri (GUT), Technicolor, Süpersicim, Ek Boyutlar

ve Kompozitlik olarak sıralanabilir. SM'nin bahsedilen sorunlarını aydınlatmaya yönelik fizikçiler "yeni fizik" adı altında birçok fikir ileri sürmüşlerdir. SM düşük enerjiler için (birkaç yüz GeV) oldukça başarılı bir teoridir ancak yüksek enerjilere çıkıldığında önemini yitirmektedir. Bu nedenle standart modelin de içerisine dahil olduğu yeni kuramlar önem kazanmıştır.

Higgs parçacığının iç yapısının araştırılması ile başlayan kompozitlik merakı, fermiyonik ailelerde (Çizelge 2.1) lepton ve kuarkların kendilerini yinelenmesi ile fermiyonik parçacıkların (leptonlar ve kuarklar) kompozit bir yapıda olabileceği hususunda önemli sinyaller vermektedir. Kompozit modellerde, kuarkların ve leptonların maddenin daha temel yapıtaşı olan ve "*preon*" olarak adlandırılan parçacıkların bağlı durumları olduğu varsayılmaktadır [46, 47, 48]. Herhangi bir sistemin kompozit bir yapısının olup olmadığını araştırabilmek için o sisteme dışarıdan enerji vererek uyarmak yeterli olacaktır. SM parçacıklarının (fermionlar) uyarılmış durumları deneysel olarak gözlemlendiği takdirde bu durum parçacıkların kompozit yapısının ispatı olacaktır.

Kompozit modellerin yapı taşı olarak öngörülen preon fikri ilk olarak 1974 yılında Jogesh Pati ve Abdus Salam tarafından ortaya atılmıştır [46]. Kuarkların ve leptonların bu alt bileşenleri üzerinde yapılan çalışmalar üzerine 1975 yılında "*pre*" denilmiştir [47]. Bu terim ilk zamanlar iki spin-fermion ailesini açıklamaktaydı ancak günümüze kadar parçacık fizikçileri tarafından sayısız preonik model önerilmiştir. Önerilen yeni preonik modeller ise var olan kompozitlik fikrine spin-1 ayar bozonlarını da katar. Preonik modellerin ayrıntılı incelemesi için D' Souza ve Kalman' ın 1992'de yaptığı çalışmaya bakabilirsiniz [48].

2.2.1. Preonik Yapılar

Günümüze kadar birçok preonik model ileri sürülmüş ancak yine birçoğu parçacık fizikçileri tarafından ilgi görmemiştir. Bununla birlikte preon modelleri, Terawaza (1977) [49], Harari (Rishon Modeli, 1979) [50], Mandelbaum (Haplon Modeli, 1981) [51], Dehmelt (The Cosmon Model, 1989) [52], Kalman ve D' Souza (Primon Model, 1992) [48], Dugne ve Fredriksson (1997) [53], Bilson-Thompson (Helon Modeli, 2005) [54] ve Yershov (Y-partikül Modeli, 2006) [55]'un da içinde bulunduğu önerilerle gelişmeye devam etmiştir. Bu modellerden bazılarını açıklayacak olursak;

Terazawa-Akama-Chikashige (WCH) modeli: 1976 yılında Akama ile Terazawa'nın çalışmalarından sonra Chikashige'nin de katılımıyla 1977 yılında bir model önerdiler. Bu modele göre leptonların ve kuarkların 3 tane spin- $1/2$ $w_i (i = 1, 2)$, $h_i (i = 1, 2, \dots, N)$ ve $C_i (i = 1, 2, 3)$ spinör-alt kuark modelinden oluşmaktaydı [49]. Burada w, h ve c alt kuarkları, zayıf ve elektromanyetik etkileşimler, yatay serbestlik derecesi ve renk simetrisi ile ilgilidir. w, h, c alt kuarklarının yükleri belirsizdir çünkü üç alt kuark yük toplamı lepton ve kuarkların yükü ile belirlenir. Genel olarak alt kuarkların yükleri Q ile gösterilebilir.

$$\begin{aligned}
Q_{w1} &= Q, & Q_{w2} &= Q - 1, \\
Q_{h_j} &= Q_h, & j &= 0, 1, 2, 3, \dots, N \\
Q_{C_0} &= -(Q + Q_h), & Q_{C_i} &= \frac{2}{3} - (Q + Q_h), \quad i=0, 1, 2, 3, \dots, N
\end{aligned}$$

Bu bağıntılarda, w_L ikili, w_{1R} tekli, ve w_{2R} SU(2) teklisini temsil ederler. SU(N)'nin N-lisini oluşturan bilinmeyen H simetrisinin alt kuarkı h ile gösterilirken, SU(3) renk simetrisinin üçlüsünü c alt kuarkları simgelemektedir. WCH modelinin öngördüğü leptonlar, bir adet h ile bir adet w alt kuark ve ilave C_0 alt kuarkın bağlı durumunda oluşturulabilmektedir. Bu modele göre alt kuark yükleri yukarıdaki gibi ele alındığında birinci nesil kuarklar ve leptonların ifade şekli aşağıdaki gibi olmaktadır [56] :

$$\begin{aligned}
e &= (w_2 h_1 C_0), & \nu_e &= (w_1 h_1 C_0) \\
u_i &= (w_1 h_1 C_i), & d_i &= (w_2 h_1 C_i)
\end{aligned}$$

Harari-Seiberg-Shupe (rishon) modeli: Bu modele göre en basit fermiyonların 3 preondan yani 3 rishon veya 3 anti-rishon'dan oluştuğu varsayılır [57, 58, 50]. Rishon denilen bu preonlar T ve V olarak adlandırılırlar. Her bir rishona bir Çizelge 2.4'de görüldüğü gibi anti-rishon karşılık gelmektedir. Ayrıca bu modelin öne sürdüğü, T ve V preonlarının kuantum sayıları Çizelge 2.5'de listelenmiştir. Rishon modeline göre kuantum sayıları dikkate alındığında (3 preon modeli) bazı fermiyonlar için ilgili kompozitler aşağıdaki gibi olacaktır:

- $e^+ = TTT$ (pozitron)
- $\nu_e = VVV$ (elektron nötrinosu)
- $u = TTV, TVT, VTT$ (u-kuarkın 3 rengi)
- $d = VVT, VTV, TVV$ (d-kuarkın 3 rengi)

Çizelge 2.4. Öngörülen Rishon ve Anti-rishon parçacıkları

Rishonlar	Anti-rishonlar
$T(3,3)_{1/3}$	$\bar{V}(\bar{3},3)_0$
$V(3,\bar{3})_0$	$\bar{T}(\bar{3},\bar{3})_{-1/3}$

Fritzsch-Mandelbaum (Haplon) Modeli: Hem bozonik hem de fermiyonik preonları içeren bu model 1981 yılında Fritzsch ve Mandelbaum tarafından öngörülmüştür. Model fermiyonlar ve zayıf etkileşme araçlarının kompozit bir yapıya sahip olduğunu söyler [51]. Birinci nesil

Çizelge 2.5. Rishon elektrik yükü, renk ve hiper-renk değerleri

Rishon	Elektrik Yükü	Renk	Hiper Renk
T	$\frac{e}{3}$	3	3
V	0	3	$\bar{3}$

SM parçacıklarını tanımlayabilmek için α ve β fermiyonik parçacıkları ile x ve y bozonik parçacıkları önerilmiştir. Haplonları süper güçlü bir kuvvetle bağlayan "*hiper renk*" adı verilen bir kuvvetle bağlandığı düşünülmektedir. Çizelge 2.6 'da Haplon modelinin önerdiği preonlar ve onların kuantum sayıları özetlenmiştir. Buna Kuantum Haplodinamiği (QHD) denmektedir. Kütlelerin bu kuvvet ile üretildiğini ve aynı zamanda bu kuvvetin SU(n) kuvveti olabileceğini öngörür.

Çizelge 2.6. Fermiyonik ve bozonik haplonların kuantum sayıları.

Haplon	Elektrik Yükü	Renk	Spin	Hiper Renk
α	$-\frac{1}{2}$	3	$\frac{1}{2}$	+1n
β	$+\frac{1}{2}$	3	$\frac{1}{2}$	+1n
x	$-\frac{1}{6}$	3	0	$-1\bar{n}$
y	$+\frac{1}{2}$	$\bar{3}$	0	$-1\bar{n}$

İlk nesil aile fermiyonları haplon modeline göre aşağıdaki gibidir:

$$u = (\bar{\alpha}\bar{x})_3, d = (\bar{\beta}\bar{x})_3$$

$$\nu_e = (\bar{\alpha}\bar{y})_1, e = (\bar{\beta}\bar{y})_1$$

Haplon modelinde de diğerler modellerde olduğu gibi birinci aile dikkate alınmıştır. Diğer aileler birinci ailenin uyarılmış versiyonu olarak düşünülmektedir. Bununla birlikte bu model birçok egzotik parçacık (kuark,lepton) üretileceğini ve kütlelerin ağır olacağını öngörür.

Çelikel-Kantar-Sultansoy Modeli : Lepton ve kuarkların preonik modelleri, fermiyon-skaler modeller ve üç fermiyon modeller olarak 2 sınıfa ayrılır (Çizelge 2.7). Bu sınıflar genel istatistiğin bozulmaması ve preonların renkli olması varsayımıyla ifade edilirler. İstatistiğin bozulmaması, SM fermiyonları tek sayıda fermiyonik preon içermesi demektir. Yani ya

Çizelge 2.7. Leptonlar ve kuarklar için renk sekizlisi.

	Fermiyon-Skaler Modeli	Üç Fermiyon Modeli
Leptonlar (l)	$l = (F\tilde{S}) = 1 \oplus 8 \quad (1)$	$l = (FFF) = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \quad (2)$
Kuarklar (q)	$q^- = (FS) = 3^- \oplus 6 \quad (3)$	$q = (FFF) = 3 \oplus 3^- \oplus 6^- \oplus 15 \quad (4)$

fermion-skaler modeli [59, 60, 61] ya da üç fermiyon modeli [57, 58] çalışılması anlamına gelir. Preonların renkli olması varsayımı ise preonlar renk üçlüsü parçacıklardır.

Leptonlar : Fermiyonik skaler model çerçevesinde, leptonlar bir fermiyonik preon ve bir skaler anti-preonun bağlı durumudurlar. (1) nolu duruma göre her SM leptonuna ait bir renk sekizlisi parçacık eşi mevcuttur. Görüldüğü gibi üç fermiyon modelinde ise her bir SM leptonuna iki renk sekizlisi ve bir renk onlusu eşi öngörülür ((2) nolu durum).

Kuarklar : Fermiyon-Skaler modele göre kuarklar bir fermiyonik bir de skaler preondan oluşurlar. ayrıca her SM anti-kuarkının da bir tane renk altıslısı eşi vardır ((3)). Üç fermiyon modelinde kuarklar kompozit yapıya sahiptir. (4) nolu durum göstermektedir ki; her SM kuarkının bir anti-üçlüsü, bir anti-altıslısı ve bir tane de onbeşli eşi mevcuttur.

Bugüne kadar preonik modeller en hafif fermiyonları en az sayıda preon ile açıklamaya çalışmıştır. Bu durum bir kuark veya bir lepton içindeki ya iki farklı preon örneğin, 'rishon' [57, 58] ya da iki preon örneğin, 'haplon' [62] anlamına gelmektedir. Daha ağır olan diğer iki aile ise hafif olan ailenin uyarılması ile veya daha farklı sayıda preondan oluştuğu öngörülmektedir. Yukarıdaki sınıf bilgilerinden yola çıkarak SM birinci aile fermiyonları için aşağıdaki preonik bağlı durumları yazmak mümkün olmaktadır.

$$\begin{aligned} V_e &= (F_1 S_1^-) & e &= (F_2 S_1^-) \\ d^- &= (F_1 S_2) & u^- &= (F_2 S_2) \end{aligned}$$

Preon Üçlüsü (Trinity) Model : Preon üçlüsü model, haplon ve rishon modellerinden fikir alır [53]. Bu modelde Dugne, Fredriksson ve Hansson haplon modelini üç spin-1/2 (α , β ve δ) preon ve üç spin-0 (x, y ve z) preon olarak genişletir ve simetri korunumuyla bilinen tüm kuark ve leptonların üretilebileceğini söyler (Çizelge 2.8). Fredriksson'un dikuark çalışmasına benzer üç preon sistemi içerisinde iki bağlı preon sistemi bulunur. İlgi çekici bir başka yönü ise oluşan bozonik diponların, fermiyonik preonların süpersimetrik (SUSY) eşi olduğu düşünülmektedir. Yani her spin-1/2 preon için spin-0 anti-dipreon vardır.

Eğer bozonik preonlar, fermiyonik preoların SUSY eşi ise renk bakımından eşit olmaları gerekir. Öyleyse $x = (\bar{\beta}\delta)$, $y = (\bar{\alpha}\delta)$ ve $z = (\bar{\alpha}\beta)$ olacaktır.

Çizelge 2.8. Preon üçlüsü yükleri.

Elektrik yükü	$+e/3$	$-2e/3$	$+e/3$
Spin-1/2 preon	α	β	δ
Spin-0 anti-dipreon	$x = (\overline{\beta\delta})$	$y = (\overline{\alpha\delta})$	$z = (\overline{\alpha\beta})$

Çizelge 2.9. Preon üçlüsü modelinde kuarklar ve leptonlar.

	α	β	δ		α	β	δ
$x = (\overline{\beta\delta})$	u	s	c	$\bar{x} = (\beta\delta)$	ν_e	e^-	$\bar{\nu}_{\kappa 1}$
$y = (\overline{\alpha\delta})$	d	X	b	$\bar{y} = (\alpha\delta)$	μ^+	$\bar{\nu}_\mu$	κ^+
$z = (\overline{\alpha\beta})$	t/h	g	t/h	$\bar{z} = (\alpha\beta)$	ν_τ	τ^-	$\bar{\nu}_{\kappa 2}$

Burada bir kuark yükü oluşturmak için bir preon ve anti-dipreonun birleştirilmesi gerekir.

Preon üçlüsü modeline göre Çizelge 2.9’da görüldüğü üzere lepton ve kuarkların preon ve anti dipreon bağlı durumları üretilmiştir. Bu modele göre 3 yeni kuark (X,g,h) ve 3 yeni lepton ($\bar{\nu}_{\kappa 1}$, $\bar{\nu}_{\kappa 2}$, κ^+) öngörülür.

Helon Modeli : Tüm preon modelleri, preonları noktasal parçacıkları olarak düşünmez. Bunlardan biri de Sundance O. Bilson-Thompson tarafından geliştirilen ve "helon modeli" olarak adlandırılan modeldir [54].

Bu model Rishon modeline [57] dayanmaktadır. İlk olarak bir nesil kuark ve leptonlarını, ayar bozonlarının açıklamalarını vererek diğer nesillere nasıl genişleyeceğini gösterir. Bu modelde her bir preon eşdeğeri helon olarak adlandırılır ve her bir helon 2 şeritten (tweedles) oluşur. Bu iki şerit U ve E ile gösterilir (Çizelge 2.10). $\pm\pi$ aracılığıyla bir şerit üzerindeki bükümler ile temsil edilir.

Çizelge 2.10. Helon modelinin preon ve yükleri.

	UU	EU = UE	EE
Yük	$+e/3$	0	$-e/3$
Helon	H_+	H_0	H_-

Bu modelde helonlar (iplik benzeri bükümler) her iki uçtan birbirine bağlı üçüz mekanizmadan oluşur. İki şerit ile bir helon oluşturularak iki uçlardan bağlanmasıyla oluşan

kapalı örgüler kuark ve leptonları temsil eder. Daha ağır lepton ve kuarklar ise daha karmaşık örgüler olarak modellenmiştir.

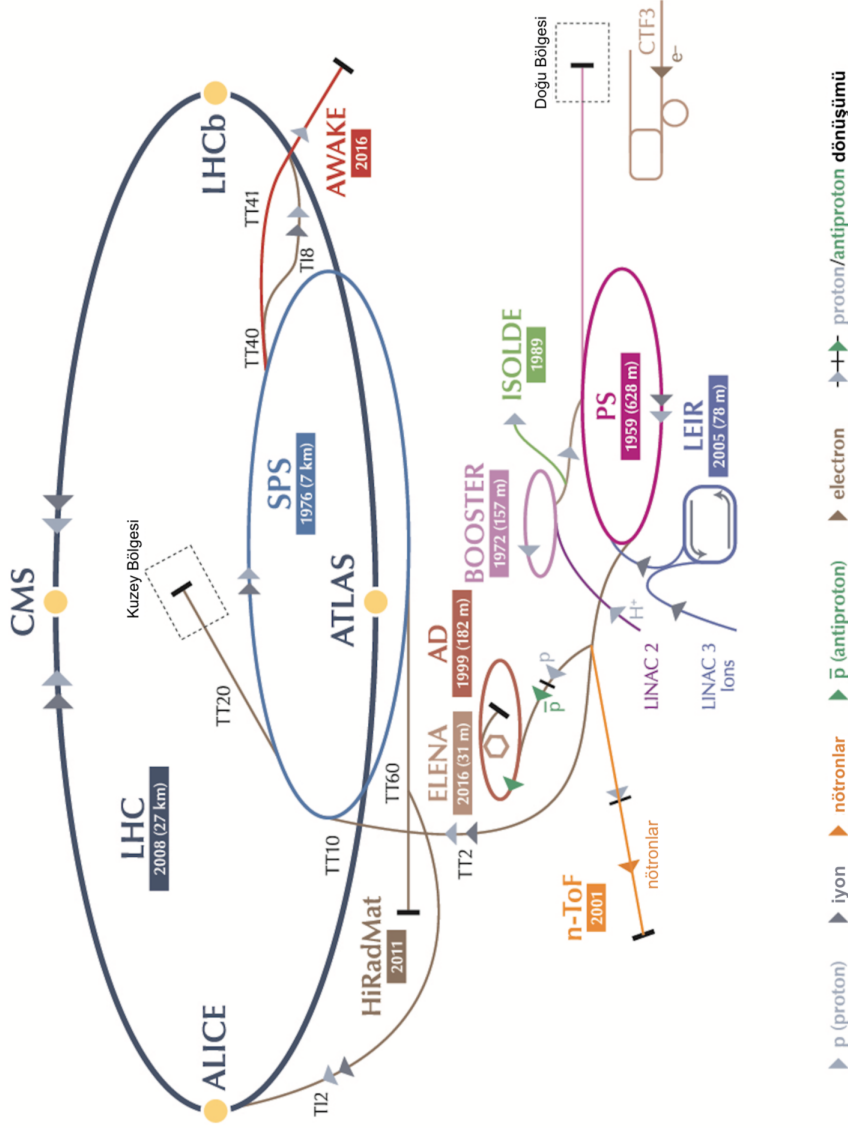


3. YÜKSEK-IŞINLIKLIL BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI (HL-LHC)

3.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)

Cenevre yakınlarında ve Fransa-İsviçre sınırları altında bulunan LHC, yol boyunca parçacıkların enerjisini artırmak için birkaç hızlandırıcı yapıya sahip 27 km uzunluğunda süper iletken mıknatıs halkasından oluşur. 175 m derinlikteki bu tünel dünyanın en büyük parçacık fiziği araştırma laboratuvarıdır [63]. Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) tarafından 1998-2008 yılları arasında 100'den fazla ülkenin işbirliği ile inşa edildi. Hızlandırıcılar ve dedektörlerden oluşan CERN'deki ilk hızlandırıcı 1957 yılında kurulan 600 MeV'lik proton hızlandırıcısıdır. Günümüzde hala kullanılmakta olan 28 GeV'lik Proton Sinkrotronu (PS) 1959 yılında tasarıma eklendi. 1976 yılında devreye giren 450 GeV proton hızlandırıcısı olan Süper Sroton Sinkrotronu (SPS) ile birçok çalışmalar yapılarak nobel ödülü alındı. 1989-2000 yılları arasında 100-200 GeV'lik enerji aralığında çalışan CERN'in en önemli tesislerinden biri olan elektron-pozitron çarpıştırıcısının (LEP) yerini 1994 yılında CERN Konseyi'nin onayı ile Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) almak üzere çalışmalar hızlandı. 1996-1998 yılları arasında dört büyük deney sistemi (ATLAS, CMS, ALICE ve LHCb) için inşaat çalışmalarına başlandı. Elde edilebilecek maksimum enerji için hızlandırıcı boyutu önemli olduğundan LHC, 10 Eylül 2008 tarihinde LHC işletmeye dahil edildi ve günümüzde halen 7 TeV enerjide proton-proton çalışmaları gerçekleştirilmektedir. 2008 yılından sonra da CERN'deki bu öncü makinenin daha da geliştirilmesi için çalışmalar yapılmaktadır. Şekil 3.1'de şematik bir görünümü sunulan CERN tesislerine 2011 yılında HiRadMat, 2016 yılında ise AWAKE eklemesinin yapıldığı görülmektedir [64]. Yapılan bu eklemelerle yeni hızlandırma tekniklerinin ön çalışmaları incelenerek gelecekteki deneyler için daha verimli hizmet sunma hedeflenmektedir.

CERN'de bulunan Büyük Hadron Çarpıştırıcısında, hızlandırılan protonların kısa hikayesi şöyledir: içinde hidrojen bulunan bir şişeden hidrojen atomundan elektronların sıyrılıp alınmasıyla protonları elde edilir. Linac2'den 50 MeV'lik enerji ile protonlar PS ateşleyicisine enjekte edilirler ve burada 1.4 GeV enerjisine yükseltirler. Daha sonra proton demeti Proton Sinkrotronu'na gönderilerek buradaki hızlandırma ile 25 GeV'lik enerjiye ulaşırlar. Protonların gideceği bir sonraki yer SPS'dir. Burada da 450 GeV enerjisine çıkarılarak son durağı olan LHC'ye gönderilirler. LHC'de her iki yönde de (saat yönü ve saat yönünün tersi) dönen parçacıklar yaklaşık 20 dakika 6.5 TeV'lik enerjiye ulaşırlar. Normal işletim şartlarında parçacık demeti LHC'de saatlerce tur atar.



LHC Büyük Hadron Çarpıştırıcısı SPS Süper Proton Sinkrotronu PS Proton Sinkrotronu

AD Antiproton Yavaşlatıcısı CTF3 CLIC Test Tesisi AWAKE Gelişkin WAKE-alanlı Deney ISOLDE Hat üzerinde İzotop Ayırıcı Aygıt

LEIR Düşük Enerjili İyon Halkası LINAC Çizgisel Hızlandırıcı n-ToF Nötronlar Uçuş Süresi HiRadMat Yüksek-Radyasyondan Mazlemelere

Şekil 3.1. 2008 yılından bu yana CERN’de faaliyet gösteren ve 2020’li yıllarda daha yüksek ışınlık ile çalışacak olan Büyük Hadron Çarpıştırıcı’nın şematik görünümü.

3.2. Işınlık

Parçacık fiziği deneylerinde yeni olayların oluşturulabilmesi için enerjinin yanı sıra faydalı etkileşimlerin sayısı da oldukça önemlidir. Bu durum nadir gözlenen olaylar için incelendiğinde küçük bir σ_p tesir kesiti geçerlidir.

Bir parçacık hızlandırıcısının gerekli sayıda etkileşimi üretme yeteneğine *ışınlık* ($\mathcal{L}_{int}$) denir. Basit bir tanımlama yaparsak, iki ışın demetinin içindeki protonların karşı karşıya gelme ihtimalini belirtir. Saniye başına dR/dt olay sayısı ile σ_p tesir kesiti ile arasındaki orantısallık sabitidir.

$$\frac{dR}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma_p \quad (3.1)$$

Işınlık birimi bu nedenle $cm^{-2}s^{-1}$ 'dir. Maksimum ışınlık ve saniyedeki anlık etkileşim sayısı çok önemlidir. Anlık ışınlık aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\mathcal{L} = \gamma \frac{n_b N^2 f_{rev}}{4\pi\beta^* \epsilon_n} R \quad (3.2)$$

γ , protonun durgun kütle enerjisi; n_b , demet sayısıdır: 25 ns demet aralığı için 2808'dir. (nominal LHC değeri); N , parçacık sayısıdır. $N_{nominal}$ 25 ns : 1.15×10^{11} p; f_{rev} , devir frekansıdır (11.2 kHz). β^* , çarpışma noktasındaki beta fonksiyonu (odak uzaklığı) ve nominal tasarımı 0.55 m'dir. ϵ_n , enine normalize edilmiş emisyonudur (nominal tasarımı 3.75 m). $R = 1/\sqrt{1 + \frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma}}$, ışınlık geometrik indirgeme faktörüdür. c , çarpışan ışınlar arasındaki tam geçiş açısıdır (nominal tasarım 285 rad) ve z , enine ve boyuna r.m.s.'dir (nominal olarak sırasıyla 16.7 m ve 7.55 cm). Yukarıda gösterilen nominal parametre değerleri ile $1 \times 10^{34} cm^{-2}s^{-1}$ ışınlığı elde edilir.

Belirli bir zaman diliminde birim yüzeyde meydana gelen çarpışmaların ölçüsü olan ışınlık, hızlandırıcı performansının önemli bir göstergesidir. Ayrıca tüm çarpıştırıcı deneyleri toplam ışınlık değerlerini maksimize etmeyi amaçlar çünkü ışınlık ne kadar yüksek olursa, analiz için veriler de o kadar fazladır ve aranan fenomenlerin gözlemlenebilme olasılığı artar.

Yüksek ışınlık, 2020'li yıllarda ilgili durumların gözlemlenebilme potansiyelini genişletebilmek ve LHC'nin çalışabilir durumunu bir on yıl daha uzatabilmek için ışınlığını ($\mathcal{L}_{int}$) ve dolayısıyla çarpışma oranını nominal tasarımın ötesinde beş katına çıkarma hedefidir. Örneğin, yüksek ışınlık ile 2017 yılına kıyasla LHC'den yılda 15 milyona yakın Higgs bozonu üretilecektir.

3.3. Yüksek-Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (HL-LHC)

Yüksek Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (HL-LHC), LHC'nin yükseltilmiş bir versiyonudur. Bu yeni konfigürasyon hızlandırıcı teknolojisini mevcut sınırlarının ötesine taşıyan bir dizi yeniliğe dayanır. Örneğin; çarpışma sayısını 10'luk bir faktörle artırmak için HL-LHC daha yüksek ışınlıkta çalışacaktır. 2025'ten sonra çalıştırılacak olan HL-LHC, ATLAS ve CMS deneylerindeki veri hacmini önemli derecede artıracaktır.

Odaklaması ve yoğunluğu artırılan ışının parçacık dedektörlerinin merkezinde bir araya gelmesiyle daha fazla çarpışma üretilir. Bu durum bilinen mekanizmaları daha detaylı inceleme ve nadir gözlenen yeni olayları gözlemleme olasılığını artırır. Günümüz çarpıştırıcıları için ışınlık $10^{24} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ile $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ arasında değişmektedir.

2010 yılı sonlarında CERN, Yüksek Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı projesini oluşturdu [65]. Şekil 3.2 2015 yılından 2030'lu yılların sonuna kadar olan bir zaman sürecindeki LHC'nin çalışma planı ve hedeflenen toplam ışınlık değerlerini özetlemektedir [66]. Bu projenin temel amacı, bir dizi ışın parametresinin düzenlenmesi ile tepe ışınlığının $5 \times 10^{34} (\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$ ulaşmasını sağlamak ve bu sayede LHC'nin yıllık toplam ışınlığının 350 fb^{-1} 'den başlayarak 10 yıl sonunda 3500 fb^{-1} ışınlık değerine ulaştırmaktır [67, 31]. Bu toplam ışınlık, LHC ömrünün ilk on iki yılında beklenen ışınlık oranının yaklaşık on katıdır.



Şekil 3.2. LHC'nin Çalışma 2'den sonraki Yüksek-Işınlıklı LHC'ye doğru yol alan zaman çizelgesi

Sınırlı bir ömre sahip olan bilimsel araçların da zaman içerisinde yenilenmeye ihtiyacı vardır. Bu teknik duraklamalar yeniliklere ve gelişmelere atılan bir adımdır. 2015 yılında 13-14 TeV kütle merkezi etrafında nominal değerlerin girilmesiyle LHC'nin tasarım ışınlığının $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ulaşması beklendi. 2015-2022 döneminde ise ışınlığın artırılması yönünde çalışmalar yapılmaktadır.

Kapanma 1 (LS1), 2013-2014 yıllarında ışık enerjisini ve ışıklık tasarım parametrelerine ulaşmayı sağlayacak olan ilk uzun kapanmadır. 2018-2019'da yapılan ikinci uzun kapanma (LS2) ile LHC enjektörlerinin yükseltilmesi, ışıklık ve güvenilirliği artıracaktır. 2023-2025'ten sonraki üçüncü uzun kapanma (LS3), yüksek ışıklık (HL) ayarında olacaktır.

2023-2025 yıllarındaki LS3 döneminden sonra yeni makine konfigürasyonunun devreye alınması ve ana donanımın kurulması hedeflenirken yüksek verimlilik sağlamak için gerekli tüm önlemlerin alınması 2035'e kadar hedeflenmektedir.

3.3.1. Işıklık sınırlamaları ve donanım kısıtlamaları

İç üçlü magnet; yaklaşık 300 fb^{-1} sonra iç üçlü kuadropollerin (dört kutuplu) bazı bileşenleri ve düzeltici mıknatısları olası radyasyon hasarı bölgesine giren 30 MGy 'lik bir doz almış olacaktır. Kuadropoller, 400 fb^{-1} ile 700 fb^{-1} 'e kadar dayanabilirler. Ancak iç içe yerleştirilmiş mıknatısların 300 fb^{-1} 'de başarısız olması ihtimali vardır. Bu nedenle üçlü mıknatısların değiştirilmesi hasar meydana gelmeden önce öngörülmelidir.

Kriyojenik; LHC, dünyadaki en büyük kriyojenik sistemdir. Protonları kontrol eden mıknatısları çalıştırmak için soğutma işlemi gerekir. Müdahale esnekliği ve makinenin kullanılabilirliğini artırmak için süper iletken RF (SCRF) ile mıknatıslı soğutma arasında tam bir ayırım için yeni bir kriyojenik tesis kurulması planlanmaktadır.

Kolimasyon sistemi; mevcut sistem sağlamlık için optimize edilmiştir ve planlanan artan ışın yoğunluğu için gerekli olan düşük empedans ihtiyacını karşılayan bir güncellemeye ihtiyaç vardır. Ayrıca IR1 ve IR5'teki üçüzleri korumak için de gereklidir.

Dispersiyon baskılayıcı (DS) bölgeleri; birinci ve ikinci süper iletken dipol içine, kapalı momentum parçacıklarının sızması muhtemel bir LHC performans sınırlaması olarak tanımlanmıştır. LHC dipolleri (8.3 T ve 14.2 m) daha yüksek bir alan (11 T) ve daha kısa uzunlukta (11 m) elde edilen eşit eğilme dayanımlı dipoller ($\sim 120 \text{ T.m}$) ile değiştirilecektir.

Elektronik ışıma (R2R) ve süper iletken (SC) bağlantılar; güç dönüştürücü sistemin radyasyona duyarlı elektronik kartlarının radyasyona dayanıklı kartlar ile değiştirilmesi için incelemeler yapılmaktadır. Bu ekipmanlar yeni bir yeraltı galerisine kurulacaktır.

3.3.2. Yüksek Işıklı LHC'nin Çalışması

Işıklı artırılmasıyla ATLAS ve CMS dedektörlerinin merkezinde yaklaşık 40'a kıyasla 140 çarpışma sayısı meydana gelecektir. Bu durumun gerçekleşmesi için ışının daha yoğun ve odaklanmış olması gerekir. HL-LHC yapılandırması bir dizi teknolojik gelişme ile mümkün olacaktır. Bunlardan bazıları; son teknoloji 11-12 T süper iletken mıknatıslar, çok hassas faz dönüşü için süper iletken boşluklar, ışın demeti için yeni teknoloji optikler ve enerji kaybını sıfıra indirgeyen süper iletken bağlantılardır.

- **Daha güçlü odaklanma mıknatısları ve yeni optikler**

Çarpışmadan önce parçacık demetlerini odaklamak için ATLAS ve CMS deneylerinin her iki tarafına yeni ve daha güçlü süper iletken dört kutuplu mıknatıslar yerleştirilecektir. Yeni optikler (demetlerin bükülmesi ve odaklanması için) ise ışınların kullanım ömrü boyunca sabit bir çarpışma hızını mümkün kılacaktır.

- **Demetleri eğmek için "Yengeç Oyukları(CC)"**

Bu süper iletken ekipman, parçacık demetlerine buluşmadan önce enine bir momentum kazandırır ve iki demetin üst üste binme alanını genişleterek çarpışma olasılığını artırır. ATLAS ve CMS deneylerinin her iki tarafına toplam on altı adet yengeç oyugu yerleştirilecektir.

Çizelge 3.1. HL-LHC'nin temel parametreleri (25 ns versiyonu) ve nominal LHC ile karşılaştırılması.

Parametre	Nominal LHC	HL-LHC
Demet enerjisi [TeV]	7	7
Demet aralığı [ns]	25	25
Demet sayısı	2736	2736
Tam geçiş açısı [μrad]	300	590
Tepe ışınlığı [$10^{34} cm^{-2} s^{-1}$]	1.0	7.4
Toplam olay	≤ 28	≤ 140
Yıllık toplam ışınlık [fb^{-1}]	55	350

- **Daha kompakt ve güçlü bükme mıknatısları**

Mevcut bükme mıknatıslarından ikisi, iki çift kısa bükme mıknatısı ve iki kolimatör ile değiştirilecektir. Süper iletken nibonyum-kalay bileşiğinden yapılan yeni dipol mıknatıslar, bugünün dipol mıknatıslarının 8.3 T yerine 11 T manyetik alan üretecek ve protonların yörüngesini daha kısa mesafede bükcektir.

- **Yenilikçi süper iletken bağlantılar**

Yenilikçi süper iletken güç bağlantılar, güç dönüştürücülerini hızlandırıcıya bağlayacaktır. Bu bağlantılar mıknatıslardan daha yüksek sıcaklıkta çalışan bir süper iletken malzeme olan magnezyum diborürden yapılmıştır.

- **Yükseltilmiş bir hızlandırıcı zinciri**

HL-LHC'nin performansı enjektör zincirine de bağlıdır. Bu enjektör zinciri, demetleri 27 km'lik halkaya göndermeden önce hızlandıran düzeneklerdir. Zincirdeki ilk bağlantı,

Linac2 yerine geçecek olan Linac4'tür. Zincirdeki diğer üç bağlantı ise PS Booster, PS ve SPS'dir. Bu bağlantılar için de yükseltme yapılması planlanmaktadır.

HL-LHC, 25 ns demet aralığında (yaklaşık 2750 demet sayısı) demet geçişi için ortalama olarak yaklaşık 140 olaya karşılık gelir ve bu durum $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ışınlığına dayanır Çizelge 3.1 [68].



4. SPİN-1/2 UYARILMIŞ KUARK ve ETKİLEŞİM LAGRANJİYENİ

4.1. Uyarılmış Parçacıklar

Maddenin temel parçacıklarının tarihi gelişimi ve bu süreçte alt yapılarının deneysel bulgularla desteklenmesi ile SM fermiyonlarının kompozit bir iç yapısı olma fikri ortaya çıkmıştır. Başlangıçta en temel yapı olarak bilinen atomun, kütlesi ve yarıçapı daha küçük parçacıklardan meydana geldiği keşfedilmesinden sonra, bu yeni yapının da içerisinde daha temel parçacıkların olabileceği fikri oluştu. Bu fikir daha da ileri götürülürse, şu anda bir altyapısı gözlemlenemeyen parçacıkların esasında kompozit bir yapısının olabileceği düşünülebilir. Bu arayışlarla ilgili kuramlar bölüm 2’de kısaca bahsedilmişti. Kompozitliği ispat edebilmek için öngörülen kuramlardan biri de uyarılmış kuarkların (q^*) ve uyarılmış leptonların (l^*) varlığının öne sürülmesidir. Uyarılmış leptonlar hakkında 1965 yılında yapılan ilk yayından [69] sonra yapılan sayısız teorik [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29] ve deneysel [1, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13] araştırmalar, parçacık fizikçilerini uyarılmış fermiyonların varlığını ispatlama yoluna itmiştir. Bunun için $1/\Lambda$ kompozitlik ölçeği ile karakterize edilmiş etkileşimler incelenmektedir. SM’nin ilk ailesinin ve uyarılmış kuarkların izospin yapısı aşağıdaki gibidir [70].

$$\begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix}_L, u_R d_R, \begin{bmatrix} u^* \\ d^* \end{bmatrix}_L, \begin{bmatrix} u^* \\ d^* \end{bmatrix}_R$$

Uyarılmış kuarkların varlığı preonik modellerde öngörülmektedir. Bu modellerde uyarılmış kuarkların spin-1/2 [20] ile spin-3/2 [71] uyarılmış durumlarına sahip olabileceği varsayılmaktadır. Hadron çarpıştırıcılarında uyarılmış kuarkların üretimi ile ilgili makaleler yayınlanmış ve yayınlanmaktadır. Hali hazırda çalışan en yüksek enerjili hadron-hadron çarpıştırıcı olan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı’nda uyarılmış kuarkların etkileşim kanalları hem benzetim yöntemi hem de veri analizi yöntemi ile irdelenmektedir. LHC’deki CMS ve ATLAS deneylerinin fizik programlarında uyarılmış kuark da yer almaktadır. CMS ve ATLAS makalelerinde [72, 73], son durumda *foton – jet*’e bozunan uyarılmış kuarkın kütlesine 5.5 TeV sınırlandırma getirmişlerdir. LHC’nin yapabileceği kütle sınırlandırması hemen hemen bu seviyelerde olacağından LHC’den sonra bir üst seviye olan HL-LHC, yeni fizik araştırmaları için çok önemli bir seçenek olacaktır.

Bilindiği gibi, Standart Model’de 3 adet kuark ailesi vardır ve gözlemlenen ilk kuark birinci ailenin üyesi olan üst (u) kuarktır. Daha sonra yapılan deneylerde ise diğer kuarklar da zamanla keşfedilmiştir. Yapılan çalışmada, LHC’den bir sonraki aşama olan Yüksek-Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı’nda spin-1/2 uyarılmış u kuarkın üretimi benzetim hesaplamaları ile ele alınmıştır.

4.2. Etkileşim Lagranjyeni

Uyarılmış u kuark ilgili hesaplamaları yapabilmek için, parçacık fenomenolojisi alanında yaygın olarak kullanılan CalcHEP [74] benzetim yazılımını kullandık. CalcHEP yazılımı SM model paketlerini hazır halde içermektedir. İncelemek istediğimiz spin-1/2 u^* kuark için CalcHEP yazılımı içine LanHEP [75] yazılımını kullanarak denklem 4.1 de belirtilen etkin lagranjyeni [20] girdik.

$$L_{eff} = \frac{1}{2\Lambda} \bar{q}_R^* \sigma^{\mu\nu} [g_s f_s \frac{\lambda_a}{2} G_{\mu\nu}^a + g f \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_{\mu\nu} + g' f' \frac{Y}{2} B_{\mu\nu}] q_L + h.c. \quad (4.1)$$

Burada;

Λ : Kompozitlik ölçeği,

q^* : Spin-1/2 Uyarılmış kuark için Rarita-Schwinger Alanı,

q : SM Kuarkları,

$G_{\mu\nu}^a, \vec{W}_{\mu\nu}, B_{\mu\nu}$: Glüon, SU(2) ve U(1) için alan güç tensörleri,

λ^a : Kuark-glüon etkileşimleri renk parametreleri,

$\vec{\tau}$: Pauli Spin Matrisleri,

Y : Zayıf Hiper-yükü,

g_s, g, g' : Ayar bağlanma sabitlerini,

$f_s = f = f' = 1$: Serbest parametreleri

temsil etmektedirler.

4.3. Bozunum Genişliği ve Tesir Kesiti Hesaplamaları

Bozunum genişliği parçacık fiziği hesaplamalarında önemli bir parametredir. Spin-1/2 u^* için bozunum genişliği denklemleri şu şekildedir;

$$\Gamma_{(u^* \rightarrow ug)} = \frac{1}{3} \alpha_s f_s^2 \frac{m_{u^*}^3}{\Lambda^2} \quad (4.2)$$

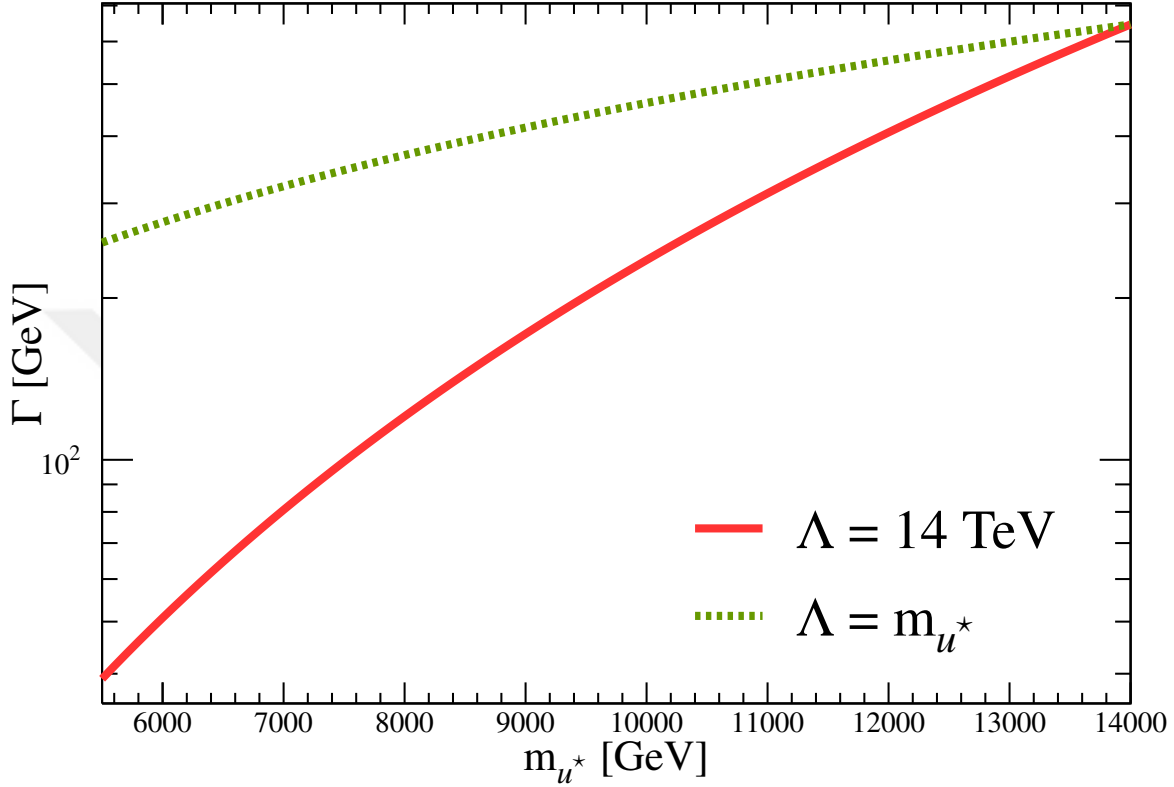
$$\Gamma_{(u^* \rightarrow u\gamma)} = \frac{1}{4} \alpha f_\gamma^2 \frac{m_{u^*}^3}{\Lambda^2} \quad (4.3)$$

$$\Gamma_{(u^* \rightarrow uV)} = \frac{1}{32\pi} g_V^2 f_V^2 \frac{m_{u^*}^3}{\Lambda^2} \left(1 - \frac{m_V^2}{m_{u^*}^2}\right)^2 \left(2 + \frac{m_V^2}{m_{u^*}^2}\right) \quad (4.4)$$

Denklem 4.2, 4.3 ve 4.4 deki bozunum genişliklerinin bazı parametreleri şu şekildedir: V, W veya Z bozonlarını, T_3 zayıf izospin üçüncü bileşenini ve Y uyarılmış u

kuarkın zayıf hiper-yükünü temsil etmekle beraber; $f_\gamma = fT_3 + f'(Y/2)$, $f_Z = fT_3 \cos^2 \theta_W - f'(Y/2) \sin^2 \theta_W$, $f_W = f/\sqrt{2}$ dir.

CalcHEP'te spin-1/2 u^* 'ın bozunum genişliği değerleri 5.5 TeV ile 100 TeV kütle aralığında $f = f_s = f' = 1$ serbest parametreleri ile hesaplanmıştır. $\Lambda = 14$ TeV ve $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçeğinde u^* kuarkın kütlesine karşılık gelen toplam bozunum genişliği Şekil 4.1'de verilmiştir.



Şekil 4.1. Uyarılmış u kuarkın iki farklı kompozitlik ölçeği, $\Lambda = 14$ TeV ile $\Lambda = m_{u^*}$, için bozunum genişliği.

Temel olarak saçılma deneylerinde gelen parçacıkların hedef parçacıklar ile etkileşime girmesi hedef parçacıkların tesir alanı içerisinde bulunmasından kaynaklıdır. Bir proton demeti bir proton topluluğuna gönderildiğinde proton topluluğunun diğer proton demetiyle etkileşen kesitine *Tesir Kesiti* (σ) denir.

Tesir kesiti, etkileşen parçacıkların doğasına bağlıdır ve çeşitli saçılmalar ve atom altı parçacıkların gözlemlendiği süreçler üretilir. Aynı zamanda yeterince yüksek enerjili parçacıkların saçılması olayında süreç sonunda esnek ve esnek olmayan saçılmalar gözlemlenebilir.

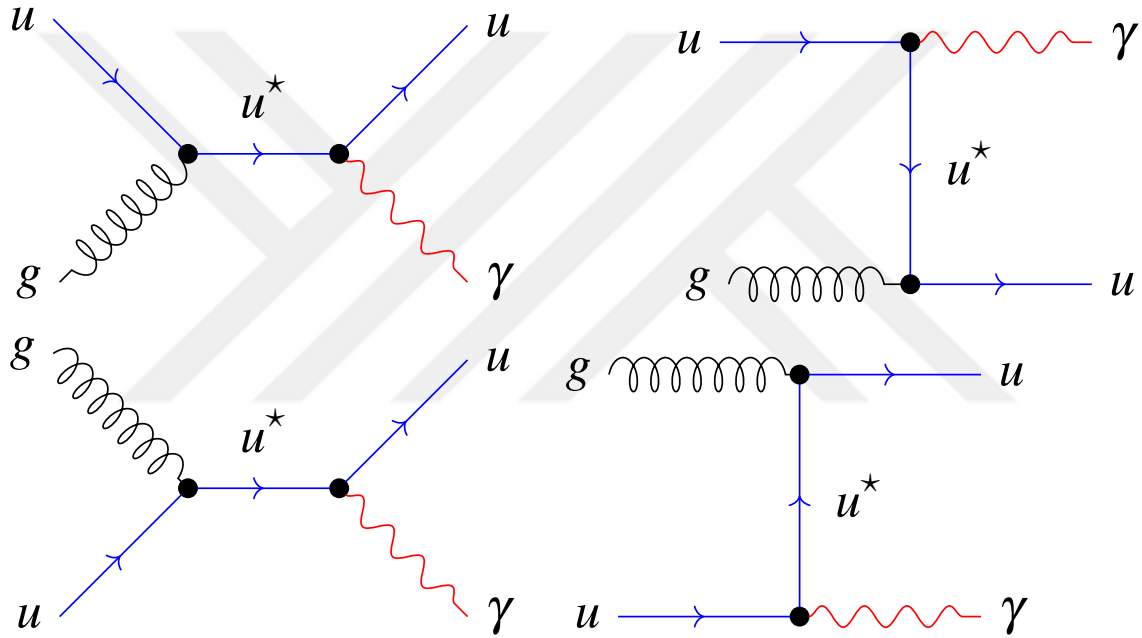
$$e + p \rightarrow e + p \text{ (esnek saçılma)}$$

$$e + p \rightarrow e + p + \gamma \text{ (esnek olmayan saçılma)}$$

Burada tesir kesitinin büyük olması, birim zamanda etkileşen parçacık sayısı ve süreçte gözlenebilecek olası olayların ve ürünlerin fazla olması anlamını taşır. Böylece hedefi sarmalayan dedektörler açığa çıkan parçacıkları algılayarak kimlik kontrolünden geçirir. Tersi durumda ise dedektör tarafından algılanan parçacıklar sayılarak diferansiyel tesir kesiti ölçülebilir.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN}{\mathcal{L}d\Omega} \quad (4.5)$$

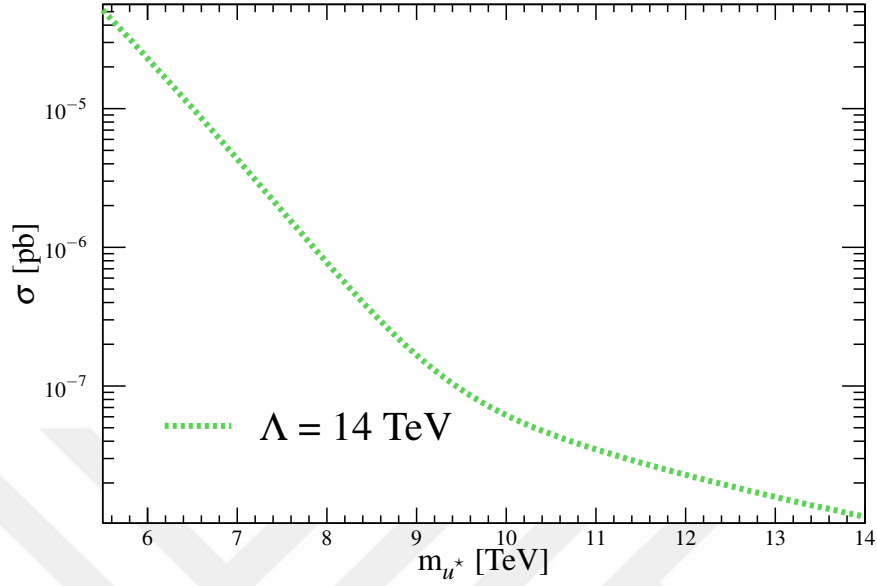
Ayrıca tesir kesiti (σ) gelen parçacığın hızı ($\vec{v}$) ile ters orantılıdır. Çünkü temelde parçacıkların etkileşme süresinin yani gelen parçacığın hedef dolaylarında harcadığı zamanın fazla olması istenilen durumdur. Ancak yüksek hızla gelen parçacık harcanan zamanın kısılmasına neden olur.



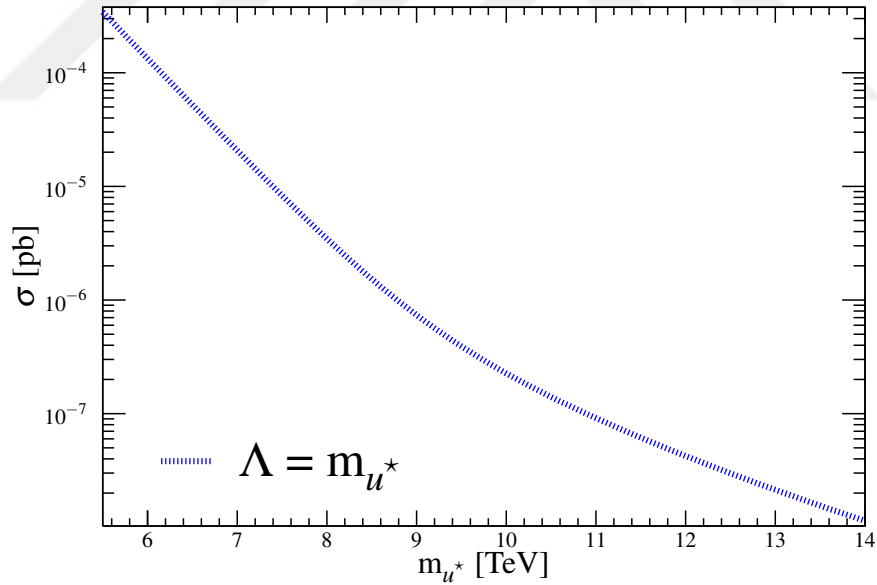
Şekil 4.2. pp çarpıştırıcılarda doğrudan ve dolaylı üretim için sinyal sürecinin Feynman diyagramı.

Bu çalışmada tesir kesiti, bozunum genişliği, kompozitlik ölçeği dağılımları gibi tüm taramalar için CalcHEP 3.6.23 versiyonlu benzetim yazılımı kullanılmıştır. Öncelikle tesir kesiti değerlerinin üretimi ve grafiğin çizimi, CTEQ6L kuark dağılım fonksiyonu (PDF) Şekil EK-1.7 kullanılarak ve renormalizasyon ile faktörizasyon ölçekleri uyarılmış kuark kütesine eşit alınarak hesaplanmıştır [76, 77]. Proton-proton çarpıştırıcılarında, kuark-glüon füzyonu yoluyla uyarılmış kuarkların rezonans üretimi nedeniyle Leading Order (LO) seviyesindeki uyarılmış kuarkların rezonans üretimi için tesir kesiti değerleri Next-to-Leading-Order (NLO) seviyesi tesir kesiti değerleri kadar yüksektir. Bu nedenle deneysel çalışmalarda uyarılmış kuarklar için bir k-faktörü [29, 78, 79] hesabı yapılmadan LO seviyesi tesir kesiti değerleri kullanılır.

Farklı PDF seçimlerinin kullanıldığı LHC deneylerinde, faktörizasyon ve renormalizasyon ölçekleri, $u^* \rightarrow \gamma u$ kanalı için sistematik belirsizliklere % 1'den daha az katkı sağlar. Şekil 4.2'de $u^* + X \rightarrow \gamma u + X$ durumu için sinyal tesir kesitine katkı sağlayan dört Feynman diyagramı gösterilmiştir.



Şekil 4.3. Uyarılmış u kuarkın $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeği için tesir kesiti.



Şekil 4.4. Uyarılmış u kuarkın $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçekleri için tesir kesiti.

Süreçlerle ilgili hesaplamalarımızda 14 TeV kütle merkezi (KM) enerjili pp çarpıştırıcısı için hiçbir sınırlama koymadan tesir kesiti değerleri elde edilmiştir. Şekil 4.3'e bakıldığında 14 TeV KM enerjili pp çarpıştırıcısında spin-1/2 uyarılmış kuarkın tesir kesitinin 10^{-4} ile 10^{-8} pb aralığında değerlere sahip olabileceği görülmektedir. Bu şekilden

de görüldüğü üzere, bu tesir kesiti aralığında kabaca 3'den 350'ye kadar olay üretilebileceği tahmin edilmektedir.

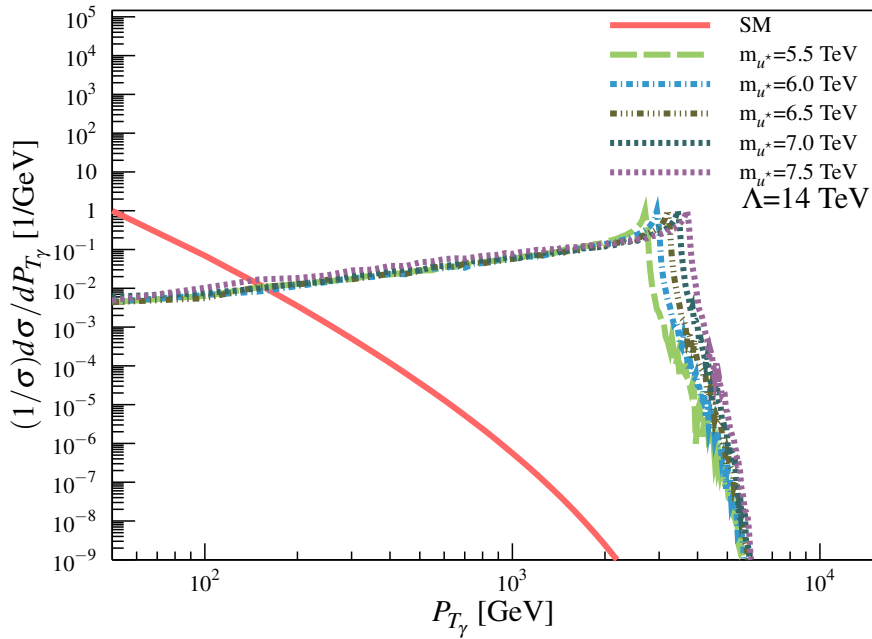
Şekil 4.4'te ise kompozitlik ölçeğinin u^* parçacığının kütlesine eşit olduğu durumdaki tesir kesiti verilmiştir. $\Lambda = m_{u^*}$ durumdaki tesir kesiti yaklaşık olarak 10^{-3} pb'dan 10^{-8} pb gibi bir değere doğru düşmektedir. Bu aralıklar için de HL-LHC'nin toplam yıllık ışınlığı göz önüne alınarak hesap yapıldığında yaklaşık olarak 3 ile 3500 arası olay üretebilme mümkün olacaktır.



5. ANALİZLER ve SONUÇLAR

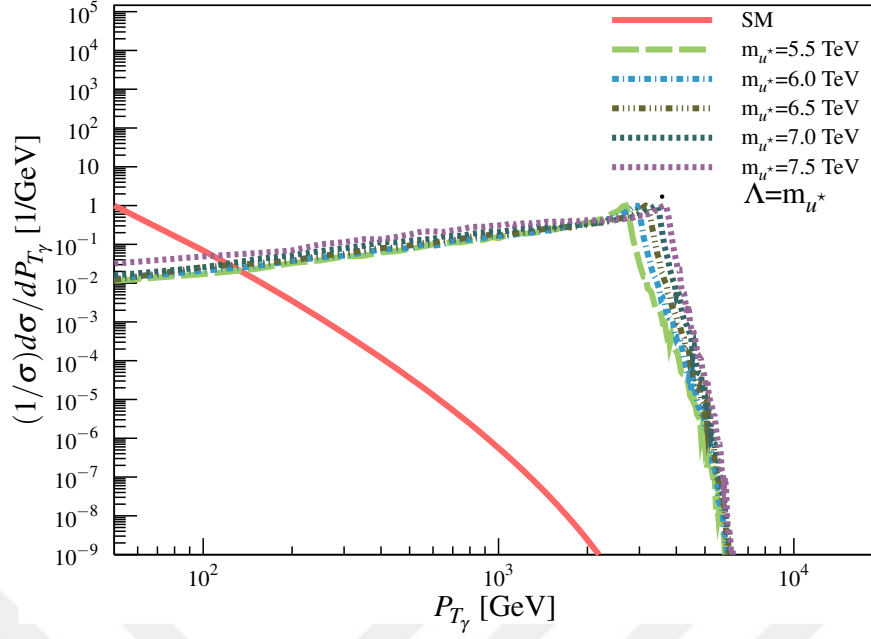
5.1. Sinyal-Ardalan(SM) Çözümlemesi

HL-LHC’de uyarılmış u kuarkın kütesinin ve kompozitlik ölçeği Λ ’nın ulaşabileceği değerleri hesaplayabilmek için öncelikle sinyal-ardalan çözümlemesi yapılması gerekmektedir. Sinyal sürecimiz $pp \rightarrow u^* + X \rightarrow \gamma u + X$ olmakla beraber ardalan sürecimiz $pp \rightarrow \gamma j + X$ şeklindedir. Burada j ; $u, \bar{u}, d, \bar{d}, c, \bar{c}, s, \bar{s}, b, \bar{b}$ ve g ’ dir. Sinyal-ardalan çözümlemesinin yapılmasının amacı peşinde olduğumuz u^* ’ın sinyalini SM ardalanından daha öne çıkarabilecek enine momentum (P_T), "psedö-rapidity" ($\eta_{\gamma j}$) ve değişmez-kütle ($m_{\gamma j}$) sınırlandırmalarını belirlemektir. Bunun için, başlangıçta tesir kesiti değerlerindeki ıraksamaları engellemek için enine momentumun 25 GeV’den büyük olduğu sınırlandırması ile son durum parçacıkları için P_T , $\eta_{\gamma j}$ ve $m_{\gamma j}$ grafikleri tahmini 5 ayrı u^* kütesi için elde edilir.



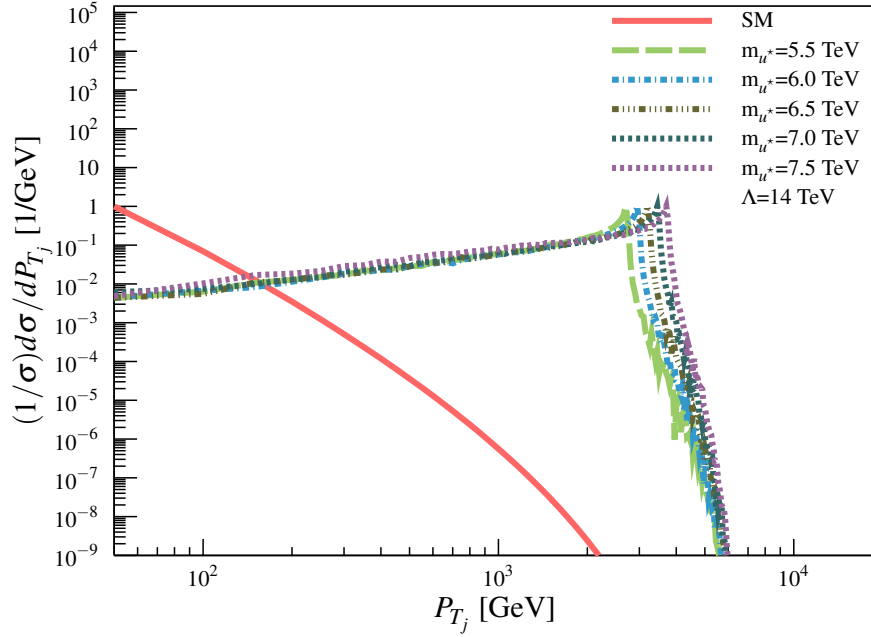
Şekil 5.1. Foton son durumu için HL-LHC’de $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğinde enine momentum dağılım grafiği.

Bu çalışmada, u^* ’ın kütle değerleri 5.5, 6.0, 6.5, 7.0 ve 7.5 TeV olarak alınmıştır. Aynı şekilde SM için de aynı dağılım grafikleri elde edildi. Belirlediğimiz sinyal kütle değerlerini göz önüne alarak normalize edilmiş diferansiyel tesir kesitlere bağlı, foton son durumu için kompozitlik ölçeğini 14 TeV olarak ve kompozitlik ölçeği uyarılmış kuarkın kütesine eşit alınarak elde edilen enine momentum dağılımları sırasıyla Şekil 5.1 ile Şekil 5.2’de gösterilmektedir. Jet son durumu için $\Lambda = 14$ TeV ve $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçeklerinde elde edilen enine momentum dağılımları ise sırasıyla Şekil 5.3 ve Şekil 5.4 ile gösterilmektedir.

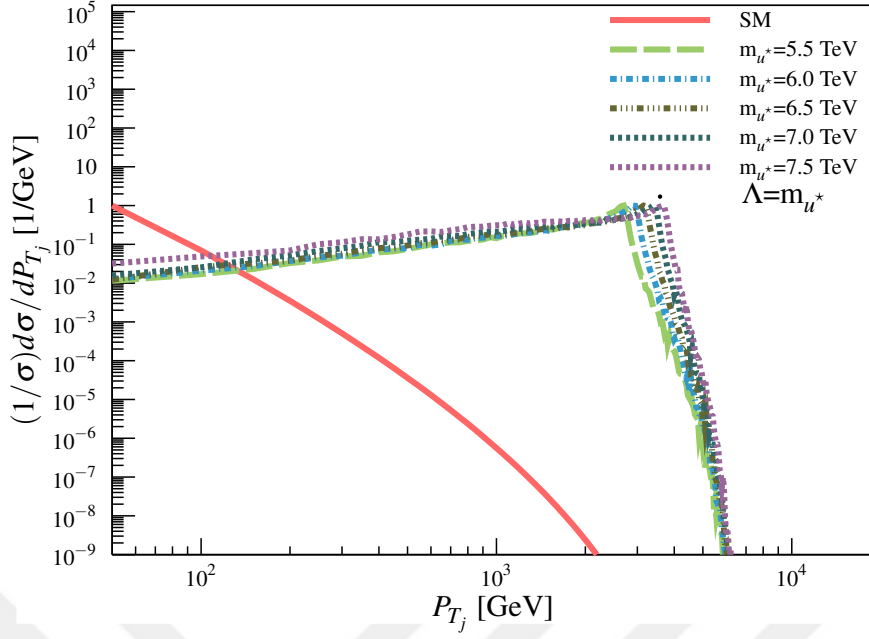


Şekil 5.2. Foton son durumu için HL-LHC’de $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçeğinde enine momentum dağılım grafiği.

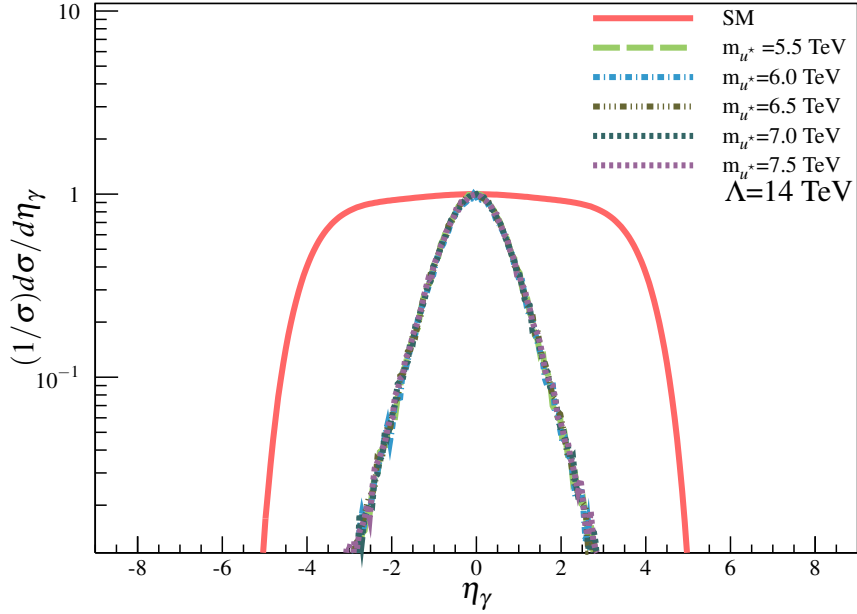
Bu dört enine momentum dağılımlarından görüleceği gibi her iki son durum parçacığı için $P_T > 2000$ GeV’lik bir sınırlandırma sinyali ardalana göre daha öne çıkarmaktadır. Dolayısıyla, analizlerde enine momentum için 2000 GeV’lik bir sınırlama uygulandı.



Şekil 5.3. Jet son durumu için HL-LHC’de $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğinde enine momentum dağılım grafiği.

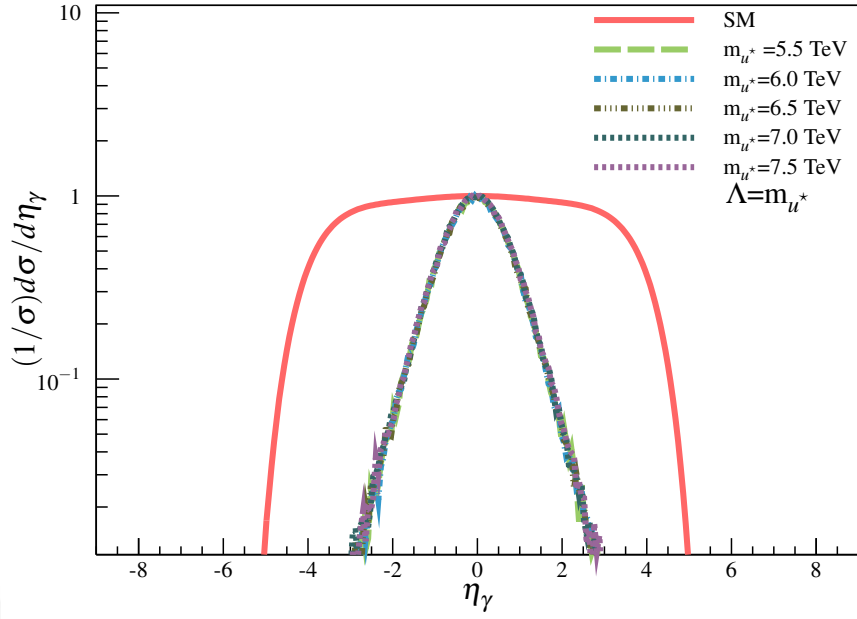


Şekil 5.4. Jet son durumu için HL-LHC’de $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçeğinde enine momentum dağılım grafiği.



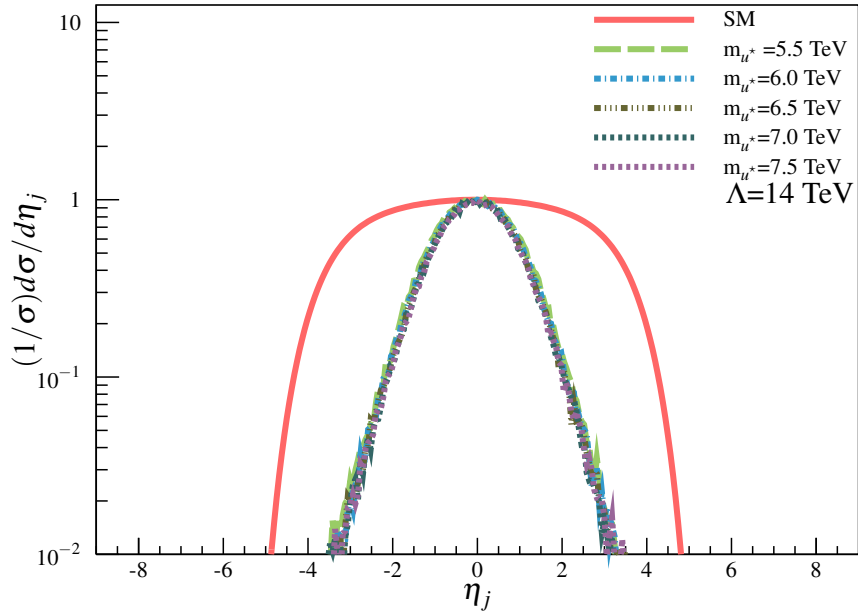
Şekil 5.5. Foton son durumu için u^* kuarkın $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğinde "psedö-rapidity" (η_γ) dağılım grafiği.

Foton son durumu için diferansiyel tesir kesitine bağlı "psedö-rapidity" dağılımları, hem 14 TeV’lik kompozitlik ölçeğinde hem de kompozitlik ölçeğinin u^* ’in kütlesine eşit alındığı durumlarda, sırasıyla Şekil 5.5 ve Şekil 5.6’da verilmektedir. Jet son durum parçacığı için ise Şekil 5.7) ve Şekil 5.8 sırasıyla $\Lambda = 14$ TeV ve $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik

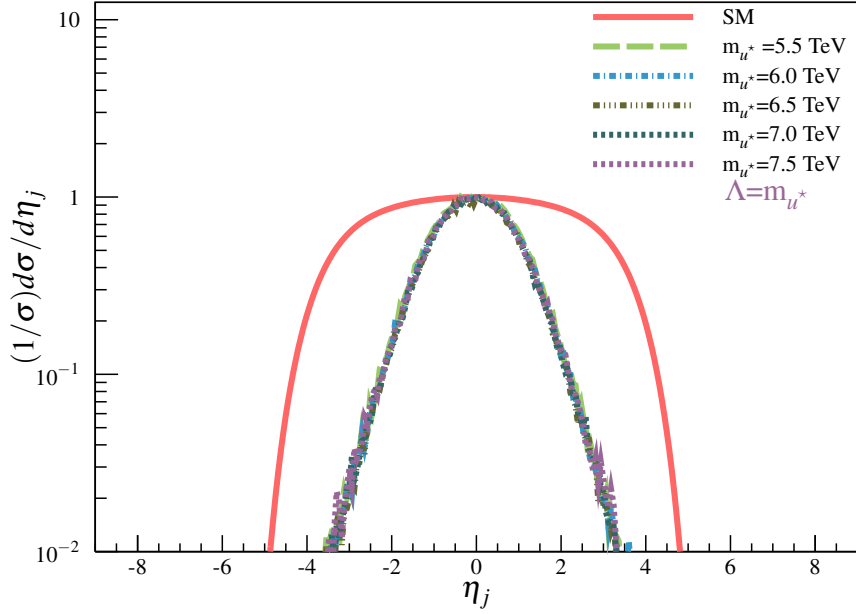


Şekil 5.6. Foton son durumu için u^* kuarkın $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçeğinde "psedö-rapidity" (η_γ) dağılım grafiği.

ölçeklerinde "psedö-rapidity" dağılımları gösterilmektedir. Bu dağılım grafiklerine göre; foton durum parçacığı için $-1.44 < \eta_\gamma < 1.44$, jet son durum parçacığı için ise $-2.5 < \eta_j < 2.5$ sınırlandırılmaları belirlenmiş ve bütün hesaplamalarda bu sınırlandırmalar uygulanmıştır.



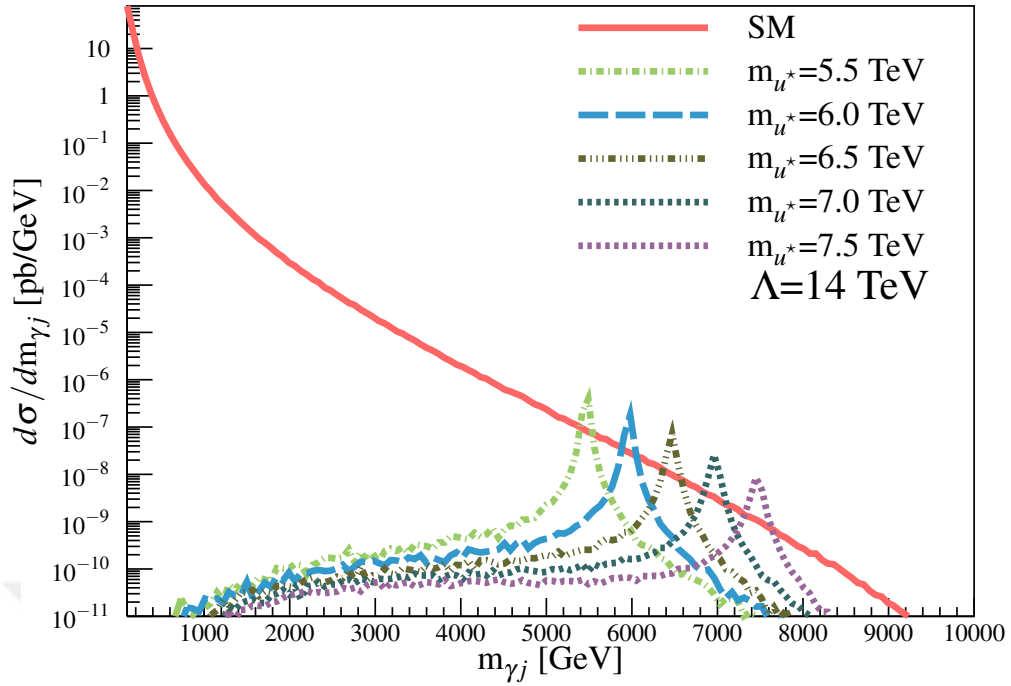
Şekil 5.7. Jet son durumunda u^* kuarkın $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğinde "psedö-rapidity" (η_j) dağılım grafiği.



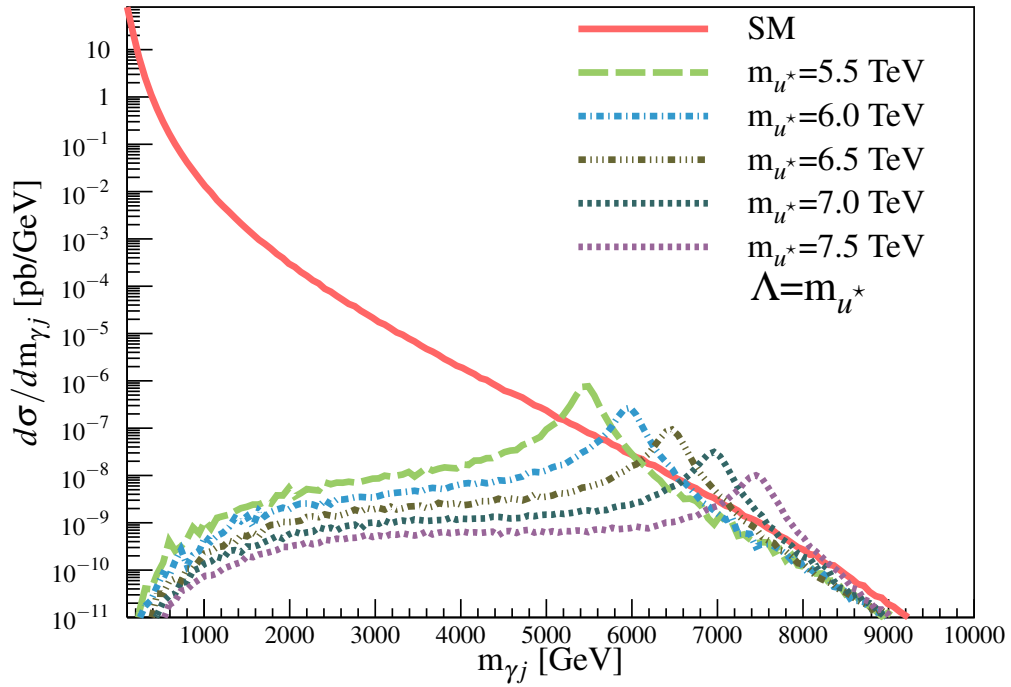
Şekil 5.8. Jet son durumunda u^* kuarkın $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçeğinde "psedö-rapidity" (η_j) dağılım grafiği.

Benzer şekilde, HL-LHC’de sinyal için 5 ayrı m_{u^*} değerinde, bu sefer normalize edilmemiş diferansiyel tesir kesite bağlı değişmez kütle değerleri ile ardalan değişmez kütle değerleri elde edildi. Şekil 5.9’da $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğindeki değişmez kütle dağılımları verilmiştir. Şekil 5.10’da ise $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçeklerindeki değişmez kütle dağılımları grafiğe dökülmüştür. Her iki dağılım grafiğine bakıldığında sinyalin ulaştığı en yüksek noktaları hesaplamalarda öne çıkartıp ardalanın etkisinin büyük çoğunluğunu yok etmek için değişmez kütleyle $m_{u^*} - 2\Gamma_{u^*} < m_{\gamma j} < m_{u^*} + 2\Gamma_{u^*}$ sınırlandırması konulması gerektiği ortadadır. Burada m_{u^*} uyarılmış kuark kütlelerini belirtirken Γ_{u^*} ilgili uyarılmış kuarkın toplam bozunum genişliğini değerini belirtir. Yapılan bütün hesaplamalarda değişmez kütle için belirlenen bu sınırlandırma uygulanmıştır.

Uygulanan bu olmazsa olmaz başlıca sınırlamalarının yanında daha başka sınırlandırmalar da hesaplamalarda kullanılabilmektedir. Yapılan enine momentum (P_T), psedö-rapidity (η_{jj}) ve değişmez kütle ($m_{\gamma j}$) sınırlandırmalarının yeterli olmasının yanı sıra, son durum parçacıkları foton ve jeti tamamen ayırt edebilmemiz için koni açısı yarıçapı (ΔR)’ye de sınırlandırması da yapılabilir. Yapılan hesaplamalarda, *foton + jet* son durumu için benzetim yazılımı CalcHEP’te $\Delta R > 0.6$ sınırlandırması uygulanmıştır.



Şekil 5.9. HL-LHC için u^* kuarkın $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğinde değişmez-kütle dağılım grafiği.



Şekil 5.10. HL-LHC için u^* kuarkın $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçeğinde değişmez-kütle dağılım grafiği.

5.2. İstatistiki Önem Hesabı ve Sonuçlar

Bir önceki kısımda belirlenen sınırlandırmalar kullanılarak, CalcHEP benzetim yazılımında iki çeşit tarama ile u^* 'ın ve Λ 'nın ulaşabileceği değerler belirlendi. Tabii ki bu değerleri belirlerken kullanılan istatistiki önem hesabına değinilmesi gerekmektedir. Bütün hesaplamalarda hem sinyal hem de ardaan değerlerini elde ederken, P_T , $\eta_{\gamma j}$, $m_{\gamma j}$ ve ΔR sınırlamaları aynen uygulandı. Daha sonra, elde edilen sinyal ve ardaan değerleri kullanılarak Yüksek-Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı için Denklem 5.1 ile anlamlılık hesapları yapıldı. Bu hesaplamalar ile HL-LHC'nin u^* 'ı dışarlama (2σ), gözlem (3σ) ve keşif (5σ) değerleri hangi ışınlık değerinde ve hangi kompozitlik ölçeğinde olabileceği belirlendi.

$$\sigma_S = \frac{S}{\sqrt{S+B}} * \sqrt{\mathcal{L}_{int}} \quad (5.1)$$

Burada,

S: Sinyal Tesir Kesiti

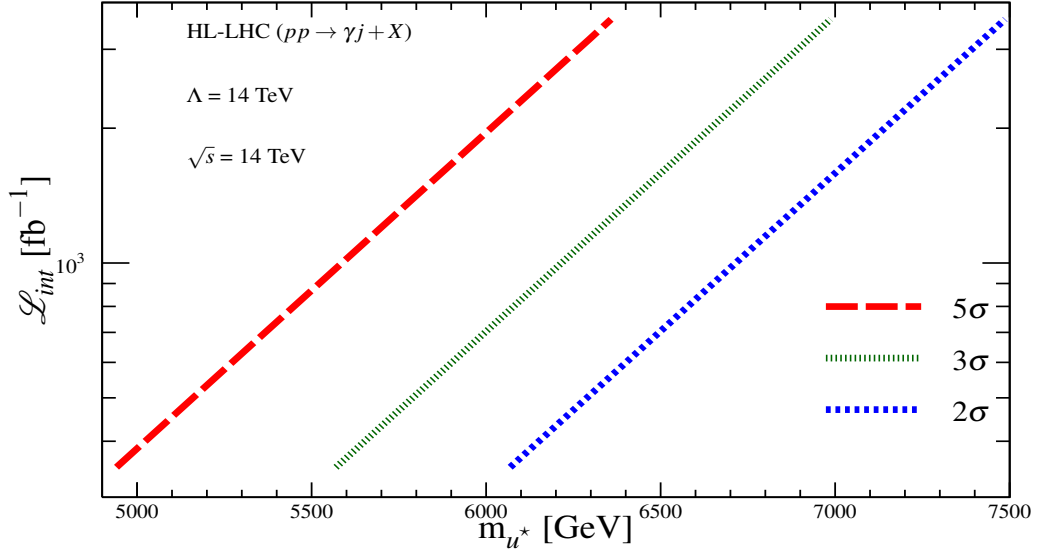
B: Ardaan tesir Kesiti

$\mathcal{L}_{int}$: Toplam Işınlık

olarak tanımlanmıştır.

Yukarıda da bahsedildiği gibi, bu tez çalışmasında iki çeşit analiz yapıldı. Bu analizlerin ayrıntısına girmek gerekirse; öncelikle HL-LHC'nin yıllık öngörülen toplam ışınlık değerlerine göre u^* 'ın kütlelerinin dışarlama, gözlem ve keşif değerleri her iki kompozitlik ölçeği için elde edebilmek için Bölüm 1'de *foton + jet* son durumu için verilen deneysel kütle limitinden başlayarak çarpıştırıcının kinematik limitleri dahilinde CalcHEP yazılımı kullanılarak bir tarama yapıldı. $\Lambda = 14$ TeV için başlangıçta 350 fb^{-1} toplam ışınlıkla başlayıp 10 yıl sonunda 3500 fb^{-1} ulaştığında, HL-LHC u^* 'ı 7478 GeV'e kadar dışarlama, 6987 GeV'e kadar gözlemlene kabiliyetinin olacağı ve eğer bu parçacığın kütlesi bu çarpıştırıcının kinematik limitlerinde ise 6358 GeV'e kadar keşif yapabileceği Şekil 5.11'den görülmektedir. Çizelge 5.1'de $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeği ile HL-LHC'nin ilk yılki toplam ışınlık değeri ile on yıl sonundaki toplam ışınlık değerine göre uyarılmış kuarkın ulaşılabilir kütle limitleri verilmiştir.

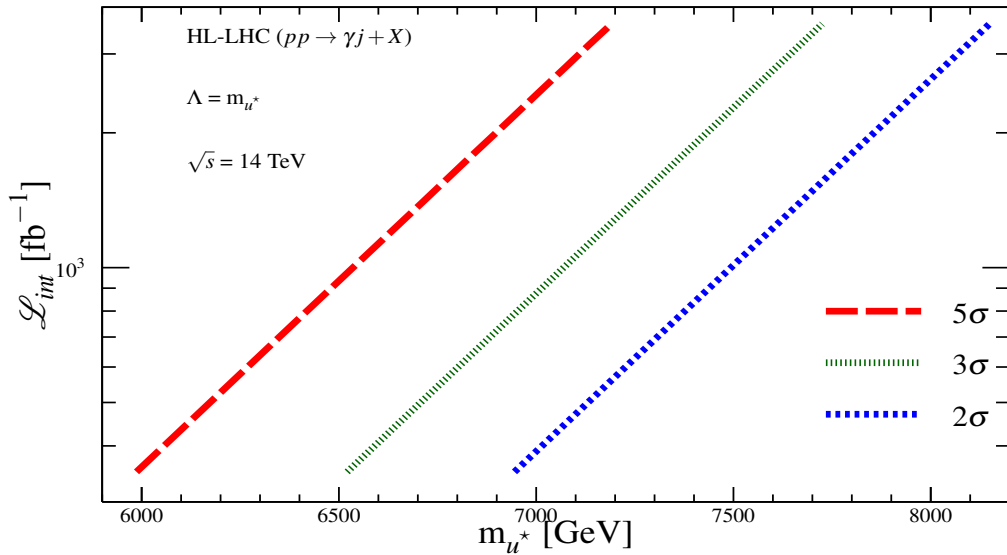
Aynı hesaplamalar $\Lambda = m_{u^*}$ için de yapılmış, $\mathcal{L}_{int} = 3500 \text{ fb}^{-1}$ ışınlık değerinde, u^* 8149 GeV'e kadar dışarlanabilme, 7725 GeV'e kadar gözlemlenebilme ve 7191 GeV'e kadar da keşif yapılabilmesinin HL-LHC'de mümkün olabileceği Şekil 5.12'den anlaşılmaktadır. HL-LHC'nin $\Lambda = m_{u^*}$ için uyarılmış u kuarkın keşif (5σ), gözlem (3σ), dışarlama (2σ) kütle limitleri Çizelge 5.2'de toplam ışınlığın en yüksek ve en düşük değerlerinde verilmiştir.



Şekil 5.11. $\Lambda = 14$ TeV ve $\sqrt{s} = 14$ TeV için ışınlığa ($\mathcal{L}_{int}$) karşılık gelen ulaşılabilir kütle (m_{u^*}) değerleri grafiği.

Çizelge 5.1. $\Lambda = 14$ TeV kompozitlik ölçeğine sahip en düşük ve en yüksek ışınlık değerine göre u^* 'ın dışarlama (2σ), gözlem (3σ) ve keşif (5σ) limit değerleri.

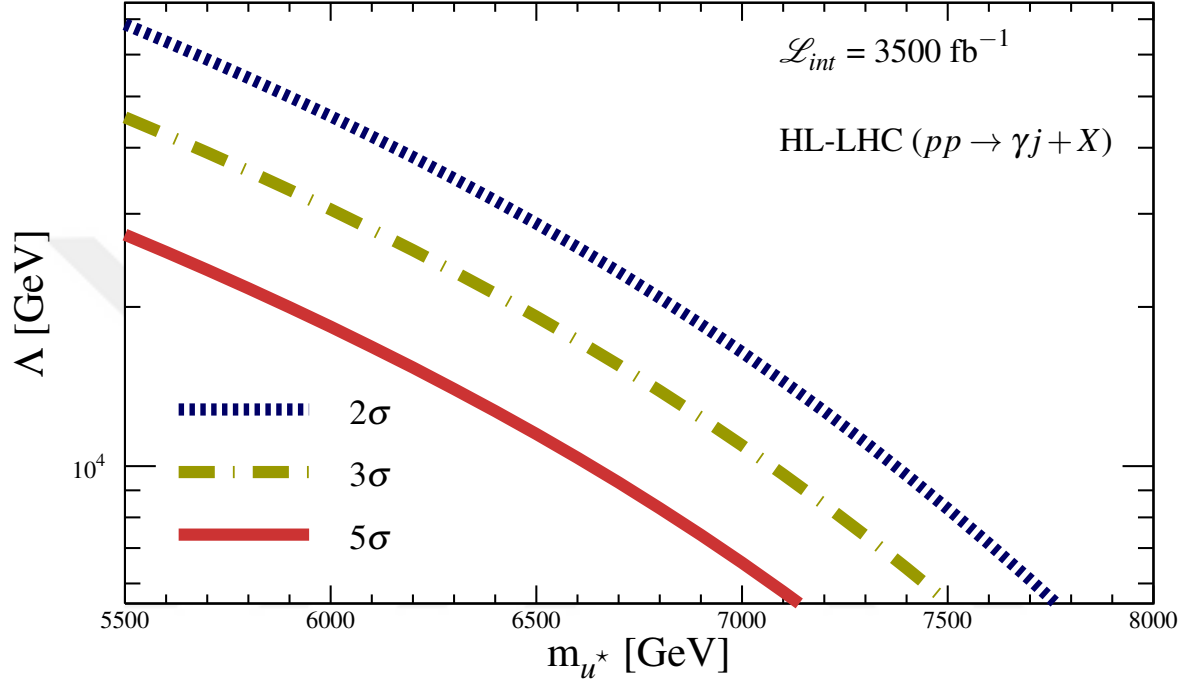
$\mathcal{L}_{int}(\text{fb}^{-1})$	350			3500		
Anlamlılık	2σ	3σ	5σ	2σ	3σ	5σ
m_{u^*} (GeV)	6069	5570	4941	7478	6987	6358



Şekil 5.12. $\Lambda = m_{u^*}$ ve $\sqrt{s} = 14$ TeV için ışınlığa ($\mathcal{L}_{int}$) karşılık gelen ulaşılabilir kütle (m_{u^*}) değerleri grafiği.

Çizelge 5.2. $\Lambda = m_{u^*}$ kompozitlik ölçeğine sahip en düşük ve en yüksek ışınlık değerine göre u^* 'in dışarlama (2σ), gözlem (3σ) ve keşif (5σ) limit değerleri.

$\mathcal{L}_{int}(\text{fb}^{-1})$	350			3500		
Anlamlılık	2σ	3σ	5σ	2σ	3σ	5σ
m_{u^*} (GeV)	6945	6521	5987	8149	7725	7191



Şekil 5.13. Spin-1/2 u^* kuark için HL-LHC’de u^* ’in kütesine bağlı ulaşılabilir kompozitlik ölçeği grafiği.

Yapılan ikinci analiz ise HL-LHC’nin kinematik limitleri içerisinde kompozitlik ölçeğinin, uyarılmış kuarkın keşif, gözlem ve dışarlama durumlarına karşılık gelen ulaşabileceği değerleri hesaplamaktır. Bu hesaplama için *foton + jet* deneysel kütle sınırı 5500 GeV değerinden başlayarak HL-LHC’nin elverdiği kinematik limite kadar CalcHEP ile bir kompozitlik ölçeği taraması yapıldı. HL-LHC’nin 10 yıllık çalışma süreci sonunda öngörülen en son toplam ışınlık değeri, 3500 fb^{-1} , kullanılarak HL-LHC’de son durum parçacıklarının *foton + jet* olduğu u^* için ulaşılabilir, Λ , kompozitlik ölçeğinin 2σ -dışarlama, 3σ -gözlem ve 5σ -keşif değerleri Şekil 5.13’de resmedilmiştir. HL-LHC’nin bu toplam ışınlık değerindeki bazı seçilmiş kütle miktarları için, ulaşılabilir kompozitlik ölçeği değerleri Çizelge 5.3’de listelenmiştir. Ulaşılabilir kompozitlik değerlerini yorumlamak gerekirse; eğer u^* ’in kütesi 6500 GeV’e kadar dışarlanıyor ise kompozitlik ölçeği 28756 GeV’e, 6500 GeV’de gözlem

yapılabiliriyorsa, Λ 19171 GeV'e ve 6500 GeV keşif değeri olacaksa kompozitlik ölçeği 11502 GeV'e kadar çıkabilmektedir.

Çizelge 5.3. HL-LHC'nin ulaşabileceği en son ışınlık değeri için belirli kütle miktarlarına karşılık gelen anlamlılık değerleri.

Kütle (GeV)	Λ (GeV)		
	5σ	3σ	2σ
5500	27394	45656	68485
6000	18349	30582	45874
6500	11502	19171	28756

Sonuç olarak, Yüksek-Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda halihazırda çalışan veri analiz edilen LHC'nin uyarılmış kuark üzerine getirdiği deneysel dışarlama sınırlamaların üzerinde m_{u^*} 'a ve Λ 'ya dışarlama sınırlandırmaları getirebileceği ve u^* 'ın keşif limitini de 7191 GeV'e kadar çıkarma potansiyelinin mümkün olduğu görülmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Aad, G., ve ark. (ATLAS), Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716: 1–29, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020 (2012), 1207.7214.
- [2] Chatrchyan, S., ve ark. (CMS), Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716: 30–61, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021 (2012), 1207.7235.
- [3] Pati, J.C., Salam, A., Lepton Number as the Fourth Color. *Phys. Rev.*, D10: 275–289, doi:10.1103/PhysRevD.10.275, 10.1103/PhysRevD.11.703.2, [Erratum: *Phys. Rev.* D11,703(1975)] (1974).
- [4] D’Souza, I.A., Kalman, C.S., Preons: Models of leptons, quarks and gauge bosons as composite objects (1992).
- [5] Abe, F., ve ark. (CDF), Search for new particles decaying to dijets in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 74: 3538–3543, doi:10.1103/PhysRevLett.74.3538 (1995), hep-ex/9501001.
- [6] Adloff, C., ve ark. (H1), A Search for excited fermions at HERA. *Eur. Phys. J.*, C17: 567–581, doi:10.1007/s100520000503 (2000), hep-ex/0007035.
- [7] Acciarri, M., ve ark. (L3), Search for excited leptons in e^+e^- interactions at $\sqrt{s} = 192$ -GeV to 202-GeV. *Phys. Lett.*, B502: 37–50, doi:10.1016/S0370-2693(01)00133-2 (2001), hep-ex/0011068.
- [8] Chekanov, S., ve ark. (ZEUS), Searches for excited fermions in ep collisions at HERA. *Phys. Lett.*, B549: 32–47, doi:10.1016/S0370-2693(02)02863-0 (2002), hep-ex/0109018.
- [9] Abdallah, J., ve ark. (DELPHI Collaboration), Search for excited leptons in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 189$ –209 GeV. *The Eur. Phys. J. C - Particles and Fields*, 46 (2): 277, ISSN 1434-6052, doi:10.1140/epjc/s2006-02501-3 (2006), URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2006-02501-3>.
- [10] Khachatryan, V., ve ark. (CMS), Search for excited quarks in the γ +jet final state in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Phys. Lett.*, B738: 274–293, doi:10.1016/j.physletb.2014.09.048 (2014), 1406.5171.
- [11] Aad, G., ve ark. (ATLAS), Search for new phenomena in dijet mass and angular distributions from pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Lett.*, B754: 302–322, doi:10.1016/j.physletb.2016.01.032 (2016), 1512.01530.
- [12] Khachatryan, V., ve ark. (CMS), Search for narrow resonances decaying to dijets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 116 (7): 071801, doi:10.1103/PhysRevLett.116.071801 (2016), 1512.01224.

- [13] Sirunyan, A.M., ve ark. (CMS), Search for dijet resonances in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and constraints on dark matter and other models. *Phys. Lett.*, B769: 520–542, doi:10.1016/j.physletb.2017.09.029,10.1016/j.physletb.2017.02.012, [Erratum: *Phys. Lett.*B772,882(2017)] (2017), 1611.03568.
- [14] Renard, F.M., Excited quarks and new hadronic states. *Il Nuovo Cimento A (1965-1970)*, 77 (1): 1–20, ISSN 1826-9869, doi:10.1007/BF02768908 (1983), URL <https://link.springer.com/article/10.1007/BF02768908>.
- [15] Kühn, J., Zerwas, P., Excited quarks and leptons. *Physics Letters B*, 147 (1): 189 – 196, ISSN 0370-2693, doi:10.1016/0370-2693(84)90618-X (1984), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938490618X>.
- [16] Pancheri, G., Srivastava, Y., Weak isospin spectroscopy of excited quarks and leptons. *Physics Letters B*, 146 (1): 87 – 94, ISSN 0370-2693, doi:10.1016/0370-2693(84)90649-X (1984), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938490649X>.
- [17] Hagiwara, K., Komamiya, S., Zeppenfeld, D., Excited lepton production at LEP and HERA. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 29 (1): 115–122, ISSN 1431-5858, doi:10.1007/BF01571391 (1985), URL <https://doi.org/10.1007/BF01571391>.
- [18] De Rujula, A., Maiani, L., Petronzio, R., Search for Excited Quarks. *Phys. Lett.*, 140B: 253–258, doi:10.1016/0370-2693(84)90930-4 (1984).
- [19] Kühn, J., Tholl, H., Zerwas, P., Signals of excited quarks and leptons. *Physics Letters B*, 158 (3): 270 – 275, ISSN 0370-2693, doi:10.1016/0370-2693(85)90969-4 (1985), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269385909694>.
- [20] Baur, U., Hinchliffe, I., Zeppenfeld, D., Excited Quark Production at Hadron Colliders. *International Journal of Modern Physics A*, 02 (04): 1285–1297, ISSN 1793-656X, doi:10.1142/s0217751x87000661 (1987), URL <http://dx.doi.org/10.1142/S0217751X87000661>.
- [21] Boudjema, F., Djouadi, A., Kneur, J.L., Excited fermions at e^+e^- and eP colliders. *Z. Phys.*, C57: 425–450, doi:10.1007/BF01474339 (1993).
- [22] Çakır, O., Mehdiyev, R., Excited quark production at the CERN LHC. *Phys. Rev. D*, 60: 034004, doi:10.1103/PhysRevD.60.034004 (1999), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.60.034004>.
- [23] Cakir, O., Leroy, C., Mehdiyev, R.R., Search for excited quarks with the ATLAS experiment at the CERN LHC: $W/Z + \text{jet}$ channel. *Phys. Rev.*, D63: 094014, doi:10.1103/PhysRevD.63.094014 (2001).
- [24] Çakır, O., Leroy, C., Mehdiyev, R., Search for excited quarks with the ATLAS experiment at the CERN LHC: $W/Z + \text{jet}$ channel. *Phys. Rev. D*, 63: 094014, doi:10.1103/PhysRevD.63.094014 (2001), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.63.094014>.

- [25] Eboli, O.J.P., Lietti, S.M., Mathews, P., Excited leptons at the CERN large hadron collider. *Phys. Rev.*, D65: 075003, doi:10.1103/PhysRevD.65.075003 (2002), hep-ph/0111001.
- [26] Çakır, O., Yılmaz, A., Sultansoy, S., Single production of excited electrons at future e^+e^- , ep and pp colliders. *Phys. Rev. D*, 70: 075011, doi:10.1103/PhysRevD.70.075011 (2004), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.70.075011>.
- [27] Çakır, O., Ozansoy, A., Search for excited spin-3/2 and spin-1/2 leptons at linear colliders. *Phys. Rev. D*, 77: 035002, doi:10.1103/PhysRevD.77.035002 (2008), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.77.035002>.
- [28] Caliskan, A., Kara, S.O., Ozansoy, A., Excited Muon Searches at the FCC-Based Muon-Hadron Colliders. *Advances in High Energy Physics*, 2017: 1–9, ISSN 1687-7365, doi:10.1155/2017/1540243 (2017), URL <http://dx.doi.org/10.1155/2017/1540243>.
- [29] Caliskan, A., Excited Neutrino Search Potential of the FCC-Based Electron-Hadron Colliders. *Advances in High Energy Physics*, 2017: 1–9, ISSN 1687-7365, doi:10.1155/2017/4726050 (2017), URL <http://dx.doi.org/10.1155/2017/4726050>.
- [30] Günaydin, Y.O., Sahin, M., Sultansoy, S., Resonance Production of Excited u Quark at FCC-based γp Colliders. *Acta Phys. Polon.*, B49: 1763, doi:10.5506/APhysPolB.49.1763 (2018), 1707.00056.
- [31] Apollinari G., Béjar Alonso I., Brüning O., Fessia P., Lamont M., Rossi L. and Tavian L., High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical Design Report V. 0.1. CERN Yellow Reports: Monographs, CERN, Geneva, doi:10.23731/CYRM-2017-004 (2017), URL <https://cds.cern.ch/record/2284929>.
- [32] Benedikt, M., Schulte, D., Zimmermann, F., Optimizing integrated luminosity of future hadron colliders. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 18: 101002, doi:10.1103/PhysRevSTAB.18.101002 (2015), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.18.101002>.
- [33] Patrignani, C., et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40 (10): 100001, doi:10.1088/1674-1137/40/10/100001 (2016).
- [34] Griffiths, D., Introduction to elementary particles. John Wiley & Sons (2008).
- [35] Gell-Mann, M., The Eightfold Way: A Theory of strong interaction symmetry (1961).
- [36] Greenberg, O.W., QUARKS: RESOURCE LETTER Q-1. *Am. J. Phys.*, 50: 1074–1089, doi:10.1119/1.12922 (1982).
- [37] Greenberg, O.W., Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13: 598–602, doi:10.1103/PhysRevLett.13.598 (1964).
- [38] Pais, A., Inward Bound: Of Matter and Forces in the Physical World. Oxford University Press (1986).

- [39] Conversi, M., Pancini, E., Piccioni, O., On the Disintegration of Negative Mesons. *Phys. Rev.*, 71: 209–210, doi:10.1103/PhysRev.71.209 (1947), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.71.209>.
- [40] Lattes, C.M.G., Muirhead, H., Occhialini, G.P.S., Powell, C.F., Processes Involving Charged Mesons. *Nature*, 159 (4047): 694–697, ISSN 1476-4687, doi:10.1038/159694a0 (1947), URL <http://dx.doi.org/10.1038/159694a0>.
- [41] Yang, C.N., Elementary particles a short history of some discoveries in atomic physics. Princeton University Press, Princeton N.J. (1961).
- [42] Rechenberg, H., Scientific Correspondence with Bohr, Einstein, Heisenberg and Others Volume II:1930-1939 Wolfgang Pauli Karl von Meyenn Armin Hermann Victor F. Weisskopf. *Isis*, 77 (2): 387–388, doi:10.1086/354199 (1986).
- [43] Neddermeyer, S.H., Anderson, C.D., Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Phys. Rev.*, 51: 884–886, doi:10.1103/PhysRev.51.884 (1937), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.51.884>.
- [44] Masetti, G., Search for the MSSM neutral Higgs bosons with the CMS experiment at LHC. Ph.D. thesis, Bologna U. (2005).
- [45] Trimble, V., Existence and Nature of Dark Matter in the Universe. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 25: 425–472, doi:10.1146/annurev.aa.25.090187.002233 (1987).
- [46] Pati, J.C., Salam, A., Lepton number as the fourth "color". *Physical Review D*, 10 (1): 275–289, doi:10.1103/PhysRevD.10.275, Erratum *ibid.* 11, 703 (1975) (1974).
- [47] Pati, J.C., Salam, A., Erratum: Lepton number as the fourth "color". *Physical Review D*, 11 (3): 703–703, doi:10.1103/PhysRevD.11.703.2 (1975).
- [48] D'Souza, I.A., Kalman, C.S., Preons: Models of leptons, quarks and gauge bosons as composite objects (1992).
- [49] Terazawa, H., Akama, K., Chikashige, Y., Unified Model of the Nambu-Jona-Lasinio Type for All Elementary Particle Forces. *Phys. Rev.*, D15: 480, doi:10.1103/PhysRevD.15.480 (1977).
- [50] Harari, H., A Schematic Model of Quarks and Leptons. *Phys. Lett.*, 86B: 83–86, doi:10.1016/0370-2693(79)90626-9 (1979).
- [51] Fritzsch, H., Mandelbaum, G., Weak Interactions as Manifestations of the Substructure of Leptons and Quarks. *Phys. Lett.*, 102B: 319–322, doi:10.1016/0370-2693(81)90626-2 (1981).
- [52] Dehmelt, H.G., Experiments with an isolated subatomic particle at rest. *Phys. Scripta*, T34: 47–51, doi:10.1088/0031-8949/1991/T34/006 (1991).
- [53] Dugne, J.J., Fredriksson, S., Hansson, J., Preon trinity: A Schematic model of leptons, quarks and heavy vector bosons. *Europhys. Lett.*, 57: 188–194, doi:10.1209/epl/i2002-00337-8 (2002), hep-ph/0208135.
- [54] Bilson-Thompson, S.O., A Topological model of composite preons. *Submitted to: Phys. Lett. B* (2005), hep-ph/0503213.

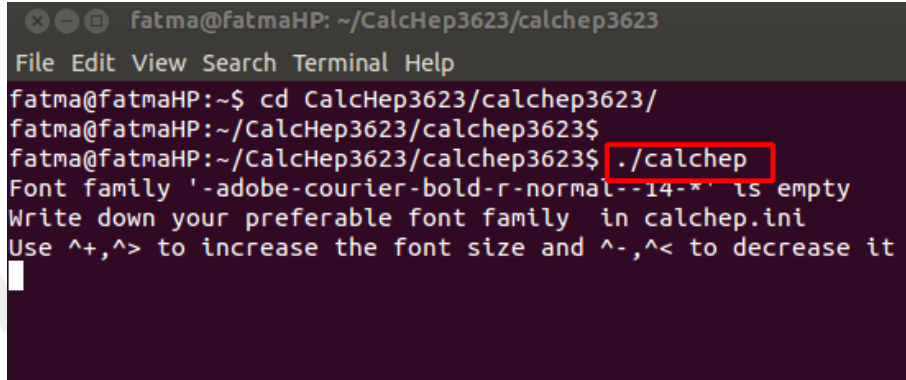
- [55] Yershov, V., Fermions as topological objects. *Prog. Phys.*, 2006 (1): 19–26 (2006), [physics/0207120](#).
- [56] Ozansoy, A., Elektron-Pozitron Çarpıştırıcılarında Spin-3/2 Uyarılmış Leptonların Üretimi ve Bozunumu. Ph.D. thesis, Ankara Üniversitesi (2009).
- [57] Harari, H., Seiberg, N., A Dynamical Theory for the Rishon Model. *Phys. Lett.*, 98B: 269–273, doi:10.1016/0370-2693(81)90012-5 (1981).
- [58] Shupe, M.A., A Composite Model of Leptons and Quarks. *Phys. Lett.*, 86B: 87–92, doi:10.1016/0370-2693(79)90627-0 (1979).
- [59] Matumoto, K.i., On a Composite Model for Hadronic Constituents. *Prog. Theor. Phys.*, 52: 1973, doi:10.1143/PTP.52.1973 (1974).
- [60] Greenberg, O.W., Nelson, C.A., Consequences of $su(3)$ excitation in baryon resonances. *Phys. Rev.*, 179: 1354–1363, doi:10.1103/PhysRev.179.1354 (1969).
- [61] Greenberg, O.W., Nelson, C.A., Composite Models of Leptons. *Phys. Rev.*, D10: 2567, doi:10.1103/PhysRevD.10.2567 (1974).
- [62] Fritzsch, H., Mandelbaum, G., Weak interactions as manifestations of the substructure of leptons and quarks. *Physics Letters B*, 102 (5): 319 – 322, ISSN 0370-2693, doi:10.1016/0370-2693(81)90626-2 (1981), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269381906262>.
- [63] Evans, L., The Large Hadron Collider. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 61: 435–466, doi:10.1146/annurev-nucl-102010-130438 (2011).
- [64] CERNDocumentServer, LHC şematik görünümü (2019), URL <http://cds.cern.ch/record/2117033/files/f01-cern-acc.png>.
- [65] Weiler, T., Aberle, O., Assmann, R.W., Chamizo, R., Kadi, Y., ve ark., LHC Collimation System Hardware Commissioning. (LHC-PROJECT-Report-1036. CERN-LHC-PROJECT-Report-1036): 4 p, doi:10.1109/PAC.2007.4440844 (2007), URL <http://cds.cern.ch/record/1058823>.
- [66] CERNDocumentServer, LHC Zaman Çizelgesi (2019), URL https://cds.cern.ch/record/2062983/files/LHC-2015-eng-1_1_image.jpg.
- [67] Béjar, I., Brüning, O., Fessia, P., Rossi, L., Tomas, R., ve ark., The HL-LHC Machine. *Advanced Series on Directions in High Energy Physics*, pp. 31–44, ISSN 1793-1339, doi:10.1142/9789814675475_0003 (2015), URL http://dx.doi.org/10.1142/9789814675475_0003.
- [68] Fartoukh, S., Zimmermann, F., The HL-LHC accelerator physics challenges. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 24: 45–96, doi:10.1142/9789814675475_0004 (2015).
- [69] Low, F.E., Heavy electrons and muons. *Phys. Rev. Lett.*, 14: 238–239, doi:10.1103/PhysRevLett.14.238 (1965).
- [70] Baur, U., Spira, M., Zerwas, P.M., Excited quark and lepton production at hadron colliders. *Physical Review D*, 42: 815–824, doi:10.1103/PhysRevD.42.815 (1990), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.42.815>.

- [71] Dicus, D.A., Karabacak, D., Nandi, S., Rai, S.K., Search for spin-3/2 quarks at the Large Hadron Collider. *Phys. Rev. D*, 87: 015023, doi:10.1103/PhysRevD.87.015023 (2013), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.015023>.
- [72] CMS Authors (CMS Collaboration), Search for excited quarks in the photon + jet final state in proton proton collisions at 13 TeV. Technical Report CMS-PAS-EXO-16-015, CERN, Geneva (2016).
- [73] Aad, G., ve ark. (ATLAS Collaboration), Search for new phenomena with photon+jet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector. *Journal of High Energy Physics*, 2016 (3): 41, ISSN 1029-8479, doi:10.1007/JHEP03(2016)041 (2016), URL [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03\(2016\)041](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03(2016)041).
- [74] Belyaev, A., Christensen, N.D., Pukhov, A., CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model. *Comput. Phys. Commun.*, 184: 1729–1769, doi:10.1016/j.cpc.2013.01.014 (2013), 1207.6082.
- [75] Semenov, A., LanHEP — A package for automatic generation of Feynman rules from the Lagrangian. Version 3.2. *Comput. Phys. Commun.*, 201: 167–170, doi:10.1016/j.cpc.2016.01.003 (2016), 1412.5016.
- [76] Pumplin, J., Stump, D.R., Huston, J., Lai, H.L., Nadolsky, P., ve ark., New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis. *Journal of High Energy Physics*, 2002 (07): 012–012, ISSN 1029-8479, doi:10.1088/1126-6708/2002/07/012 (2002), URL <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/012>.
- [77] Stump, D., Huston, J., Pumplin, J., Tung, W.K., Lai, H.L., ve ark., Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics. *Journal of High Energy Physics*, 2003 (10): 046–046, ISSN 1029-8479, doi:10.1088/1126-6708/2003/10/046 (2003), URL <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2003/10/046>.
- [78] Chatrchyan, S., ve ark. (CMS), Search for Resonances in the Dijet Mass Spectrum from 7 TeV pp Collisions at CMS. *Phys. Lett.*, B704: 123–142, doi:10.1016/j.physletb.2011.09.015 (2011), 1107.4771.
- [79] Harris, R.M., K., K., Searches for Dijet Resonances at Hadron Colliders. *International Journal of Modern Physics A*, 26 (30n31): 5005–5055, ISSN 1793-656X, doi:10.1142/s0217751x11054905 (2011), URL <http://dx.doi.org/10.1142/S0217751X11054905>.

EKLER

EK-1.

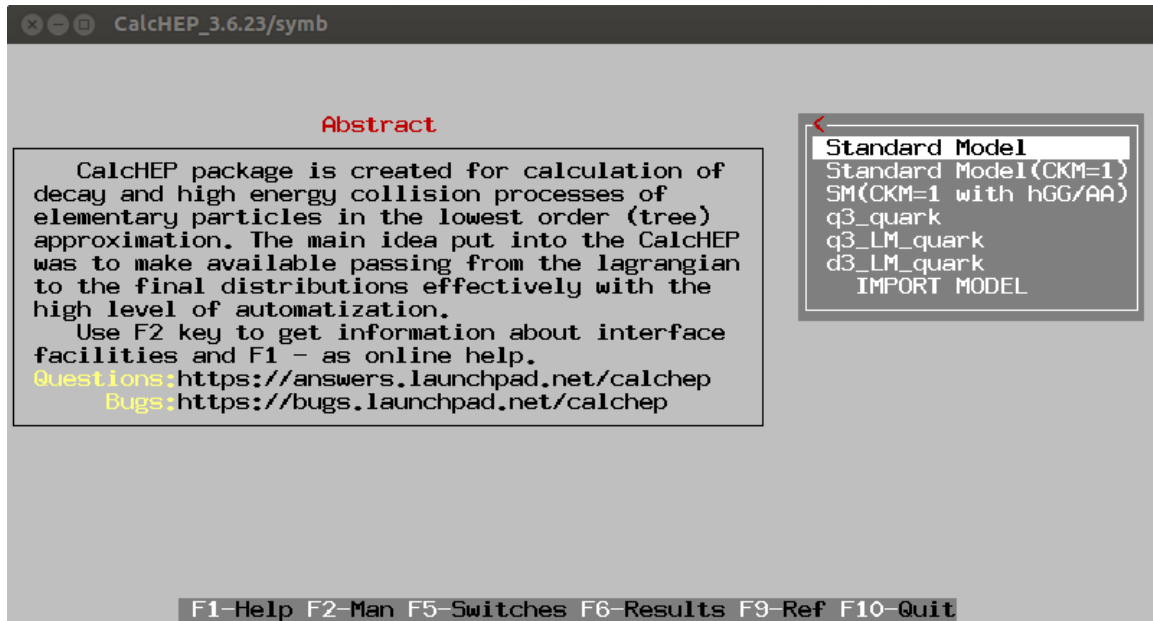
CalcHep 3.6.23 sürümü <https://theory.sinp.msu.ru/pukhov/calchep.html> adresinden indirerek kurulumunu gerçekleştirdik. Çalışmanızın niteliğine bağlı olarak uygun sürümü yukarıdaki adresten indirerek kurabilirsiniz. Örnek olması açısından tesir kesiti taraması şekillerle anlatımı aşağıdadır. Bozunum genişliği, dağılımlar, sinyal ve SM taramaları için CalcHep analiz çalıştırma dökümanı ise eklenecektir. Taramalara başlamadan önce çalışılacak olan model CalcHep yazılımı içerisine yüklenmelidir.



```
fatma@fatmaHP: ~/CalcHep3623/calchep3623
File Edit View Search Terminal Help
fatma@fatmaHP:~$ cd CalcHep3623/calchep3623/
fatma@fatmaHP:~/CalcHep3623/calchep3623$ ./calchep
Font family '-adobe-courier-bold-r-normal--14-*' is empty
Write down your preferable font family in calchep.ini
Use ^+,^> to increase the font size and ^-,^< to decrease it
```

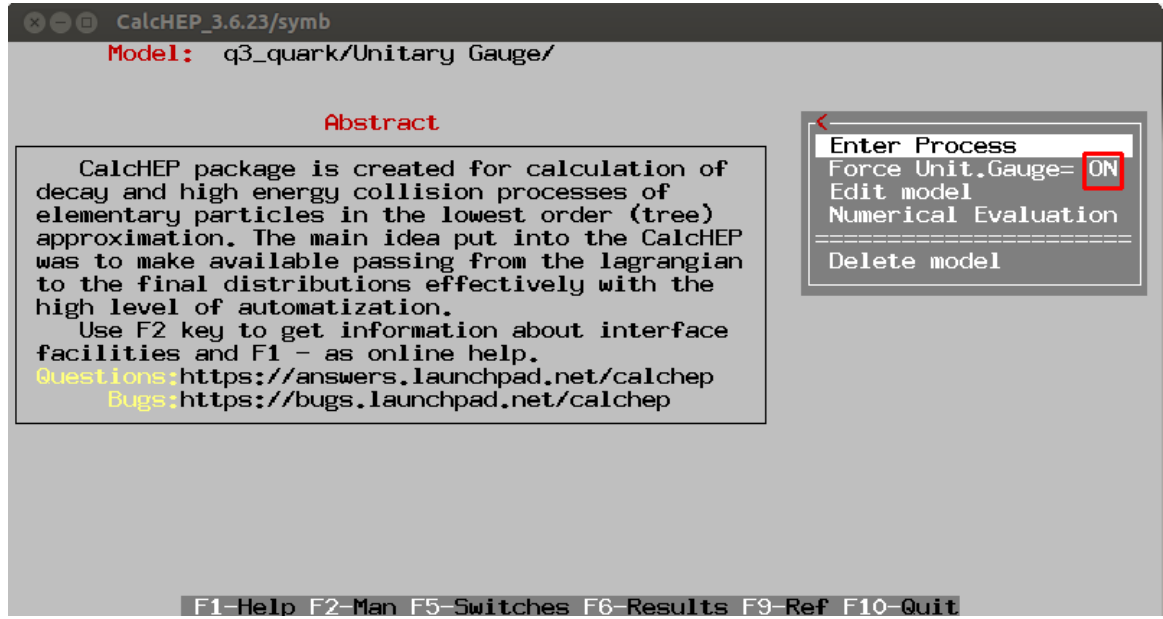
Şekil EK-1.1. CalcHep benzetim yazılımının çalıştırılması.

Taramalar için *calchep3.6.23/models* dizini içerisine ilgili model yüklendi. Çalışmalarım için *q3_quark*, *q3_LM_quark* ve *d3_LM_quark* modelleri eklenmiştir. Ancak tezime konu olan taramalar *q3_quark* ve *q3_LM_quark* ile yapılmıştır.



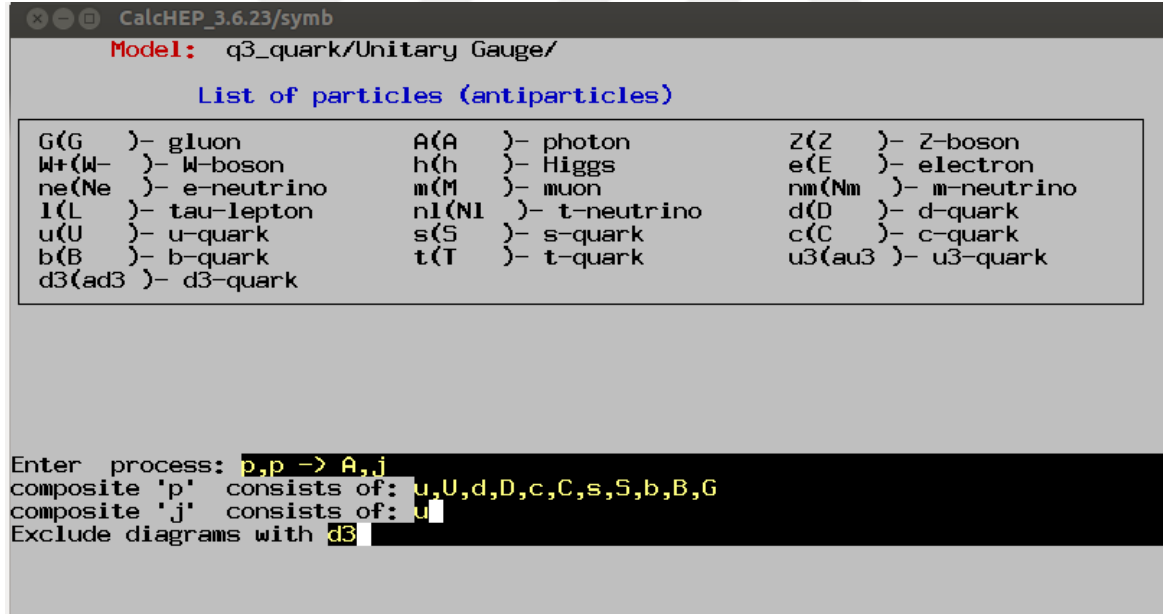
Şekil EK-1.2. CalcHep kuark modelleri.

Yazılıma yüklenen modeller, çalıştırma işleminden sonra Şekil EK-1.2’de görüldüğü gibi kullanıma hazır hale gelecektir. *q3_quark* modeli ile tesir kesiti taraması için Şekil EK-1.3’de görüldüğü gibi *Enter Process* butonu seçilir.



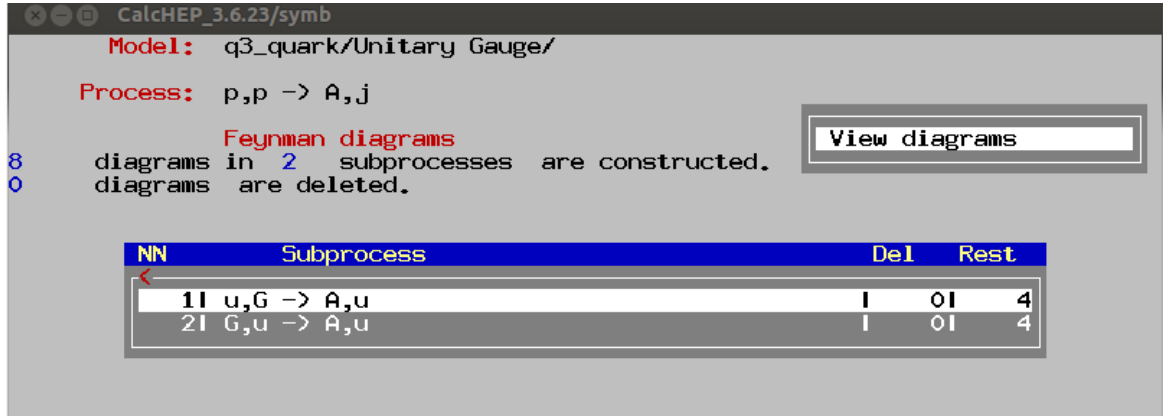
Şekil EK-1.3. Süreç tanımlaması

Parçacık listesinden uygun bozunum kanalı için parçacık tanımlamaları yapılır. Kompozit p parçacığı için olası tanımlı parçacıklar u, U, d, D, c, C, s, S, b, B, G ve jet için u tanımlanırken d parçacığı dışarlanır Şekil EK-1.4.

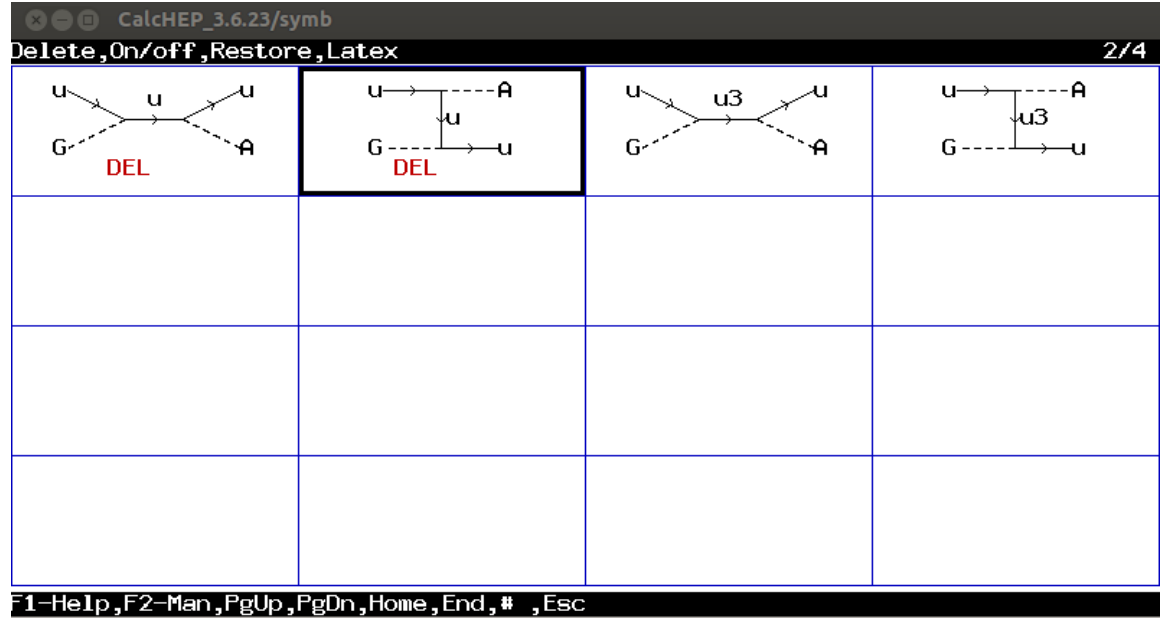


Şekil EK-1.4. $p, p \rightarrow A, j$ kanalı için p ve j tanımlamaları.

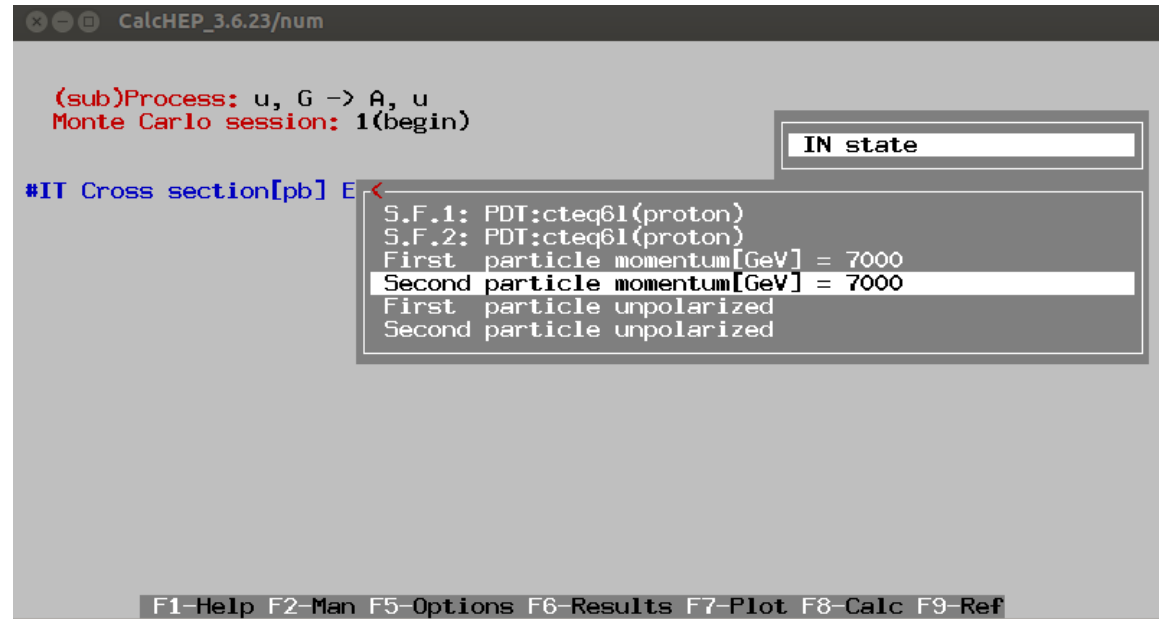
$p, p \rightarrow A, j$ sürecinde oluşan 2 alt süreç için 8 olası Feynman diyagramı üretilir Şekil EK-1.5. Bu diyagramlarda ilgimiz dışındakiler silinecektir. Şekil EK-1.6. CTEQ6L parton dağılımı fonksiyonu kullanılmıştır. QCD coupling seçeneklerinden Q faktörü m_u^* olarak ayarlanmalıdır.



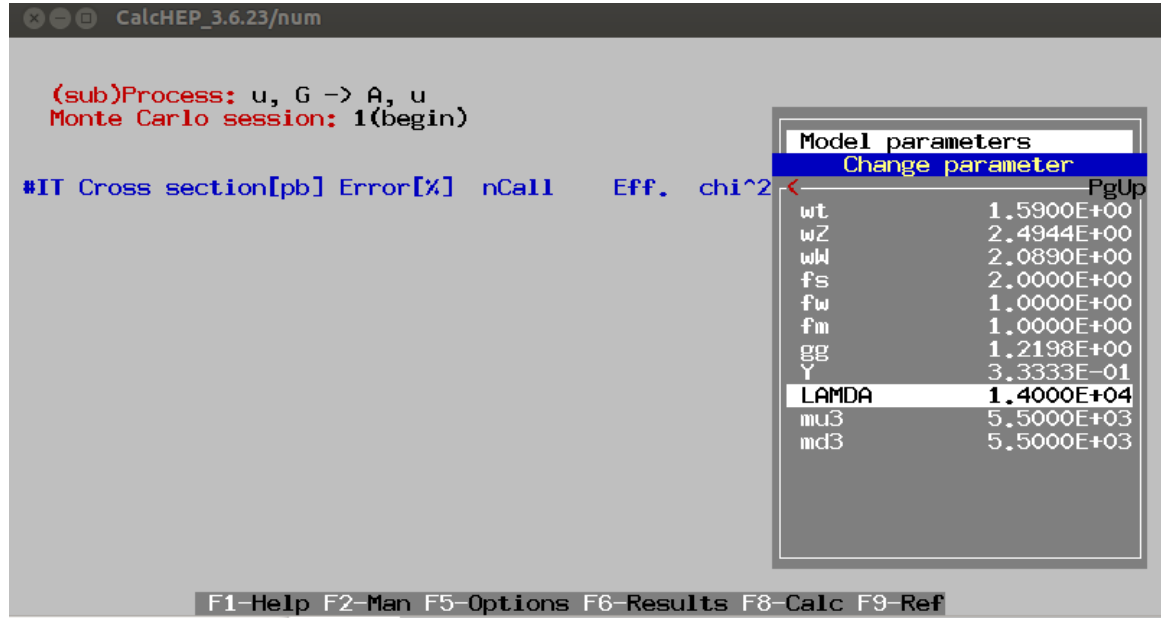
Şekil EK-1.5. $p, p \rightarrow A, j$ için Feynman diyagramları.



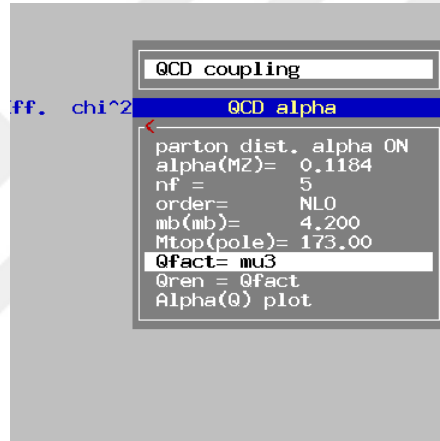
Şekil EK-1.6. $p, p \rightarrow A, j$ için alt süreçlerin silinmesi.



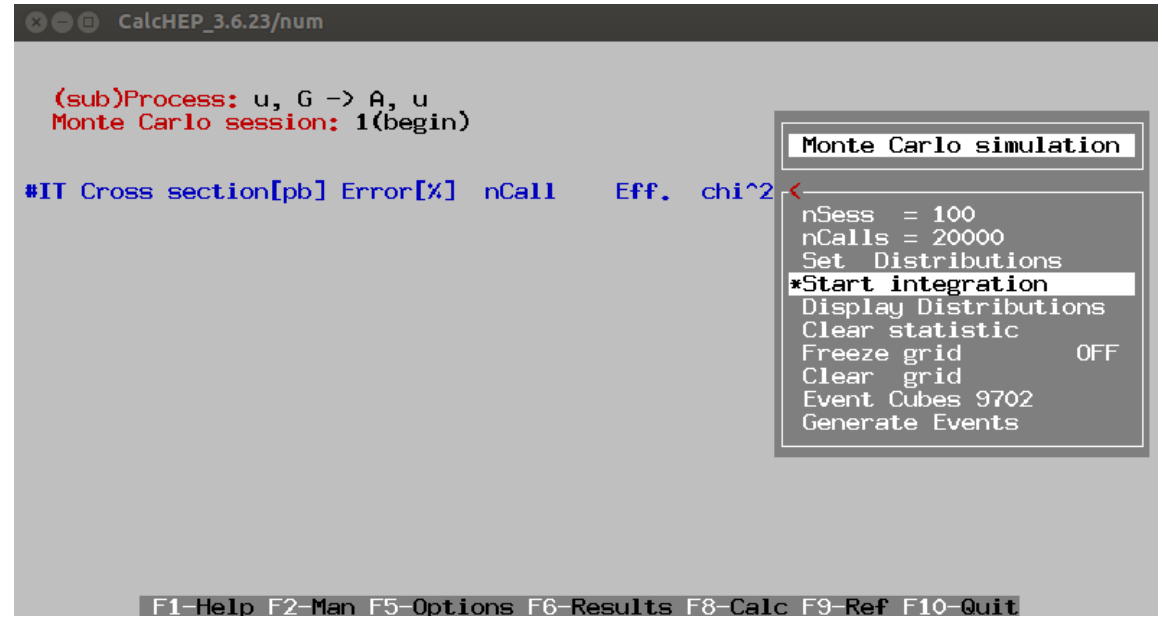
Şekil EK-1.7. CTEQ6L parton dağılımı fonksiyonu ve parçacık momentum değerleri



Şekil EK-1.8. $\Lambda = 14$ TeV ve m_{u^*} kütle değerlerinin girilmesi.



Şekil EK-1.9. Q faktörü.



Şekil EK-1.10. Alt süreç için Start Integration butonuna basılır.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı, Soyadı : FATMA AKÇA
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 14.02.1990 K.MARAŞ
Medeni hali : Bekar
e-mail : ftmakcaa@gmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Lisans	Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi, Bilgisayar Mühendisliği	Devam Ediyor
Yüksek Lisans	Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı	2019
Lisans	Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi, Fizik Bölümü	2012

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar

Production of Spin-1/2 Excited Quarks in FCC Based Electron-Proton (e-p) Collider
Turkish Physical Society 32nd International Physics Congress , Bodrum, Türkiye, Eylül, 2016

Hobiler

Kitap : Bilim Kurgu, Fantastik, Dünya ve Türk Edebiyatı Klasikleri
Sinema : Bilim Kurgu, Fantastik, Aksiyon, Kovboy
Müzik : Soft Rock, Enstrümental Müzik