

**T.C.
ADYAMAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

CMS DENEYİNDE İLERİ BÖLGEDEKİ JETLERİN ÖLÇÜMÜ

SERVET TAYMAZ

FİZİK ANABİLİM DALI

ADYAMAN

2015

T.C.
ADİYAMAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

CMS DENEYİNDE İLERİ BÖLGEDEKİ JETLERİN ÖLÇÜMÜ

Servet TAYMAZ

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Bu tez 02/09/2015 tarihinde aşağıdaki jüri üyeleri tarafından
Oybirliği/Oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ
BAŞKAN (DANIŞMAN)

Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ
ÜYE

Doç. Dr. Salim ÇERÇİ
ÜYE

Doç. Dr. Ramazan GÜRBÜZ
Enstitü Müdürü

**Bu çalışma Adıyaman Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi
tarafından desteklenmiştir.**

Proje No:

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

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

CMS DENEYİNDE İLERİ BÖLGEDEKİ JETLERİN ÖLÇÜMÜ

Servet TAYMAZ

Adıyaman Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Doç. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ

Yıl: 2015, Sayfa: 72+xii

Jüri : Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ

: Doç. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ

: Doç. Dr. Salim ÇERÇİ

Bu tez çalışmasında, PYTHIA6 ve HERWIG++ Monte Carlo modelleri kullanılarak 8 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde çarpıştırılan proton-proton hüzmelerinin etkileşmesi sonucu ileri bölgede gözlenen jetler araştırılmıştır. CMS detektörünün ileri rapidite bölgesinde yer alan İleri Hadronik Kalorimetre (HF)'in varladığı jetlerin enerji çözünürlüğü ve jet yanıtı elde edilmiştir. Ayrıca, ileri bölgede varlanan jetlerin diferansiyel tesir kesiti çeşitli Monte Carlo modelleri ve CMS detektöründe elde edilen verilerle karşılaştırılmıştır. Kalorimetrelerdeki kulelerde depolanan jet enerjilerinin tanımlanması için farklı algoritmalar kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında $R = 0.7$ jet koni yarıçapına sahip anti- k_T jet algoritması kullanılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Jetler, İleri Bölge, Jet Çözünürlüğü, Jet Yanıtı, CMS Detektörü

ABSTRACT

Master Thesis

MEASUREMENT of JETS in the FORWARD REGION with the CMS EXPERIMENT

Servet TAYMAZ

Adiyaman University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ

Year: 2015, Pages: 72+xii

Jury : Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ

: Assoc. Prof. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ

: Assoc. Prof. Dr. Salim ÇERÇİ

In this thesis, jets observed in the forward region were investigated by using PYTHIA6 and HERWIG++ Monte Carlo models at the center of mass energy of 8 TeV in proton-proton beam collisions. The jet energy resolution and the jet response were obtained for the jets detected by the hadronic forward calorimeter HF, located in the forward rapidity of the CMS detector. Further, the differential cross section of the jet detected in the forward region was compared with various Monte Carlo models and the data obtained with the CMS detector. The different jet algorithms are used to identify the stored energy inside the jet towers within the calorimeters. In this study, the anti- k_T jet algorithm with jet cone radius $R = 0.7$ was used.

Key Words: Jets, Forward Region, Jet Resolution, Jet Response, CMS Detector

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimim süresince desteğini eksik etmeyen ve iş hayatımdaki yoğunluğuma rağmen tezin bitmesi konusunda sürekli beni destekleyen çok kıymetli, bilgili ve bir o kadar da sabırlı tez danışmanım Doç. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ'ye sonsuz teşekkür ederim.

Ayrıca ders aşamasında elinden gelen katkılarını esirgemeyen çok değerli bölüm hocalarım Doç. Dr. Salim ÇERÇİ ve Yrd. Doç. Dr. Bayram TALİ' ye çok teşekkür ederim.

Yüksek lisans tez jürimde yer alan Çukurova Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyeleri Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ ve Prof. Dr. Eda EŞKUT hocalarıma da katılımlarından dolayı teşekkür ederim.

Çok değerli yüksek lisans arkadaşlarım olan Zerrin EKİCİ, Turgay ÖZTAŞCI, Mehmet İZDEŞ ve Kenan BULCAR'a teşekkür ederim.

Son olarak ise aileme bu süreçte yalnız bırakmadıkları için minnettarım.

SİMGELER ve KISALTMALAR

CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
SM	: Standart Model
SÜSİ	: Süper Simetri
KRD (QCD)	: Kuantum Renk Dinamiği
KED (QED)	: Kuantum Elektrodinamiği
GUT	: Büyük Birleşme Teorisi
GWS	: Glashow-Weinberg-Salam Teorisi
GIM	: Glashow-Iliopoulos-Maiani Mekanizması
BHÇ (LHC)	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
LEP	: Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı
PS	: Proton Sinkrotronu
SPS	: Süper Proton Sinkrotronu
SppS	: Süper Proton – Anti Proton Sinkrotronu
LINAC	: Doğrusal Hızlandırıcı
CMS	: Sıkı Müon Solenoidi
ATLAS	: Büyük Toroidal Detektör
MoEDAL	: BHÇ’deki Tek Kutup ve Tuhaflıklar Deneyi Detektörü
TOTEM	: Toplam Elastik ve Kırılmayıcı Tesir Kesit Ölçümü Detektörü
LHCf	: Büyük ileri Hadron Çarpıştırıcısı
UA1/UA2	: Yeraltı Bölgesi 1 ve Yeraltı Bölgesi 2 Detektörleri
ALICE	: Büyük İyon Çarpıştırma Deneyi
LHCb	: LHC b Fiziği Deneyi
EKAL	: Elektromanyetik Kalorimetre
EE	: Elektromanyetik Kapak
EB	: Elektromanyetik Fıçı
HKAL	: Hadronik Kalorimetre

HB	: Hadronik Fıçı
HE	: Hadronik Kapak
HO	: Hadronik Dış
HF	: İleri Hadronik Kalorimetre
HAD	: Hadronik
EM	: Elektromanyetik
HLT	: Yüksek Seviye Tetikleme
eV	: Elektron Volt
MeV	: Milyon Elektron Volt
GeV	: Milyar Elektron Volt
TeV	: Trilyon Elektron Volt
η	: Psüdo rapidite
α_s	: Çiftlenim Sabiti
$\sqrt{s}$	: Kütle Merkezi Enerjisi
Λ_{QCD}	: KRD temel katsayısı
n_f	: Kuark Çeşni Sayısı
L	: Işıklılık
PbWO ₄	: Kurşun Tungsten Kristali

İÇİNDEKİLER

SAYFA

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR	iv
İÇİNDEKİLER	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ	3
3. MATERYAL VE YÖNTEM	11
3. 1. Standart Model (SM)'e Giriş	11
3. 1. 1. Temel kuvvetler	13
3.2. Kuantum Renk Dinamiğinin Anahtar Kavramları	15
3.2.1. Asimptotik özgürlük	17
3.2.2. Renk hapsi	18
3.3. Kuark Parton Modeli	19
3.4. Faktörizasyon Teoremi	19
3.5. Parton Dinamikleri	22
3.5.1. DGLAP yaklaşımı	23
3.5.2. BFKL yaklaşımı	23
3.5.3. CCFM yaklaşımı	24
3.6. Monte Carlo Olay Üreteçleri	24
3.7. MC Programları	27
3.7.1. PYTHIA	27
3.7.2. HERWIG	27
3.8. Detektör Simülasyonu	27
3.9. Jet ve Jet Algoritmaları	28
3.10. İnküsif Jet Ölçümü	30
3.11. CERN'deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ)	31
3.11.1. BHÇ'nin çalışma koşulları	31
3.11.2. BHÇ'deki deneyler	34

3.12. CMS Detektörüne Genel Bakış	39
3.12.1. İzleyici sistem	42
3.12.2. Kalorimetre sistemi.....	43
3.12.2.1. Elektromanyetik kalorimetre	43
3.12.2.2. Hadronik kalorimetre	43
3.13. Müon Detektörü	45
3.14. İleri Kalorimetreler	46
3.14.1. İleri hadronik kalorimetre.....	46
3.14.2. CASTOR kalorimetresi	48
3.14.3. ZDC kalorimetresi	48
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	50
4.1. Jet Yapılandırması ve Kalibrasyonu	50
4.2. Jet Yapılandırması	50
4.3. Jet Kalibrasyonu	53
4.4. Jet Enerji Yanıtı	53
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	59
5.1. Sonuçlar	59
5.1.1. Jet enerji çözünürlüğü	62
5.2. Öneriler	66
KAYNAKLAR	68
ÖZGEÇMİŞ	72

ÇİZELGELER DİZİNİ	SAYFA
Çizelge 3.1. Kuark ve lepton aileleri ve kuvvet taşıyıcıları.....	12
Çizelge 3.2. Kuarkların sembolleri, kütleleri ve elektrik yükleri.....	12
Çizelge 3.3. Leptonların kütle ve elektrik yükleri.....	13
Çizelge 5.1. Jet yanıtı çalışmasında kullanılan GenJet p_T aralık değerleri.....	59

ŞEKİLLER DİZİNİ

SAYFA

Şekil 2.1. pp çarpıştırmalarında ileri rapiditede $p_T = 20$ GeV'in üzerinde en az bir jet üreten iki partonun $\log(x_{1,2})$ dağılımı (Cerci ve d'Enterria 2009).....	4
Şekil 2.2. İnküsif ileri jet üretimi için Feynman diyagramı (Cipriano 2014).....	5
Şekil 2.3. Hadron seviyesine düzeltilen inküsif jet tesir kesitinin, p_T 'nin bir fonksiyonu olarak $0.5 < y < 1$ (merkezi) ve $3.2 < y < 4.7$ (ileri) rapidite aralıkları için gösterimi (CMS Collaboration 2012a)	6
Şekil 2.4. İnküsif jet diferansiyel tesir kesiti farklı rapidite aralıklarında NNPDF2.1 PDF seti ve NP düzeltme faktörünün çarpımı ile karşılaştırılması (CMS Collaboration 2012b).....	7
Şekil 2.5. İleri psüdo rapiditedeki inküsif jet tesir kesitinin PYTHIA 6, PYTHIA 8, HERWIG 6, NLOJET++, POWHEG, CASCADE ve HEJ gibi çeşitli öngörülerle karşılaştırılması (Chatrchyan ve vd. 2012).....	8
Şekil 2.6. İnküsif Diferansiyel tesir kesitinin jetin dik momentumu p_T 'nin bir fonksiyonu olarak (a) en az bir merkezi, (b) bir ileri jete sahip ikili jet olayları için gösterimi (Chatrchyan ve vd. 2012).....	8
Şekil 2.7. İnküsif jet diferansiyel tesir kesitinin jetin dik momentumu p_T 'nin bir fonksiyonu olarak $R = 0.4$ (soldaki) ve $R = 0.6$ (sağdaki) değerlerine sahip anti- k_T algoritması kullanılarak tanımlanan jetler için farklı $ y $ rapidite aralıklarında gösterimi (Aad ve vd. 2012).....	9
Şekil 3.1. D0 (Abazov ve vd. 2009 ve Abazov ve vd. 2012), H1 (Aaron ve vd. 2010), ZEUS (Abramowicz ve vd. 2012) ve CMS (Chatrchyan ve vd. 2013, CMS Collaboration 2013a) ortaklıkları tarafından hesaplanan güçlü çiftlenim sabiti α_s ' nin Q ' ya göre değişimi (CMS Collaboration 2013b).....	17
Şekil 3.2. Genel bir sert saçılma sürecinin şematik gösterimi (Campbell ve vd. 2007).....	20
Şekil 3.3. Gluon (g), deniz (sea), u -valans (u_V) ve d -valans (d_V) kuarklarına ait PDF'lerin CMS jet verisi uydurmaya (fit) katılmadan önce (düz çizgi) ve katıldıktan sonraki (kesikli çizgi) $Q^2 = 1.9$ GeV ² başlangıç ölçeğinde	

gösterimi (CMS Collaboration 2013b).....	21
Şekil 3.4. Parton merdiven diyagramı. Merdiveni tanımlayan değişkenler i patronu tarafından taşınan protonun kesirsel momentumu x_i , yayımlanan partonun dik momentumu $p_{T,i}$ ve partonun sanallığı k_i^2 (Knutsson 2007).....	22
Şekil 3.5. Bir MC olay üreticindeki proton-proton etkileşmesinin şematik gösterimi...	25
Şekil 3.6. Lund Sicim Modeli (soldaki) ve Küme Modeli (sağdaki)’ne göre hadronizasyon.....	26
Şekil 3.7. Jet kümelenmesindeki kızılötesi duyarlılık. İki jet arasındaki yumuşak yayının varlığı, yumuşak yayının yokluğunda meydana gelmeyen jetlerin birleşmesine neden olabilir (Bauza 2008).....	29
Şekil 3.8. Jet yapılandırmasındaki eş doğrusal duyarlılık. Soldaki gösterim çeşitli detektör kuleleri arasında enerji ayrıldığından bir çekirdek üretemez (Bauza 2008).....	30
Şekil 3.9. BHC’deki hızlandırıcılar ve dört büyük deneyin konumları (http://cph-theory.persiangu.com/13 Accelerators.jpg).....	32
Şekil 3.10. pp çarpışmaları sonucunda CMS tarafından 2010 (yeşil), 2011 (kırmızı) ve 2012 (mavi) yıllarına ait toplanan toplam ışıklılık (https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults2012ProtonProtonCollisions).....	34
Şekil 3.11. Dört alt büyük sistemiyle birlikte ATLAS detektörünün genel görünüşü (ATLAS Collaboration 2008).....	35
Şekil 3.12. LHCb detektörünün genel görünüşü (Augusto Alves Jr. ve vd. 2008).....	36
Şekil 3.13. ALICE detektörünün genel görünüşü.....	37
Şekil 3.14. TOTEM detektörünün genel görünüşü.....	37
Şekil 3.15. LHCf detektörü.....	38
Şekil 3.16. MoEDAL detektörünün enine kesiti.....	39
Şekil 3.17. CMS detektörünün genel görünümü.....	40
Şekil 3.18. CMS deneyinde kullanılan sağ-elli koordinat sistemi.....	41

Şekil 3.19. Genel amaçlı bir detektörün yapısı ve detektörden geçen parçacıkların etkileştiği bölümler.....	41
Şekil 3.20. CMS detektörünün enine kesitinin detektörden geçen en önemli ölçülebilir parçacıkların tipik yolları ile birlikte gösterimi (Barney ve Quigg 2004)...	42
Şekil 3.21. HKAL'in Alt Dedektörleri, Hadronik Fıçı (HB), Hadronik Kapak (HE) ve Hadronik En Dış Kalorimetre (HO).....	44
Şekil 3.22. İki HF modülü ve modüllere yerleştirilen kamalar.....	47
Şekil 3.23. HF kalorimetresinin 20°'lik bir diliminin enine görünümü: T1- T24 kule numaralarıdır (Akchurin 2007).....	47
Şekil 3.24. İleri Kalorimetrelerin konumu (CMS Collaboration 2008).....	49
Şekil 4.1. PF algoritması kullanılarak CMS'te yapılandırılan bir anti- k_T jeti (Dorney 2012).....	52
Şekil 4.2. Anti- k_T PF algoritması kullanılarak elde edilen renki dairesel jet kümelerinin silindirik bir detektör düzleminde gösterimi (Cacciari ve vd.2008).....	53
Şekil 4.3. PF algoritmasındaki sürecin gösterimi (Incandela 2012).....	54
Şekil 4.4. Koni yarıçapı $R = 0.7$ olan PF algoritması için PYTHIA (üstteki) ve HERWIG++ (alttaki)' da elde edilen düzeltilmiş jet yanıtının GenJet p_T 'ye göre dağılımlarının iki boyutlu gösterimi.....	56
Şekil 4.5. PYHTIA6 (üstteki) ve HERWIG++ (alttaki) MC modelleri kullanılarak elde edilen jet yanıtının GenJet p_T 'nin bir fonksiyonu olarak gösterimi	57
Şekil 4.6. PYHTIA6 (üstteki) ve HERWIG++ (alttaki) MC modelleri kullanılarak elde edilen anti- k_T ($R = 0.7$) algoritmasına sahip PF jetlerinin rapiditesinin y_{REC} GenJet'lerin rapiditesi y_{GEN} 'den farkının GenJets p_T 'nin bir fonksiyonu olarak Gösterimi.....	58
Şekil 5.1. PYTHIA6 MC modeli için farklı GenJets p_T aralıklarındaki düzeltilmiş jet yanıtı dağılımlarının Gauss fiti.....	60
Şekil 5.2. HERWIG++ MC modeli için farklı GenJets p_T aralıklarındaki düzeltilmiş jet yanıtı dağılımlarının Gauss fiti.....	61

Şekil 5.3. Jet enerji çözünürlüğünün GenJet p_T 'nin bir fonksiyonu olarak PYTHIA6 (üstteki) ve HERWIG++ (alttaki) MC modelleri için gösterimi. Çözünürlükler N , S ve C uydurma parametrelerine sahip Denk. 5.2 kullanılarak elde edilen fonksiyona fit edilmiştir.....	64
Şekil 5.4. Ölçülen kısmi diferansiyel tesir kesitinin detektör seviyesindeki PYTHIA6, PYTHIA8 ve HERWIG++ MC modelleriyle üretilen detektör düzeyindeki Simülasyonlarla karşılaştırılması.....	66

1. GİRİŞ

Yüksek Enerji Fiziği veya diğer yaygın bir deyişle Parçacık Fiziği maddeyi oluşturan temel parçacıkları sınıflandırmanın yanında parçacıkların arasındaki etkileşimleri ve bunların nasıl gerçekleştiğini anlamaya çalışmaktadır. Parçacık fiziğinin doğuşu aslında oldukça küçük saçılma deneylerine dayandırılabilir. Örneğin; 1911 yılında Rutherford'un altın bir varaktan saçılan alfa parçacıklarını gözlemleme deneyi, gerçekte atomun ağır ve yoğun bir çekirdekten (bu isim Rutherford'dan sonra verilmiştir) meydana geldiğini ortaya koymuştur. Parçacık fiziğinin “maddenin temel yapıtaşları nelerdir ve bunlar birbirleriyle nasıl etkileşir? ” gibi ilk soruları deneylerin daha sık yapılmasına ilham vermiştir.

Atom içinde yer alan elektron temel parçacıklardan biridir. Ancak çekirdekte yer alan proton (p^+) ve nötron (n^0) ise “kuark” olarak adlandırılan daha temel parçacıklardan oluşmuştur. Maddeyi daha küçük boyutlarda incelemek için çok yüksek enerjilere çıkmak gerekir. Heisenberg belirsizlik ilkesi ($\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{h}{2}$) aslında bu durumu oldukça iyi özetlemektedir. Öncelikle, parçacıkları görebilmek için ışığa ihtiyaç duyulur. Eğer görmeye çalışılan parçacığın dalga boyu ışığın dalga boyundan küçük ise bu parçacıkları görmek için daha küçük dalga boyuna gereksinim vardır. de Broglie prensibine göre parçacıklar belli bir dalga boyuna sahiptir ve bu dalga boyu parçacıkların momentumlarıyla ters orantılıdır. Örneğin, elektronun hızlandırılarak araştırmak istenilen boyutlarda bir dalga boyuna sahip olması sağlanabilir. Böylece daha küçük parçacıkları gözlemlemek için gereken dalga boyu elde edilebilir. Başka bir durumda eğer yeni bir parçacığın varlığından söz ediliyorsa bu parçacığı ortaya çıkarmak ve gereken kütleyi elde edebilmek için parçacıklar yaklaşık olarak bu enerjilere kadar hızlandırılıp çarpıştırılır. Böylece ortaya yeni parçacıklar çıkar.

Çarpıştırıcılardaki yüksek enerji deneyleri, ya kuramsal öngörülerin test edilmesiyle ya da kesin ölçümlerle kuramsal modellere bir girdi sağlayarak parçacık fiziğinin gelişiminde önemli rol oynarlar. Bu sebeplerden dolayı insanlar devasa büyüklüklerdeki hızlandırıcıları tasarlamıştır. Dünyanın birçok yerinde parçacık fiziği hızlandırıcı laboratuvarları bulunmaktadır. Ancak günümüzdeki en büyük ve en belirgin parçacık fiziği hızlandırıcı laboratuvarı İsviçre ile Fransa sınırında yer alan Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'dir. CERN'deki iki-halkalı-süperiletken hadron

hızlandırıcısı olan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ) bir proton-proton (pp) çarpıştırıcısı olup 2010 yılında 7 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde çalışmıştır. Ardından 2012 yılında bu enerji 8 TeV'e çıkarılarak tüm yıl boyunca veri alımı devam etmiştir. Detektörü enerji arttırımına hazırlamak üzere 2013 yılının Şubat ayından itibaren yenileme ve iyileştirme çalışmaları yapılmıştır. Uzun Kapanış 1 (Long Shutdown, LS1) dönemi olarak adlandırılan bu dönem 2015 yılının Mart ayında sonlanmıştır. Aynı yılın Haziran ayında BHÇ 13 TeV'lik artırılmış kütle merkezi enerjisinde veri alımına yeniden başlamıştır. BHÇ, dört farklı etkileşme noktalarından birine yerleşmiş detektörlerden biri olan CMS (Küçük Müon Solenoidi)'e ve diğer üç detektöre proton-proton çarpışma verilerini sağlar.

Bu tezde, CMS detektörü tarafından toplanan 8 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde 5.8 pb^{-1} 'lik bir ışıklılığa karşılık gelen veriler ile PYTHIA6 ve HERWIG++ gibi Monte Carlo (MC) modelleri kullanılarak jetlerin ileri bölgede ölçümü, jet çözünürlüğü ve jet yanıtı sunulmuştur. Jetler $R = 0.7$ koni yarıçapına sahip anti- k_T algoritması kullanılarak yeniden yapılandırılmıştır. Tezin ana hatları şöyle sıralanabilir:

İkinci bölüm olan Kaynak Özetleri kısmında önceki çalışmalara dair bir özet sunulmaktadır.

Üçüncü bölümde Standart Model (SM) ve Kuantum Renk Dinamiği (KRD) hakkında genel bir bilgi verilmektedir. Ayrıca tezde kullanılan MC olay üreteç programları anlatılmaktadır. Son kısımda ise jetin tanımı ve jetle ilgili tüm özellikler ayrıntılı olarak sunulmaktadır.

Dördüncü bölümde ise jetin yeniden yapılandırılması tanımlanarak jet yanıtının nasıl elde edildiği ve çalışmada elde edilen sonuçlar sunulmaktadır.

Beşinci bölümde ise tez çalışmasında hem MC modelleri hem de CMS verisinin analizinden elde edilen jet enerji çözünürlüğü ve jet diferansiyel tesir kesiti sonuçları verilmektedir.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

İleri jet üretimi proton içindeki partonun yapısı ve dinamik evrimi hakkında önemli bilgi içermektedir. Özellikle düşük momentum kesrinin olduğu bir bölgedeki gluon yoğunluğuna $xG(x, Q^2)$ dair bilgi sağlar. Öyle ki p_{parton} parton momentumu ve p_{hadron} ise hadron momentumu olmak üzere

$$x = \frac{p_{parton}}{p_{hadron}} < 10^{-2} \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilir. CMS kalorimetresinde HF (İleri Hadronik Kalorimetre)'deki jetler $x = 0.0004$ değerine kadar duyarlıdır. Çarpışan iki partonun momentum kesirleri (x_1 ve x_2); öncül mertebe (LO) kinematikleri ve rapiditeleri (y_1 ve y_2) cinsinden

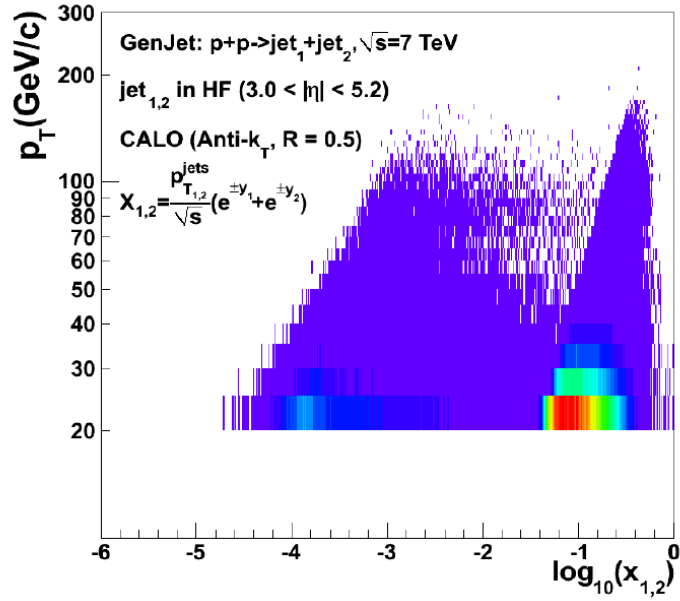
$$x_1 = \left(\frac{p_T}{\sqrt{s}}\right) (e^{y_1} + e^{y_2}) \quad x_2 = \left(\frac{p_T}{\sqrt{s}}\right) (e^{-y_1} + e^{-y_2}) \quad (2.2)$$

ifadesiyle ilişkilendirilir.

pp çarpıştırmalarında, $2 \rightarrow 2$ sürecindeki her bir proton ile eşleştirilen belli bir η psüdorapidite aralığında ve p_T momentumuna sahip bir jetin olması durumunda partonların minimum momentum kesirleri

$$x_1^{min} = \frac{x_2 x_T e^{\eta}}{2x_2 - x_T e^{-\eta}} \quad \text{ve} \quad x_2^{min} = \frac{x_T e^{-\eta}}{2 - x_T e^{\eta}} \quad (2.3)$$

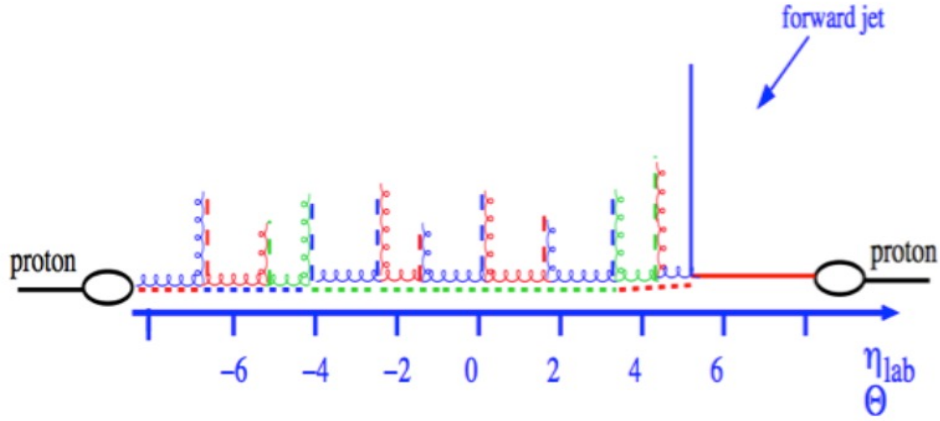
ile belirlenebilir. Burada $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ 'dir. x_2^{min} değeri, rapiditenin her 2 birim değişimine karşılık yaklaşık 10 kat azalır. Denk. 2.3'teki ek e^{η} çarpanı, PDF (Parton Dağılım Fonksiyonları)'lerin küçük x değerlerinde çalışmak üzere ileri jet üretim ölçümlerine olan ilgiyi artırır. (Cerci ve d'Enterria 2009). Şekil 2.1, $\sqrt{s} = 7$ TeV kütle merkezi enerjisinde gerçekleşen pp çarpışmasında HF'in kabul bölgesindeki $\log(x_{1,2})$ dağılımını göstermektedir.



Şekil 2.1. pp çarpışmasında ileri rapiditede $p_T = 20$ GeV'in üzerinde en az bir jet üreten iki partonun $\log(x_{1,2})$ dağılımı (Cerci ve d'Enterria 2009)

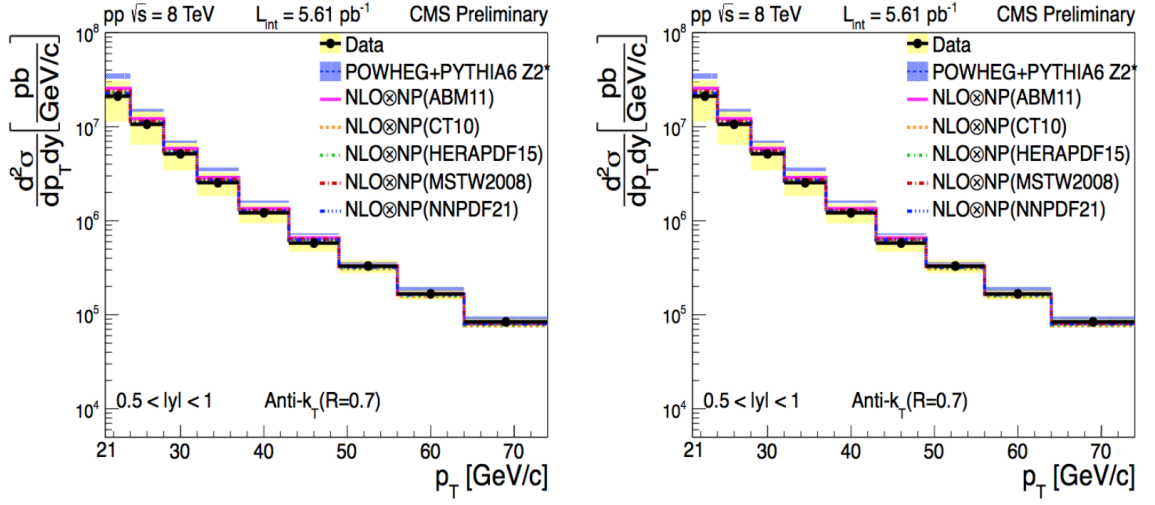
Yüklü akım Derin Esnek olmayan Saçılma (DIS)'deki hadronik son durum, jetlerin üretim oranı yani jet tesir kesitleri cinsinden karakterize edilebilir. En basit tesir kesiti inklüsif jet tesir kesitidir. “İnklüsif” aslında ilgili tüm kinematik şartları geçen jetlerin sayısı anlamına gelir. Şekil 2.2 inklüsif ileri jet üretimine dair Feynman diyagramını göstermektedir. Şekilde görüldüğü üzere, eğer olayda birden fazla jet var ise en yüksek p_T değerine sahip olan jet alınmıştır.

BHÇ'de inklüsif jet ölçümü, daha önceki çarpıştırıcı deneylerinin ulaşamadığı oldukça geniş bir kinematik aralıkta (daha yüksek p_T ve daha büyük rapidite y) gerçekleşmektedir (Rabbertz 2012).



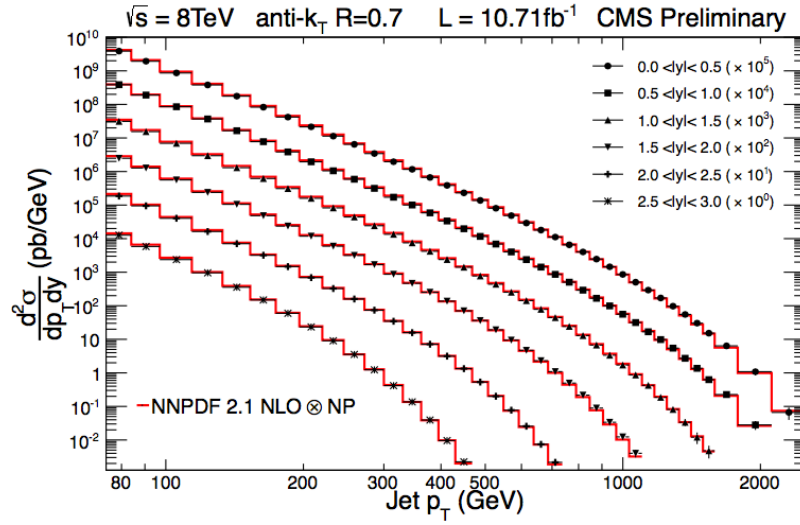
Şekil 2.2. İnküsif ileri jet üretimi için Feynman diyagramı (Cipriano 2014)

Düşük dik momentuma sahip jetler, 8 TeV’lik kütle merkezi enerjisinde pp çarpışmalarında ve 5.8 pb^{-1} ’lik toplam ışıklılıkta CMS detektörü tarafından toplanan veriler kullanılarak ölçülmüştür (CMS Collaboration 2012a). Ölçüm, yarıçap parametresi $R = 0.7$ ’ye sahip anti- k_T jet kümeleme algoritması kullanılarak, rapiditenin $|y| < 4.7$ ve jet dik momentumunun $21 < p_T < 74 \text{ GeV}/c$ olduğu bir bölgede gerçekleştirilmiştir. Ölçülen tesir kesiti, perturbatif Kuantum Renk Dinamiği (KRD) öngörülerine dayalı $\text{NLO} \times \text{NP}$ kuram öngörülerine sahip beş farklı PDF seti ile karşılaştırılmıştır. Burada NLO (Next to Leading Order) ikinci mertebeyi ve NP (Non-Perturbative) perturbatif olmayan düzeltmeleri temsil etmektedir. Mevcut deneysel ve kuramsal belirsizlikler içinde perturbatif KRD hesaplamalarının ölçülen inklüsif jet tesir kesitiyle uyumlu olduğu vurgulanmıştır. Hadron seviyesine düzeltilen inklüsif jet tesir kesiti, p_T ’nin bir fonksiyonu olarak $0.5 < |y| < 1$ (merkezi) ve $3.2 < |y| < 4.7$ (ileri) rapidite aralıkları için Şekil 2.3’te gösterilmektedir. Veri çeşitli hadron düzeyindeki kuramsal öngörülerle karşılaştırılmıştır. Veri üzerindeki bant toplam deneysel belirsizliği, kutular ise istatistiksel belirsizliği temsil etmektedir. Ayrıca, ölçülen inklüsif jet tesir kesiti parçacık düzeyindeki POWHEG+PYTHIA6 Z2* ayarı ile karşılaştırılmıştır. Tesir kesitinin artan p_T ile dik bir şekilde azaldığı ve p_T dağılımının eğiminin artan y rapiditesi ile daha dik bir hale geldiği görülmektedir (CMS Collaboration 2012a).



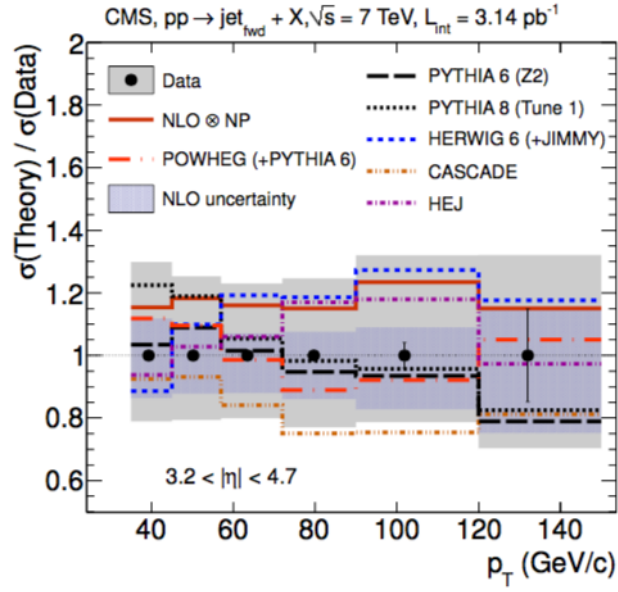
Şekil 2.3. Hadron seviyesine düzeltilen inklüsif jet tesir kesitinin, p_T 'nin bir fonksiyonu olarak $0.5 < |y| < 1$ (merkezi) ve $3.2 < |y| < 4.7$ (ileri) rapidite aralıkları için gösterimi (CMS Collaboration 2012a)

8 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde CMS detektörü ile 10.71 pb^{-1} 'lik bir ışıklılığa karşılık gelen veriler kullanılarak çift kısmi inklüsif jet tesir kesiti jetin dik momentumu ve rapiditesi cinsinden ölçülmüştür (CMS Collaboration 2012b). Bu çalışmada, jet parametresi $R = 0.7$ 'ye sahip anti- k_T kümeleme algoritması kullanılarak, jet momentumunun 2.5 TeV'e kadar ve rapiditesinin $|y| = 3$ olduğu bir faz uzayında jetler yeniden yapılandırılmıştır. Deneysel ve kuramsal belirsizlik kaynaklarına dair oldukça ayrıntılı bir çalışma yürütülmüştür. Baskın deneysel sistematik belirsizliklerin sırasıyla jet enerji ölçeğinden, kat açılımından (unfolding) ve ışıklılık ölçümünden kaynaklandığı görülmüştür. Küçük bir pertürbatif olmayan düzeltme ile desteklenen pertürbatif KRD'nin, geniş bir jet dik momentum ve rapiditeye sahip veriyi iyi tanımladığı gözlenmiştir. Bu yeni inklüsif jet tesir kesiti ölçümü geniş bir x ve momentum ölçeği Q 'da irdelenir. Bu yüzden bu ölçümün yeni bir kinematik rejimde PDF'lerin belirlenmesinde kullanılabileceği vurgulanmıştır. Şekil 2.4'te inklüsif jet diferansiyel tesir kesiti farklı rapidite aralıklarında NNPDF2.1 PDF seti ile NP düzeltme faktörünün çarpımı ile karşılaştırılmaktadır. Logaritmik ölçekte veri KRD öngörülleri tarafından oldukça iyi tanımlanmaktadır.

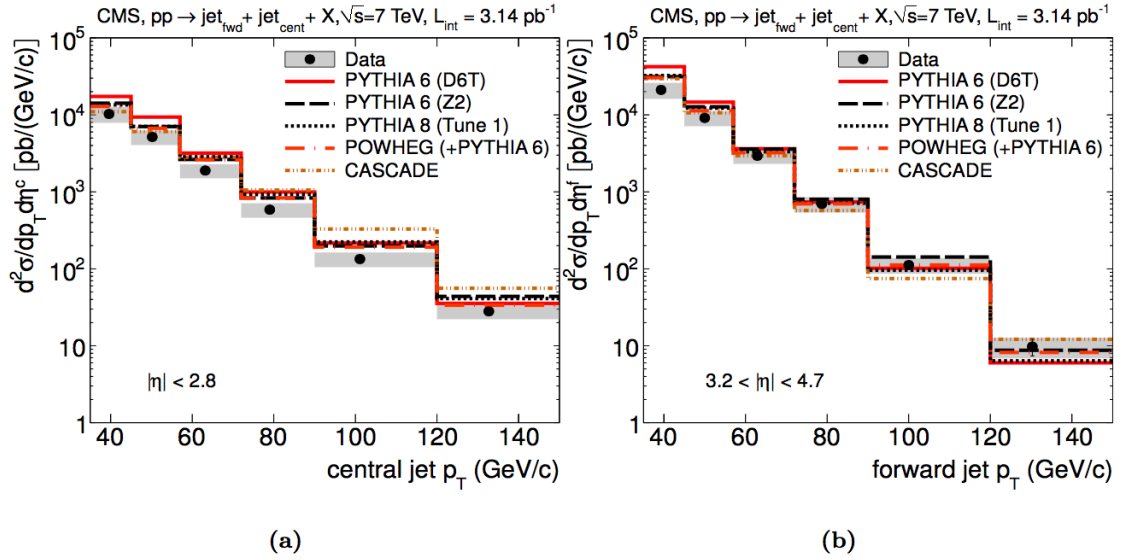


Şekil 2.4. İnküsif jet diferansiyel tesir kesiti farklı rapidite aralıklarında NNPDF2.1 PDF seti ile NP düzeltme faktörünün çarpımı ile karşılaştırılması (CMS Collaboration 2012b)

Chatrchyan ve ark. (2012) tarafından CMS deneyindeki 7 TeV’lik kütle merkezi enerjisinde elde edilen veriler kullanılarak gerçekleştirilen çalışmada ise ileri jetler ve bir merkezi ile bir ileri jete sahip ikili jet olaylarının tesir kesiti hesaplanmıştır. Üç farklı KRD yaklaşımı ile diferansiyel tesir kesitleri karşılaştırılmıştır. Şekil 2.5’de ileri bölge psüdorapiditesinde ($3.2 < |\eta| < 4.7$) elde edilen inklüsif ileri jet tesir kesiti gösterilmektedir. Tesir kesiti PYTHIA 6, PYTHIA 8, HERWIG 6, NLOJET++ POWHEG, CASCADE ve HEJ gibi çeşitli öngörüler kullanılarak MC modelleriyle karşılaştırılmıştır. Koyu renkli bant NLO öngörülerindeki kuramsal belirsizliği temsil eder. Şekil 2.6’da ise diferansiyel tesir kesiti jetin dik momentumu p_T ’nin bir fonksiyonu olarak (a) en az bir merkezi jete, (b) bir ileri jete sahip ikili jet olayları için gösterilmektedir. Koyu renkli bantlar sistematik belirsizliği temsil etmektedir. Bu çalışmada, tek jete sahip inklüsif jet spektrumunun tüm modeller tarafından iyi tanımlandığı tespit edilmiştir. Fakat, tüm öngörülerin ileri-merkezi ikili jet olayları için gözlenen spektrumlarla pek uyumlu olmadığı vurgulanmıştır.



Şekil 2.5. İleri psüdorapiditedeki inklüsif jet tesir kesitinin PYTHIA 6, PYTHIA 8, HERWIG 6, NLOJET++, POWHEG, CASCADE ve HEJ gibi çeşitli öngörülerle karşılaştırılması (Chatrchyan ve vd. 2012)

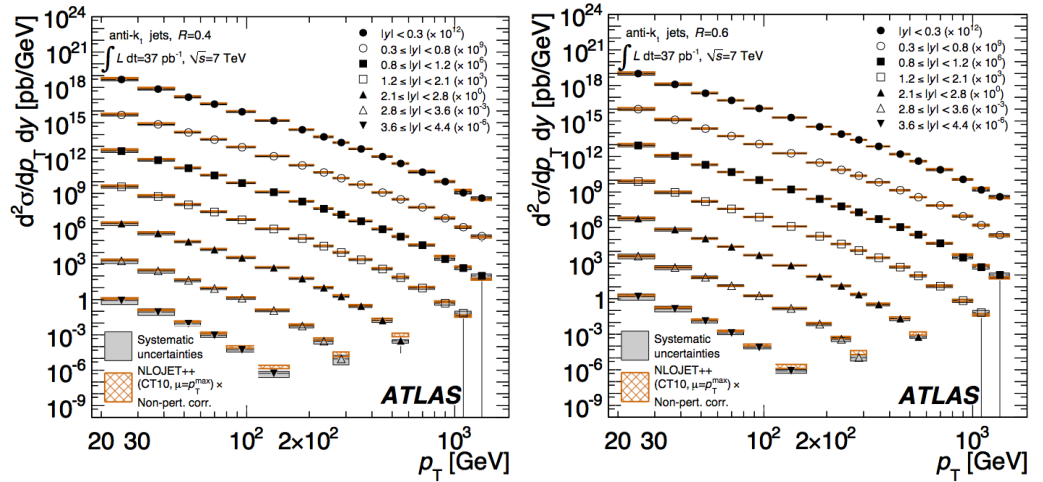


Şekil 2.6. Diferansiyel tesir kesitinin jetin dik momentumu p_T 'nin bir fonksiyonu olarak (a) en az bir merkezi, (b) bir ileri jete sahip ikili jet olayları için gösterimi (Chatrchyan ve vd. 2012)

CMS deneyinde yapılan bir başka çalışma (Chatrchyan ve vd. 2011) ise inklüsif jet tesir kesitini 34 pb^{-1} lik toplam ışıklılık kullanarak, jet p_T değeri 18–1100 GeV ve merkezi rapidite $|\eta| < 3$ aralığındaki ölçümüdür. Ölçülen tesir kesiti bu zamana kadar

gözlenen en yüksek p_T değerinde olup, NLO öngörülerıyla genel olarak uyumlu olduğu görülmüştür.

İnklüsif jet ve ikili jet tesir kesitleri ölçümleri 7 TeV’lik kütle merkezi enerjisinde pp çarpışmalarında ATLAS detektörünün 2010 yılında aldığı 37 pb^{-1} ’lık toplam ışıklılığa sahip veri kullanılarak yapılmıştır (Aad ve vd. 2012). Yapılan bu çalışma yine aynı grup tarafından 17 nb^{-1} ’lık daha az toplam ışıklılığa sahip bir önceki çalışmanın (Aad ve vd. 2011) genişletilmiş hali olup 2000 kat daha fazla ışıklılığa ve daha yüksek bir kinematik bölgeye sahiptir. Anti- k_T algoritması kullanılarak iki farklı jet kümeleme parametresi $R = 0.4$ ve $R = 0.6$ ’ya sahip jetlerin kısmi tesir kesiti, jetin dik momentumu ve jetin rapiditesi cinsinden ölçülmüştür. İnklüsif jet kısmi tesir kesiti, jetin p_T ’si cinsinden farklı $|y|$ rapidite aralıklarında $R = 0.4$ (soldaki) ve $R = 0.6$ (sağdaki) değerlerine sahip anti- k_T algoritması kullanılarak Şekil 2.7’de gösterilmektedir.



Şekil 2.7. İnklüsif jet diferansiyel tesir kesitinin jetin dik momentumu p_T ’nin bir fonksiyonu olarak, $R = 0.4$ (soldaki) ve $R = 0.6$ (sağdaki) değerlerine sahip anti- k_T algoritması kullanılarak tanımlanan jetler için farklı $|y|$ rapidite aralıklarında gösterimi (Aad ve vd. 2012)

ATLAS detektörü tarafından hem 7 TeV’lik hem de 2.76 TeV’lik farklı iki enerjide pp çarpışmasından elde edilen veri kullanılarak inklüsif jet tesir kesiti ölçümü gerçekleştirilmiştir (Aad ve vd. 2013). Bu çalışmada her iki enerjide elde edilen sonuçlar hem birbirleriyle hem de NLO KRD hesaplamalarıyla karşılaştırılmıştır. Öngörülerin her iki veriyle ve oranlarıyla iyi bir uyuma sahip olduğu belirtilmiştir. Bu olgunun, perturbatif KRD’nin yüksek jet dik momentumundaki jet üretimini

tanımlayabildiğine dair bir onay olduğu vurgulanmıştır. Özellikle ileri bölgede, öngörünün merkezi değerinin veriyi iyi tanımladığı görülmektedir.

İnklüsif jet tesir kesiti ölçümü çalışmaları proton-antiproton çarpışmalarında farklı kütle merkezi enerjileri $\sqrt{s} = 546$ GeV ile 630 GeV'de SPS çarpıştırıcısında (Banner ve vd. 1982, Appel ve vd. 1985, Alitti ve vd. 1991) ve $\sqrt{s} = 546$ GeV, 630 GeV, 1.8 TeV ve 1.96 TeV'de ise Tevatron'da (Abe ve vd. 1992, Abe ve vd. 1993, Abe ve vd. 1996, Abbott ve vd. 2001) gerçekleştirilmiştir.

İnklüsif jet ölçümüne dair yapılan bütün bu çalışmalar aslında çoğunluğu henüz keşfedilememiş bir alan olan büyük x ve yüksek momentum p_T transferindeki parton dağılım fonksiyonlarına dair önemli sınırlamalar getirebilir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

Bu bölümde yapılan tez çalışması ile ilgili temel kuramsal ve fenomenolojik kavramlar anlatılmaktadır. Öncelikle parçacıklar ve kuvvetleri tanımlayan Standart Model (SM), ardından kuarklar ve gluonlar arasındaki etkileşmeyi betimleyen Kuantum Renk Dinamiği ve anahtar kavramları ele alınmaktadır. Bu çalışmada kullanılan iki temel MC olay üretici PYTHIA ve HERWIG'den bahsedilmektedir. Ayrıca jet ve jet algoritmaları detaylıca ele alınmaktadır. Sonunda ise BHÇ hızlandırıcısına, bünyesinde yer alan detektörlere ve özellikle CMS detektörüne ayrıntılı olarak yer verilmektedir.

3.1. Standart Model (SM)'e Giriş

SM farklı temel parçacıkların nasıl düzenlendiğini ve bu parçacıkların farklı kuvvetler aracılığıyla birbirleri ile nasıl etkileştiğini ($SU(3) \times SU(2) \times U(1)$) simetrik-üniter ayar dönüşümü şeklinde) açıklayan bir kuramdır. Temel parçacıklar kuarklar ve leptonlar olarak isimlendirilen iki aileye ayrılırlar. Bu ailelerin her biri altı parçacıktan oluşur ve birincisi en hafif, üçüncüsü ise en ağır olmak üzere üç aile vardır. Parçacıklar arasındaki etkileşmeyi sağlayan dört farklı kuvvet ve bunlara aracılık eden kuvvet taşıyıcıları bulunmaktadır. Çizelge 3.1' de kuark ve lepton aileleri ve kuvvet taşıyıcıları verilmektedir.

Her parçacığa eşlik eden yükü kendi yükünün tersi fakat kütlesi, spini ve diğer birçok özelliği de parçacığinkine eşit bir parçacık- **karşıt-parçacık**- bulunmaktadır. Karşıt-parçacıklar gerçek parçacıklardır. Karşıt-parçacık, parçacığın aynadaki görüntüsü gibi düşünülebilir. Aynaya bakıldığında sağdaki ve soldaki görüntüler sadece aynadaki tersinmelerdir. Benzer olarak parçacık dünyasında da yük aynaya bakıldığında tersinendir. Örneğin protonun karşıt-parçacığı karşıt-protondur.

Bilinen en temel parçacıklar olan ve “**hadron**” olarak adlandırılan parçacıklar içine hapis olan kuarklar, kesirli elektrik yüküne sahiptirler. Kuarkların sembolleri, kütleleri ve sahip oldukları elektrik yükleri Çizelge 3.2' de belirtilmektedir.

Çizelge 3.1. Kuark ve lepton aileleri ve kuvvet taşıyıcıları

	1. Aile	2. Aile	3. Aile	Kuvvet Taşıyıcıları
Kuarklar	u yukarı (up)	c cazibe (charm)	t üst (top)	g gluon
	d aşağı (down)	s acayip (strange)	b alt (bottom)	γ foton
Leptonlar	ν_e e nötrino	ν_μ μ nötrino	ν_τ τ nötrino	W bozon
	e elektron	μ müon	τ tau	Z bozon

Çizelge 3.2. Kuarkların sembolleri, kütleleri ve elektrik yükleri

Kuarklar		
Sembol	Kütle (MeV)	Yük (e)
u	0.02 - 0.008	+2/3
d	0.005 - 0.015	-1/3
c	1.3 - 1.7	+2/3
s	0.1 - 0.3	-1/3
t	> 110	+2/3
b	4.7 - 5.3	-1/3

Kuarklar parçacıkların yükü tamsayı olacak biçimde bir araya geldiğinden, her türlü kombinasyonu olası değildir.

Hadronlar; **baryonlar** ve **mezonlar** olmak üzere iki gruba ayrılır. Üç kuarkın (qqq) bir araya gelmesi ile baryonlar, bir kuark ve bir karşıt kuarkın ($q\bar{q}$) bir araya gelmesi ile mezonlar oluşur. Baryonlara örnek olarak proton ve nötron verilebilir. Proton (p), iki u kuark ve bir d kuarkın bir araya gelmesi (uud) ile oluşur. Her bir kuarkın yükü toplandığında protonun +1 yükü elde edilir. Nötron (n), ise iki d kuark ve bir u kuarktan meydana gelir. Bir u bir de d kuarkın bir araya gelmesi ile oluşan pionlar

(π) mezonlara iyi bir örnektir. Mezonlar parçacık ve karşıt-parçacık kombinasyonu olduğundan kararsız bir yapı gösterip, çok hızlı bozunurlar.

Leptonlar, elektron, müon, tau ve nötrino gibi parçacıkları içine alan zayıf ve elektromanyetik etkileşme yapan parçacık grubudur. Tüm leptonların spini $\frac{1}{2}$ değerine sahip ve elektrik yükleri -1 veya 0 ’dır. Hadronların büyüklüğü ve belirli bir yapısı olmasına rağmen leptonlar herhangi bir yapısı olmayan gerçek temel parçacıklardır. Çizelge 3.3’te görüldüğü gibi tau ve muon, elektrondan çok daha ağır olup her maddede bulunmazlar. Bunun nedeni çok hızlı bir şekilde daha hafif leptonlara bozunmalarıdır.

Çizelge 3.3. Leptonların kütle ve elektrik yükleri

Leptonlar		
Sembol	Kütle (MeV)	Yük (e)
ν_e	0	0
e	0.00511	-1
ν_μ	< 0.00027	0
μ	0.105	-1
ν_τ	< 0.035	0
T	1.784	-1

3.1.1. Temel kuvvetler

SM’e göre, parçacıklar birbirleriyle dört temel kuvvet aracılığı ile etkileşirler: gravitasyonel (kütle çekim kuvveti), elektromanyetik kuvvet, zayıf kuvvet ve güçlü kuvvet.

Güçlü kuvvet, kuarklar ve gluonlar arasında gerçekleşen etkileşmeden sorumlu olan, çekirdeği bir arada tutan kuvvettir. Bu etkileşmenin taşıyıcı parçacığı gluonlar birbirleriyle etkileşirler.

Zayıf kuvvet, radyoaktif bozunmalardan sorumlu olup, özellikle içinde fazla nötron ve proton bulunduran çekirdeklerin kararlılığını sağlamada önemli bir rol oynar. Bu kararlılığı sağlarken gerekirse bir nötron bir protona dönüşebilir. Zayıf kuvvet, güçlü kuvvetten yaklaşık olarak 10^{13} kez daha güçsüzdür. Kuvvet taşıyıcıları W^+ , W^- ve Z^0 bozonlarıdır.

Elektromanyetik kuvvetin taşıyıcı parçacığı fotondur. Kütle çekim etkileşmesinde olduğu gibi sonsuz bir etkileşme mesafesine sahiptir. Yüklü parçacıklar arasında görülen bu etkileşme küçük mesafelerde hayli etkilidir. Elektromanyetik kuvvet, atomu bir arada tutan kuvvet olan güçlü kuvvetten yaklaşık 10^2 kez daha küçüktür.

Aracı parçacığı graviton olan **kütle çekim kuvvetinin** (gravitasyonel kuvvet) menzili sonsuzdur. Graviton henüz deneysel olarak gözlenmiş bir parçacık değildir. Etkileşimin etkisi büyük kütlelerde daha ön plana çıkmaktadır. Diğer etkileşme türlerine göre oldukça zayıf olup parçacıkların kütlesi çok küçük olduğundan bu kuvvet parçacık dünyasında ihmal edilmektedir. Kütle çekim kuvveti günümüzde hesaplanabilmekte fakat SM parçacıkların kütlelerini belirlemekte yetersiz kalmaktadır. Bunun nedeni kütle çekim kuvvetinin henüz kuantum mekaniksel bir modelinin olmamasıdır.

SM en basit haliyle bile, maddenin yapısını ve kararlılığıyla ilgili soruların pek çoğunu oldukça inandırıcı biçimde yanıtlayabilmektedir. Hatta evreni oluşturan görünür maddenin yapısını, sadece iki kuark (u , d) ve bir leptonla (e), yani en hafif olan birinci kuşağın parçacıklarıyla, çok daha basit olarak açıklamaktadır.

Ancak, SM' nin yanıtlayamadığı sorular da mevcut olup, bunlardan bazıları aşağıda özetlenmiştir:

- **Elektrik yükünün kuantizasyonu;** elektron, muon ve tau gibi ağır leptonlar tamsayı bir elektrik yüküne sahip iken kuarklar kesirli elektrik yüküne sahiptirler. SM bunun nedenine açıklık getirememektedir.
- **Kuark ve lepton aileleri;** hem kuarklar hem de leptonlar üç aileden oluşmaktadır. Bu ailenin üyeleri arasındaki temel fark kütleleridir ve kendi aralarında bir çeşni karışımına sahiplerdir. SM neden kuarklar ve leptonların aynı sayıda aileye ve sayısının üç ile sınırlandırılması gerektiğini açıklayamamaktadır. Görünür evren birinci aileden (iki kuark ve bir lepton) meydana gelmektedir. SM, “Öyleyse diğer iki aileye neden ihtiyaç bulunmaktadır?” sorusuna da yanıt verememektedir.
- **Kütle çekim;** kütle çekim kuvveti diğer üç kuvvete göre daha az bir etkiye sahiptir. SM kütle çekim kuvvetini içine almamaktadır. SM'in dahil etmediği bu

dördüncü temel kuvveti de içine alan kuram Büyük Birleşik Alanlar Kuramı (Grand Unified Theory, GUT)'dir.

- **Madde-karşıt-madde asimetrisi;** evrene baktığımızca yalnızca madde görmektediriz. Ancak madde ile karşıt-madde arasında bir simetri söz konusu ise, SM evrende neden hiç karşıt-madde göremediğimizi de yanıtlayamamaktadır.
- **Karanlık madde;** baryonik madde evrendeki kütleinin yalnızca %4'üne karşılık gelmektedir. Astrofiziksel ve kozmolojik ölçümlerin açıkça kanıt sağladığı ek maddeye karanlık madde denilmektedir. Karanlık madde, zayıf etkileşen oldukça ağır bir parçacığı (WIMP) gerekli kıldığından SM içerisinde yer almamaktadır.

Parçacık fiziğinin bugünkü ana amaçlarından biri, dört temel kuvvetin; evrendeki düzeni daha basit ve şık bir şekilde açıklayabilecek, tek bir Büyük Birleşik Alanlar Kuramı (GUT)'nda birleştirilmesidir. Çünkü yukarıdaki soruların çoğunun yanıtının, bu basitleştirme sırasında yanıtlanabileceği düşünülmektedir.

3.2. Kuantum Renk Dinamiği ve Anahtar Kavramları

Kuantum Renk Dinamiği (KRD) SM'de tanımlanan üç temel etkileşmeden biri olan güçlü etkileşme çerçevesinde tanımlanır. KRD, kompozit nesneler olan hadronları oluşturan ve "renk yükü" taşıyan **partonlar** olarak adlandırılan parçacıklar arasındaki etkileşmeyi ifade eder. KRD'de renk yükü kırmızı (r), yeşil (g) ve mavi (b) şeklinde üç çeşittir ve tıpkı elektrik yükü gibi korunan bir niceliktir. Kuarklar r, g ve b renk yükünü, karşıt-kuarklar ise karşıt-r, karşıt-g ve karşıt-b renk yüklerini taşırlar. Renk korunumu, partonların dinamiğini tanımlayan Lagranjiyan içerisindeki renk serbestlik derecesine sahip bir global simetrisinin ürünü olarak düşünülebilir. Bu global simetri yerel simetriye genişletildiği zaman yani uzay-zamana bağımlı hale getirildiğinde, değişmezliğin sağlanabilmesi için bir ayar alanının tanımlanması zorunludur. Ayar alanı renkli partonlara çiftlenir ve partonlar arasındaki etkileşmelerde aracılık yapar. KRD'de bu alan; spin-1/2'ye sahip kütleli kuarklar arasında değiş-tokuş edilen, kütsüz ve spini 1 olan **gluonlar** olarak bilinen parçacıklarla tanımlanır. Bu benzerlik, Kuantum Elektrodinamiği (KED)'nde elektriksel olarak yüklü elektronlar arasında değiş-tokuş

edilen yüksüz fotonlardan oluşan ayar alanında da görülebilir. A_μ bir foton alanını temsil etmek üzere KED'deki Lagranjiyan

$$\mathcal{L}_{KED} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - e \bar{\psi} \gamma^\mu A_\mu \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (3.1)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $F_{\mu\nu}$ alan şiddet tensörü olup

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (3.2)$$

olarak tanımlanır.

KRD ile KED arasındaki keskin fark fotonların aksine gluonların etkileşme yükü diğer bir deyişle renk yükünü taşımalarından kaynaklanır. Bu aslında ayar kuramının abelyan olmayan doğasının bir sonucu olup gluonların kendi kendileriyle etkileşmelerine (öz-etkileşme) neden olur. Yani, gluonlar fotonların aksine birbirleriyle çiftlenebilirler. G_μ^A bir gluon ayar alanını temsil etmek üzere KRD' de Lagranjiyanı ise

$$\mathcal{L}_{KRD} = \bar{\psi}_{q,a} (i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - m \delta_{ab}) \psi_{q,b} - g_s G_\mu^A (\bar{\psi}_{q,a} \gamma^\mu T_A^{ab} \psi_{q,b}) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F_A^{\mu\nu} \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanır. $F_{\mu\nu}^A$ ise burada

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu G_\nu^A - \partial_\nu G_\mu^A - g_s f_{ABC} G_\mu^B G_\nu^C \quad (3.4)$$

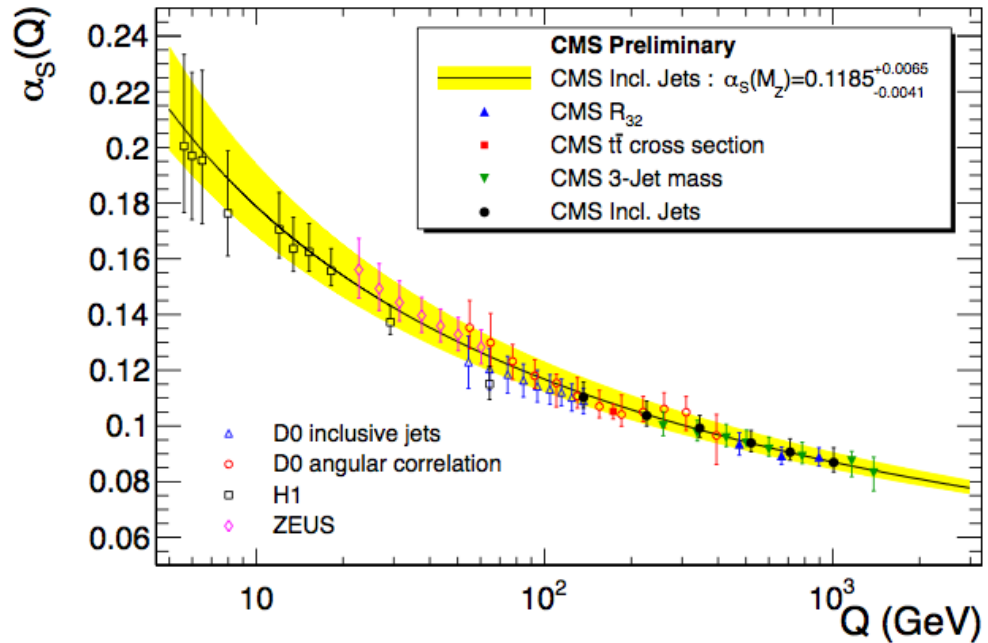
olarak tanımlanır. γ^μ Dirac γ -matrisleridir ve tekrarlanan indisler üzerinden Einstein toplama kuralı takip edilerek toplam alınır. ψ çeşnisi q ve kütlesi m_q olan bir kuark için kuark-alan spinörleridir. Renk indisi kuarklar için $a = 1$ 'den $N_c = 3$ 'e kadardır. SU(3) renk grubunun eşlenik temsilini oluşturan sekiz tane gluon çeşidi bulunmaktadır. Bu nedenle A 1' den $N_c^2 - 1 = 8$ ' e kadar değiştiğinden G^A gluon alanlarını temsil eder. T_A^{ab} , bir gluon ile bir kuark arasındaki etkileşmeyi bir renk uzayında döndüren olguya karşılık gelen 3×3 matrislerdir. Son olarak, g_s KRD çiftlenim sabiti, $F_A^{\mu\nu}$ alan tensörü ve f_{ABC} ise SU(3)' ün yapı fonksiyonlarıdır.

3.2.1. Asimptotik özgürlük

Gluonun sahip olduğu öz-etkileşmeler temel olarak güçlü etkileşmenin ve etkileşmenin şiddetini belirleyen çiftlenim sabitinin davranışının doğasını etkiler. Gluonlar yalnızca kuark veya gluon halkalarını yaparken, bir kuark veya bir gluonun bir gluon yaydığı etkileşmeler KRD Lagranjiyanı tarafından izinlidir. KED'ye benzer olarak, bu etkileşmeler

$$\alpha_s = g_s^2 / 4\pi \quad (3.5)$$

ile tanımlanan bir çiftlenim sabiti tarafından yönetilir. Şekil 3.1, CMS deneyi tarafından hesaplanan güçlü çiftlenim sabiti $\alpha_s(Q)$ 'nin momentum transferi Q 'ya karşı grafiğini göstermektedir (CMS Collaboration 2013b). $\alpha_s(Q)$ düz çizgi ile toplam belirsizliği ise bant ile gösterilmektedir. Ayrıca, H1 (Aaron ve vd. 2010), ZEUS (Abramowicz ve vd. 2012) ve D0 (Abazov ve vd. 2009, Abazov ve vd. 2012) ortaklıklarının sonuçları ile CMS tarafından gerçekleştirilmiş olan (Chatrchyan ve vd. 2013, CMS Collaboration 2013a) önceki ölçüm sonuçlarıyla karşılaştırmaları da verilmektedir.



Şekil 3.1. D0 (Abazov ve vd. 2009 ve Abazov ve vd. 2012), H1 (Aaron ve vd. 2010), ZEUS (Abramowicz ve vd. 2012) ve CMS (Chatrchyan ve vd. 2013, CMS Collaboration 2013a) ortaklıkları tarafından hesaplanan güçlü çiftlenim sabiti α_s 'nin Q 'ya göre değişimi (CMS Collaboration 2013b)

KRD’de çiftlenim sabiti etkileşmenin yer aldığı mesafeye bağlı olarak değişir. KEDİ’deki elektrik yükünün perdelenmesi durumunda olduğu gibi, yüksek mertebeli diyagramların sonsuz serilerdeki toplamı, “değişen” bir çiftlenim sabitine sahip tek bir diyagrama eşdeğerdir. Ancak, KEDİ’nin aksine,

$$\alpha_s(Q^2) \simeq \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{1+B\alpha_s Q_0^2 \ln(\frac{Q^2}{Q_0^2})} \quad (3.6)$$

Denklem 3.6’ da görüldüğü gibi parçacıklar arasındaki momentum transferi Q^2 ’nin artması ile α_s azalır. Bu renk yükünün “karşıt-görüntülenmesine” yol açar. Burada N_c renkleri, N_f ise kuark çeşnilerini temsil etmek üzere B sabiti

$$B = \frac{11N_c - 2N_f}{12\pi} \quad (3.7)$$

şeklinde verilir. Yüksek Q^2 veya küçük mesafelerde, çiftlenim sabiti küçülür. Böylece, kuvvetin azalan şiddeti, kuarkları daha yüksek enerjilerde (veya küçük mesafelerde) renk alanları aracılığıyla etkileşir hale getirir. Bu yüzden kuarklar serbest parçacıklar gibi davranırlar. Bu olay *asimptotik özgürlük* olarak adlandırılır. Bu bölgede pertürbasyon kuramı geçerlidir.

3.2.2. Renk hapsi

Renk hapsi, bir renk yükü taşıyan bir kuark ile bir karşıt-renk yükü taşıyan bir karşıt-kuark arasındaki güçlü etkileşmeler dikkate alınarak önemli ölçüde anlaşılabilir. Kuark ve karşıt-kuark giderek artan bir mesafeyle ayrılmışlarsa, aralarındaki güçlü etkileşmenin şiddeti çiftlenim sabitinin değişmesinden dolayı artacaktır. Temel kuvvetlerin aksine, partonlar arasındaki çekici kuvvet mesafe arttıkça artar ve partonun serbest bir parçacık olarak çıkmasına engel olur. Bireysel olarak renkli olan partonlar böylece renksiz hadronlar içerisine hapsolurlar (Clements 2008).

Henüz ispatlanmamış olmasına rağmen serbest parçacıkların renksiz olduğuna inanılmaktadır. Yalnızca renk tekli durumları serbest parçacıklar olarak var olurlar. Sonuç olarak, kuarklar asla izole olarak gözlenmez ancak renksiz hadronlar olarak bağlı durumlarda bulunabilirler. Bir hadrona verilen enerji kuarkları ayırmaz ama kuark-karşıtkuark çiftleri oluşturur. Böylece, hadronlar meydana gelir (Robinson 2012).

3.3. Kuark Parton Modeli

1968 yılında Bjorken çok yüksek enerjilerde yapı fonksiyonlarının Q^2 'ye olan bağımlılıklarının azaldığını ve yalnızca x ' in fonksiyonları olarak

$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) \quad (3.8)$$

$$F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x) \quad (3.9)$$

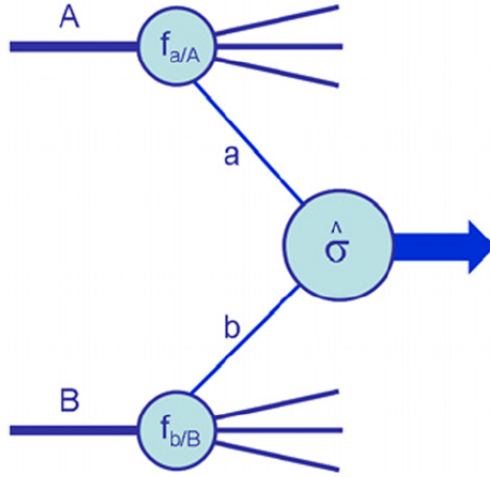
haline geldiğini öngörmüştür. Burada $F_1(x, Q^2)$ ve $F_2(x, Q^2)$ protonun yapısını parametrize eden yapı fonksiyonlarıdır. Bu modelde **Björken ölçekleme değişkeni x** ; sert saçılmadaki parton tarafından taşınan dik proton momentumunun kesri olarak tanımlanabilir. Parton modeli içinde yapı fonksiyonunu oluşturmak için protonun sonsuz momentum çerçevesinde çalışmak gereklidir. Bu, protonun dört momentumunun tamamen hafif benzeri olduğu bir çerçevedir. Böyle bir çerçevede proton momentumu çok büyüktür. Ayrıca, tüm bileşenlerinin proton boyunca hareket ettiği ve tüm kütlelerin ihmal edilebildiği kabul edilir (Gwenlan 2005). $F_1(x, Q^2)$ ve $F_2(x, Q^2)$ yapı fonksiyonlarının bağımsız olmadıkları ve

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \quad (3.10)$$

Callan-Gross bağıntısını sağladıkları gözlenmiştir.

3.4. Faktörizasyon Teoremi

Faktörizasyon teoreminin altındaki temel düşünce; çok farklı ölçeklerdeki fiziksel süreçlerin birbirini etkilememesi yani faktörize olmalarıdır. Dolayısıyla, KRD faktörizasyon teoremi hadron-hadron çarpışmalarındaki sert saçılma tesir kesitlerini hesaplamak üzere kullanılabilir.



Şekil 3.2. Genel bir sert saçılma sürecinin şematik gösterimi (Campbell ve vd. 2007)

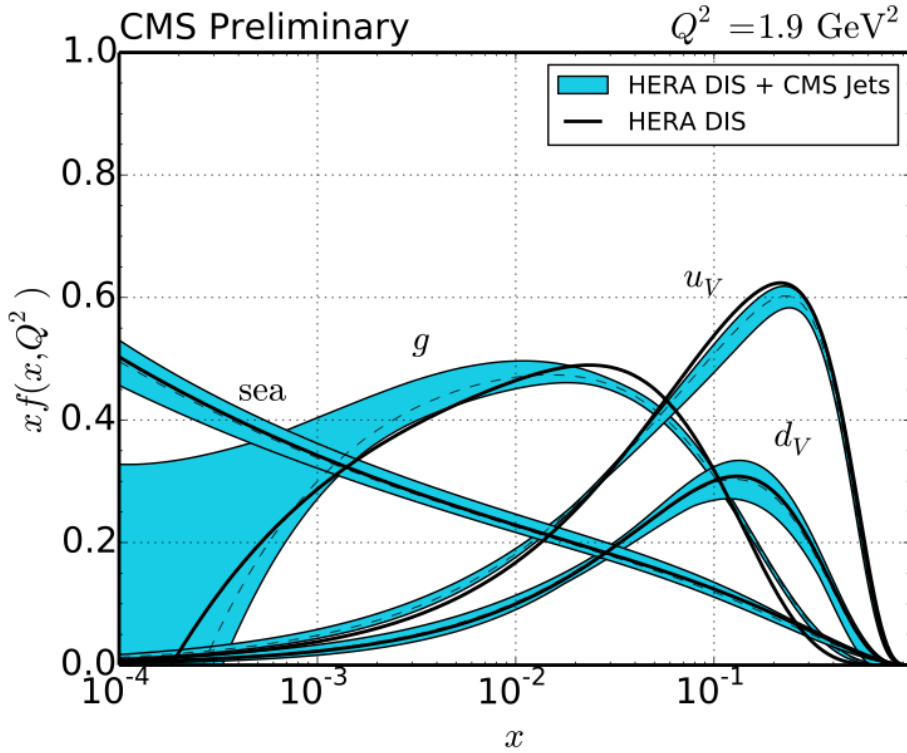
Genel bir sert saçılma sürecinin şematik yapısı Şekil 3.2’de gösterilmektedir. Proton-proton saçılmasındaki bir gözlenebilir tesir kesiti iki terimin katlılığı (konvolüsyonu)

- Kısa mesafe etkileşmesi için; pertürbatif olarak hesaplanabilen sert saçılma tesir kesiti, σ
- Uzun mesafe etkileşmesi için; pertürbatif olmayan (hesaplanamayan) parton dağılımları, f_i

$$\sigma = \sum_i f_{i/p}(x, \mu_F^2) \otimes \hat{\sigma}_{iY}(x, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_F^2) \quad (3.11)$$

şeklinde yazılabilir (Perrey 2011). Toplam burada protondaki tüm i partonları üzerindendir. x çarpışan kuark tarafından taşınan protonun momentum kesrini, α_s güçlü çiftlenim sabitini, f_R renormalizasyon ölçeğini, $f_{i/p}(x, \mu_F^2)$ ise protonun i partonunun **Parton Dağılım Fonksiyonu (PDF)**’nunu temsil etmektedir. Pertürbatif olarak hesaplanabilen sert saçılma sürecinin, pertürbatif olmayan parton dağılımlarından ayrıldığı süreç **faktörizasyon süreci** olarak adlandırılır ve μ_F ile gösterilir (Perrey 2011). Tesir kesitinin faktörize olduğu sınırı tanımlar. Öyle ki μ_F ’ den daha büyük bir ölçekte dik momentuma sahip olan bir kuark veya gluondan yayımlanan bir parton sert etkileşme olarak göz önünde bulundurulur. Bunun sonucunda i partonik tesir kesiti

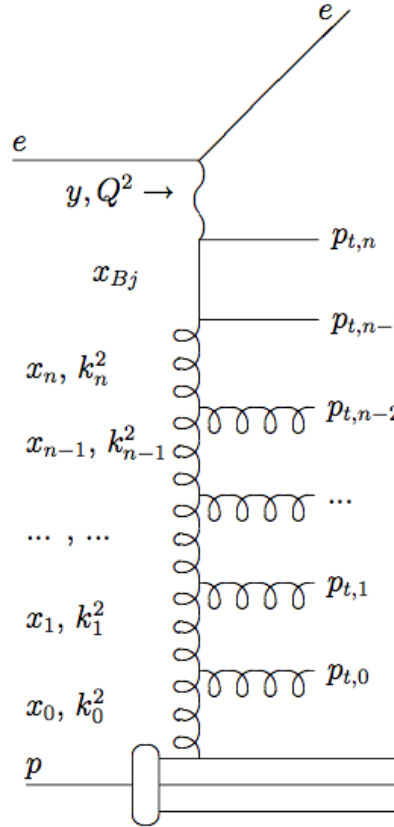
hesabının içine dahil edilir. μ_F 'den daha küçük ölçekte bir dik momentuma sahip yayımlanan bir parton ise protonun bir kısmı olarak göz önünde bulundurulur. Bu, PDF içine soğurulur. PDF'leri belirlemek için belli bir x ve Q^2 'deki başlangıç dağılımı, parton yapı fonksiyonu ölçümlerinden çıkartılır. PDF'nin x 'e olan bağımlılığı başlangıç ölçeği Q_0^2 'de parametrize edilir. Pratikte, parton dağılımları kuramsal olarak hesaplanamaz. Bu nedenle, çeşitli deneylerden elde edilen yapı fonksiyonu verisine uygulanan uydurmalarla (fit) Q_0^2 ölçeğinde türetilirler. Şekil 3.3' de HERA derin esnek olmayan saçılma (DIS) verisi ile CMS jet verisi tarafından $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ başlangıç ölçeğinde elde edilen protonun içindeki u_V ile d_V valans kuarkları, deniz (sea) kuarkları ve gluonlar (g) için parton yoğunlukları gösterilmektedir. Ayrıca, CMS jet verisini de içine alan toplam belirsizlik merkezi uydurmanın etrafında bir bant olarak gösterilmektedir (CMS Collaboration 2013b).



Şekil 3.3. Gluon (g), deniz (sea), u -valans (u_V) ve d -valans (d_V) kuarklarına ait PDF'lerin CMS jet verisi uydurmaya (fit) katılmadan önce (düz çizgi) ve katıldıktan sonraki (kesikli çizgi) $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ başlangıç ölçeğinde gösterimi (CMS Collaboration 2013b)

3.5. Parton Dinamikleri

Yüksek mertebeli etkileşmelerin tam hesaplamaları oldukça karmaşıktır. Bu nedenle pertürbatif yaklaşım metotlarını kullanmak zorunlu hale gelir. Günümüze kadar tam pertürbatif hesaplamalar ancak α_s^2 mertebesine kadar yapılabilmektedir. Başlangıç durum gluon yayını Şekil 3.4’ te gösterilen *parton merdivenleri* ile tanımlanabilirler. Burada x_i ; i partonu tarafından taşınan protonun kesirsel momentumunu, $p_{T,i}$ yayımlanan partonun dik momentumunu ve k_i^2 ise partonun sanallığını temsil etmektedir.



Şekil 3.4. Parton merdiven diyagramı. Merdiveni tanımlayan değişkenler i partonu tarafından taşınan protonun kesirsel momentumu x_i , yayımlanan partonun dik momentumu $p_{T,i}$ ve partonun sanallığı k_i^2 (Knutsson 2007)

α_s 'deki pertürbatif seri açılımı, x ve Q^2 'nin farklı kinematik bölgelerinde oldukça önemli bir belirginliğe sahip x ve Q^2 'ye bağlı $\alpha_s(\ln 1/x)$ ve $\alpha_s(\ln Q^2)$ şeklinde terimler içermektedir. Bu terimleri farklı ele alan DGLAP, BFKL ve CCFM olarak adlandırılan üç farklı parton gelişim denklemi bulunmaktadır. Gelişim denklemleri pertürbatif

açılımındaki terimleri yeniden toplar. Bu aslında o sistem için önemli olan terimleri büyüklük sırasına göre yeniden düzenleme anlamına gelmektedir. Genellikle yeniden toplama işlemi, LO yaklaşım kullanılarak yalnızca tekil logaritmik terimler içererek yapılmaktadır. Bir parton gelişim denkleminin temel kavramı çiftlere ayrılan ve yeni bir ilerleyen parton oluşturarak ilerleyen partondur.

3.5.1. DGLAP yaklaşımı

Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) (Gribov ve Lipatov 1972, Dokshitzer 1977, Altarelli ve Parisi 1977) formalizmi parton yoğunluklarının evrimini $\alpha_s(\ln Q^2)$ terimlerini toplayarak tanımlamaktadır. DGLAP denklemleri, bölünme fonksiyonları cinsinden yazılabilen integral-diferansiyel denklemler çifti halindedir.

$$\begin{aligned}\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} &= \frac{\alpha_s Q^2}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i q_i(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \right], \\ \frac{dg(x, Q^2)}{d \log Q^2} &= \frac{\alpha_s Q^2}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i q_i(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right]\end{aligned}\quad (3.12)$$

DGLAP yaklaşımı çerçevesinde yalnızca dik momentum k_T 'ye bağlı

$$Q^2 \gg k_{T,i}^2 \gg k_{T,i-1}^2 \gg k_{T,i-2}^2 \dots \gg k_{T,1}^2 \gg Q_0^2 \quad (3.13)$$

şeklinde bir güçlü sıralama ve kesirsel boyuna momentum x_i 'ye bağlı

$$x_i \ll x_{i-1} \ll x_{i-2} \ll \dots \ll x_1, \quad (3.14)$$

yumuşak bir sıralama bulunmaktadır. DGLAP evrim denklemi $\ln(Q^2)$ terimlerini içeren toplamalar yaparken, $\ln(1/x)$ ile ilgili terimleri ihmal etmektedir. Bu yaklaşım orta değerden başlayarak yüksek Q^2 değerlerine kadar oldukça başarılıdır. Fakat, küçük x değerlerinde $\ln(1/x)$ terimleri önemli hale gelebilir. DGLAP evrim denklemleri yalnızca güçlü bir k_T sıralamasına sahip olduğundan oldukça küçük x 'te pek doğru olmayabilir.

3.5.2. BFKL yaklaşımı

DGLAP yaklaşımına bir alternatif olarak $\ln(1/x)$ 'i içeren terimleri toplayan Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov (BFKL) (Kuraev ve vd. 1977, Balitsky ve Lipatov 1978) yaklaşımı bulunmaktadır. BFKL yaklaşımı çoklu gluon yayınımlarının toplanmasına dair bir formalizm önerdiğinden ve $\ln(1/x)$ terimleri tuttuğundan küçük x

bölgesinde çalışmaktadır. Evrim partonlarının p_T 'si yerine boyuna momentumlarına yani

$$x_0 \gg x_1 \gg \dots \gg x_n \gg x \quad (3.15)$$

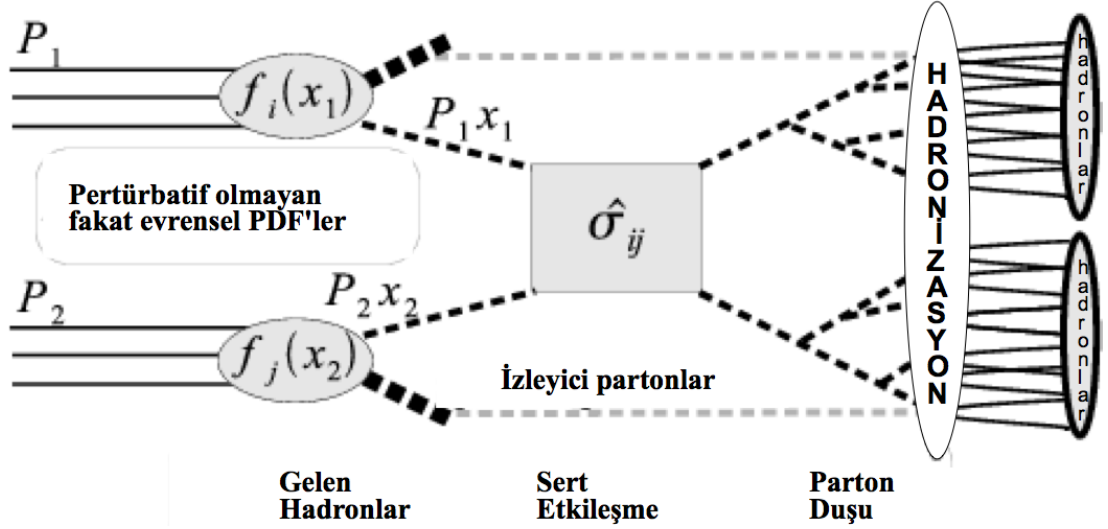
şeklinde bir sıralamaya sahiptir. Partonlara dair bir sıralamaya sahip olmadığından toplanamayan gluon dağılımı kullanmak gerekmektedir. BFKL denkleminin öncül mertebe $\ln(1/x)$ ve sabit α_s 'deki çözümü $x \rightarrow 0$ limitinde birimselliği bozan keskin bir kuvvet yasası davranışına sahiptir. Ancak, günümüzdeki denklemin bu hali α_s 'nin Q^2 ile değişimini birleştirememektedir ve bu nedenle $\ln(1/x)$ 'deki birinci mertebede hesabını yapmaktadır. Ayrıca, kesmeler kızılotesi ve morötesi limitlerdeki integral içinde tanımlanmalıdır.

3.5.3. CCFM yaklaşımı

Yukarıda sıralanan problemler ve BFKL'nin Q^2 'yi içine alan bir yaklaşım olmasındaki güçlüklerden dolayı hem x hem de Q^2 'yi içine alabilen birleşik bir yaklaşım ortaya atılmıştır. Bu yaklaşım Catani, Ciafaloni, Fiorani ve Marchesini (CCFM) (Ciafaloni 1988, Catani ve vd. 1990, Catani ve vd. 1991) evrim denklemi olarak adlandırılır. Küçük x değerlerinde CCFM denklemi BFKL davranışını, orta x değerlerinde ise DGLAP denklemini yeniden üretir. Ayrıca, bu denklem evrim içerisinde kuark katkısını dahil etmemektedir.

3.6. Monte Carlo Olay Üreteçleri

Bir deneyin temel hedeflerinden biri kuramsal modelleri test etmek ve olayın fiziğini anlamaya dair daha iyi bir anlayış katkısı sağlamaktır. Fenomonolojik modellerle birlikte kuramsal hesaplamalar analitik olarak çözülemeyecek kadar karmaşıktır. MC olay üreteçleri, detektörün sınırlı olan geometrik kabulünü düzeltmek ve detektörün kinematik değişkenler üzerindeki çözünürlük etkilerini anlamak için kullanılır. Ayrıca, mükemmel bir detektör tarafından gözlenebilecek olan model olayları ayrıntılı bir şekilde incelemek için kullanılır. Ancak bir olay üretim sürecini tek seferde düzenlemek oldukça karmaşık olduğundan, bu süreç çeşitli adımlara bölünmektedir. Bir MC olay üreticinde takip edilen bu adımlar bir proton-proton etkileşmesi için şematik olarak Şekil 3.5' te gösterilmektedir.



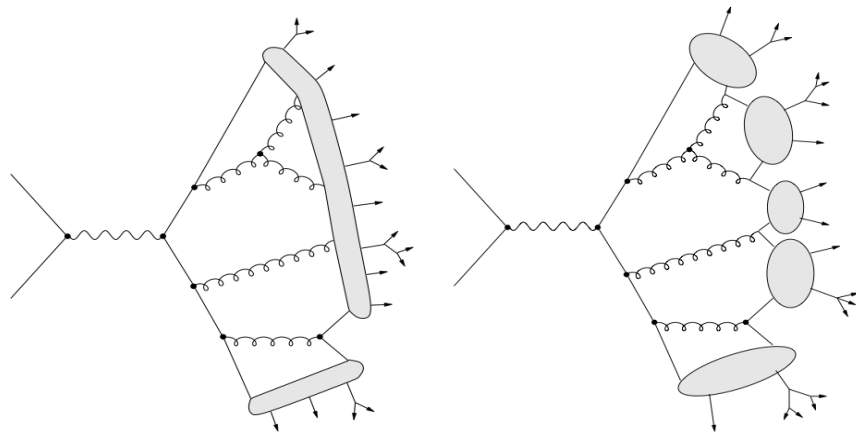
Şekil 3.5. Bir MC olay üreticindeki proton-proton etkileşmesinin şematik gösterimi

Buradaki adımları şöyle sıralayabiliriz:

- **Gelen Hadronlar:** P_1 ve P_2 gelen protonların her biri içerisinde yer alan, belli bir x_1 ve x_2 momentum kesri ile $f_i(x_1)$ ve $f_j(x_2)$ momentum dağılım fonksiyonlarına sahip olarak birbirine yaklaşan partonlar, pertürbatif olmayan fakat evrensel PDF'ler ile tanımlanırlar.
- **Sert Etkileşme:** Sert etkileşme serbest olarak davranan ve gelen proton içinde yer alan parton çiftleri arasında meydana gelir. Bu sürecin tesir kesiti pertürbatif olarak hesaplanabilmektedir. Geriye kalan partonlar *izleyici partonlar* olarak adlandırılır ve sert etkileşmeye katkıda bulunmazlar.
- **Parton Duşu:** Parton duşu yalnızca analitik olarak hesaplanabilen sert alt süreç ile gözlenebilir hadronlar arasında bir ilişki kurmak için değil, aynı zamanda oldukça zor olan yüksek mertebeli KRD etkileri için de önemlidir. Parton yayılım oranı enerji arttıkça artar. Parton duşu sırasında, her son durum partonu ilave parton yayar ve sonunda asıl çıkan partonlar belli bir sayıda düşük enerjili partonla yer değiştirir.
- **Hadronizasyon:** Parton duşu üretiminin sonrasında serbest parçacıklar olarak gözlenemeyen kuarklar ve gluonlar yani bir grup renkli partonlar oluşur. Bunlar

da bir araya gelerek gözlenen hadronları oluştururlar. Partonlardan hadronlara geçiş süreci *hadronizasyon* olarak adlandırılır. Parton düşünün bitip hadronizasyonun başlayacağına Λ_{KRD} ölçeği karar vermektedir. Λ_{KRD} ölçeği deneysel olarak da belirlenmektedir. Sicim ve küme olmak üzere iki çeşit hadronizasyon modeli bulunmaktadır.

- **Lund Sicim Modeli:** Bir kuark-karşıtkuark çifti arasındaki renkli akıyı tanımlayan sicim dinamiklerini kullanan bir modeldir. Sicim doğrusal bir hapis potansiyeli üretir. Kuark ve karşıtkuark ($q\bar{q}$) birbirinden ayrıldıkça, sicimdeki potansiyel enerji artar. Bu enerji hafif bir kuark-karşıtkuark çiftinin kütlesini aştığında, yeni bir kuark-karşıtkuark ($q'\bar{q}'$) çifti oluşur. Böylece, sicim daha kısa iki sicime ayrılarak iki renk-teklisi durumlarını $q'\bar{q}$ ve $q\bar{q}'$ meydana getirir. Eğer aynı sicime bağlı yeni $q\bar{q}$ çiftlerinin bağlı momentumu yeterli ise sicim yeniden kırılabilir. Hadronizasyonun sicim modeli şematik olarak Şeki 3.6 (solda)'da gösterilmektedir.
- **Küme Modeli:** Gluonların kuark-karşıtkuark veya dikuark-karşıtdikuark çiftlerine pertürbatif olmayan bir şekilde bölünmeleriyle başlar. Ardından, komşu kuark ve karşıtkuarklar renk-teklisi veya kümeler halinde gruplanırlar. Bu kümeler kütlelerine göre hadronlara ayrılırlar. Küme modeli Şekil 3.6 (sağdaki)'da gösterilmektedir. Gölge alanlar kümeler ve sicimleri, oklar ise hadronları temsil etmektedir.



Şekil 3.6. Lund Sicim Modeli (soldaki) ve Küme Modeli (sağdaki)'ne göre hadronizasyon

3.7. MC Programları

Bu tezde iki farklı birincil mertebe PYTHIA ve HERWIG MC programları kullanılmıştır. Bunlar analizin farklı aşamalarında yer almıştır.

3.7.1. PYTHIA

PYTHIA, yüksek enerji fiziği olaylarında partonlar arasındaki sert etkileşmeleri üretmek için LO matris elemanını kullanan bir MC olay programıdır. Son duruma ilave aktivite katan başlangıç ve son durum parton düşünün evrimini içermektedir. Yumuşak underlying olay katkıları; analitik sonuçlar ve çeşitli modellerin kombinasyonu ile tanımlanır. PYTHIA MC olay programında hadronizasyon Lund Sicim Modeli kullanılarak gerçekleştirilir.

3.7.2. HERWIG

HERWIG, sert hadron-hadron saçılması ve yumuşak hadron-hadron çarpışmalarının benzetişimini (simülasyonunu) içeren çok amaçlı bir MC olay üreticidir. Jetler arasındaki ve içerisindeki renk uyumu etkilerini ve azimut ilişkileri dahil ederek başlangıç ve son durum KRD yayını için parton düşü yaklaşımını kullanır. Aynı zamanda, underlying olay aktivitesini üretmek için çoklu etkileşme modeli JIMMY'yi kullanan bir ara yüz içerir. HERWIG partonların hadronizasyonun yeniden üretilmesi için küme modelini kullanır. HERWIG++ olay üretici C++ programlama diline uyarlanmış halidir.

3.8. Detektör Simülasyonu

MC olay üreticileri, temel olarak detektörün tüm malzemesi ve herhangi bir rahatsız edici kuvvet alanı olmaksızın vakumda gerçekleşen olayları ürettiğinden, gerçek olayları açıkça taklit edebilmek için yeterli değildir. İşte detektör simülasyonları bu noktada işin içine dahil edilir. Detektör simülasyonu, detektör ve çevresindeki tüm koşulları ve bunların etkilerini üretilen olaylara eklediğinden son derece ayrıntılı ve zorlu bir hesaplama gerektirir. Güçlü manyetik alan, detektör elektroniklerindeki gürültü, elektronik kabloların etkileri gibi çeşitli detektör etkileri detektör simülasyonunda göz önünde bulundurulur. Bunun yanı sıra, detektör simülasyonu tüm alt detektörlerdeki etkileri de içine alır.

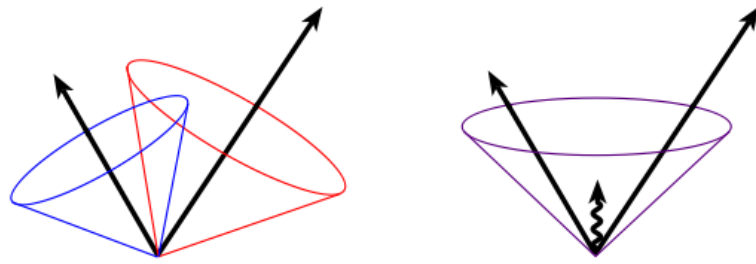
CMS deneyinde tam bir detektör simülasyonu, detektör malzemesini ve geometrisini tam olarak tanımlayan GEANT4 (Agostinelli ve ark. 2003) simülasyon platformu kullanılarak yapılır. GEANT4 parametrelerinin ayarı, test parçacık hüzmeleriyle her bir alt detektörde elde edilen veriler kullanılarak yapılmıştır. Test hüzmeleri ve parçacık tipleri proton-proton çarpışmalarının temsilcileridir. Detektör simülasyonunda çarpışan hüzmelerin konumu ve şiddeti de modellenmektedir. Gerçek veri ile simülasyon arasında gözlenen farklılıklar çeşitli sistematik hatalar olarak kabul edilir.

3.9. Jet ve Jet Algoritmaları

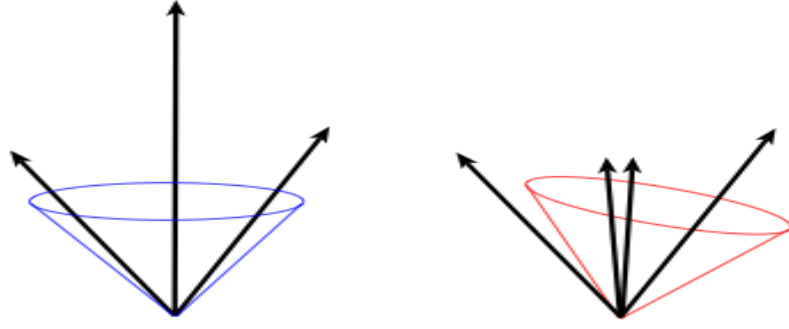
Bir yüksek enerji saçılmasından gelen yüksek enerjili kuarklar veya gluonlar KRD'deki renk yükü hapsinden dolayı doğrudan detektörde gözlenemezler. Bunun yerine, gözlenen parçacıklardan yeniden yapılandırılabilen hadronların birbirine paralel olmuş akımları şeklinde görünen *jetler* aracılığıyla kendilerini gösterir. Böylece hadronların son jetleri etkileşmeden çıkan orijinal partonlarla ilişkilendirilir. Gözlenebilir nicelikler sert etkileşimde çıkan partonlardan kaynaklanan hadron gruplarıdır. Deneysel veri ile kuramsal öngörüler arasında nicel bir kıyaslama yapılabilmesi için kaliteli bir tanımlamanın ötesine gidip, sert partonları hadron gruplarına ve her bir olay için detektörde gözlenen enerji dağılımlarını ilişkilendirmek üzere birtakım araçlar kullanmak gerekir. *Jet algoritmaları* bunları yapmak üzere geliştirilmiştir. Bir jet algoritmasının rolü jetlere ait parçacıkları (ya deneysel olarak yeniden yapılandırarak ya da MC benzetişiminden) tanımlamak ve enerjileri ile momentumlarını toplayan bir formalizm sağlamaktır. Ayrıca, hem deneysel hem de kuramsal bağlamda olay topolojisine bakmaksızın jetlerin yeniden yapılandırılmasına tutarlı bir metot sağlamaktır. Her jet algoritması genellikle “yapı taşları” olarak isimlendirilen nesneleri jetler içerisine gruplandırır. Bu yapı taşları kalorimetre enerji kümeleri gibi deneysel nesneler veya partonlar ya da hadronlar gibi kuramsal nesneler olabilir. Jet algoritması hangi parçacığın belli bir jete ait olduğunu tanımlamalı ve ardından jetin belli yapı taşlarının kinematiklerini yeniden yapılandırmak için bir metot uygulamalıdır. İdeal bir jet algoritması kuramsal olarak iyi anlaşılmalı ve yumuşak yayının etkilerine (kızılötesi güvenli) duyarlı olmamalıdır. Sonuç olarak, jet ölçümleri, $\eta - \phi$ uzayındaki belli bir bölgede (segment) yayılan enerjinin toplamını

ölçmek için kalorimetrelerden gelen bilgilere odaklanırlar. İdeal bir jet algoritması, yeniden yapılandırılan parçacıkların yerine bu kalorimetre segmentleri girdi olarak kullanıldığında da fonksiyonel olmalıdır.

Koni ve k_T algoritması olmak üzere iki çeşit temel algoritma bulunmaktadır. Koni algoritması $\eta - \phi$ uzayında dar bir bölge içine jet parçacıklarını kümelemeye dayanmaktadır. Öncelikle, belli yarıçap R yarıçapına sahip bir çember $\eta - \phi$ uzayında tanımlanır. Çember içindeki parçacıklar (veya kalorimetre segmentleri) jetin üyeleri olarak göz önünde bulundurulur. Öyle ki bu çemberin dışında kalanlar ise jet üyesi sayılmayıp, diğer jetlerin üyesi olabilirler. Bir jetin yönü ise bir deneme çemberiyle başlatılır ve parçacıkları içeren enerji ağırlıklı bir centroid hesaplanarak bulunur. Bu centroid daha sonra yeni bir çember olarak kullanılır ve süreç kararlı bir tanesi bulunana kadar devam eder. Kararlı bir jet bulunduğunda ise yapı taşlarının kinematikleri jetin global değerlerini elde etmek için kullanılır (Clements 2008). Şekil 3.7, koni algoritmasındaki kızılötesi duyarlılık kavramını göstermektedir (Bauza 2008). Eğer iki parton $r \leq R$ uzaklığında ise bir tane ya da aralarındaki yumuşak yayının varlığına bağlı olarak ayrı jetler içine kümelendirilir. Algoritma aynı zamanda eş doğrusal yayıma da duyarlıdır. Bu davranış Şekil 3.8’ de gösterilmektedir (Bauza 2008). Bir kalorimetre kulesinin enerjisi bitişik iki kule arasında bölünmüş ise artık bir çekirdek bulunmaz ve bu nedenle hiçbir jet oluşmaz.



Şekil 3.7. Jet kümelenmesindeki kızılötesi duyarlılık. İki jet arasındaki yumuşak yayının varlığı, yumuşak yayının yokluğunda meydana gelmeyen jetlerin birleşmesine neden olabilir (Bauza 2008)



Şekil 3.8. Jet yapılandırmasındaki eş doğrusal duyarlılık. Soldaki gösterim çeşitli detektör kuleleri arasında enerji ayrıldığından bir çekirdek üretmez (Bauza 2008)

k_T algoritması ise benzer momentuma sahip parçacıkları birleştirerek çalışır. Dik momentum p_T , psüdorapidite η ve azimut açısı ϕ ile ilişkilendirilen enerji kümelerinin bir listesiyle başlar. Tanım gereği k_T algoritması perturbatif KRD'deki tüm mertebelerde kızıllötesi ve eş doğrusal olarak güvenlidir. Kuramsal öngörülere uygulandığında ilave parametre kullanımını gerektirmez.

BHÇ'deki deneylerde, son durumda açığa çıkan sert jetler aslında küçük açıdan (eş doğrusal) ve bir parton duşu oluşturan yumuşak bölünmelerden etkilenmezler. Bu özellik perturbasyon kuramındaki her seviyede sonlu sonuçları elde etmeyi sağladığından önemlidir. Böylece BHÇ'deki deneyler eş doğrusal ve kızıllötesi güvenli olan karşıt- k_T algoritmasını kullanırlar.

3.10. İnküsif Jet Ölçümü

İnküsif jet tesir kesiti, hadron çarpıştırıcılarında perturbatif KRD'yi test etmekte kullanılan standart bir araçtır. Ayrıca, deneysel ölçüm hadron-hadron çarpışmalarında üretilen sert süreçlerde baskın olarak üretilen jetlerin elde edilmesine kolaylık sağlar. “*İnküsif*” ilgili kinematik kısıtlamaları geçen tüm jetlerin bir çarpışma olayındaki diğer aktiviteye bakmaksızın sayılmasını ifade eder. Jetler bir hadron çarpıştırıcısındaki pek çok analiz için önem teşkil eder. Dolayısıyla inküsif tesir kesitini ölçmek jetleri ve ilgili sistematik hataları ayrıntılı anlamayı gerektirir. Dahası BHÇ'nin ilk işleyiş yıllarındaki CMS detektörü tarafından toplanan veri ile bir inküsif jet tesir kesiti ölçümü daha önce ulaşılamamış ve keşfedilmemiş yeni bir kinematik bölge sağlar.

Böylece bu ölçüm perturbatif KRD'nin faz uzayı üzerinden daha sıkı bir şekilde test edilmesi için kullanılır. Deneysel ve kuramsal belirsizlikler yeterince küçük ve iyi anlaşılırsa, ölçüm parton dağılım fonksiyonlarını belirlemek üzere de kullanılabilir.

3.11. CERN'deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ)

CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi) günümüzde var olan en büyük uluslararası parçacık fiziği laboratuvarıdır. Bu laboratuvar, Cenevre yakınlarında konumlanmış İsviçre ile Fransa sınırının yaklaşık 100 metre altına ve 27 km uzunluğunda çember şeklinde tasarlanmıştır. Burada yer alan parçacık hızlandırıcılarının ve detektörlerinin yerin bu kadar derine yerleştirilmesinin nedeni yüksek enerjide oluşan radyasyonun yayılmasını önlemektir.

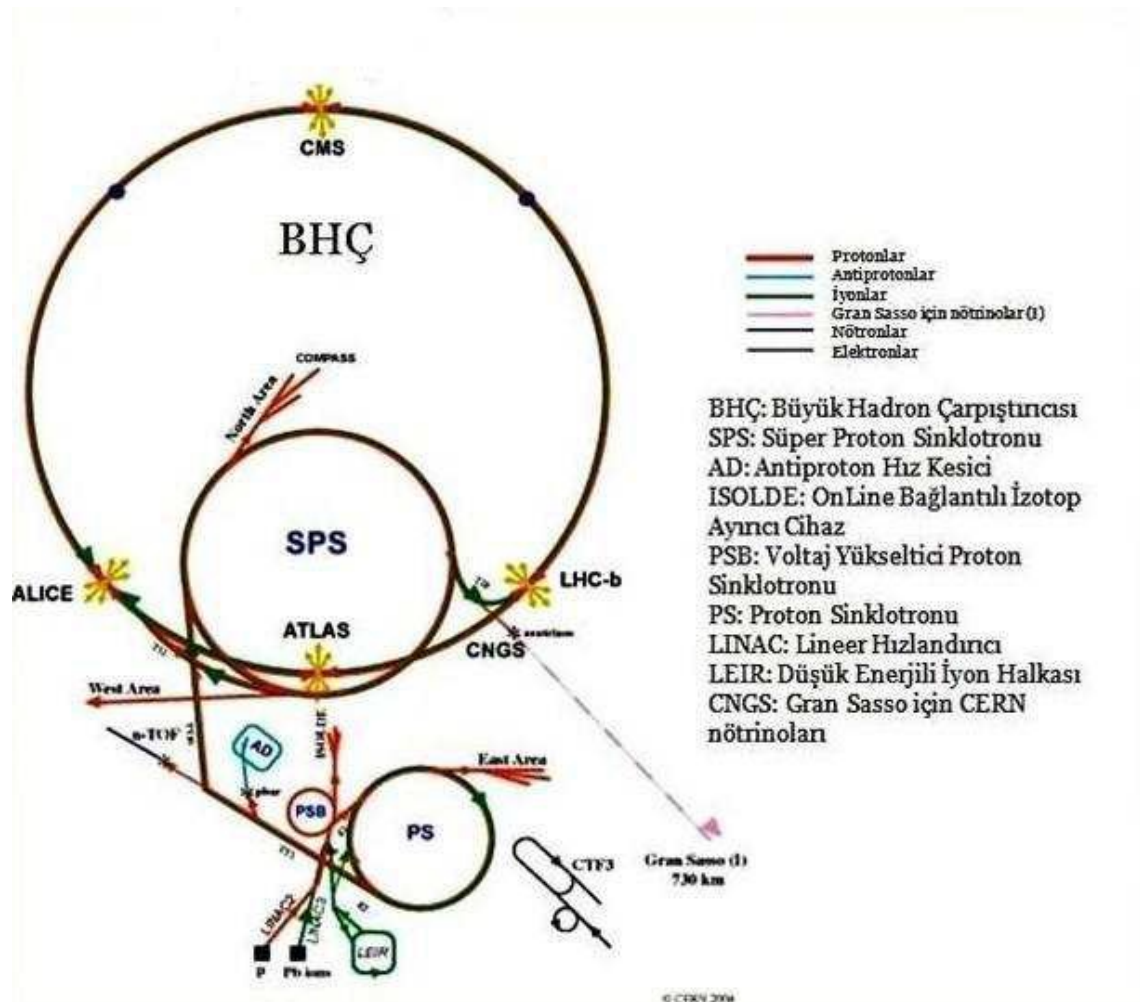
Çember şeklindeki tüplerde birbirlerinin zıt yönünde hızlandırılan protonlar daha sonra çok yüksek hızlarda kafa kafaya çarpıştırılmaktadırlar. Çarpışmalardan sonra çok büyük bir enerji açığa çıkmaktadır. Fizikçiler açığa çıkan bu parçacıkların enerji ve hızlarını ölçerek evrenin varoluşuna dair ayrıntıları öğrenmeyi hedeflemektedirler. Bunun sonucunda da çok sayıda parçacık oluşmaktadır. Bu parçacıkları tespit etmek için birçok detektör ve hızlandırıcı sistemi tasarlanmıştır. BHÇ bunların en büyüğüdür.

3.11.1. BHÇ'nin çalışma koşulları

Bugüne kadar dünyada tasarlanan en büyük hızlandırıcı olup, CERN'deki Büyük Elektron – Pozitron Çarpıştırıcısı (LEP) tüneline kurulmuştur. BHÇ'nin tasarımı, gelişimi, yapımı ve test edilmesi yaklaşık 20 yıl sürmüştür. 2009 yılının Kasım ayında ilk defa kütle merkezi enerjisi 900 GeV'le sonuçlanan enjeksiyon enerjisine sahip kararlı proton-proton çarpışmaları sağlanmıştır. Birkaç gün sonrasında protonların enerjisi 1.18 TeV'e yani kütle merkezi enerjisi 2.36 TeV'e çıkarılmıştır. 2010'da ise protonlar 3.5 TeV'lik enerjilere kadar ivmelendirilmişlerdir. Mart 2010'da ise dünya rekoru enerjisi olan 7 TeV'lik kütle merkezi enerjisiyle proton-proton (pp) çarpışmalarına ilk kez başlamıştır. Daha sonra 2012 yılında kütle merkezi enerjisi 8 TeV'e çıkartılarak çalışmaya devam etmiştir. BHÇ'de veri alımı Şubat 2013'de sona

ermiştir. 2013 Şubat ayının sonunda başlamış olan yenileme ve iyileştirme çalışmaları 2015 yılı başına kadar devam etmiştir. 13 TeV'lik kütle merkezindeki yeni veri alımı Haziran 2015'de başlamıştır.

Hızlandırıcının amacı büyük patlamadan hemen sonraki 10^{-29} saniyesine, sıcaklığı 10^{16} °K ve evrenin bir iğne başından daha küçük olduğu evrelere götürerek yüksek enerji ile yüklenmiş parçacıkların fiziksel durumlarının araştırılmasına izin vermektir. BHÇ'deki çarpışma ürünlerini varlayan ve etkileşme noktalarına konumlandırılmış olan dört büyük detektör bulunmaktadır. Şekil 3.9' da BHÇ'deki hızlandırıcıların diziliş biçimleri ve dört büyük detektörün konumları gösterilmektedir.



Şekil 3.9. BHÇ'deki hızlandırıcılar ve dört büyük deneyin konumları (<http://cph-theory.persiangu.com/13-Accelerators.jpg>)

BHÇ’de birinci etapta serbest protonlar iyonize edilmiş hidrojen atomlarından üretilirler. İkinci etapta protonlar doğrusal hızlandırıcıda (LINAC) 50 MeV’e kadar hızlandırıldıktan sonra Proton Sinkrotronu (PS) ve İticiye transfer edilirler. Protonlar İtici ve PS’de sırasıyla enerjileri 1.4 GeV ve 25 GeV’e kadar yükseltilip PS’den ayrılan protonlar 6 km uzunluğundaki Süper Proton Sinkrotronuna (SPS) iletilirler. 450 GeV’e kadar güçlenen protonlar sonrasında 27 km uzunluğundaki BHÇ’ye gönderilir. Hızlandırıcıdaki parçacıkları yörüngede tutabilmek için 0.535 T – 8.334 T’ye kadar yükseltilecek bir manyetik alan gereklidir. Bunu da 1232 dipol mıknatıstan oluşan bir mıknatıs sistemi oluşturmaktadır. Bu mıknatıs sistemi 2 K’nin altındaki sıcaklıkta süper-akışkan helyumla çalıştırılır ve sistemdeki her bir dipolun uzunluğu 1.43 m’dir (Zimmermann 2004).

Bir parçacık hızlandırıcısının en önemli iki parametresi

- Kütle merkezi enerjisi (s),
- Işıklılık (L)

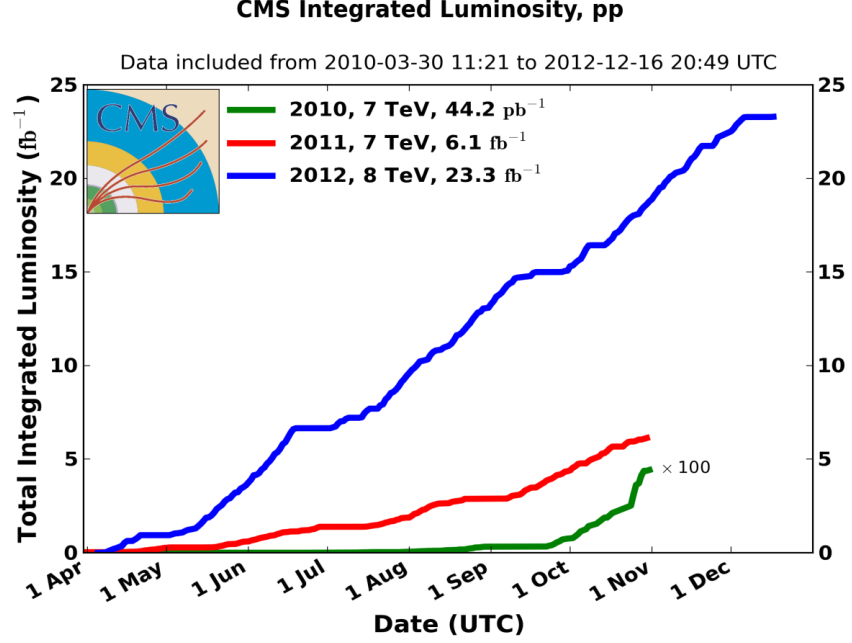
şeklinde sıralanır. BHÇ’de protonlar için planlanan kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ’dir. Maddenin derinlerine inebilmek için yüksek çözünürlüğe ihtiyaç vardır, bu da çok küçük dalga boylarını gerektirir. Bu küçük dalga boylarına ancak çok yüksek enerjilerle ulaşılabilir. Bu nedenden dolayı BHÇ’deki kütle merkezi enerjisi bu kadar büyüktür.

Işıklılık olayında, iki proton hüzmesi dört farklı etkileşim noktasında birbirinin içinden geçerek proton-proton (pp) çarpışmasını meydana getirirler. Demetler halinde yapılandırılan proton hüzmeleri, etkileşim noktasında 40 MHz’lik bir demet geçiş oranına sahiptir. Tesir kesiti $\sigma \text{ (cm}^2\text{)}$ tek bir pp çarpışmasının gerçekleşme olasılığı olarak tanımlanır. Etkileşebilen protonların sayısına bağlı olan toplam çarpışma oranı N ile tesir kesiti σ arasındaki oran ışıklılık (L)

$$L = \frac{N}{\sigma} = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3.16)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem 3.14’de sözü edilen değer pp çarpışmasının tasarım ışıklılığıdır. Bu değer mümkün oldukça yüksek seçilmiştir. Çünkü, L çok küçük seçilseydi, istenmeyen veya çok iyi bilinen (fon) olayların sayısı ilginç olayların sayısına oranla çok fazla olurdu. Esnek ve esnek olmayan dahil olmak üzere toplam pp tesir kesiti yaklaşık olarak 100 mb (10^{-25} cm^2)’dır. Sonuç olarak her demet geçişinde 25

tane, saniyede ise 10^9 pp çarpışması gerçekleşmektedir. Şekil 3.10' da 2010, 2011 ve 2012 yıllarında CMS tarafından sadece pp çarpışmalarından elde edilen toplam ışıklılıklar gösterilmektedir.



Şekil 3.10. pp çarpışmaları sonucunda CMS tarafından 2010 (yeşil), 2011 (kırmızı) ve 2012 (mavi) yıllarına ait toplanan toplam ışıklılık (https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#2012_ProtonProtonCollisions)

3.11.2. BHÇ'deki deneyler

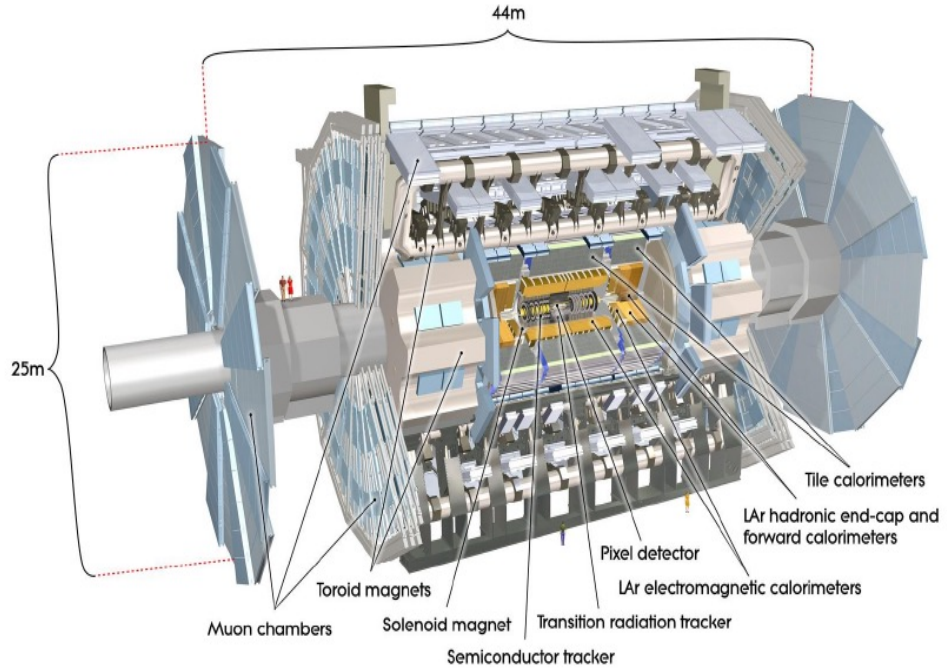
BHÇ çemberi üzerinde konumlanmış olan dört büyük (CMS, ATLAS, LHCb ve ALICE) ve üç küçük (TOTEM, LHCf ve MOEDAL) olmak üzere toplam yedi detektörden aşağıda kısaca bahsedilmektedir.

CMS (Compact Muon Solenoid, Sıkıştırılmış Müon Solenoidi)

CMS detektörü BHÇ'deki çok amaçlı detektörlerden biridir. CMS detektörü kısım 3.12' de ayrıntılı anlatılmaktadır.

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus, Toroid LHC Cihazı)

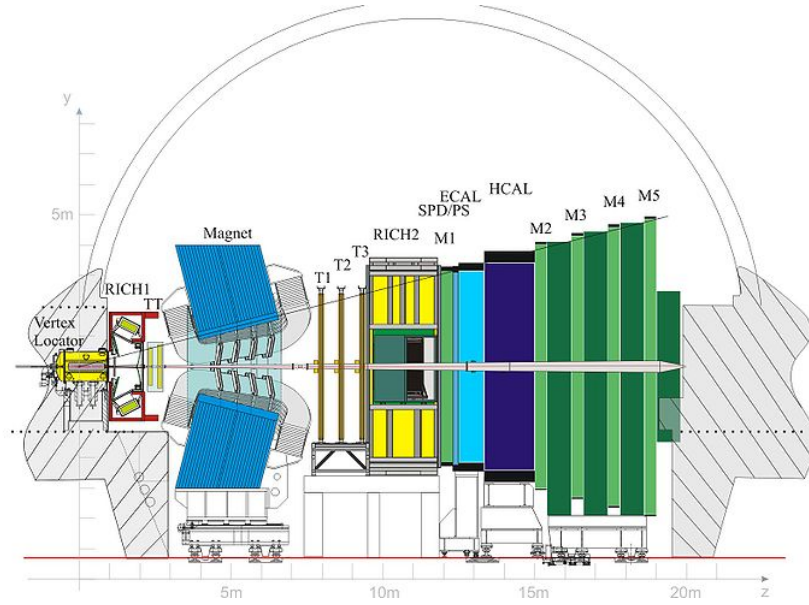
Genel amaçlı bir detektör olup CMS deneyi ile aynı fizik konularını araştırmaktadır. ATLAS deneyi şimdiye dek gözlenmiş veya gözlenmemiş birçok parçacık izlerini, enerjilerini, momentumlarını ölçecek şekilde genel amaçlı olarak tasarlanmıştır. Bununla birlikte uzayın ek boyutlarını, kütlelerin kaynağını, çok küçük kara delikleri ve karanlık madde ve enerjisini araştırmaktadır. BHC'nin toroid yapıda olan detektörlerinden biridir (Şekil 3.11). Boyu yaklaşık 44 m çapı 22 m olan silindirik bir yapısı vardır. Ağırlığı ise yaklaşık 7000 tondur. ATLAS detektörünün ana özelliği halka biçimli devasa mıknatıs sistemidir. Bu da detektörün merkezinden geçen ışın demeti etrafında bir silindir oluşturmak için düzenlenmiş 25 m uzunlukta süper iletken 8 adet mıknatıs bobinden oluşur. İşlem süresince merkezi silindir boşluğunu kapsayan manyetik alan bobinler aracılığıyla tayin edilir.



Şekil 3.11. Dört alt büyük sistemiyle birlikte ATLAS detektörünün genel görünüşü (ATLAS Collaboration 2008)

LHCb (Large Hadron Collider beauty, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı güzelliği)

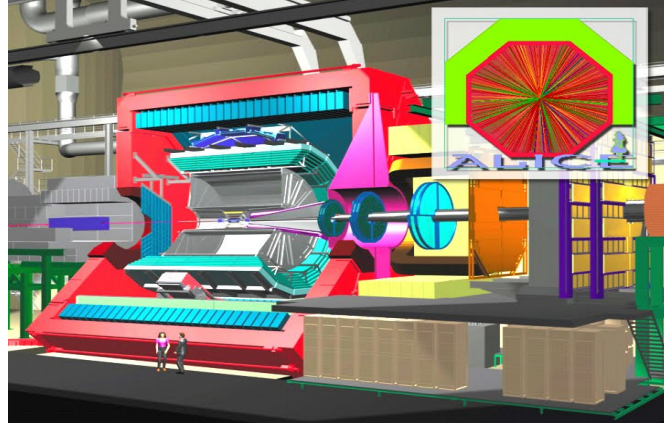
Zayıf ve b -kuark fiziği üzerinde çalışan BHÇ detektörlerinden biridir. (Şekil 3.12). LHCb deneyi “güzellik kuarkı” ya da “ b kuark” denilen bir çeşit parçacık kullanılması suretiyle, madde ve karşıt madde arasındaki küçük farkları saptamak üzere tasarlanmış bir deneydir. Ek detektör ile bütün çarpışma noktasını çevrelemek yerine LHCb deneyi başlıca temel parçacıkları tespit etmek amacıyla bir çeşit alt-detektörler takımı kullanır.



Şekil 3.12. LHCb detektörünün genel görünüşü (Augusto Alves Jr. ve vd. 2008)

ALICE (A Large Ion Collider Experiment, Büyük Bir İyon Parçacık Hızlandırıcısı Deneyi)

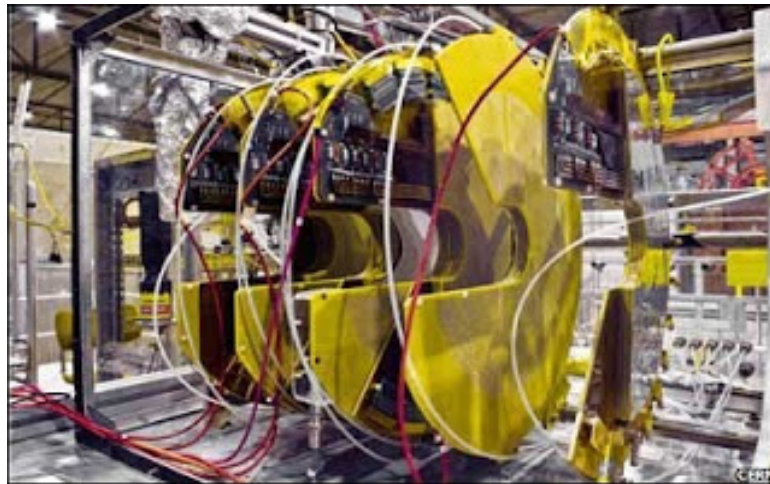
Genel amaçlı ve ağır iyon çarpışmalarıyla ilgilenen bir detektördür. Bu çalışma grubu özellikle SM'nin güçlü etkileşme kısmıyla, KRD ve çekirdek-çekirdek etkileşmelerindeki kuark-gluon plazması (QGP) üzerinde yoğunlaşmaktadır. Yaklaşık olarak 16 m yüksekliğe, 26 m uzunluğa ve toplamda 10000 ton kütleye sahip bir detektördür. ALICE detektörünün genel görünüşü Şekil 3.13' te gösterilmektedir.



Şekil 3.13. ALICE detektörünün genel görünüşü

TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement, Toplam Esnek ve Difraktif Tesir Kesiti Ölçümü)

Deney pp çarpışmasında hassas bir şekilde tesir kesiti ölçümü yapmaktadır. TOTEM deneyi; genel amaçlı deneylerde ulaşılamayan parçacıkları keşfetmek üzere tasarlanmıştır. TOTEM, BHC’de ışın hatlarına bağlanmış, “Roman kapları” denilen özel tasarımlı vakum odalarına yerleşmiş detektörleri içermektedir. Sekiz adet Roman kabı çiftler şeklinde, dört konumda CMS deneyinin çarpışma noktasının yakınında yer almaktadır. CMS detektörünün etkileşme noktasından T1 (147 m) ve T2 (220 m) uzaklıkta bulunmaktadır. Şekil 3.14’ te TOTEM detektörü gösterilmektedir.



Şekil 3.14. TOTEM detektörünün genel görünüşü

LHCf (Large Hadron Collider forward, İleri Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)

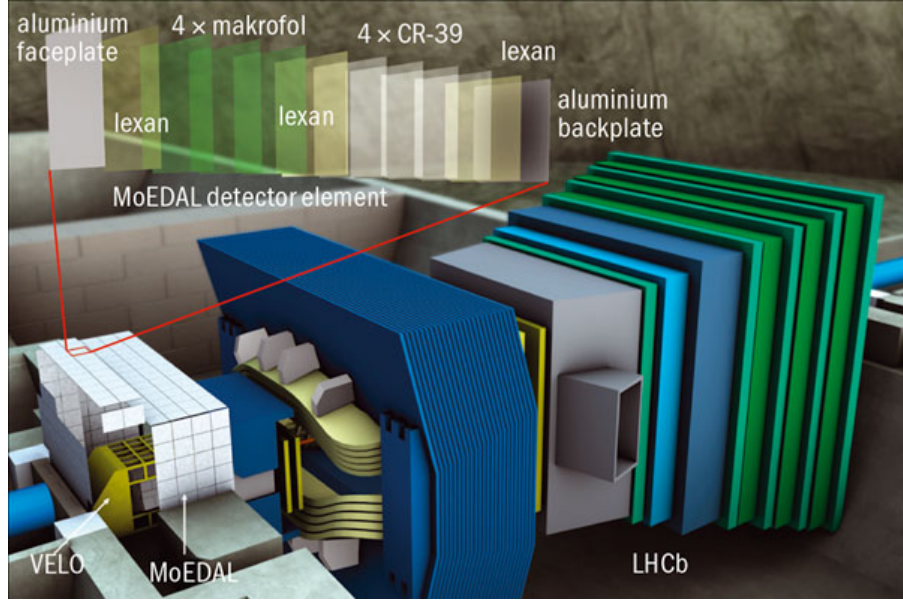
Amacı kozmik ışınları ve çok küçük açılardaki pp çarpışmalarını araştırmak ve detektör çarpıştırıcıdaki enerjiyi ve yüksüz pion (π^0) sayısını ölçmektedir. BHÇ üzerinde LHCf' den iki adet bulunmaktadır. Her biri 30 cm uzunluğa, 80 cm yüksekliğe ve 40 kg kütleye sahiptir. LHCf detektörü Şekil 3.15' de gösterilmektedir.



Şekil 3.15. LHCf detektörü

MOEDAL (the Monopole and Exotics Detector At the LHC, LHC'de Tek Kutup ve Egzotik Detektörü)

LHCb detektörünün ön kısmına yerleştirilmiş olan MOEDAL detektörünün amacı manyetik tek kutup ve yüksek iyonize durumdaki ağır parçacıkları araştırmaktır. Şekil 3.16' da MoEDAL detektörünün enine kesiti gösterilmektedir.

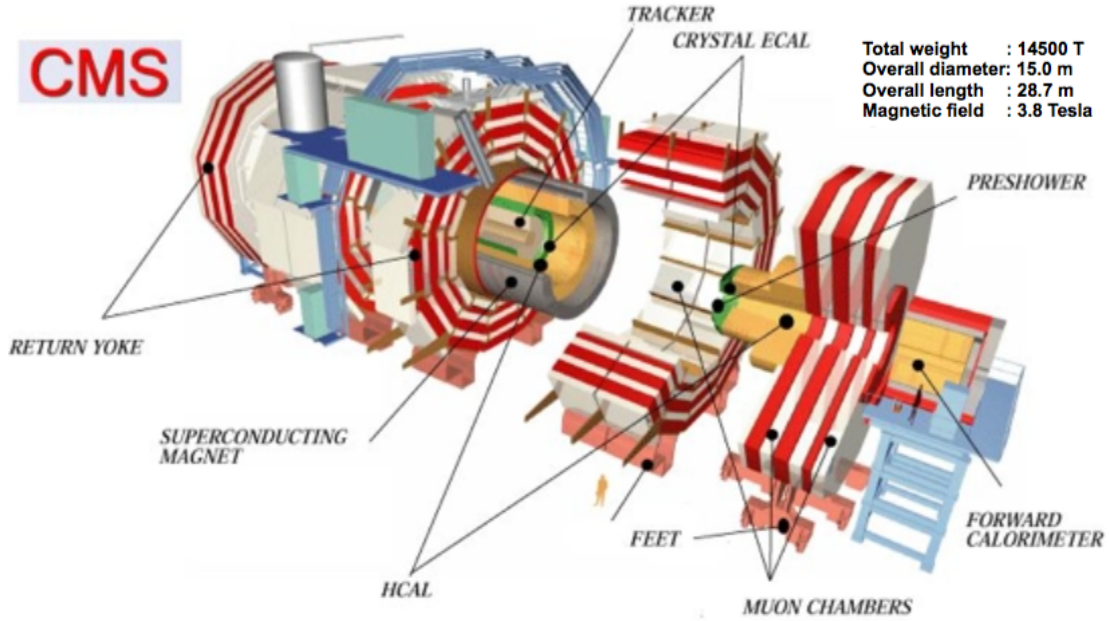


Şekil 3.16. MoEDAL detektörünün enine kesiti

3.12. CMS Detektörüne Genel Bakış

BHÇ'nin etkileşme noktalarından birine (Point 5, P5) yerleşmiş olan CMS (Küçük Müon Solenoidi) deneyi Fransa'nın Cessy isimli köyünde yerin yaklaşık 100 m altında bulunmaktadır. Çok amaçlı bir detektör olduğundan, aslında soğan benzeri bir tasarımdan oluşan pek çok alt detektörden meydana gelmektedir. CMS detektörü 28.7 m boyunda, 15 m yüksekliğinde ve toplam 14500 tonluk bir ağırlığa sahiptir. CMS detektörü ve tüm alt bileşenlerinin genel görünümü Şekil 3.17'de gösterilmektedir. Piksel detektörü ve etkileşmeden kaynaklanan yüklü parçacıkların yörüngelerini yeniden yapılandıran silikon izleyici detektörü, CMS detektörünün merkezinde olup, proton-proton çarpışmalarının gerçekleştiği etkileşme noktasına en yakın olan alt bileşenlerdir. Genel amaçlı detektörde olması gereken özelliklerden biri, iyi bir yüklü parçacık momentum çözünürlüğüne sahip olmasıdır. Yüklü parçacıkların yörüngesini belirlemek üzere manyetik bir alan kullanılır. Bu manyetik alan içerisine giren yüklü parçacığın yörüngesi bükülür. Eğilme yarıçapı, parçacıkların momentumuna ve manyetik alana bağlı bir parametredir. Manyetik alan şiddeti arttıkça bükülme yarıçapı daha da küçülür ve dolayısıyla yüklü parçacıkların uzaysal çözünürlüğü üzerindeki gereksinimler de artar. CMS, parçacıkların yörünge izlerini bükmek için 3.8 T'lık manyetik alana sahip süper iletken bir mıknatıs kullanmaktadır. CMS detektörü süper

iletken solenoid tarafından iki kısma bölünmüştür. Süperilerken mıknatıs 12.9 m uzunluğa ve 5.9 m çapa sahiptir.

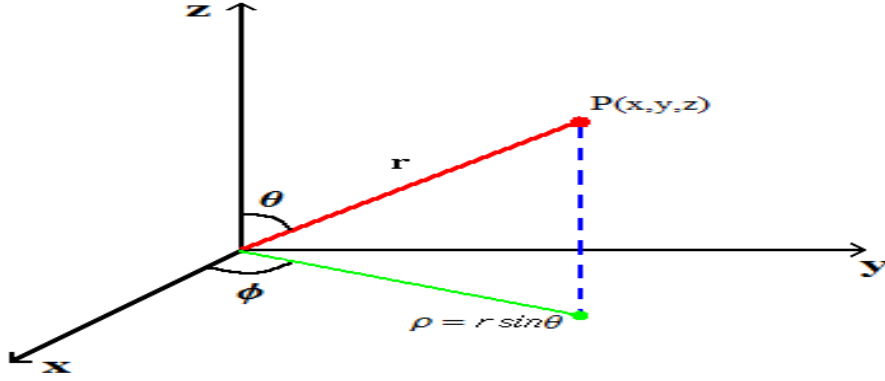


Şekil 3.17. CMS detektörünün genel görünümü (CDS 2015)

CMS deneyinde sağ-elli bir koordinat sistemi kullanılır. Kullanılan bu koordinat sistemi Şekil 3.18’de görüldüğü gibi orijini etkileşme noktasında olacak şekilde x -ekseni hızlandırıcı halkanın merkez noktasına doğru, y -ekseni yukarıya doğru ve z -ekseni de parçacık demetine ve manyetik alana paralel olacak şekilde yönelmiştir. x - y düzleminde azimut açısı (ϕ) ve radyal koordinat (r) ile bir polar koordinat sistem tanımlanmıştır. z - eksenine göre polar açı (θ) ölçülür, θ yerine genel olarak Lorentz-değişmezi bir değişken olan psüdoapiditye (η) kullanılır ve

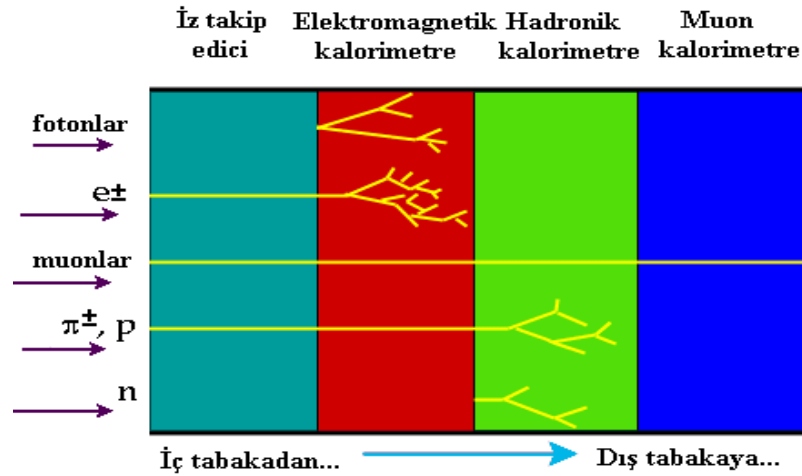
$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.17)$$

şeklinde ifade edilir. Tüm alt detektörlerden gelen bilgiler birleştirildiğinde, CMS detektörü $-6.6 < \eta < +5.2$ şeklinde günümüzdeki en geniş psüdoapiditye aralığını kapsamaktadır (Chatrchyan ve vd. 2008).

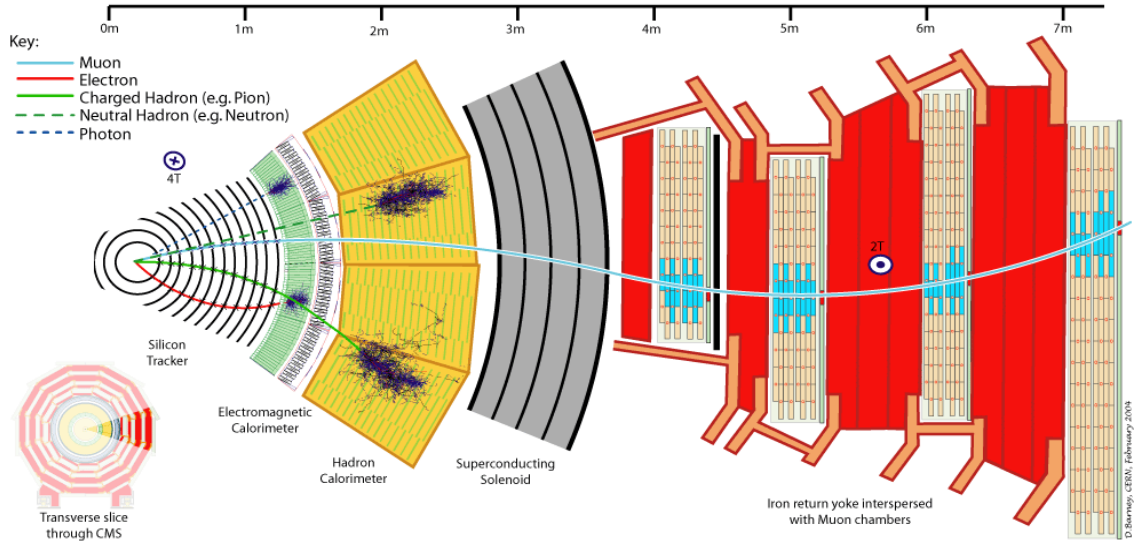


Şekil 3.18. CMS deneyinde kullanılan sağ-elli koordinat sistemi

Solenoidin iç kısmında iç izleyici sistem ve kalorimetreler (elektromanyetik kalorimetre (EKAL) ve hadronik kalorimetre (HKAL)) bulunmaktadır. HKAL detektörün büyük bir bölümünü kaplamaktadır. Müon sistemi solenoidin dışında yer almaktadır. CMS'in her alt detektörü hüzmeye etrafında silindirik fiçı kısmına ve hüzmeye dik iki kapak kısmına bölünmüştür. Genel bir parçacık fiziği detektörünün yapısı ve hangi parçacıkların hangi detektörde nasıl bir sinyal bıraktığı Şekil 3.19'da gösterilmektedir. Şekil 3.20' de ise CMS detektörünün enine kesitinden geçen en önemli ölçülebilir parçacıkların tipik yolları gösterilmektedir.



Şekil 3.19. Genel amaçlı bir detektörün yapısı ve detektörden geçen parçacıkların etkileştiği bölümler



Şekil 3.20. CMS detektörünün enine kesitinin detektörden geçen en önemli ölçülebilir parçacıkların tipik yolları ile birlikte gösterimi (Barney ve Quigg 2004)

Genel fizik açısından bakıldığında CMS detektörünün sahip olması gereken özellikler aşağıdaki gibi özetlenebilir:

- İyi derecede müon kimliklemesi ve tüm faz uzayı üzerinden iyi momentum çözünürlüğü,
- İyi derecede yüklü parçacık momentumu çözünürlüğü ve etkileşme köşesine yakın yeniden yörüngenin yapılandırması,
- İyi derecede elektromanyetik enerji çözünürlüğü ve yüksek kalorimetre tanecikliği,
- Tam bir hermetik geometrik kapsamı gerektiren kayıp dik enerjiyi iyi ölçüde algılama verimi.

3.12.1. İzleyici sistem

CMS'in izleyici sistemi, etkileşme noktasına yakın piksel detektöründen ve onu sarmalayan silikon mikro şeritlerden meydana gelmiştir. İzleyici sistem etkileşme noktasından çıkan yüklü parçacıkların yörüngeleri ölçmek üzere tasarlanmıştır. Merkezi psüдорapidite bölgesinde ($|\eta| < 2.5$) dik momentumu 1 GeV/c'in üzerinde olan parçacıklar için iyi bir kesinlik ve verime sahiptir. Piksel detektörün bir pikseli $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ 'yi kapsamaktadır. $r-\phi$ yönünde $10 \mu\text{m}$, z -yönünde $20 \mu\text{m}$ uzaysal çözünürlük

sağlamaktadır. Piksel detektörü sarmalayan en küçük silikon mikro şeritler $10\text{ cm} \times 80\text{ }\mu\text{m}$ 'yi ve en büyük olanlar $25\text{ cm} \times 180\text{ }\mu\text{m}$ 'yi kapsamaktadır. Bu silikon mikro şeritler $r-\phi$ yönünde $23\text{ }\mu\text{m}$ 'den $52\text{ }\mu\text{m}$ 'ye, z -yönünde $230\text{ }\mu\text{m}$ 'den $530\text{ }\mu\text{m}$ 'ye kadar uzaysal çözünürlük sağlamaktadır.

3.12.2. Kalorimetre sistemi

İzleyici sistemden sonra parçacıklar CMS'nin kalorimetre sistemine gelirler. Yüksek enerji fiziğinde gelen parçacıkların enerjisini, pozisyonunu, yönünü ve yapısını belirlemek üzere kalorimetreler kullanılır. **Kalorimetreler** madde içinde ilerleyen parçacıkların büyük bir kısmını durdurarak ya da parçacıkların tamamen soğurulmasını sağlayarak parçacığa ait olan özelliklerin ortaya çıkmasında ve parçacıkların kaybettiği enerjileri depolamakta kullanılan bir detektör çeşididir. Parçacıklar öncelikle elektromanyetik kalorimetre ile karşılaşılır. Ancak buradan kurtulabilen parçacıklar doğrudan hadronik kalorimetreye girerler.

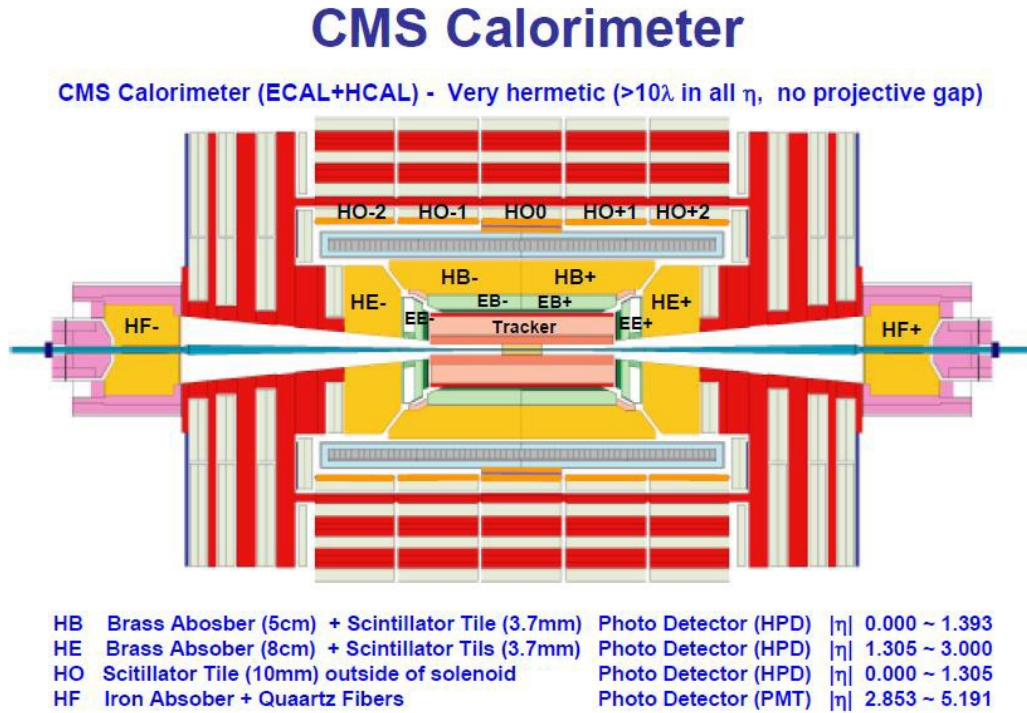
3.12.2.1. Elektromanyetik kalorimetre

Elektromanyetik kalorimetre (EKAL) elektronlar, pozitronlar ve fotonlar gibi hafif parçacıklar tarafından taşınan enerjinin yüksek kesinlikle ölçüldüğü ilk enerji ölçüm aşamasıdır. Bu tip bir kalorimetrede soğurulan parçacık, kalorimetredeki madde ile elektromanyetik etkileşme yapmaktadır. Mıknatısın içinde izleyici ile hadronik kalorimetre arasındaki hacime yerleştirilmiş olan EKAL, $28.6 \times 28.6 \times 220\text{ mm}^2$ 'lik boyutlarında olan 61200 adet kurşun tungstat (PbWO_4) kristalinden oluşmaktadır. Kullanılan bu malzeme yeterince radyasyona dayanıklılığa ve yüksek yoğunluğa sahip olup, hızlı sinyaller üretmektedir. Dezavantajı ise ışık veriminin nispeten düşük olmasıdır. Işık sinyalleri foto diyotlar tarafından toplanır. Hem kristallerin hem de foto diyotların sıcaklığının kontrol edilebileceği bir ortama ihtiyacı vardır. Bu nedenle EKAL'ın kapak kısmının karşısında bir ön duş detektörü yer almaktadır.

3.12.2.2. Hadronik kalorimetre

EKAL tarafından durdurulamayan daha ağır parçacıklar doğrudan hadronik kalorimetreye (HKAL) gelirler. HKAL, çarpışmadan sonra oluşan proton, nötron, pion ve mezonlar gibi hadronların yani madde ile kuvvetli etkileşme yapan parçacıkların

enerjilerinin ölçüldüğü ikinci aşamadır. HKAL’de oluşan parçacık duşu EKAL’dekine göre daha basittir. Bu durum, esnek olmayan hadronik etkileşmelerin çeşitli parçacık duşları oluşturmalarının bir sonucudur. EKAL’in aksine HKAL’de kristal kullanılmamaktadır. Bunun yerine sistem 5 cm kalınlığında soğurucu malzeme olarak kullanılan 15 tane pirinç plakadan ve 3.7 cm kalınlığında plastik sintilatör karolardan (tiles) oluşmuştur. Malzemenin pirinç seçilmesinin nedeni kullanımının kolay olması, kısa etkileşim uzunluğuna sahip olması ve manyetik olmamasıdır. HKAL, Hadronik Fıçı (HB), Hadronik Kapak (HE) ve Hadronik En Dış Kalorimetre (HO) olarak bilinen merkezi bir kalorimetre ($|\eta| < 3.0$) ile ileri hadronik kalorimetre ($3.0 \leq |\eta| \leq 5.0$) HF’den oluşmaktadır. HKAL’in dört alt detektörü Şekil 3.21’de gösterilmektedir.



Şekil 3.21. HKAL’in Alt Detektörleri: Hadronik Fıçı (HB), Hadronik Kapak (HE), Hadronik En Dış Kalorimetre (HO) ve İleri Hadronik Kalorimetre (HF)

HB, radyal olarak $R=1.77$ m’deki elektromanyetik fıçı kalorimetresi ile $R = 2.95$ m’deki mıknatıs bobinin içi arasındaki bölgeye yerleştirilmiştir. Bir örnekleme kalorimetresi olan ve CMS’in $|\eta| < 1.4$ rapidite aralığını kapsayan HB, toplam 36 özdeş azimut kamaya sahiptir. Maksimum duş çözünürlüğüne ulaşmak için radyal doğrultuda HB (+) ve HB (-) olmak üzere iki yarım fıçıdan oluşmuştur. Her biri 25.7 ton ağırlığa

sahip olan yarım fiçiler 4.3 m uzunluğundadır. Her bir yarım fiçi $\Delta f = 200'$ lük 18 özdeş kamadan, kamalar ise hüzme eksenine paralel olan soğurucu pirinç tabakalardan yapılmıştır.

HE, CMS'in $1.3 < |\eta| < 3.0$ rapidite bölge aralığındadır. Yüksek manyetik alan içinde bulunan HB'nin her iki ucunu kapatmaktadır. HB ile aynı geometrik şekle sahip olan HE her biri $\Delta\phi=20^\circ$ 'lik açıyla yerleştirilen 18 tane kamadan oluşan bir çokgendir. Kamaların her biri $\Delta\phi = 5^\circ$ 'lik eşit açıyla bölünmüş dört sektörden oluşur. HB'de olduğu gibi HE'de her biri 78 mm kalınlığında olan 18 tane pirinç soğurucu tabaka bulunmaktadır. Her tabaka ise kalınlığı 3.7 mm olan 19 adet sintilatörden oluşmuştur. İç ve dış plakalar paslanmaz çelik ile kaplanmıştır. HE uzunlamasına HE1 ve HE2 olarak adlandırılmıştır.

HO, mıknatısın dışında yani $-1.26 < \eta < 1.26$ rapidite aralığını kapsamaktadır. HO sintilatör tabakaları süper iletken solenoid ile müon odacıkları arasında yer alır. HO, başlangıçta meydana gelen düşleri tanımlamak ve HB'nin ötesinde biriken düş enerjisini ölçmek için kullanılmaktadır.

HF, çelik soğrucular ve kuvarz fiberlerden yapılmıştır. Böyle bir yapıya sahip olması HF'in yüksüz hadronları varlaması bakımından için ideal bir kalorimetre olmasını sağlar. Kuvarz fiberler içinde yayımlanan Çerenkov ışığı, foto-detektörlerden geçer ve daha sonra okunur.

3.13. Muon Detektörü

Muonlar zayıf ve elektromanyetik etkileşme yaparlar. Elektronlardan çok daha ağırlıdır. Muonların madde ile etkileşmesi daha çok iyonizasyon ve atomik uyarılma ile olur. Ağırlıklı olarak Bremsstrahlung yayını yapan elektronlara benzemezler ve bu yüzden elektronlara göre madde içinde daha az enerji kaybederler. Muon detektörüne yalnızca çok yüksek enerjilere sahip muonlar ulaşabilir. Muonlar kütle olarak elektronun yaklaşık 200 katı olup 2.2 μ s ortalama ömürle bozulan kararsız leptonlardır. Burada demir veya alüminyum plakalar kullanılmaktadır. Bu dört tabakayı da geçebilen parçacıklar yalnızca nötrinolardır. Nötrinoların enerjileri ölçülemediğinden varlıklarını belirlemek için enerjinin korunumu ilkesinden faydalanılır. Enerjileri 5 GeV civarında olan müonlar, bakır, çelik gibi metallerin her milimetresinde yaklaşık 1 MeV enerji kaybına uğradıkları için çok fazla enerji kaybetmeden kalorimetreleri geçebilir. Parçacık

detektörlerinde müonların algılanması için çeşitli tiplerde tasarlanmış sistemler kullanılmaktadır.

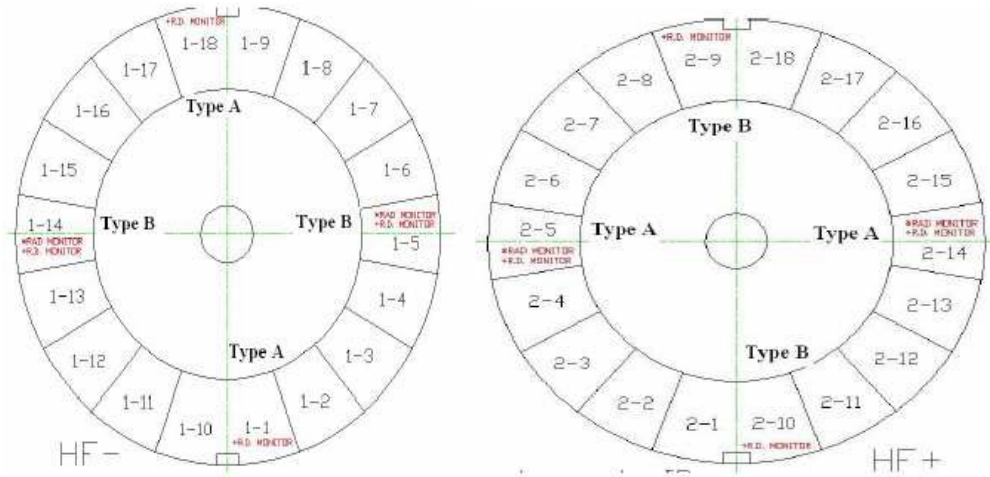
3.14. İleri Kalorimetreler

CMS' in ileri bölgesinde HF (İleri Hadronik Kalorimetre), CASTOR (Centauro And Strange Object Research- Centauro ve Acayip Nesne Araştırmaları) ve ZDC (Zero Degree Calorimeter-Sıfır Derece Kalorimetre) ileri kalorimetreleri bulunmaktadır. İleri kalorimetreler jetleri tanımlamak, kayıp dik enerjiyi ölçmek, kozmik ışın çarpışma olaylarını anlamak ve diffraktif ile küçük- x fiziki olayları gibi fizik konularını araştırmak için tasarlanmıştır. ZDC, CASTOR ve HF detektörleri pp etkileşmelerinin yanı sıra $Pb-Pb$ (kurşun-kurşun) çarpışmalarında meydana gelen parçacıkları da incelemektedir. Çok yüksek enerjilerde $Pb-Pb$ çarpışmalarında nükleer madde incelenerek kuarkların kuark hapsinden kurtuluşu, kuark-gluon plazması(KGP) ve özellikleri araştırılmaktadır.

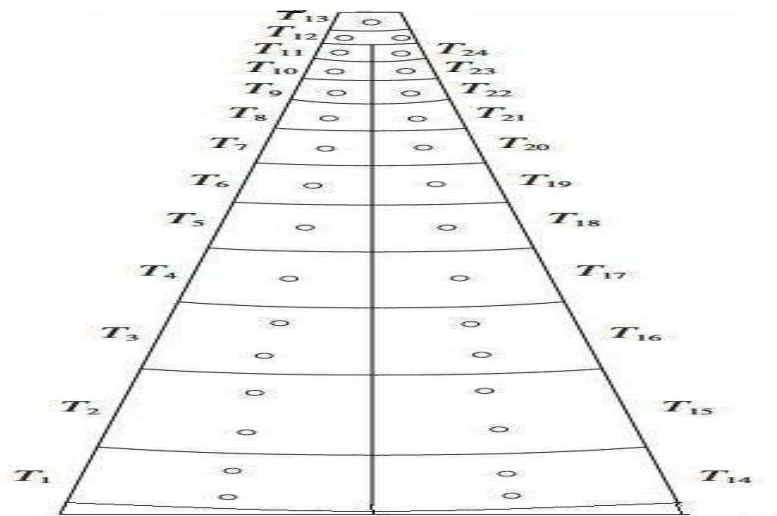
3.14.1. İleri hadronik kalorimetre

Etkileşme noktasından 11.2 m uzaklığa yerleştirilmiş olan İleri Hadronik Kalorimetre (HF), $3 \leq |\eta| \leq 5$ (hüzme eksenini ile 0.7° ile 6° 'lik açılar yapan)'lik bir rapidite aralığını kaplamaktadır. Her birinin uzunluğu 1.65 m ve yarıçapı 1.3 m olmak üzere HF (+) ve HF (-) şeklinde isimlendirilen iki modülden oluşmaktadır. Her bir HF modülü en büyük rapiditede 20° , diğerlerinde ise 10° 'lik bir azimut açıda 18 tane kamadan oluşmuştur (Şekil 3.22). Her kamada 24 tane kule bulunmaktadır. HF kalorimetresinin 20° 'lik bir diliminin enine görünümü Şekil 3.23'de verilmektedir (Akchurin 2007). Silindirik bir geometriye sahip HF modüllerinde her bir pp çarpışmasında toplanan enerji 760 GeV iken detektörün geri kalan kısmında sadece 100 GeV'lik bir enerji depolanmaktadır. HF kalorimetresinde depolanan bu enerji düzgün olarak dağılmayıp en yüksek rapiditelerde belirli bir maksimum değere erişir. HF oldukça yoğun bir parçacık akısına maruz kaldığından, kalorimetrenin verimliliğini sağlamak üzere aktif ortam olarak demir soğurucu içine gömülen radyasyona dayanıklı kuartz fiberler kullanılmaktadır. HF'te bulunan kuartz fiberler 5 mm'lik bir aralıkla yerleştirilmiştir. Kuartz fiberlerdeki optik sinyal fotoçoğaltıcı tüpler (FÇT)'ler kullanılarak elektrik sinyaline çevrilir.

Çerenkov ışımaya uygun olarak çalışan HF kalorimetresine gelen parçacıklar demir soğurucu ile etkileşirler. Bu etkileşme sonucunda ikincil parçacıklar meydana gelir ve bunlar da birbirleri ile etkileşerek yeni parçacıkları oluşturur. Bu durum parçacıkların enerjisi tükenene kadar devam eder. Art arda gerçekleşen bu etkileşmeler sonucunda meydana gelen olayların toplamına *parçacık duşu* adı verilir. Parçacıkların etkileşmelerine göre değişen iki tür elektromanyetik veya hadronik duş vardır. Aslında Çerenkov ışığını ölçerek HF genellikle elektromanyetik duşa karşı duyarlılığını göstermektedir. Hadronik duşun yüksüz bileşenlerinden dolayı HF teknolojisi etkilenmiştir. HF'in bu şekildeki tasarımı daha dar ve daha kısa hadronik duşlara neden olur.



Şekil 3.22. İki HF modülü ve modüllere yerleştirilen kamalar



Şekil 3.23. HF kalorimetresinin 20°'lik bir diliminin enine görünümü: T1- T24 kule numaralarıdır (Akchurin 2007)

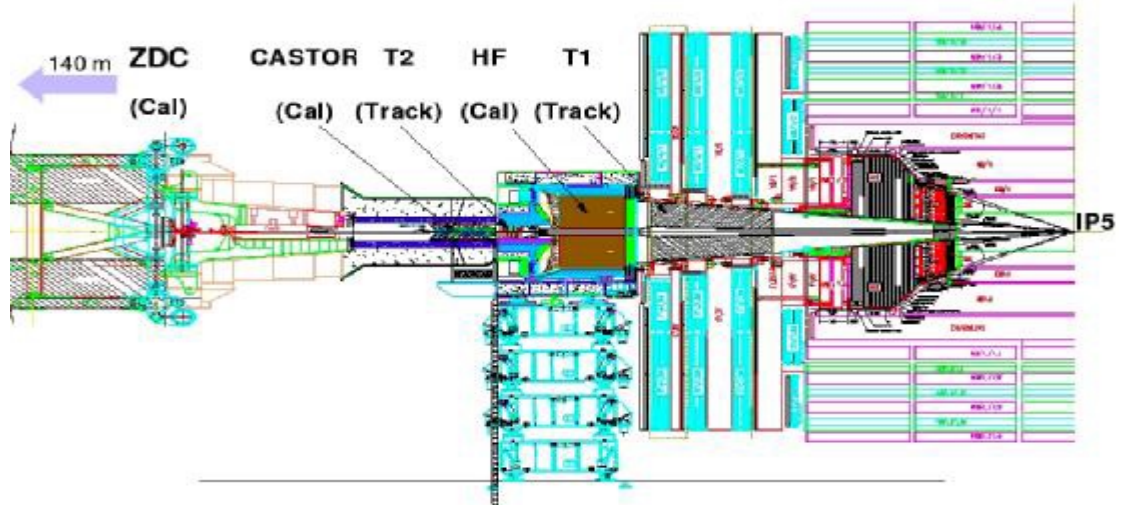
Bu yüzden, HF ileri bölgede sıkıştırılmış bir alanda kullanılmak için oldukça idealdir. HF; ileri jetleri tanımlamada, kayıp dik enerjiyi belirlemede ve ışıklılık ölçümünde önemli bir rol oynar. İkinci baskın Higgs üretim mekanizması olan vektör bozon füzyonundaki (VBF) ileri jetler, Higgs bozon çiftlenim ölçümlerini genişletmekle kalmayıp Higgs bozonunun genişliği ölçümünü de tamamlar. Bu nedenlerden dolayı yüksek yığının (pile up) varlığında HF kalorimetresinin tasarım performansını belirlemek CMS fizik programı için önem teşkil etmektedir (Mans ve vd. 2012).

3.14.2. CASTOR kalorimetresi

CMS deneyinde bir alt detektör olarak kullanılan CASTOR 0.5° ile 0.09° açı aralığına veya bir başka deyişle $5.5 < |\eta| < 7.1$ rapidite aralığına yerleştirilmiştir. CMS' in etkileşme noktasından 14.38 m uzaklıkta bulunan CASTOR Çerenkov ışıınımı esasına göre çalışan bir Tungsten (W)- Kuvartz (Q) örnekleme kalorimetresidir. CASTOR hüzmeye borusunu saran iki yarım silindir olup Elektromanyetik (EM) ve Hadronik (HAD) kısımlardan oluşmaktadır. Kalorimetrede kullanılan W plakalar soğurucu, Q plakalar aktif ortam özelliğindedir. W tabakaların yoğunluğu 18.5 g/cm^3 tür. EM kısımda kullanılan W plakaların kalınlığı 5 mm, Q plakalarının kalınlığı 2 mm'dir. Hadronik kısımdaki W ve Q plakalarının kalınlığı sırasıyla 10 mm ve 4 mm'dir. CMS' in ileri kalorimetreleri Şekil 3.24'de gösterilmiştir.

3.14.3 ZDC kalorimetresi

İki adet olan sıfır derece kalorimetresi ZDC, BHÇ'nin hüzmeye hattı üzerinde bulunan soğurucu TAN'ın içerisinde yer almaktadır. ZDC, yüksüz parçacıkları varlamak için CMS'in $|\eta| \geq 8.3$ rapidite aralığını kapsar (Şekil 3.24). Elektromanyetik ve hadronik olmak üzere iki kısımdan oluşur ve özellikle ağır iyon ve proton-proton difraktif fizik çalışmalarında önemli yer tutar.



Şekil 3.24. İleri Kalorimetrelerin konumu (CMS Collaboration 2008)

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1. Jetlerin Yapılandırılması ve Kalibrasyonu

Renkli parçacıklar ancak mezonlar ve baryonlar gibi renksiz konfigürasyonlarda var olabilirler. Bir proton-proton çarpıştırıcısındaki etkileşmeler öncelikle protonların içinde bulunan ve renk yükü taşıyan partonların birbirleriyle etkileşmesinden kaynaklanır. Bu parton etkileşmeleri sonucunda yüksek enerjili renkli son durum parçacıkları üretilir. Ardından, vakumdaki bir seri uyarılmalar aracılığıyla taşıdıkları renk yükünü kaybederler. Böyle süreçler *hadronizasyon* olarak tanımlanır ve *jetler* olarak tanımlanan birbirine paralel şekilde olan kararlı parçacıklar ortaya çıkar (Pandolfi 2012).

Hadronizasyon enerji yönünden (bakımında) pion ve kaonlar gibi parçacıkları tercih eder. Deneysel olarak bir jetin enerjisinin aşağıdaki yapılardan oluştuğu bulunmuştur:

- Bir jet enerjisinin yaklaşık %65'i baskın olarak yüklü pionlar ve kaonlar tarafından taşınır.
- %20'si özellikle yüksüz mezonların elektromanyetik bozunumdan gelen yüksek enerjili fotonlara dönüşür.
- Geri kalan %15'i ise yüksüz kaonlar, nötronlar ve lambda gibi uzun ömürlü yüksüz baryonlarda depo edilirler.

Bir jetin enerjisinin yalnızca ortalama %20'lik kısmı doğada tamamen elektromanyetiktir. Bu, jetlerin EKAL'de etkin bir biçimde ölçülmesini sağlar. Geriye kalan enerji ise kalorimetrelerde soğurulmadan önce bir hadronik duş oluşturacak parçacıklar tarafından taşınır (Pandolfi 2012).

4.2. Jet Yapılandırma Performansı

Jetler hem kuramsal hem de deneysel fizik için uzun ve zahmetli bir çalışmayı gerektirir. Kompozit parçacıklar olduklarından, tek bir kelime ile tanımlanamazlar ve bu yüzden detektörde ayırt edilebilmeleri için algoritmik kümeleme sırasını yani jet algoritmalarını kullanmayı gerekli kılar. Jet parçacık yapıları doğadakinden farklı

olabilirler ve böylece detektörle farklı etkileşme yapabilirler. Bu, farklı jet parçacık yapılarından dolayı belli bir enerjideki jete detektörün yanıtı jetten jete belirgin bir şekilde değişebilir gerçeğini doğurur. Bir jetin parçacık yapısını belirlemedeki deneysel güçlük jetin enerji ölçeğinin ölçülmesinde bir belirsizlik oluşturur. Bu yüzden, ilave kalibrasyon süreçlerini uygulamak gerekir.

Hemen hemen tüm CMS analizlerinde olduğu gibi bu çalışmada da jetler için kızılötesi ve eş doğrusal korunumlu olan anti- k_T algoritması kullanılmıştır. Daha geniş jetler istendiği takdirde $R = 0.7$ seçilmektedir. İki farklı jet yarıçapı ($R = 0.5$ ve $R = 0.7$) farklı sistematik ve kuramsal etkilere duyarlıdır. Dar jetler ($R = 0.5$) diğer pp etkileşmelerinden gelen parçacıklar tarafından daha az etkilendiğinden ve jetler arasındaki küçük açısal ayrımları çözümlmek mümkün olduğundan daha küçük jet koni yarıçapı tercih edilir. Geniş jetler ($R = 0.7$) ise parton yayınına, hadronizasyona ve kalorimetre içerisinde duş oluşumuna daha az duyarlılık gösterirler.

Jet algoritmasının giriş nesneleri kalorimetre hücrelerinden inşa edilen üç boyutlu topolojik kümelerdir. Her bir küme, $|E_{hücre}| > 4\sigma$ değerine sahip bir kalorimetre hücresinin tohumundan oluşturulur. Burada σ , $|E_{hücre}| > 4\sigma$ hücrenin gürültüsünün ortalama kare kök değeridir. Eğer karşılıklı hücreler $|E_{hücre}| > 2\sigma$ değerine sahiplerse, tekrarlamalı bir şekilde kümeye eklenirler. Sonunda, sarmalayan hücrelerin en dışındaki tabaka eklenir. Jet yapılandırmasında; her böyle bir kalorimetre kümesi, kümedeki hücrelerin enerji ağırlıklı ağırlık merkezi noktası konumunda bulunan ve detektörün geometrik merkezinden kaynaklanan $E = \sum E_{hücre}$ değerindeki enerjiye sahip kütesiz bir parçacık olarak gözönünde bulundurulur (Feng 2012).

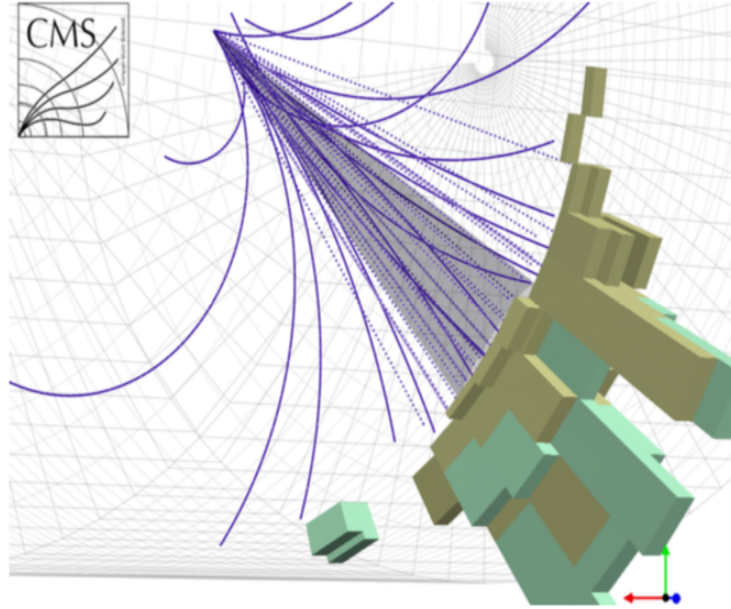
Bir diğer jet yapılandırma yöntemi ise kümelerin fastJET paketinden elde edilen dört-momentum vektörlerinin toplamı ile gerçekleştirmektir. Enerjisi E ve momentumu $p = (p_x, p_y, p_z)$ olan bir jetin rapiditesi ve dik momentumu

$$y = \frac{1}{2} \ln(E + p_z / E - p_z) \quad (4.1)$$

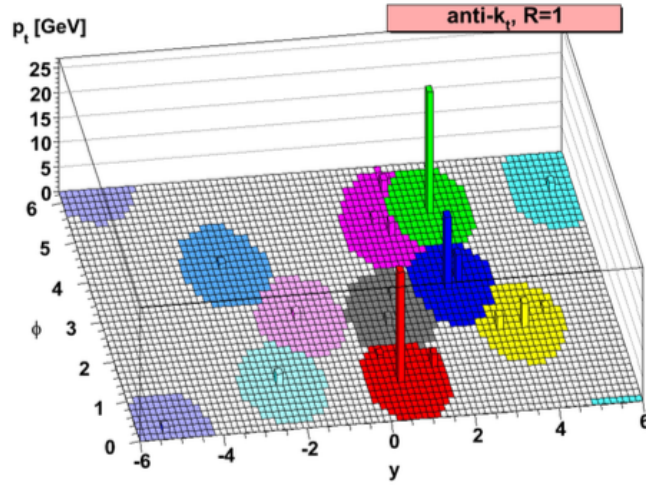
$$p_T = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2} \quad (4.2)$$

şeklinde ifade edilir. Jet kümeleme algoritmasının bu yöntemdeki giriş nesneleri ise parçacık akı nesnelerinin dört momentum vektörleridir. Böyle her bir parçacık çeşitli alt

detektörlerden gelen bilgileri toparlayan bir teknik olan PF (Parçacık Akısı) tekniği kullanılarak yapılandırılır. PF nesneleri merkezi bölgede izleyiciden, HKAL, EKAL ve müon sisteminden gelen bilgileri kullanırken, ileri bölgede ise yalnızca HF detektöründen gelen bilgiler kullanılarak yapılandırılmıştır. Tam bir PF yöntemiyle CMS’te yapılandırılan bir anti- k_T jeti Şekil 4.1’de gösterilmektedir. Bu çalışmada PF algoritma yöntemi kullanılarak yeniden yapılandırılan jetler kullanılmıştır. MC olay üretici kullanılarak üretilen bir olayda $R = 1$ olan anti- k_T PF algoritmasıyla seçilen jet kümelerinin silindirik bir detektör düzleminde görünümü Şekil 4.2’deki gibidir. R yarıçapına sahip renkli dairesel alanlar jet kümelerini temsil etmektedir. Burada da görüldüğü üzere sert jetler dairesel yapıları sahiptirler.



Şekil 4.1. PF algoritması kullanılarak CMS’te yapılandırılan bir anti- k_T jeti (Dorney 2012)



Şekil 4.2. Anti- k_T PF algoritması kullanılarak elde edilen renki dairesel jet kümelerinin silindirik bir detektör düzleminde gösterimi (Cacciari ve vd. 2008)

4.3. Jet Kalibrasyonu

Jet yapısı çözümlendiğinde, detektör tasarımı ve kümeleme etkilerini silmek üzere kalibrasyon işlemleri uygulanmalıdır. Kümeleme düzeltmeleri jetler yapılandırılırken kullanılan algoritmaya bağlıdır. Aynı zamanda, seçilen koninin dışındaki düzeltmeleri de içerebilir. Jet kalibrasyonundaki temel amaç; parçacık düzeyindeki bir jetin özelliklerinin doğrudan ölçülmesidir. Genellikle jet kalibrasyon sabitleri MC simülasyonlarından ve test hüzme verilerinden elde edilir.

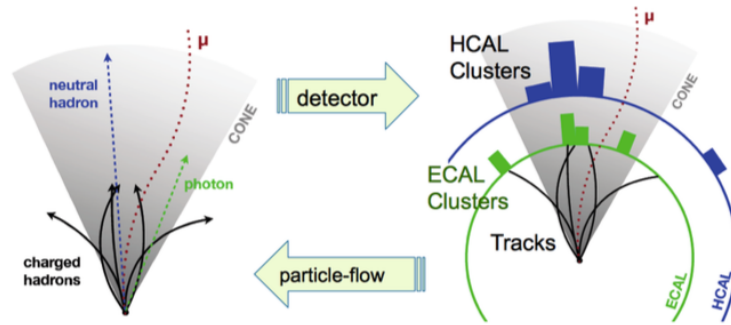
4.4. Jet Enerji Yanıtı

Bir jetin yapılandırmasındaki amaç hadronizasyon sürecini başlatan renkli partonun momentumunu ölçmektir. Jet yapılandırması iki basamaklı bir süreçtir. İlk basamakta bir Lorentz vektör seti kullanılır ve enerji yada p_T şartlarını sağlayan her bir Lorentz vektörü jet kümeleme algoritması tarafından kullanılır. Bu nedenle, detektörde gözlenen son durum parçacıkları uygun jet algoritması seçilerek birlikte gruplandırılmalıdır. Her bir algoritma çeşitli jet nesneleri üretir:

- **Üreteç Seviyesindeki Jetler (GenJets):** MC üreteç seviyesi parçacıkları olan yapılar tarafından üretilirler. Yalnızca MC’da kararlı olarak etiketlenen parçacıklar bir GenJet’e katılabilir. Bir GenJet temel kinematik değişkenler ve EM parçacıklar, hadronlar ve jet enerjisine

katılmayan parçacıklardan (örneğin nötrinolar veya muonlar) gelen enerji katkılarına dair bilgileri içerir.

- **Kalorimetre Jetleri (CaloJets):** Kalorimetre kulelerinde üretilirler. CaloJets, temel kinematik parametrelerin yanısıra HF detektörünün farklı kalorimetre kulelerinden toplanan enerjiler, jetin elektromanyetik ve hadronik enerji kesirleri, bir kulede depolanan maksimum elektromanyetik ve hadronik enerjiler gibi özel bilgileri içerir.
- **Parçacık Akısı Jetleri (PFJets):** Parçacık Akısı (PF) algoritması farklı alt detektörlerden gelen bilgileri optimal olarak toplayarak çarpışmadaki tüm parçacıkları kimliklendirmeyi ve yapılandırmayı amaçlar (Şekil 4.3). PF algoritması bir olaydaki parçacıkları türüne göre sınıflandırarak bir parçacıklar listesi oluşturur. Yani, PF algoritması parçacıkları muonlar, elektronlar, fotonlar, yüklü ve yüksüz hadronlar şeklinde sınıflandırır. Etkin bir PF algoritması; yüklü ve yüksüz hadronlar arasındaki mesafeyi maksimize etmeyi, geniş bir alan integralini ve iyi bir kalorimetre taneciklenmesini gerekli kılar (Beaudette 2013).



Şekil 4.3. PF algoritmasındaki sürecin gösterimi (Incandela 2012)

Aynı algoritma, hem yapılandırılan nesnelere (RecJets) hem de üreteç seviyesindeki parçacıklara (GenJets) uygulanır. Her bir yapılandırılan RecJets, $\eta-\phi$ düzlemindeki en yakın GenJets seçilerek, kendisine topolojik olarak karşılık gelen GenJets ile eşleştirilir. R koni yarıçapını temsil etmek üzere

$$R = (\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)^{1/2} \quad (4.3)$$

şeklinde tanımlanır. $\Delta\eta$ ve $\Delta\phi$ sırasıyla, jetin psüdo rapiditiesini ve azimut açısal ayrımı temsil eder. Bir jetin dik enerjisi ve yönü, R yapıçapı ile tanımlanan koninin içindeki nesneler kullanılarak

$$E_T = \sum_i E_T^i \quad (4.4)$$

$$\eta = \frac{1}{E_T} \sum_j \eta_j \times E_T^j \quad (4.5)$$

$$\phi = \frac{1}{E_T} \sum_j \phi_j \times E_T^j \quad (4.6)$$

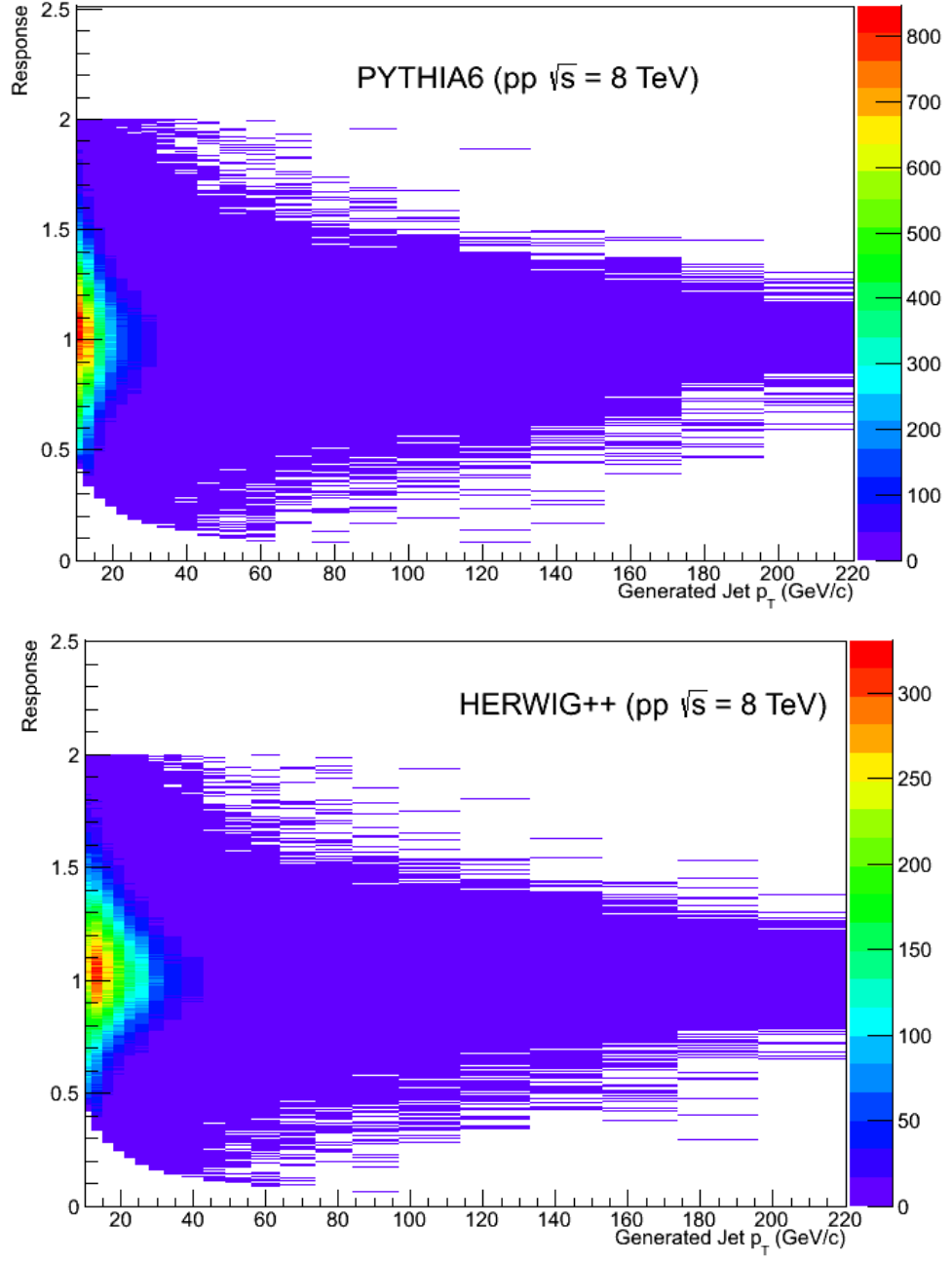
ile jetin tüm özellikleri ifade edilir. Jet yapılandırma performansını ölçmek üzere genellikle **jet yanıtı** ve **çözünürlük** olmak üzere iki değişken kullanılır. Jet yanıtı değişkeni, yapılandırılan RecJets ile eşleştiği GenJets'in momentumları oranı olarak tanımlanır. Yani;

$$\text{Jet yanıtı} = R = \frac{p_T^{RECO}}{p_T^{GEN}} \quad (4.7)$$

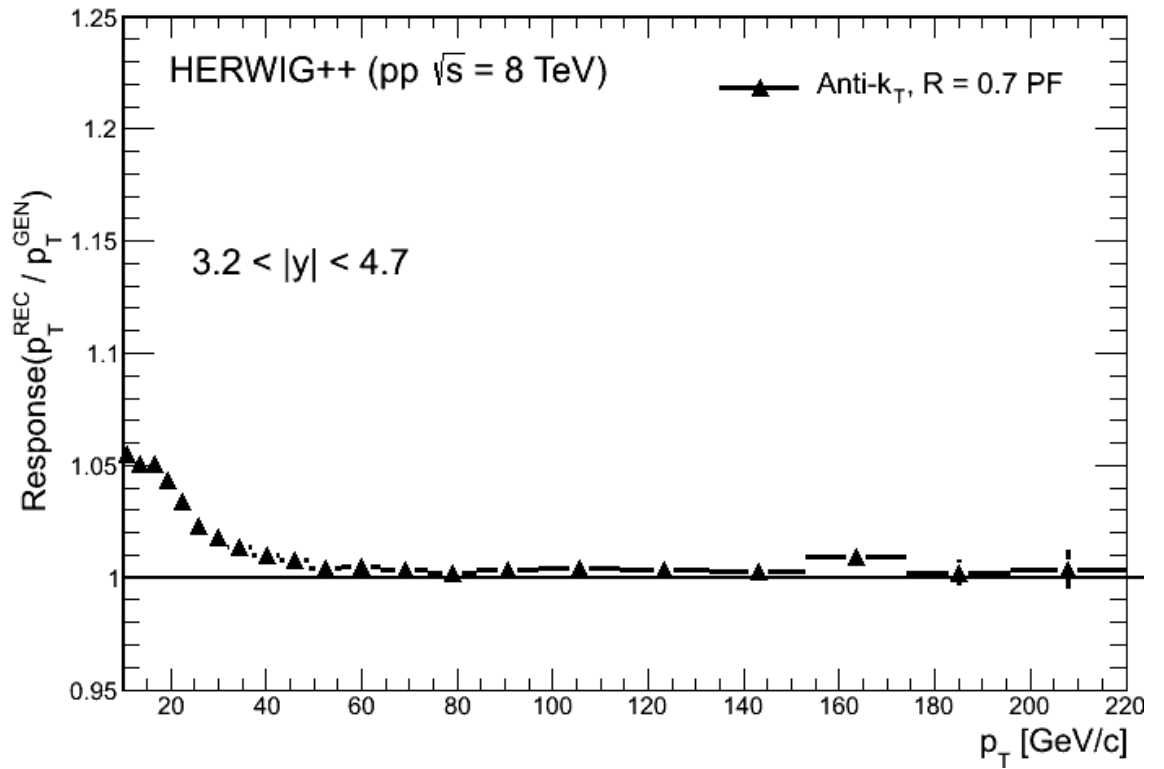
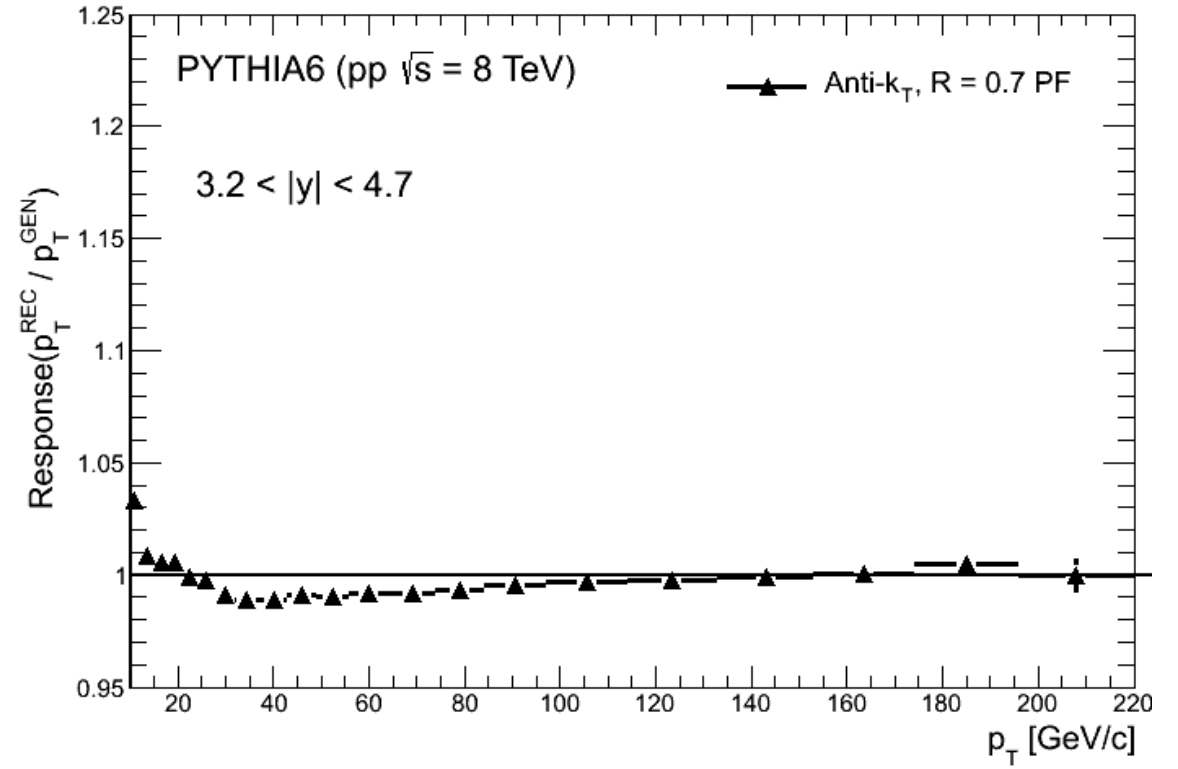
Jet yanıtı üreteçteki bilgilere ulaştığından ancak MC seviyesinde tanımlanabilen bir değişkendir. Bu değişkenin ortalama değeri belli bir jetin yapılandırma stratejisine verdiği yanıtın tahminidir. Özet olarak jet yanıtı jetler içerisindeki hadronlara kalorimetrenin verdiği yanıtın bir ölçüsüdür. Jet yanıtı, bir jetin enerji ölçeğinin kalibrasyonunda birincil bir katkıya sahiptir. Koni yarıçapı $R = 0.7$ olan PF algoritması için PYTHIA ve HERWIG++ MC modelleriyle elde edilen düzeltilmiş her bir jet yanıtının GenJets p_T 'ye göre dağılımları Şekil 4.4'de gösterilmektedir.

Şekil 4.5'te her bir p_T aralığındaki jet yanıtı GenJets p_T 'nin bir fonksiyonu olarak gösterilmektedir. Bu grafiklerde her iki MC modeli için p_T 'nin düşük olduğu bölgelerde jet yanıtının 1'den uzaklaştığı görülmektedir. Aslında bu beklenen bir durumdur. Çünkü detektörde ölçülen jetin enerji çözünürlüğü düşük p_T değerlerinde daha yüksektir. Jet enerji çözünürlüğü ayrıntılı olarak kısım 5.1.1'de tartışılmaktadır.

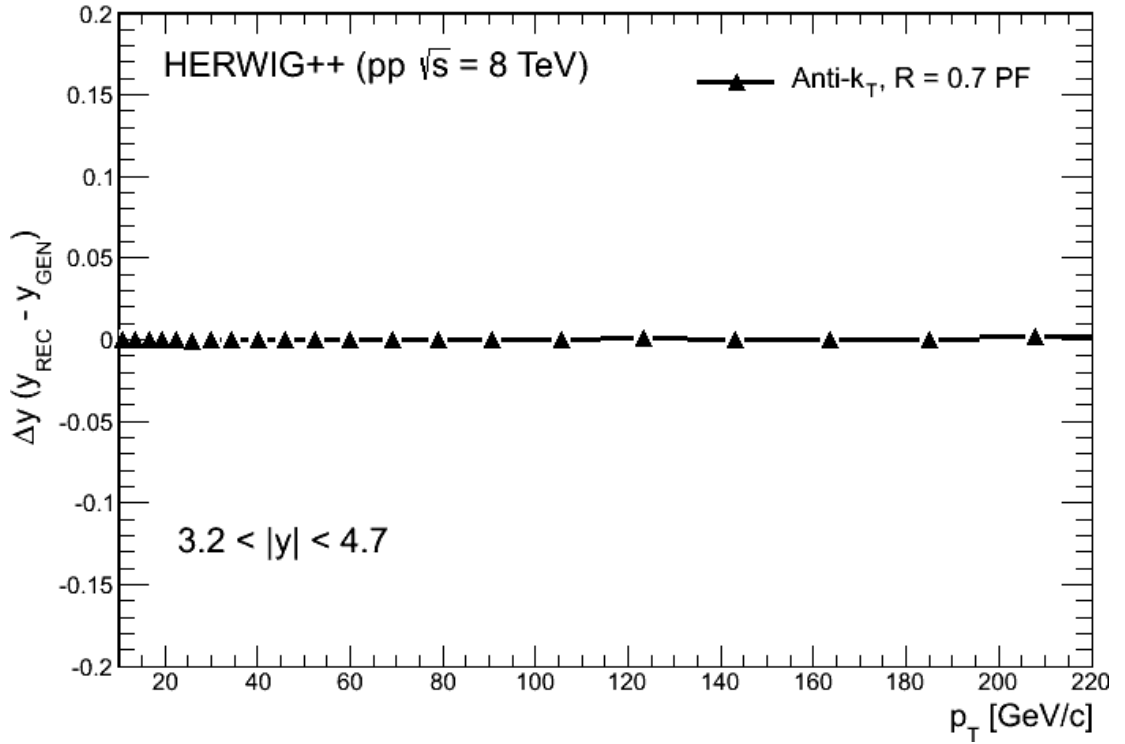
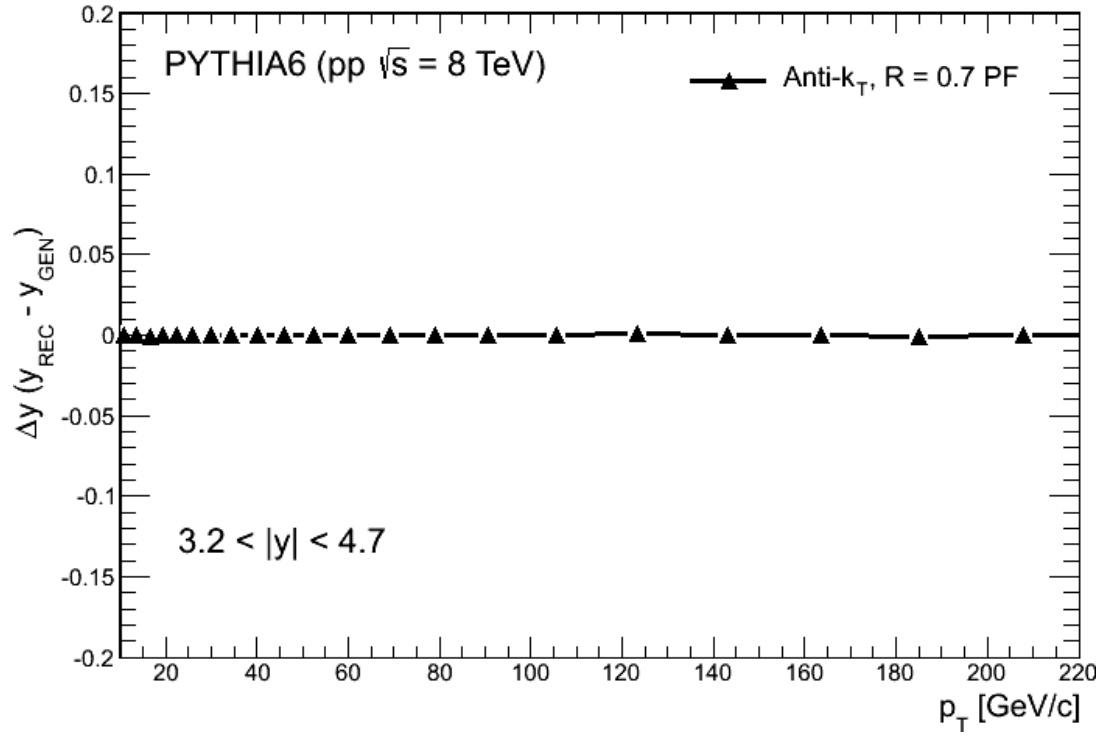
Şekil 4.6 ise yeniden yapılandırılmış jetin (RecJets) rapiditesi y_{REC} 'nin GenJets'lerin rapiditesi y_{GEN} 'den farkı GenJets p_T 'nin bir fonksiyonu olarak gösterilmektedir. Bu grafik ile HF detektörünün rapiditye çözünürlüğünün oldukça iyi olduğu görülmektedir.



Şekil 4.4. Koni yarıçapı $R = 0.7$ olan PF algoritması için PYTHIA (üstteki) ve HERWIG++ (alttaki)'da elde edilen düzeltilmiş jet yanıtının GenJet p_T 'ye göre dağılımlarının iki boyutlu gösterimi



Şekil 4.5. PYHTIA6 (üstteki) ve HERWIG++ (alttaki) MC modelleri kullanılarak elde edilen jet yanıtının GenJet p_T 'nin bir fonksiyonu olarak gösterimi



Şekil 4.6. PYHTIA6 (üstteki) ve HERWIG++ (alttaki) MC modelleri kullanılarak elde edilen anti- k_T ($R = 0.7$) algoritmasına sahip PF jetlerinin rapiditesinin y_{REC} , GenJets'lerin rapiditesi y_{GEN} 'den farkının GenJets p_T 'nin bir fonksiyonu olarak gösterimi

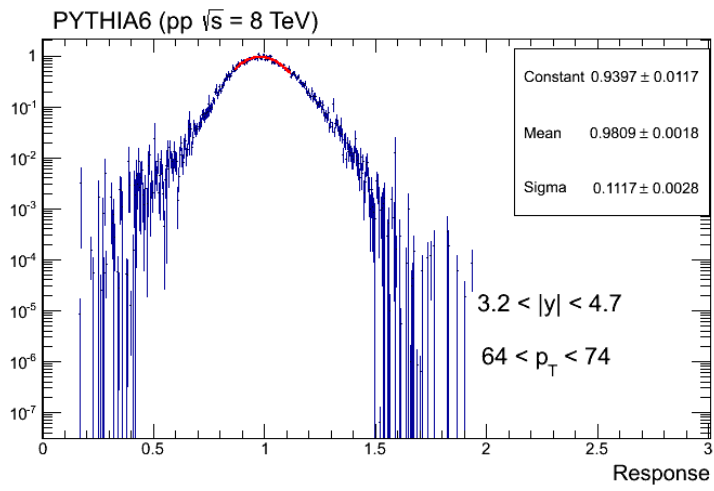
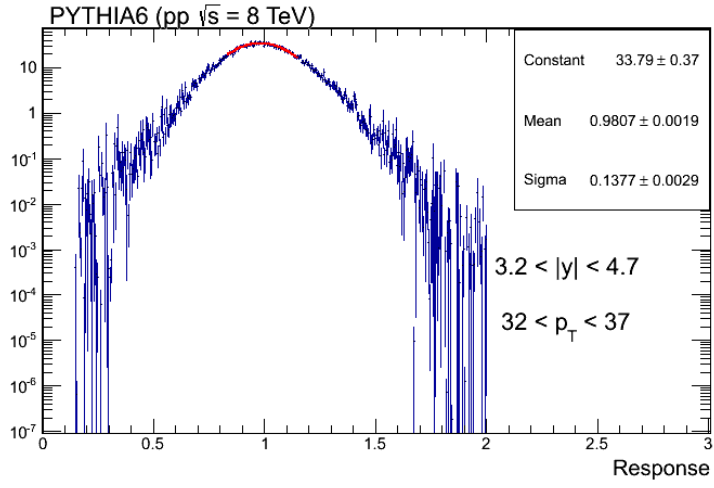
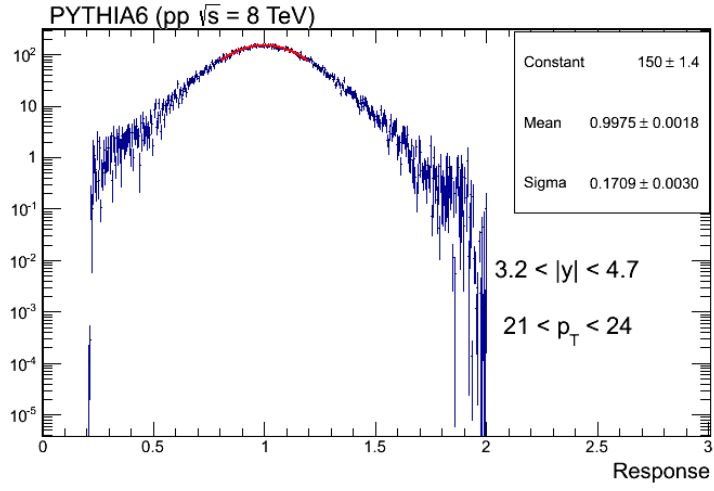
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

5.1. Sonuçlar

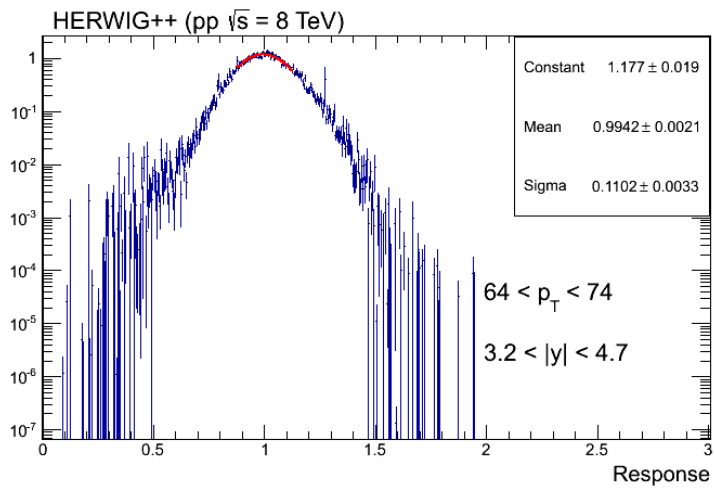
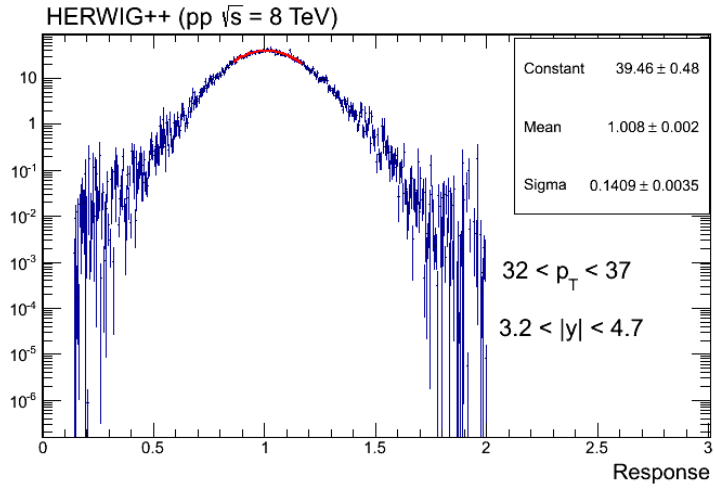
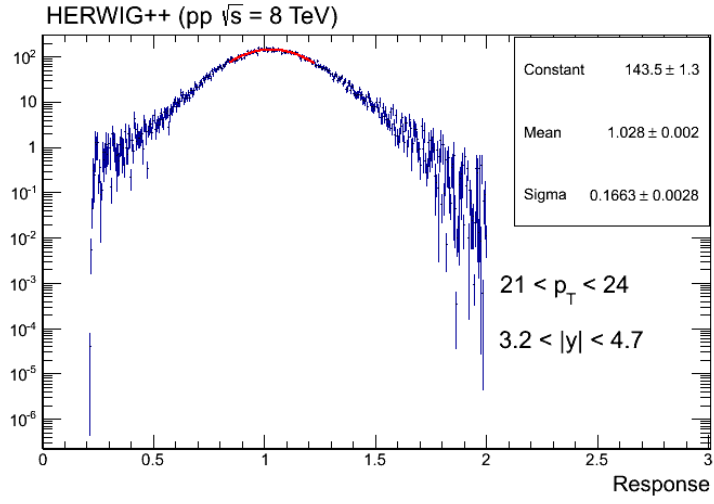
Bu tezde toplam 18 tane dik momentum aralığı kullanılmıştır. Kullanılan her bir p_T aralığı Çizelge 5.1’de listelenmiştir. Düzeltilmiş jetlerin yanıtı Gauss fonksiyonuna benzer bir dağılım göstermektedir. Bu nedenle, analizde kullanılan her bir p_T aralığı için bu dağılımlar tek tek elde edilmiştir. Düzeltilmiş jet yanıt histogramları ortalama değer civarında $\pm 1\sigma$ ’lık bir aralıktaki bir Gauss fonksiyonuna uydurulmuştur. Burada σ ; fonksiyonun varyansı veya yayılımı olarak tanımlanır. Düzeltilmiş jetlerin yanıtı Şekil 5.1 ve Şekil 5.2’de PYTHIA ve HERWIG MC modelleri için çeşitli p_T aralıklarında gösterilmektedir.

Çizelge 5.1. Jet yanıtı çalışmasında kullanılan GenJets p_T aralık değerleri

p_T [GeV/c] (düşük değerlere sahip)									
10 -15	18- 21	21- 24	24- 28	32 -37	37- 43	43- 49	49- 56	56- 64	64- 74
p_T [GeV/c] (yüksek değerlere sahip)									
74- 84	84- 97	97- 114	114-133	133-153	153- 174	174- 196	196- 220		



Şekil 5.1. PYTHIA6 MC modeli için farklı GenJets p_T aralıklarındaki düzeltilmiş jet yanıtı dağılımlarının Gauss fiti



Şekil 5.2. HERWIG++ MC modeli için farklı GenJets p_T aralıklarındaki düzeltilmiş jet yanıtı dağılımlarının Gauss fiti

5.1.1. Jet enerji çözünürlüğü

Jete ait özelliklerin (p_T , y , η , ϕ) ölçülen (RecJets) değerleri bunlara karşılık gelen hadron (gerçek) değerlerinden sapmaktadır. Böyle sapmalar kalorimetrenin önünde yer alan aktif olmayan malzemenin ve düşük enerjili parçacıkların bir sonucudur. Jet ölçümünün çözünürlüğü ya doğrudan iyi tanımlı bir ölçümden elde edilen veri veya dolaylı olarak simülasyon yardımıyla elde edilebilir. Kısım 5.1’de gösterilen jet yanıt histogramları, ortalama civarında merkezlenmiş $\pm 1\sigma$ aralık içerisindeki bir Gauss fonksiyonu ile uydurulmuştur. Gauss uydurma fonksiyonundaki σ parametrelerinin değerleri ve ortalama değer elde edilmiştir. Elde edilen bu değerler jet enerji çözünürlüğü eğrisini GenJets p_T ’nin bir fonksiyonu olarak belirlemek için veri noktaları olarak kullanılmıştır. Jet yanıtında elde ettiğimiz histogramları kullanarak

$$\sigma(\text{Yanıt}_{jet}) = \sigma \frac{p_T^{CorrPFjet}}{p_T^{Genjet}} \quad (5.1)$$

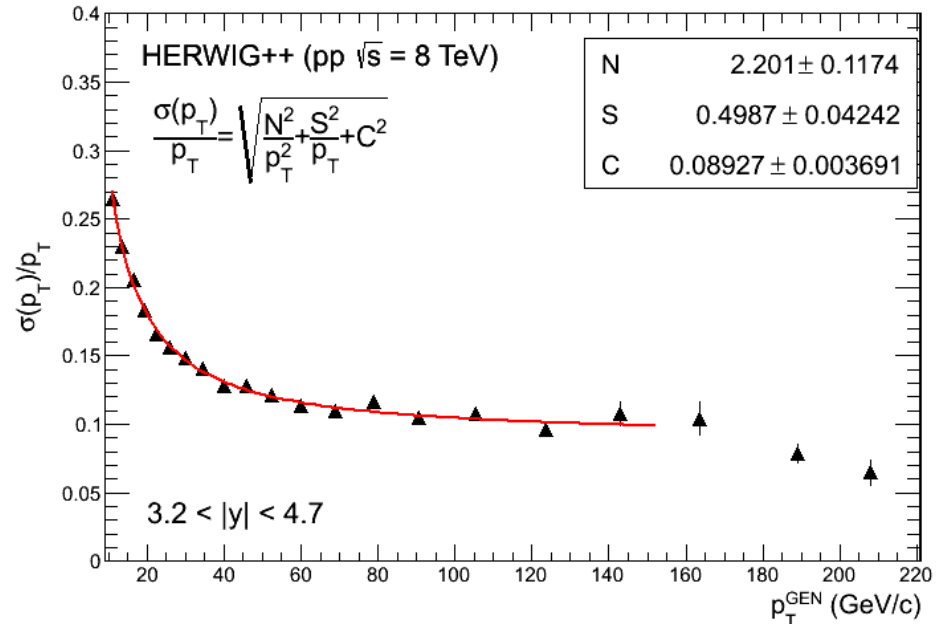
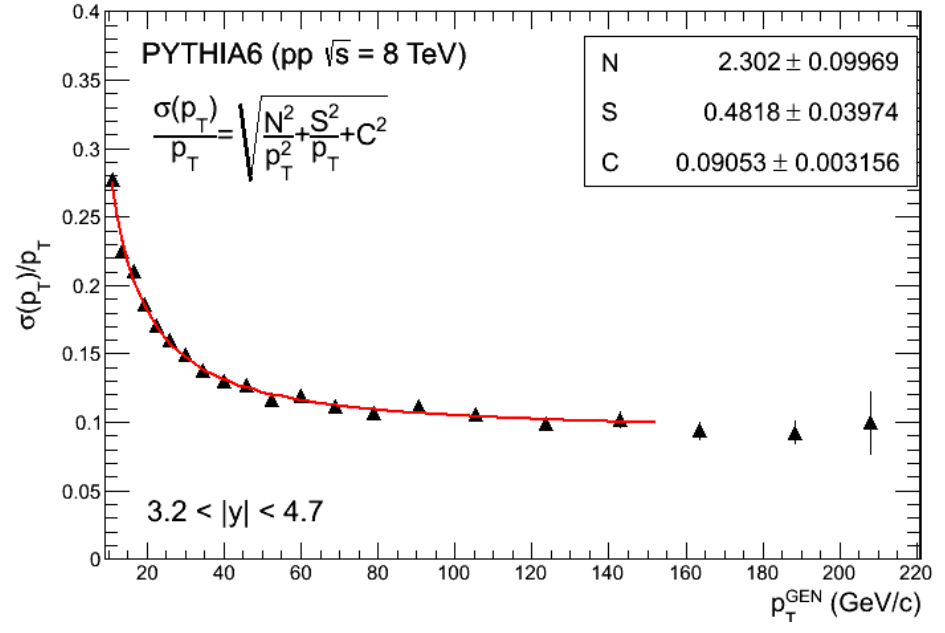
ile ifade edilen kesirsel jet p_T çözünürlüğü GenJets p_T ’nin bir fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Yalnızca Denk. 4.3’teki jet koni yarıçapının $\Delta R < 0.2$ olduğu bölge içinde üretilmiş GenJets jetleri ile onunla eşleşen yeniden yapılandırılmış RecJets jetleri gözönüne alınmıştır. Çözünürlük eğrileri

$$f(p_T) = \sqrt{\left(\frac{N}{p_T^{gen}}\right)^2 + \left(\frac{S}{\sqrt{p_T^{gen}}}\right)^2} + c^2 \quad (5.2)$$

şeklinde bir forma sahip olan bir fonksiyona uyarlanmıştır. Burada N , S ve C Şekil 5.3’teki grafiklerin içinde gösterilen fit fonksiyonu parametreleridir. Eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim enerjiden bağımsız olan dalgalanmaların stokastik kaynaklarını (örneğin elektronik gürültü, yığından gelen katkılar) içine almaktadır. İkinci terim istatistiksel tüm kaynakları kapsar. Sonuncusu ise enerjinin sabit bir kesri olan detektör etkilerine bağlı sabit bir terimdir.

Şekil 5.3, jet enerji çözünürlüğünün GenJets p_T ’nin bir fonksiyonu olarak PYTHIA6 (üstteki) ve HERWIG++ (alttaki) MC modelleri için göstermektedir. y rapidite niceliği belli bir p_T ’ye sahip jetin enerjisini belirlediğinden (bakınız Denk. 4.1) bu grafik dik momentum çözünürlüğünün ileri rapidite bölgesinde iyileştiğini

yansıtmaktadır. Elde edilen p_T çözünürlükleri p_T 'nin düşük olduğu değerlerde ~ 12 GeV/c'de PYTHIA6 için %28 iken HERWIG++ için %26 civarındadır. Daha büyük $p_T > 100$ GeV/c değerlerinde ise çözünürlük hem PYTHIA6 hem de HERWIG++ için ~ 10 'a doğru bir azalma göstermektedir. Jet enerji çözünürlüğü için Gauss modeli uygun olmasına rağmen, bu model tüm dağılımın özellikle kuyruk kısımlarını tanımlamakta pek başarılı olamamaktadır. İnküsif jet p_T spektrumunun dik bir şekilde azalan bir doğaya sahip olmasından ötürü, çözünürlüğün kuyruk kısımlarında pek doğru modellenememesi sistematik bir hata olarak jet enerji ölçümlerinde göz önüne alınır.



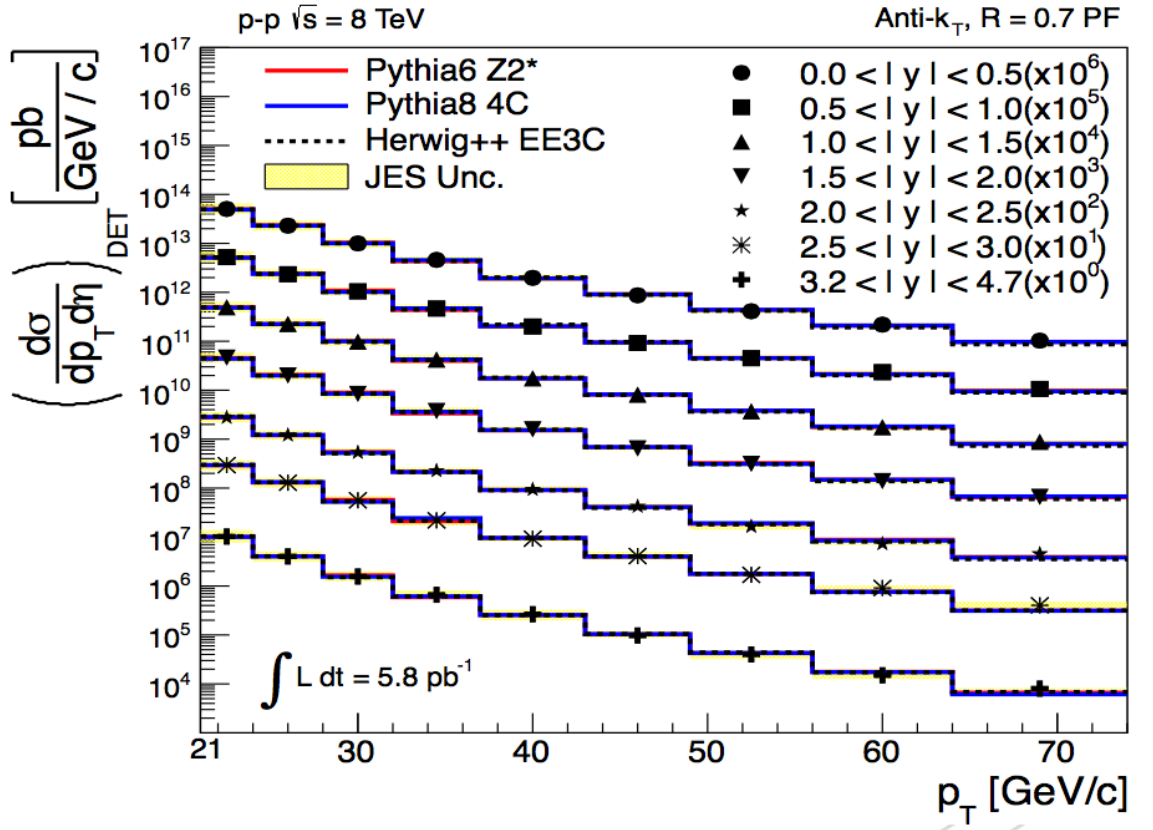
Şekil 5.3. Jet enerji çözünürlüğünün GenJets p_T 'nin bir fonksiyonu olarak PYTHIA6 (üstteki) ve HERWIG++ (alttaki) MC modelleri için gösterimi. Çözünürlükler N , S ve C uydurma parametrelerine sahip Denk. 5.2 kullanılarak elde edilen fonksiyona fit edilmiştir

Sonuç olarak HF iri taneli bir taneciklenmeye sahip olmasına rağmen, HF'in ileri bölgede sağladığı enerji çözünürlüğünün CMS detektörünün fıçı ve kapak kalorimetrelerinin kapsadığı rapidite bölgelerinden daha iyi olduğunu vurgulamak gerekir. Bunun nedenlerini

- Kalorimetre çözünürlükleri için ilgili değişken düşün toplam enerjisidir. Bu toplam enerji, belli bir p_T değeri için ileri bölge rapiditelerinde merkezdekinden ileri yönde bir iteleme söz konusu olduğundan daha büyüktür.
- Jetler ileri rapiditelerde birbirlerine daha paraleldir. Bu yüzden jetin ölçüsünün detektör taneciklenmesine oranı daha iyidir.

şeklinde sıralayabiliriz.

Bu çalışmada CMS'deki $\sqrt{s} = 8$ TeV'lik pp çarpışmaları sonucunda 5.8 pb^{-1} 'lık toplam ışıklığa karşılık gelen veriler kullanılarak detektör düzeyindeki inklüsif jet diferansiyel tesir kesiti de hesaplanmıştır. CMS'in merkezi ve ileri tüm rapidite aralıklarında ($0. < |y| < 4.7$) 8 TeV'lik kütle merkezi enerjisine sahip pp çarpışmalarında elde edilen inklüsif jet tesir kesitinin PYTHIA6 (kırmızı düz çizgi), PYTHIA8 (mavi düz çizgi) ve HERWIG++ (kesikli çizgi) gibi çeşitli MC modelleriyle karşılaştırılması Şekil 5.4'te gösterilmektedir. MC modellerindeki olaylar tam bir detektör simülasyonundan geçirilerek veri ile aynı şekilde analiz edilmiştir. Jet enerji ölçeği (JES) üzerindeki belirsizlik grafikte sarı bant ile temsil edilmektedir. Diferansiyel tesir kesitinin beklenildiği gibi artan p_T ile keskin bir şekilde azaldığı görülmektedir. Hata sınırları çerçevesinde ölçüm sonucu elde ettiğimiz verilerin MC modelleriyle uyumlu oldukları gözlenmektedir.



Şekil 5.4. Ölçülen kısmi diferansiyel tesir kesitinin detektör seviyesindeki PYTHIA6, PYTHIA8 ve HERWIG++ MC modelleriyle üretilen detektör düzeyindeki simülasyonlarla karşılaştırılması

5.2. Öneriler

Bu tezde BHÇ’de bulunan CMS detektörünün 8 TeV’lik kütle merkezi enerjisine sahip pp çarpışmalarında topladığı veriler kullanılarak HF ileri bölge kalorimetresinin jet enerji çözünürlüğü ve jet yanıtı çalışılmıştır. Ayrıca detektör düzeyindeki CMS verileri ile MC modelleri aynı koşullar uygulanarak analiz edilip, diferansiyel tesir kesiti hesabı da yapılmıştır. Bu çalışma sonucunda HF taneciklenmesinin ileri bölgede oldukça iyi olduğu ve jet çözünürlüğünün de düşük p_T değerlerinde iyi değerler sağladığı gözlenmiştir.

BHÇ, 2010-2013 yılları arasında hüzme enerjileri 3.5 ve 4 TeV olan protonlar ile çalışmıştır. Proton hüzme enerjileri kademeli olarak artırılmıştır. Her bir proton demeti 2010 yılında 150 ns, 2011’de 75 ns ve 2011 ile 2012’de ise 50 ns’lik çeşitli demet aralıklarında denenmiştir. Uzun bir yenileme ve iyileştirme dönemi LS1 (Long

Shutdown)’den sonra 2015 yılının Haziran ayında 25 ns’lik özel fizik veri alımıyla Veri Alımı 2 (LHC Run 2) olarak adlandırılan yeni bir veri alma dönemi başlamıştır. Bu dönemde çarpışma enerjisinin 13 TeV’e, anlık ışıklılığın ise $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ’e çıkarılması amaçlanmıştır. 13 TeV’lik yeni enerjide HF kalorimetresi için bu tezde yapılan çalışmalar tekrarlanabilir. Böylece, HF detektörünün jet enerji çözünürlüğü ve jet yanıtı belirlenebilir. 8 TeV’de gerçekleştirilen bu çalışmaya bakılarak yeni enerjide HF kalorimetresinin jet ölçümüne yönelik performansı karşılaştırılabilir.

KAYNAKLAR

- Aad, G., ve ark. [ATLAS Collaboration], 2011. “Measurement of the inclusive jet and dijet cross-sections in proton-proton collisions at 7 TeV centre-of-mass energy with the ATLAS detector”, Eur. Phys. J. C 71 (2011) 1512, doi: 10.1140/epjc/s10052-010-1512-2, arXiv: [hep-ex]1009.5908.
- Aad, G., ve ark. [ATLAS Collaboration], 2012. “Measurement of the inclusive jet and dijet production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector”, Phys. Rev. D86 (2012) 014022, doi: 10.1103/PhysRevD.86.014022, arXiv: [hep-ex]1112.6297.
- Aad, G., ve ark. [ATLAS Collaboration], 2013. “Measurement of the inclusive jet cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV and comparison to the inclusive jet cross-section at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector”, Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2509, doi: 10.1140/epjc/s10052-013-2509-4, arXiv: [hep-ex]1304.4739.
- Aaron, F. D., ve ark. [H1 Collaboration], 2010. “Jet Production in ep Collisions at High Q^2 and Determination of $\alpha(s)$ ”, Eur. Phys. J. C 65 (2010) 363, doi:10.1140/epjc/s10052-009-1208-7, arXiv:0904.3870.
- Aaron, F. D., ve ark. [H1 Collaboration], 2010. “Jet Production in ep Collisions at Low Q^2 and Determination of $\alpha(s)$ ”, Eur. Phys. J. C 67 (2010) 1, doi:10.1140/epjc/s10052-010-1282-x, arXiv:0911.5678.
- Abazov, V. M., ve ark. [D0 Collaboration], 2009. “Determination of the strong coupling constant from the inclusive jet cross section in pp collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV”, Phys. Rev. D 80 (2009) 111107, doi:10.1103/PhysRevD.80.111107, arXiv:0911.2710.
- Abazov, V. M., ve ark. [D0 Collaboration], 2012. “Measurement of angular correlations of jets at determination of the strong coupling at high momentum transfers”, Phys. Lett. B 718 (2012) 56, doi:10.1016/j.physletb.2012.10.003, arXiv:hep-ex/1207.4957.
- Abbott, B., ve ark. [D0 Collaboration], 2001. Phys. Rev. D **64**(2001) 032003, arXiv:hep-ex/0012046.
- Abe, F., ve ark. [CDF Collaboration], 1992. Phys. Rev. Lett. **68**(1992) 1104–1108.
- Abe, F., ve ark. [CDF Collaboration], 1993. Phys. Rev. Lett. **70**(1993) 1376–1380.
- Abe, F., ve ark. [CDF Collaboration], 1996. Phys. Rev. Lett. **77**(1996) 438–443, arXiv:hep-ex/9601008.
- Abramowicz, H., ve ark. [ZEUS Collaboration], 2012. “Inclusive-jet photoproduction at HERA and determination of $\alpha(s)$ ”, Nucl. Phys. B 864 (2012) 1, doi:10.1016/j.nuclphysb.2012.06.006, arXiv:1205.6153.
- Agostinelli, S., ve ark. 2003. “GEANT4: A simulation toolkit”, Nucl. Instrum. Meth. A, 506:250–303, doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- Alitti, J., ve ark. [UA2 Collaboration], 1991. Phys. Lett. B **257** (1991) no. 12, 232 – 240.

- Altarelli G., and Parisi, G., 1977. “Asymptotic Freedom in Parton Language”, Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
- Appel, J., ve ark. [UA2 Collaboration], 1985. Phys. Lett. B160 no. 45, p. 349 – 356.
- ATLAS Collaboration, 2008. “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, JINST, 3(08):S08003. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003>.
- Augusto Alves Jr., A. ve ark. [LHCb Collaboration], 2008. “The LHCb Detector at the LHC”, JINST, 3(08): S08005. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08005>.
- Balitsky, I. I., and Lipatov, L.N., 1978. “The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics”, Sov. J. Nucl. Phys., vol. 28, pp. 822–829, 1978.
- Banner, M., ve ark. [UA2 Collaboration], 1982. Phys. Lett. B118 (1982) no. 13, 203 – 210.
- Barney, D., and Quigg, E., 2004. “Interactive Slice of the CMS Detector”, <http://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/ShowDocument?docid=4172>
- Bauza, O. S., 2008. “Measurement of Inclusive Jet Cross Sections in $Z/\gamma^* (\rightarrow e^+ e^-) + \text{jets}$ Production in pp Collisions at $s = 1.96 \text{ TeV}$ with the CDF Detector”, Ph.D. Thesis – Institut de Física d’Altes Energies, Universitat Autònoma de Barcelona, Departament de Física, Barcelona, Spain.
- Beaudette, F., 2013. “The CMS Particle Flow Algorithm”, Proceeding of CHEF 2013, Paris, France.
- Cacciari, M., Salam, G. P., and Soyez, G., 2008. “The anti- k_t jet clustering algorithm”, JHEP 04 063.
- Campbell, J. M., Huston, J. W., and Stirling, W. J., 2007. “Hard interactions of quarks and gluons: a primer for LHC physics”, Reports on Progress in Physics 70 (2007) 89.
- Catani, S., Ciafaloni, M., and Hautmann, F., 1991. “High-Energy Factorization and Small x Heavy Flavor Production”, Nucl. Phys., vol. B366, pp. 135–188.
- Catani, S., Fiorani, F., and Marchesini, M., 1990. “QCD Coherence in Initial State Radiation”, Phys. Lett., vol. B234, p. 339.
- CDS, 2015. “European Organisation for Nuclear Research. CERN Document Server”. <http://cdsweb.cern.ch>
- Cerci, S., and d’Enterria D., 2009, “Low-x QCD studies with forward jets in proton-proton collisions at $s = 14 \text{ TeV}$ ”, AIP Conference Proceedings 1105, 28 (2009), DOI: 10.1063/1.3122196.
- Chatrchyan, S., ve ark. [CMS Collaboration], 2008. “The CMS Experiment at the CERN LHC”, JINST 3 (2008) S08004.
- Chatrchyan, S., ve ark. [CMS Collaboration], 2012. “Measurement of the inclusive

production cross sections for forward jets and for dijet events with one forward and one central jet in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ ", DOI: 10.1007/JHEP06(2012)036.

Chatrchyan, S., ve ark. [CMS Collaboration], 2013. "Measurement of the ratio of the inclusive 3-jet cross section to the inclusive 2-jet cross section in pp collisions at strong coupling constant in the TeV range", *Eur. Phys. J. C* 73 (2013) 2604, doi:10.1140/epjc/s10052-013-2604-6, arXiv:1304.7498.

Chatrchyan, S., ve ark. [CMS Collaboration], 2013. "Determination of the top-quark pole mass and strong coupling constant from the $t\bar{t}$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV". arXiv:1307.1907. Submitted to Physics Letters B.

Ciafaloni, M., 1988. "Coherence Effects in Initial Jets at Small Q^2/s ," *Nucl. Phys.*, vol. B296, p. 49.

Cipriano, P., 2014. "Small-x QCD physics probed with jets in CMS", arXiv:1402.210042 [hep-ex].

Clements, D. R., 2008. "Jet Physics at ATLAS", Ph.D. Thesis - Department of Physics, and Astronomy, University of Glasgow, Scotland.

CMS Collaboration, 2013a. "Measurement of the 3-jet mass cross section in pp collisions at 7 TeV and determination of the strong coupling constant from 3-jet masses in the TeV range", *CMS Physics Analysis Summary*, CMS-PAS-SMP-12-027.

CMS Collaboration, 2013b. "PDF constraints and extraction of the strong coupling constant from the inclusive jet cross section at 7 TeV", *CMS Physics Analysis Summary*, CMS-PAS-SMP-12-028.

CMS Collaboration, 2012a. "Measurement of Low p_T Jet Cross Sections in proton-proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV", *CMS Physics Analysis Summary*, CMS-PAS-FSQ-12-031.

CMS Collaboration, 2012b. "Measurement of Differential Inclusive Jet Cross Sections at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the CMS Detector", *CMS Physics Analysis Summary*, CMS-PAS-SMP-12-012.

Dokshitzer, Y. L., 1977. "Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics", *Sov. Phys. JETP* 46 (1977) 641–653.

Dorney, B., 2012. "Anatomy of a jet in cms", <http://www.quantumdiaries.org/2011/06/01/anatomy-of-a-jet-in-cms>.

Feng, E. J., 2012. "Measurement of Inclusive Jet and Dijet Production Using the ATLAS Detector", Ph.D. Thesis - Department of Physics, The University of Chicago, Illinois, Chicago, USA.

Gribov, V. N., and Lipatov, L. N., 1972. "Deep inelastic ep scattering in perturbation theory", *Sov. J. Nucl. Phys.* 15 (1972) 438–450.

Gwenlan, C., 2005. “Jets and Energy Flow in Photoproduction using the ZEUS Detector at HERA”, Ph.D.Thesis - Department of Physics and Astronomy, University College London, United Kingdom.

Incandela, J., 2012. “Results from the CMS experiment at the LHC”, talk in the 521. WE Heraeus seminar: The First Results from the Large Hadron Collider.

Knutsson, A., 2007. “Forward Jet Production in ep-collisions at HERA”, Ph.D.Thesis - Department of Experimental High Energy Physics, Lund University, Sweden.

Kuraev, E. A., Lipatov, L. N., and Fadin, F. S., 1977. “The Pomeron Singularity in Nonabelian Gauge Theories”, Sov. Phys. JETP, vol. 45, pp. 199–204.

Mans, J., 2012. “CMS Technical Design Report for the Phase 1 Upgrade of the Hadron Calorimeter”, CERN-LHCC-2012-015 CMS-TDR-010.

Pandolfi, F., 2012. “Search for the Standard Model Higgs Boson in the $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+ l^- q \bar{q}$ Decay Channel at CMS”, Ph.D. Thesis - Department of Physics, Sapienza, University of Rome, Italy.

Perrey, H., 2011. “Jets at Low Q^2 at HERA and Radiation Damage Studies for Silicon Sensors for the XFEL”, Ph.D. Thesis - Department of Physics, Hamburg University, Germany.

Rabbertz, K., 2012, Review talk at ISMD 2012, Kielce, September 2012.

Robinson, J. E. M., 2012. “Jet physics with the ATLAS experiment at the LHC”, Ph.D.Thesis - Department of Physics, and Astronomy, University College London, United Kingdom.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Servet TAYMAZ
Doğum Yeri : Adıyaman / Merkez
Doğum Tarihi : 06.01.1985
Medeni Hali : Bekar
Yabancı Dili : İngilizce
Lise : Gazi Lisesi
Lisans : Gaziantep Üniversitesi Fizik Mühendisliği
Yüksek Lisans : Adıyaman Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik