İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

CMS DENEYİNDE GENİŞ ÇABUKLUK AÇIKLIĞI OLAYLARININ ARAŞTIRILMASI

Sercan ŞEN
Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

Danışman
Prof.Dr. K. Gediz AKDENİZ

II. Danışman
Prof. Dr. Ramazan SEVER

Mart, 2013

İSTANBUL

İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

CMS DENEYİNDE GENİŞ ÇABUKLUK AÇIKLIĞI OLAYLARININ ARAŞTIRILMASI

Sercan ŞEN
Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

Danışman
Prof.Dr. K. Gediz AKDENİZ

II. Danışman
Prof. Dr. Ramazan SEVER

Mart, 2013

İSTANBUL

Bu çalışma 22/03/ 2013 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Prof. Dr . K. Gediz AKDENİZ
(Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Haşim MUTUŞ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen Fakültesi

Doç. Dr. Ekrem AYDINER
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Doç. Dr. Taylan YETKİN
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen Fakültesi

Bu çalışma Türkiye Atom Enerjisi Kurumu (TAEK) tarafından 05K12001 ve CERN-A5.H.2P1.01/6 numaralı projeler ile Avrupa Birliği 6. Çerçeve programı kapsamındaki Marie Cruie Research Training Network (MCnet) tarafından MRTN-CT-2006-035506 numaralı proje ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Doktora çalışmam süresince gösterdiği her türlü destek ve yardımlarından dolayı hocam Prof. Dr. Gediz Akdeniz'e ve tez ikinci danışmanlığını yürüten hocam Prof. Dr. Ramazan Sever'e tüm destekleri ve özgür bir çalışma ortamı sağladıkları için teşekkür ederim.

Teze olan katkılarından dolayı Prof. Dr. Mithat Kaya'ya çok teşekkürler. CERN'deki CMS deneyinin Iowa grubunda yer almamı sağlayarak tez çalışmalarım boyunca tüm desteğini hiçbir zaman esirgemeyen hocam Prof. Dr. Yaşar Önel'e en içten dileklerimle teşekkürler. CMS deneyinin "Forward and small-x QCD" fizik grubundaki tüm çalışma arkadaşlarıma ve başta Dr. Antonio Vilela Pereira olmak üzere Prof. Dr. David d'Enterria, Prof. Dr. Hannes Jung, Prof. Dr. Michele Arneodo, Prof. Dr. Alexander Proskuryakov'a çok teşekkürler. MCnet proje danışmanlığımı yürüten Dr. Emily Nurse'e teze olan katkılarından dolayı ve ayrıca University College London Fizik Bölümü çalışanlarına gösterdikleri misafirperverlikten dolayı teşekkür ederim.

CERN'de bulunduğumuz süre boyunca kendisinden çok şey öğrendiğim, bu tezde en büyük katkılardan birine sahip değerli çalışma arkadaşım, hocam Doç. Dr. Taylan Yetkin'e sonsuz teşekkürler.

Kendilerinden uzak kaldığım yıllar boyunca gösterdikleri sonsuz sabır, anlayış ve özveriden dolayı, en büyük motivasyon kaynağım Fatma Aydoğmuş'a ve varlığı için Eylül'e çok teşekkür ederim.

Son olarak desteklerini her zaman hissettiğim anneme, babama ve kardeşlerime sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Mart, 2013 **Sercan ŞEN**

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ i

İÇİNDEKİLER ii

ŞEKİL LİSTESİ v

TABLO LİSTESİ vii

SEMBOL LİSTESİ viii

ÖZET ix

SUMMARY x

1. GİRİŞ 1

2. GENEL KISIMLAR 5

2.1. PROTON-PROTON ETKİLEŞMELERİ 5

2.1.1. Olay Sınıflandırılması 5

2.1.2. Toplam Hadronik Tesir Kesiti 6

2.1.3. Regge Teorisi 9

2.1.4. Pomeron 11

2.1.5. Pomeronun Partonik Yapısı 12

2.1.6. Olay Üreteçlerinde Kırınım Modeli 14

2.1.7. Kırınım Süreçlerinin Kinematiği 17

2.1.7.1. Yumuşak Kırınım Süreçleri 17

2.1.7.2. Sert Kırınım Süreçleri 20

2.1.8. Çoklu-Parton Etkileşmeleri 21

2.2. BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI (LHC) 22

2.2.1. Parlaklık 23

2.2.2. 2010 *pp* Verileri 24

2.3. CMS DEDEKTÖRÜ 26

2.3.1. Koordinat Sistemi 27
2.3.2. Mıknatıs 29
2.3.3. İz Sürücü 29
2.3.4. Müon Sistemi 30
2.3.5. Merkezi Kalorimetre Sistemi 31
2.3.5.1. Elektromanyetik Kalorimetre 32
2.3.5.2. Hadronik Kalorimetre 33
2.3.6. İleri Hadron Kalorimetresi 33
2.3.7. Sıfır Açı Kalorimetresi 36
2.3.8. Tetikleme Sistemi 38
2.3.8.1. Minimum Tetikleyiciler 39
2.3.9. Olayların Yeniden Yapılandırılması 40
2.3.9.1. Jetler 41

3. MALZEME VE YÖNTEM 43

3.1. İLERİ HADRON KALORİMETRESİNİN PERFORMANSI 43
3.1.1. HF Elektronik Gürültüsü 43
3.1.2. Simülasyon Verimliliği 46
3.1.3. Fototüp Olayları 47
3.1.4. HF Kalorimetre Tepkisi 49
3.1.5. Artçı Sinyaller 50
3.2. KIRINIM OLAYLARININ SİMÜLASYONU 53
3.2.1. Geniş Çabukluk Açıklığı Yöntemi 53
3.2.2. Dedektör Çabukluk Bölgesi 54
3.2.3. Düşük-pT Kesimi 55
3.2.4. Süreç Tiplerinin Geniş Çabukluk Açıklığı Yöntemi ile Belirlenmesi .. 59
3.2.5. Çok İleri Kalorimetre 61
3.2.6. Temel Köşe Katkısı 63
3.2.7. Olay Üreteçlerinin Sistematik Belirsizliği 65

4. BULGULAR 66

4.1. İLERİ BÖLGEDEKİ ENERJİ AKIŞI 66
4.1.1. Olay Seçimi 67

4.1.2. Sistematik Belirsizlikler **68**
4.1.3. Enerji Akışının Ölçümü **72**
4.2. GENİŞ ÇABUKLUK AÇIKLIĞININ TESİR KESİTİ **78**
4.2.1. Arka Plan Olayları **80**
4.2.2. Olay Tetikleme Verimliliği **81**
4.2.3. Çözümleme (Unfolding) **81**
4.2.3.1. Kapalılık Testi **84**
4.2.4. $\Delta\eta^F$ Ölçüm Genişliği Kararlılığı ve Saflığı **85**
4.2.5. Hadron Düzeyi Geniş Çabukluk Açıklığı **87**
5. TARTIŞMA VE SONUÇ **89**
KAYNAKLAR **92**
EKLER **98**
EK.A. MANDELSTAM DEĞİŞKENLERİ **98**
EK.B. DERİN ESNEK OLMAYAN SAÇILMA (DIS) **100**
ÖZGEÇMİŞ **102**

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1 : t-kanalında Regge yörüngelerinin değiş tokuşu 10
Şekil 2.2 : Chew-Frautschi grafiği 11
Şekil 2.3 : Tekli kırınım olayı için Feynman diyagramı 13
Şekil 2.4 : Pomeron değiş tokuşu ile gerçekleşen kırınım süreçlerinin resmi 18
Şekil 2.5 : CERN hızlandırıcı kompleksi 22
Şekil 2.6 : $\sqrt{s} = 7$ TeV pp çarpışmaları için toplam ve anlık parlaklık 25
Şekil 2.7 : CMS dedektörü 26
Şekil 2.8 : CMS koordinat sistemi 27
Şekil 2.9 : $\eta - \phi$ koordinat düzlemi 28
Şekil 2.10 : Pixel iz sürücünün geometrisi ve iz algılama etme verimliliği 30
Şekil 2.11 : CMS Müon Sistemi'nin boylamsal görünümü 31
Şekil 2.12 : CMS Merkezi Kalorimetre Sistemi'nin boylamsal görünümü 32
Şekil 2.13 : HF Kalorimetresinin tasarımı 34
Şekil 2.14 : Foton çoğaltıcı tüp (PMT) 35
Şekil 2.15 : ZDC Kalorimetresinin tasarımı 37
Şekil 3.1 : HF kalorimetresinin elektronik gürültü simülasyonu 44
Şekil 3.2 : Minimum Tetikleme ve QCD olayları için HF kulelerindeki enerji 45
Şekil 3.3 : HF+ halkalarındaki ortalama enerji ve RMS dağılımları 46
Şekil 3.4 : HF- halkalarındaki ortalama enerji ve RMS dağılımları 47
Şekil 3.5 : Farklı fototüp algoritmaları için HF'teki enerji akışı 48
Şekil 3.6 : Farklı $\sqrt{s}$ değerleri için HF'teki enerji akış oranı 50
Şekil 3.7 : 2009 ve 2011 yıllarındaki HF PMT artçı sinyallerinin mutlak oranı. 52
Şekil 3.8 : HF PMT'lerindeki ikinci artçı sinyalin 2011-2009 gösterimi 52
Şekil 3.9 : Tekli kırınım olayları için kırınım kütlesi dağılımı 53
Şekil 3.10 : Tekli kırınım olayları için $\Delta\eta^F$ ve $log\xi$ ilişkisi 54
Şekil 3.11 : Farklı η genişlikleri için $\Delta\eta^F$ dağılımı 55
Şekil 3.12 : Farklı p_{T} kesimleri için $\Delta\eta^F$ dağılımı 56
Şekil 3.13 : p_{T} kesimi olmadan ve $p_{\mathrm{T}} > 200,500$ MeV için $d\sigma/d\Delta\eta^F$ ve $d\sigma/log\xi$ 57
Şekil 3.14 : p_{T} kesimi olmadan ve $p_{\mathrm{T}} > 200,500$ MeV için $d\sigma/d\Delta\eta^C$ ve $d\sigma/log\xi$ 58
Şekil 3.15 : $p_{\mathrm{T}} > 200$ MeV ve $\Delta\eta^F > 3$ kesimleri için $d\sigma/d\Delta\eta^F$ dağılımı 59
Şekil 3.16 : $p_{\mathrm{T}}^{nötral} > 100$ MeV için ZDC'deki enerji ve parçacık çok katlılığı 62
Şekil 3.17 : $p_T > 200$ MeV ve $\Delta\eta^F > 3$ kırınım olayları için ilk köşe kesiminin katkısı 64
Şekil 3.18 : $p_T > 200$ MeV için PYTHIA8 ve PYTHIA6-D6T $\Delta\eta^F$ dağılımı 65
Şekil 4.1 : Esnek olmayan MC olayları için $|\eta| < 5.2$ bölgesindeki enerji akışı 66
Şekil 4.2 : Farklı z değerlerine sahip ilk köşeler için HF'teki enerji akış dağılımı. 69
Şekil 4.3 : Min. Tek. ve iki-jet olayları için HF+ ve HF-'taki enerji akışı 70
Şekil 4.4 : Farklı elektronik gürültü seviyeleri kesimi için HF'teki enerji akışı 71
Şekil 4.5 : $\pm$%15 yanlış kalibrasyon katkısının eklenmesiyle HF'teki enerji akışı. 71
Şekil 4.6 : Minimum Tetikleme olayları için HF kalorimetresindeki enerji akışı 72
Şekil 4.7 : İki-jet olayları için HF kalorimetresindeki enerji akışı 73
Şekil 4.8 : HF Kalorimetresindeki enerji akış oranı 75

Şekil 4.9 : $\Delta\eta^F$ algoritmasının temsili resmi 79
Şekil 4.10 : $\Delta\eta^F$ dağılımı 79
Şekil 4.11 : Demet arkaplan olayları için $\Delta\eta^F$ dağılımı 80
Şekil 4.12 : Minimum Tetikleme olay tetikleyicilerinin verimliliği 81
Şekil 4.13 : Hadron ve dedektör düzeyi arasındaki bağıntı matrisi 82
Şekil 4.14 : Aralık-aralık ve Bayesian yöntemi ile çözümlenmiş dağılımlar 84
Şekil 4.15 : PYTHIA8_Ayar4C için kapalılık testi. 85
Şekil 4.16 : Farklı ölçüm genişlikleri için ölçüm genişliği Kararlılığı. 86
Şekil 4.17 : Farklı ölçüm genişlikleri için ölçüm genişliği Saflığı. 87
Şekil 4.18 : Detektör etkilerinden tamamen arındırılmış $d\sigma/d\Delta\eta^F$ dağılımı. 88
Şekil A.1 : $2 \rightarrow 2$ saçılma sürecinin temsili resmi. 98
Şekil A.2 : (a) s-kanalı. (b) t-kanalı. (c) u-kanalı 99
Şekil B.1 : Derin esnek olmayan saçılma (DIS)……100

TABLO LİSTESİ

Tablo 2.1 : pp çarpışmaları için LHC parametreleri 25
Tablo 2.2 **:** CMS mıktanısının tasarımı 29
Tablo 2.3 **:** HF halkalarının η bölümlendirilmesi 36
Tablo 2.4 **:** ZDC kalorimetresinin donanımsal özellikleri 37
Tablo 2.5 **:** CMS Parçacık Akış (PF) parçacıkları 41
Tablo 3.1 : $\sqrt{s} = 7$ TeV pp çarpışmaları için PYTHIA8 tesir kesiti değerleri . 55
Tablo 3.2 **:** $p_{\mathrm{T}} > 200$ MeV için farklı $\Delta\eta^{F}$ kesimlerindeki tesir kesiti değerleri..... 60
Tablo 3.3 **:** $\Delta\eta^{F} > 3$ için farklı p_{T} kesimlerindeki tesir kesiti değerleri 60
Tablo 3.4 **:** $p_{\mathrm{T}} > 200$ MeV için farklı $\Delta\eta^{C}$ kesimlerindeki tesir kesiti değerleri..... 60
Tablo 3.5 **:** $\Delta\eta^{C} > 3$ için farklı p_{T} kesimlerindeki tesir kesiti değerleri 61
Tablo 3.6 : ZDC'' bölgesinde TK olaylarının yüzdelik kesri 62
Tablo 3.7 **:** ZDC'' bölgesinde ÇK olaylarının yüzdelik kesri 63
Tablo 3.8 **:** N_{iz} kesimini geçen olayların, olay süreçlerine göre yüzdelikleri 64
Tablo 4.1 **:** İki-jet olaylarının seçimi için uygulanan olay seçim kriterleri..... 68
Tablo 4.2 **:** İleri bölgede enerji akışı ölçümündeki sistematik belirsizlikler..... 68
Tablo 4.3 **:** PYTHIA8 simülasyon ayar parametreleri..... 77
Tablo 4.4 **:** PYTHIA8 olay üretecinde ayar edilebilecek diğer serbest parametler 78

SEMBOL LİSTESİ

α_s : güçlü etkileşme bağlanma sabiti
σ : tesir kesiti
ξ : protonun boyuna momentum kaybı
M_X : kırınım sisteminin kütlesi
p_T : enine momentum
η : (sanki) çabukluk
ϕ : azimuthal açı
$\Delta\eta$: geniş çabukluk açıklığı
$\Delta\eta^F$: ileri geniş çabukluk açıklığı
$\Delta\eta^C$: merkezi geniş çabukluk açıklığı
$\mathcal{L}$: anlık parlaklık
L : toplam parlaklık
TK : tekli kırınım
ÇK : çiftli kırınım
MK : merkezi kırınım
EO : esnek olmayan
KO : kırınım olmayan

ÖZET

CMS DENEYİNDE GENİŞ ÇABUKLUĞU AÇIKLIĞI OLAYLARININ ARAŞTIRILMASI

LHC'deki CMS dedektörünün minimum tetikleme veri örnekleri kullanılarak $\sqrt{s} = 7$ TeV'deki proton-proton çarpışmalarında ileri geniş çabukluk açıklığının diferansiyel tesir kesiti ($d\sigma/d\Delta\eta^F$) ölçüldü. Veri örneklerinin toplam parlaklığı $20.322\ \mu b^{-1}$'na karşılık gelmektedir. Küçük çabukluk açıklığı büyüklüklerinde kırınım olmayan katkının exponansiyel olarak düştüğü gözlendi ve $\Delta\eta^F > 3$ olayları için diferansiyel tesir kesiti açıklık büyüklüğü birimi başına yaklaşık 1 mb olarak ölçüldü. Ayrıca, CMS detektörünün ileri çabukluk bölgelerindeki enerji akışı ($dE/d\eta$) $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$ ve 7 TeV pp çarpışmalarında farklı olay sınıfları için ölçüldü. Ölçümler $3.15 < |\eta| < 4.9$ sanki-çabukluk bölgesinde minimum tetikleme olayları ve en azından iki yüksek-momentumlu jet içeren olaylar için yapıldı ve sonuçlar çeşitli Monte Carlo olay üreteçlerinin öngörüleri ile karşılaştırıldı.

SUMMARY

INVESTIGATION OF LARGE RAPIDITY GAP EVENTS AT CMS EXPERIMENT

The differantial cross section of forward rapidity gaps ($d\sigma/d\Delta\eta^F$) is measured in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using minimum bias data sample of CMS detector at the LHC. The data sample corresponds to an integrated luminosity of $20.322\ \mu b^{-1}$. An exponantial falling non-diffraction contribution is observed at small rapidity gap sizes and the differantial cross section for events $\Delta\eta^F > 3$ is approxtimately measured as 1 mb per unit of gap size. In addition, the energy flow ($dE/d\eta$) in the forward rapidity regions of CMS detector is measured for different event classes at $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$ and 7 TeV pp collisions. The measurements are made in the pseudorapidity range $3.15 < |\eta| < 4.9$ for minimum-bias events and events with at least two high-momentum jets, and the results are compared to the predictions of various Monte Carlo event generators.

1. GİRİŞ

Kuarklar ve gluonlar arasındaki güçlü etkileşmelerin dinamiği teorik olarak Kuantum Kromodinamiği (Quantum Chromodynamics (QCD)) çerçevesinde açıklanır. Etkileşmenin sertliğini belirleyen α_s güçlü etkileşme bağlanma sabitinin küçük olduğu kısa erimli sert etkileşmelerde pertürbatif yöntemler uygulanabilir ve bu skalada var olan deney verileri açıklanabilir. $\alpha_s \sim 1$ olduğu uzun erimli yumuşak etkileşmeler skalasında ise pertürbatif yöntemler geçerliliğini yitirir [1-4]. Pertürbatif olmayan skalada yumuşak etkileşmelerin genel özellikleri Regge teorisi ile başarılı bir şekilde açıklanabilmektedir.

Regge teorisi, hadronik etkileşmeleri açısal momentum-t düzleminde yer alan ve birçoğu bilinen parçacıkların rezonanslarına karşılık gelen "Regge yörüngeleri"nin değiş-tokuşu ile açıklar [5-8]. Ancak kırınım olaylarını ve kütle-merkezi çarpışma enerjisinin yüksek olduğu değerlerde ($\sqrt{s} > 10\ \mathrm{GeV}$) toplam tesir kesitini açıklayabilmek için fazladan bir yörüngeye ihtiyaç duyulur. Bu yörünge vakum kuantum sayılarını taşıyan ve bilinen bir parçacık durumuna karşılık gelmeyen pomeron yörüngesidir [9-12].

Kırınım süreçlerinde, çarpışan protonlar t kanalında kuantum sayıları değişmeden pomeron alışverişi yaparak kırınıma uğrarlar. Bu tip süreçler parton düzeyinde genellikle bir çift gluon değiş-tokuşu olarak modellenmektedir [13,14]. Esnek olmayan kırınım süreçleri en genel haliyle $pp \longrightarrow XY$ şeklinde ifade edilirse, X ve Y proton ya da kırınıma uğramış düşük kütleli sistem olabilir. Bu tip süreçlerde renk yükü alışverişi olmadığından ve etkileşim genellikle düşük momentum transferinde gerçekleştiğinden, partonların birbirleri ile saçılma olasılığı azalır. Bu nedenle, X ve Y kırınım sistemleri çabukluk uzayında birbirleri arasında hiç bir parçacık aktivitesinin olmadığı geniş bir çabukluk bölgesi içerirler. Bu bölgenin büyüklüğü ile kırınıma uğrayan protonun momentum kaybı kinematik olarak ilişkili olduğundan, geniş çabukluk açıklığının büyüklüğü ölçülerek kırınım olaylarının tesir kesiti belirlenebilir. Geniş çabukluk

açıklıkları daha önceki yüksek enerji fiziği deneylerinde ep, $p\overline{p}$ çarpışmalarında [15-17] ve yakın zamanda LHC (CERN'deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) pp çarpışmalarında gözlenmiştir [18-20]. Esnek olmayan ve kırınım olmayan olayların geniş çabukluk açıklığı içerme olasılığı ise çabukluk açıklığının büyüklüğü arttıkça exponansiyel olarak düşmektedir [21]. Bu nedenle kırınım olmayan süreçlerden gelecek arka plan katkısı çok geniş çabukluk açıklıkları için ihmal edilebilecek düzeydedir.

Kırınım süreçlerinin tesir kesitinin ölçülmesi hem kırınım olaylarının daha iyi modellenebilmesi hem de bu süreçlerin toplam hadronik tesir kesitine olan katkısının $\sqrt{s}$'in bir fonksiyonu olarak belirlenebilmesi açısından önemlidir. LHC'deki pp çarpışmalarında toplam hadronik tesir kesiti ile esnek ve esnek olmayan olayların tesir kesitleri ölçülmüştür [22-24]. Kozmik ışın fiziği verileri yüksek enerji fiziği hadronik simülasyonları kullanılarak modellendiği için, kırınım olaylarının tesir kesitinin belirlenmesi kozmik ışın fiziği için de önemlidir [25, 26].

Kırınım süreçlerinin tesir kesiti daha önceki yüksek enerji fiziği deneylerinde farklı kütle merkezi enerjilerinde ölçülmüştür [27, 30]. Tekli kırınım olayları SPS'te [31, 32], Tevatron'da [33, 34] $p\overline{p}$ çarpışmalarında ve HERA deneyindeki derin esnek olmayan saçılmalarda [35-37] ölçülmüştür. Çiftli kırınım ve merkezi kırınım olayları için de farklı kütle merkezi enerjilerinde ölçümler bulunmaktadır [38-40]. Ayrıca $p\overline{p}$ ve ep deneylerinde yumuşak hadronik kırınım olaylarının yanısıra yüksek momentum transferi ile son durumda yüksek-p_T'li jetler içeren sert kırınım olayları da gözlenerek pomeronun partonik yapısına ilişkin ilk kırınım parton dağılım fonksiyonları (dPDF'ler) belirlenmiştir [41-46].

LHC'de geniş çabukluk açıklığı büyüklüğünün gerçek değerinin ölçülebilmesindeki en büyük deneysel güçlük, bu bölgenin çoklu-parton etkileşmelerinden ortaya çıkan hadronlarla doldurulmasıdır. LHC'deki pp çarpışmalarında protonun partonlar tarafından taşınan momentum kesri çok küçük olabilir. Küçük-x skalasında parton yoğunluğu fazladır ve bu durum birden fazla partonik etkileşme olma olasılığını arttırır [47-50]. Çoklu-parton etkileşmelerinin oranı deneysel olarak farklı olay tiplerinde (örneğin yüksek ve düşük momentum transferi içeren) belirli açılardaki enerji birikimlerine bakılarak belirlenebilmektedir.

Bu tez çalışmasında LHC'deki CMS (Compact Muon Solenoid) deneyinin 2009-2010 yıllarında düşük parlaklık değerinde alınmış pp çarpışma verileri kullanılarak yapılan iki fizik analiz çalışmasına yer verilmiştir. İlk çalışmada, hadron-hadron çarpışmalarında ilk kez protonların çarpışma eksenine yakın $|\eta| > 3$ ileri çabukluk bölgelerindeki enerji birikimleri farklı olay sınıflarında ve farklı kütle-merkezi enerjisi değerlerinde ($\sqrt{s} = 0.9, 2.36$ ve 7 TeV) ölçülerek çoklu-parton etkileşmelerinin pp çarpışmalarındaki karakteristiği belirlenmiştir. Ölçüm sonuçları, teorik modelleri ve serbest parametreleri ileri bölgedeki enerji akışına hassas farklı Monte Carlo olay üreteçleri ile karşılaştırılmıştır. Çoklu-parton etkileşimlerini içeren modellerin ölçüm sonuçlarına daha iyi uyarlanabildiği gösterilerek, PYTHIA8 olay üretecindeki çoklu-parton etkileşmelerine ait serbest parametreler ayar edilmiştir. Diğer fizik analizi çalışmasında LHC'deki ATLAS ve CMS dedektörlerinin limitleri gözönüne alınarak kırınım süreçlerinin kinematik özellikleri hadron düzeyinde Monte Carlo simülasyonları ile çalışılmış ve CMS dedektörünün minimum tetikleme veri örnekleri kullanılarak $\sqrt{s} = 7$ TeV'deki pp çarpışmalarında $d\sigma/d\Delta\eta^F$ diferansiyel tesir kesiti geniş çabukluk açıklığı yöntemi kullanılarak ölçülmüştür. Elde edilen sonuçlar dedektör etkilerinden arındırıldığı için teorik modellerle karşılaştırılabilinecek aşamadadır ve olay üreteç programlarında yer alan pomeron yörüngesinin kesim noktasının ayar edilmesinde kullanılabilecektir.

Bu tez çalışması aşağıdaki plan çerçevesinde düzenlenmiştir:

Genel Kısımlar Bölümünde; LHC'deki proton-proton çarpışmalarının fenomolojisi verilerek, saçılma matrisi ve yumuşak hadronik etkileşmeleri açıklayan Regge teorisi tanıtılmaktadır. Pomeronun partonik yapısı ve pomeron modeli kullanan olay üreteçlerinde kırınım olaylarının üretim mekanizmaları anlatılmaktadır. Kırınım süreçlerinin kinematiği ve LHC dedektör limitlerinde ölçülebilecek kinematik gözlenebilirler verildikten sonra çoklu-parton etkileşimlerinden söz edilmektedir. CMS dedektörü tanıtılarak, bu tezde yer alan analizlerde ağırlıklı olarak kullanılan ileri bölge dedektörlerine kapsamlı bir şekilde değinilmektedir. Analizlerde kullanılan *pp* veri setlerinin hangi koşullar altında alındığı verilmektedir.

Malzeme ve Yöntem Bölümünde; CMS dedektörünün ileri bölgedeki alt dedektörlerinin veri alım performansı ve simülasyon verimliliği dedektör düzeyinde çalışılmaktadır. İleri bölge detektörlerinde gözlenen gürültü sinyali tipleri verilerek, gerçek sinyalin gürültü sinyalinden nasıl ayırt edildiği anlatılmaktadır. Geniş çabukluk açıklığı yöntemi tanıtılarak, CMS dedektöründe kırınım olaylarının tesir kesitinin en az sistematik hata ile ölçülebilmesi için gerekli fenomolojik ön çalışma verilmektedir. Detektörün sahip olduğu sınırlı çabukluk uzayında kırınım tiplerinin ayırt edilmesine ilişkin yöntemler tartışılarak Monte Carlo simülasyonlarından elde edilen sonuçlar verilmektedir.

Tezin Bulgular Bölümünde; CMS detektörünün $3.15 < |\eta| < 4.9$ çabukluk uzayında yer alan ileri alt dedektörlerindeki enerji akışının ölçümü tüm esnek olmayan olaylar ile merkezi çabukluk bölgesinde ($|\eta| < 2.5$) yüksek-p_{T}'li iki jet içeren ($\sqrt{s} = 0.9$ ve 2.36 TeV için $p_{\mathrm{T}}^{jet} > 8$ GeV ve $\sqrt{s} = 7$ TeV için $p_{\mathrm{T}}^{jet} > 20$ GeV) olaylar sınıfında $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$ ve 7 TeV pp çarpışmaları için ölçüm üzerindeki sistematik belirsizlikleri ile birlikte verilmektedir. LHC enerjilerinde $|\eta| > 3$ ileri çabukluk bölgesinde ilk kez yapılan bu ölçüm çeşitli Monte Carlo olay üreteçlerinin öngörüleri ile karşılaştırılmış ve PYTHIA8 olay üretecindeki çoklu-parton etkileşmelerine ait serbest parametreler ayar edilmiştir. Ayrıca, CMS dedektörünün $\sqrt{s} = 7$ TeV pp çarpışmalarında kaydedilmiş tekli kırınım ağırlıklı esnek olmayan verileri kullanılarak, $|\eta| < 4.7$ çabukluk bölgesinde ileri çabukluk açıklığının diferansiyel tesir kesitinin ölçümüne ilişkin fizik analizinin sonuçları verilmektedir. Ölçüm üzerindeki fizik arka plan olayları, olay tetikleme verimliliği ve ölçüm aralıklarının kararlılığından elde edilen düzeltme faktörleri belirlendikten sonra ileri çabukluk açıklığının diferansiyel tesir kesiti ($d\sigma/d\Delta\eta^F$) detektör etkilerinden arındırılmış haliyle verilmektedir. $|\eta| < 4.7$ çabukluk bölgesindeki $p_{\mathrm{T}} > 200$ MeV son durum parçacıkları için $\Delta\eta^F > 3$ olaylarının $d\sigma/d\Delta\eta^F$ diferansiyel tesir kesiti çabukluk açıklığı birimi başına yaklaşık olarak 1 mb olarak belirlenmiştir.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. PROTON-PROTON ETKİLEŞMELERİ

pp çarpışmalarında protonların içerisinde çarpışan partonların taşıdığı enerjiye göre iki tip etkileşme vardır. Yumuşak hadronik etkileşmeler olarak tanımlanan protonlar arasındaki uzun erimli etkileşmelerde, momentum transferi düşük olur. Bu tip etkileşmelerde son durumda oluşan parçacıkların boyuna momentumu yüksek fakat enine momentumu düşük olur (düşük-p_T) ve çarpışma enerjisinin büyük bir kısmı demet borusu etrafına kaçar [51, 52].

Sert saçılmalar olarak bilinen partonların kısa mesafelerdeki kafa kafaya çarpışmalarında ise momentum transferi yüksek olur. Bu tip çarpışmalarda son durumdaki parçacıkların enine momentumu yüksek olur (yüksek-p_T) ve kütleli parçacıklar üretilir. Bu tip etkileşmeler yumuşak etkileşmelere göre daha az gerçekleşir. Örneğin 7 TeV'deki toplam pp tesir kesiti ~110 mb olarak alınırsa bunun ~70 mb'nı esnek olmayan çarpışmalardır (2010 verisi kullanılarak ATLAS ve CMS tarafından ölçülen değer). Bununla birlikte örneğin bir $q\bar{q}$ yok olmasıyla W bozonu üretiminin ($q\bar{q} \rightarrow W$) tesir kesiti ~10^{-4} mb'dır.

Kırınım süreçleri genellikle yumuşaktır ve düşük-p_T transferlerinde gerçekleşir. Bu tip süreçler hadronik saçılma tesir kesitinin büyük bir oranını oluşturduğundan bu süreçlerin üretim mekanizmalarının modellenebilmesi oldukça önemlidir.

2.1.1. Olay Sınıflandırılması

Proton-proton (daha genel olarak hadron-hadron) çarpışmalarında, etkileşimler son durumların karakteristiğine göre sınıflandırılır. Etkileşimler esnek ya da esnek olmayan olabilir. Esnek etkileşmelerde başlangıç ve son durumları arasında kuantum sayıları değişmez ve etkileşme sonucunda yeni parçacıklar üretilmez. Esnek olmayan süreçler ise kırınım ve kırınım olmayan süreçler olarak iki kısımda incelenir. QCD renk değiş-

tokuşu içeren etkileşmeler esnek olmayan ve kırınım olmayan etkileşmelerdir. Esnek olmayan kırınım süreçlerinde ise yeni parçacıklar renk değişimi olmaksızın üretilir, örneğin pomeron alışverişi. Kırınım tipleri tekli, çiftli ve merkezi kırınım (iki pomeron alışverişi olarakta bilinir) olmak üzere üç ana başlık altında incelenebilir [53, 54]. Bu durumda toplam *pp* tesir kesiti aşağıdaki şekilde yazılır:

$$\begin{aligned}\sigma_{toplam} &= \sigma_{esnek} + \sigma_{esnek\ olmayan} \\ &= \sigma_{esnek} + \sigma_{KO} + \sigma_{kırınım} \\ &= \sigma_{esnek} + \sigma_{KO} + \sigma_{TK} + \sigma_{ÇK} + \sigma_{MK}\ .\end{aligned} \tag{2.1}$$

Burada σ_{KO} kırınım olmayan olayların tesir kesiti, σ_{TK} ve $\sigma_{ÇK}$ sırasıyla tekli ve çiftli kırınım olaylarının tesir kesiti, σ_{MK} ise merkezi kırınım olaylarının tesir kesitidir.

2.1.2. Toplam Hadronik Tesir Kesiti

Hadron-hadron çarpışma deneylerinde oluşan n parçacık son durumu için en genel süreç $1 + 2 \longrightarrow n$ şeklinde gösterilebilir. Burada parçacıkların çarpışma öncesi başlangıç durumlarını $|i>$ ve çarpışma sonrası oluşabilecek n parçacık durumunu da $|s>$ ile gösterirsek S saçılma operatörü $<s|S|i>$, $|i>$ başlangıç durumundan oluşabilecek $|s>$ son durumunun P_{si} olasılığı Denklem 2.2'deki gibi yazılabilir,

$$P_{si} = |<s|S|i>|^2 = <i|S^{\dagger}|s><s|S|i>\ . \tag{2.2}$$

Burada $S^{\dagger}$, S operatörünün Hermityen eşleniğidir.

S saçılma matrisi birimseldir. Bu durum $n = 1,2,\ldots$ olmak üzere süreçteki $|n>$ serbest parçacık durumlarının tam ortonormal bir taban oluşturarak kapalılık özelliğini aşağıdaki gibi gerçeklemelerini sağlar,

$$\sum_n |n><n| = 1, \tag{2.3}$$

$$\sum_n P_{ni} = \sum_n |< n|S|i >|^2 = \sum_n < i\left|S^\dagger\right|n >< n|S|i >$$
$$=< i\left|S^\dagger S\right|i >= 1 . \tag{2.4}$$

Denklem 2.4 her bir $|i>$ durumu için doğrudur ve en genel hali Denklem 2.5'teki gibi yazılabilir,

$$S^\dagger S = 1 = SS^\dagger . \tag{2.5}$$

Verilen bir ilk durumu $|i>=|P_1, P_2>$ şeklinde tanımlarsak, oluşabilecek $|s>=|P_1' \dots P_n'>$ son durumları A saçılma matrisi olmak üzere aşağıdaki geçiş oranı ile verilir:

$$R_{si} = (2\pi)^4 \delta^4(p_s - p_i)|< s_n|A|i >|^2. \tag{2.6}$$

Bu süreç için saçılma tesir kesiti $\sigma_{12\to n}$, birim parçacık akısındaki geçiş oranının toplamı ile ilişkilidir. İlk durum parçacıklarının dörtlü vektörleri $p_1 = (E_1, \boldsymbol{q}_{s12})$ ve $p_2 = (E_2, -\boldsymbol{q}_{s12})$ olmak üzere F parçacık akısı kütle merkezi enerjisi referans sisteminde

$$F = 4E_1E_2\left(\frac{q_{s12}}{E_1} + \frac{q_{s12}}{E_2}\right) = 4(E_1 + E_2)q_{s12} = 4q_{s12}\sqrt{s} \tag{2.7}$$

olarak verilir. Böylece $1 + 2 \longrightarrow n$ sürecinin toplam tesir kesiti n son durum parçacıklarının mümkün olan tüm momentum değerlerinin integrali şeklinde aşağıdaki gibi yazılabilir [55]:

$$\sigma_{12\to n} = \sum_s \frac{R_{si}}{F} = \frac{1}{4q_{s12}\sqrt{s}} \sum_s (2\pi)^4 \delta(p_s - p_i)| < s_n|A|i > |^2$$

$$= \frac{1}{4q_{s12}\sqrt{s}} \int \prod_{i=1}^{n} \frac{d^4p_i'}{(2\pi)^3} \delta\left(p_i'^2 - m_i^2\right)(2\pi)^4 \tag{2.8}$$

$$\delta^4\left(\sum_{i=1}^{n} p_i' - p_1 - p_2\right) \times \sum_{spin} |< P_i' \dots P_n'|A|P_1P_2 > |^2 .$$

Parçacık spinlerini gözönünde bulundurmazsak spinsiz parçacıklar için toplam tesir kesiti Denklem 2.9'dakine benzer,

$$\sigma_{12\to n}^{toplam} = \sum_{n=2}^{\infty} \sigma_{12\to n} \\ = \prod_{i=1}^{n} \left(\frac{d^4 p_i'}{(2\pi)^3} \delta\left(p_i'^2 - m_i^2\right) \right) (2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum_{i=1}^{n} p_i' - p_1 - p_2 \right). \tag{2.9}$$

Toplam tesir kesiti esnek ve esnek olmayan süreçlerin toplamı olup "optik teorem" olarak adlandırılan birimsel bir bağıntıya sahiptir. Verilen bir ilk ve son durum için birimsellik aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$(SS^{\dagger})_{si} = \sum_{n} S_{si} S_{ni}^{\dagger} = \delta_{si} \,. \tag{2.10}$$

Denklem 2.10 kullanılarak $1 + 2 \longrightarrow 1 + 2$ esnek saçılmalar için saçılma matrisi Denklem 2.11'deki gibi yazılabilir,

$$S_{si} = \delta_{si} + i(2\pi)^4 \delta^4 (p_s - p_i) < s|A|i > \\ = -(2\pi)^4 \sum_{n} \delta^4 \,(p_s - p_i) < s|A^+|n >< n|A^-|i > . \tag{2.11}$$

Esnek saçılmalarda başlangıç ve son durumu değişmediğinden Denklem 2.11 daha basit bir forma indirgenerek,

$$2\mathrm{Im}\{< i|A|i >\} = (2\pi)^4 \sum_{n} \delta^4 (p_s - p_i) |< n|A^+|i > |^2 \tag{2.12}$$

şeklinde yazılabilir. Böylece toplam tesir kesiti ifadesi,

$$\sigma_{12}^{toplam} = \frac{1}{2q_{s12}\sqrt{s}} \mathrm{Im}\{< \mathrm{i}|\mathrm{A}|\mathrm{i} >\} \tag{2.13}$$

elde edilir. Esnek saçılmalarda parçacıkların θ saçılma açıları da değişmediğinden $t = 0$'dır ve esnek saçılmalar için toplam tesir kesiti Denklem 2.14'teki gibi belirlenebilir,

$$\sigma_{12}^{toplam} = \frac{1}{2q_{s12}\sqrt{s}} \mathrm{Im}\{\mathrm{A}^{\mathrm{esnek}}(\mathrm{s}, \mathrm{t} = 0)\}. \tag{2.14}$$

2.1.3. Regge Teorisi

Esnek saçılmaların toplam tesir kesiti Regge teorisi ile iyi bir şekilde açıklanabilmektedir. Teori toplam hadron-hadron tesir kesitinin kütle merkezi enerjisiyle nasıl değiştiğini, esnek ve kırınım süreçlerinin özelliklerini açıklayabilmektedir. Regge fenomonolojisinde hadron-hadron etkileşmelerinde Regge kutupları denilen toplu durumların değiş-tokuş edildiği varsayılır.

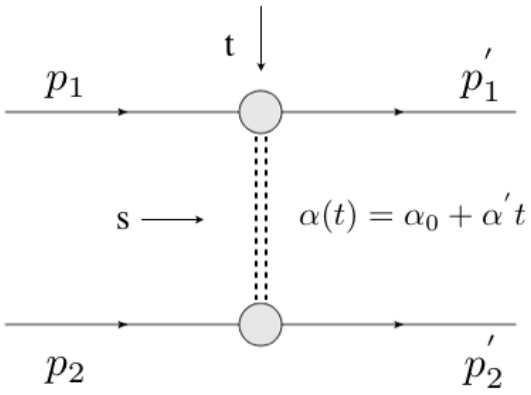
Teorinin temeli küresel simetrik bir potansiyel üzerinden rölativistik olmayan saçılma denkleminin açısal momentumun tamsayı ve gerçek olmayan değerleri için çözülmesi esasına dayanır. Çözümler l açısal momentum olmak üzere t momentum transferi için Mandelstam değişkenin fonksiyonudur ve aşağıdaki gibi verilir:

$$l = \alpha(t). \tag{2.15}$$

Denklem 2.15 t'ye bağlı olarak Regge yörüngelerini tanımlar. Herbir yörünge aynı kuantum sayılarına sahip bir parçacık ailesi ile ilşkilidir. $\alpha(t)$'nin negatif olmayan tamsayı değerleri için t parçacıkların fiziksel kütlelerine karşılık gelir. Bilinen tüm Regge yörüngelerini toplayarak saçılma tesir kesiti üretilebilir. Aynı kuantum sayılarına sahip parçacıklar için l ve t arasındaki ilişki şu şekilde verilebilir:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t. \tag{2.16}$$

Burada α_0 Regge yörüngesinin başlangıç noktası kesimi ve α' eğimidir. Şekil 2.1'de bir hadron-hadron etkileşmesi için t kanalında Regge yörüngelerinin değiş-tokuşunu gösteren temsili bir resim verilmektedir.



Şekil 2.1: t-kanalında Regge yörüngelerinin değiş-tokuşu.

Bir Regge kutbu aynı kuantum sayılarına fakat farklı spinlere sahip birçok parçacığın süperpozisyonudur. *J* spin ve m parçacığın kütlesi olmak üzere, tüm değiş-tokuş edilen parçacıklar *J*-m^2 düzleminde lineer yörüngelere form verirler. $\Delta|t| = b^{-1}$ kütle merkezi çarpışma enerjisi arttıkça azalır. Böylece optik teoremin öngördüğü toplam esnek saçılma tesir kesiti Regge değiş-tokuşu ile,

$$\sigma_T = \frac{1}{s} Im[A(s, t = 0)] \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(0)-1} \tag{2.17}$$

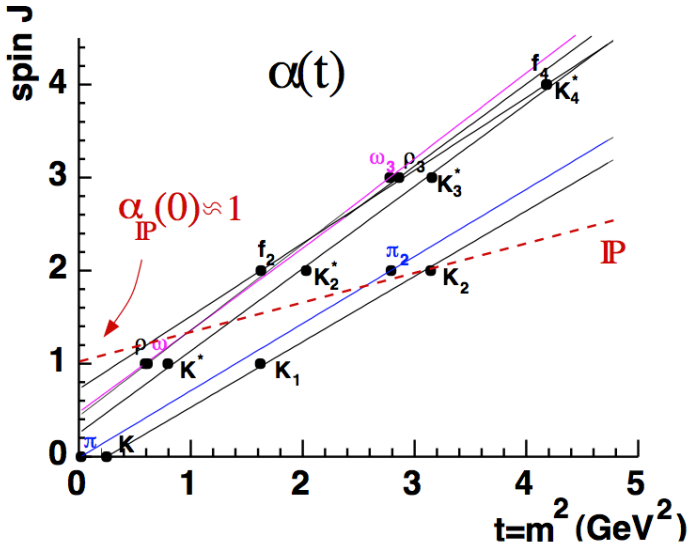
şeklinde verilir. Daha genel ifadeyle σ^{ab}, a ve b parçacıklarının toplam tesir kesiti ve $\alpha(0)$ $t = 0$'daki Regge yörüngesi olmak üzere tesir kesiti aşağıdaki gibi verilir:

$$\sigma^{ab}(s) \propto s^{\alpha(0)-1} . \tag{2.18}$$

Bilinen Regge yörüngelerinin eğimleri birbirine çok yakın olmakla birlikte yörüngelerin kesim noktaları $\alpha(0)$~0.5'tir ki bu da toplam tesir kesitinin s ile düşmesini sağlamaktadır. $\sqrt{s} < 10$ GeV *pp* saçılma tesir kesiti Regge yörüngesinin de öngördüğü gibi kütle merkezi çarpışma enerjisi düştükçe düşmektedir. Bununla birlikte, $\sqrt{s} > 10$ GeV için pp tesir kesiti artar ki bu durum bilinen hiçbir Regge yörüngesiyle ve fiziksel parçacıkla açıklanamaz. Bu noktada pomeron yörüngesi olarak bilinen fazladan bir yörüngeye ihtiyaç doğmuştur.

2.1.4. Pomeron

Pomeron yörüngesi vakum kuantum sayılarını taşır ve spin değerlerine karşılık gelen bilinen bir parçacık yoktur. Regge yörüngelerinin değiş-tokuşunda kuantum sayılarının değiş-tokuşu olur, pomeron değiş-tokuşunda ise vakum kuantum sayıları değiş-tokuş edilir (elektrik ve renk yükü 0, izospin 0, C paritesi +1). Şekil 2.2'deki Chew-Frautschi histogramında birkaç örnek Regge yörüngesi ile birlikte pomeron yörüngesi gösterilmektedir.



Şekil 2.2: Chew-Frautschi grafiği. Regge kutupları J-m^2 düzleminde gösterilmektedir. Çizgiler Regge kutuplarına olan lineer uyumlamalardır ve Regge yörüngelerine karşılık gelmektedir. Pomeron yörüngesi kırmızı kesikli çizgi ile gösterilmektedir.

Pomeron yörüngesinin eklenmesi tesir kesiti formülüne ek bir terim getirirerek $\sqrt{s} > 10$ GeV pp çarpışmalarındaki toplam tesir kesitindeki artışı hesaplanabilir kılmaktadır,

$$\sigma^{ab}(s) \propto Y^{ab} s^{\eta} + X^{ab} s^{\epsilon} \, . \tag{2.19}$$

Burada $\eta = \alpha_R(0) - 1$, Regge yörüngesi kesimleridir ve toplam tesir kesitine negatif katkı sağlar. $\epsilon = \alpha_P(0) - 1$ pomeron yörüngesi kesimi olup toplam tesir kesitine pozitif katkı sağlar. ϵ ve η genel katsayılardır, Y^{ab} ve X^{ab} ise etkileşen a ve b hadronlarına bağlıdır.

Kütle merkezi çarpışma enerjisinin $\sqrt{s} = 63$ GeV olduğu ISR enerjilerinde pomeron baskın olan ara parçacıktır. LHC'deki daha yüksek kütle-merkezi çarpışma enerjilerinde yine baskın araparçacık pomerondur. Regge ve pomeron yörüngelerinin toplamı, toplam pp tesir kesitini tanımlar. Pomeron yörüngesi de Regge yörüngelerine benzer şekilde tanımlanırsa;

$$\alpha_P(t) = 1 + \epsilon + \alpha'_P t \tag{2.20}$$

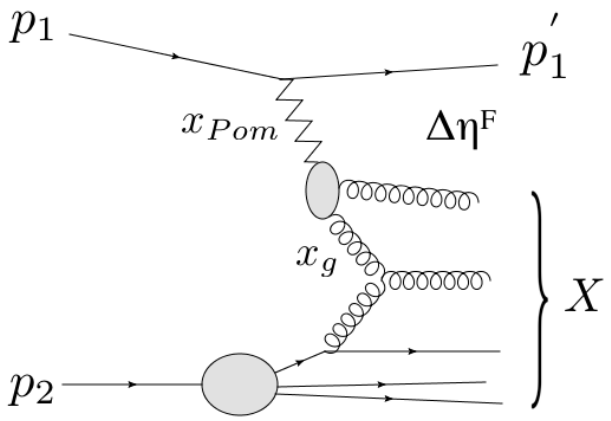
olmak üzere,

$$\eta = -0.45;\ \epsilon = 0.081;\ \alpha'_P = 0.25 \tag{2.21}$$

alınarak var olan veriye uyumlanır [56]. Bu tez çalışmanın ana içeriği, benzer şekilde $\sqrt{s} = 7$ TeV pp çarpışmalarında pomeron değiş-tokuşu içeren olayların tesir kesitinin ölçülerek pomeron yörüngesinin kesim noktası ve eğiminin belirlenmesidir. Bu tip bir ölçüm sonucunda yörüngenin kütle-merkezi çarpışma enerjisine olan bağlılığı da daha iyi parametrize edilebilecektir.

2.1.5. Pomeronun Partonik Yapısı

QCD çerçevesinde pomeron yörüngesinin renksiz çoklu-gluon objelerine karşılık geldiği düşünülerek, partonik yapıya sahip bir pomeron çalışabilir [57]. Pertürbatif QCD yöntemlerinin kullanılmasına olanak tanıyan başka yaklaşımlar da bulunmaktadır [58, 59]. Partonik yapıya sahip bir parçacık içerisindeki parton dağılımı, Parton Dağılım Fonksiyonları (PDF) ile karakterize edilir. $f_i(x, Q^2)$ bir parton dağılım fonksiyonu olmak üzere, parçacığın Q^2 skalasındaki i. partonu tarafından taşınan x momentum kesrini göstermektedir. PDF'ler deneysel verilere yapılan uyumlamalardan elde edilir. t kanalında momentum transferinin nispeten yüksek olduğu ve son durumda jet içeren sert kırınım saçılmaları pomeronun partonik yapısının çalışılabildiği süreçlerdir. Şekil 2.3'te pomeron değiş-tokuşu ile tekli kırınıma uğramış bir pp çarpışması için Feynman diyagramı verilmektedir.



Şekil 2.3: $p_{1,2}$ çarpışan protonların başlangıç momentumları olmak üzere tekli kırınım olayı için Feynman diyagramı.

Diyagramdan da anlaşılabileceği gibi, p_1 protonu tarafından $t = (p_1 - p_1')^2$ kadarlık momentum transferi karesine sahip bir pomeron salınmaktadır. Daha sonra bu pomeron'un x_g kadarlık momentum kesrini taşıyan bir gluon, p_2 protonunun partonu ile etkileşmektedir. Bu etkileşmede üretilen X sistemi kırınım sistemi olarak adlandırılır. Çıkan proton (p_1') ile X sistemi arasındaki bölgede parçacıkların olmadığı bir ileri geniş çabukluk açıklığı ($\Delta\eta^F$) bulunur. Salınan pomeron tarafından taşınan proton momentumunun kesri, kütlesiz limitte E_{P} pomeronun enerjisi ve E_{p_1} pomeronun bağlandığı protonun enerjisi olmak üzere,

$$x_{Pom} = \frac{E_{\mathrm{P}}}{E_{p_1}} \tag{2.22}$$

şeklinde verilerek $f_{\mathrm{P}/p_1}(x_{\mathrm{P}}, t)$ pomeron akısı parametresi tanımlanabilir. Pomeron akısı, verilen x_{P} ve t değerleri için pomeronun protona bağlanma olasılığını tanımlar. Eğer saçılan protonun boyuna momentumu p_{1_z}' ölçülebilirse x_{Pom},

$$x_{Pom} = 1 - \frac{p_{1_z}'}{E_{p_1}}. \tag{2.23}$$

şeklinde belirlenebilir. Pomeronun partonik yapısı göz önüne alınarak tek bir gluon (yada kuark) tarafından pomeronun taşınan momentum kesri $E_{g(q)}$ partonun enerjisi olmak üzere

$$x_{g(q)} = \frac{E_{g(q)}}{E_{\mathrm{P}}} \tag{2.24}$$

şeklinde verilir. Parton dağılım fonksiyonları gözönüne alınarak *pp* çarpışmaları için kırınım tesir kesiti

$$\frac{d\sigma(pp \longrightarrow p + X)}{dx_{\mathrm{P}}dtdx_1dx_2d\hat{t}} = f_{\mathrm{P}/p}(x_{\mathrm{P}}, Q^2)\frac{d\sigma(p\mathrm{P} \longrightarrow X)}{dx_1dx_2d\hat{t}} \tag{2.25}$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadedeki *p-Pomeron* diferansiyel tesir kesiti ise Denklem 2.26'daki gibi yazılabilir:

$$\frac{d\sigma(p\mathrm{P} \longrightarrow X)}{dx_1dx_2d\hat{t}} = f_{p_1/p}(x_1, Q^2)f_{p_2/\mathrm{P}}(x_2, Q^2)\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}. \tag{2.26}$$

Burada $f_{p_1/p}(x_1, Q^2)$, x_1 momentum kesri ile p_1 partonu için proton PDF'idir. Benzer şekilde, $f_{p_2/p}(x_1, Q^2)$, x_2 momentum kesri ile p_2 partonu için pomeron PDF'idir. $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ *proton-Pomeron* sürecine ait tesir kesitidir. PDF'ler (ve pomeron PDF'ler) pertürbatif-QCD kullanılarak belirlenemez ve deneysel verilere olan uyumlamalardan elde edilir. Pomeron PDF'leri daha önceki yıllarda HERA deneyindeki elektron-proton çarpışmalarında ölçülmüştür ve LHC'deki sert kırınım süreçleri kullanılarak benzer ölçümler $\sqrt{s} = 7$ TeV pp çarpışmaları için yapılmaktadır.

2.1.6. Olay Üreteçlerinde Kırınım Modeli

Yüksek enerji fiziğinde en sık kullanılan PYTHIA6 ve PYTHIA8 olay üreteçlerinin her ikisinde de kırınım süreçlerinin tesir kesiti, kırınım kütlesi ve momentum transferi Regge teorisine dayalı pomeron modeli ile sağlanır [60]. Ancak olay üretim mekanizmaları arasında farklılıklar vardır.

Verilen keyfi bir momentum transferi (t) ve kırınım kütlesi (M) değeri için diferansiyel tesir kesiti teorik olarak belirlenemediğinden, modelin 7 TeV pp çarpışmalarındaki tüm

faz uzayını düzgün bir şekilde tasvir edebilmesi için bazı deneysel düzeltmeler tanımlanmıştır. Bu düzeltmeler düşük kütleli kırınım süreçlerinin oranını arttırmakta ve kinematik limitte kırınım olaylarının üretimini sonlandırmaktadır. Buna göre Tekli Kırınım (TK) ve Çiftli Kırınım ($ÇK$) için tesir kesiti hesabı aşağıdaki gibi verilir:

$$\frac{d\sigma_{TK}(ab \longrightarrow Xb)(s)}{dtdM_X^2} = \frac{g_{3IP}}{16\pi}\beta_{AIP}\beta_{BIP}^2\frac{1}{M_X^2}\, e^{(B_{TK}(XB)t)F_{TK}} \tag{2.27}$$

$$\frac{d\sigma_{ÇK}(ab \longrightarrow XY)(s)}{dtdM_X^2M_Y^2} = \frac{g_{3IP}^2}{16\pi}\beta_{AIP}\beta_{BIP}\frac{1}{M_X^2}\frac{1}{M_Y^2}e^{(B_{ÇK}(XY)t)F_{ÇK}}\,. \tag{2.28}$$

Buradaki β bağlanma sabitleri Denklem 2.23'teki pomeron terimi ile, B_{TK} ve $B_{ÇK}$ eğim parametreleri ise $1/M^2$ ile ilişkilidir. g_{3IP} üçlü pomeron bağlanım sabiti tekli kırınım deneysel verilerinden elde edilir. M_X ve M_Y kırınım kütleleri 0.28 GeV ($\sim 2m_\pi$) ile maximum kinematik limit arasında değişmektedir. F_{TK} ve $F_{ÇK}$ ise az önce sözünü ettiğimiz kinematik düzeltme faktörleridir.

Kırınım süreçlerinin tesir kesitleri $\sqrt{s} = 10$ GeV'den başlamak üzere farklı kütle-merkezi çarpışma enerjisi değerleri için üretilebilmektedir. Bu parametrelere bağlı olarak süreç seçildikten sonra, sürece ait kırınım kütlesi ve momentum transferi Denklem 2.27 ve 2.28 kullanılarak üretilir. Bununla birlikte sürece ait parçacıkların üretimi ise kırınım kütlesine göre yapılır. Düşük kütleli ($M_X < 1$ GeV) kırınım sistemlerindeki parçacık üretimi iki cisim bozunumu olarak ele alınır, örneğin $g \to qq$. Yüksek kütleli kırınım sistemlerindeki parçacık üretimi ise PYTHIA6 ve PYTHIA8 arasındaki temel farkın olduğu noktadır.

PYTHIA6 olay üretecinde yüksek kütleli kırınım sistemlerindeki parçacık üretimi için PYTHIA sicim modeli kullanılır. Pomeronun kuark yada gluonla etkileşmesine göre iki çeşit sicim konfigürasyonu bulunmaktadır. Pomeronun kuarka ($P(q)$) yada gluona ($P(g)$) bağlanma olasılığı aşağıdaki biçimde kontrol edilir:

$$\frac{P(q)}{P(g)} = \frac{N}{M^p}. \tag{2.29}$$

Burada N normalizasyon faktörü ve p kullanıcı tarafından tanımlanabilen bir parametredir. Buna göre pomeronun kuark ve gluonik bağlanımları kırınım kütlesi ile ilişkilendirilir ve yüksek kırınım kütlelerinde gluonik bağlanım katkısının fazla olması sağlanır.

PYTHIA8 olay üretecinde ise düşük kütleli kırınım sistemlerindeki parçacık üretimi için yine PYTHIA6'te olduğu gibi PYTHIA sicim modeli kullanılır. Aynı şekilde pomeronun kuark yada gluon üzerinden saçılma olasılığını kırınım sisteminin kütlesine göre belirlenir. Fakat yüksek kütleli ($M_X > 10\,\mathrm{GeV}$) kırınım süreçleri için Kısım 2.1.5'te anlatıldığı gibi pomeron-proton saçılmasına dayalı perturbatif bir eleman tanımlanmıştır. PYTHIA6 ve PYTHIA8 (v8.1.3'ten sonra) arasındaki temel fark bu pertürbatif elemandan gelir. Pertürbatif pomeron-proton saçılması PYTHIA8 içerisinde yer alan standart parton-parton saçılmasına benzer şekilde ele alınır ve bu kısım için HERA deneyinden elde edilen kırınım parton dağılım fonksiyonları (DPDF) kullanılabilmektedir [61-63]. Pertürbatif pomeron-proton saçılmasının PYTHIA8 üretecinde tanımlanması ile kırınım olaylarında üretilen parçacık sayısı artmış ve daha yüksek momentumlu parçacıklar üretilebilmeye başlanmıştır. Bu durum PYTHIA8 olay üretecinin 7 TeV pp çarpışmalarındaki deneysel veriyi PYTHIA6 olay üretecine göre daha başarılı bir şekilde tasvir etmesini sağlar.

PYTHIA8 olay üretecinde pomeron içeren süreçlerle ilgili olay üretimi kısmı birbirinden bağımsız üç parametre ile modellenmektedir:

- Toplam, esnek ve kırınım tesir kesitleri kütle-merkezi enerjisinin bir fonksiyonu olarak parametrize edilmiştir yada bu değerler programa dışarıdan girilebilir.

- Kırınım sisteminin kırınım kütlesini ve değiş-tokuş edilen pomeronun t değerini tutacak bir pomeron akısı parametresi bulunur.

- Kırınım sistemi, kırınım kütlesine göre düşük-kütleli ve yüksek-kütleli olmak üzere iki şekilde ele alınır. Düşük kütleli olaylarda basit düşük-p_T'li sicim topolojileri kullanılır. Yüksek-kütleli olaylarda ise çoklu-parton etkileşmelerini de içerecek şekilde tüm parton duş mekanizması çalışır ve pomeron-parton dağılım fonksiyonları kullanılır. Bu kısımda kullanılan çoklu-parton etkileşmeleri ve parton duşu parametreleri kırınım olmayan kısımdakine benzer şekilde ele alınır.

PYTHIA8 olay üretecindeki bu serbest parametreler deneysel verilerden elde edilen sonuçlara göre ayar edilmektedir.

2.1.7. Kırınım Süreçlerinin Kinematiği

2.1.7.1 Yumuşak Kırınım Süreçleri

Kırınım süreçlerinde, çarpışan protonlar t kanalında vakum kuantum sayıları değişmeden pomeron alışverişi yaparak kırınıma uğrarlar ve kırınıma uğrayan protonun kütle merkezi çarpışma enerjisi (bu çalışmada 3.5 TeV) en fazla bir kaç 100 GeV mertebelerinde değişir. Süreci $pp \longrightarrow XY$ olarak ifade edersek, X ve Y proton ya da kırınıma uğramış düşük kütleli sistem olabilir. Denklem 2.30 ve 2.31'de tekli kırınım, 2.32'de çiftli kırınım ve 2.33'te merkezi kırınım kanalları verilmektedir:

$$pp \longrightarrow [p' + \mathrm{P}] + p \longrightarrow p'X \tag{2.30}$$

$$pp \longrightarrow p + [p' + \mathrm{P}] \longrightarrow Xp' \tag{2.31}$$

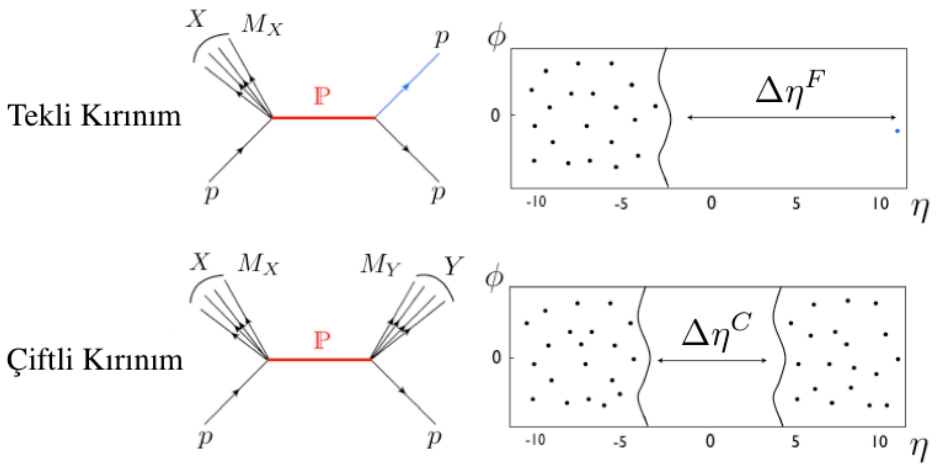
$$pp \longrightarrow p' + \mathrm{P} + p \longrightarrow XY \tag{2.32}$$

$$pp \longrightarrow [p' + \mathrm{P}] + [\mathrm{P} + p''] \longrightarrow p'Xp'' \,. \tag{2.33}$$

Bu çalışmada, kırınım olaylarının simülasyonlarında kullanılan PYTHIA8.v142 olay üreteç programında merkezi kırınım olayları modellenmediği ve dolayısıyla bu olaylar üretilemediği için merkezi kırınım sürecine ileriki kısımlarda değinilmemiştir. Deneysel olarak pp çarpışmalarındaki kırınım olaylarının karakteristik yapısı olay sonucunda dedektörde gözlenen geniş çabukluk açıklığıdır ($\Delta\eta$). Daha açık ifade etmek gerekirse, kırınımına uğrayan protonun bulunduğu dedektör bölgesinden sinyaller alınırken, kırınıma uğramayan protonun olduğu dedektör bölgesinde bir parçacık aktivitesi

gözlenmez. Aktivetinin olmadığı bu bölgeye geniş çabukluk açıklığı denir ve çok düşük seviyelerde QCD radyasyonu içerebilir. Kırınım olmayan olayların da parçacık çok-katlılığındaki salınımlar nedeniyle ileri çabukluk bölgelerinde geniş çabukluk açıklığı içermeleri olasıdır. Ancak bu tip olayların tesir kesiti düşüktür ve $\Delta\eta$ büyüdükçe exponansiyel olarak azalırlar.

Geniş çabukluk açıklığı, çabukluk uzayında bulunduğu bölgeye göre kırınımın tipini belirler. Şekil 2.4'te pomeron değiş-tokuşu yoluyla kırınıma uğramış tekli ve çiftli kırınım olaylarına ait temsili bir resim verilmektedir.



Şekil 2.4: Proton-proton çarpışmalarında pomeron değiş-tokuşu ile gerçekleşen kırınım süreçlerine ait temsili bir resim.

Şekilden de anlaşılabileceği gibi tekli kırınım olaylarında, çarpışan protonlardan bir tanesi düşük kütleli sisteme bozunurken çabukluk uzayının $\eta > 0$ yada $\eta < 0$ bölgesinde geniş çabukluk açıklığı oluşmaktadır ($\Delta\eta^F$). Çiftli kırınım olaylarında ise çarpışan her iki proton düşük kütleli sisteme bozunmakta ve merkezi çabukluk bölgesinde bir geniş çabukluk açıklığı gözlenmektedir ($\Delta\eta^C$).

Yumuşak kırınım olaylarının tesir kesitinin ölçülebilmesi ve pomeronun yapısının çalışabilmesi için protonun boyuna momentum kaybının (ξ) bilinmesi gerekmektedir. Protonun boyuna momentumun son değeri p_z^{son} ve başlangıç değeri p_z^{ilk} olmak üzere ξ,

$$\xi = 1 - \frac{p_z^{son}}{p_z^{ilk}} \tag{2.34}$$

ifadesiye verilir. p_z^{son}Ancak CMS dedektörünün sahip olduğu çabukluk limitinde ($|\eta| < 5.2$) esnek saçılan protonların son durumda sahip olduğu boyuna momentum değerlerini ölçmek mümkün değildir. Demet enerjisine bağlı olarak protonların saçılabileceği maximum çabukluk değeri hesaplanabilir. Çabukluk ifadesini ($E + p_z$) ile çarpıp bölersek;

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{(E + p_z)^2}{E^2 - p_z^2}\right], \tag{2.35}$$

ve esnek saçılma yapan protonlar için $\theta \approx 0°$ ve $p_z \approx p_1$ alınırsa;

$$\begin{aligned} y_{max} &= \frac{1}{2}\ln\frac{(2p_1)^2}{m_p^2} = \frac{1}{2}\ln\frac{2p_1}{m_p} \\ &= \ln\frac{\sqrt{s}}{m_p} \sim 8.92 \text{ @ 7 TeV} \end{aligned} \tag{2.36}$$

y_{max} maximum çabukluk değeri elde edilir. 7 TeV'lik kütle merkezi enerjilerindeki *pp* çarpışmaları için esnek saçılan protonlar saçılabileceği maximum çabukluk değeri $y_{max} = 8.92$'dir ki bu da CMS dedektörünün çabukluk limitinin dışındadır. Dolayısıyla esnek saçılan protonlar dedektörde iz bırakmadan çok ileri çabukluk bölgelerine saçılırlar. Bu tip durumlarda da dedektörün ileri uçlarında geniş çabukluk açıklıkları oluşur. Benzer şekilde, maximum çabukluk sınırlarına esnek saçılan iki proton arasındaki geniş çabukluk açıklığı ise $\sqrt{s} = 7$ TeV'de $\Delta\eta_{max} = \ln(s/m_p^2) \sim 17.84$ olabilir.

Esnek saçılan protonun son durumda sahip olduğu boyuna momentum değerini ölçmek mümkün olmasa da protonun boyuna momentum kaybını başka yöntemlerle belirlemek mümkündür. Protonun boyuna momentum kaybı ξ, bozunmuş sistemin değişmez kütlesi M_X ve geniş çabukluk açıklığının büyüklüğü $\Delta\eta$ birbirleriyle aşağıdaki gibi ilişkilidir:

$$\xi_X = \left(\frac{M_X}{\sqrt{s}}\right)^2 \sim e^{-\Delta\eta} \,. \tag{2.37}$$

Bu durumda kırınıma uğrayan sistemin kırınım kütlesi yada geniş çabukluk açıklığının büyüklüğü ölçülebilirse, protonun boyuna momentum kaybını belirlemek mümkündür. Denklem 2.37'den de açıkça anlaşılabileceği gibi daha büyük geniş çabukluk açıklıkları daha küçük kırınım kütlelerine karşılık gelmektedir. Ayrıca büyük ξ değerlerine sahip olaylar, hem merkezi hem de ileri bölgedeki dedektörlerde parçacık aktivitesine neden olurken, küçük ξ değerlerine sahip olaylar daha çok ileri bölgedeki dedektörlerde algılanabileceklerdir.

Kırınıma uğramış sistemin kırınım kütlesi M_X, kırınım sonucunda i parçacık içeren sistemdeki tüm parçacıkların kütlelerini toplayarak aşağıdaki gibi ölçülebilir,

$$M_X = \sum_i m_i \,. \tag{2.38}$$

Burada m_i, i parçacık içeren sistemdeki i. parçacığın kütlesidir. Bununla birlikte, çok ileri çabukluk bölgesini de içine alacak tüm çabukluk uzayını kapsayan bir dedektöre sahip olmadığımız için, sistemin gerçek kütlesini ölçmek deneysel olarak mümkün değildir. Bu nedenle geniş çabukluk açıklığının büyüklüğünü ölçerek ξ'yı belirlemek en ideal deneysel yöntemdir [64].

2.1.7.2 Sert Kırınım Süreçleri

Son durumda jet içeren sert kırınım olayları ilk kez CERN-SPS hızlandırıcısındaki UA8 deneyinde $\sqrt{s} = 630$ GeV'deki $p\bar{p}$ çarpışmalarında gözlenmiştir. Son durumda jet içeren sert kırınım süreçleri için tesir kesiti aşağıdaki gibi verilir;

$$\frac{d^2\sigma_{jj}}{dtd\xi} = f_P(\xi, t)\sigma_{p\bar{p}\to jj} \tag{2.39}$$

Burada ξ protonun boyuna momentum kaybının kesri ve t proton köşesindeki momentum değiş tokuşunun karesidir. $f_P(\xi, t)$ pomeron akısı parametresi protonun vakum kuantum sayılarının taşıyan bir parçacık (pomeron) değiş tokuş etme olasılığını

verir. $\sigma_{p\bar{p}\to jj}$ ise antiproton ile pomeronun etkileşerek iki jet içeren bir olaya bozunma sürecinin tesir kesitidir. Bu tez çalışmasında sert kırınım olaylarının seçimine yönelik herhangi bir kesim uygulanmamış olup tüm esnek olmayan olaylar için geniş çabukluk açıklığının büyüklüğünün tesir kesiti ölçülmüştür. Sert kırınım süreçlerine ait ölçümler ilgili referanslarda verilmektedir [40-45].

2.1.8. Çoklu Parton Etkileşmeleri

$d\hat{\sigma}/dp_T^2$ QCD $2 \longrightarrow 2$ sürecinin tesir kesiti ve f_i ve f_j çarpışan protonların parton dağılım fonksiyonları olmak üzere hadronik pertürbatif tesir kesiti aşağıdaki gibi verilir;

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = \sum_{i,j} \iint dx_1\, dx_2 f_i(x_1, Q^2)\, f_j(x_2, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{dp_T^2}. \tag{2.40}$$

Bununla birlikte kütle merkezi çarpışma enerjisinin çok büyük olduğu durumlarda, sert saçılmalarda partonlar tarafından taşınan (x_1, x_2) proton momentumu çok küçük olabilir. Bu tip küçük-x bölgesinde, parton yoğunluğu fazladır ve çarpışma başına birden fazla partonik etkileşimin olma olasılığı artar. Bu yaklaşım çoklu-parton etkileşimleri (MPI) olarak bilinmektedir. Bir p_T skalasında çoklu-parton etkileşiminin olma olasılığı ile hadronlar içinde hapsolmuş partonların renk perdelemesi gibi etkileri de hesaba katıldıktan sonra [65, 66],

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dp_T^2} \propto \frac{\alpha_s^2(p_T^2)}{p_T^4} \longrightarrow \frac{\alpha_s^2(p_{T_0}^2 + p_T^2)}{\left(p_{T_0}^2 + p_T^2\right)^2} \tag{2.41}$$

ifadesi elde edilebilir. Burada p_{T_0} parametresi modeldeki serbest parametre olup partonların birbirleri arasındaki mesafe ile ters orantılıdır. Ayrıca bu parametre çarpışmaların kütle-merkezi enerjisine de aşağıdaki şekilde bağımlıdır.

$$p_{T_0}\left(E_{\sqrt{s}}\right) = p_{T_0}^{ref} \times \left(\frac{E_{\sqrt{s}}}{E_{\sqrt{s}}^{ref}}\right)^{E_{\sqrt{s}}^{pow}} \tag{2.42}$$

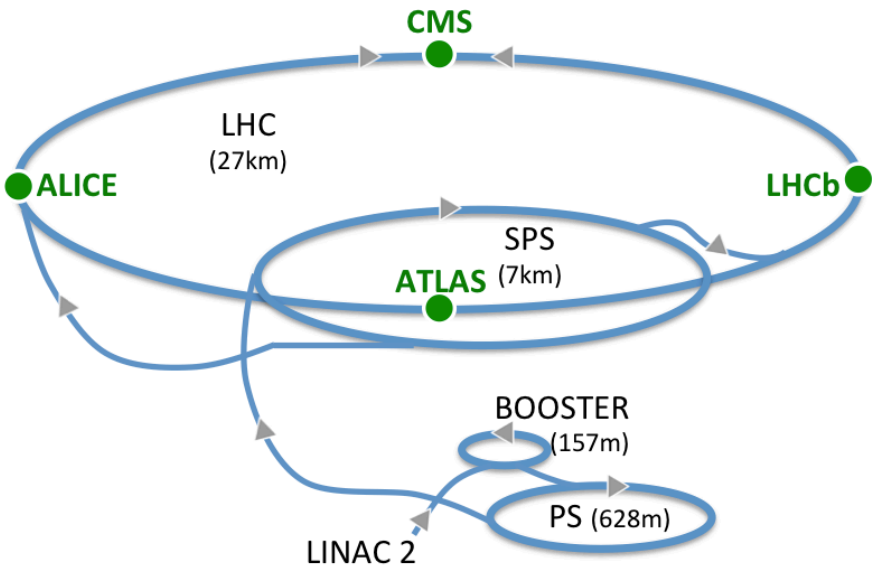
Burada $E_{\sqrt{s}}^{ref}$ uygun bir referans enerjisi değeri, $p_{T_0}^{ref}$ ve $E_{\sqrt{s}}^{pow}$ deney sonuçlarından ayar edilen serbest parametrelerdir. Bu tez çalışmasında, LHC'deki $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$ ve 7 TeV

pp çarpışmalarında ileri bölgedeki enerji akışı farklı olay sınıflarında ölçülerek, modeldeki bu serbest parametrelerin değerleri belirlenmiştir.

2.2. BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI (LHC)

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı LHC, İsviçre'nin Cenevre kentindeki Avrupa Parçaçık Fiziği Laboratuarı CERN (European Organization for Nuclear Research) tarafından 1998-2008 yılları arasında inşa edilmiş günümüzün en yüksek-enerjili dairesel hadron-hadron çarpıştırıcısıdır [67].

LHC, CERN'de 1989-2000 yılları arasında çalışıp Standart Model'in test edilmesini sağlayan Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısının (LEP) tünelinde konuşlandırılmıştır. Bu tünel İsviçre ve Fransa topraklarında, yerin ortalama 100 m altında olup çevresi 27 kilometredir. Şekil 2.5'te LHC ve buna bağlı olarak CERN hızlandırıcı kompleksinin temsili bir resmi verilmektedir.



Şekil 2.5: CERN hızlandırıcı kompleksi.

Proton demetleri ilk önce doğrusal hızlandırıcıda (Linac) 50 MeV'e kadar hızlandırılmakta, daha sonra Proton Sinklotron Booster, Proton Sinklotronu (PS) ve Süper Proton Sinklotronunda (SPS) sırasıyla 1.4 GeV, 25 GeV ve 450 GeV enerjiye erişmektedirler. Son olarak proton demetleri çok sayıda mıknatısın birbirine

bağlanmasıyla oluşan LHC halkasındaki iki ayrı vakum tüpü içinde yol alarak asıl çarpışma enerjisine çıkarılmaktadır. LHC tam kapasitesiyle çalıştırıldığında 7 TeV'lik enerjiye sahip proton demetlerini yörüngede tutabilmek için $B = 8.36\,\text{Tesla}$'lık bir manyetik alan gerekmektedir. Bu kadar yüksek bir manyetik alan değerine erişebilmek için hızlandırıcının tasarımında süperiletken teknolojisi kullanılmıştır. Süperiletkenlik, bazı malzemelerin elektrik akımını dirençsiz bir biçimde, enerji kaybı olmadan iletebilmesi demektir ve ancak çok düşük sıcaklıklarda gerçekleşebilir. LHC'nin mıknatısları 1.9 K'de çalışabilecek şekilde tasarlanmıştır ve süperiletken teknolojinin dünyadaki en büyük uygulamasıdır.

LHC halkasındaki iki ayrı vakum tüpü içinde ışık hızına yakın bir değere kadar hızlandırılan ve ters yönlerde yol alan proton demetleri, bu halka üzerinde belirlenmiş dört çarpışma noktasında her $25\,ns$'de bir çarpışarak (maximum kapasite), $\mathcal{L} = 10^{-34} cm^{-2} s^{-1}$ anlık parlaklıkta ortalama 20 esnek olmayan proton-proton çarpışması gerşekleştirebilmektedirler. Bu da saniyede toplam ~600 milyon esnek olmayan çarpışma demektir. Her bir çarpışma noktasında, çarpışmalar sonucunda oluşan olayların bilgisini toplayan dev dedektörler bulunmaktadır. Bu dedektörler genellikle demet çarpışma noktasının etrafını, oluşacak parçacıkların mümkün olduğunca çoğunu yakalayacak şekilde çevreler. Bu dedektörler oluşan farklı parçacıkların izini belirlemek, taşıdıkları enerjileri ölçmek gibi özel fonksiyonları olan bölümlerden oluşacak şekilde yapılırlar.

2.2.1. Parlaklık

Anlık parlaklık ($\mathcal{L}$) birim zamanda birim alanda üretilebilinecek çarpışma sayısının ölçümüdür. Anlık parlaklık ne kadar büyük olursa, oluşabilecek çarpışma sayısı da o kadar çok olur. Çarpışmalar sonucunda belirli bir fizik sürecinin meydana gelme oranı (R), o sürece ait tesir kesiti (σ) ve anlık parlaklık ile aşağıdaki şekilde ilişkilidir:

$$R = \mathcal{L}\sigma\ . \tag{2.43}$$

Denklem 2.44'te anlık parlaklığın hızlandırıcı parametrelerinden nasıl belirlenebileceği verilmektedir.

$$\mathcal{L} = \frac{f N_1 N_2 n_b}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{2.44}$$

Burada N_1 ve N_2 sırasıyla $demet\,1$ ve $demet\,2$ içerisindeki proton kümelerindeki protonların sayısı, n_b demetlerdeki çarpışan proton kümelerin sayısı ve f proton kümelerinin çarpışma sıklığı olmak üzere $\mathcal{L}$ hızlandırıcı parametrelerinden belirlenebilir. $\sigma_{x,y}$ demetin x ve y koordinatlarındaki enine kesitidir. LHC'nin 2010 yılının sonundaki çalışma parametreleri $f = 1/50\,ns$, $\sigma_{x,y} \approx 16\times10^{-4}cm^2$, $N_{1,2} = 10^9$ proton / proton kümesi ve $n_b \sim 350$ olmak üzere anlık parlaklık olmak üzere ortalama $\mathcal{L} \sim 2\times10^{32}cm^{-2}s^{-1}$ dır. 2010 yılı boyunca LHC anlık parlaklığı $1\times10^{29}cm^{-2}s^{-1}$ den $2\times10^{32}cm^{-2}s^{-1}$'e çıkmıştır. Bu çalışmada düşük parlaklık değerinde alınan veriler kullanılmıştır.

Bir deneyde toplanan toplam veriyi tanımlamak için anlık parlaklığın hızlandırıcının çalışma zamanı üzerinden integrali alınır. Toplam parlaklık L ile gösterilip $L = \int \mathcal{L}\,dt$ dir. Böylece belirli bir fizik sürecine ait olayların toplam sayısı fizik sürecinin tesir kesiti σ olmak üzere

$$N = \sigma \int \mathcal{L}\,dt \tag{2.45}$$

olarak verilir.

2.2.2. 2010 *pp* Verileri

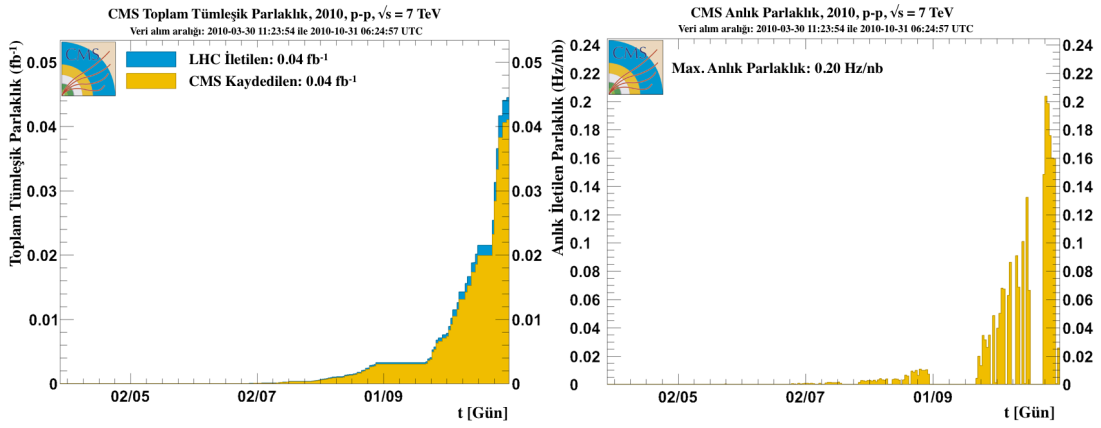
LHC'deki ilk proton-proton çarpışmaları 2009 yılının Kasım ayında $\sqrt{s}$ = 0.9 ve 2.36 TeV kütle merkezi enerjilerinde gerçekleştirilmiş, sırasıyla $\sim10\mu b^{-1}$ ve $\sim4\mu b^{-1}$ toplam parlaklık CMS dedektörü tarafından kaydedilmiştir. LHC'de $\sqrt{s}$ = 2.36 TeV kütle merkezi enerjilerinde gerçekleştirilen pp çarpışmaları ile Tevatron hızlandırıcısının $\sqrt{s}$ =1.96 TeV'lik rekorunun kırılması, LHC'nin günümüzün en hızlı hadron-hadron hızlandırıcısı olmasını sağlamıştır.

Bu çalışmadaki fizik analizlerinde $\sqrt{s}$ = 0.9 ve 2.36 TeV pp verilerinin yanısıra 2010 yılının ilk aylarında $\sqrt{s}$ = 7 TeV düşük parlaklıkla kaydedilen pp verileri kullanılmıştır. Tablo 2.1'de LHC'nin dizayn ve 2010 yılı için bazı değerleri verilmektedir.

Tablo 2.1: pp çarpışmaları için bazı LHC parametreleri

LHC pp çarpışmaları	LHC Dizayn	LHC 2010 yılı
Kütle merkezi enerjisi, $\sqrt{s}$	14 TeV	7 TeV
Her bir demetteki proton kümesi sayısı, n_b	2808	≤ 368
Her bir proton kümesindeki proton sayısı, $N_{1,2}$	1.15×10^{11}	$10^9 - 10^{11}$
Çarpışma sıklığı, f	$25\ ns$	$\leq 50\ ns$
Proton kümesinin tesir kesiti, $\sigma_{x,y}$	$2.56\times10^{-8}\ cm^2$	16×10^{-4} cm^2
Anlık parlaklık	$10^{34} cm^{-2}s^{-1}$	$10^{27} - 2\times10^{32} cm^{-2}s^{-1}$

2010 yılında LHC kütle merkezi çarpışma enerjisini $\sqrt{s}$ = 7 TeV'ye çıkarmış ve 2010 yılının ilk aylarında bir kaç pb^{-1}'lık pp verisi iletmiştir. Tüm yıl boyunca LHC dedektörlerine iletilen toplam parlaklık ise ~47 pb^{-1} olmuştur. Şekil 2.6'da $\sqrt{s}$ = 7 TeV pp çarpışmaları için 2010 yılı boyunca LHC tarafından iletilen ve CMS tarafından kaydedilen toplam parlaklığın zamana göre artış grafiği verilmektedir.



(a) (b)

Şekil 2.6: (a) $\sqrt{s}$ = 7 TeV pp çarpışmaları için 2010 yılı boyunca LHC tarafından iletilen (mavi) ve CMS tarafından kaydedilen (sarı) toplam parlaklığın zamana göre artış grafiği, (b) 2010 yılındaki anlık parlaklık.

Anlık parlaklık değeri LHC'den bağımsız olarak CMS dedektörü tarafından da İleri Hadron Kalorimetresi (HF) kullanılarak ölçülmektedir. LHC'nin 2010 yılındaki önceliği 2011 yılında 1fb^{-1} lık veri sağlayacak şekilde hızlandırıcı parametrelerinin

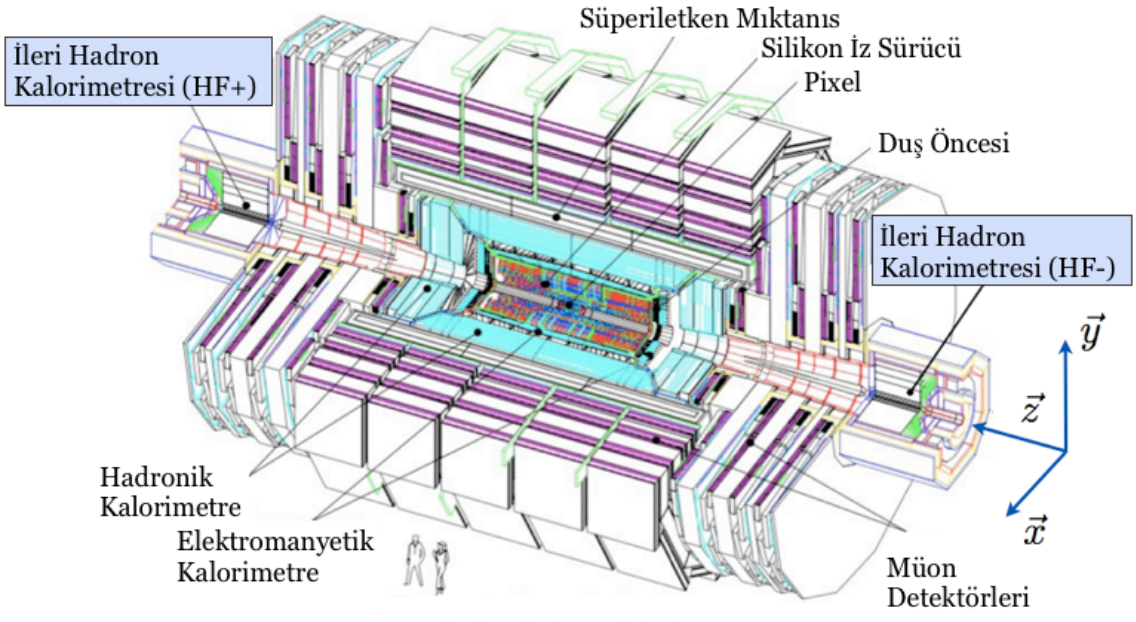
optimizasyonu yapmaktı. 2010 yılındaki veri alımı 3 ana kategoride incelenebilir:

- Düşük parlaklıktaki tekli proton kümesi çarpışmaları ($\mathcal{L} \sim 2{\times}10^{29}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$)
- Proton kümeleriyle yapılan testler, max 48 proton kümesi, ($\mathcal{L} \sim 10^{30} - 10^{31}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$).
- 368 proton kümesi ve $\mathcal{L} \sim 2{\times}10^{32}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ anlık parlaklıktaki çarpışmalar.

Bu tezdeki fizik analizlerinde ilk kategoriye ait veriler kullanılmıştır.

2.3. CMS DEDEKTÖRÜ

CMS dedektörü CERN'deki LHC üzerinde 5 numaralı çarpışma noktasında (Cessy, Fransa) konuşlandırılmış, proton-proton ve ağır iyon fiziği çalışmaları için tasarlanmış genel amaçlı bir dedektördür [68]. Şekil 2.7'de CMS dedektörü verilmektedir. Yüklü parçacıkların momentumlarının hassas bir şekilde ölçülebilmesini sağlayan süperiletken mıktanıs dedektörün tasarımında etkin bir rol oynamıştır. Bu mıknatısın oluşturduğu $B = 3.8$ T'lık yüksek manyetik alan ile yeterli büyüklükte bükücü kuvvet elde edilerek yüklü parçacıkların dedektörden kaçmadan gözlenebilmesi sağlanmaktadır. Bu da dedektörün kompakt bir yapıda tasarlanabilmesini sağlamıştır.

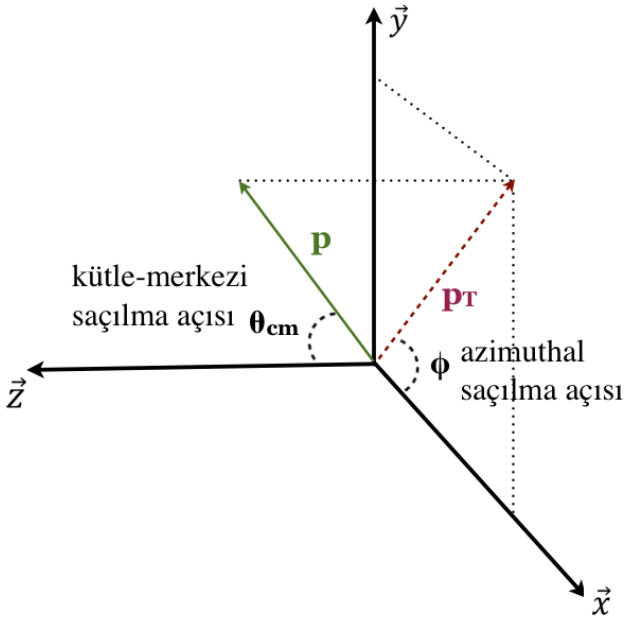


Şekil 2.7: CMS dedektörü.

CMS dedektörü diğer genel amaçlı hızlandırıcı dedektörlerine benzer şekilde çok katmanlı bir yapıya sahiptir. Bir merkezi iz dedektörünü sarmalayan elektromanyetik ve hadronik kalorimetreler ile en dışta tüm dedektörü çevreleyen müon dedektörlerinden meydana gelir. Ölçüm uzayını genişletmek ve çarpışmalardan açığa çıkan tüm parçacıkları belirleyebilmek için ileri uçlarda da konuşlandırılmış alt dedektörlere de sahiptir. Bu tezde sunulan fizik analizlerinde dedektörün İleri Hadron Kalorimetreleri (HF$\pm$) etkin rol oynamaktadır ve bu kalorimetrelerin tasarımı ile veri alım performansına diğer alt dedektörlere göre daha kapsamlı yer verilmiştir.

2.3.1. Koordinat Sistemi

Hızlandırıcı dedektörleri genellikle çarpışmaların meydana geldiği nokta etrafındaki katı açıyı en iyi kapsayacak şekilde tasarlanırlar. CMS dedektörünün kartezyen koordinat sistemi çarpışmaların meydana geldiği nokta orijin olmak üzere LHC halkasına göre tanımlanmaktadır. $\vec{x}$ ekseni LHC halkasının merkez noktasına yöneliktir, $\vec{y}$ ekseni LHC düzlemine dik olacak şekilde yukarıya doğru ve $\vec{z}$ ekseni sağ-el koordinat sistemini tamamlayacak şekilde (saat yönünün tersi pozitif $\vec{z}$ ekseni) demet eksenidir. Şekil 2.8'de CMS koordinat sistemi verilmiştir.



Şekil 2.8: CMS deneyinin koordinat sistemi. Kütle-merkezi saçılma açısı θ_{cm} ve azimuthal saçılma açısı ϕ.

Çarpışmalar kütle merkezi referans sisteminde ele alındığında, çarpışmalar sonucunda

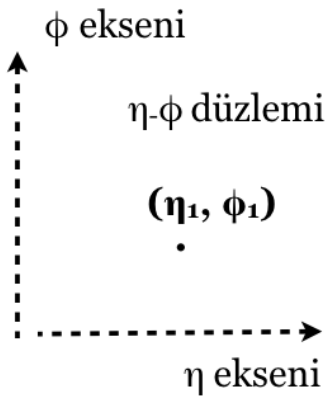
açığa çıkan $\vec{p}$ momentumuna sahip bir parçacığın pozitif $\vec{z}$ ekseni ile yaptığı açı kutup açısı (veya kütle-merkezi saçılma açısı) θ_{cm} olup, $[0, \pi]$ aralığında ölçülmektedir. Bir parçacığın demet eksenine göre saçılma oranının belirlenmesi için ise sanki-çabukluk kullanılır[1]:

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]. \tag{2.46}$$

Sanki-çabukluk ve $\vec{z}$ eksenin işaretleri aynıdır. Azimuthal saçılma açısı ϕ, xy düzleminde $\vec{x}$ ekseni ile olan açıdır ve $[-\pi, \pi]$ aralığında ölçülür. ($\phi = 0$ iken $+\vec{x}$ yönünde ve $\phi = \pi/2$ iken $+\vec{y}$ yönündedir). $\eta - \phi$ uzayı birbirine dik η ve ϕ eksenlerinin oluşturduğu bir dik koordinat sistemidir. Çarpışmalar sonucunda açığa çıkan bir parçacığın konumu $\eta - \phi$ uzayında bir nokta ile temsil edilebilir. İki nokta arasındaki uzaklık ise

$$d = \sqrt{(\eta_2 - \eta_1)^2 - (\phi_2 - \phi_1)^2} \tag{2.47}$$

ifadesi ile verilir. Aynı yönde saçılan parçacıklar $\eta - \phi$ uzayında birbirine yakın bulunurlar ve aralarındaki d uzaklığı küçük olur. Şekil 2.9'da *pp* çarpışmalarının sonucunda açığa çıkan parçacıkların dedektördeki konumlarını tanımlamak için yeterli olan 2-boyutlu $\eta - \phi$ koordinat düzlemi verilmiştir.



Şekil 2.9: $\eta - \phi$ koordinat düzlemi.

[1] Bir parçacığın çabukluğu y, p_z parçacık momentumunun demet ekseni yönündeki bileşeni olmak üzere, $y = \frac{1}{2}\ln[(E + p_z)/(E - p_z)]$ olarak verilir. Kütlesiz parçacıklar için sanki-çabukluk ve çabukluk birbirine eşittir.

2.3.2. Mıknatıs

CMS dedektörünün süperiletken mıknatısı, dedektörün iz sürücü katmanını ve elektromanyetik ile hadronik kalorimetrelerini sarmalayacak şekilde tasarlanmaştır ve bu yapı parçacık momentumu üzerindeki ölçümün hassasiyetini arttırmaktadır [69, 70]. Müon dedektörleri ile hadronik kalorimetrenin en dış katmanı ve ileri uçlardaki hadron kalorimetreleri süperiletken mıknatısın dışında yer almaktadır. Süperiletken mıknatısın oluşturduğu manyetik alan, demet ekseni etrafında eş dağılıma sahiptir ve bükücü kuvvet çarpışma noktasından itibaren etkindir. Tablo 2.2'de mıknatısa ait bazı parametre değerleri verilmektedir.

Tablo 2.2: CMS süperiletken mıknatısının bazı parametreleri.

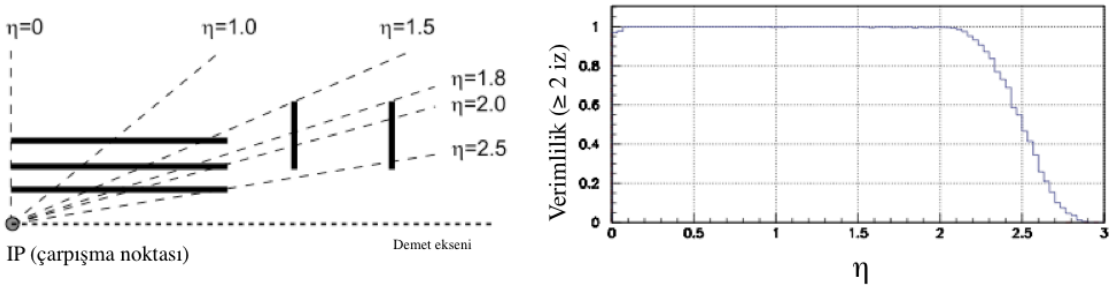
Manyetik Alan Şiddeti	4 T (veri alımı sırasında 3.8 T)
Çap	3 m
Uzunluk	12.9 m
Akım	19.5 kA
Depolanan Enerji	2.7 GJ

Mıknatısın tam kapasitesi $4\,\mathrm{T}$ olmakla beraber veri alımı sırasında $3.8\,\mathrm{T}$'da tutulmaktadır. 2009-2010 yıllarında $\sqrt{s} = 7$ TeV'de alınan pp çarpışma verilerinin büyük bir kısmı $B = 3.8\,\mathrm{T}$'da alınmıştır. Manyetik alanın dedektör elemanları üzerindeki etkisini çalışmak amacıyla $B = 0\,\mathrm{T}$'da alınan veriler bu tezin içeriğindeki analizlerde kullanılmamıştır.

2.3.3. İz Sürücü

İz dedektörünün ana amacı, etkileşme noktasından gelen parçacıkların izlerini belirleyerek etkileşme köşelerini bulmak ve parçacıkların enine düzlemdeki momentumlarını ölçmektir. Yüklü parçacıklar iz sürücü dedektörden geçerken dedektör malzemesini uyararak yada iyonize ederek izler bırakırlar. Silindirik yapıya sahip iz sürücü dedektörü $5.8\,m$ uzunluğunda ve $2.5\,m$ yarıçapında olup çarpışma noktasını sarmalayan ilk katmandır. İz sürücü sistemin tasarımı LHC çarpışmalarındaki hız, çözünürlük, radyasyon dayanıklılığı, soğutma sistemi vb. ortam koşulları göz önüne alınıp silikon dedektör teknolojisi kullanılarak yapılmıştır.

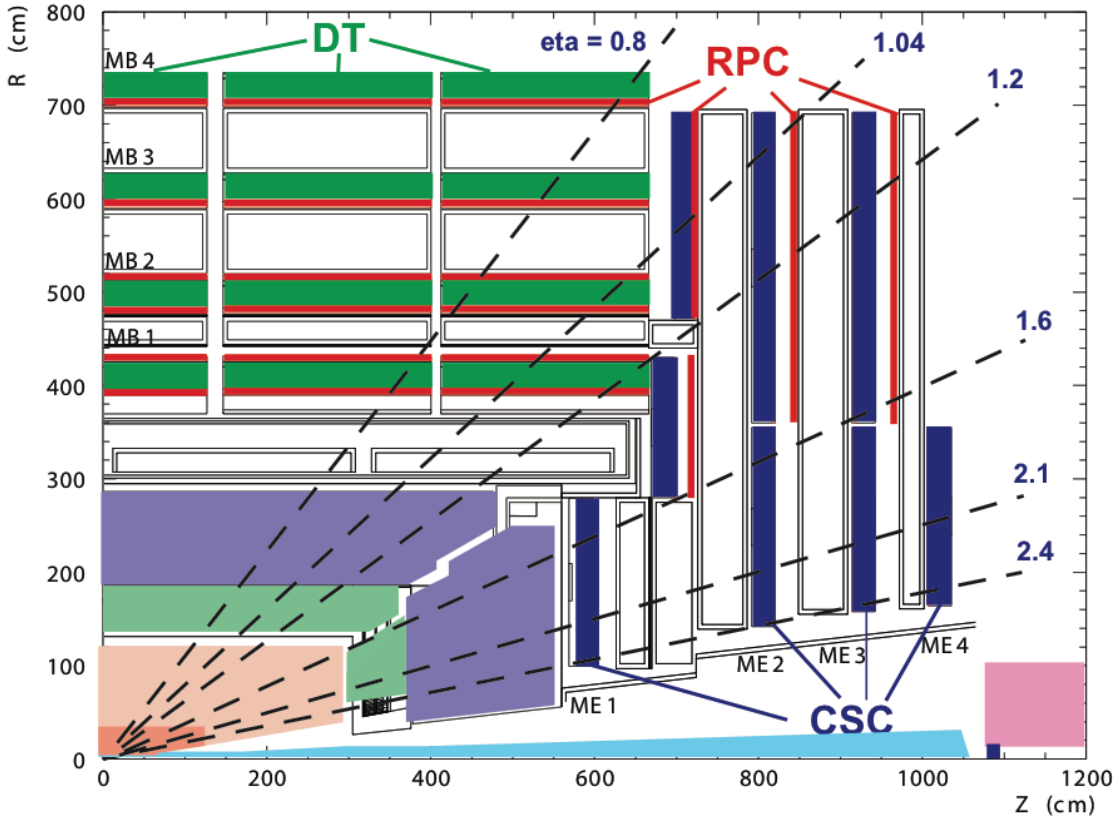
İz sürücü sistemi en iç katmanda yer alan silikon pixel iz sürücüden ve bunu sarmalayan silikon şerit iz sürücüden oluşmaktadır. İz sürücü sistem yüklü parçacıkları $|\eta| < 2.5$ çabukluk bölgesinde yüksek çözünürlükte ($100\,\mu m$ uzaysal çözünürlük ve $p_T \sim 1$ GeV/c yüklü parçacıklar için %0.7 momentum çözünürlüğü) ve %98'den daha iyi bir verimlilikle algılanabilmektedir [71]. Şekil 2.10'da Pixel iz sürücünün kapsadığı çabukluk bölgesi ile iz algılama verimliliği verilmektedir.



Şekil 2.10: Pixel iz sürücünün geometrisi (solda) ve çabukluk uzayındaki iz algılama etme verimliliği (sağda).

2.3.4. Müon Sistemi

Müonlar uzun ömürlü (~2.2 μs) yüklü parçacıklardır. Momentum ve konumları ilk olarak iz sürücü sistemde ölçülür. Kalorimetreye ulaşan neredeyse diğer bütün parçacıklar tüm enerjilerini kalorimetrelerde bırakırken, müonlar nötrino gibi parçacıklar dışında kalorimetrelerden kaçarak müon dedektörlerine ulaşabilen parçacıklardır. Müon parametreleri iz sürücü dedektörler ile müon dedektörlerinden gelen bilgilerin birleştirilerek yeniden yapılandırımasıyla ölçülür. Şekil 2.11'de CMS dedektörünün Müon Sistemi'nin boylamsal görünümü verilmektedir [72].



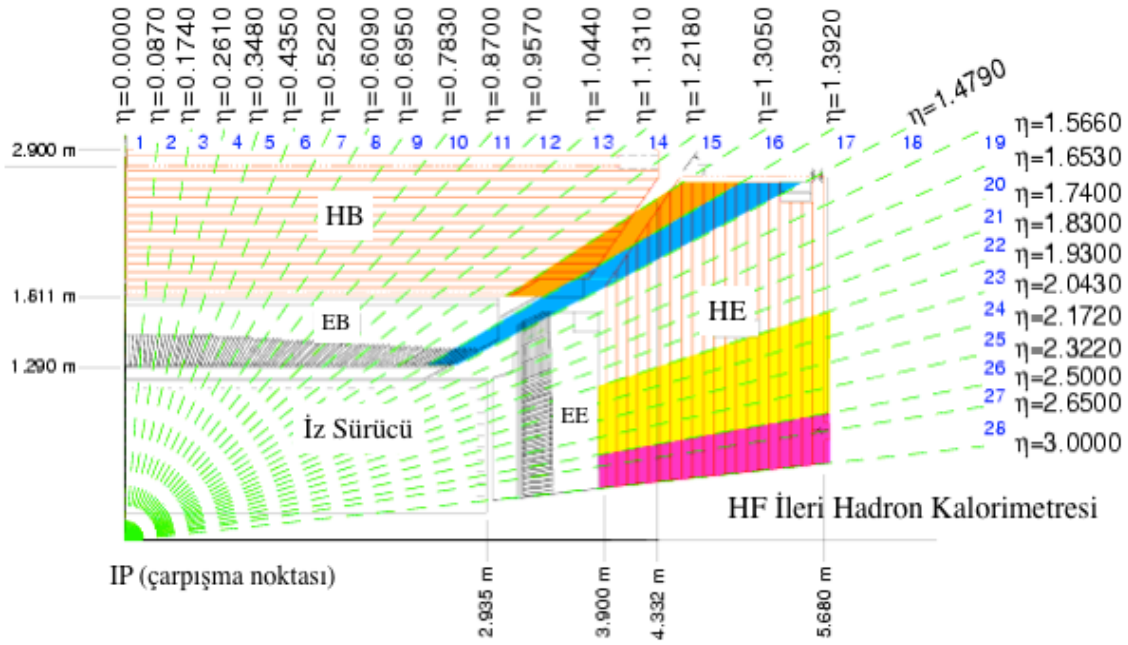
Şekil 2.11: CMS Müon sisteminin çabukluk uzayındaki bölümlendirilmesi.

Müon sisteminde müonları algılamak, konum ve momentumlarını ölçmek için üç farklı tip gaz dedektörü kullanılmaktadır: sürükleme tüpleri (DT), katod şerit odacıkları (CSC) ve dirençli plaka odacıkları (RPC). Dedektörlerin seçimi konuşlandırıldıkları bölgede kapsadığı alan ve maruz kaldıkları radyasyon dozajı göz önüne alınarak yapılmıştır. Bu sisteme ek olarak her iki bölgede de dirençli plaka odacıkları yer almaktadır. Müon sistemin momentum çözünürlüğü 10 GeV/c $< p <$ 1 TeV için %0.7 ile %10 arasında değişmektedir.

2.3.5. Merkezi Kalorimetre Sistemi

İz sürücü dedektörün hemen dışındaki Elektromanyetik Kalorimetre (ECAL) ile onu sarmalayan Merkezi Hadronik Kalorimetre (HCAL) CMS dedektörünün $|\eta| < 3$ çabukluk bölgesini kapsayan Merkezi Kalorimetre sistemini oluştururlar. Şekil 2.12'de Merkezi Kalorimetrenin boylamsal görünümü ve çabukluk uzayındaki bölümlendirilmesi İz Sürücü sistem ile birlikte verilmektedir[2] [73, 74].

[2] CMS mıknatısının dışında yer alan Hadronik Dış (HO) kalorimetre şekilde gösterilmemiştir.



Şekil 2.12: CMS Merkezi Kalorimetre sisteminin çabukluk uzayındaki bölümlendirilmesi.

2.3.5.1 Elektromanyetik Kalorimetre

İz sürücü dedektörün hemen dışında elektormanyetik kalorimetre (ECAL) bulunmaktadır. ECAL elektron, foton gibi elektromanyetik etkileşen parçacıkların ve jetlerin elektromanyetik bileşenlerinin yeniden yapılandırılması için tasarlanmıştır. Merkezi çabukluk bölgesinde bulunan ECAL Varil (EB) 61200 ve ileri çabukluk bölgesinde bulunan ECAL Son Kapak (EE) 7324x2 kurşun tungstate kristalden oluşur. Tasarımında kurşun tungstate kristallerin seçilmesinin nedeni hızlı algılama kapasitesi ve 10 Mrad'a kadar olan radyasyon dayanıklılığıdır. Sinyal okuma sisteminde silikon çığ fotodiyotları (APDs) ve vakum fototriyotları (VPTs) kullanılır [73].

ECAL Varil $0 < |\eta| < 1.479$ çabukluk bölgesini kapsar. İç yarıçapı 129 cm olup yüklü bir parçacığın EB'ye ulaşması için minimum p_T~1.5 GeV/c olması gerekir. Herbir kristalin önyüzü $\sim 22\times22\ \mathrm{mm}^2$ ve 230 mm uzunluğuna sahip olup $\Delta\phi\times\Delta\eta = 0.0174$'tür. ECAL Son Kapak, CMS çarpışma noktasından 314 cm uzaklıkta yer almakta ve $1.479 < |\eta| < 3.0$ çabukluk bölgesini kapsamaktadır. EE'de kullanılan kristallerin hepsi özdeş olup ön yüzü $\sim 28.6\times28.6\ \mathrm{mm}^2$ alanına sahiptir ve $220\ mm$ uzunluğundadır. ECAL Son Kapağı'nın hemen öncesinde bir silikon şerit dedektör olan Önduş (PreShower) aleti konuşlandırılmıştır ki π^0 ve γ arasında daha iyi ayrım yapılmasına olanak sağlar.

2.3.5.2 Hadronik Kalorimetre

CMS dedektörünün Hadron Kalorimetresi (HCAL), Merkezi Hadronik Kalorimetre ve etkileşme sonucu ileri yönde (demetle küçük açı yapan) çıkan parçacıkları algılayan İleri Hadronik Kalorimetre (HF) olmak üzere başlıca iki kısım altında incelenebilir.

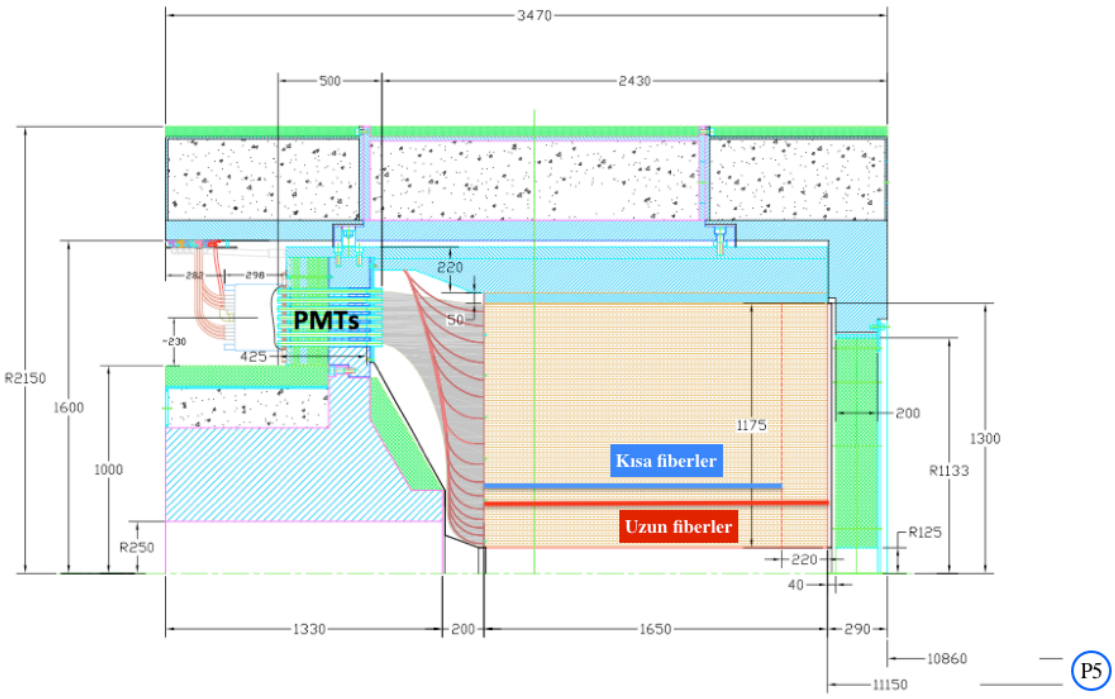
Merkezi Hadronik Kalorimetre CMS dedektörünün solenoidal mıknatısının içinde kalan en dıştaki kalorimetredir ve elektromanyetik kalorimetreyi saran bir yapıdadır. Merkezi HCAL, CMS mıknatısının içinde yer alan kalorimetre materyalini maksimize ederek, yani etkileşme mesafesini arttırarak, jet enerjilerinin daha hassas bir şekilde ölçülebilmesini sağlamakta ve özellikle kayıp enerji ölçümlerinde etkin rol oynamaktadır. Mıknatısın dışında yer alan Hadron Dış (HO) $|\eta| < 1.26$ çabukluk bölgesini kapsar ve merkezi iç kalorimetreden dışa doğru oluşabilecek enerji sızıntısını ölçerek kayıp enerji ölçümündeki hassasiyeti arttırır. Merkezi Hadronik Kalorimetre $|\eta| < 3$ çabukluk bölgesini kapsar. Sinyal okuma sisteminde ışıldayıcılar, dalga boyu kaydırıcı (WLS) fiberler ile çok kanallı hibrit fotodiyotlar (HPDs) kullanılmaktadır.

2.3.6. İleri Hadron Kalorimetresi

CMS dedektörünün İleri Hadron kalorimetrelerinin (HF±) başlıca amacı dedektörün ölçüm uzayını genişleterek kayıp enerji ölçümlerinin iyileştirilmesi, ileri bölgede jet içeren olayların incelenmesi ve kırınım olaylarına ait ölçümlerin yapılabilmesi olarak sıralanabilir.

LHC $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ maximum parlaklık değerinde çalıştırıldığında esnek olmayan *pp* çarpışmaları için tesir kesiti $\sigma_{Esnek\ Olmayan} = 60\ mb$ olarak alınırsa 25 ns aralıklarındaki demet çarpışmaları için saniyede 600×10^{6} çarpışma olacaktır. Bu çarpışmalarda üretilecek parçacıkların en çok saçılacağı bölge demet eksenine yakın olan ileri çabukluk bölgeleridir, $4.5 < |\eta| < 5$. Bu bölgelerde beklenen parçacık akısı ortalama $6\times10^{6} cm^{-2}s^{-1}$ dir. Bu parçacık akısının yol açacağı yıllık radyasyon dozu ise 100 Mrad/yıl ulaşacaktır. İleri çabukluk bölgelerindeki parçacık akısının büyüklüğü ve yüksek radyasyon dozu nedeniyle bu bölgede konuşlandırılmış İleri Hadron kalorimetreleri (HF±) bu ortam koşullarına uyum sağlayabilecek şekilde tasarlanmıştır. CMS dedektörünün her iki yanında ve ön yüzü P5 çarpışma noktasından ±11.1m uzaklıkta bulunan HF± kalorimetreleri $3 < |\eta| < 5$ çabukluk bölgesini kapsar.

Şekil 2.13'te HF kalorimetresi ve konuşlandırıldığı bölgenin şematik bir çizimi verilmektedir [75].



Şekil 2.13: HF kalorimetresinin temsili resmi. Uzunluk birimi mm cinsindendir.

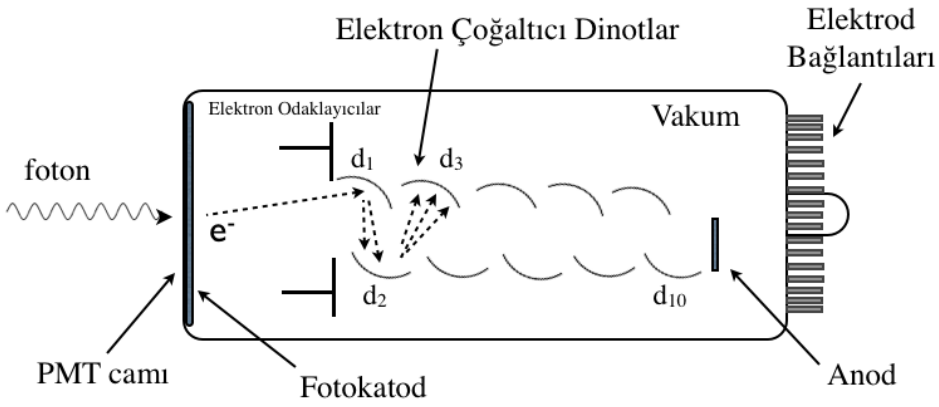
HF dedektörü çelik soğurucu arasına $5\,mm$ aralıklarla demet eksenine paralel olacak şekilde yerleştirilmiş kuartz fiberlerden oluşur. Kuartz fiberlerden toplanan ışığın okunması için gerekli foton çoğaltıcı tüpler ve buna bağlı elektronik sistem kalorimetrenin dışında radyasyon alanının daha düşük olduğu ve daha kolay erişilebilinecek bir yerde konuşlandırılmıştır. HF'e çarpan parçacıkların oluşturduğu parçacık duşu yüksek nötron akısına yol açmaktadır. Ayrıca parçacık duşunun oluşmasını sağlayan soğurucu materyalin aktif hale gelmesiyle kararsız çekirdeklerden salınan düşük enerjili parçacıklar olmaktadır. Bu nedenle HF dedektöründe kullanılan parçacık algılama tekniği nötronlara ve aktive olmuş soğurucudan salınan düşük enerjili radyasyona duyarsızdır.

Bir dielektrik ortama giren elektrik yüklü bir parçacığın hızı ışığın o ortamdaki faz hızından büyükse Cerenkov fotonu yayınlanır. β parçacığın ortamdaki hızının ışığının boşluktaki hızına olan oranı olmak üzere $\beta = \vartheta_p/c$ dir. Cherenkov fotonu

yayınlabilmesi için gerekli olan alt limit hızı ortamın kırma indisi ile ilişkili olarak Denklem 2.48'deki gibi verilir:

$$\beta > 1/n\,. \tag{2.48}$$

HF'e giren parçacıklar kalorimetrenin çelik soğurucu kısmında parçacık duşu oluşturular. Parçacık duşu sırasında kuartz fiber ortama Cerenkov fotonu yayınlanması için gereken alt limit hızından daha iyi bir hızla giren parçacıklar kuartz fiberlerde ışık oluştururlar ve bu süreç parçacığın hızı alt limit hızına düşene kadar devam eder. Salınan ışık fiberler aracılığı ile foton çoğaltıcı tüplere (PMT) iletilerek parçacık enerji ve pozisyon bilgisi elde edilir. Şekil 2.14'te HF'te kullanılan Hamamatsu R7525 tipi PMT'lere benzer lineer odaklı bir PMT'nin temsili bir resmi verilmektedir.



Şekil 2.14: Foton çoğaltıcı tüp (PMT).

HF PMT'leri lineer odaklı, 8 çoğaltıcı dinotlu, Bialkali fotokatod ve Borosilica camdan oluşmaktadır. Kuantum verimliliği[3] farklı dalgaboyları için farklı değerler almakla birlikte maximum verimlilik $420\,\mathrm{nm}$ dalgaboyunda $\%25$'tir. Böylece fiberlerden toplanan ışık başlıca aşağıdaki parametrelere bağlıdır:

- Parçacığın fiber ortam girme hızına,
- Parçacığın fibere çarpma açısına,
- Parçacığın izi ile fiberin merkezi arasındaki uzaklığa,

[3] Bir PMT'nin kuantum verimliliği PMT'nin fotokatoduna çarpan fotonların yüzde kaçının yüklü parçacık ürettiğidir.

- Fiberin kırma indise,
- Fiberin iletim hızına,
- PMT'nin quantum verimliliğine.

HF kalorimetresi silindirik geometriye sahip olup iç içe geçmiş 13 tane halkadan meydana gelmektedir. Demet borusunu saran en iç halka ile en dış halka dışında konumsal çözünürlük $\Delta\phi\times\Delta\eta \sim 0.178$'dir. Tablo 2.3'te HF dedektörünün halka numaralandırması ve buna karşılık gelen çabukluk bölgeleri verilmektedir.

Tablo 2.3: HF halkalarının η bölümlendirmeleri.

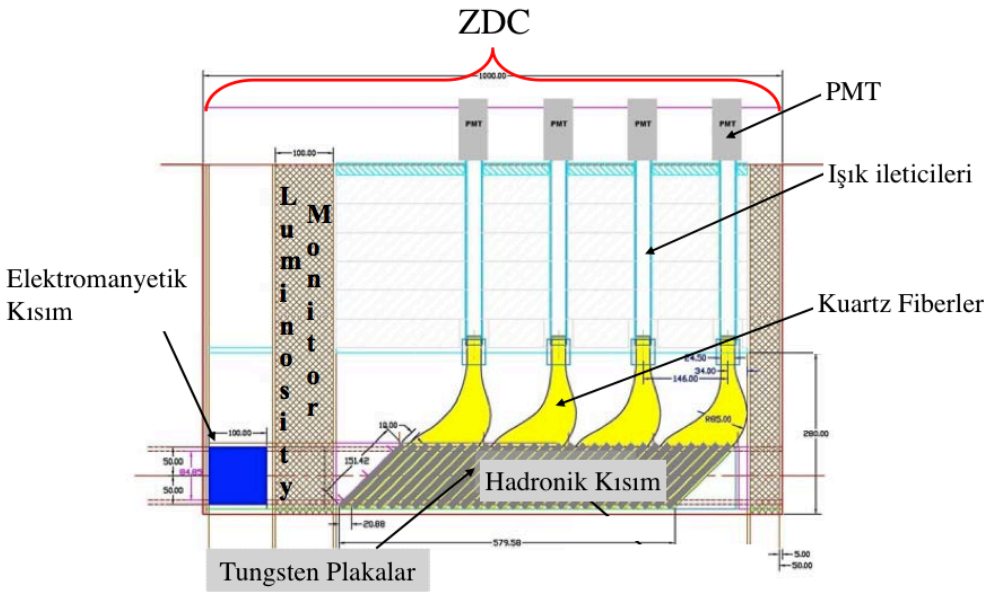
Halka	Δ η	η sınırları
1	0.302	5.205-4.903
2	0.173	4.903-4.730
3	0.178	4.730-4.552
4	0.175	4.552-4.377
5	0.173	4.377-4.204
6	0.177	4.204-4.027
7	0.174	4.027-3.853
8	0.176	3.853-3.677
9	0.174	3.677-3.503
10	0.175	3.503-3.327
11	0.175	3.327-3.152
12	0.176	3.152-2.976
13	0.110	2.976-2.866

Bu tabloya göre 1 no'lu HF halkası demet eksenine en yakın halka olup, en yüksek η çabukluğunda yer almaktadır. Dedektörden alınan çarpışma verilerinin analizi yapılırken, HF kalorimetresinin sahip olduğu konumsal çözünürlük dikkate alınarak yapılmıştır.

2.3.7. Sıfır Açı Kalorimetresi

Sıfır Açı Kalorimeterleri (ZDC$\pm$) CMS deneyinin her iki tarafında 5 no'lu çarpışma noktasına $\pm$140m uzaklıkta $|\eta| > 8.1$ çabukluk bölgesinde bulunurlar [76]. Elektrik yüklü parçacıklar LHC mıknatısları dolayısıyla yollarından sapacakları için ZDC

kalorimetresine yalnızca n, γ ve π^0 gibi elektriksel yükü olmayan parçacıklar ulaşabilmektedir. Bir ZDC kalorimetresinde 5 Elektromanyetik ve 4 Hadronik olmak üzere toplam 9 ayrı veri okuma kanalı bulunmaktadır. Şekil 2.15'te ZDC kalorimetresinin temsili bir resmi verilmektedir.



Şekil 2.15: ZDC Kalorimetresinin temsili resmi.

HF Kalorimetresine benzer şekilde ZDC'de Cerenkov ışığı okur ve HF'e benzer şekilde ZDC kalorimetresinde de Hamamutsu R7525 tipi PMT'ler kullanılmaktadır. Tablo 2.4'te ZDC kalorimetresinin donanım özellikleri verilmektedir.

Tablo 2.4: ZDC Kalorimetresinin donanım özellikleri.

	Elektromanyetik Kısım	Hadronik Kısım
Modül Boyutu [mm]	92 x 121 x 990	92 x 711 x 990
Modül Ağırlığı [kg]	~65	~300
Kanal Sayısı	5 enine kule	4 boyuna kule
PMT	5 Hamamatsu R7525	5 Hamamatsu R7525
Etkileşim Uzunluğu	~$1\lambda_0$	$5.6\lambda_0$

ZDC kalorimetresinin tungsten plakaları arasına yerleştirilmiş kuartz fiberlerde yüklü parçacıkların yaptıkları ışımalar fiberlerle PMT'lere iletilir. PMT'lerden alınan sinyaller, uzunluğu en az 140 m olan kablolar aracılığı ile CMS veri alım sisteminin

bulunduğu P5 noktasına iletilirler. Sinyalin bu kadar uzun kablolar aracılığı ile taşınması, ZDC elektronik gürültü sinyalinin yüksek olmasına sebep olmaktadır. Bu nedenle fizik veri analizlerinde kullanılmadan önce elektronik gürültü düzeyinin belirlenmesine çalışılmıştır [77].

2.3.8. Tetikleme Sistemi

LHC'deki proton kümelerinin çarpışma frekansı 40 MHz'dir ve bu da saniyede $\sim 10^6$ esnek olmayan etkileşme demektir. Bu kadar çok olayı kaydetmek mümkün olmadığından olaylar için ön seçim filtleri uygulanır ve sadece bu filtlerden geçen ilginç olaylar kaydedilir. İlginç olayların seçimi için CMS dedektörünün bir olay tetikleme sistemi vardır. CMS olay tetikleme sistemi Birinci Seviye Tetikleme (L1) ve Yüksek Seviye Tetikleme (HLT) sistemleri olmak üzere iki katmandan oluşmaktadır [78, 79]:

- Birinci Seviye Tetikleme (L1) sisteminde programlanabilir elektronik devreler kullanılarak veri 100 kHz'e kadar indirgenir,
- Yüksek Seviye Tetikleme (HLT) sisteminde bir çok işlemci ve algoritma yardımıyla veri 100 Hz'e indirgenir.

LHC'deki çarpışmalar 25 ns'de bir olduğu için (dizayn değeri) L1 düzeyinde bir olayın bir üst seviyeye gönderilip gönderilmeyeceğine karar verme işlemi her 25 ns'de bir yapılmalıdır. L1'de maximum gecikme $3.2\,\mu s$ (128 proton kümesi çarpışması) olabilmektedir. Bu süre içerisinde alınan veri tetikleme karar kanallarında saklanabilmektedir. L1 düzeyinde bu kadar kısa sürede olayların filtrelenmesi gerektiği için bütün dedektörden alınan verinin okunması imkansızdır. Bu yüzden L1 düzeyi sadece kalorimetre ve müon dedektörlerinden gelen bilgiyi değerlendiren elektronik devrelerden oluşmaktadır. Bu düzeyde veride sadece γ, e^-, μ gibi sinyallerin olup olmadığına bakılır ve tüm dedektör bilgisi birleştirilmez. Dedektörden gelen tüm bilginin birleştirilmesi ve fizik objelerinin yeniden yapılandırılması bir üst seviye olan HLT'de yapılır. HLT düzeyinde tüm veri işlenerek ilginç olaylar daha önceden sisteme yüklenen algoritmalar yardımıyla filtrelenir ve olay tipine göre ilgili veri dosyalarına kaydedilir.

2.3.8.1 Minimum Tetikleyiciler

Gelen demetin zamanını belirlemek ve demet yapısı hakkında bilgi edinmek için CMS çarpışma noktasının her iki yanında, ± 175 m uzaklıkta ve demet borusu etrafında konuşlandırılmış BPTX aletleri yer almaktadır. Bu aletler proton kümesi yoğunluğu 10^9'dan daha büyük olan demetlerin zamanını belirlemede 0.2 ns gibi hassas bir çözünürlükle tam verimliliğe sahiptir [80]. Başka hiçbir tetikleme filtresi kullanılmadan sadece BPTX tetikleyicileri ile alınan verilere Sıfır Tetikleme (Zero Bias) verileri denir. Sıfır Tetikleme verilerinin kaydedilmesi için CMS dedektöründe çarpışma olması beklenmez ya da dedektörde bir parçacık aktivitesi aranmaz. Örneğin eşzamanlı olmayan veya tek yönlü proton demetleri de LHC halkası boyunca CMS dedektöründen geçerken dedektörde bir parçacık aktivitesi oluşturabilir. Bu tip aktivitelerin kaynağı genellikle demet radyasyonu ve bir önceki çarpışmadan kalan uzun ömürlü parçacıklar üzerinden olan saçılmalardır. Bu etkileşmeler özellikle kırınım olaylarının analizinde arka plan sinyalini oluştururlar ve Sıfır Tetikleme verileri kullanılarak bu arka plan gerçek sinyalden ayıklanır.

Daha önce de belirttiğimiz gibi BPTX aletlerinden gelen sinyal demetin eşzamanlı olup olmadığı hakkında bize bilgi verir. Ancak eşzamanlı demetler de CMS dedektörünün $|\eta| < 5.2$ çabukluk bölgesinde bir parçacık aktivitesi oluşturacak şekilde çarpışmayabilirler, örneğin esnek saçılmalar. Bu yüzden minimum tetikleme ile tüm esnek olmayan çarpışmaları kaydedecek bir Minimum Tetikleme sistemi mevcuttur. Minimum Tetikleme verilerinin kaydedilmesi için BPTX sinyaline ek olarak dedektörün belirli bir çabukluk bölgesinde bir parçacık aktivitesi aranır. Bu bölge Demet Parıldayıcı Sayaçları'nın (BSC) konuşlandırıldığı, CMS çarpışma noktasının ± 10.86 m uzaklığındaki $3.23 < |\eta| < 4.65$ çabukluk bölgesini kapsamaktadır[4] [81]. BSC ışıldayıcıları HF dedektörünün P5'a bakan ön yüzüne monte edilmiş 16 ışıldayıcıdan oluşmaktadır. Sinyal algılama çözünürlüğü kablolama sistemi göz önüne alındığında ~ 5 ns'dir. 2009 ve 2010 yıllarının özellikle ilk dönemindeki *pp* verilerinin alımı sırasında BSC, L1 tetikleme sisteminde Minimum Tetikleme olayların tetiklenmesi için kullanılmıştır. BSC parıldayıcılarının her ikisinde de ($\eta > 0$ ve $\eta < 0$)

[4] P5 çarpışma noktasından ± 14.4 m uzaklıkta HF kalorimetrelerinin arka yüzüne monte edilmiş BSC2 ışıldayıcıları da bulunmaktadır. Ancak LHC çarpışmalarının ilk döneminde Minimum Tetikleme sisteminde kullanılmamıştır.

en azından bir parçacık bulunması koşulunda olay Minimum Tetikleme veri setlerine kaydedilir. Eğer olay tek taraflı ise (örneğin tekli kırınım) ve BSC parıldayıcılarından sadece bir tanesinde parçacık aktivitesi gözleniyorsa, o zaman olay Kırınım ağırlıklı Minimum Tetikleme veri setlerine kaydedilir. Bu çalışmada, ileri bölgedeki enerji akışı analizlerinde Minimum Tetikleme verileri kullanılmıştır. Kırınım olaylarının analizlerinde ise tekli kırınım olayları da analize dahil edilerek kırınım ağırlıklı Minimum Tetikleme verileri kullanılmıştır. Demet arka plan olaylarının analizi için Sıfır Tetikleme verilerinden yararlanılmıştır.

2.3.9. Olayların Yeniden Yapılandırılması

Her bir alt dedektörden alınan sinyallerin dedektörlerin uzaysal bölümlendirilmeleri hesaba katılarak birleştirilmesi ve e^{-}, γ gibi fiziksel parçacıkların sinyallerine dönüştürülerek süreç bilgisinin elde edilmesi işlemine olayların yeniden yapılandırılması denir. Alt dedektörlerden alınan sinyallerin yeniden yapılandırılması işleminde CMS deneyinin ana yazılımı olan CMSSW kullanılır. İlk olarak, alt dedektörlerin her bir kanalından alınan dijitize edilmiş sinyaller "Digi" ilgili kanala ait kalibrasyon katsayıları ile çarpılarak yeniden yapılandırılmış sinyallere "RecHit" dönüştürülür. Bir sonraki aşamada farklı alt-dedektörlerden gelen rechit düzeyindeki sinyaller $\eta - \phi$ uzayındaki pozisyonuna ve enerji-momentum bilgisine dayanılarak kümelendirilip daha üst seviye olan dedektör nesnelerine dönüştürülür. Örneğin merkezi kalorimetre sisteminde ECAL ve HCAL rechit kümelerinden kalorimetre kulelerinin (calotower) oluşturulması veya iz sürücü dedektördeki rechitlerin birleştirilerek parçacık izlerinin oluşturulması gibi. Dedektör düzeyindeki nesne yapılandırması fizik analizlerinin yapılabilmesi için yeterli bilgi içermez. Bunun için dedektör nesnelerinin de anlamlı şekilde kümelendirilerek fizik nesnelerine dönştürülmesi gerekir. Örneğin iz sürücü dedektördeki yeniden yapılandırılmış izler ile kalorimetre sistemindeki yeniden yapılandırılmış kalorimetre kuleleri yine pozisyon ve enerji/momentum bilgilerine bakılarak kümelendirilir ve e^{-}, γ gibi fiziksel parçacıkların sinyallerine dönüştürülür. Parçacık sinyallerinin ve buna bağlı olarak olayların yeniden yapılandırabilmesi için ardı sıra çalışan bu algoritmalar bütününe CMS'in Parçacık Akış (PF) zinciri denir [82]. PF algoritmalarının çalışması sonucunda dedektörden alınan sinyallerin Tablo 2.5'te verildiği gibi parçacık tipleri belirlenir.

Tablo 2.5: CMS Parçacık Akış (PF) parçacıkları.

Parçacık PF ID'si	Parçacık PDG ID'si	Parçacık Tipi
0	0	X : Bilinmeyen
1	+211,-211	h : Yüklü hadron
2	+11,-11	e^- : Elektron
3	+13,-13	μ : Müon
4	22	γ : Foton
5	130	h_0 : Yüksüz hadron
6	130	h_{HF}: Bir HF kulesindeki hadronik enerji
7	22	γ_{HF}: Bir HF kulesindeki elektromanyetik enerji

PF parçacıkları (yada kalorimetre kuleleri) kullanılarak belirli algoritmalarla parçacıkların kümelendirilmesi ile bir üst seviye objesi olan jetler oluşturular.

2.3.9.1 Jetler

Yüksek $\sqrt{s}$ değerlerindeki esnek olmayan pp çarpışmalarında açığa çıkan son durumlar oldukça karmaşıktır. Son durumdaki yüksek parçacık sayısı başlangıç parçacıklarından onlarca dallanma ve bozunmanın ardından oluşur. Son durum parçacıklarının bu karmaşık yapısı basitleştirilerek teori tarafından hesaplanabilir (örneğin pertürbatif QCD) hale getirilmelidir. Jet algorimatları son durumdaki parçacıkları gruplandırarak jetler yani hesaplanabilir gözlenebilirler oluşturur.

Jet algoritmalarının en önemli parametrelerinden birisi jet konisinin yarıçapını belirleyen ve $\eta - \phi$ düzleminde jetin geometrisini kontrol eden R (yarıçap) parametresidir. Diğer önemli parametrelerden birisi ise parçacıkların 4-lü vektörlerinin nasıl toplandığını kontrol eder. Jet algoritmasının seçimi, parametreleri ve toplama yöntemi jet tanımı olarak adlandırılır. Bu çalışmada kullanılan anti-k_T jet algoritması şu şekilde çalışır [83]:

Öncelikle her bir parçacık çifti arasındaki uzaklık $\Delta R_{ij}^2 = \left[\left(\eta_i - \eta_j\right)^2 \left(\phi_i - \phi_j\right)^2\right]$ olmak üzere, d_{ij} değerleri aşağıdaki gibi belirlenir:

$$d_{ij} = \frac{1}{\max\left(p_{ti}^2, p_{tj}^2\right)} \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \ . \tag{2.49}$$

Bununla birlikte parçacık p_T sine bağlı olarak Denklem 2.50'deki gibi her bir parçacık için uzaklık tanımlanır,

$$d_{iB} = \frac{1}{p_{ti}^2} \ . \tag{2.50}$$

d_{ij} ve d_{iB} değerleri belirlendikten sonra algoritma şu şeklide çalışır:

- En küçük d_{ij} ve d_{iB} değerleri bulunur,
- d_{ij} ise i ve j parçacıkları birleştirilerek tek bir parçacık elde edilir,
- d_{iB} ise i jet olarak etiketlenir ve parçacık listesinden çıkarılır,
- Tüm parçacıklar arasındaki uzaklık tekrar hesaplanarak başa dönülür.

Anti-k_T jet algoritması iki parametre içerir.

- Jet konisinin yarıçapını belirleyen ve $\eta - \phi$ düzleminde jetin geometrisini kontrol eden R (yarıçap) parametresi,
- Algoritma sonunda elde edilen jetler üzerinden uygulanan p_T kesim parametresi.

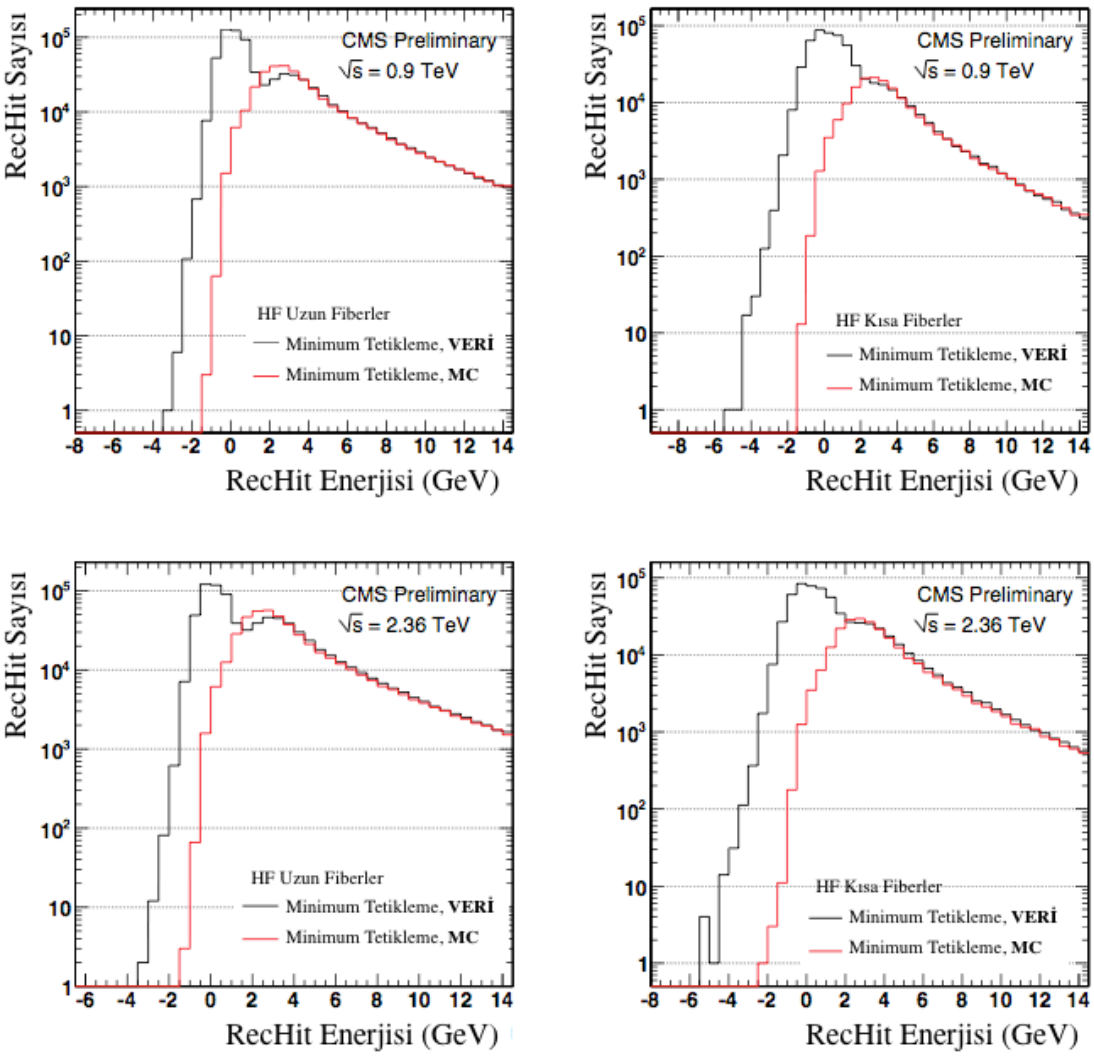
3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. İLERİ HADRON KALORİMETRESİNİN PERFORMANSI

Geniş çabukluk açıklığı yöntemi kullanılarak yapılan kırınım olaylarının analizlerinde ileri bölgede bulunan dedektörlerden doğru sinyal okunması, bu dedektörlerin performansı ve simülasyon verimliliği önemlidir. Kırınım olaylarının analizine başlamadan önce LHC'nin sağladığı ilk pp çarpışmaları verileri kullanılarak İleri Hadron Kalorimetresi (HF) performansı ve simülasyon verimliliği çalışılmıştır [84]. Ayrıca HF kalorimetresindeki enerji akışı farklı tip olay sınıfları için ölçülerek kalorimetrenin sistematik belirsizlikleri hesaplanmıştır.

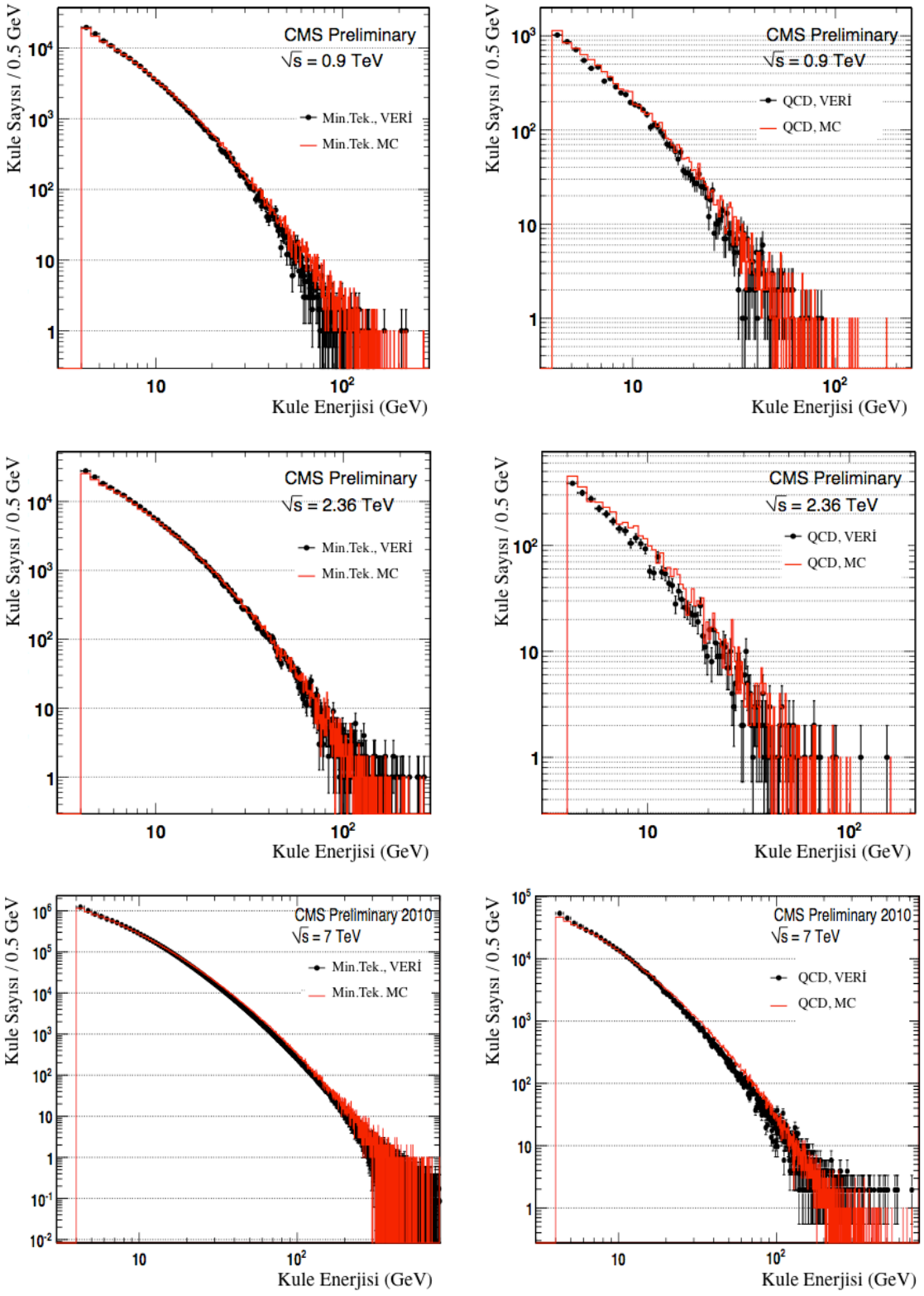
3.1.1. HF Elektronik Gürültüsü

İlk olarak 2009 yılında LHC'den alınan $\sqrt{s} = 0.9$ ve 2.36 TeV pp verileri kullanılarak HF kalorimetresinin elektronik gürültü düzeyinin Monte Carlo simülasyonlarındaki verimliliğine bakılmıştır. Şekil 3.1'de HF kanallarından okunan RecHit enerji değerleri $\sqrt{s} = 0.9$ ve 2.36 TeV mimimum tetikleme olayları için Veri ve MC karşılaştırılması olarak verilmektedir. 4 GeV'nin altındaki değerler için elektronik gürültü seviyesi iyi tanımlanamadığı için Veri ve MC bu bölgede uyum sağlamamaktadır. Bu nedenle elektronik gürültüyü elemek ve simülasyon verimliliğini arttırmak için HF kalorimetresi için minimum enerji kesim değeri RecHit düzeyinde $E_{HF}^{RecHit} = 4$ GeV olarak belirlenmiştir.



Şekil 3.1: $\sqrt{s} = 0.9$ ve 2.36 TeV için HF kalorimetresinin elektronik gürültü simülasyonu.

RecHit düzeyinde 4 GeV'lik enerji kesimi uygulanarak HF kulelerindeki enerji yeniden yapılandırılmış ve farklı $\sqrt{s}$ değerleri için simülasyon verimliliğine bakılmıştır. Şekil 3.2'de $\sqrt{s} = 0.9,\ 2.36$ ve 7 TeV'deki esnek olmayan pp çarpışmaları için HF kalorimetre kulelerindeki enerji dağılımı Veri ve MC karşılaştırılması olarak verilmektedir. RecHit düzeyindeki 4 Gev'lik enerji kesiminin elektronik gürültüyü eleyerek Kule düzeyindeki simülasyon verimliliğini iyileştirildiği açıkça gözükmektedir.

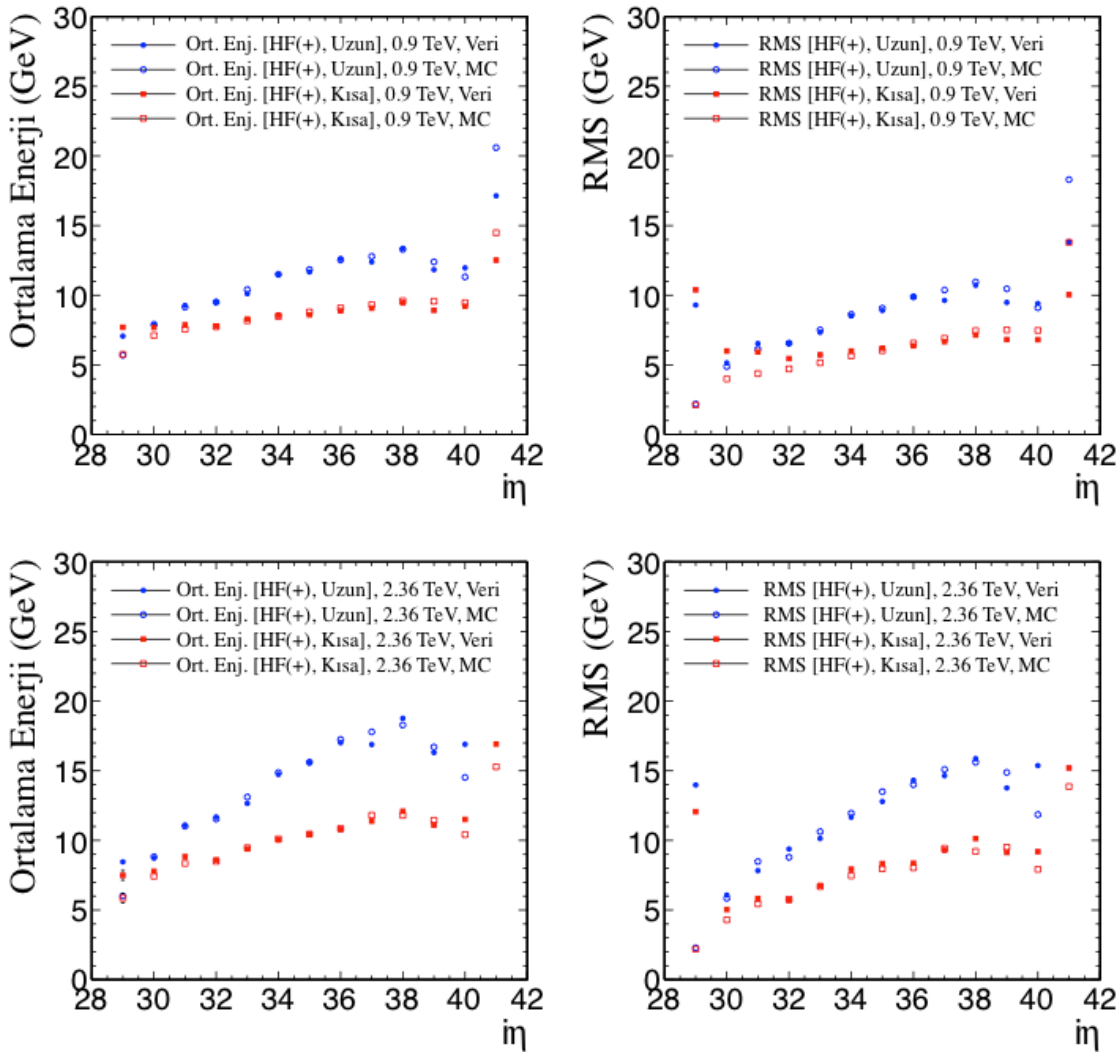


Şekil 3.2: $\sqrt{s} = 0.9$ (üst), 2.36 (orta) ve 7 (alt) TeV'deki Minimum Tetikleme (sol) ve QCD (sağ) olayları için HF kulelerindeki enerji dağılımı.

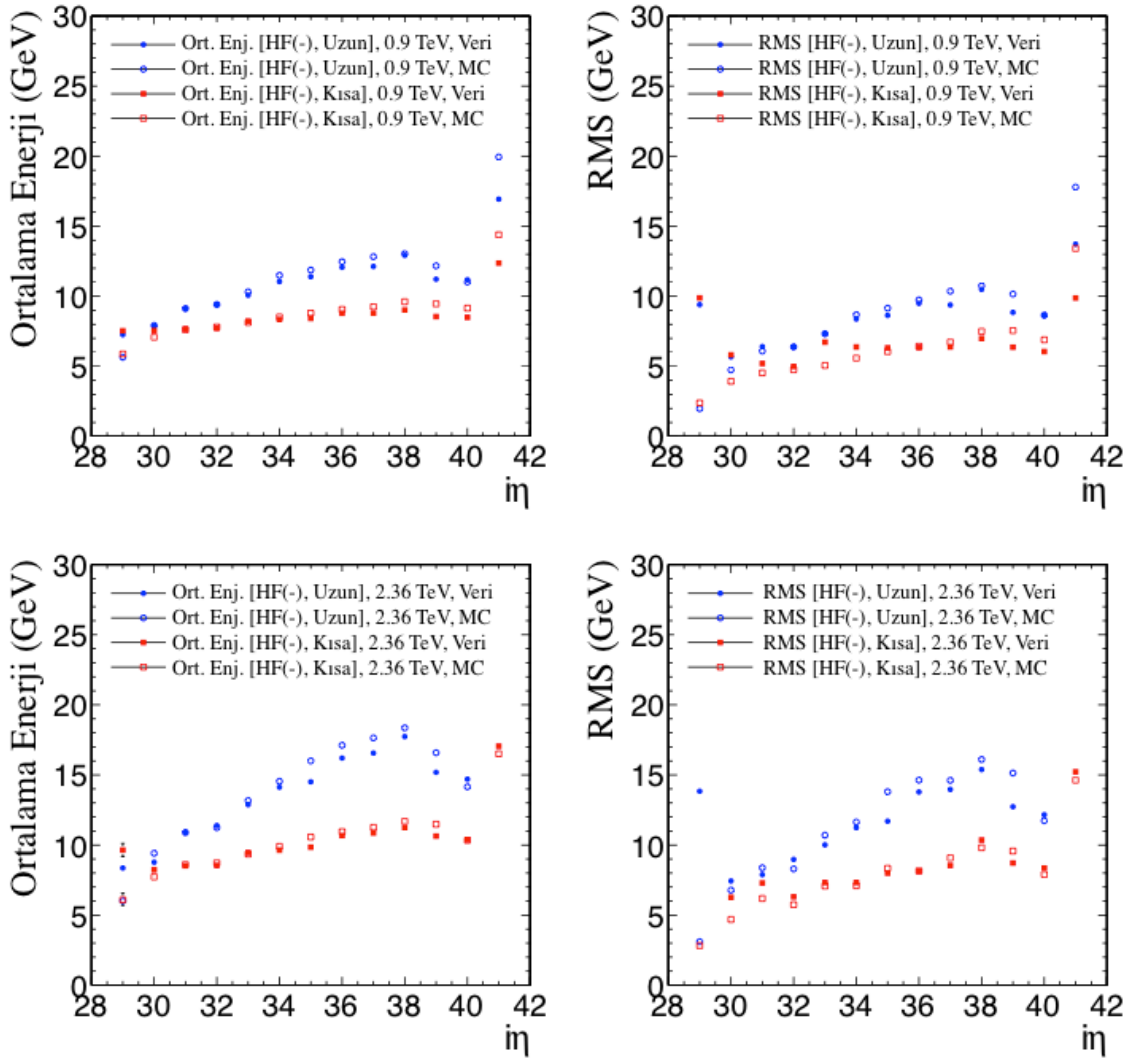
3.1.2. HF Simülasyon Verimliliği

CMS Dedektöründen alınan çarpışma verilerinin fizik analizi yapılmadan önce, HF dedektörünün sahip olduğu konumsal çözünürlük dikkate alınarak her bir HF halkasının simülasyon verimliliği farklı kütle merkezi enerji değerleri için çalışılmıştır.

Şekil 3.3'te $\sqrt{s} = 0.9$ ve 2.36 TeV pp çarpışmalarında HF+ kalorimetresinin her bir halkasından okunan ortalama enerji değeri kısa ve uzun fiberler için ayrı ayrı verilmektedir. Şekil 3.4'te de benzer histogramlar HF- kalorimetresi için verilmektedir.



Şekil 3.3: $\sqrt{s} = 0.9$ (üst) ve 2.36 (alt) TeV için HF+ halkalarının uzun (mavi) ve kısa (kırmızı) fiberlerindeki ortalama enerji ve RMS dağılımları.



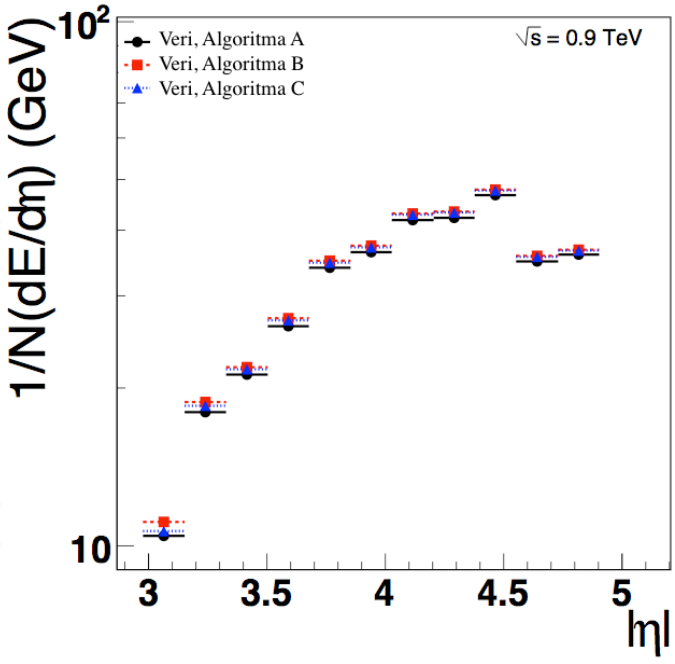
Şekil 3.4: $\sqrt{s} = 0.9$ (üst) ve 2.36 (alt) TeV için HF- halkalarının uzun (mavi) ve kısa (kırmızı) fiberlerindeki ortalama enerji ve RMS dağılımları.

Şekillerde de verildiği gibi demet borusunun etrafını saran en iç iki halka ($4.730 < |\eta| < 5.205$) ile en dış halkanın ($2.866 < |\eta| < 2.976$) simülasyon verimliliği düşük olarak gözlenmiştir. Özellikle en iç kısımdaki halkaların maruz kaldığı demet radyasyonu iyi anlaşılamadığı için doğru bir şekilde modellenememektedir. Bu nedenle simülasyon veimliliği düşük olan bu bölgeler fizik analizlerinde kulllanılmamıştır.

3.1.3. HF Fototüp Olayları

Proton-proton çarpışmalarından açığa çıkan parçacıkların bazıları HF kalorimetresinin kuartz fiberlerinde Cerenkov ışınımı oluşturmakta ve bu elektrik yüklü parçacıkların oluşturduğu ışınım aynı fiberlerle PMT'lere iletilerek parçacık bilgisi edinilmektedir. Kuartz fiberlerden Cerenkov ışınımı yoluyla elde edilen bu sinyallere HF sinyali denir.

Ancak çarpışmalar sırasında HF sinyalinin yanısıra, PMT'lerin camına doğrudan çarparak fazladan sinyal üretilmesine sebep olacak elektriksel yüklü parçacıklar da olmaktadır. PMT'nin camına doğrudan çarparak sinyal üretecek bu olaylara fototüp olayları denir. Kalorimetrenin belirli bir bölgesinde olayın ortalama enerjisine oranla daha yüksek bir enerji gözlenmesi, fototüp sinyalinin işaretidir. Fototüp olayların HF sinyalinden ayırt edilebilmesi için bir kaç farklı algoritma geliştirilmiş ve bunların performansı çalışılmıştır [85]. Bu algoritmalar temelde, olayın ortalama enerjisine ve bu enerjinin kalorimetre bölgelerindeki dağılımına bakarlar. Örneğin Şekil 3.5'teki histogramda verilen "A" algoritması kalorimetrede 50 GeV'nin üzerinde okunan her sinyal için çalışır ve bu sinyalin kalorimetreden okunan diğer sinyallerden izole olup olmadığına bakar. Sinyalin izole olması fototüp sinyali olduğunun göstergesidir. "B" algoritması benzer şekilde olup 100 GeV'nin üzerindeki sinyaller için çalışmaktadır. "C" algoritmasında ise kalorimetrenin farklı halkaları için farklı enerji kesim değerleri uygulanmaktadır. Bu algoritmaların anormal olayları temizleyerek, HF üzerindeki enerji akış diyagramanı nasıl değiştirdikleri yine Şekil 3.5'te verilmiştir.



Şekil 3.5: Fototüp olaylarını temizlemek için kullanılan farklı algoritmalar sonucu HF kalorimetresindeki enerji akışı.

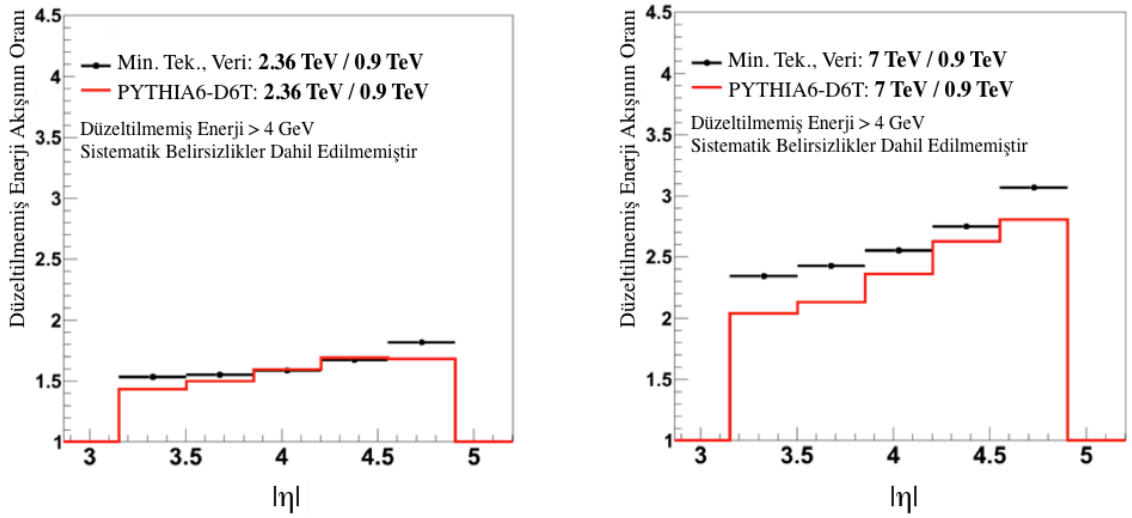
3.1.4. HF Kalorimetre Tepkisi

2009 yılında CMS dedektöründen öncelikle kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 0.9$ TeV olan pp çarpışma verileri alınmıştır. Bunu takiben $\sqrt{s} = 2.36$ ve 7 TeV için veriler alınmıştır. Yukarıda da sözünü ettiğimiz gibi, çarpışmalardaki kütle merkezi enerjisi arttıkça çoklu-parton etkileşimlerinin de bir sonucu olarak ileri bölgedeki enerji akışının artması beklenmektedir. Bu sebeple yapılan ilk ölçüm, farklı kütle merkezi enerjilerindeki çarpışmalar için ileri bölgedeki enerji akışı ölçümünü yapmak ve bu ölçümlerin oranlarına bakmak oldu. Bu oran Denklem 3.1'deki ifadeyle belirlenmiştir:

$$R_E^{\sqrt{s_1},\sqrt{s_2}} = \frac{\frac{1}{N_{\sqrt{s_1}}}\frac{dE_{\sqrt{s_1}}}{d\eta}}{\frac{1}{N_{\sqrt{s_2}}}\frac{dE_{\sqrt{s_2}}}{d\eta}} \,. \tag{3.1}$$

Burada $dE_{\sqrt{s}}$, $d\eta$ bölgesindeki enerji birikintisi ve $N_{\sqrt{s}}$ seçim kriterlerini geçmiş minimum tetikleme olayların sayısıdır. $\sqrt{s_1}$ 2.36 veya 7 TeV'ye $\sqrt{s_2}$ ise 0.9 TeV'ye karşılık gelmektedir.

Denklem 3.1'deki oran ifadesi kullanılarak elde edilen ölçüm sonuçları Şekil 3.6'da verilmektedir. Grafikler HF+ ve HF- kalorimetrelerindeki enerji birikintisinin aritmetik ortalaması alınarak elde edilmiş ve HF'in kapsadığı çabukluk uzayı, kalorimetrenin geometrisi göz önüne alınarak 5 eşit parçaya bölünmüştür. Sistematik etkiler hesaba katılmaksızın, sonuçlar Monte Carlo simülasyonu ile karşılaştırılarak dağılımların birbiriyle uyuştuğu ve yüksek enerjilerdeki kütle merkezi çarpışmaları için HF kalorimetresindeki enerji akışının arttığı gözlenmiştir [86, 87].



Şekil 3.6: Farklı $\sqrt{s}$ değerleri için HF kalorimetresindeki enerji akışı oranı. $\sqrt{s} = 2.36$ TeV / $\sqrt{s} = 0.9$ TeV (sol) ve $\sqrt{s} = 7$ TeV / $\sqrt{s} = 0.9$ TeV (sağ). Veri (siyah) ve PYTHIA-D6T MC simülasyonu (kırmızı) karşılaştırılmaktadır.

3.1.5. Artçı Sinyaller

PMT'lerde artçı sinyaller bir kaç fotoelektron mertebesinde gerçek sinyalden sonra gözüken küçük sinyallerdir. Artçı sinyaller gerçek sinyalden sonra belirme zamanına göre iki ana kategoride ele alınabilir:

- Kısa gecikmeli artçı sinyal,
- Uzun gecikmeli artçı sinyal.

Kısa gecikmeli artçı sinyaller, elektronların birinci diyottan esnek saçılmaları nedeniyle oluşup gerçek sinyalden sonra $0 - 20\,ns$ içinde belirir. Uzun gecikmeli artçı sinyali, PMT'nin içindeki vakum ortamının bozulması sonucu biriken gazların iyonizasyonu dolayısıyla oluşur ve gerçek sinyalden $20\,ns$ ile birkaç μsn'lik zaman aralığında belirir.

Uzun gecikmeli artçı sinyaller bir sonraki olayın gerçek sinyali ile karışarak hatalı ölçüm yapılmasına neden olabilir. Bu nedenle artçı sinyallerin gerçek sinyale olan oranının belirlenmesi ve gerekli ise ölçüm sonucu üzerinde düzeltme faktörleri uygunlaması önemlidir. HF PMT'lerindeki artçı sinyallerin alınan toplam parlaklık değeri ile nasıl değiştiğinin belirlenebilmesi için 2009 yılında ve ortalama iki yıllık bir

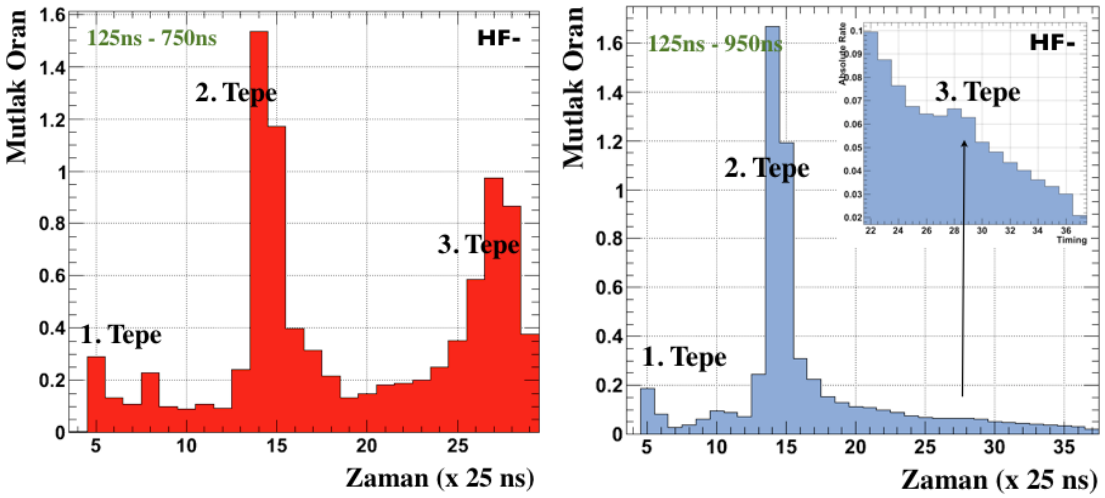
aradan sonra 2011 yılının sonunda uzun gecikmeli artçı sinyal verileri alınmıştır. Uzun gecikmeli artçı sinyal verileri HF'in $10x25\,ns$ olan veri alım zaman aralığını değişik zaman dilimlerine öteleyerek alınır. Bu yöntemle alınan veriler birleştirildiğinde toplamda $0-950\,ns$ zaman aralığına yayılan tüm sinyalleri görmek mümkün olmuştur. Geniş zaman aralığındaki sinyal spektrumuna bakarak, Denklem 3.2'deki bağıntı ile mutlak oran ve Denklem 3.3'teki bağıntı ile normalize edilmiş oran hesaplanmıştır:

$$R_j = (N_j^{artçı}/N_j^{toplam})\times 100\,, \tag{3.2}$$

$$R_j^{norm} = \frac{R_j}{\mathrm{Amp}^{\mathrm{LED}}}\,k\,. \tag{3.3}$$

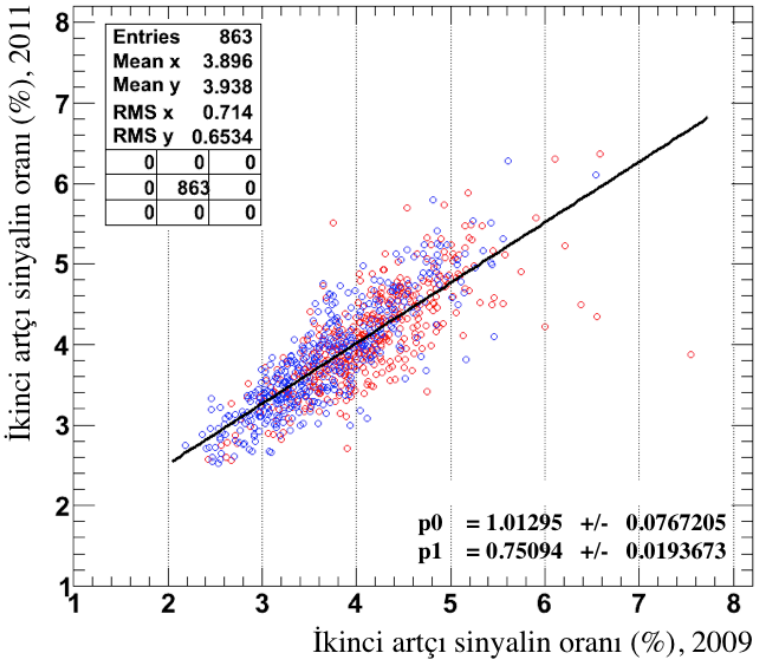
Burada j: $\mathrm{HF}_{i\eta,i\phi,d}$ olmak üzere bir HF kanalını temsil etmektedir. N_j olayların sayısı, R_j (%) mutlak oran ve R_j^{norm} her bir kanalın gerçek sinyal değerine normalize edilmiş orandır. k değeri uzun ve kısa fiberler için ağırlıklandırma faktörü olup uzun fiberler için 560 fC ve kısa fiberler için 355 fC olarak alınmaktadır.

Şekil 3.7'de 2009 ve 2011 yıllarına ait verilerin analiziyle elde edilen uzun gecikmeli artçı sinyallerin gerçek sinyale olan oranı gösterilmektedir. Birden fazla tepe noktasının yani uzun gecikmeli artçı sinyalin görünmesinin nedeni PMT'ler içerisinde biriken farklı tipteki gazlardır. Birinci tepe noktası Hidrojen ve ikinci tepe noktası Helyum gazlarına karşılık gelmektedir. Üçüncü tepe noktasının daha ağır gazların iyonizasyonu ile oluştuğu bilinmektedir. Şekilde de verildiği gibi ikinci tepe noktasının gerçek sinyale olan mutlak oranı maximum ~1.6 olup 2009 ve 2011 yılları için yaklaşık olarak aynıdır [88]. Bu durum PMT içerisindeki Helyum miktarının değişmediğini ve düşük olduğunu göstermektedir. 1 ve 3 no'lu tepe noktalarına karşılık gelen artçı sinyallerin oranı ise ihmal edilebilecek düzeydedir.



Şekil 3.7: 2009 (sol) ve 2011 (sağ) yıllarındaki HF PMT artçı sinyalleri.

Şekil 3.8'de gerçek sinyale normalize edilmiş ikinci artçı sinyallerin 2011-2009 grafiği verilmektedir. Bu ölçüm üzerindeki uyumlamanın lineer olması gerçek sinyale normalize edilmiş ikinci artçı sinyal oranının 2009 ve 2011 yıllarında değişmediğini göstermektedir.

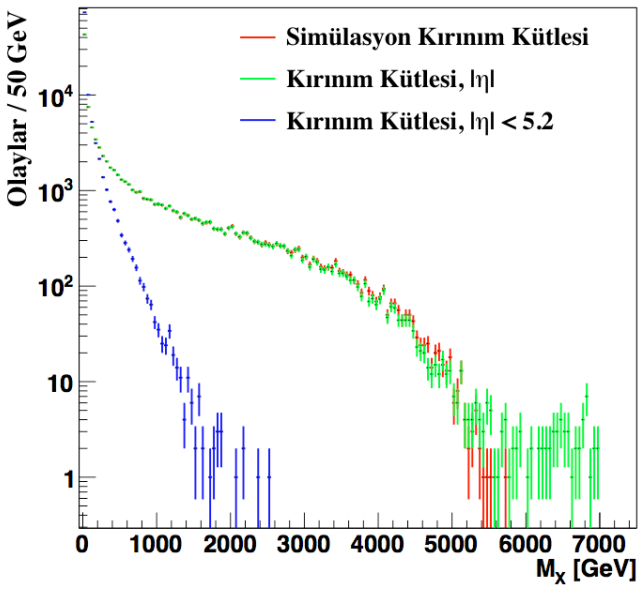


Şekil 3.8: Uzun (kırmızı) ve kısa (mavi) fiberlere bağlı PMT'ler için ikinci artçı sinyalin normalize oranının 2011-2009 gösterimi.

3.2. KIRINIM OLAYLARININ SİMÜLASYONU

3.2.1. Geniş Çabukluk Açıklığı Yöntemi

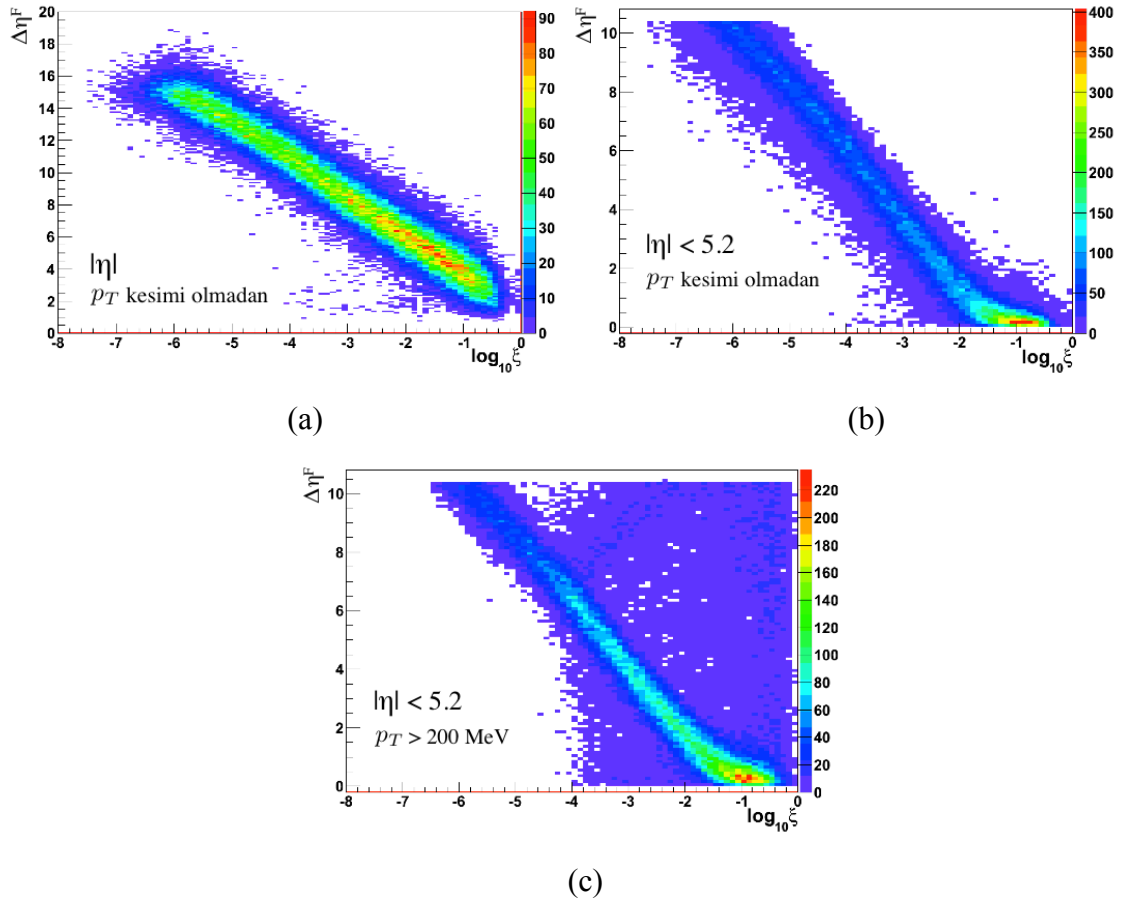
Geniş çabukluk açıklığının çabukluk uzayındaki konumuna göre kırınımın tipini belirli bir mertebeye kadar belirlemek mümkündür [89-93]. Çiftli kırınım olayları sıklıkla merkezi çabukluk bölgesinde çabukluk açıklığı oluştururlarken ($\Delta\eta^C$), tekli kırınım olayları ileri uçtaki kalorimetrelerdeki çabukluk açıklığı ($\Delta\eta^F$) ile karakterize edilirler. Şekil 3.9'da, simülasyon yapılarak hesaplanmış kırınım sisteminin gerçek kütlesi (M_X) ile çabukluk açıklığı yöntemi kullanılarak tüm çabukluk uzayında ve sınırlı bir çabukluk uzayında hesaplanmış kırınım sisteminin kütlesi verilmektedir. LHC dedektörlerinin kapsadığı çabukluk bölgesi gözönüne alınarak çabukluk uzayı $|\eta| < 5.2$ olarak sınırlandırılmıştır. Bu kısımdaki analizler, yüksek enerji fiziğindeki hadron düzeyi analiz çalışmalarında sıklıkla kullanılan Rivet analiz programı ile yapılmıştır [94].



Şekil 3.9: Tekli kırınım olayları için, PYTHIA8 olay üreteci kullanılarak hesaplanmış kırınım kütlesinin dağılımı (kırmızı) ile geniş çabukluk açıklığı yöntemi kullanılarak hesaplanmış kırınım kütlesinin dağılımı. Geniş çabukluk açıklığı yöntemi kullanılırken iki farklı η aralığı dikkate alınmıştır: (i) tüm η uzayı (yeşil) ve (ii) sınırlı bir η uzayı, $|\eta| < 5.2$ (mavi).

Şekilden de anlaşılacağı gibi, ölçümün yapıldığı çabukluk uzayı ne kadar geniş tutulursa, sistemin gerçek kütle değerine o kadar yaklaşılmaktadır. İleri bölgedeki CASTOR ve ZDC dedektörleri olmadan CMS dedektörünün kapsadığı $|\eta| < 5.2$ çabukluk açıklığı bölgesi, sistemin gerçek kütlesini doğrudan belirleyebilmek için

ölçüm yapmaya yeterli bir bölge genişliği değildir [95]. Bunun yerine $\Delta\eta^F$ (ve $\Delta\eta^C$) gözlenebiliri üzerinden bir ölçüm yapılarak, çabukluk açıklığı ile kırınım sisteminin kütlesi arasındaki ilişki kullanılarak sistemin kütlesi belirlenebilir. Şekil 3.10'da çabukluk açıklığının büyüklüğü ($\Delta\eta^F$) ile $\log_{10}\xi$ arasındaki ilişki tekli kırınım olayları için verilmiştir.

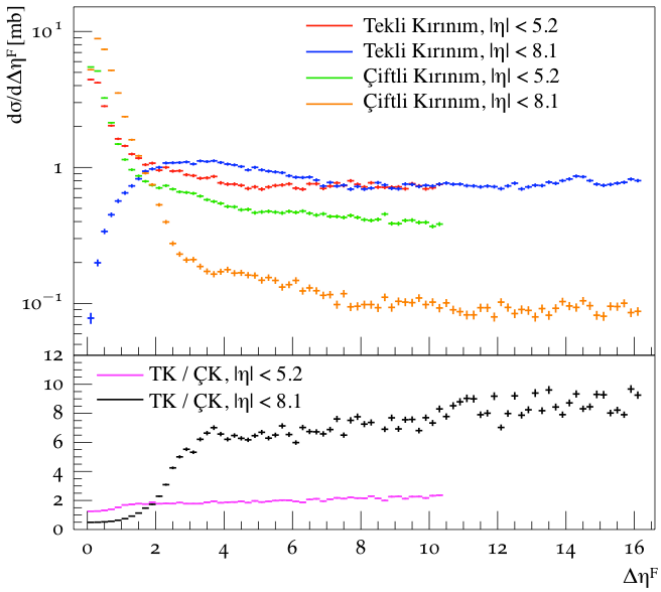


Şekil 3.10: Tekli kırınım olayları için, geniş çabukluk açıklığı ($\Delta\eta^F$) ile $\log_{10}\xi$ arasındaki ilişki. (a) Son durum parçacıkları üzerinde p_T eşik momentumu uygulanmadan tüm çabukluk uzayı için (b) Son durum parçacıkları üzerinde p_T eşik momentumu uygulanmadan sınırlı bir çabukluk bölgesi için, $|\eta| < 5.2$ (c) Son durum parçacıkları $p_T > 200\ MeV$ olmak üzere $|\eta| < 5.2$ bölgesi için diyagramlar.

3.2.2. Dedektör Çabukluk Bölgesi

İleri uçlardaki kalorimetrelerin eksikliğinden dolayı $\Delta\eta^F$ üzerinde de kesin bir ölçüm yapmak mümkün değildir. Bundan dolayı $\Delta\eta^F$gözlenebilirinin, dedektörlerin kapsadığı çabukluk bölgesinde (ATLAS ve CMS için $|\eta| < 5.2$) çalışılması ve simülasyonlarının yapılması önemlidir. Şekil 3.11'de farklı dedektör çabukluk limitleri için $\Delta\eta^F$

gözlenebilirinin dağılım diyagramı verilmektedir. Dedektör çabukluk bölgesini ileri uçlara doğru genişlettikçe (burada $|\eta| < 5.2$'den $|\eta| < 8.1$'e genişletilmiş) kırınım olaylarındaki $\Delta\eta^F$ büyüklüğünün nasıl değiştiği verilmektedir. $\Delta\eta^F$ büyüklüğünün değişmesi, sistemin kırınım kütlesinin değişmesi demektir.



Şekil 3.11: Farklı η genişlikleri için, tekli ve çiftli kırınım olaylarının $\Delta\eta^F$ dağılımı. Oran diyagramında, tekli kırınımların çiftli kırınımlara oranı verilmektedir.

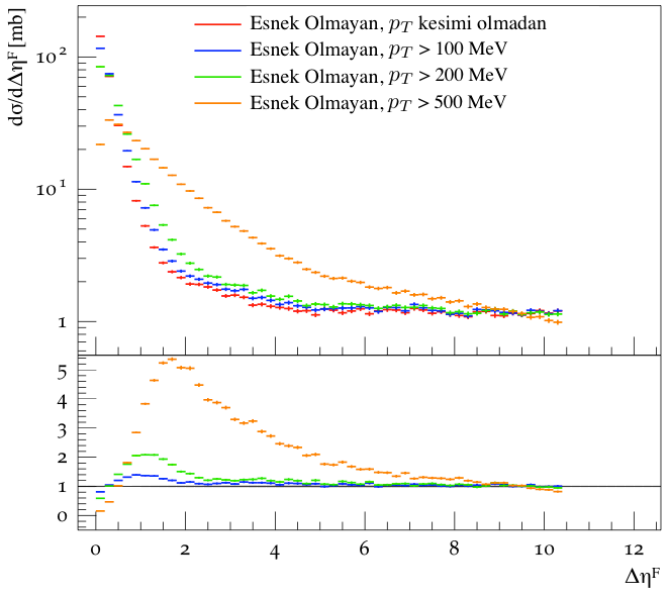
Tablo 3.1 : $\sqrt{s} = 7$ TeV pp çarpışmaları için PYTHIA8 (v142) tesir kesiti değerleri.

Olay Sınıfı	Tesir kesiti ($\sigma[mb]$)
Tekli Kırınım	13.7
Çiftli Kırınım	9.3
Kırınım	22.9
Kırınım Olmayan	48.5
Minimum Tetikleme	71.4

3.2.3. Düşük-p_T Kesimi

Geniş çabukluk açıklığının büyüklüğü ile kırınım kütlesi doğrudan ilişkili olduğu için $\Delta\eta^F$ üzerinde hassas bir ölçüm yapılması önemlidir. Geniş çabukluk açıklığı yöntemi ile kırınım olaylarının analizinde dikkat edilmesi gereken en önemli konu, kırınım

olaylarına alt süreç olaylarından gelen katkıdır. Çarpışma öncesi ve sonrası radyasyonu, çoklu-parton etkileşimleri ve dedektör gürültüsü gibi arka plan sinyallerinin göz önüne alınması gerekmektedir. Tüm bu arka plan etkileri $\Delta\eta^F$ büyüklüğünü değiştirebilir. Bu nedenle, arka plandan gelebilecek katkıları ayıklamak için, son durumda düşük p_T'li parçacıklar üzerinden bir kesim uygulanmalıdır. Bu kesimin ne olması gerektiği Şekil 3.12'de farklı p_T değerleri için minimum tetikleme olayları üzerinden çalışılmıştır.

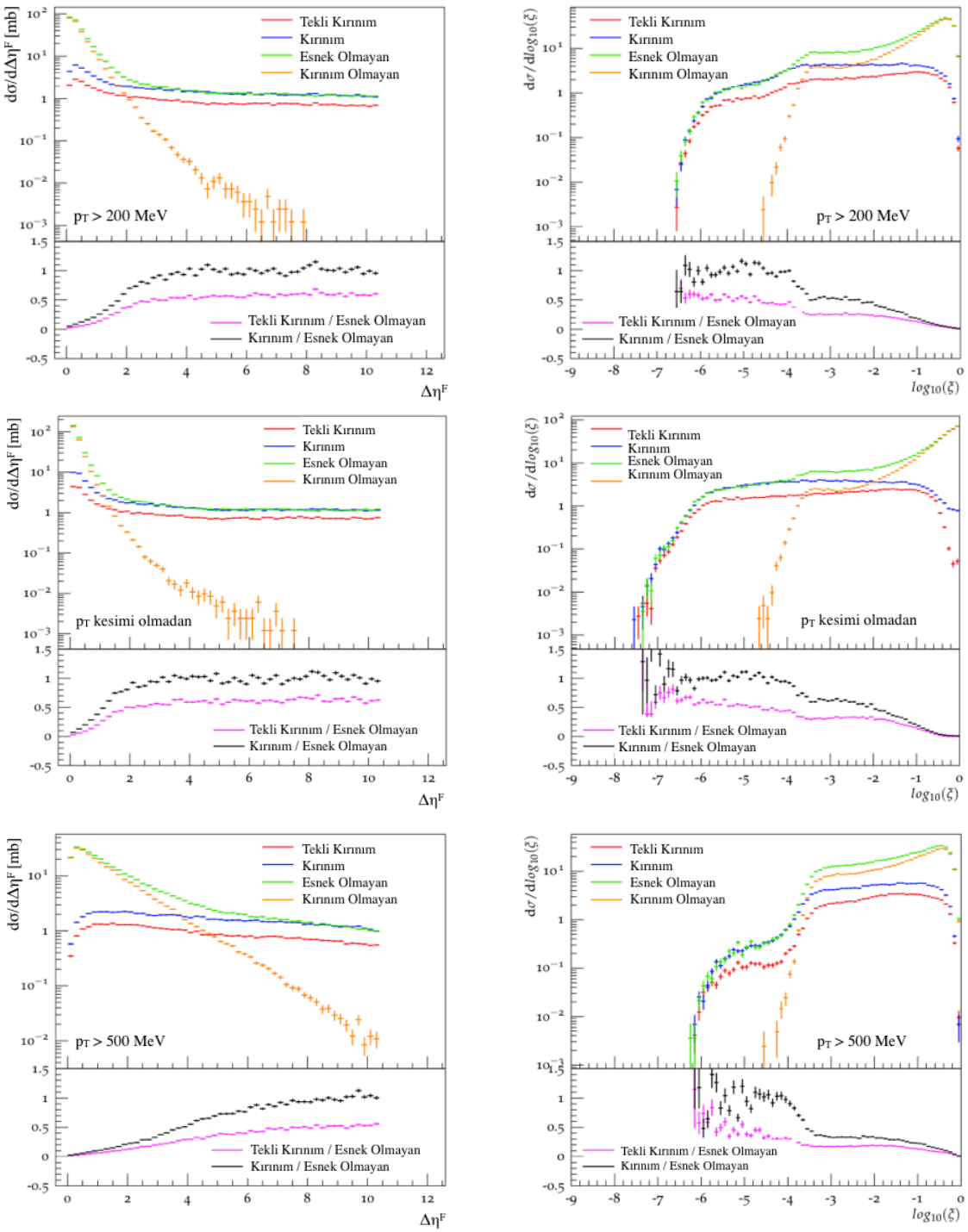


Şekil 3.12: Son durum parçacıkları üzerinde farklı p_T kesimlerinin uygulandığı minimum tetikleme olayları için $\Delta\eta^F$ dağılımı.

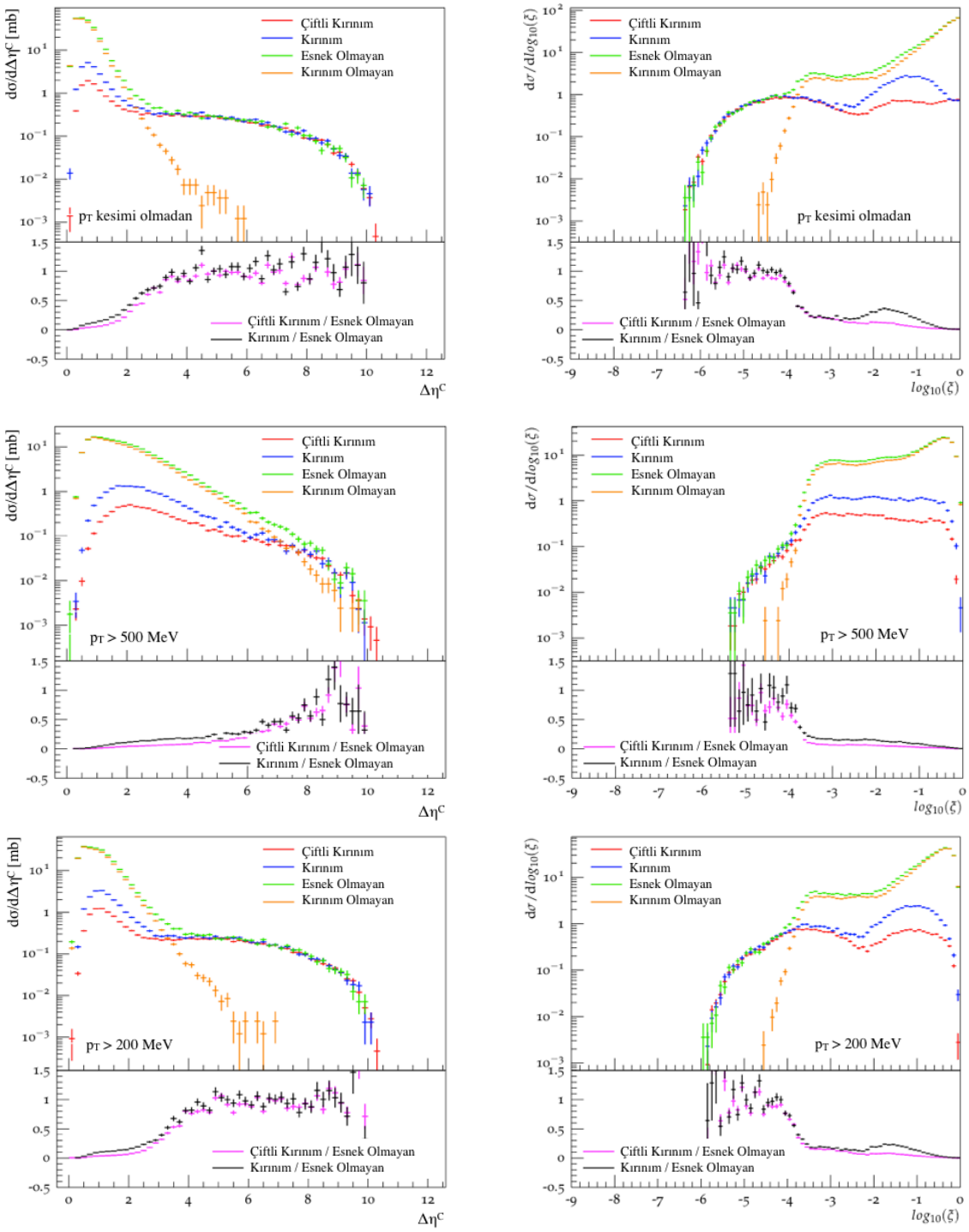
$p_T > 500$ MeV gibi bir kesim uygulanırsa $\Delta\eta^F$ büyüklüğünde artış gözlendiği ve dağılımın çok değiştiği açıkça görünmektedir. $p_T > 100$ MeV ise dedektör elemanlarının elektronik gürültü seviyesine çok yakın olması yönüyle deneysel ölçüm zorlukları çıkaracaktır. LHC dedektörleri gözönüne alındığında, $p_T > 200$ MeV arka plan katkılarını ayıklamak ve $\Delta\eta^F$ gözlenebiliri üzerinde doğru bir ölçüm yapabilmek için uygulanabilecek en ideal kesimdir.

Farklı olay sınıflarına ait ve bu olay sınıflarının olay tesir kesitlerine normalize edilmiş, $d\sigma/d\Delta\eta$ ve $d\sigma/dlog_{10}(\xi)$ diyagramları son durum parçacıkları üzerinde farklı p_T kesimleri uygulanarak, ileri geniş çabukluk açıklığı ($\Delta\eta^F$) için Şekil 3.13'te ve merkezi geniş çabukluk açıklığı için ($\Delta\eta^C$) Şekil 3.14'te verilmektedir. Diyagramlarda p_T kesim değeri arttırıldıkça, geniş çabukluk açıklığı büyüklüğünün ve kırınım olmayan olayların

minimum tetikleme olaylara katkısının arttığı görünmektedir. Eğer $p_T > 500$ MeV gibi bir kesim uygulanırsa, kırınım olaylarının büyük bir kısmının ölçülemeyeceği ve bu olayların kırınım olmayan olayların karakteristiğine benzeyeceği gözlenmiştir.



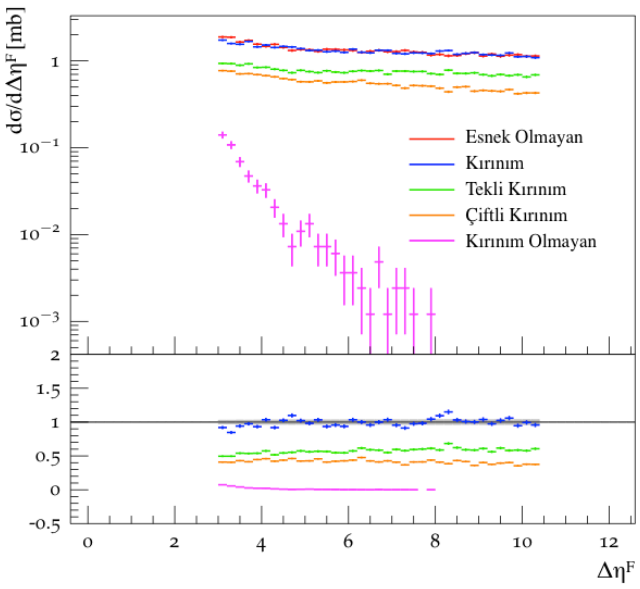
Şekil 3.13: Farklı olay sınıflarına ait $d\sigma/d\Delta\eta^F$ (sol) ve $d\sigma/dlog_{10}(\xi)$ (sağ) dağılımları son durum parçacıkları üzerinde, p_T kesimi uygulanmadan (üst), $p_T > 200\ MeV$ için (orta) ve $p_T > 500\ MeV$ için (alt).



Şekil 3.14: Farklı olay sınıflarına ait $d\sigma/d\Delta\eta^C$ (sol) ve $d\sigma/dlog_{10}(\xi)$ (sağ) dağılımları son durum parçacıkları üzerinde, p_T kesimi uygulanmadan (üst), $p_T > 200\ MeV$ için (orta) ve $p_T > 500\ MeV$ için (alt).

3.2.4. Süreç Tiplerinin Geniş Çabukluk Açıklığı Yöntemi ile Belirlenmesi

Geniş çabukluk açıklığı yöntemi kullanarak yukarıda bazı sonuçlarına yer verilen çalışmanın ana amacı, LHC'deki *pp* çarpışmalarını süreç tiplerine göre ayırt edebilmek ve her bir sürecin toplam tesir kesitine olan katkısını belirleyebilmektir. Son durum parçacıklarının eşik momentumu $p_T > 200$ MeV olmak üzere $\Delta\eta^F > 3$ olan olayların, kırınım olaylarını kırınım olmayan olaylardan ayırt etmek için kullanılması gereken kesimler olduğu elde edilen ilk sonuçtur. Şekil 3.15'te verildiği gibi bu kesimler uygulandığı takdirde kırınım olmayan olayların tüm olaylara katkısı sadece %0.6'dır.



Şekil 3.15: $p_T > 200$ MeV ve $\Delta\eta^F > 3$ kesimleri için farklı olay sınıflarına ait $\Delta\eta^F$ dağılımı.

Bununla birlikte önceki kısımlarda da değindiğimiz gibi, geniş çabukluk açıklığının çabukluk uzayındaki konumu kırınım olaylarının tipini belirlemektedir. Bu nedenle, geniş çabukluk açıklığının merkezi ve ileri uçlardaki çabukluk bölgelerinde bulunduğu özel koşulları iki farklı sınıf olarak inceleyerek tekli ve çiftli kırınım olayları ayırt edilmeye çalışılmıştır. Tablo 3.2 ve Tablo 3.3'te $\Delta\eta^F$ için tekli ve çiftli kırınım olaylarını ayırt edebilmemizi sağlayacak kesim değerlerinin nasıl olması gerektiği verilmiştir. Tablo 3.4 ve Tablo 3.5'te bu kesim değerleri $\Delta\eta^C$ için verilmektedir.

Bu tablolarda verilen değerler LHC'deki *pp* çarpışmalarının süreç tipine göre tesir kesiti değerleridir. Bu çalışma, LHC'deki ATLAS ve CMS deneylerinde ölçümü yapılacak olan kırınım olaylarının tesir kesiti analizi için önem taşımaktadır.

Tablo 3.2: $p_T > 200$ MeV son durum parçacıkları için, farklı $\Delta\eta^F$ kesimini geçen olayların, olay süreçlerine göre tesir kesitleri.

	$\Delta\eta^F > 2.5$	$\Delta\eta^F > 3.0$	$\Delta\eta^F > 3.5$	$\Delta\eta^F > 4.0$
Minimum Tetikleme	10.88 mb	9.86 mb	8.94 mb	8.12 mb
Kırınım	10.58 mb	9.74 mb	8.91 mb	8.14 mb
Tekli Kırınım	6.13 mb	5.62 mb	5.16 mb	4.72 mb
Çiftli Kırınım	4.48 mb	4.10 mb	3.72 mb	3.37 mb
Kırınım Olmayan	0.22 mb	0.11 mb	0.05 mb	0.03 mb

Tablo 3.3: $\Delta\eta^F > 3$ olan ve son durum parçacıkları üzerine uygulanan farklı p_T kesimlerini geçen olayların, olay süreçlerine göre tesir kesitleri.

	p_T kesimi olmadan	$p_T > 100$ MeV	$p_T > 200$ MeV	$p_T > 500$ MeV
Minimum Tetikleme	10.88 mb	9.86 mb	8.94 mb	8.12 mb
Kırınım	10.58 mb	9.74 mb	8.91 mb	8.14 mb
Tekli Kırınım	6.13 mb	5.62 mb	5.16 mb	4.72 mb
Çiftli Kırınım	4.48 mb	4.10 mb	3.72 mb	3.37 mb
Kırınım Olmayan	0.22 mb	0.11 mb	0.05 mb	0.03 mb

Tablo 3.4: $p_T > 200$ MeV son durum parçacıkları için, farklı $\Delta\eta^C$ kesimini geçen olayların, olay süreçlerine göre tesir kesitleri.

	$\Delta\eta^F > 2.5$	$\Delta\eta^F > 3.0$	$\Delta\eta^F > 3.5$	$\Delta\eta^F > 4.0$
Minimum Tetikleme	1.98 mb	1.36 mb	1.09 mb	0.91 mb
Kırınım	1.30 mb	1.13 mb	1.00 mb	0.87 mb
Tekli Kırınım	0.08 mb	0.03 mb	0.01 mb	0.003 mb
Çiftli Kırınım	1.15 mb	1.04 mb	0.93 mb	0.82 mb
Kırınım Olmayan	0.68 mb	0.22 mb	0.08 mb	0.03 mb

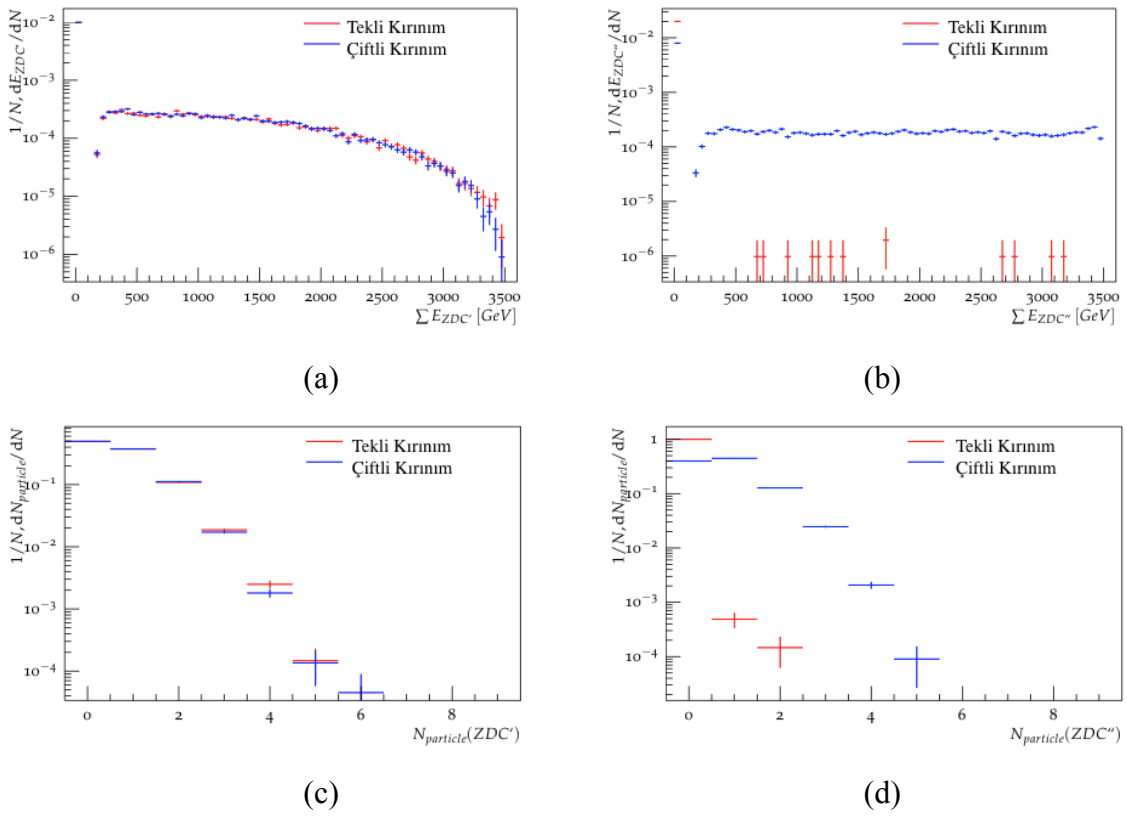
Tablo 3.5: $\Delta\eta^C > 3$ olan ve son durum parçacıkları üzerine uygulanan farklı p_T kesimlerini geçen olayların, olay süreçlerine göre tesir kesitleri.

	p_T kesimi olmadan	$p_T > 100$ MeV	$p_T > 200$ MeV	$p_T > 500$ MeV
Minimum Tetikleme	1.36 mb	1.34 mb	1.36 mb	6.65 mb
Kırınım	1.33 mb	1.27 mb	1.13 mb	1.33 mb
Tekli Kırınım	0.01 mb	0.01 mb	0.03 mb	0.51 mb
Çiftli Kırınım	1.25 mb	1.19 mb	1.04 mb	0.71 mb
Kırınım Olmayan	0.04 mb	0.07 mb	0.22 mb	5.31 mb

3.2.5. Çok İleri Kalorimetre

Daha önceki kısımda da sözünü ettiğimiz gibi çiftli kırınım olaylarının bir kısmı $|\eta| < 5.2$ sınırlı çabukluk bölgesinde tekli kırınım olayları olarak algılanabilirler. Bu tip olaylarda genelde kırınım kütlesi düşüktür ve parçacıklar demet borusuna çok yakın açılarda merkezi dedektör çabukluk bölgesinin dışına saçılırlar. Bu nedenle çok ileri uçlardaki kalorimetrelerin parçacık aktivitesine bakarak bu tip olayların ayırt edilebilmesini sağlayabilir.

$|\eta| > 8.1$ çabukluk bölgesinde konuşlandırılmış Sıfır Açı Kalorimetlerine (ZDC) n, γ ve π^0 gibi elektriksel yükü olmayan parçacıklar ulaşabilmektedir. Düşük kütleli çiftli kırınım olayları ile tekli kırınım olaylarının ayrımı için ZDC bölgesinde yüksüz parçacıkların toplam enerji birikimi ve parçacık çok katlılığı çalışılmıştır. Bunun için $|\eta| < 5.2$ çabukluk bölgesinde $\Delta\eta^F > 3$ olayları üzerinden geniş çabukluk açıklığının zıt yönünde ($\Delta\eta^F$ konumuna bağlı olarak $\eta < 0$ ve $\eta > 0$ yönünde) $E \neq 0$ olmak üzere bir kesim uygulanmıştır. ZDC′ geniş çabukluk açıklığının zıt yönünde, ZDC′′ ise geniş çabukluk açıklığının bulunduğu taraftadır. ZDC′ (a) ve ZDC′′ (b) bölgesindeki toplam enerji ve ZDC′ (a) ve ZDC′′ (d) parçacık çokkatlılığı verilmektedir. Dağılımlar analizi geçen toplam olay sayısına normalize edilmişlerdir.



Şekil 3.16: $p_{\mathrm{T}}^{nötral} > 100$ MeV yüksüz parçacıklar için ZDC çabukluk bölgesindeki ($|\eta| > 8.1$) toplam enerji ve parçacık çokkatlılığı. (a) ZDC′ ve (b) ZDC′′ bölgelerindeki toplam enerji ve (c) ZDC′ ve (d) ZDC′′ parçacık çokkatlılığı verilmektedir. Dağılımlar analizi geçen toplam olay sayısına normalize edilmişlerdir.

ZDC′′ bölgesinde en azından bir yüksüz parçacık içeren tekli kırınım olaylarının yüzdelik kesri farklı $\Delta\eta^F$ ve farklı $p_{\mathrm{T}}^{nötral}$ kesimleri için Tablo 3.6'da verilmektedir. Benzer şekilde Tablo 3.7'de çiftli kırınım olaylarının yüzdelik kesri verilmiştir.

Tablo 3.6: ZDC′′ bölgesinde en azından bir yüksüz parçacık içeren tekli kırınım olaylarının yüzdelik kesri.

	$\Delta\eta^F > 2.5$	$\Delta\eta^F > 3.0$	$\Delta\eta^F > 3.5$	$\Delta\eta^F > 4.0$
$p_{\mathrm{T}}^{yüksüz}$ kesimi olmadan	%0.23	%0.10	%0.06	%0.03
$p_{\mathrm{T}}^{yüksüz} > 100$ MeV	%0.20	%0.09	%0.05	%0.03
$p_{\mathrm{T}}^{yüksüz} > 200$ MeV	%0.16	%0.08	%0.05	%0.02

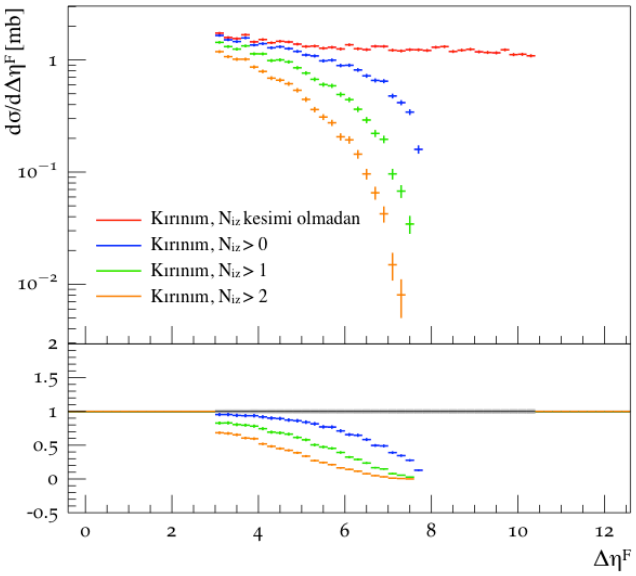
Tablo 3.7: ZDC′′ bölgesinde en azından bir yüksüz parçacık içeren çiftli kırınım olaylarının yüzdelik kesri.

	$\Delta\eta^F > 2.5$	$\Delta\eta^F > 3.0$	$\Delta\eta^F > 3.5$	$\Delta\eta^F > 4.0$
$p_{\mathrm{T}}^{yüksüz}$ kesimi olmadan	%68.93	%68.90	%68.93	%68.97
$p_{\mathrm{T}}^{yüksüz} > 100$ MeV	%60.28	%60.20	%60.18	%60.22
$p_{\mathrm{T}}^{yüksüz} > 200$ MeV	%47.27	%47.09	%46.89	%46.76

Tablolardan da anlaşılabileceği gibi $\Delta\eta^F > 3.0$ ve $p_{\mathrm{T}}^{nötral} > 100$ MeV kesimleri için tekli kırınım olaylarının neredeyse hiçbiri ZDC′′ bölgesine saçılan parçacık içermezler. Bununla birlikte çiftli kırınım olaylarının ancak %60'ı ZDC′′ bölgesine saçılan parçacıklar içermektedir. Geniş çabukluk açıklığı yöntemi ile ZDC tekli ve çiftli kırınım olayları arasında daha iyi bir ayrım yapabilmemizi sağlamasına rağmen çiftli kırınım olayların ~%40'lık bir bölümü ZDC kullanılarak algılanamaz. Bu olaylar $|\eta| < 5.2$ çabukluk bölgesinde tekli kırınım olaylarının karakteristik geniş çabukluk açıklığı dağılımına sahiptir ve yanıltıcı şekilde tekli kırınım olayları olarak algılanacaklardır. Çok ileri çabukluk bölgelerindeki toplam enerji ve parçacık çokkatlılığına bakmak tekli ve çiftli kırınım olaylarını tam olarak ayırt edebilmemizi sağlamayacaktır. Ancak sürekli ve tüm çabukluk uzayı üzerinden yapılan bir ölçüm ile böyle bir ayrım gerçeklenebilir.

3.2.6. Temel Köşe Katkısı

Kırınım olaylarının bir diğer arka plan süreci demetteki çarpışmayan protonlardan gelmektedir. Bu tip bir arka planı elemek için, sadece çarpışan protonlardan gelen olayların seçiminin yapılması yeterli olacaktır. Çarpışan protonlardan gelen olayların seçimini yapabilmek için, çarpışmanın meydana geldiği dedektör merkezinde, (x,y,z)=(0,0,0), bir köşe ve bu köşeye ilişik parçacıkların varlığını şart koşmak gerekmektedir. Bu köşeye ilişik parçacıkların sayısını belirlemek, sürecin ana tipini belirleyebilmek açısından önemlidir. Örneğin, düşük kütleli kırınım süreçlerine ait son durum parçacıklarının hepsi, demet eksenine yakın küçük açılara saçılabilirler ve deneysel olarak çarpışmanın olduğu merkezi köşeyle ilişkili parçacıklar olarak ölçülemeyebilirler. Şekil 3.17'de yumuşak kırınım süreçlerinin analizleri için ilk köşeye ilişik kaç tane parçacık olması gerektiğini gösteren bir histogtam verilmektedir.



Şekil 3.17: $p_T > 200$ MeV ve $\Delta\eta^F > 3$ kırınım olayları için ilk köşe kesiminin katkısı.

Tablo 3.8'de ise parçacık sayıları üzerinden uygulanan kesimi geçen olayların, olay süreçlerine göre yüzdelikleri verilmiştir.

Tablo 3.8: N_{iz} kesimini geçen olayların, olay süreçlerine göre yüzdelikleri.

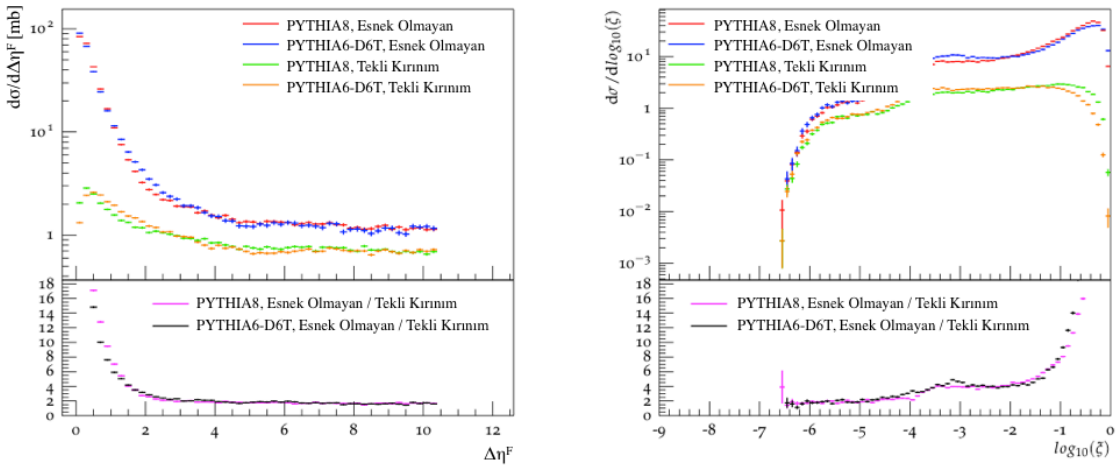
	N_{iz} kesimi olmadan	$N_{iz} > 2$	$N_{iz} > 3$	$N_{iz} > 4$
Tekli Kırınım	%41.10	%8.54	%5.43	%3.51
Çiftli Kırınım	%44.29	%10.12	%6.45	%4.12
Kırınım	%42.44	%9.25	%5.96	%3.81
Minimum Tetikleme	%13.81	%3.08	%1.99	%1.27
Kırınım Olmayan	%0.22	%0.16	%0.17	%0.11

Bu değerlere göre, ilk köşeye ilişik ikiden fazla parçacık olmasını gerektirmek, olay sürecine göre değişmekle birlikte kırınım olayların yaklaşık %35'lik bir kısmının deneysel olarak ölçümünün yapılamıyacağı anlamına gelmektedir. Düşük kütleli kırınım olaylarının da deneysel olarak gözlenebilmesi için ilk köşeye ilişik parçacık sayısı için uygulanacak kesim ikiden fazla olmamalıdır.

3.2.7. Olay Üreteçlerinin Sistematik Belirsizliği

Önceki bölümlerde de değindiğimiz gibi PYTHIA6 ve PYTHIA8 olay üreteçlerinin her ikisinde de kırınım olaylarının simülasyonu için her ne kadar pomeron modeli kullanılsa da olay üretim mekanizmaları farklılıklar içermektedir [96, 97]. Bunun da ötesinde, aynı olay üretecinin serbest parametrelerin farklı değerlere ayar edilmiş olması da sonuçlar arasında farklılıklara yol açmaktadır. Bu tez çalışmasında yer alan kırınım olaylarının tesir kesitinin ölçümü ve CMS deneyi içerisinde yürütülen diğer kırınım fiziği analizlerinin sonuçları kullanılarak, olay üreteç programlarındaki serbest parametre değerlerinin deneysel olarak belirlenmesi hedeflenmektedir. Ancak $\sqrt{s} = 7$ TeV pp çarpışmaları için bu parametrelerin değerleri henüz bilinmediğinden farklı olay üreteçleri kullanılarak yapılan ölçüm üzerindeki sistematik belirsizlik çalışılmıştır.

Kırınım olaylarının üretim mekanizmaları arasında farklılıklar içeren PYTHIA6 ve PYTHIA8 olay üreteç programları ile ürettiğimiz olaylar için $\Delta\eta^F$ ölçümü üzerindeki modele bağlı sistematik belirsizlik Şekil 3.18'de verilmektedir.



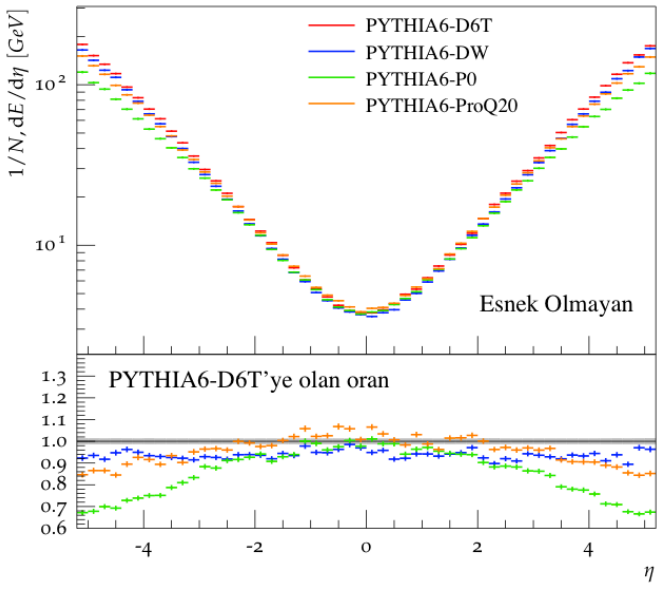
Şekil 3.18: $p_T > 200$ MeV olmak üzere PYTHIA8 ve PYTHIA6-D6T için $\Delta\eta^F$ dağılımı.

Dağılımlardan anlaşılabileceği gibi yumuşak kırınım olayları için farklı olay üreteçlerinin kullanımından kaynaklanan fark oldukça düşüktür. Ancak bu fark, momentum transferinin yüksek olduğu sert kırınım süreçlerinde ve aynı modelin farklı parametre değerlerinde daha belirgin olabilir. Bu nedenle 7 TeV pp çarpışmalarından alınan deneysel veriler kırınım süreçlerinin daha iyi modellenmesini ve model parametrelerinin ayar edilmesini sağlayacaktır.

4. BULGULAR

4.1. İLERİ BÖLGEDEKİ ENERJİ AKIŞI

Bugüne kadar yapılan hadron-hadron çarpıştırma deneylerinde ileri çabukluk bölgesindeki dedektörlerin eksikliği nedeniyle, çoklu-parton etkileşimlerini tam olarak anlayabilmemizi sağlayacak olan ileri bölgeyi de içeren ölçümler yapılamamıştır ve çoklu-parton etkileşim modelleri serbest parametlerle inşa edilmiştir. Var olan modellerin öngördüğü sonuçlar, deney verileri ile tam olarak örtüşmemekte ve bu tip etkileşimlerin tesir kesiti kesin olarak bilinmemektedir. Şekil 4.1'de aynı modelin serbest parametrelerinin sahip olduğu değerlerin değiştirilmesi ile elde sonuçların ileri çabukluk bölgelerinde ($|\eta| > 3$) birbirinden ne kadar farklı olabileceği gösterilmektedir.



Şekil 4.1: Esnek olmayan MC olayları için $|\eta| < 5.2$ (dedektör çabukluğu) bölgesindeki enerji akışı. Farklı PYTHIA6 simülasyon ayarları için verilen sonuçların özellikle ileri çabukluk bölgelerinde uyuşmadığı görünmektedir.

LHC deneylerinde kütle merkezi çarpışma enerjisinin önceki hadron-hadron deneylerine göre daha fazla olması, daha düşük küçük-x bölgelerine inilmesini sağlamakta ve çoklu-parton etkileşimlerinin gerçekleşme olasılığını arttırmaktadır. LHC

dedektörlerinin ileri bölgeyi de yeterince kapsayacak şekilde tasarlanmış olması, tüm çabukluk bölgesini kapsayacak ölçümlere olanak tanımakta ve çoklu parton etkileşim modellerindeki serbest parametrelerin belirlenmesine fırsat vermektedir. LHC olaylarında meydana gelen çoklu-parton etkileşimlerini anlamak ve bu olayların tesir kesitini belirleyebilmek, tüm esnek olmayan süreçler üzerinde yapılacak olan ölçümlerin hassasiyeti ve esnek olmayan olayların toplam tesir kesitini belirleyebilmek açısından önemlidir.

4.1.1. Olay Seçimi

LHC'de çoklu-parton etkileşimlerinin tüm olaylar üzerindeki katkısının anlaşılabilmesi için CMS dedektörünü kullanarak ileri bölgedeki enerji akışını $\sqrt{s} = 0.9$, 2.36 ve 7 TeV kütle merkezi *pp* çarpışmaları için ölçtük [87, 98, 99].

Sistematik belirsizlikleri de dahil ederek yapılan ölçüm için iki farklı olay sınıfı kullanılmıştır. Bunlardan ilki *pp* çarpışmalardan gelen bütün olayların dahil edildiği ve özel bir seçimin uygulanmadığı Mimimum Tetikleme olayları olarak adlandırdığımız olaylar sınıfı. İkinci olaylar sınıfında ise, merkezi çabukluk bölgesinde iki jet içeren ve bu jetlerin seçimi için özel koşulların olduğu "QCD iki-jet" olaylar sınıfı. Bu iki farklı olay sınıfı seçimimizdeki temel esas, çoklu-parton etkileşimlerinden gelen ileri bölgedeki enerji akışını ölçmektir. Esnek olmayan sert çarpışmalar sıklıkla merkezi çabukluk bölgesinde iki jet üretmekte ve çoklu-parton etkileşimleri, çarpışma öncesi ve sonrası radyasyon gibi yumuşak saçılmalar ise ileri bölgede enerji birikintisi ile sonuçlanmaktadır. İki jet içeren olayların ileri bölgedeki enerji akışı ölçümünün, minimum tetikleme olaylarından gelen ileri bölgedeki enerji akışı ölçümüne oranı çoklu parton saçılmaları hakkında fikir vermektedir.

Tablo 4.1'de iki-jet olaylarının seçimi için uygulanan olay seçim kriterleri verilmektedir. Buna göre jetlerin maximum çabukluk değeri $|\eta| < 2.5$ olmalı yani merkezi çabukluk bölgesinde üretilmiş jetler olmaları gerekmektedir. Ayrıca ϕ üzerinden uygulanan ikinci bir kesim ile daha çok sırt-sırta iki jet içeren olayların seçimi sağlanmıştır.

Tablo 4.1: İki-jet olaylarının seçimi için uygulanan olay seçim kriterleri.

	p_T^{min} (GeV)	η^{max}	$\lvert\Delta\phi(j_1,j_2)-\pi\rvert$
$\sqrt{s}$ = 0.9 TeV	8	2.5	< 1.0
$\sqrt{s}$ = 2.36 TeV	8	2.5	< 1.0
$\sqrt{s}$ = 7 TeV	20	2.5	< 1.0

4.1.2. Sistematik Belirsizlikler

Yapılan ölçümeler üzerindeki hatalar istatiksel ve sistematik olmak üzere iki ana başlık altında incelenebilir. Bu çalışmada yapılan ölçümler için yeterli istatistik kullanıldığından ölçüm sonuçları üzerinde çok düşük bir istatiksel hata bulunmaktadır. Bununla birlikte, ileri bölgedeki enerji akışını ölçmek kolay olmamakla birlikte çok iyi kalibre edilmiş bir kalorimetre gerektirmektedir. Ölçüm üzerindeki en büyük sistematik belirsizlik HF kalorimetrenin hassas bir şekilde kalibre edilememiş olması ve/veya kalorimetrenin enerji skalasının tam olarak bilinememesinden kaynaklanmaktadır. Tablo 4.2'de sistematik belirsizliklerden kaynaklanan ölçüm üzerindeki hata oranları verilmiştir.

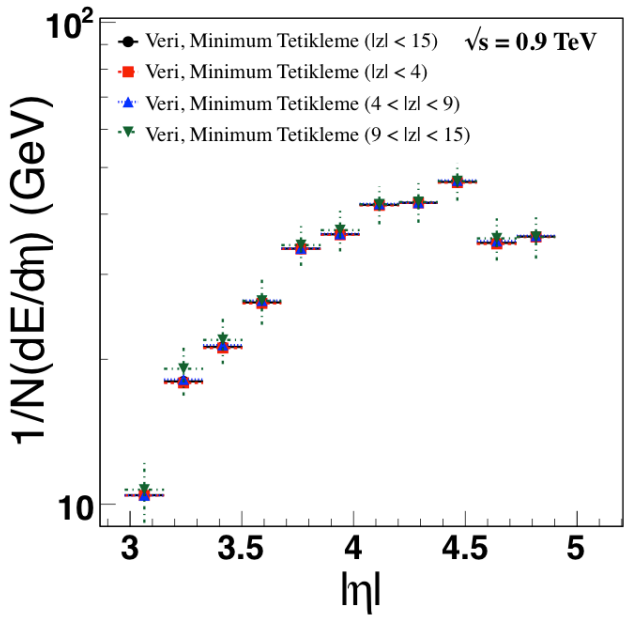
Tablo 4.2: İleri bölgede enerji akışı ölçümündeki sistematik belirsizlikler.

Belirsizlik	Minimum Tetikleme Olayları	İki-jet Olayları
Enerji Skalası	%15	%15
Fototüp olayları	%3	%3
İlk köşe z pozisyonu	%1	%1
Kalorimetre kulelerindeki kesim enerjisi	%2	%2
Kanallar arası kalibrasyon	%1	%1
Toplam	%15	%15

Bu ölçümdeki en büyük belirsizlik %15 ile HF kalorimetresinin enerji skalasının tam olarak bilinememesidir ve ölçüm üzerindeki toplam belirsizlik değeri olarak kullanılmıştır. Örneğin kalorimetrede ölçtüğümüz 100 GeV'lik bir parçacığın gerçek enerjisinin 85-115 GeV arasında bir değer alabilmesidir. Fototüp olaylarını elemek için

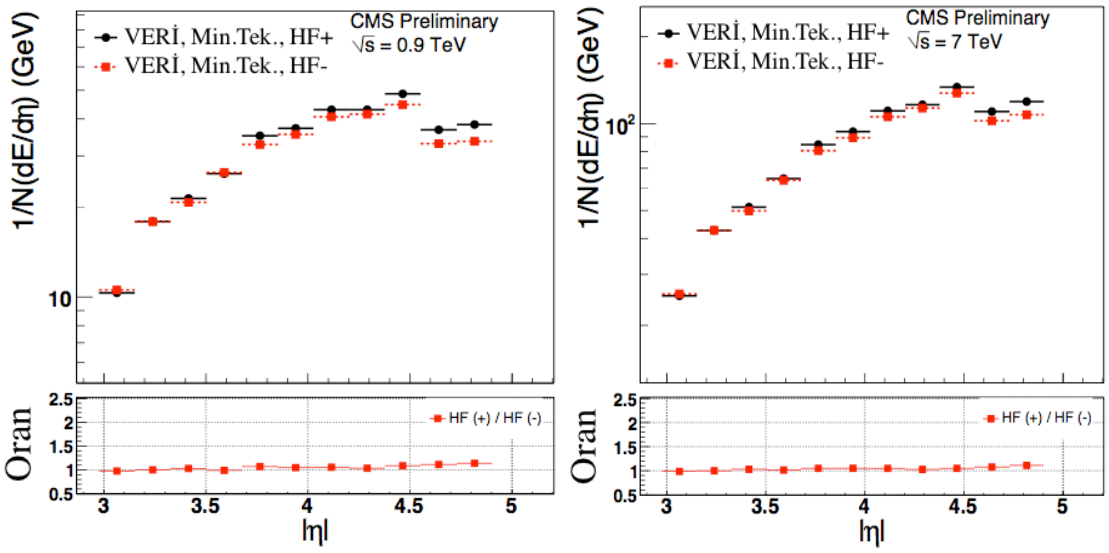
farklı algoritmaların kullanımından kaynaklanan HF kalorimetresindeki enerji akışı üzerindeki belirsizlik %3 kadardır.

CMS dedektörünün ileri bölgesindeki enerji akışının ölçümünü doğru yapabilmek için, tam olarak dedektörün merkezinde meydana gelen çarpışmaların seçilmesi zorunludur. Proton-proton çarpışmalarının CMS dedektörünün merkezinde yani (x,y,z)=(0,0,0) noktasında meydana gelmesi ideal olandır ve çarpışmalarda oluşacak parçacıkların ilk köşesinin bu nokta civarında olması beklenmektedir. Bu nokta civarında olabilecek muhtemel kaymalar, ileri bölgedeki gerçek enerji akışı ölçümünün sonucu değiştirecek, ayrıca HF+ ve HF- arasındaki enerji akış simetrisini bozacaktır. Şekil 4.2'de farklı z aralıklarındaki olaylar için, $|z| < 4cm$, $4cm < |z| < 9cm$ ve $9cm < |z| < 15cm$, HF'teki enerji akışı ölçülmüştür. İlk köşe pozisyonu üzerindeki belirsizliğin enerji akışı ölçümündeki hata oranına katkısının %1'i geçmediği saptanmıştır.

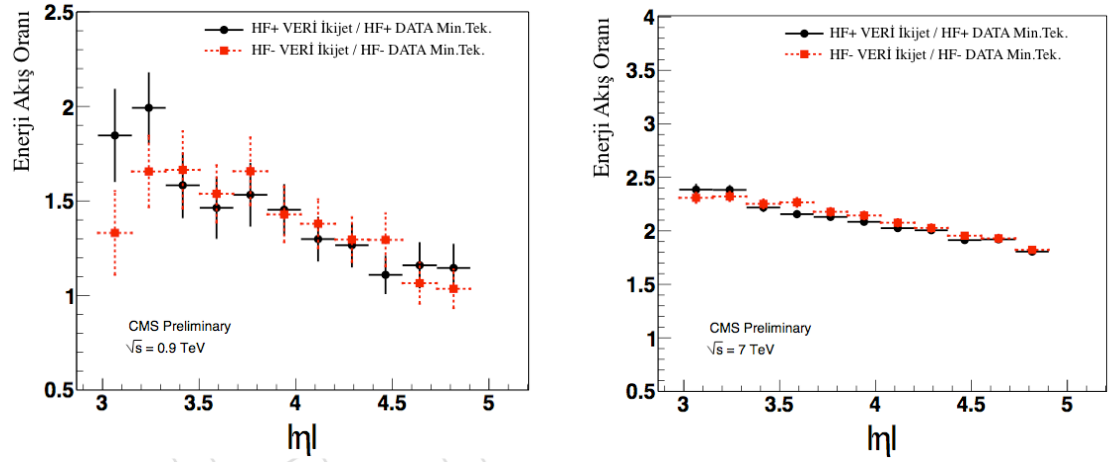


Şekil 4.2: Farklı z değerlerine sahip ilk köşeler için HF kalorimetresindeki enerji akış dağılımı.

Çarpışmaların merkezsel olmamasının HF+ ve HF-'ta ölçülen enerji akış simetresini bozabileceğini belirtmiştik. Bu nedenle her iki kalorimetredeki enerji akışı ve bu enerji akışlarının farklı olay sınıfları için birbirlerine olan oranı çalışıldı. Şekil 4.3'te HF+ ve HF- kalorimetreleri arasındaki enerji akış karşılaştırılmaları $\sqrt{s} = 0.9$ ve 7 TeV için verilmektedir. Özellikle demet eksenine yakın HF halkalarında HF+ ile HF- arasındaki enerji akış farkının %5-10 arasında olabildiği ölçülmüştür.



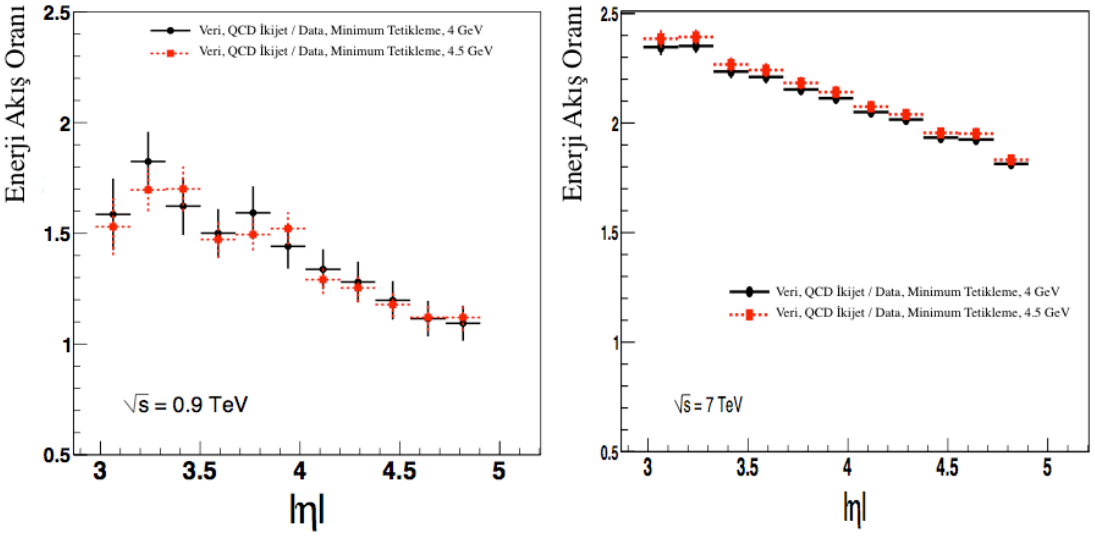
(a)



(b)

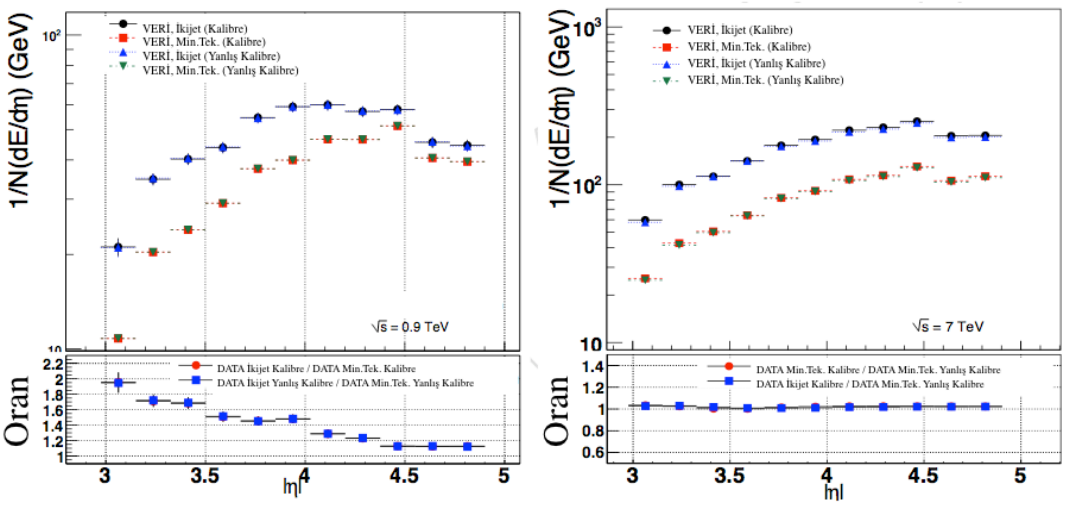
Şekil 4.3: $\sqrt{s} = 7$ TeV *pp* çarpışmalarında Minimum Tetikleme (a) ve iki-jet olayları (b) için HF+ ve HF- kalorimetrelerindeki enerji akışının karşılaştırılması.

HF kalorimetresinin veri alım performansı ve simülasyon verimliliğinden söz ederken yaklaşık 4 GeV'nin altındaki enerji değerlerinde kalorimetrenin elektronik gürültü simülasyonunun iyi yapılamadığı ve Veri ile MC arasında fark olduğunu belirtmiştik. 4 GeV'lik kesim değerini 4.5 GeV'ye çıkararak tüm kalorimetredeki enerji akışını tekrar ölçtük. Şekil 4.4'te verildiği gibi kalorimetre kulelerindeki kesim enerjisinin değiştirilmesi ile toplam enerji akışı üzerindeki değişim %2'yi geçmemektedir.



Şekil 4.4: Farklı elektronik gürültü seviyeleri kesimi için HF kalorimetresindeki enerji akışı oranı.

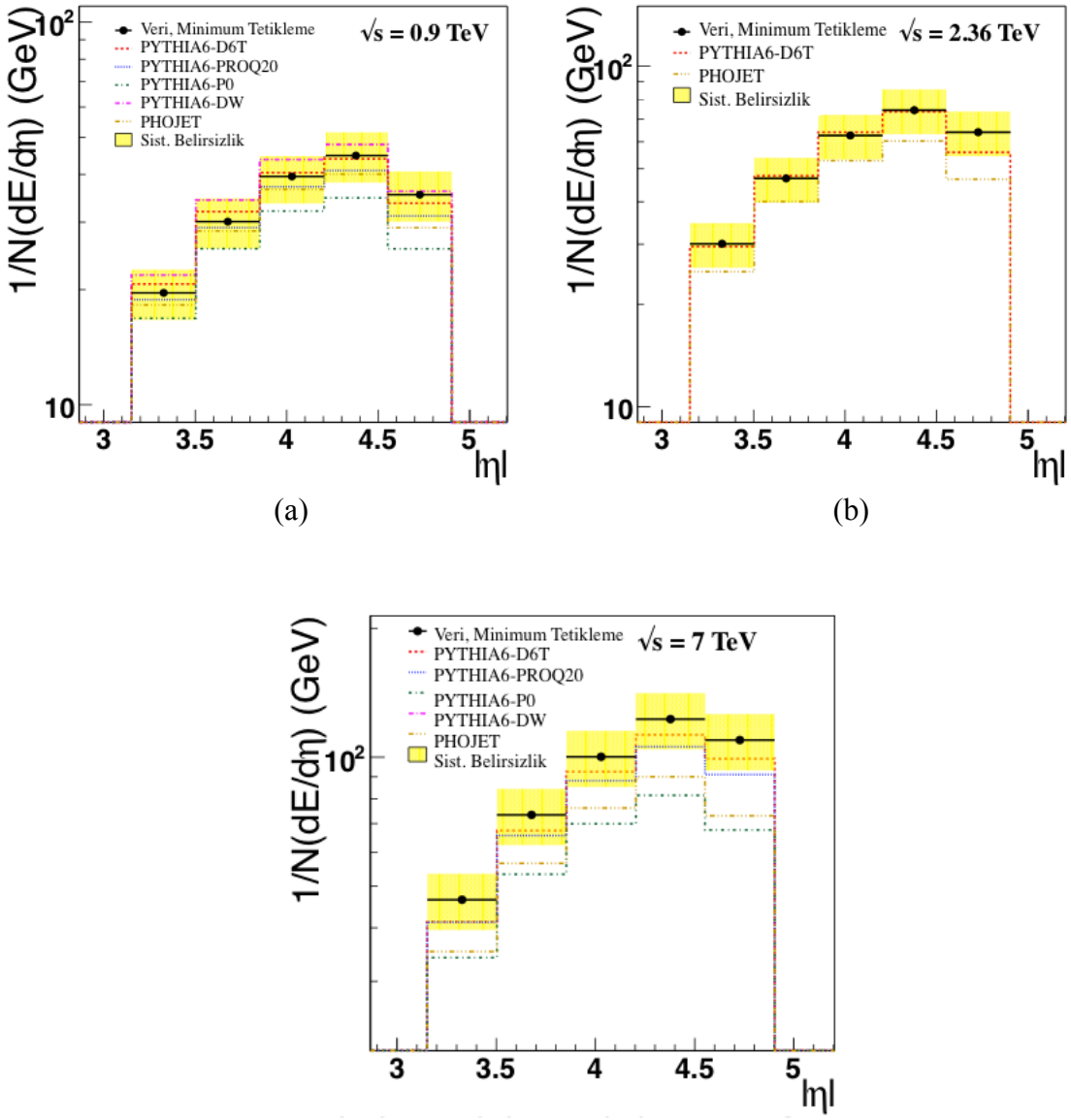
HF kalorimetresi LHC'den *pp* çarpışma verileri alınmaya başlanmadan önce 30-300 GeV aralığında farklı demet enerjilerindeki e^{-}, μ ve pion test demetleri ile kalibre edilmiştir. Ayrıca 1728 farklı okuma kanalına sahip olan kalorimetrenin kanallar arası kalibrasyonu Cobalt-60 radyoaktif kaynağı kullanılarak yapılmıştır. Yanlış kalibrasyondan kaynaklanan sistematik hatanın belirlenmesi için her bir HF kanalına ±%15 aralığında rastgele bir ek kalibrasyon katkısı yapılmıştır. Şekil 4.5'te HF kalorimetresinde yanlış kalibrasyon sonucu oluşan enerji akışı verilmiştir. Kanallar arası kalibrasyon hassas bir şekilde yapılabilmiş olduğu için buradan gelen sistematik belirsizlik %1'i geçmemektedir.



Şekil 4.5: ±%15 yanlış kalibrasyon katkısının eklenmesiyle HF'te gözlenen enerji akışı.

4.1.3. Enerji Akışının Ölçümü

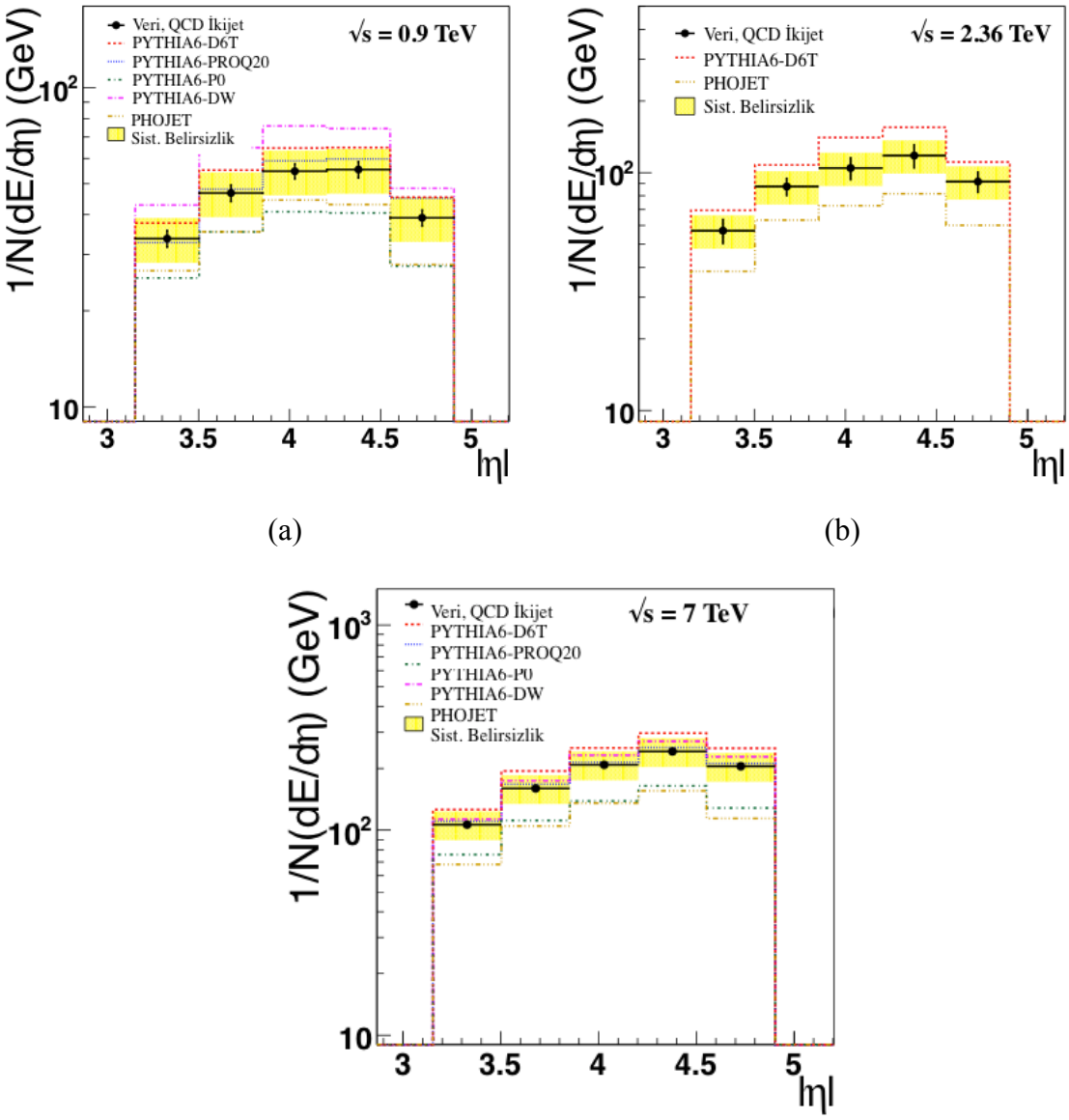
Tüm sistematik belirsizlikler hesaba katıldıktan sonraki enerji akışı ölçümü farklı kütle merkezi enerjilerindeki *pp* çarpışmaları için ölçülmüş ve Monte Carlo simülasyonları ile karşılaştırılmıştır. Minimum Tetikleme olayları için ölçüm sonuçları Şekil 4.6'da, iki-jet olayları için ise Şekil 4.7'de verilmektedir. Grafiklerdeki sarı bantla taranmış bölgeler, bu ölçümler üzerindeki sistematik belirsizliği göstermektedir.



(a) (b)

(c)

Şekil 4.6: (a) $\sqrt{s} = 0.9$, (b) $\sqrt{s} = 2.36$ ve (c) $\sqrt{s} = 7$ TeV Minimum Tetikleme olayları için HF kalorimetresindeki enerji akışının (siyah) farklı PYTHIA6 ayarları ve PHOJET MC simülasyonu ile karşılaştırılması.

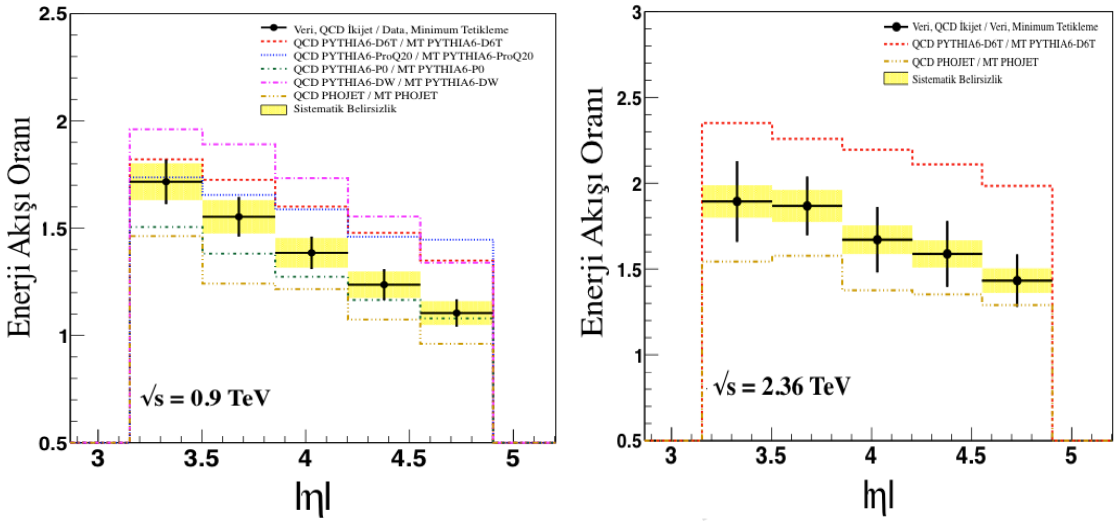


Şekil 4.7: (a) $\sqrt{s} = 0.9$, (b) $\sqrt{s} = 2.36$ ve (c) $\sqrt{s} = 7$ TeV QCD iki-jet olayları için HF kalorimetresindeki enerji akışının (siyah) farklı PYTHIA6 ayarları ve PHOJET MC simülasyonu ile karşılaştırılması.

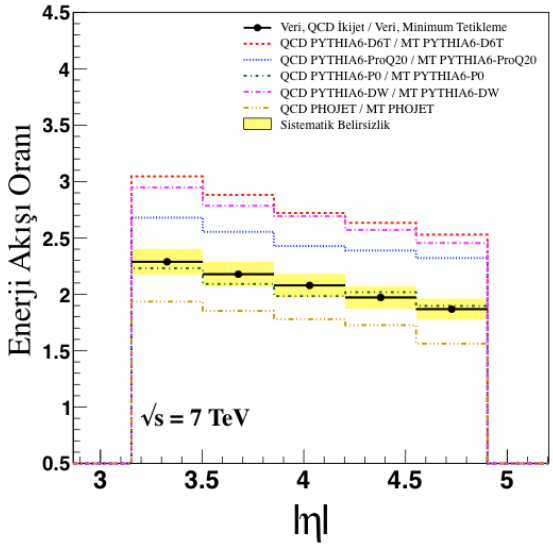
Histogramlarda esas olarak gerçek veriler ile PYTHIA6 ve PHOJET olay üreteçlerinden elde edilen simülasyon sonuçları karşılaştırılmaktadır. Ayrıca, PYTHIA6 olay üretecinin serbest parametlerinin farklı değerlerle ayar edilmesiye elde edilen farklı PYTHIA6 "ayar" ları ile olan karşılaştırmalara yer verilmiştir. PYTHIA6 olay üretecenin D6T, ProQ20, P0 ve DW ayarları Tevatron verilerine göre ayar edilmiştir ve bu ayarların hiçbirisi LHC *pp* çarpışmalardan açığa çıkan ileri bölgedeki enerji akışını doğru öngörememektedir [100-102]. CMS deneyinden alınan verilerle yapılmış olan bu

ölçüm Monte Carlo olay üreteçlerinin özellikle çoklu-parton etkileşim modellerindeki serbest parametlerinin ne şekilde ayar edilmesi gerektiğine dair yeni bilgiler içermektedir.

Kütle merkezi enerjisinin artmasıyla, minimum tetikleme verisi kullanılarak ölçülen enerji akışındaki artış, monte carlo simülasyonundan öngörülen enerji akışı artıştan daha fazladır. Parametleri ne şekilde ayar edilmiş olursa olsun bu gözlem bu ölçümde kullanılan tüm Monte Carlo ayarları için geçerlidir. Buna benzer bir artış iki jet içeren olaylar için yapılan ölçümde gözlenmemiştir. Şekil 4.8'de iki-jet olayları için ileri hadron kalorimetresindeki enerji akışı ölçümünün minimum tetikleme olayları için enerji akışı ölçümüne oranı, kütle merkezi çarpışmaları $\sqrt{s}$ = 0.9, 2.36 ve 7 TeV için verilmektedir ve Monte Carlo simülasyonlarından elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmaktadır.



(a) (b)



(c)

Şekil 4.8: HF Kalorimetresindeki enerji akış oranı. (a) $\sqrt{s} = 0.9$, (b) $\sqrt{s} = 2.36$, ve (c) $\sqrt{s} = 7$ TeV QCD iki-jet olayları için HF kalorimetresindeki enerji akışının Min. Tek. olaylarındaki enerji akışına oranının (siyah), farklı PYTHIA6 ayarları ve PHOJET MC simülasyonu ile karşılaştırılması. Sarı bantla taranmış bölge, bu ölçüm üzerindeki sistematik belirsizliği göstermektedir.

Bilindiği gibi çoklu-parton etkileşmeleri, olaylarda fazladan aktivite üretmekte ve sert etkileşimin olduğu bölgede fazladan enerji akışına sebep olmaktadır. Bu enerji akışı ileri hadronik kalorimetrenin konuşlandırıldığı ileri çabukluk bölgesinde ölçülebilmektedir. İki jet içeren olayların HF kalorimetresinde oluşturduğu enerji

birikintisi tüm olayların oluşturduğu enerji birikintisinden fazladır. Monte carlo simülasyonlarında serbest bir parametre olan ve çoklu-parton etkileşimlerinin eşik değerini belirleyen p_{T0}'nun küçük değerleri için daha fazla çoklu-parton etkileşimi olmaktadır. Bu nedenle, en düşük p_{T0} değerine sahip DW ayarı HF çabukluk bölgesinde gerçek veriye oranla daha fazla enerji akışı öngörürken, en yüksek p_{T0} değerine sahip P0 ayarı daha az enerji akışı öngörmektedir. Bu çalışmadan elde edilen sonuçlar, ileri bölgedeki enerji akışının, çarpışmaların kütle merkezi enerjisine olan bağımlılığını ortaya koymaktadır. Bunun yanı sıra çoklu-parton etkileşimlerinin minimum p_T değerini belirlemek için gerekli olan p_{T0} parametresinin, farklı $\sqrt{s}$ değerleri için nasıl değiştiğini göstermektedir.

Tablo 4.3'te farklı PYTHIA8 ayarları için parametre değerleri verilmiştir. Ayar 4C, $\sqrt{s} = 7$ TeV *pp* çarpışmaları için parametre değerlerinin nasıl ayar edilmesi gerektiğini göstermektedir.

Tablo 4.3: PYTHIA8 simülasyon ayar parametreleri.

Parametre	Ayar 2C	Ayar 2M	Ayar 4C
SigmaProcess:alphaSvalue	0.135	0.1265	0.135
SpaceShower:rapidityOrder	on	on	on
SpaceShower:alphaSvalue	0.137	0.130	0.137
SpaceShower:pT0Ref	2.0	2.0	2.0
MultipleInteractions:alphaSvalue	0.135	0.127	0.135
MultipleInteractions:pT0Ref	2.320	2.455	2.085
MultipleInteractions:ecmPow	0.21	0.26	0.19
MultipleInteractions:bProfile	3	3	3
MultipleInteractions:expPow	1.60	1.15	2.00
BeamRemnants:reconnectRange	3.0	3.0	1.5
SigmaDiffractive:dampen	off	off	on
SigmaDiffractive:maxXB	N/A	N/A	65
SigmaDiffractive:maxAX	N/A	N/A	65
SigmaDiffractive:maxXX	N/A	N/A	65

Olay üreteçleri, acayip kuarkların u ve d kuarklarına olan oranı, baryon-mezon oranı gibi ayar edilebilecek başka serbest parametlere de sahiptir. Bu parametlerin sonuçlar üzerinde en önemli katkıya sahip olanlarının küçük bir listesi Tablo 4.4'te verilmektedir. Bu serbest parametreler daha önceki yapılan Tevatron deneylerine ve LEP'e göre ayar edilmişlerdir. Tevatron deneylerinde $\sqrt{s} = 1.96$ TeV $p\bar{p}$ kütle merkezi çarpışmaları için sadece merkezi çabukluk bölgesini kapsayan veriler alınmıştır. Bu nedenle, var olan bütün olay üreteç programlarına ait ayarlar $\sqrt{s} = 7$ TeV pp çarpışmaları için ileri çabukluk bölgelerini de kapsayacak şekilde yeniden ayar edilmektedir.

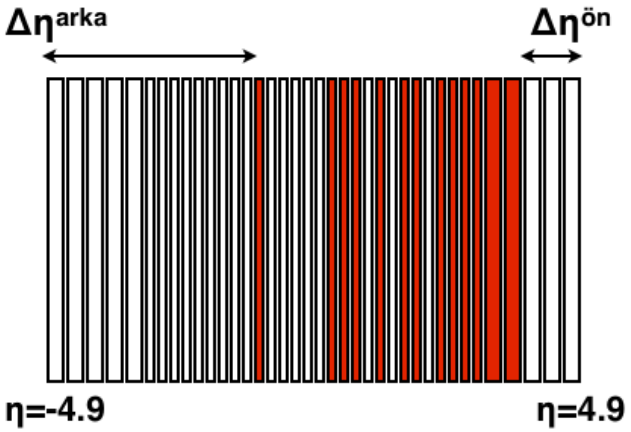
Tablo 4.4: PYTHIA olay üretecinde ayar edilebilecek bazı diğer serbest parametler.

	Nicelik	PYTHIA 6	PYTHIA 8
s/u	K/π	PARJ(2)	StringFlav:probStoUD
Baryon/Mezon	p/π	PARJ(1)	StringFlav:probQQtoQ
Extra Strange Baryon azaltması	$\wedge/p$	PARJ(3)	StringFlav:probSQtoQQ
Baryon-3/2 / Baryon-1/2	$\Delta/p., \ldots$	PARJ(4) PARJ(18)	StringFlav:probQQ1toQQ0 StringFlav:decupletSup
Vektör/Skaler (strange olmayan)	ρ/π	PARJ(11)	StringFlav:mesonUDvector
Vektör/Skaler (strange)	K^*/K	PARJ(12)	StringFlav:mesonSvector

4.2. GENİŞ ÇABUKLUK AÇIKLIĞININ TESİR KESİTİ

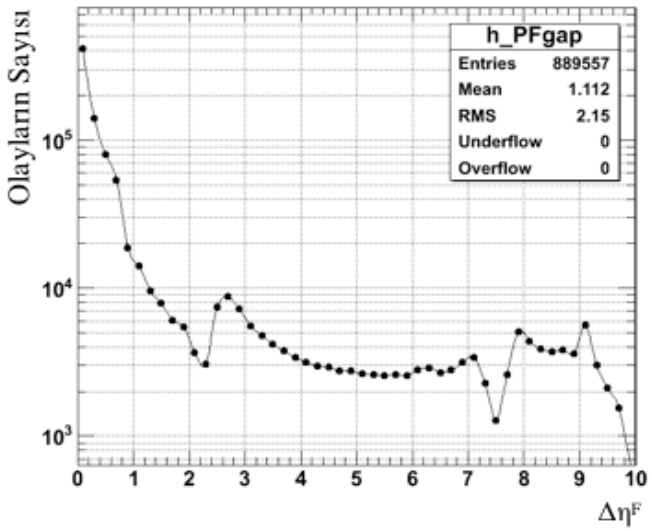
Kırınım olaylarını analizinde, dedektörde *pp* çarpışması sonucunda ileri bölgelerde parçacıkların olmadığı bölgelerin büyüklüğü ölçüldü. Bu bölgenin büyüklüğü daha önceki kısımlarda değindiğimiz gibi kırınım süreci hakkında bilgi taşımaktadır.

Öncelikle ölçüm yapılacak çabukluk bölgesine karar verebilmek için simülasyon verimliliği ve dedektörlerin gürültü seviyeleri belirlenmiştir. Eğer dedektör gürültüsü gerçek sinyalden iyi şekilde ayırt edilemezse, geniş çabukluk açıklığının ölçülen büyüklüğü gerçek değerinden çok farklı olabilir. Analizde dedektör çabukluk bölgesi $\eta=\pm4.9$ olarak alınmakta ve bu bölge $\Delta\eta=0.2$ olmak üzere 49 tane halkaya bölünmektedir. Daha sonra halkalardan her birisinde parçacık olup olmadığına bakılarak her bir olaydaki ileri geniş çabukluk açıklığının büyüklüğü hesaplanmaktadır. Şekil 4.9'da kullanılan algoritmanın temsili bir resmi verilmektedir.



Şekil 4.9: Geniş çabukluk açıklığı büyüklüğünün hesaplanması aşamasında kullanılan algoritmanın temsili bir resmi. Kırmızı ile taranmış alanlar parçacıkların bulunduğu bölgeleri göstermektedir.

Şekil 4.10'da CMS deneyinde $\sqrt{s} = 7$ TeV *pp* olayları için ileri geniş çabukluk açıklığı büyüklüğünün dağılımı verilmiştir.



Şekil 4.10: CMS deneyinde $\sqrt{s} = 7$ TeV *pp* olayları için geniş çabukluk açıklığı büyüklüğünün dağılımı.

Ancak bu dağılım dedektörden alınan veriler üzerinde hiçbir düzeltme faktörü olmadan elde edilen dağılımdır. Bununla birlikte, dedektörün aslında bir çok alt dedektörden oluştuğunu ve her bir alt dedektörün enerji/momentum çözünürlüğünün ve çabukluk uzayındaki bölümlendirmelerin farklı olduğunu bilmekteyiz. Dolayısıyla dedektörden ölçülen dağılım bu tip dedektör etkileri için düzeltilmedir. Geniş çabukluk açıklığı

büyüklüğünün diferansiyel tesir kesiti dedektör etkilerinden arındırılmış olarak şu şekilde yazılabilir,

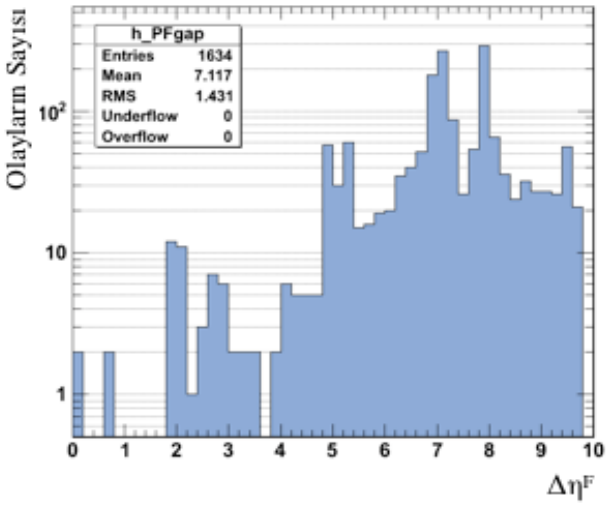
$$\frac{d\sigma(\Delta\eta^F)}{d\Delta\eta^F} = \frac{A(\Delta\eta^F)}{\Delta\eta_{halka}} \frac{N(\Delta\eta^F) - N_{AP}(\Delta\eta^F)}{\varepsilon(\Delta\eta^F)\times L}. \tag{4.1}$$

Burada $A(\Delta\eta^F)$ hadron ve dedektör düzeyi arasındaki bağıntı matrisi, $N(\Delta\eta^F)$ olayların sayısı, $N_{AP}(\Delta\eta^F)$ arka plan olaylarının sayısı, $\varepsilon(\Delta\eta^F)$ olay tetikleme verimliliği ve L toplam parlaklıktır.

Düzeltilmiş ölçüm sonuçlarını elde edebilmek için bu bağıntıdaki her bir eleman ölçülmüştür.

4.2.1. Arka Plan Olayları

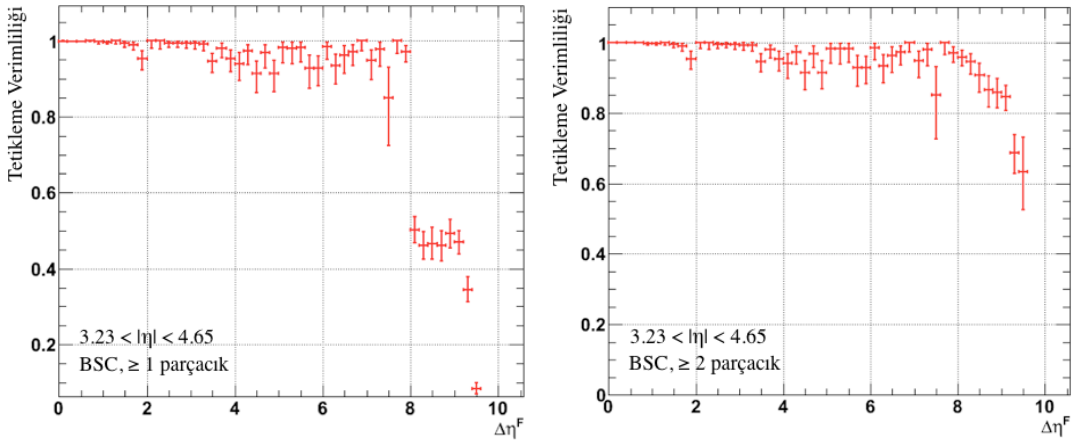
LHC'de proton demetleri dönerken CMS dedektöründe birbirleriyle çarpışmayan demetlerin de dedektörde sinyal bırakma olasılığı vardır. Bu olaylara demet arka plan olayları denir ve her bir ölçüm genişliği için gerçek sinyalden istatiksel olarak çıkarılması gerekmektedir. Demet arka planından gelen olayları $\Delta\eta^F$'in bir fonksiyonu olarak ölçebilmek için $demet-1$ ve $demet-2$'deki eşzamanlı olmayan proton kümeleri kullanılmıştır. Şekil 4.11'de demet arka plan olayları için $\Delta\eta^F$ büyüklüğü verilmektedir. Bu histogramda her bir $\Delta\eta^F$ ölçüm genişliğine karşılık gelen olay sayısı gerçek olay sayısından istatiksel olarak çıkarılmıştır.



Şekil 4.11: Demet arka plan olayları için $\Delta\eta^F$ dağılımı.

4.2.2. Olay Tetikleme Verimliliği

Olay tetikleme verimliliği sinyalin ne kadar iyi kaydedildiği ile ilişkilidir. Geniş çabukluk açıklığı tesir kesitinin ölçümü için tekli kırınım olaylarını içeren minimum tetikleme veri setleri kullanılmıştır. Bu veriler sadece "HLT_L1_BscMinBiasOR_Bptx" tetikleme kanalından geçen olayları içermektedir. Bu tetikleme kanalının verimliliğini yani olayları ne kadar iyi seçebildiğini ölçebilmek içinse "HLT_ZeroBias" tetikleme kanalından geçen sıfır tetikleme olayları kullanılmıştır. Şekil 4.12'de $\Delta\eta^F$ gözlenebiliri için Minimum Tetikleyicilerin verimliliği BSC çabukluk bölgesinde en az bir parçacık içeren (a) ve en az iki paraçacık içeren (b) olaylar için verilmektedir.



(a) (b)

Şekil 4.12: Minimum Tetikleme olay tetikleyicilerinin verimliliği BSC çabukluk bölgesinde (a) en az bir parçacık içeren, (b) en az iki paraçacık içeren olaylar için.

Histogramlardan da açıkça göründüğü gibi BSC bölgesinde en az bir parçacık içeren olayların tetikleme verimliliği $\Delta\eta^F > 8$ olayları için ani bir şekilde düşmektedir. Tetikleme verimliliğini arttırmak için BSC bölgesinde en az iki parçacık içeren olaylar analizde kullanılmıştır.

4.2.3. Çözümleme (Unfolding)

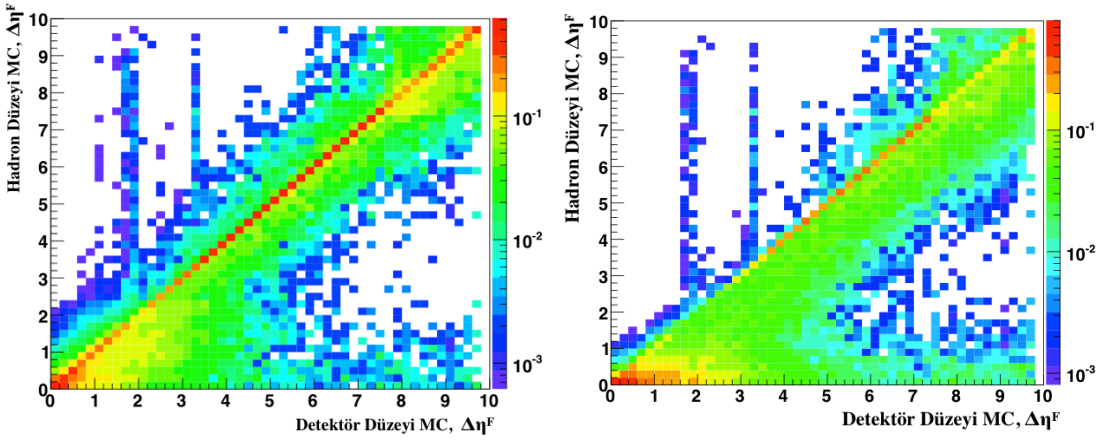
Dedektörün ölçüm uzayını sınırlandırması ($|\eta| < 4.9$) ve sonlu çözünürlüğe sahip olması nedeniyle herbir $\Delta\eta^F$ ölçüm genişliğinde gerçek değerler $(f(x)_{gerçek})$ ile ölçülen değerler $(g(y)_{ölçülen})$ arasında kaymalar olur. Gerçek değerler ile ölçülen değerler arasındaki ilişki,

$$g(y)_{\text{ölçülen}} = \int A(y,x) f(x)_{gerçek}\, dx \tag{4.2}$$

şeklinde bir $A(y,x)$ çözünürlük fonksiyonu ile verilir. $A(y,x)$ çözünürlük fonksiyonu dedektöre ait tüm bilgileri içerir ve $x = x_0$ değeri için $A(y,x_0)$ fonksiyonu dedektörün sabit x_0 değerindeki çözünürlük bilgisini y değişkeniyle tutar. Bu şekilde $g(y)_{\text{ölçülen}}$ dağılımını kullanarak $f(x)_{gerçek}$ dağılımının belirlenmesi işine Çözümleme (Unfolding) denir. Çözümleme, dedektörle ilgili tüm bilgileri içeren (dedektör sınırları, dönüşüm noktaları ve uzaysal çözünürlük gibi) $A(y,x)$ çözünürlük fonksiyonun belirlenmesini gerektirir. Denklem 4.2 ifadesinin nümerik çözümleri için dağılımlar bazı sonlu parametrelerle ifade edilmelidir, örneğin dağılımlar histogramlarla ve çözünürlük fonksiyonu da matrisle gösterilebilir. Böylece Denklem 4.2, Denklem 4.3'teki gibi matris gösterimine dönüştürülebilinir:

$$y = Ax\,. \tag{4.3}$$

Burada A matrisi hadron düzeyi ve dedektör düzeyi arasındaki bağıntı matrisi olup, elemanları Monte Carlo simülasyonundan belirlenir. Şekil 4.13'te $\Delta\eta^F$ gözlenebiliri için hadron düzeyi ve dedektör düzeyi arasındaki bağıntı matrisi hadron düzeyinde (a) $p_T > 200$ MeV ve (b) p_T kesimi olmadan iki boyutlu histogramlar şeklinde verilmiştir.



Şekil 4.13: Hadron ve dedektör düzeyi arasındaki bağıntı matrisi (a) $p_T > 200$ MeV olan hadronlar için ve (b) p_T kesimi olmadan verilmektedir.

Hadron düzeyinde p_T kesimi uygulanmadığı taktirde hadron düzeyindeki $\Delta\eta^F$ büyüklüğünün dedektör düzeyinde sistematik olarak kaydığı görünmektedir. Böylece

dedektör düzeyinde yapılan ölçümün aslında hadron düzeyinde $p_T > 200$ MeV kesimi uygulanan olaylara karşılık geldiği belirlenir.

Bağıntı matrisi, bir gözlenebilirin belli bir ölçüm aralığı için hadron düzeyindeki gerçek değerinin dedektör düzeyinde ne kadar olasılıkla yeniden yapılandırılabildiğini gösterir. Böylece dedektör çözünürlük etkilerinin anlaşılması, ölçüm genişliklerinin ve gerekli ise hadron düzeyinde uygulanabilecek kesimlerin belirlenmesi için kullanılır. Matris elemanları aşağıdaki gibi tanımlanabilir:

- N_i^{MC}: $i = 1,2, \dots, n$ ölçüm noktalarında üretilen MC olaylarının sayısı,
- N_j^{MC}: $j = 1,2, \dots, m$ ölçüm noktalarında yeniden yapılandırılan MC olaylarının sayısı,
- N_{ij}^{MC}: $i.$ ölçüm noktasında üretilen ve $j.$ ölçüm noktasında yeniden yapılandırılan MC olaylarının sayısı,
- A_{ij}: $i.$ ölçüm noktasında üretilen MC olaylarının $j.$ ölçüm noktasında gözlenme olasılığı.

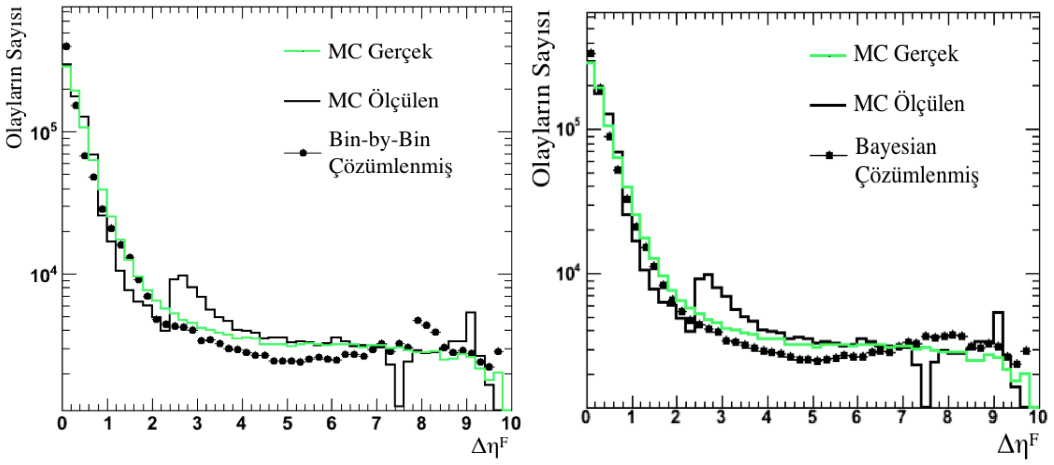
Monte Carlo simülasyonundan bağıntı matrisinin elde edilmesinden sonra, dedektörden ölçülen gerçek dağılım üzerine uygulanması gereken düzeltme faktörleri belirlenerek veri çözümlenmiştir. Düzeltme faktörlerini belirlemek için çeşitli istatiksel yöntemler kullanılmaktadır. Bu çalışmada RooUnfold paketi kullanılarak aralık-aralık (bin-by-bin) yöntemi ve Bayesian yöntemi ile veri çözümlenmiştir. Aralık-aralık yöntemi için C_i düzeltme faktörleri aşağıdaki şekilde belirlenir:

$$C_i = \frac{N_i^{MC}}{N_j^{MC}} \ . \tag{4.4}$$

Çözümlenmiş dağılım ise düzeltme faktörlerinin dedektörden ölçülen dağılıma (D_i) uygulanması ile elde edilir,

$$U_i = C_i . D_i \ . \tag{4.5}$$

Burada U_i çözümlenmiş dağılımdır. Düzeltme faktörleri 1'den büyük değerler de alabilirler. Aralık-aralık yöntemi sadece hadron düzeyi ile dedektör düzeyi arasında belirgin sistematik kaymalar yoksa ve dedektör çözünürlüğü ölçüm genişliğinden çok daha küçükse kullanılabilinir. Bunun yanısıra aralık-aralık çözümleme hadron düzeyi ile dedektör düzeyi arasında sadece aynı ölçüm aralıkları için düzeltme faktörlerini içerir ve farklı ölçüm aralıklarında ölçülen değerler arasındaki ilişkileri tutmaz. Bu ilişkilerin hesaba katıldığı en bilinen yöntemlerden birisi Bayes teoremine dayalı Bayesian yöntemi ile çözümlemedir [103]. Şekil 4.14'te aralık-aralık ve Bayesian yöntemi kullanılarak çözümlenmiş dağılımlar verilmektedir.



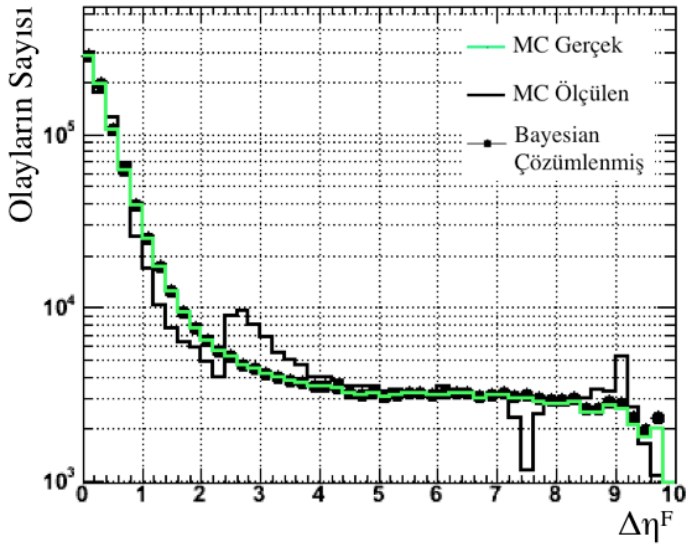
Şekil 4.14: Aralık-aralık ve Bayesian yöntemi ile çözümlenmiş dağılımlar.

Aralık-aralık yönteminin $\Delta\eta^F > 7$ geniş çabukluk açıklığı değerleri için farklı ölçüm aralıkları arasında yüksek dalgalanmalar gösterdiği görünmektedir. İleri kalorimetrelerin uzaysal çözünürlüklerinin merkezi dedektör sistemine göre daha düşük olduğunu biliyoruz ve aralık-aralık yönteminin de düşük çözünürlükte çok iyi sonuçlar vermeyeceğini de daha önce vurgulamıştık. Bu nedenle çözümleme yöntemi olarak Bayesian yöntemi seçilmiştir.

4.2.3.1 Kapalılık Testi

Hadron düzeyi ile dedektör düzeyi arasındaki bağıntı matrisinin elemanları Monte Carlo simülasyonundan belirlendikleri için, bu matris kullanılarak çözümlenmiş veri Monte Carlo simülasyonunda kullanılan modele bağımlıdır. Bu durumda çözümleme işlemi bir kaç farklı model altında yapılabilir ve her bir ölçüm aralığında gözlenen dalgalanmalar

modeller arası sistematik belirsizlik olarak son dağılıma eklenebilir. Bunun yanısıra çözümleme sırasında dedektörden ölçülen dağılım yerine yine Monte Carlo simülasyonundan elde edilen hadron düzeyindeki dağılım kullanılırsa modelin kapalılık testi yapılmış olur. Bu test aynı zamanda çözümleme için kullanılan istatiksel yöntemin o model altında ne kadar iyi çalıştığı bilgisini de içerir. Şekil 4.15'te PYTHIA8 Ayar4C Monte Carlo'su için Bayesian yöntemi ile çözümlenmiş kapalılık testi verilmektedir. Hadron düzeyindeki MC (MC Gerçek) ile Bayesian yöntemiyle çözümlenmiş MC dağılımlarının birbirleriyle uyuşması çözümleme kapalılık testinin başarılı olduğunu göstermektedir.



Şekil 4.15: PYTHIA8_Ayar4C için kapalılık testi.

4.2.4. $\Delta\eta^F$ Ölçüm Genişliği Kararlılığı ve Saflığı

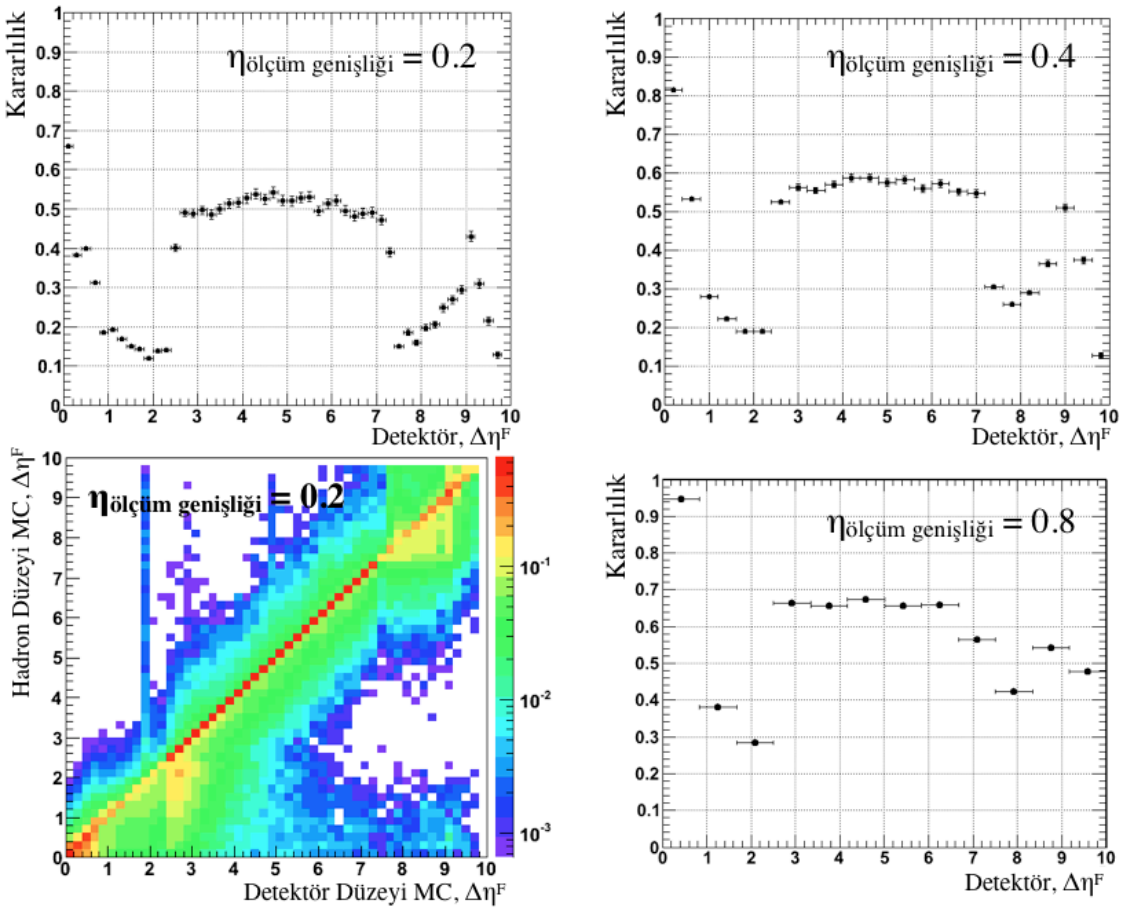
CMS dedektörünü oluşturan her bir alt dedektör sınırlı uzaysal çözünürlüğe sahiptir ve bu çözünürlüklerden daha küçük değerlerde ölçüm yapmak doğru sonuç vermez. Örneğin uzaysal çözünürlüğü $\Delta\eta\times\Delta\phi \sim 0.178$ olan ileri uçlardaki HF kalorimetreleri kullanılarak yapılan bir ölçümde, çabukluk uzayındaki ölçüm genişliğinin $\Delta\eta > 0.178$ olması gereklidir. Aksi durumda ölçülen değerler yanlış ölçüm aralıklarına kayarlar ve veri çözümleme işlemi sürecinde belirlenecek düzeltme faktörleri çok büyük olur. Bu nedenle ölçüm genişliklerinin Kararlılık (K) ve Saflıkları (S) çalışılarak en ideal ölçüm genişliğine karar verilir. S ve K aşağıdaki gibi Monte Carlo simülasyonundan belirlenir;

$$S = \frac{N_{ij}^{MC}}{N_j^{MC}} \quad , \quad K = \frac{N_{ij}^{MC}}{N_i^{MC}} \tag{4.6}$$

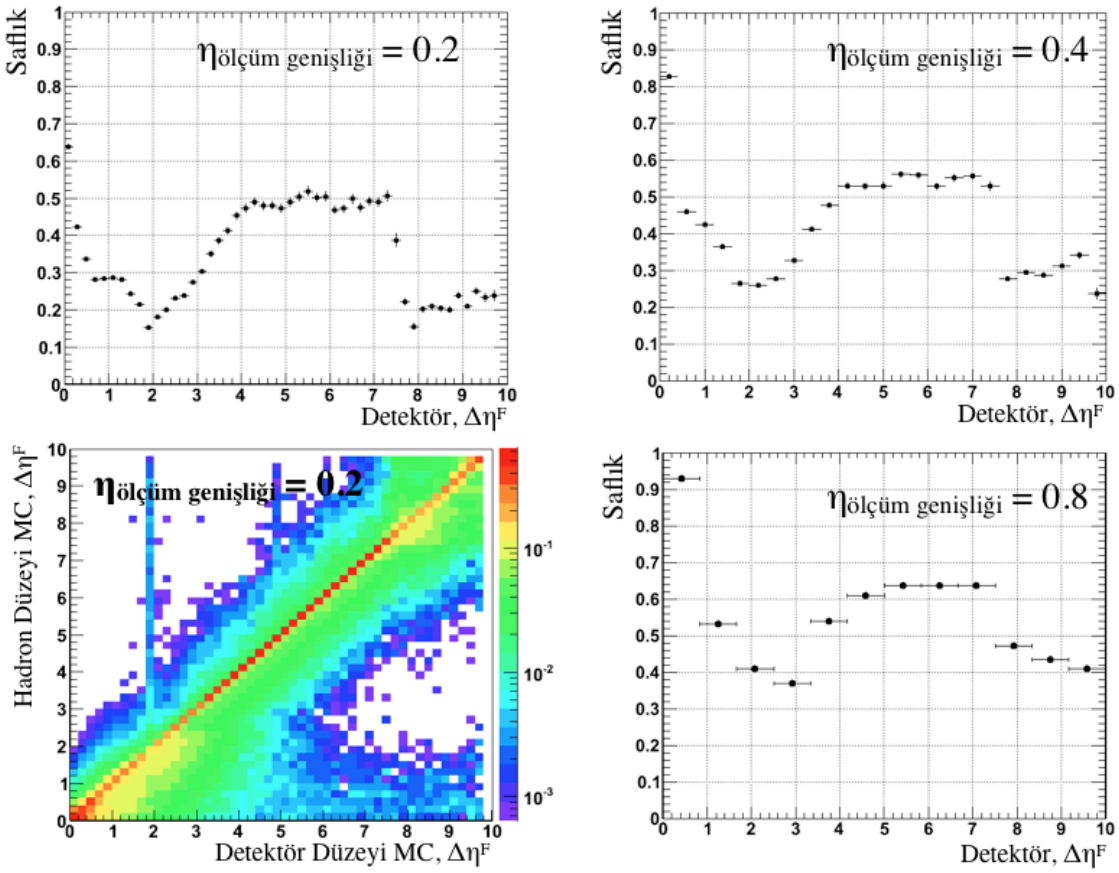
Buna göre K/S oranı,

$$\frac{K}{S} = \frac{N_j^{MC}}{N_i^{MC}} \tag{4.7}$$

şeklinde verilir ve dedektör etkilerinin olmadığı bir durumda bu oranın ~ 1 olması beklenir. Şekil 4.16 ve Şekil 4.17'de farklı ölçüm genişlikleri için ($\Delta\eta^F = 0.2, 0.4$ ve 0.8) $\Delta\eta^F$ ölçümünün Kararlılık ve Saflık dağılımları verilmiştir. $\Delta\eta^F = 0.2$ ve $\Delta\eta = 0.4$ ölçüm genişliklerinde K ve S dağılımlarının çok değişmediği ve değerlerin birbirine yakın olduğu görünmektedir. Bu nedenle, özellikle HF kalorimetrelerinin maksimum kule genişlikleri dikkate alınarak minimum ölçüm genişliği için $\Delta\eta^F = 0.2$ seçilmiştir.



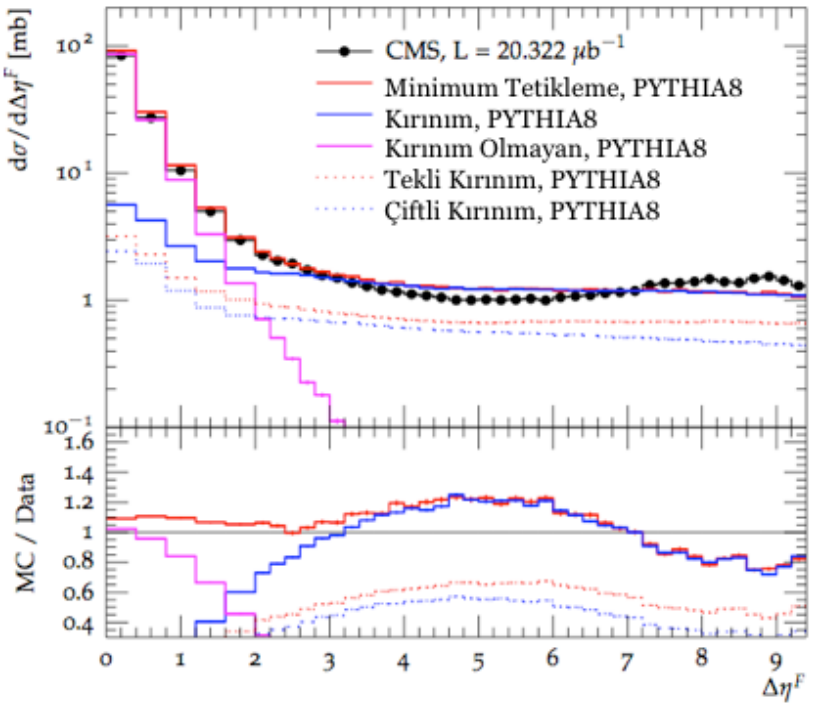
Şekil 4.16: Farklı ölçüm genişlikleri için ölçüm genişliği Kararlılığı.



Şekil 4.17: Farklı ölçüm genişlikleri için ölçüm genişliği Saflığı.

4.2.5. Hadron Düzeyi Geniş Çabukluk Açıklığı

Bu ölçümde kullanılan toplam parlaklık $L = 20.322\,\mu b^{-1}$'dır. Denklem 4.1'de verilen ifadedeki tüm elemanlar belirlendikten sonra dedektörden ölçülen $\Delta\eta^F$ dağılımı dedektör etkileri için düzeltilerek hadron düzeyindeki dağılım elde edilmiştir. Hadron düzeyi $d\sigma/d\Delta\eta^F$ dağılımı Şekil 4.18'de verilmektedir.



Şekil 4.18: Detektör etkilerinden tamamen arındırılmış $d\sigma/d\Delta\eta^F$ ölçümünün (siyah nokta), farklı olay sınıfları için PYTHIA8 ayar 4C (renkli çizgiler) ile karşılaştırılması. Dağılım, tetikleme sisteminin verimliliğinin yeterli olduğu $|\eta| < 4.7$ aralığı için verilmiştir.

Bu dağılım dedektör etkilerden arındırıldığı için teorik modellere karşılaştırılabilir. Bununla birlikte, dedektör düzeyindeki kesimlerden, dedektörlerin enerji skalalarındaki belirsizliklerden ve çözümleme işleminin model bağımlı olmasından kaynaklanan sistematik hatalar bulunmaktadır. Bu tip sistematik hataların her bir ölçüm genişliği için belirlenip dağılıma eklenmesiyle, bu sonuç özellikle olay üreteç programlarındaki kırınım süreçlerinin parametrelerini ayar etmekte kullanılabilecektir.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada hadron-hadron çarpışmalarında ilk kez $3.15 < |\eta| < 4.9$ ileri çabukluk bölgesindeki enerji akışı ($dE/d\eta$) LHC'deki CMS dedektörünün verileri kullanılarak $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$ ve 7 TeV kütle merkezi pp çarpışmaları için ölçülmüştür. Ölçüm, tüm esnek olmayan olaylar ile merkezi çabukluk bölgesinde ($|\eta| < 2.5$) yüksek-p_{T}'li iki jet içeren ($\sqrt{s} = 0.9$ ve 2.36 TeV için $p_{\mathrm{T}}^{jet} > 8$ GeV ve $\sqrt{s} = 7$ TeV için $p_{\mathrm{T}}^{jet} > 20$ GeV) olaylar sınıfında yapılmış ve var olan Monte Carlo simülasyonları ile karşılaştırılmıştır. Merkezi çabukluk bölgesinde yüksek-p_{T}'li iki jet içeren olaylar için ileri bölgedeki enerji akışının, esnek olmayan olaylar için ileri bölgedeki enerji akışına oranla daha yüksek olduğu gözlenmiştir. Deney verilerinin analizinde kütle merkezi çarpışma enerjisinin artması ile gözlenen enerji akışındaki belirgin artış hem iki jet içeren Monte Carlo olaylar sınıfında hemde esnek olmayan Monte Carlo olaylarında gözlenmiştir. Bununla birlikte var olan hiçbir Monte Carlo olay üretecinin deneyden ölçülen ileri bölge enerji akışı ile tam olarak uyuşmadığı gözlenmiştir. Özellikle $\sqrt{s} = 7$ TeV çarpışmalarında esnek olmayan olaylar için ölçülen ileri bölgedeki enerji akışı tüm Monte Carlo simülasyonlarından elde edilen sonuçlardan daha yüksektir. Bunun en temel nedeni, $|\eta| > 3$ ileri çabukluk bölgelerindeki enerji akışının daha önceki pp deneylerinde ölçülememiş olması ve bu nedenle ileri bölgedeki parton duşu mekanizmasının henüz tam olarak anlaşılamamasıdır. İleri bölgedeki enerji akışının ölçümünden elde edilen sonuçlar, Monte Carlo olay üreteçlerindeki serbest parametlerin ayar edilmesi ve özellikle yüksek enerjilerde çoklu-parton etkileşmeleri ve ileri bölgedeki parton duşu mekanizmasının daha iyi modellenebilmesi için kullanılabilecektir.

İleri çabukluk bölgesindeki $dE/d\eta$ ölçümünün yanısıra, LHC'deki ATLAS ve CMS dedektörlerinin limitleri gözönüne alınarak $\sqrt{s} = 7$ TeV pp çarpışmaları için kırınım süreçlerinin kinematik özellikleri ve karakteristiği hadron düzeyinde Monte Carlo

simülasyonları ile çalışılmış, LHC deneylerinde kırınım olaylarının seçimi için en iyi yöntem olarak geniş çabukluk açıklığı yöntemi önerilmiştir. Kırınım olayları üzerinde yapılan ölçüm üzerindeki hassasiyetin çabukluk uzayının genişliği ile doğru orantılı olduğu, daha geniş çabukluk uzayını kapsayan detektörlerle daha hassas ölçümler yapılabileceği gösterilmiştir. Teorik olarak esnek olmayan ve kırınım olmayan olayların da parçacık çok-katlılığındaki salınımlar nedeniyle ileri çabukluk bölgelerinde geniş çabukluk açıklığı içermeleri olasıdır. Kırınım olaylarına arka plan oluşturan bu tip süreçlerin geniş çabukluk açıklığı içerme olasılığının ise çabukluk açıklığının büyüklüğü arttıkça exponansiyel olarak düştüğü doğrulanmıştır. CMS detektörünün kapsadığı $|\eta| < 5.2$ sınırlı çabukluk uzayında $p_{\mathrm{T}} > 200$ MeV son durum parçacıkları için $\Delta\eta > 3$ kesimi uygulandıktan sonra kırınım olaylarının PYTHIA8 olay üretecinden elde edilen sonuçlara dayanılarak %98.8 hassasiyetle seçilebileceği gösterilmiştir. Bununla birlikte, bu tip bir seçimde olayların %42.1'inin çiftli kırınım olayları olacağı ve dedektörlerin sınırlı çabukluk uzayında yapılacak ölçümlerde tekli ve çiftli kırınım olaylarının ileri geniş çabukluk açıklığı yöntemi kullanılarak ayırt edilemeyeceği gösterilmiştir. Merkezi geniş çabukluk açıklıklarının tekli ve çiftli kırınım olaylarının ayırt edilmesinde kullanılabileceği gösterilmekle birlikte, $|\eta| < 5.2$ sınırlı çabukluk uzayında merkezi bölgede geniş çabukluk açıklığı içeren olayların tesir kesitinin oldukça düşük olduğu belirlenmiştir. Çok ileri çabukluk bölgelerinde yer alan ($|\eta| > 8.1$) sıfır açı kalorimetreleri kullanılsa bile tekli kırınım olaylarının özellikle düşük kırınım kütleli çiftli kırınım olaylarından ayırt edilemeyeceği ve bu nedenle deneysel ölçümlerde sadece tekli kırınım olaylarının tesir kesitini ölçmeye çalışmak yerine geniş çabukluk açıklığı büyüklüğünün tesir kesitinin ($d\sigma/d\Delta\eta^F$) ölçülmesi önerilmiştir.

Simülasyon çalışmalarından elde edilen sonuçlar ile $\sqrt{s} = 7$ TeV pp çarpışmaları için tekli kırınım ağırlıklı esnek olmayan CMS verileri kullanılarak $|\eta| < 4.9$ çabukluk bölgesinde ileri çabukluk açıklığının diferansiyel tesir kesiti $d\sigma/d\Delta\eta^F$ ölçülmüş ve sonuçlar tetikleme verimliliğinin yeterli olduğu $|\eta| < 4.7$ aralığı için verilmiştir. Son durum parçacıkları için $p_{\mathrm{T}} > 200$ MeV olmak üzere $\Delta\eta^F > 3$ olayları için $d\sigma/d\Delta\eta^F$ diferansiyel tesir kesiti geniş çabukluk açıklığı birimi başına yaklaşık olarak 1 mb olarak belirlenmiştir. İleri geniş çabukluk açıklığı yöntemi ile detektörün sahip olduğu sınırlı çabukluk uzayında tekli ve çiftli kırınım olaylarını yeterince hassas bir şekilde

ayırt etmek mümkün olmadığı için bu değer tüm kırınım süreçlerinden katkı içermektedir. $\Delta\eta^F > 3$ bölgesinde esnek olmayan ve kırınım olmayan olaylardan gelen arka plan katkısının ihmal edilebilecek düzeyde olduğu gösterilmiştir. Elde edilen sonuçlar kırınım olaylarının simülasyonlarında pomeron modelini kullanan PYTHIA8 olay üretecinden elde edilen sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Kırınım ağırlıklı $6 < \Delta\eta^F < 8.5$ aralığında daha geniş ileri geniş çabukluk açıklığı içeren olaylar için $d\sigma/d\Delta\eta^F$ dağılımında gözlenen artışın PYTHIA8 olay üreteci tarafından iyi üretilemediği gözlenmiştir. Elde edilen sonuçlar dedektör etkilerinden arındırıldığı için teorik modellerle karşılaştırılabilinecek aşamadadır ve olay üreteç programlarında yer alan pomeron yörüngesinin kesim noktasının ($\alpha_P(0)$) ayar edilmesinde kullanılabilecektir.

KAYNAKLAR

[1] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein, V.I. Zakharov: Phys. Lett. 76B, 471 (1978)

[2] V.A. Novikov, M.A. Shifman, A.I. Vainshtein, V.I. Zakharov: Nucl. Phys. B191, 301 (1981)

[3] P. Skands, "QCD for Collider Physics", arXiv:1104.2863 [hep-ph], CERN-TH-2011-080.

[4] Narison Stephan, "QCD as a theory of Hadrons : from partons to confinement", Cambridge Univ. Press, 2004.

[5] T. Regge *Il Nuovo Cimento.* 14 (1959).

[6] N. Zotov and V. Tsarev, Sov. Phys. Usp. 31 (1988) 119.

[7] A. Kaidalov, V. Khoze, Y. Pirogov and N. Ter-Isaakyan, Phys. Lett. B45 (1973) 493.

[8] R. Field and G. Fox, Nucl. Phys. B80 (1974) 367.

[9] E. Feinberg and I. Pomeran˘cuk, Suppl. Nuovo Cimento 3 (1956) 652.

[10] I. Y. Pomeranchuk *Soviet Physics: Journal of Experimental and Theoretical Physics* 7 (1958) .

[11] G. Chew and S. Frautschi, Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 394.

[12] Donnachie A. et al., "Pomeron physics and QCD", Cambridge Univ. Press, 2002.
[13] F. Low, "A Model of the Bare Pomeron", Phys. Rev. D12 (1975) 163.

[14] S. Nussinov, "Colored Quark Version of Some Hadronic Puzzles", Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1286.

[15] H1 Collaboration, "Energy flow and rapidity gaps between jets in photoproduction at HERA", Eur.Phys.J. C24 (2002).

[16] H1 Collaboration, "Observation of hard processes in rapidity gap events in #gamma#p interactions at HERA", Nucl.Phys. B435 (1995).

[17] F. Abe et al., "Observation of rapidity gaps in p anti-p Collisions at 1.8 TeV", Phys. Rev. Lett. 74, 855 (1995).

[18] CMS Collaboration, “Observation of diffraction in proton-proton collisions at 900 and 2360 GeV centre-of-mass energies at the LHC”, CMS-PAS-FWD-10-001.

[19] CMS Collaboration, “Observation of diffraction in proton-proton collisions at 7 TeV centre-of-mass energies at the LHC”, 2010, CMS-PAS-FWD-10-007.

[20] ATLAS Collaboration, “Rapidity gap cross sections measured with the ATLAS detector in pp collisions at √s = 7 TeV”, Eur. Phys. J. C72 (2012) 1926.

[21] J. Bjorken, S. Brodsky and H. J. Lu, Phys. Lett. B286 (1992) 153.

[22] TOTEM Collaboration, “Luminosity-independent measurements of total, elastic and inelastic cross-sections at sqrt(s) = 7 TeV”, CERN-PH-EP-2012-353.

[23] 7. CMS Collaboration, “Measurement of the inelastic proton-proton cross section at sqrt(s)=7 TeV”, arXiv:1210.6718 [hep-ex].

[24] 8. ATLAS Collaboration, “Measurement of the inelastic proton-proton cross section at sqrt(s)=7 TeV with the ATLAS detector”, Nature Comm. 2 (2011) 463.

[25] Z. Ajaltouni et al., Proceedings of the ‘HERA and the LHC’ workshop series, chapter 5, arXiv:0903.3861 [hep-ex].

[26] D. d’Enterria et al., “Constraints from the first LHC data on hadronic event generators for ultra-high energy cosmic-ray physics”, arXiv:1101.5596 [astro-ph.HE].

[27] K. Goulianos, Physics Reports 101 (1983) 169.

[28] G. Alberi and G. Goggi, Phys. Rep. 74 (1981) 1.

[29] A. Kaidalov, Phys. Rep. 50 (1979) 157.

[30] M. Albrow, T. Coughlin and J. Forshaw, Prog. Part. Nucl. Phys. 65 (2010) 149 [arXiv:1006.1289 [hep-ph]].

[31] UA4 Collaboration, Phys. Lett. B186 (1987) 227.

[32] UA5 Collaboration, Z. Phys. C33 (1986) 175.

[33] E710 Collaboration, “Diffraction dissociation in pp collisions at √s = 1.8 TeV”, Phys. Lett. B301 (1993) 313.

[34] CDF Collaboration, “Measurement of the antipp Single Diffraction Dissociation at √s = 546 and 1800 GeV”, Phys. Rev. D50 (1994) 5535.

[35] H1 Collaboration, “Diffraction Dissociation in Photoproduction at HERA”, Z. Phys. C74 (1997) 221.

[36] ZEUS Collaboration, Z. Phys. C75 (1997) 421 [hep- ex/9704008].

[37] ZEUS Collaboration, Deep inelastic scattering with leading protons or large rapidity gaps at HERA, Nucl.Phys.B816 (2009).

[38] CDF Collaboration, "Double Diffraction Dissociation at the Fermilab Tevatron Collider", Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 141802 [hep-ex/0107070].

[39] D. Joyce et al., "Double Pomeron exchange studies in p antip interactions at 0.63 TeV", Phys. Rev. D48 (1993) 1943.

[40] UA8 Collaboration, "A Study of Inclusive Double-Pomeron-Exchange in p pbar -> p X pbar at root s = 630 GeV", Eur. Phys. J. C25 (2002) 361 [hep- ex/0205037].

[41] UA8 Collaboration, R. Bonino et al., Phys. Lett. B 211, 239 (1988)

[42] UA8 Collaboration, A. Brandt et al., Phys. Lett. B 297, 417 (1992)

[43] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 79, 2636 (1997); K. Borras (CDF Collaboration), P. Rubinov (DO Collaboration), to appear in Proc. of the 6th Inter- national Workshop on DIS and QCD, Brussels, Belgium, April 1998

[44] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Nucl. Phys. B 435, 3 (1995)

[45] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Phys. Lett. B 346, 399 (1995); ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Phys. Lett. B 356, 129 (1995)

[46] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., DESY 98-045, to appear in Eur. Phys. J.

[47] T. Sjöstrand and M. van Zijl, Multiple parton-parton interactions in an impact parameter picture, Phys. Lett. B 188 (1987) 149

[48] T. Sjöstrand and M. van Zijl, A multiple interaction model for the event structure in hadron collisions, Phys. Rev. D 36 (1987) 2019

[49] I. Borozan and M. Seymour, An eikonal model for multiparticle production in hadron hadron interactions, JHEP 09 (2002) 015

[50] T. Sjöstrand and P.Z. Skands, Multiple interactions and the structure of beam remnants, JHEP 03 (2004) 053.

[51] V. Barone, E. Predazzi, "High Energy Particle Diffraction", (2002), ISBN: 978-3-540- 42107-8.

[52] F. Ferro et al, "Forward Physics at the LHC (Elba 2010)", (2010), arXiv:1012.5169v1 [hep-ex].

[53] R. Engel, J. Ranft, and S. Roesler, "Hard diffraction in hadron hadron interactions and in photoproduction", Phys. Rev. D52 (1995) 14591468.

[54] M.G. Ryskin et al, “Soft Physics at the LHC”, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 36 093001 (2009), doi: 10.1088/0954-3899/36/9/093001

[55] P.D.B. Collins, “An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics”, Cambridge Univ. Press, 1977.

[56] G. Jaroskiewicz and P. Landshoff *Physical Review* D10 (1985).

[57] H. B. Meyer and M. J. Teper, “Glueballs and the pomeron,” *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 129-130 (2004) 200 – 202. Lattice 2003.

[58] M. Ryskin, “High-energy strong interactions: from “hard” to “soft””, A. Martin and V. Khoze, Eur. Phys. J. C71 (2011) 1617 [arXiv:1102.2844 [hep-ph]].

[59] E. Gotsman, E. Levin and U. Maor, Eur. Phys. J. C71 (2011) 1553 [arXiv:1010.5323 [hep-ph]].

[60] S. Navin, “Diffraction in Pythia”, 2010, arXiv:1005.3894 [hep-ph].

[61] G. A. Schuler and T. Sjöstrand, *Towards a complete description of high-energy photoproduction*, Nucl. Phys. B407 (1993) 539.

[62] G. A. Schuler and T. Sjöstrand, *Hadronic diffractive cross sections and the rise of the total cross section*, Phys. Rev. D 49 (1994) 2257–2267.

[63] A. Aktas et al., “Dijet Cross Sections and Parton Densities in Diffractive DIS at HERA”, JHEP 0710 (2007) 042.

[64] E. Nurse, S. Sen, “Methods to Select Soft Diffraction Dissociation at the LHC” 2011, arXiv:1107.2688 [hep-ph].

[65] R. Corke and T. Sjöstrand, “Multiparton interactions and Rescattering”, JHEP01 (2010)035.

[66] T. Sjöstrand and P. Z. Skands, “Transverse-momentum-ordered showers and interleaved multiple interactions”, Eur. Phys. J. C39:129-154, 2005.

[67] The LHC Study Group. The Large Hadron Collider. Conceptual Design Report. Techni- cal Report CERN/AC/95-05, CERN, 1995.

[68] CMS collaboration, The CMS experiment at the CERN LHC, 2008 JINST 3 S08004.

[69] CMS Physics TDR: Volume I, Detector Performance and Software. CERN-LHCC, 2006-001, 2006.

[70] G. Acquistapace et al. CMS, the magnet project: Technical design report. CERN-LHCC-97-10, CMS TDR1.

[71] CMS, “Tracker Technical Design Report”, CERN-LHCC-98-06, CMSTDR5, Addendum CERN/LHCC 2000-016.

[72] CMS, “Muon technical design report”, CERN-LHCC- 97-32, CMS TDR3.

[73] CMS: “The electromagnetic calorimeter, Technical design report”, CERN-LHCC-97-33, CMS TDR4, Addendum CERN/LHCC 2002-027.

[74] CMS: “The hadron calorimeter technical design report”, CERN-LHCC-97-31, CMS TDR2.

[75] S. Abdullin et al., Design, performance and calibration of the CMS forward calorimeter wedges, Eur. Phys. J. C 53 (2008) 139.

[76] A.S. Ayan et al., “ZDC Technical Design Report”, CMS-IN-2006/54.

[77] O. Grachov et al., Commissioning of the CMS zero degree calorimeter using LHC beam, J. Phys.: Conf. Ser. 293 012040, (2010).

[78] CMS collaboration, CMS physics technical design report volume I: detector performance and software, CERN-LHCC-2006-001, CERN, Geneva Switzerland (2006).

[79] CMS collaboration, Zero bias and HF-based minimum bias triggering for pp collisions at 14 TeV in CMS, CMS Physics Analysis Summary PAS-QCD-07-002, CERN, Geneva Switzerland (2007).

[80] T. Aumeyr, Beam phase and intensity monitoring for the Compact Muon Solenoid experiment, Master’s thesis, Vienna University of Technology, Vienna Austria (2008).

[81] A.J. Bell, The design and construction of the beam scintillation counter for CMS, Master’s thesis, CERN-THESIS-2009-062, Canterbury University, Christchurch New Zealand (2008).

[82] CMS collaboration, Particle-flow event reconstruction in CMS and performance for jets, taus and MET, CMS Physics Analysis Summary PAS-PFT-09-001, CERN, Geneva Switzerland (2009).

[83] M. Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez, The anti-kt jet clustering algorithm, JHEP 04 (2008) 063.

[84] S. Sen, T. Yetkin, “Comparison of Hadronic Forward Calorimeter Simulation with $\sqrt{s}$=0.9 TeV and $\sqrt{s}$=2.36 TeV Collisions”, CMS IN. 2010/011

[85] F. Chlebana et al., “Optimization and Performance of HF PMT Hit Cleaning Algorithms Developed Using pp Collision Data at $\sqrt{s}$=0.9, 2.36 and 7TeV”, CMS DN-2010/008.

[86] G. Brona et al., Energy Flow Ratios in HF at Different Collision Energies, CMS DP 2010/007, (2010).

[87] S. Sen, Measurement of the energy flow in a large η range and forward jets at LHC at √s = 0.9 TeV, 2.36 TeV and 7 TeV, PoS DIS2010:138, (2010).

[88] Gain Stability of the CMS Hadron Forward (HF) Calorimeter photo-multipliers during 2011 and 2012 LHC operations, CMS DN-2012/011, (2012).

[89] M.G. Albrow et al, "Forward physics with rapidity gaps at the LHC", JINST 4 P10001 (2009), doi: 10.1088/1748-0221/4/10/P10001

[90] M. Albrow et al, "Prospects for diffractive and forward physics at the LHC", 2006, CERN- LHCC-2006-039, CERN-CMS-NOTE-2007-002, TOTEM Note 06-5 (2006).

[91] F. Abe et al., "Measurement of pp single diffraction dissociation at s =546 and 1800 GeV", (1994), 10.1103/PhysRevD.50.5535

[92] F. Abe et al., "Events with a Rapidity Gap between Jets in p anti-p Collisions at s**(1/2) = 630 GeV", Phys. Rev. Lett. 81, 5278 (1998).

[93] D. Acosta et al., "Central Pseudorapidity Gaps in Events with a Leading Antiproton at the Tevatron pbar-p Collider", Phys. Rev. Lett. 91, 011802 (2003).
[94] A. Buckley et al., "Rivet User Manual", arXiv:1003.0694.

[95] X. Aslanoglou et al., "Performance Studies of Prototype II for the CASTOR forward Calorimeter at the CMS Experiment", Eur. Phys. J. C 52 (2007) 495.

[96] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P.Z. Skands, A brief introduction to pythia 8.1, Comput. Phys. Commun. 178 (2008) 852.

[97] T. Sjöstrand et al., pythia 6.4 physics and manual, JHEP 05 (2006) 026.

[98] CMS Collaboration, "Measurement of energy flow at large pseudorapidities in pp collisions at √s=0.9 and 7 TeV", JHEP 11 (2011) 148.

[99] CMS Collaboration, "Measurement of energy flow at large pseudorapidities in pp collisions at √s=900, 2360 and 7000 GeV", CMS PAS FWD-10-002, (2010).

[100] R. Field, Studying the underlying event at CDF and the LHC, in Multiple partonic interactions at the LHC. Proceedings, 1st International Workshop, MPI'08.

[101] A. Buckley, H. Hoeth, H. Lacker, H. Schulz and J.E. von Seggern, Systematic event generator tuning for the LHC, Eur. Phys. J. C 65 (2010) 331.

[102] P.Z. Skands, Tuning Monte Carlo generators: the Perugia tunes, Phys. Rev. D 82 (2010) 074018.

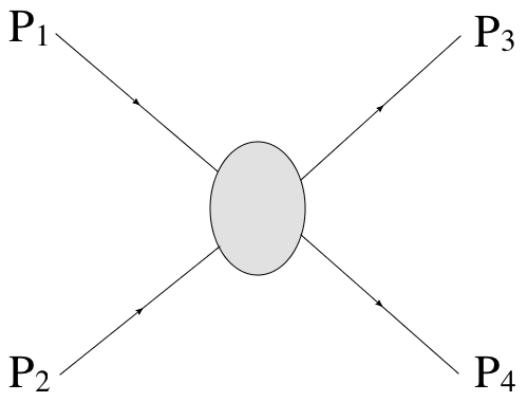
[103] G. D'Agostini, "A Multidimensional Unfolding Method Based on Bayes's Theorem", Nucl. Instrum. Meth. A362 (1995) 487.

EKLER

EK. A

Mandelstam Değişkenleri

Mandelstam değişkenleri iki cisim saçılma sürecinin kinematiğini veren Lorentz-değişmez nicelikleridir. Şekil A.1'de iki cisim saçılmasına ait temsili bir şekil verilmektedir.



Şekil A.1: $2 \rightarrow 2$ saçılma süreci. $P_{1,2,3,4}$ parçacıkların 4-lü vektörlerini göstermektedir.

$2 \rightarrow 2$ saçılma sürecinde $P_{1,2,3,4}$ parçacıkların 4-lü vektörleri olmak üzere, Lorentz-değişmez olan Mandelstam değişkenleri (1,-1,-1,-1) Minkowski metriğinde aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$s = (P_1 + P_2)^2 = (P_3 + P_4)^2, \tag{A.1}$$

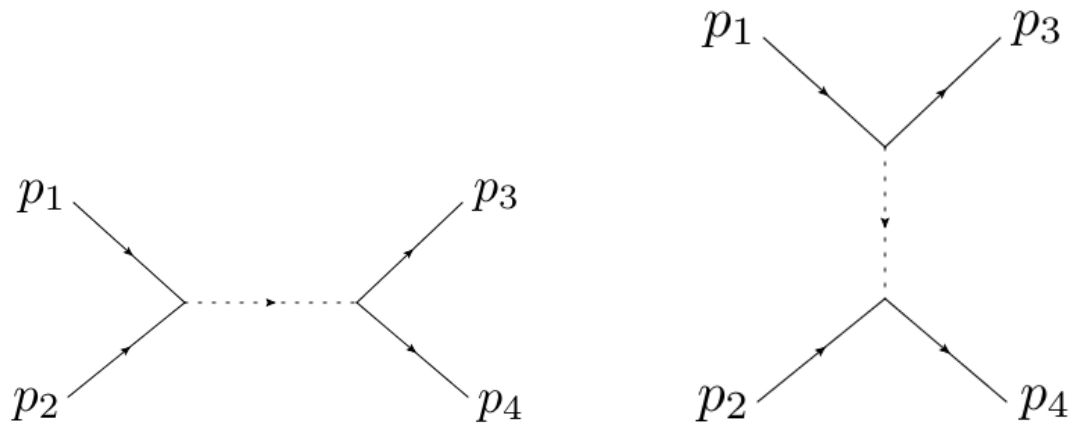
$$t = (P_1 - P_3)^2 = (P_2 - P_4)^2, \tag{A.2}$$

$$u = (P_1 - P_4)^2 = (P_2 - P_3)^2. \tag{A.3}$$

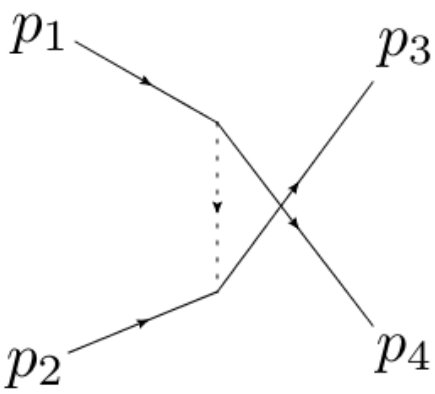
Burada s kütle-merkezi-enerjisinin karesi, t ise P_1 ve P_3 arasında momentum transferinin karesidir. P_i ve m_i i. parçacığın sırasıyla 4-lü vektörü ve kütlesi olmak üzere, $P_i = m_i$ için Mandelstam değişkenleri arasında Denklem A.2'deki ilişki verilebilir.

$$s + t + u = \sum_{i=1}^{4} m_i^2 \tag{A.4}$$

Mandelstam değişkenleri aynı zamanda farklı tipteki saçılma olaylarını da temsil etmek için kullanılır. Şekil A.2'de s, t ve u kanallarına karşılık gelen temsili Feynman diyagramları verilmektedir. t-kanalı süreçlerinde p_1 parçacığı bir araparçacık salarak p_3 olur.



(a) (b)



(c)

Şekil A.2: (a) s-kanalı. (b) t-kanalı. (c) u-kanalı.

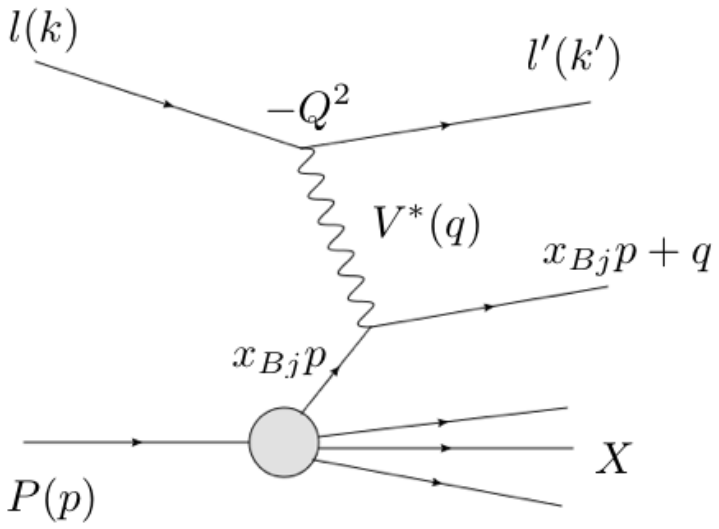
EK. B

Derin Esnek Olmayan Saçılma

Denklem B.1 ifadesinde verildiği gibi lepton-proton etkileşmesinde, leptonun parton üzerinden foton yada ağır ayar bozonları değiş-tokuşu ile saçılmasıdır.

$$l(k) + P(p) \rightarrow l'(k') + X \tag{B.1}$$

Eğer $W^{\pm}$ değiş-tokuşu varsa süreç yüklü akım reaksiyonları olarak adlandırılır ve son durumda gözlenemeyen nötrino ile karakterize edilir. Yüksüz akım reaksiyonlarında γ yada Z^0 değiş-tokuşu olur ve saçılan lepton genellikle dedektörün merkezi çabukluk bölgesinde ölçülür. Şekil B.1'de derin esnek olmayan saçılma diyagramı verilmektedir.



Şekil B.1: Derin esnek olmayan saçılma (DIS).

l: Gelen lepton, $k = (E_l, \vec{k})$

P: Gelen proton, $p = (E_p, \vec{p})$

l': Saçılan lepton, $k' = (E_l, \vec{k}')$

X: Hadronik son durum.

DIS kinematiği aşağıdaki şekilde özetlenebilir:

$$q = k - k', \tag{B.2}$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \tag{B.3}$$

$$s = (p + k)^2, \tag{B.4}$$

$$W^2 = (p + q)^2, \tag{B.5}$$

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2p.q}, \tag{B.6}$$

$$y = \frac{p.q}{p.k} = \frac{Q^2}{sx}. \tag{B.7}$$

Bu ifadelerde, Q^2 leptonun 4'lü momentum transferinin karesinin negatifidir, s lepton-proton kütle-merkezi enerjisinin karesi, W sanal bozon ile proton arasındaki kütle-merkezi enerjisi, x_{Bj} çarpışan kuark tarafından protonun taşınan momentum kesridir. y ise durgun proton sisteminde gelen lepton tarafından protona aktarılan enerjidir.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Sercan ŞEN
email: Sercan.Sen@cern.ch, **web:** www.cern.ch/ssen

- **Doktora:** İ.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı, Mart 2013

  Tez Adı: *CMS Deneyinde Geniş Çabukluk Açıklığı Olaylarının Araştırılması*
  Tez Danışmanları: Prof. Dr. Gediz Akdeniz, Prof. Dr. Ramazan Sever

- **Yüksek Lisans:** İ.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı, Haziran 2007

  Tez Adı: *CMS Deneyinde Monte Carlo Yötemiyle Süpersimetrik Parçacıkların Üretimi*
  Tez Danışmanları: Prof. Dr. Gediz Akdeniz, Prof. Dr. Ramazan Sever

- **Lisans:** İ.Ü Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, Haziran 2004

- **Lise:** İzmir Atatürk Lisesi, Haziran 1999

AKADEMİK DENEYİM

- CERN Teori Bölümü, LPCC (LHC Physics Center at CERN) Ziyaretçi Araştırmacı, Eylül-Aralık 2012, Proje Danışmanı: Dr. Peter Skands.

- Türkiye Atom Enerjisi Kurumu (TAEK), Proje No: 05K12001, Kasım 2010-2013, Araştırmacı.

- Marie Curie Research Training Network (MCnet), 4-ay öğrencilik bursu, University College London Fizik Bölümü Yüksek Enerji Fiziği Grubu'nda. Ağustos-Aralık 2010, Proje Danışmanı: Dr. Emily Nurse.

- Türkiye Atom Enerjisi Kurumu (TAEK), Proje No: CERN-A5.H.2.P1.01/6, Mayıs 2007-2010, Araştırmacı.

- Hava Harp Okulu, Fizik ve Mekanik Laboratuvarı, Yarı Zamanlı Sivil Öğretmen, Ekim 2007-Haziran 2008.

YAYINLAR

[1] P. de Barbaro, V. Epshteyn, D. Vishnevskiy, S. Sen, Y. Onel, F. Ozok, J. Pastika, T. Yetkin, "Gain stability of the CMS Hadron Forward (HF) Calorimeter photo-multipliers during 2011 and 2012 LHC operations", 2012, CMS DN-2012/011.

[2] U.Akgun et al., "Tests of CMS HF Readout Box Prototype", 2012, CMS DN-2012/008.

[3] CMS Collaboration, "Measurement of energy flow at large pseudorapidities in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV", 2011, JHEP, Volume 2011, Number 11, 148.

[4] Emily Nurse, Sercan Sen, "Methods to Select Soft Diffraction Dissociation at the LHC", 2011, arXiv:1107.2688 [hep-ph].

[5] CMS Collaboration, "Measurement of energy flow at large pseudorapidities in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$, 2360 and 7000 GeV", 2010, CMS PAS FWD-10-002.

[6] Sercan Sen, Measurement of the energy flow in a large η range and forward jets at LHC at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV, 2.36 TeV and 7 TeV, 2010, PoS DIS2010:138, 2010.

[7] Sercan Sen, Taylan Yetkin, "Comparison of Hadronic Forward Calorimeter Simulation with $\sqrt{s} = 0.9$ TeV and $\sqrt{s} = 2.36$ TeV Collisions", 2010, CMS-IN 2010/011.

[8] G. Brona, S. Cerci, H. Jung, S. Sen, D.S. Cerci, T.Yetkin, "Energy Flow Ratios in HF at Different Collision Energies", 2010, CMS-DP 2010/007.

[9] O. Grachov, M. Murray, J. Wood, Y. Onel, S. Sen, T. Yetkin, "Commissioning of the CMS zero degree calorimeter using LHC beam", 2010, J. Phys.: Conf. Ser. 293 012040 2010.

[10] CMS Collaboration, "Event displays of forward jets at 900 GeV", 2010, CMS-DP 2010/006.

[11] CMS Collaboration, "Preliminary Results from collisions at 900 and 2360 GeV", 2010, CMS DP-2010/001.

[12] U. Akgun et al., "A Novel Method to Eliminate Muon Events on HF PMT Windows", 2009, CMS-DN 2009/014.

[13] U. Akgun et al., "Study of CMS HF Candidate PMTs with Cerenkov Light in Electron Showers", 2009, CMS-DN 2009/012.

[14] U. Akgun et al., "Tests of CMS HF Candidate PMTs with Muons", 2009, CMS-DN 2009/011.

[15] P. de Barbaro et al., "Measurement of HO HPD noise rates during October 2008 re-commissioning of the CMS magnet at 3.8 Tesla and experience of operation of HO HPDs during CRAFT", 2009, CMS-IN 2009/001.

Tüm yayın listesi için bakınız http://inspirehep.net/author/S.Sen.7/ .

POSTER ve BİLDİRİLER

[1] "Diffraction at CMS", MPI@LHC2012, Workshop on Multi-Parton Interactions at the LHC, Aralık 2012, CERN, İsviçre.

[2] "Measurement of the transverse energy flow in a large η range and forward jets at LHC at $\sqrt{s} =$ 900 and 2360 GeV", XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, Nisan 2010, Floransa, Italya.

[3] "Performance of the CMS Zero Degree Calorimeter for $PbPb$ and pp running" (poster), Quark Matter 2011, Mayıs, 2011, Annecy, Fransa.

[4] "Soft Diffraction Dissociation at LHC" (poster), The Sixth MCnet Annual School of Event Generator Physics and Techniques, Temmuz, 2012, CERN, İsviçre.

CMS işbirliği toplantılarında +50 sözlü sunum.

KATILDIĞI OKULLAR

[1] The Sixth MCnet Annual School of Event Generator Physics and Techniques, Temmuz 23-27, 2012, CERN, İsviçre.

[2] The 2011 European School of High-Energy Physics,
Eylül 7-20, 2011, Cheile Gradistei, Romanya.

[3] Sixth CERN-Fermilab Hadron Collider Physics Summer School,
Haziran 8-17, 2011, CERN, İsviçre.

[4] Terascale Monte Carlo School 2011 with focus on QCD, Jets and the Underlying Event, Mart 14-18, 2011, DESY, Hamburg, Almanya.

[5] inverted CERN School of Computing (iCSC), Mart 3-4, 2011, CERN, İsviçre.

[6] HEP@TR-GRID School, Nisan 30 - Mayıs 2, 2008, Ankara, Türkiye.

[7] Feza Gürsey Enstitüsü Yüksek Enerji Fiziği Okulu,
Temmuz 25 - Ağustos 3, 2007, İstanbul, Türkiye.

[8] An Introduction to Grid Computing (2),
Mart 15-16, 2007, Boğaziçi Üniversitesi, Türkiye.

[9] ICFA Regional Instrumentation School on Particle Physics and Detector Applications, Ağustos 31 - Eylül 11, 2005, İstanbul Teknik Üniversitesi, Türkiye.