

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

(DOKTORA TEZİ)

LHC DENEYİNDE
CMS DETEKTÖRÜNÜ KULLANARAK
İNKLUSİF JET ÜRETİMİ

Nasuf SÖNMEZ

Tez Danışmanı : Prof.Dr. Saim SELVİ

İkinci Tez Danışmanı : Prof.Dr. Ramazan SEVER

Fizik Anabilim Dalı

Bilim Dalı Kodu : 404.04.01.

Sunuş Tarihi : 03.09.2012

Bornova - İZMİR

2012

Nasuf SÖNMEZ tarafından *doktora* tezi olarak sunulan "*LHC Deneyinde CMS Detektörünü Kullanarak İnküf Jet Üretimi*" başlıklı bu çalışma Ege Üniversitesi Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğı ile Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Eğitim ve Öğretim Yönergesi'nin ilgili hükümleri uyarınca tarafımızdan değerlendirilerek savunmaya değır bulunmuş ve 3 Eylül 2012 tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliğı/oyçokluğu ile başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri

İmza

Jüri Başkanı : Prof.Dr. Durmuş Ali DEMİR

Raportör Üye : Prof.Dr. Ramazan SEVER

Üye : Prof.Dr. Ahmet Saim SELVİ

Üye : Doç.Dr. Murat GERÇEKLİOĞLU

Üye : Doç.Dr. Erhan PESEN

ÖZET

LHC DENEYİNDE CMS DETEKTÖRÜNÜ KULLANARAK
İNKLUSİF JET ÜRETİMİ

SÖNMEZ, Nasuf

Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı : Prof.Dr. Ahmet Saim SELVİ

İkinci Tez Danışmanı : Prof.Dr. Ramazan SEVER

Eylül 2012, 161 sayfa

Bu tez çalışmasında LHC üzerinde bulunan CMS dedektörünün 2011 yılında 7 TeV'lik kütle merkezi enerjili pp çarpışmalarında inklusif diferansiyel jet tesir kesitine ($\frac{d^2\sigma}{dP_T dy}$) ölçüm sonuçları sunuldu. Bu çarpışmalarda proton içerisinde bulunan partonların sert saçılması ile paralel demet halinde parçacıklardan oluşan hadronik jet hüzmeleri baskın şekilde meydana gelmektedirler. Jet hüzmelerinin özellikleri ve inklusif jet meydana gelme olasılığına ait dağılımlar, parton dağılım fonksiyonları hakkında bilgi vermektedir, perturbatif QCD'nin test edilmesini sağlamaktadır ve yeni fizik süreçlerine de duyarlıdır. Jet hüzmeleri Anti- k_T ($R=0.5$) jet bulma algoritması ile oluşturuldular, parçacık seviyesindeki enerjilerine kalibre edildiler ve oluşum hızları toplam 4.9 fb^{-1} kadar veri üzerinden $0 < |y| < 2.5$ bölgesinde 5 rapidite aralığında ölçüldü. Sonuçlar üst merteye diyagramlar içeren teorik hesaplamalar ve sistematik belirsizlikler ile karşılaştırıldı. Bu sonuçların yanında, parton sağnağı, çoklu parton etkileşimleri ve hadronizasyon süreçleri için çeşitli ince ayar parametreleri, Monte Carlo olay üretici programları kullanarak CMS'deki jet hüzmelerine ait ölçüm sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler : İnkusif Jet Tesir Kesiti, CMS, MC ince ayar.

ABSTRACT

INCLUSIVE JET PRODUCTION AT LHC EXPERIMENT USING THE CMS DETECTOR

SÖNMEZ, Nasuf

Philosophy of Doctorate in Physics

Supervisor : Prof.Dr. Ahmet Saim SELVİ

Co-Supervisor : Prof.Dr. Ramazan SEVER

September 2012, 161 pages

In this thesis, a measurement of inclusive differential jet cross section ($\frac{d^2\sigma}{dP_T dy}$) in pp collisions using the data collected in 2011 in the CMS detector at the LHC at a center-of-mass energy of 7 TeV are presented. The dominant process in these collisions are the production of hadronic jets which consists of collimated sprays of particles coming from the hard scattered partons within in the proton. The properties of jets and inclusive jet production rates provide insight on the determination of parton density functions, allow to test the predictions of perturbative QCD and also sensitive to the new physics. Jets are formed using the Anti- k_T jet finding algorithm ($R=0.5$), corrected to the particle level energy and production rates are measured in 5 rapidity regions of $0 < |y| < 2.5$ over the total of 4.9 fb^{-1} data. The results are presented comparing next-to-leading order theoretical predictions and systematic uncertainties. Additionally, various tuning parameters for parton shower, multi parton interaction and hadronization processes are compared to the observed jet measurements in the CMS using the Monte Carlo event generators.

Keywords : Inclusive Jet Cross Section, CMS, MC-tuning.

TEŞEKKÜR

Bu tezin çalışması, başlangıcından sonlanmasında kadar sayılamayacak kadar çok kişinin doğrudan ve dolaylı katkıları ile şekil almıştır. Bu uzun yolculukta yanımda, en karanlık gecelerde bile kuzey ışığı gibi yolumu bulmama yardım eden yıldızlar bu yolculuğun gerçekleşmesinde çok büyük paya sahipler. Bu yıldızlardan bazıları; bana gerçek ve doğru bilgiye ulaşabilmek için okumayı ve yazmayı öğreten sevgili annem Muzaffer SÖNMEZ, hedeflerim doğrusunda beni maddi manevi destekleyen ve her zaman sonsuz desteğini hissettiğim sevgili babam Niyazi SÖNMEZ ve kardeşim Erdoğan SÖNMEZ'e şükranlarımı sunuyorum.

Bu uzun tez döneminde yorum ve soruları ile tez çalışmasına katkı getiren tez izleme ve savunma jürisinde bulunan değerli öğretim üyelerine, evrendeki bilinmeyenleri anlamak için koşturduğum bu yola çıkmama yardımcı olan, bilgileri ile beni aydınlatan danışmanım Prof.Dr Saim SELVİ ve Prof.Dr. Ramazan SEVER'e sonsuz teşekkürlerimi iletiyorum. Doktora çalışmamda Arş.Gör. kadrosu ile destek aldığım Fen Fakültesi Dekanlığına, CERN ziyaretlerinde beni her zaman destekleyen Fizik Böl. Başkanlığına, beni her zaman güleryüzle karşılayan ve Evreni farklı açılardan anlamaya çalıştığımız, bilimsel tartışmalar yaptığımız Fizik Böl. arkadaşlarıma teşekkür ediyorum.

CERN laboratuvarına yapılan çok sayıda çalışma ziyaretlerinde CERN-A5.H.2.P1.01/6 2 ve CERN-A5.H2.P1.01-06 projeleri vasıtası ile destek aldığım TAEK'e teşekkür ediyorum. Veri analizi için sağladığı teknik destek sayesinde sayısız hesaplama yapılmasını sağlayan ve beni bir yıl boyunca misafir eden FNAL laboratuvarı ve Willson Hall'ün 11. kat çalışanları, özellikle Shuichi Kunori'nin dedektör hakkındaki teknik bilgisi ve deneysel yüksek enerji fiziğinin gerçek heyecanını benimle paylaştığı için teşekkür ediyorum.

Son olarak geceler boyunca çalışmalarımı anlayışla karşılayan, her zaman destek veren ve yanımda olan sevgili eşim Şeyda SÖNMEZ ve daha yeni dünyaya gelen, meraklı gözler ile dünyaya bakan, kahkaları ile dünyamızı aydınlatan sevgili oğlum Çınar SÖNMEZ'in desteğini kalbimde hissettim.

"Omuzlarının üzerinde durarak yıldızların ötesini görmemi sağlayan, bilgilerini bize ulaştıran değerli bilim adamlarına..."

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	v
ABSTRACT	vii
TEŞEKKÜR	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xv
ÇİZELGELER DİZİNİ	xix
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xxi
1 GİRİŞ	1
2 GÜÇLÜ NÜKLEER KUVVET ve KUANTUM RENK Dİ-	
NAMIĞI	5
2.1 Güçlü Nükleer Kuvvet'in Tarihsel Gelişimi	5
2.2 QCD Teorisi için Lagrange Fonksiyonu	7
2.3 QCD'de Feynman Kuralları	8
2.4 QCD Teorisi ve Normalizasyon	11
2.4.1 Tekilliklerin Düzenlenmesi (Regülerizasyon)	11
2.4.2 Renormalizasyon	11
2.4.3 Kayan ayar kuplağı ve partonların asimtotik özgürlüğü	12
2.5 Hadronik Gözlenebilir Parametreler	14
2.5.1 Jet saçılma tesir kesiti	16
2.5.2 Çarpışma olaylarına ait şekil değişkenleri	21
3 BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI ve CMS DENEYİ	25
3.1 Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)	25

İÇİNDEKİLER (Devam)

	<u>Sayfa</u>
3.2 Kompakt Müon Selenoid Deneyi (CMS)	27
3.2.1 İz sürücü dedektör (Tracker)	33
3.2.2 Elektromanyetik kalorimetre (ECAL)	35
3.2.3 Hadronik kalorimetre (HCAL)	35
3.2.4 Magnet sistemi	37
3.2.5 Müon sistemi	38
3.2.6 Veri toplama ve tetikleme sistemi (DAQ-Trigger)	39
3.2.7 CMS'in koordinat sistemi	42
4 OLAY ÜRETİMİ, SİMÜLASYON ve YENİDEN YAPILAN-	
DIRMA	43
4.1 Partonlardan Hadronlara Geçiş	43
4.1.1 Parton sağnağı	44
4.1.2 Hadronizasyon modelleri	46
4.2 Jet Bulma Algoritmaları	48
4.2.1 Koni algoritmaları	50
4.2.2 Küme algoritmaları	51
4.3 Eşleşme Algoritmaları (MLM ve CKKW)	53
4.4 Dedektör Simülasyonu ve Yeniden Yapılandırma (Reconstruction)	55
5 ÇARPIŞMA OLAYLARININ SEÇİMİ	59
5.1 Çarpışma Olayları ve Filtrelerin Belirlenmesi	60
5.2 Jet Enerji Düzeltmesi	68
5.3 CMS'in Jet Enerji Çözünürlüğü	70
5.3.1 MC-Gerçeklik yöntemi ile jet enerji çözünürlüğü	72
5.3.2 Asimetri metodu ile jet enerji ayırma gücü	75

İÇİNDEKİLER (Devam)

	<u>Sayfa</u>
5.3.3 Enerji çözünürlüğe ait sonuçların karşılaştırılması	77
5.3.4 <i>Binlere ayırma</i>	80
5.4 Tek-Jet Tetikleme Anahtarına ait Verimlilik Analizi	80
6 İNKLÜSİF JET TESİR KESİTİNİN ÖLÇÜLMESİ	87
6.1 Differensiyal Saçılma Tesir Kesiti	87
6.2 Teorik Hesaplamalar	88
6.3 Dedektör Etkilerinin Arındırılması	89
6.4 Belirsizlik Analizi	95
6.4.1 İstatistiksel belirsizlik.	95
6.4.2 Jet enerji ölçeğinden gelen belirsizlik	95
6.4.3 Jet p_T çözünürlüğünden gelen belirsizlik	98
6.4.4 Lüminoziteden gelen belirsizlik	98
6.4.5 Ansatz uydurma işlemi, PDF ve ölçekden gelen belirsizlik	99
6.4.6 Toplam belirsizlik	100
6.5 Monte Carlo ayarlarının karşılaştırması	101
7 SONUÇLAR	107
KAYNAKLAR DİZİNİ	109
ÖZGEÇMİŞ	117
EKLER	

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1 Güçlü nükleer kuvvetin kuplaj sabiti α_s 'nin sert saçılma ölçeği ile değişimi ve teorik, nümerik ve deney sonuçları ile karşılaştırma.	14
2.2 CTEQ6.1 Dağılım fonksiyonlarına ait iki dağılım.	16
2.3 Tevatron ve LHC'deki çarpışma tesir kesiti ve belli SM süreçlerine ait tesir kesiti ve frekansın enerji ile değişimi gösterilmiştir.	17
2.4 LHC'de proton çarpışmaları sonucu meydana gelen jetlerin ağaç seviyesindeki Feynman diyagramları.	18
2.5 QCD teorisine göre partonların farklı alt süreçlerdeki matris elemanlarının kareleri kütle merkezi koordinat sistemindeki saçılma açısına göre dağılımı.	20
2.6 LHC'deki proton çarpışmalarında, farklı parton kombinasyonları için partonik lüminozitelerinin dağılımı.	20
2.7 CMS dedektöründe $\sqrt{s} = 7$ TeV kütle merkezi enerjisi ile meydana gelen kuark ve gluon orijinli jetlerin p_T ve y spektrumları.	23
3.1 LHC hızlandırıcısının yer altındaki yerleşimi.	25
3.2 LHC hızlandırıcısı ve alt elemanları.	28
3.3 LHC hızlandırıcı halkasının proton doldurma düzeni.	28
3.4 CMS dedektörünün 15° 'lik bir dilimin kesit alanı.	31
3.5 CMS dedektörünün $y - z$ -düzlemindeki kesit alanı.	32
3.6 İz sürücü dedektöre ait bir resim.	34
3.7 TRACKER'ın verim değişimi.	34
3.8 ECAL alt dedektörüne ait bir gösterim.	35
3.9 HCAL 'in aktif ölçme elemanı, "megatile".	36
3.10 HCAL'in aktif ölçme elemanı, megatile.	37
3.11 CMS dedektörünün magnet sistemi.	38
3.12 Müon sistemine ait DT, CSC ve RPC sistemi.	39

ŞEKİLLER DİZİNİ (Devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
3.13 CMS dedektörüne ait L1 toplama sistemi.	40
3.14 CMS dedektörüne ait L1 tetikleme sisteminde karar alma şeması.	41
4.1 Bir çarpışma olayında meydana gelen, sert saçılma, parton sağ-nağı, hadronizasyon ve "underlying-event" olaylarına ait bir çizim.	45
4.2 Bir çarpışma olayına ait ECAL+HCAL kalorimetrelerinde jet hüzmelerine ait enerji akışı.	49
4.3 Yüksek enerjili bir çarpışma olayına ait çizim.	54
5.1 CMS dedektörü tarafından 2011 yılında veri teyplerine kaydedilmiş olan toplam lüminozite miktarı.	59
5.2 HBHENoiseFilter ile ayıklanan olaylarda en yüksek enerjili iki jetin $\eta\phi$ -düzlemindeki dağılımı gösterilmiştir.	64
5.3 $ME_T / \sum E_T$ filtresinin verimlilik analizi.	65
5.4 Jet hüzmelerinin JETID filtresi öncesinde ve sonrasındaki spektrumun karşılaştırılması.	68
5.5 Jet enerji düzeltmesi ile 1. ve 2. jetin enerji düzeltmesi öncesi ve sonrasında spektrumun değişimi.	70
5.6 Asimetri yöntemi ile jet enerji çözünürlüğünün belirlenebilmesi için sırt-sırta meydana gelen çarpışma olayı.	71
5.7 CMS dedektörünün 4 farklı enerji aralığında ve $0 < y \leq 0.5$ rapidite bölgesi için verdiği tepki.	74
5.8 Jet momentum çözünürlüğü $0 < y \leq 0.5$ ve $0.5 < y \leq 1.0$	75
5.9 Dijet içeren çarpışma olayları üzerinden asimetri dağılımı.	77
5.10 CMS dedektörünün 4 farklı enerji aralığında Asimetri yöntemi ile elde edilmiş tepki dağılımları ve bir fonksiyon ile uydurma.	78
5.11 Asimetri yöntemi ile elde edilen jet p_T çözünürlüğü.	79

ŞEKİLLER DİZİNİ (Devam)

Şekil	Sayfa
5.12 MC ve CMS çarpışma verileri kullanılarak elde edilen jet p_T çözünürlüğüne ait karşılaştırma.	79
5.13 HLT_JET370 ve HLT_JET800 anahtarlarına ait p_T spektrumu.	82
5.14 Her bir tek-jet tetikleme anahtarının aktif olduğu bölgelerin birleşimi ile elde edilen jet spektrumu.	84
6.1 Diferansiyel jet saçılma tesir kesiti ve NLO/LO oranının değişimi. ($2.0 < y < 2.5$)	89
6.2 CMS'in $ \eta < 2.5$ rapidite bölgesine kadar ansatz fonksiyon üzerine yapılan uydurma işlemi.	92
6.3 $C_{\text{göz}}$ katsayılarının farklı rapidite ve p_T 'ye göre değişimi.	93
6.4 Diferansiyel jet saçılma tesir kesiti ($0.5 < y < 2.5$).	94
6.5 Jet hüzmelerinin $\mathcal{L}_{TOP} = 4.6 \text{ fb}^{-1}$ değeri için her bir bin aralığında göreceli olarak beklenen jet sayısı.	96
6.6 CMS dedektörünün L1L2L3 jet enerji düzeltmesi sonucu, jet hüzmelerinin enerji ölçeğindeki enerji belirsizlik.	97
6.7 N , a , b , ve γ parametrelerinin alt ve üst belirsizlik limitlerinde $C_{\text{göz}}$ katsayılarına yüzdelik katkıları.	99
6.8 Farklı PDF tabloları ve ölçek çarpanları değişimine göre inklüsif diferansiyel jet tesir kesitinde meydana gelen değişim.	101
6.9 Farklı belirsizlik katkıları sebebi ile inklüsif diferansiyel jet tesir kesitinde meydana gelen belirsizliğin değişimi.	102
6.10 Jetlerin enerjilerine göre, jet konisinin genişliğine ait ikinci momentin ($< \Delta R^2 >$) p_T ile değişimi.	104
6.11 Jetlerin enerjilerine göre, jet konisi içerisinde bulunan ortalama yüklü parçacık sayısının değişimi.	104
6.13 Üç jet içeren saçılma olaylarının 2 jet içeren saçılma olaylarına oranını gösteren R_{32} katsayısının p_T ile değişimi gösterilmektedir.	105

ŞEKİLLER DİZİNİ (Devam)

Şekil

Sayfa

- 6.14 Diferansiyel inklusif jet saçılma tesir kesit $D6T$, $Z2$ ve $Z2^*$ parametre kümeleri için yapılmış karşılaştırma. 106

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
2.1 Feynman diyagramlarında birleşme noktalarını ifade eden köşelere gelen yada çıkan kuark ve gluonların Feynman kuralları. . . .	9
2.2 İki köşe arasında yayılan alanlar için Feynman kuralları.	10
2.3 Ağaç seviyesindeki Feynman diyagramlarının karesi alınmış matris elemanları.	19
3.1 LHC Halkası üzerinde bulunan dedektörler için lüminoziteyi belirleyen parametreler.	29
5.1 Fizik analizi için kullanılan gerçek çarpışma veri setlerinin kimlik bilgileri.	60
5.2 Fizik analizi için kullanılan MC çarpışma veri setlerinin kimlik bilgileri.	60
5.3 Her bir tetikleme anahtarı için filtrelenen ve geçen çarpışma olaylarının sayısı.	66
5.4 Tüm filtrelerden geçen çarpışma olaylarının her bir rapidite bölgesine düşen yüzde olarak olay sayısı.	67
5.5 Tepki dağılımları üzerine yapılan uydurma işlemi sonucu her bir rapidite bölgesi için belirlenen A, B ve C katsayıları	75
5.6 Jet hüzmelerinin p_T değerleri için kullanılacak aralıkların sınırları.	80
5.7 179563 sayılı run süresince aktif olan tek-jet tetikleme anahtarlarına ait efektif lüminozite değerleri.	83
5.8 2011 yılında tek-jet tetikleme anahtarlarının kaydetmiş olduğu toplam efektif lüminozite değerleri.	85
6.1 Her bir rapidite bölgesinde Ansatz fonksiyonu ile yapılan uydurma işleminde elde edilen N , a ve b ve γ değerleri.	93

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
η	Psödorapidite, $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. Genellikle parçacıkların, demet geliş doğrultusuna göre hareket doğrultusularını belirtmektedir.
E_T	Protonların CMS dedektörüne geliş doğrultusuna dik doğrultuda parçacıkların bıraktıkları enerji.
ME_T	CMS dedektöründe gözlemlenen parçacıkların momentumlarının toplanması ile dengelenmemiş momentum doğrultusunda kayıp olarak adlandırılan enerji miktarı.
P_T	Protonların CMS dedektörüne geliş doğrultusuna dik doğrultuda parçacıkların momentumları (transverse momentum).
y	Rapidite, $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E-p_z}{E+p_z} \right)$. Özel rölativite teorisine göre Lorentz dönüşümleri uzay-zaman koordinatları arasında hiperbolik bir dönme simetrisine karşılık gelmektedir. Bu dönme simetrisi sanal bir açı ile parametrize edilmektedir ve farklı referans sistemleri arasında toplanabilir. İlk olarak Alred Robb tarafından bu sanal açı parametresi rapidite olarak adlandırılmıştır.
<u>Kısaltmalar</u>	
BPTX	Proton demetlerinin çarpıştırılmasında zamanlama ölçümü yapan alt sistemdir. (The B eam P ickup T iming for the eX periment)
BSC	Demet Sintilasyon Sayacı.
BSM	Elektrozayıf ölçekten daha yüksek enerjilerde SM'in açıklarını hesaplayan Süpersimetri, TeknikRenk ve Üst Boyutlar gibi modellerin genel adı.
CMS	Kompakt Müon Selenoid Deneyi
CMSSW	CMS dedektöründe çarpışma olaylarının üretimi, simülasyonu, simüle verilerin dedektör tepkilerine dönüştürülmesi (digitisation), çarpışma verileri üzerinden fizik analizi gibi hesaplamalar yapabilmek için geliştirilmiş olan bir çatı yazılımdır.
Dataset	CMS dedektörü tarafından fiziksel çarpışma olayında parçacıkların izleri, momentuları, yepilandırılmış fiziksel objeler gibi bilgileri içeren veri kümeleri. Dataset belli filtrelerden geçirilerek belli çalışmalar için elde edilmiş veriler olabileceği gibi daha genel veri kümeleride olabilmektedir.

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (Devam)

Kısaltmalar

ECAL	Electromagnetik Kalorimetre.
FNAL	Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı
Generator	Monte Carlo metodları ile parçacık çarpışmalarını bir teorik modele göre simüle ederek çarpışma olayları oluşturan yazılımların genel adıdır. Bu programların oluşturdukları çarpışma verileri daha sonra simülasyon programları ile dedektör malzemesinin yapacağı etkileşimler simüle edilerek dedektörün bu çarpışma olayına vereceği tepkiler hesaplanmaktadır.
HB, HE, HO ve HF	Hadronik Kalorimetrenin sırası ile silindir şeklindeki orta bölgesi, kapak bölgesi magnetin dışında bulunan hadronik dış kalorimetresi ve ileri hadron kalorimetre alt dedektör sistemi.
HCAL	CMS'in hadronik olarak bozulan parçacıkları durdurarak enerjilerinin ölçülmesinden sorumlu olan alt dedektör sistemi Hadronik Kalorimetre.
HLT	İkinci Aşama Tetikleme mekanizması.
HPD	Hibrid Foto Diyod.
IP	Protonlar arasında sert saçılmanın meydana geldiği nokta.
ISR	İlk Halde Işıma (Initial State Radiation)
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
LHE	Madgraph, Sherpa yada Alpgen gibi çarpışma olaylarına ait etkileşimleri matris elemanı mertebesinde hesaplayan ve meydana gelen sert saçılma son durumlarını Les Houches'da belirlenen kurallar şeklinde yazımının yapıldığı format.
Lüminozite	Astronomi biliminde yıldızların yada objelerin birim zamanda yayınladıkları enerjidir, parçacık ve hızlandırıcı fiziğinde bu terim birim zamanda birim alandan geçen toplam parçacık sayısını ifade etmektedir.
Minimum Bias	Proton demetleri arasında ilginç fizik sinyallerine ait sert saçılmalar olabileceği gibi esnek, tek yada çift difraktif ve difraktif olmayan saçılmalarda meydana gelmektedir, çarpışma olayında proton demetleri arasında en az bir etkileşmenin meydana geldiği durumların tamamına genel olarak verilen isimdir.

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (Devam)

Kısaltmalar

PDF	Parton Dağılım Fonksiyonu.
Pile-up (PU)	Çarpışma olayında önceki yada sonraki çarpışma olaylarından gelen sinyallerin dedektörde aynı anda okunması durumudur. Özellikle bir çarpışma aralığında başka çarpışmalardan gelen sinyallerin üst üste binmesi durumudur.
PV	Dedektör içinde meydana gelen çarpışmalarda çarpışma olayının karakterini belirleyen ve en yüksek enerjili sert saçılma sürecinin meydana geldiği geometrik yer.
QCD	Kuantum Renk Dinamiği, kuark ve gluonların etkileşmelerini ifade eden teori.
QED	Kuantum Elektrodinamiği, leptonların elektromanyetik etkileşmesini ifade eden teori.
QFT	Kuantum Alan Teorisi.
ROOT	$C++$ programlama dili kullanılarak yazılmış ve özellikle yüksek enerjili çarpışma verileri üzerinden analiz için kullanılan kütüphaneler bütünü ve fizik analizi için uygulama geliştirme ortamı.
Simülasyon	CMS deney grubu çarpışma olaylarının benzetim programları ile dedektörün geometrisi, her bir alt dedektör sisteminin hangi maddeden yapıldığı ve belli parçacıkların dedektör materyali ile yaptıkları etkileşmelere ait kütüphaneler kullanılarak dedektör tepkileri haline getirmektedir.
TriDAS	Tetikleme ve Veri Toplama Sistemi: pp çarpışmaları sonrası önceden belirlenmiş tablolar uyarınca CMS'in tüm kanallarından verileri ayıklatayarak kaydeden sistem.
UE	Özellikle hadron çarpıştırıcılarında ciddi katkı getiren ve sert saçılma dışındaki diğer tüm etkileşmelerin genel adı (Underlying Event).

1. GİRİŞ

İnsanoğlu geçmişten günümüze kadar doğanın ve evrenin nasıl çalıştığını anlamak için sayısız gözlem ve deneyler yapmıştır. Bu deney ve gözlemler ile etrafındaki evrene ait bir çok bilinmeyen anlaşılmış, bunların sonucunda yeni metotlar ve açıklamalar getirilmiştir. Örneğin Newton yeryüzündeki elmanın hareketi ile gökyüzündeki ayın hareketini aynı deklemler ile ifade etmiştir. Newton, elma ile dünya etrafında dönen Ayın, dünyaya uyguladığı yerçekimi kuvvetini hesaplayabilmek için sonsuz küçüklerin cebirini ortaya koymuştur. Bu yıllarda teorik hesaplama yeteneği gelişirken, evrendeki tüm maddelerin bölünemeyen en küçük yapı taşının ne olduğu hakkındaki sorulara cevaplar, deneysel tekniklerin yeterli olgunluğa gelmemiş olması sebebi ile 17 yy.'da henüz cevap verilememekteydi. Fakat sonraki yıllarda, özellikle 19. yy'ın sonlarına doğru tüm maddelerin *atom* adı verilen bölünmez bir yapıtaşından meydana geldiği hakkındaki fikirler daha ciddi ele alınmaya başlandı ve bazıları tarafından atom modelleri ortaya atılmaya başlanmıştı. Kuantum mekaniğinin gelişmesi ile atomların olasılıksal davranışları daha yakından anlaşılırken, 1920'li yıllarda atomun bölünebildiği görüldü*.

Sonraki yıllarda Evrenin en temel yapı taşının ne olduğu hakkındaki araştırmalar parçacık hızlandırıcılarının gelişmesi ile ciddi anlamda atılım kazanmıştır. Bilim ve teknolojinin gelişmesine paralel şekilde, sürekli olarak daha yüksek enerjilere çıkılarak yapılan çarpıştırma deneylerinde bir çok yeni parçacık keşfedilmiştir. Son olarak 1995 yılında "*top*" kuarkının keşfi ve 2012 yılının Temmuz ayında Zayıf Nükleer kuvveti taşıyan bozonların kütle kazanmasından sorumlu[†] olan skaler *Higgs* parçacığının CMS ve ATLAS deneylerinde gözlemlenmesi ile şu an için evrendeki en temel yapı taşları ve aralarındaki etkileşimleri ifade eden *Standart Model* adı verilen teorik modelin son parçası da tamamlanmış oldu. Bu son keşif ile SM neredeyse 40 yıldır hemen hemen tüm deneysel testlerden geçmiştir ve geniş bir enerji bölgesinde doğadaki parçacıklar doğru ve tutarlı şekilde ifade etmektedir. SM başarılarının yanında ortaya konduğu ilk anlardan beri kendi içinde bazı matematiksel sorunlarının olduğu biliniyordu (Susskind, 1979; Gell-Mann et al., 1969). Bu sorunların çözümü,

*Atom çekirdeğinin keşfinden 3 yıl sonra 1914'de, Chadwick nükleer β bozunumunun sürekli bir spektruma sahip olduğunu anladığı günlerde, çekirdeğin radyoaktif bozunum süreçlerinden sorumlu olduğu ve atom numarası kullanılarak sınıflandırılabilceği anlaşılmıştı.

[†]Zayıf Nükleer kuvveti ifade eden ayar bozonlarının kütle kazanma mekanizması aynı zamanda kuark ve lepton parçacıkları Higgs alanı ile yaptıkları etkileşmenin kuvvetine göre kütle kazanmaktadırlar.

ve parçacık fiziğinde var olan diğer problemler; nötrinoların kütleli olması ve kozmolojiden gelen Kara Madde gibi sorunlar için fizikçiler tarafından farklı modeller ortaya atılmıştır (Lykken, 2010).

İsviçre ve Fransa sınırında bulunan CERN araştırma laboratuvarı Büyük Hadron Çarpıştırıcısına (LHC) ev sahipliğini yapmaktadır ve protonları $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$ 'lik kütle merkezi enerjisi ile çarpıştırarak SM'in yetersiz kaldığı sorunların çözümü için ortaya atılmış modellere ait ölçülebilir öngörülerini araştırmamıza olanak sağlayacaktır. CMS dedektörü LHC hızlandırıcı halkası üzerinde bulunan büyük deneylerden birisidir ve proton çarpışmalarından sonra meydana gelen parçacıkların izlerini ve enerjilerini yakalayıp Standart Model ötesindeki enerji bölgesini araştıracaktır.

LHC bir hadron çarpıştırıcısı olduğundan, kuark ve gluonun meydana geldiği son durumlara sahip saçılmalar, (Şekil-2.6 ve Çizelge-2.3) Standart Model Ötesi (SMÖ) bölgeyi açıklamak için ortaya atılan teori ve modellerin öngördüğü sinyallere nazaran katları mertebesinde daha fazla meydana gelmektedir. Bunun yanında yeni fiziğe ait bozunum kanallarında yine kuark ve gluonlar ortaya çıkmaktadır. Kuark ve gluon parçacıkları şimdiye kadar tek başlarına gözlemlenememiştir, daha çok birer parçacık sağnağı (yükli ve yüksüz hadronlardan oluşan) şeklinde *jet* adı verilen yüksek enerjili bir hüzmeye olarak dedektörde gözlemlenmektedir.

LHC hızlandırıcısında proton gibi bir iç yapısı olan parçacıklar hızlandırılması sebebi ile son durumda her zaman kuark ve gluon (parton) durumları oluşacaktır. Protonun iç yapısı ve özellikle PDF dağılımları, geçmişte yapılan çarpıştırma deneylerinden elde edilmişlerdir ve CMS'de yapılan analiz sonuçlarından yeni fizik parçacıklarının keşfedilebilmesi için hassas şekilde bilinmeleri oldukça önemlidir. Protonun iç yapısını oluşturan kuark ve gluonlar Kuantum Renk Dinamiği (QCD) adı verilen ve $SU(3)$ ayar simetrisi üzerine kurulmuş matematiksel bir model ile bu parçacıkların etkileşimleri açıklanmaktadır. LHC'de yüksek enerjilerdeki proton çarpışmaları aslında partonlar arasında meydana gelmektedir bu temel parçacıklar arasındaki etkileşime QCD teorisi ile açıklanmaktadır. QCD teorisi saçılma sonrası partonların *kuark hapsi* sebebi ile tek başlarına gözlenemeyeceklerini ifade etmektedir.

Proton çarpışmaları sonrasında partonlar belli momentum (p_T) değeri ve rapidite (η) aralığına saçılmaktadırlar, fakat kuark hapsi sebebi ile hızlıca sağnak şeklinde parçacıklar oluşturarak jet hüzmeleri meydana getirmektedirler, saçılan her bir parton, dolayısıyla belli rapidite ve momentum değerinde gözlemlenecek jet hüzmelerinin sayısına ait dağılım *diferansiyel jet tesir kesiti* ile

ifade edilmektedir. Tüm fizik sinyallerinden bağımsız şekilde sadece jet içeren olayların ele alındığı *inklusif jet tesir kesiti*, PDF dağılımlarına (geniş rapidite değerleri dahil olmak üzere) çok duyarlıdır ve hassas şekilde ölçümü, SM'in serbest parametrelerinden birisi olan α_s 'nin ölçülmesinde, PDF dağılımlarının yüksek hata içeren bölgelerinin sınırlandırılmasında* ve özellikle kuyruk bölgesindeki sapmalar yeni fizik kanunlarının keşfi için kullanılmaktadır. Bu temel ölçümlerin yapılması daha yüksek enerjilerde SM öngörülerinin test edilmesi için çok önemlidir, böylece jet hüzmeleri kullanılarak keşfedilecek yeni fizik sinyalleri daha iyi anlaşılacaktır. LHC hızlandırıcısının yüksek kütle merkezi enerjisine çıkabilmesi sebebi ile jet hüzmelerinin momentumları $p_T \approx 1.5 - 2$ TeV enerji bölgesine çıkabilmiştir†, bu bize $\sim 1/p_T \sim 1/1500$ GeV $\approx 0.8 \cdot 10^{-20}$ m kadar küçük mesafeleri incelememize imkan tanımaktadır.

Bunun ile birlikte deneysel zorluklardan birisi de CMS'in enerji ölçümünde görev alan kalorimetreleri jet hüzmelerinin mutlak enerji ölçeğini belirlerken jet spektrumunu deforme edebilmektedirler. Bu etki doğru şekilde modellenerek, jet spektrumundan çıkartılması gerekmektedir. Kalorimetreler gelen parçacıkların enerjileri ve kimliklerine göre lineer olmayan tepki göstermektedirler fakat jetlerin enerjilerini doğrudan tayin edebilmemize olanak tanımaktadırlar. Jet hüzmelerinin oluşum mekanizmalarının kendileri bile tek başlarına SM için önemli bir testtir, fakat daha önemlisi yeni fizik sinyallerinin SM arkaplanından kontrollü şekilde ayırt edilerek temizlenebilmesi için, jet hüzmelerinin çok iyi anlaşılması ve özelliklerinin niteliklendirilmesi gerekmektedir. İyi tanımlanmış *jet-şekil* değişkenleri ile dedektörün performansı hakkında bilgiler elde edilebileceği gibi SM'deki parton-*sağnağı* ve hadronizasyon süreçlerinin anlaşılmasına yardımcı olacaktır.

Bölüm-2'de pertürbatif QCD'nin temel prensipleri açıklanmıştır. Burada pQCD için QCD Lagrange denklemi, Feynman kuralları ve hesaplama teknikleri tanıtılmış, daha sonra pQCD ile parçacık saçılma süreçlerinin hadronik son durumlara nasıl yol açtıkları anlatılmıştır. Bunun yanında Monte Carlo ince ayar parametre kümelerinin analizi için kullanılan jet-şekil değişkenleri tanıtılmıştır.

Bölüm-3'de deneysel düzenek olarak LHC hızlandırıcısı, CMS deneyinin alt dedektörleri ve çalışma prensipleri anlatılmıştır.

Bölüm-4'de Monte Carlo simülasyonları için kullanılan olay üretici prog-

*Özellikle geçmişte daha test edilmemiş bölgelerdeki PDF dağılımlarının yeni fizik sinyallerinin keşfedildiği spekülasyonlarına yol açmış fakat daha sonra gözlemlenen sapmaların PDF dağılımlarından geldiği anlaşılmıştır (Abe et al., 1996).

†Tevatron deneyinde en yüksek $E_T \approx 650$ GeV'e kadar çıkılabilmektedir.

ramlar ve çalışma prensipleri, CMS dedektöründe dedektör tepkilerini modelleyebilmek için kullanılan yapılandırma programları ve en önemlisi kalorimetre hücreleri kullanılarak jet hüzmeleri oluşturulan jet bulma algoritmaları tanımlanmıştır.

Bölüm-5’de inklusif diferansiyel jet tesir kesitine ait sonuçların elde edilmesinde kullanılan veri setleri, bunların içerisinde sağlıklı çarpışma olaylarının ayıklanması için kullanılan filtreler, bu filtrelerin verimlilik analizi, jet hüzmelerinin kalibrasyonu, farklı iki yöntem ile MC ve çarpışma verileri kullanılarak jet p_T çözünürlüğü ve her bir tetikleme anahtarının verimlilik analizi incelenmiştir.

Bölüm-6’de inklusif jet tesir kesitine ait sonuçlar hesaplanmıştır, NLO-JET++ ve FASTNLO yazılımları ile farklı PDF, α_s ve ölçek çarpanlarına ($\mu_{F,R}$) göre teorik inklusif jet tesir kesitinin değişimi incelenmiştir. İnkusif jet tesir kesiti belirlenirken sistematik ve istatistiksel katkılardan gelen belirsizliğe ait analizler yapılmıştır. Olay üretici programlar pp çarpışmaları meydana getirmek için kullanılmaktadır. Bu programlar yardımı ile Bölüm-4’de anlatılan parton sağnağı ve hadronizasyon süreçlerine ait belli parametre kümeleri kullanılarak deneysel veriler ile uyumlu simülasyonlar yapılabilmektedir. Fakat bu simülasyon programlarında parton sağnağı, hadronizasyon, çoklu parton etkileşmeleri gibi alt-olaylar (underlying-event) için kullanılan parametreler yüksek enerjilere çıkıldığında tekrar analiz edilerek jet hüzmelerini en iyi açıklayan parametreler güncellenmelidir. Bu bölümde QCD etkileşmelerindeki farklı parton sağnağı, çoklu parton etkileşmesi ve hadronizasyon süreçleri için Monte-Carlo olay üretici programların yardımı ile ince ayar parametreleri incelenmiştir.

Bölüm-7’de önceki bölümlerde elde edilmiş olan sonuçlar ve teorik öngörüler ile kıyaslama yapılmış ve sonuçlar tartışılmıştır.

2. GÜÇLÜ NÜKLEER KUVVET ve KUANTUM RENK DİNAMİĞİ

2.1 Güçlü Nükleer Kuvvet'in Tarihsel Gelişimi

20. yy'ın ilk yarısında meydana gelen kuantum devrimi sonucu parçacıkların yaptıkları etkileşmeler olasılık dağılımları ile açıklanmıştır. İlk olarak L. de Broglie maddesel parçacıklara birer dalga hareketinin eşlik ettiğini ortaya koymuş, daha sonra Schrödinger ve Heisenberg tarafından bu dalga hareketine ait bir dalga denklemi yazılmıştır. Böylece atomik mesafelerde parçacıkların etkileşmelerinin dalga fonksiyonlarının belli cebri ile hesaplanabildiği görülmüştür. P.A.M.Dirac, dalga denklemleri için rölativistik bir bağıntı yazarak kuantum mekaniğinin rölativistik formülasyonunu geliştirmiş ve elektronun daha ayrıntılı ifade eden matematiksel bir model ortaya atmıştır (Dirac, 1928). Küçük mesafelerde doğanın nasıl davrandığının daha yeni anlaşılmaya başlandığı bu yıllarda sadece bir kaç temel parçacık biliniyordu, bunlar proton, elektron ve foton. Bu temel parçacıklar ile atom basitçe pozitif yüklü merkez etrafında bulunan elektron bulutları ile çok iyi ifade edilmekteydi. Fakat atom çekirdeğindeki pozitif yüklü protonları bir arada tutan kuvvetin ne olduğu bilinmiyordu. Protonlar arasındaki elektromagnetik itme kuvvetini yendiğine göre bu kuvvet oldukça güçlü olmalıydı, fakat büyük ölçeklerde ciddi etkilerinin olmaması için kısa menzilli olması gerekiyordu. 1934 yılında Japon fizikçi H.Yukawa çekirdek içindeki güçlü kuvveti ifade eden bir teori geliştirdi (Yukawa, 1935). Bu teoriye göre protonlar arasında daha sonra piyon adı verilecek olan ve kütleleri ≈ 135 MeV olan kuvvet taşıyıcı parçacıklar öngörüyordu. Bu parçacıklar kütleleri sebebi ile yeterince kısa menzilde etkin olmaları ve çekirdeği bir arada tutabilmelidirler, fakat aynı zamanda çekirdeğin bozunum yapmasına da izin verebilecek şekilde örneğin nükleer- β bozunmasına ciddi olarak etki etmemesi gerekmektedir. Daha sonra 1947 yılında Lattes, Occhialini, Powell ve Muirhead tarafından bu parçacıklar kozmik ışınlarda gözlemlendi ve Yukawa'nın teorisi doğrulanmış oldu (Lattes et al., 1947a,b,c) . Aynı yıl Butler ve Rochester kozmik ışınlara ait bir fotoğraf plakasında iki adet parçacığa bozunan ve daha sonra K_0 adı verilecek olan yüksüz yeni bir parçacık keşfetti (Rochester and Butler, 1947). Bu parçacıkların keşfi ile sonraki yıllarda sayısız bir çok yeni parçacık daha kozmik ışınlarda bulundu, daha sonra hızlandırıcıların keşfi ile bu keşifler devam etti. 1960'lı yılların başlarında farklı özelliklerde sayısız bir

çok parçacık keşfedilmişti ve bir çok fizikçi (Gell-Mann ve Ne'eman) tarafından bu parçacıklar belli simetri kuralları ile sınıflandırılmaya çalışılıyordu.

Özellikle $SU(3)$ ayar simetrisini kullanarak bağımsız şekilde Gell-Mann ve Zweig'in bu parçacıklar için *kuark modeli* adı verilen yeni bir teori geliştirdiler (Gell-Mann, 1964; Zweig, 1964a,b). Kuark modeline göre gözlemlenen hadronik özellikteki parçacıklar kuark adı verilen daha alt yapı taşlarından meydana gelmektedirler ve kuarkların ikili yada üçlü kombinasyonlarına ait bağlı halleri oldukları anlaşıldı. Her bir kuark, temel elektron yükünün kesirli katları elektrik yüküne sahiptir. Örneğin proton iki $up(+\frac{2}{3}e)$ ve bir $down(-\frac{1}{3}e)$ kuarkdan oluşmakta ve toplam yükü $+1$ 'dir, nötron ise bir up ve iki $down$ kuarkdan oluşmakta ve toplam yükü 0 'dır. Bu modele göre güçlü nükleer kuvvet *gluon* adı verilen kuvvet taşıyıcı ile taşınmaktadır, bu parçacık aynı zamanda birden fazla kuarkdan meydana gelen hadronların iç dinamiğini kontrol etmektedir. SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) araştırma merkezinde yapılan elektron-proton saçılma deneyleri ile protonun kompozit bir parçacık olduğu doğrulanmış oldu (Bloom et al., 1969; Breidenbach et al., 1969). Daha sonra bu kuarkların üç farklı aile ve altı çeşniye sahip oldukları anlaşıldı. En son keşfedilen *top* kuark 1995'de Tevatron hızlandırıcısında keşfedilmiştir. Kuark ve gluon parçacıklarının yüksek enerjilerde hepsine birlikte *parton* adı verilmiştir.

Kuark ve gluonlar için yapılan bu tanımlar ve modeller, doğada gözlemlenememelerini açıklamada yetersizdir. Şimdiye kadar ne kesirli yüke sahip bu parçacıklar çıplak olarak gözlemlenmiş, nede gluonlar çekirdek dışında gözlemlenmiştir. Güçlü nükleer kuvvetin alan teorisi özellikle non-Abelyan $SU(3)$ simetrisi ile ayar kuplajının yüksek enerjilerdeki değişimini ifade eden β fonksiyonunun negatif olduğu anlaşıldıktan sonra, renk yükünün dinamiğine ait alan teorisi sağlam temeller üzerine kurulmuş oldu. β fonksiyonunun negatif olmasına daha sonra *asimtotik özgürlük* adı verilmiştir. Bu özelliğe göre kuark ve gluonlar arasındaki etkileşmenin kuvveti ancak yüksek enerjilerde azalmakta fakat düşük enerjilerde bu kuvvet ciddi anlamda artmaktadır ve kuarkların tek başlarına gözlemlenmelerini imkansız hale getirmektedir*. DeneySEL ölçümler çok iyi uyum içinde olan bu teoriye *Kuantum Renk Dinamiği* (QCD) (Wilczek, 2000) adı verilmiştir ve teorinin matematiksel formülasyonu 1970'li yıllarda geliştirilmiştir. Güçlü nükleer kuvvet, yarım spinli maddesel alanlar (kuark) arasında kuvvet taşıyıcı alanın kuantumu olan gluonlar ile yayılmaktadır. Bu yarım spinli maddesel alanlar 6 adet çeşide sahiptir ve u , d , c , s , b ve t sembolleri ile gösterilir. QCD kuark ve gluon parçacıkları arasın-

*Bakınız Bölüm-2.4.3.

daki etkileşimleri, dolayısıyla hadron adı verilen kompozit parçacıkların nasıl bağlandıklarını ifade etmektedir. Bu durumda $q\bar{q}$ gibi ikili haller mezon, üçlü kuark halleri baryon olarak adlandırılmıştır ve sadece bu haller doğada gözlemlenmektedir. QCD teorisi kuark modeli gibi $SU(3)$ grup simetrisine sahiptir ve kuark modeline göre doğada gözlemlenen bağlı haller bu simetrisinin indirgenemez farklı temsilleridir.

2.2 QCD Teorisi için Lagrange Fonksiyonu

QCD teorisinde kuark parçacıkları arasındaki etkileşimleri ifade etmek için "non-abelyan" $SU(3)$ ayar alanı kullanılmaktadır. Kuarklar fermiyonik özellikte parçacıklar olması sebebi ile Dirac denklemi (Dirac, 1928) ile ifade edilmektedirler, renk kuvvetini ifade etmek için ayar alanına ait kinetik terim eklendiğinde QCD için Lagrange denklemi şöyle yazılabilir;

$$\mathcal{L}_{QCD} = \underbrace{-\frac{1}{4}G(x)_{\mu\nu}G(x)^{\mu\nu}}_{\text{Kinetik Terim}} + \overbrace{\sum_{q=u,d,s,c,b,t} \bar{q}(x)(i\mathcal{D} - m_q)q(x)}^{\text{Kuarkların Dirac Alanı}} \quad (2.1)$$

burada

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu} &= \mathcal{D}_\nu G_\mu - \mathcal{D}_\mu A_\nu \\ &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig_s[A_\mu, A_\nu] \implies \text{Alan Kuvvet Tensörü} \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig_s G_\mu^k \frac{\lambda_k}{2} \implies \text{Kovaryant Türev Operatörü} \quad (2.3)$$

$$\lambda_k = \frac{1}{2} \times SU(3) \text{ Gell-Mann Matrisleri} \quad (2.4)$$

$$q(x) = q_i^f(x) \implies \text{kuark alanı} \quad (2.5)$$

burada $i = 1, 2, 3 = N_C$ renk indisi ve $f = u, d, s, c, b, t$ kuark çeşnilerini ifade etmektedir. Denklem-2.2 ile tanımlanmış olan ayar alanının kuantize edilebilmesi için ayar simetrisinin kırılması ve fonksiyonel integrallerdeki sonsuzlukları yok edecek *ayar-düzeltilme* (gauge-fixing) terimi eklenmesi gerekmektedir, böylece ayar alanına ait propagatör tanımlanabilecektir. Bunun ile birlikte ayar dönüşümü altında gözlenebilir büyüklüklerin değişmez kalması için *Faddeev-Popov* terimide eklenmelidir. Bu terim teoriye fiziksel bir karşılığı olmayan fakat teorisinin üniter kalması sağlamaktadır ve literatürde *hayalet* (ghost) etkileşimler (Faddeev and Popov, 1967) olarak tanımlanmıştır.

Ayar-düzeltilme terimi:

$$\mathcal{L}_{AD} = -\frac{\lambda}{2}(\partial_\mu A_a^\mu)(\partial_\nu A_a^\nu) \quad (2.6)$$

Faddev-Popov terimi:

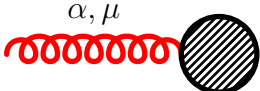
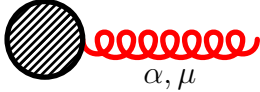
$$\mathcal{L}_{FP} = (\partial_\mu \bar{\eta}_a(x)) (\partial^\mu \eta_a(x) - g C_{abc} A_b^\mu(x) \eta_c(x)) \quad (2.7)$$

buarada $\eta(x)$ hayalet alandır.

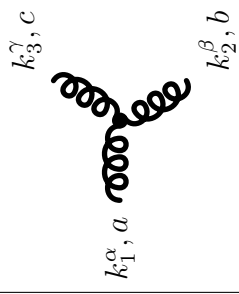
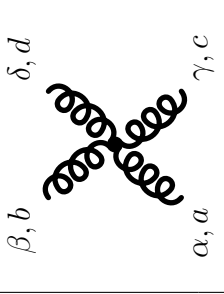
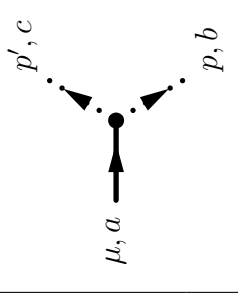
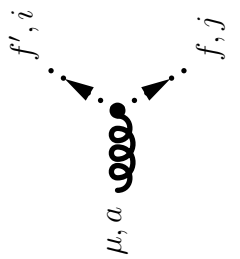
2.3 QCD’de Feynman Kuralları

Fiziksel gözlenebilirlerin hesaplanabilmesi için, pertürbasyon teorisi uyarınca Lagrange yoğunluk fonksiyonunun ikiye ayrılması gerekmektedir; çözümü yapılabilen kısma ait Lagrange fonksiyonu ve etkileşmeleri ifade eden (pertürbasyon olarak ele alınan) kısma ait Lagrange fonksiyonunun belirlenmesi gerekmektedir. Lagrange yoğunluk fonksiyonundaki 2. mertebeden terimler herhangi bir etkileşmeyi ifade etmemektedirler ve $\mathcal{L}_0$ ile gösterilmektedir. 3. ve 4. mertebeden terimler etkileşmeyi ifade eden kısım $\mathcal{L}_{Etk}$ ile gösterilmektedir. Buna göre $\mathcal{L}_0$ ’daki terimler momentum uzayına dönüştürülürse, kuantum alanı üzerinde iki nokta arasında parçacıkların yayılmasını ifade eden propagatörler elde edilmektedir. $\mathcal{L}_{Etk}$ terimi ile kuark ve gluonlar arasında momentum alışverişinin korunduğu olası tüm vertekslerin değerleri hesaplanabilmektedir. Feynman kurallarında kullanılan serbest alan propagatörleri Çizelge-2.1, etkileşme verteksleri ve etkileşme propagatörleri Çizelge-2.2’de verilmiştir.

Çizelge 2.1: Feynman diyagramlarında birleşme noktalarını ifade eden köşelere gelen yada çıkan kuark ve gluonların Feynman kuralları.

Kuark		$\bar{\nu}(p)$
Kuark		$u(p)$
Kuark		$\nu(p)$
Kuark		$\bar{u}(p)$
Gluon		$\varepsilon^\mu(p)$
Gluon		$\varepsilon^{\mu*}(p)$

Çizelge 2.2: İki köşe arasında yayılan alanlar için Feynman kuralları.

Gluon Propa- gatorü	a, μ  b, ν	$\frac{-i\delta^{ab}}{k^2 + i\epsilon} \left(g_{\mu\nu} + (\xi - 1) \frac{k^\mu k^\nu}{k^2 + i\epsilon} \right)$	Üç- Gluon Verteksi		$-gf^{abc}[g^{\alpha\beta}(k_1 - k_2)^\gamma + g^{\beta\gamma}(k_2 - k_3)^\alpha + g^{\gamma\alpha}(k_3 - k_1)^\beta]$
Ghost Propa- gatorü	$a \cdots \cdots \blacktriangleright \cdots \cdots b$	$\frac{i\delta^{ab}}{k^2 + i\epsilon}$	Dört- Gluon Verteksi		$-ig^2[\zeta^{ab,cd}(g^{\alpha\gamma}g^{\beta\delta} - g^{\alpha\delta}g^{\beta\gamma}) + \zeta^{ac,bd}(g^{\alpha\beta}g^{\gamma\delta} - g^{\alpha\delta}g^{\gamma\beta}) + \zeta^{ad,bc}(g^{\alpha\beta}g^{\delta\gamma} - g^{\alpha\gamma}g^{\delta\beta})]$
Kuark Propa- gatorü	$i, f \longrightarrow j, f'$	$\frac{i\delta_f^{ij}\delta_f^{f'}(\not{p} - m_f)}{p^2 - m_f^2 + i\epsilon}$	Kuark- Ghost Verteksi		$-ig\gamma^\mu\delta_f^{f'}\left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_i^j$
Ghost- Gluon Verteksi	μ, a  f, j	$-gf^{abc}p^\mu$			

2.4 QCD Teorisi ve Normalizasyon

2.4.1 Tekilliklerin Düzenlenmesi (Regülerizasyon)

Çarpışma olaylarında belli tür bir olayın *saçılma olasılığı* pertürbasyon teorisinde belli mertebede birbirinden topolojik olarak farklı genlikleri ifade eden Feynman diyagramlarının toplamı olarak ifade edilmektedir. Üst mertebeli diyagramlar kapalı ilmek şeklinde diyagramlar içermektedir, Feynman kuralları gereği bu ilmekde dolaşan parçacıkların momentumları üzerinden integral alınması gerekmektedir. Fakat ilmek içinde dolaşan parçacıkların momentumları 0 ile ∞ arasında olabilir ve tüm faz uzayı üzerinden toplam (integral) alındığından integralin sınırlarında sırası ile tanımsız* yada sonsuz† olmakta-
dır. İraksayan integrallerin cebri henüz daha tam olarak tanımlanmamış olması sebebiyle, pertürbasyon açılımında her mertebedeki integralleri düzenleyerek (regularisation) sonlu ve sonsuz kısımları birbirinden ayırmamız gerekmektedir. Bu hesaplama yapıldıktan sonra pertürbasyon teorisi ile terimler yeniden karıştırılırsa, iraksayan tüm terimlerin (ölçülebilir fiziksel parametrelerin ayar kuplajı, parçacıkların kütleleri, vb ...) içine yerleştirilmesiyle teori *renormalize* edilmiş hale gelmektedir. Hesaplama sonucunda tekillikleri düzenlemek için kullanılan parametrenin ortadan kaldırılmasıyla fiziksel ölçülebilir değişkenler elde edilerek, tekilliklerin düzenlendiği metottan bağımsız olarak tanımlandıkları görülebilir. Tekillikleri düzenlemek için kullanılan yöntemler ile ilgili, literatürde birçok yöntem bulunmaktadır, fakat bunlardan *Boyutsal Regülerizasyon* ('t Hooft and Veltman, 1972; Bollini and Giambiagi, 1972) (BR) yöntemi diğerlerine göre hem teorinin Lorentz değişmezliğini korumaktadır hemde aynı anda UV ve IR sonsuzlukları ortadan kaldırmaktadır. BR'ye göre teoriyi ifade eden aksiyon fonksiyonu, 4 boyut yerine kesirsel d boyutlu uzaya dönüştürülmekte, kompleks- d uzayında integrallerin sonlu oldukları bölgeler ayrılmaktadır. Daha sonra analitik olarak tekrar $d \rightarrow 4$ uzayına geri dönüştürülürken $4 - d$ boyutlarında iraksak kutup noktaları ayrı terimler olarak ortaya çıkmaktadır. Bu terimler ilk durumda iraksamayı ifade etmektedirler.

2.4.2 Renormalizasyon

Bölüm-2.4.1'de anlatıldığı gibi regülerizasyon sonrası UV-iraksak terimlerin teknik anlamda genliklerden çıkarılması işlemidir. QCD teorisine ait Lag-

*Infrared-divergent: kızılötesi iraksak.

†UV-divergent; Ultraviyole iraksak.

range fonksiyonunda bulunan *çıplak** kütle ve parametreler ile çıplak alan ifadelerinin UV-ıraksak terimleri absorbe edilerek yeniden normalize edilmektedirler. Bu teknik işleme *renormalizasyon* ad verilmektedir. Pertürbasyon teorisi kullanarak hesaplama yapılacak ise her mertebe açılımında *alan* ve *parametrelerin* yeniden normalize edilmesi gerekmektedir. Daha açık ifade ile her mertebe açılımında UV-ıraksak terimlerini ortadan yok edecek şekilde, Lagrange fonksiyonunda bulunan alan ve parametreler, *renormalizasyon katsayıları* ile düzenlenerek, Lagrang'ın UV-ıraksaklığı ortadan kaldırılmaktadır. Vurgulanması gereken önemli bir nokta, QCD'nin pertürbasyon açılımının her mertebesinde renormalize edilebilmektedir. Yani belli bir mertebe açılımında karşıterim katsayıları (Z_i) istendiği gibi seçilip saçılma genliğindeki tüm UV-ıraksak terimlerinin birbirlerini yok etmeleri sağlanabilir. QCD Lagrange fonksiyonu içerisindeki A_μ^a , χ^a ve ψ alanları uygun Z_i katsayıları seçilerek renormalize edilebilir.

2.4.3 Kayan ayar kuplajı ve partonların asimtotik özgülüğü

Pertürbatif QCD altında hesap yapılırken gözlemlenebilir büyüklükler için yapılan teorik hesaplamalar renormalize edilmiş ayar kuplajı $\alpha_s(\mu_R^2)$ ve fiziksel olmayan renormalizasyon ölçeği μ_R 'nin bir fonksiyonu olarak yazılmaktadır. Eğer μ_R 'nin değeri momentum transferinin yapıldığı Q ölçeğine yakın alınırsa $\alpha_s(\mu_R^2, Q^2)$ bize güçlü etkileşmenin incelenen saçılma olayındaki etkin gücünü göstermektedir. Güçlü nükleer kuvvetin ayar kuplajının enerji ile olan değişimini hesaplamak için, ilk olarak birinci mertebeden ilmek içeren Feynman diyagramlarının hesaplanması gerekmektedir. Bu hesaplama sonucunda ıraksayan integraller için BR yöntemi sonucunda μ_R 'ye bağlı sonlu terimler ve ıraksayan terimler ayrılmaktadır. Benzer şekilde birer gluon ışıması ve verteks düzeltme terimleri de hesaplandığında, ıraksayan integraller için BR yöntemi ile ıraksayan terimler ve BR sonucu ortaya çıkan μ_R ölçeğine bağlı terimler ortaya çıkmaktadır. Hesaplanan tüm terimler toplandığında, ıraksayan terimler ilginç şekilde birbirlerini yok etmektedir, geriye kalan terimler güçlü nükleer kuvvetin ayar kuplajı α_s 'nin μ_R enerji ölçeğine bağlı göreceli kuvveti hesaplanmasında kullanılmaktadır. Eğer ayar kuplajının herhangi bir ölçekteki değeri belirlenebilirse[†] daha yüksek enerjilerdeki değeri buradan hesaplanmaktadır. Denklem-2.8'de güçlü nükleer kuvvetin pertürbasyon açılımında 3. mertebeye

*herhangi bir etkileşme yapmamış oldukları ifade edilmektedir.

[†]Örneğin pertürbasyon teorisinin çöktüğü Λ gibi bir ölçek yada günümüzde Z^0 bozonunun kütlesi mertebesinde almak bir gelenek haline gelmiştir.

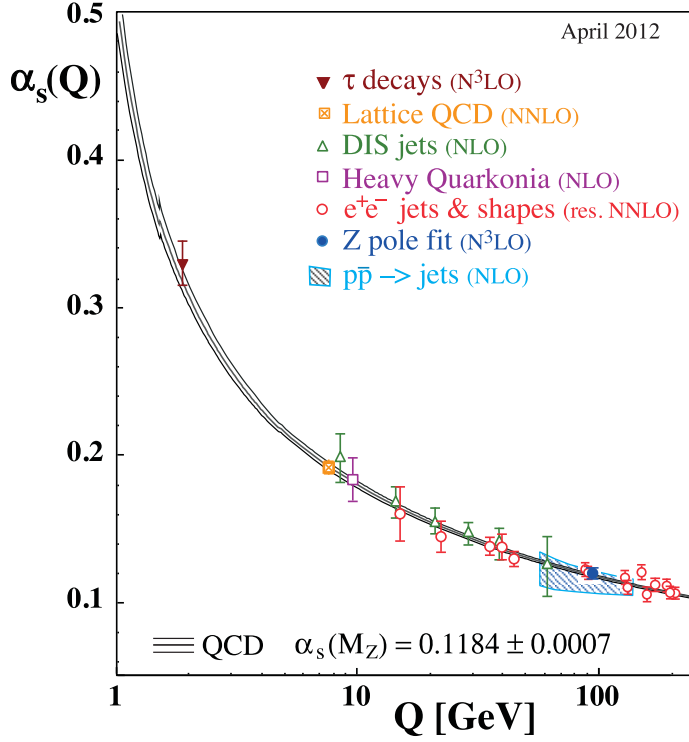
kadar bu bağılılığı gösteren $\beta(\alpha_s)$ için renormalizasyon grup denklemi verilmiştir:

$$\mu_R^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu_R^2} = \beta(\alpha_s) = -(b_0\alpha_s^2 + b_1\alpha_s^3 + b_2\alpha_s^4 + \dots) \quad (2.8)$$

burada $b_0 = (11C_A - 4n_F T_R)/(12\pi) = (33 - 2n_F)/(12\pi)$ 1-ilmek için beta fonksiyon katsayısı, 2-ilmek için beta fonksiyon katsayısı $b_1 = (17C_A^2 - n_F T_R(10C_A + 6C_F))/(24\pi^2) = (153 - 19n_F)/(24\pi^2)$, ve 3-ilmek katsayısı $b_2 = (2857 - \frac{5033}{9}n_F + \frac{325}{27}n_F^2)/(128\pi^3)$ olarak tanımlanmıştır. Literatürde 4-ilmeğe kadar katsayılar (b_3) hesaplanmıştır (van Ritbergen et al., 1999; Czakon, 2005). Denklem-2.8'de sağ taraftaki eksi işareti asimtotik özgürlüğün ortaya çıktığı yerdir. Bunun anlamı sert saçılmalar gibi yüksek momentum transferinin olduğu saçılmalarda güçlü nükleer kuvvet zayıflamaktadır. Örneğin 100 GeV – TeV menziliinde $\alpha_s \approx 0.1$ olmaktadır. Bunun aksine düşük enerjilerde (uzak mesafelerde) ayar kuplajı oldukça güçlüdür ve pertürbatif hesaplar yapılmasını imkansız hale getirmektedir, ama yinede örgü-QCD gibi yöntemler ile nümerik çözümler yapılabilmektedir (Bietenholz et al., 2010). Şekil-2.1'de görüldüğü gibi yüksek enerjilerde (kısa mesafelerde) güçlü nükleer kuvvete ait ayar kuplajın değeri düşmektedir, böylece pertürbatif hesaplamalar yapmamız olanaklı olmaktadır. Yüksek enerjilerde (kısa mesafelerde) güçlü nükleer kuvveti ifade eden kuplaj sabitinin değeri Şekil-2.1'de görüldüğü gibi azalmaktadır, fakat düşük enerjilerde (uzak mesafelerde) kuplaj sabiti çok büyük olmakta ve bunun sonucunda pertürbatif açılımındaki daha üst terimler, mertebeleri oranında daha küçük katkı vermesi gerekirken, ağaç* seviyesindeki katkılardan çok daha büyük değerler vermektedir. Bunun sonucunda pertürbatif açılım bu enerji bölgesinde çalışmamaktadır.

pQCD'nin ($SU(3)$ ayar alanının) asimtotik özgürlüğe sahip olduğu, ilk olarak 1973 yılında (Gross and Wilczek, 1973) ve aynı zamanda bağımsız olarak (Politzer, 1973) tarafından keşfedildi. O yıllara kadar bir çok teorisyen QFT'nin temelde tutarsız olduğunu düşünüyordu, çünkü QED yada ϕ^4 gibi skaler ve 4. mertebe terimler içeren teoriler asimtotik özgür değildirler. Çünkü kısa mesafelerde (yüksek enerjilerde) etkileşme kuplajı sonsuz değere çıkmaktadır. Bu durum ilk olarak L.D. Landau ve çalışma grubu tarafından farkedilmiştir ve *Landau Kutbu* adı verilmiştir. Landau kutbu bir teorinin geçerli olabileceği en küçük mesafeyi ifade etmektedir. Örneğin QCD gibi asimtotik serbestliğe sahip teorilerde Landau kutbu bulunmaz ve kuvvet kısa mesafelerde daha zayıf olmaktadır.

*Perturbasyon açılımındaki ilk terim.



Şekil 2.1: Güçlü nükleer kuvvetin kuplaj sabiti α_s 'nin sert saçılma ölçeği ile değişimi gösterilmiştir. Farklı yollardan elde edilen teorik, nümerik ve deney sonuçların uyum içinde olduğu görülmektedir (Nakamura et al., 2010).

2.5 Hadronik Gözlenebilir Parametreler

Hadron çarpıştırıcılarında jet son durumuna sahip olaylar kaçınılmaz bir şekilde ortaya çıkmaktadır. Jet hüzmelerinin daha önce incelenmemiş bir enerji ölçeğinde anlaşılması, hem QCD hemde yeni fizik sinyallerinin QCD arkaplanından ayırt edilebilmesine olanak sağlayacaktır. Güçlü etkileşmelerde ayar kuplajının enerji ile değişiyor olması ve yüksek enerjilerde göreceli olarak küçük olması sebebi ile saçılma tesir kesiti ve diğer hadronik gözlenebilirler için pertürbasyon teorisi kullanılmaktadır.

Proton çarpışmalarında herhangi bir saçılma sürecine ait tesir kesiti hesaplanırken partonların saçılma tesir kesiti deneysel olarak ölçülememektedir, çünkü partonlar son durumda gözlemlenmemektedir. Bunun yerine örneğin bir Drell-Yann sürecinde partonların saçılmaları yerine partonların bağlı halde oldukları protonların içinde iken birbirleri ile yaptıkları saçılmalar incelenebilir.

Drell-Yann saçılma süreci aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$A(p_1) + B(p_2) \rightarrow \mu^+(k_1) + \mu^-(k_2) + X \quad (2.9)$$

burada momentumları p_1 ve p_2 olan A ve B protonları, μ müon parçacıklarını

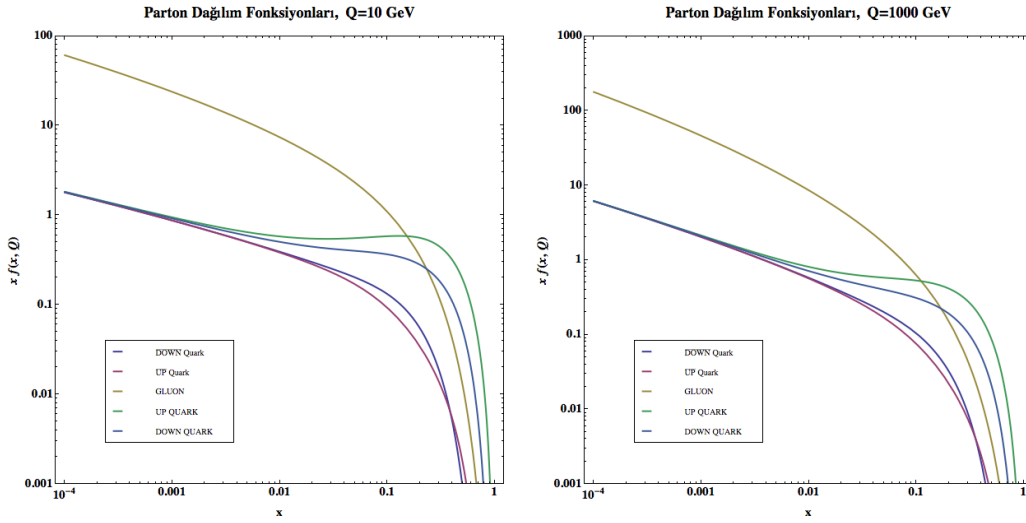
ve X saçılma sonucu müonların yanında ortaya çıkan herhangi bir parçacığı ifade etmektedir. Denklem-2.9 ile verilmiş olan saçılma sürecinin hesabı için *Faktörizasyon Teoremi* kullanılmaktadır. Bu teorem ilk olarak Feynman tarafından en basit hali ile parton modeli olarak ortaya atılmıştır. 1969 yılında Feynman ışık hızına yakın hızlarda hareket eden bir hadronun, momentumları geniş bir aralığa dağılmış sonsuz sayıda partondan oluştuğunu ve partonların dış etkilere karşı diğer partonlar ile haberleşmeden tek başlarına (bağdaşık olmayan) etkileştiğini ortaya atmıştır. Bu teoreme göre, kütle merkezi koordinat sisteminde birbirine yaklaşan iki protonun, yüksek enerjilerde hareket ettikleri eksen boyunca boyları kısalmaktadır (Lorentz kısalması). Protonu meydana getiren kuarklara *değerlik kuarkları* adı verilmektedir. Fakat bunun ile birlikte proton içinde kuarklar arasında alışveriş yapılan gluonlar ve vakum dalgalanmaları kuark ve anti kuark çiftlerine bozunup daha sonra tekrar birleşebilmektedirler. Bu kuarklara *deniz kuarkları* adı verilmektedir ve iki protonun çarpışması anında deniz kuarkları da, proton içinde var olmaları sebebi, ile saçılmaya katkı getireceklerdir. Her bir parton, protonların P momentumlarının $p_i = x_i \cdot P$ kadar kesrine sahip oldukları varsayılırsa, protonların tam etkileşme anında her bir proton içindeki partonların, birbirleri ile haberleşme yapıp çarpışma için bağdaşık bir tepki oluşturamadan her iki proton içindeki birer parton, QCD teorisi uyarınca sert saçılma sürecine girecektir. Bu saçılma sürecinde değerlik kuarkları görev alabileceği gibi deniz kuarkları da görev alabilmektedir. Saçılma süreci içinde görev almayan diğer partonlar, serbest halde var olamamaları sebebi ile, hadronlaşma süreci içine yada kendi aralarında yeni bir etkileşmeye girebilmektedirler. Bu süreç içinde yeni kararlı olan partonların bağlı halleri meydana gelmektedir. Bu haller Denklem-2.9'da X ile gösterilmiştir. Yukarıda anlatılanlara göre, yüksek enerjili sert saçılma süreci ile düşük enerjili olan partonların saçılma öncesi *hapsi* ve sonrasındaki hadronlaşma süreçleri birbirlerinden ayrılabilirler. Buna göre bir saçılma sürecinde protonların çarpışması sonucu bir parçacığın meydana gelme tesir kesiti, partonik saçılma tesir kesiti ve protonu oluşturan partonların dağılım fonksiyonları üzerinden toplam yapılarak (konvolüsyon) elde edilebilir.

Faktörizasyon teoremine göre;

$$d\sigma_{AB}^H(S) = \sum_{ij} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_i^A(x_1) d\sigma_{ij}(s) f_j^B(x_2) \quad (2.10)$$

burada S protonların kütle merkezi enerjisidir ve s partonların kütle merkezi enerjisi ile aralarında $S = x_1 x_2 s$ bağıntısı vardır. Denklem-2.10'da hadronik diferansiyel saçılma tesir kesiti A ve B içindeki tüm partonların üzerinden bir

toplam olarak tanımlanmıştır. Partonik diferansiyel saçılma tesir kesiti $d\sigma_{ij}$, A protonu içinde x_i momentum oranına sahip i partonunu bulma olasılığı ile aynı durumda B protonu içerisindeki j partonun bulunma olasılığı ile çarpılmıştır. Buradaki f_i^A terimine *Parton Dağılım Fonksiyonu* (PDF) adı verilmektedir ve deneysel olarak derin elastik olmayan elektron-proton saçılmaları ve inklüsif jet saçılma tesir kesiti ölçümlerinden belirlenebilmektedir. PDF dağılımları sadece partonun cinsine bağlıdır ve dağılımlar evrenselidir. Şekil-2.2’de iki farklı Q momentum ölçeğinde proton içerisindeki partonların dağılımları gösterilmektedir.



(a) Momentum transferi $Q = 10$ GeV için. (b) Momentum transferi $Q = 1000$ GeV için.

Şekil 2.2: CTEQ6.1 Dağılım fonksiyonlarına ait iki dağılım.

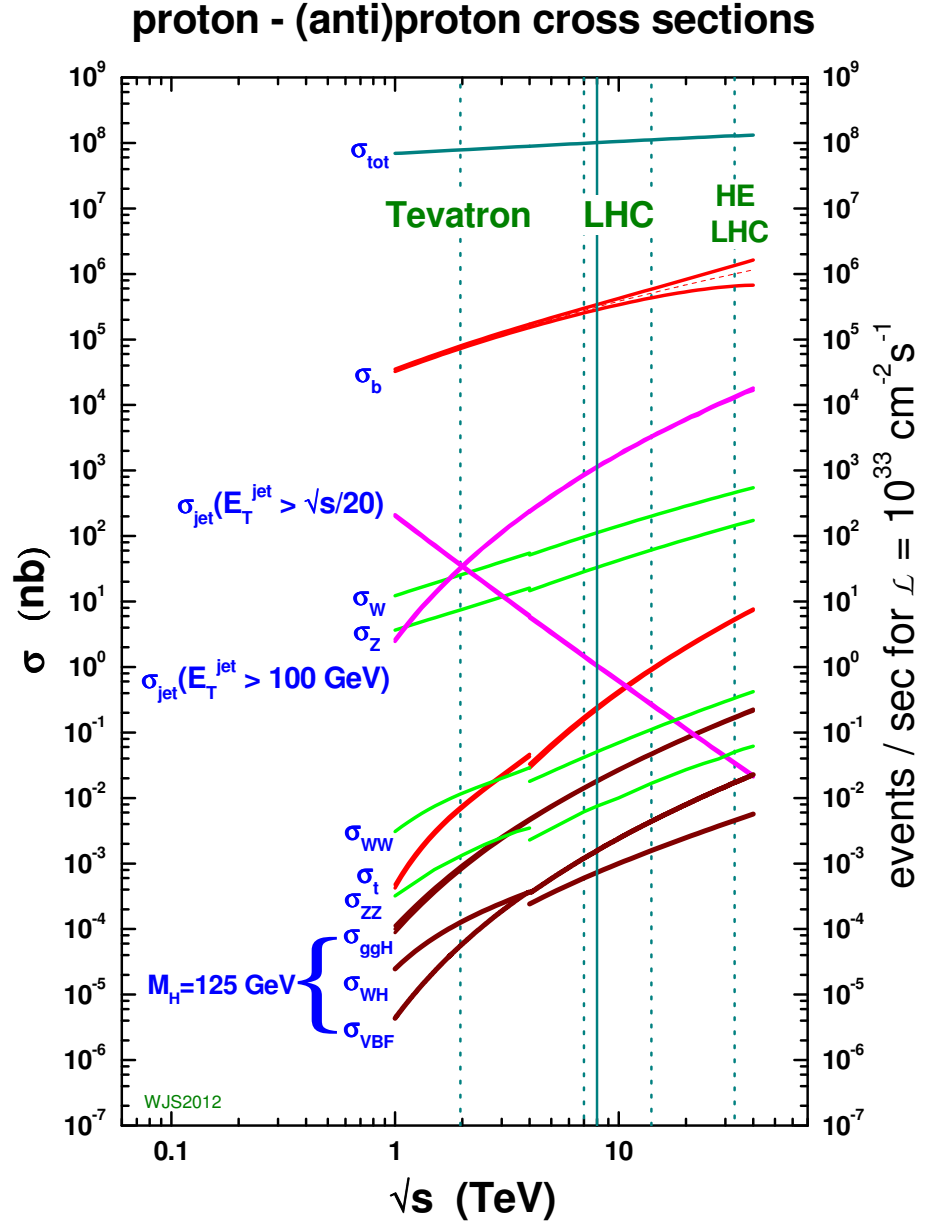
CMS deneyinde 14 TeV kütle merkezi enerjisi ile çarpıştırılan protonlar için toplam saçılma tesir kesiti, protonun ~ 1 fm çapında olduğu düşünülürse, $\sigma_{toplam} = 4\pi r^2 \approx 120$ mb* mertebesindedir. Şekil-2.3’de[†] görüldüğü üzere SM fizik sinyallerine ait saçılma tesir kesitleri pp toplam saçılma tesir kesiti yanında 3 kat mertebesinde (σ_b/σ_{pp}), hatta 11 kat mertebesi kadar (σ_{WH}/σ_{pp}) daha küçük olduğu görülmektedir. SM’e ait fizik sinyalleri gerçekte pp toplam saçılma tesir kesitinin yanında çok nadir meydana gelen süreçlerdir.

2.5.1 Jet saçılma tesir kesiti

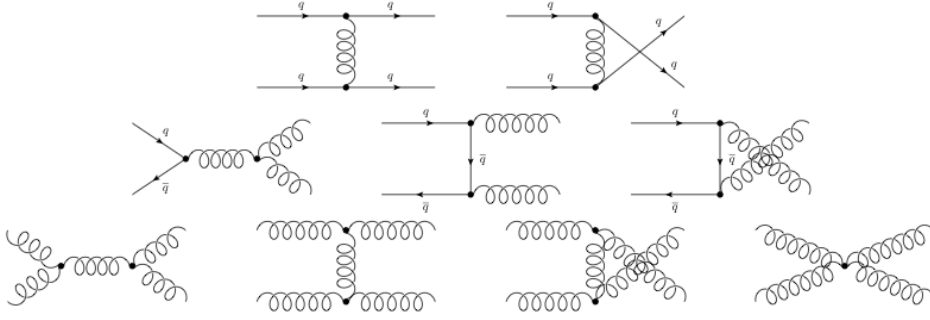
İnklüsif jet tesir kesiti özellikle hadron çarpıştırıcılarında ölçülebilecek en temel ölçümlerden birisidir. Hadron çarpıştırıcılarında son durumda jet oluşma olasılığı çok yüksektir, Şekil-2.3’de görüldüğü üzere $E_T > 100$ GeV koşuluna

*inelastik saçılma = 60 mb, tek difraktif saçılma = 12 mb, elastik saçılma= 40 mb

[†]<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/HiggsEuropeanStrategy2012>



Şekil 2.3: Yeni fizik sinyalleri ile ilginç bazı süreçlere ait saçılma tesir kesitlerinin kütle merkezi enerjisi ile değişimi verilmiştir. 4 TeV enerji seviyesindeki kesintinin sol tarafı $p\bar{p}$, sağ taraf pp çarpışmalarını göstermektedir. Düşey dağılım gösteren noktasal çizgiler, Tevatron 1.96 TeV, LHC'nin 2012'deki çarpışma enerjisi, 8 TeV ve gelecekte olası diğer enerjileri, 14 TeV ve 33 TeV ile belirtilmiştir. Kahverengi renkli çizgiler Higgs parçacığının farklı tesir kesitini, yeşil renkli çizgiler Elektrozayıf kuvvetin ayar bozonlarına ait saçılma tesir kesitlerini, mor renkli çizgiler jet saçılma tesir kesitlerini ve son olarak kırmızı çizgi bottom kuarkın saçılma tesir kesitini ifade etmektedir.



Şekil 2.4: LHC hızlandırıcısında pp saçılması sonucu jet üretimi için ağaç seviyesinde katkı getiren Feynman Diyagramları yukarıda gösterilmiştir. İlk sıradaki diyagramlar kuark-kuark (qq) arasında meydana gelen etkileşimleri göstermektedir, ikinci sıradaki diyagramlar kuark-antikuark ($q\bar{q}$) ve son sıradaki diyagramlar gluonlar arasında meydana gelen etkileşimleri ifade etmektedir. Bunun yanında LHC hızlandırıcısı Tevatron'dan farklı olarak protonları hızlandırması sebebi ile, kuark ve gluonlara ait parton yoğunluğu daha fazla olacaktır bu sebeple ilk ve son sıradaki diyagramlar Tevatronun aksine yüksek p_T 'ye sahip jetlerin meydana gelmesinde daha baskınlardır.

sahip jetlerin $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ 'de CMS 'de meydana gelme sıklığının $\approx 10^3 \text{ Hz}$ civarında olduğu görülmektedir. Şekil-2.4'de görülen Feynman diyagramları inklusif jet tesir kesitine ağaç seviyesinde parton saçılma tesir kesitine katkı getirmektedirler, bu katkılara ait matris elemanı $\mathcal{M}$ ile ifade gösterilirse diferansiyel inklusif jet tesir kesiti şöyle yazılabilir;

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\hat{\sigma}}{dp_T dy} = \frac{1}{2\hat{s}} \frac{1}{8\pi^2} \sum |\mathcal{M}|^2 \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \quad (2.11)$$

bu denklemde toplam işareti ($\sum$) sırası ile ilk ve son durumların üzerinden, daha sonra renk yükü üzerinden toplam alınıp ortalamasının alındığını ifade etmektedir ve $\hat{s}$, $\hat{t}$, $\hat{u}$ Mandelstam değişkenleridir. Her bir Feynman diyagramının θ^* 'a göre katkıları Şekil-2.5'de çizdirilmiştir. Bunun yanında diyagramların göreceli katkısını görmek için $\theta^* = \pi/2$, $\hat{t} = \hat{u} = -\hat{s}/2$ 'deki $\sum |M_i|^2$ değerleri Çizelge-2.3'de gösterilmiştir. Burada $\theta^* = \pi/2$ için verilen değerlere bakıldığında $gg \rightarrow gg$ partonik saçılma sürecinin diğer süreçlere göre ne kadar baskın olduğu gösterilmiştir. LHC'de proton-proton çarpışmalarına ait farklı kombinasyonların parton yoğunlukları Şekil-2.6'da görülmektedir ve düşük enerjilerde gg lüminositesinin baskın, fakat partonik kütle merkezi enerjisi $\hat{s}$) arttıkça qq yoğunluğu yüksek enerjilere kadar daha baskın olduğu görülmektedir.

LHC hızlandırıcısında pp saçılmaları için ağaç seviyesinde katkı getiren Feynman diyagramları $2 \rightarrow 2$ süreçleridir ve Şekil-2.4'de gösterilmiştir. LHC gibi yüksek enerjilere çıkabilen hızlandırıcılarda elde edilen deneysel sonuçlar ile teorik hesaplamaların karşılaştırılabilmesi için, saçılma tesir kesitleri pertür-

Çizelge 2.3: Ağaç seviyesindeki Feynman diyagramlarının karesi alınmış matris elemanların ($\sum |M|^2/g^4$) Mandelstam değişkenleri cinsinden değeri ve $\theta^* = \pi/2$ 'deki değerleri.

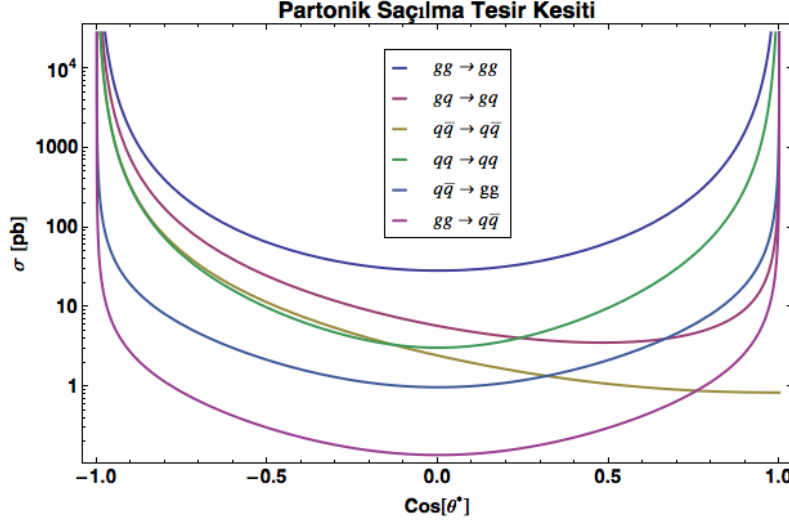
saçılma süreci	$\sum M ^2/g^4$	$\theta^* = \pi/2$
$gg \rightarrow gg$	$\frac{4}{9} \frac{s^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$	30.4
$qq \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \frac{s^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$	6.21
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \frac{s^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$	2.59
$qq \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \frac{s^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$	3.26
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{4}{9} \frac{s^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$	1.04
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \frac{s^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$	0.15

basyon teorisinde daha üst mertebelerdeki diyagramların (α_s 'nin kuvvetlerin içeren diyagramlar) tesir kesite ciddi katkı getirmeleri sebebi ile hesaplanması bir zorunluluktur. Günümüzde jet saçılma tesir kesiti ağaç seviyesinden daha üst mertebelerdeki katkılarda hesaplanarak yapılabilmektedir.

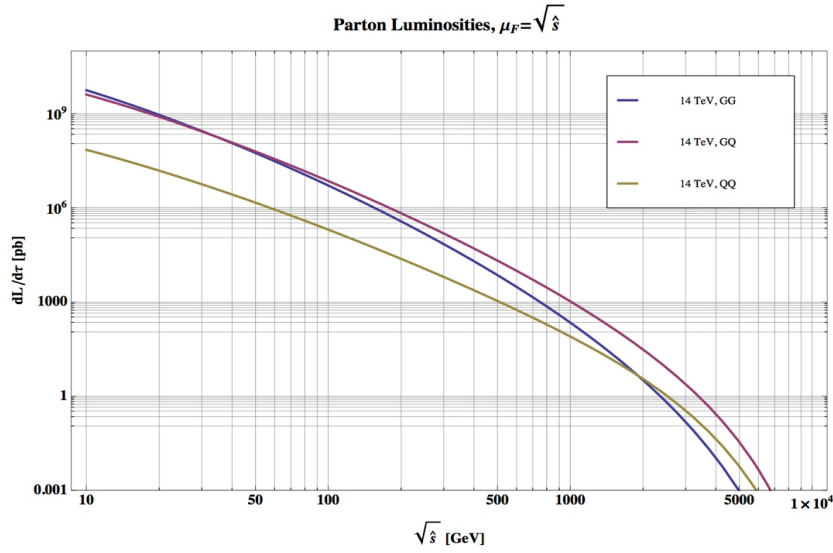
Bazı süreçler için iki ilmek içeren (NNLO) diyagramların katkısına ait hesaplamalar literatürde bulunmaktadır (Anastasiou et al., 2001b,a,c). NLO ve NNLO katkılarının hesaplamaları son on yıl içinde bilgisayar hesaplama gücünün artması, bazı yazılımlar ve program kütüphanelerinin (JETRAD (Giele et al., 1993), NLOJet++*) geliştirilmesi ile yapılabilecek hale gelmiştir. Fakat yinede günümüz bilgisayar teknolojisiyle, ağaç seviyesinde (ilmek içermeyen diyagramlar) son durumda ancak 8 partona kadar hesaplamalar yapılabilmektedir (Hagiwara et al., 2010). Daha üst mertebeden diyagramların hesaplanabilmesi; (parton seviyesinde) daha hassas ve güvenilir sonuçların elde edilmesi, belli bir fiziksel değişken için yapılan pertürbatif seri açılımının yakınsadığının testini ve çarpışma olaylarının kinematikini oluşturmada çok önemlidir.

CMS deneyinde Monte Carlo yöntemleri kullanarak hesaplama yapan programlarla, şu an için sadece ağaç seviyesindeki saçılmalara ait simülasyon hesaplamaları yapılabilmektedir, daha üst mertebeden hesaplamalar için kullanılan yöntemler Bölüm-4'de anlatılmaktadır.

* NLOJet++ : <http://www.desy.de/~znagy/Site/NLOJet++.html> adresinden ulaşılabilir.



Şekil 2.5: QCD teorisine göre LO seviyesinde partonlar arasında olası saçılma süreçlerine göre ilgili Feynman diyagramlarının kareleri kütle merkezi koordinat sistemindeki saçılma açısı θ^* ile değişimi gösterilmiştir.



Şekil 2.6: LHC'deki proton çarpışmalarında, farklı parton kombinasyonları için partonik lüminozitelerinin dağılımı, yukarıdan aşağı doğru gg , gq ve qq .

2.5.2 Çarpışma olaylarına ait şekil değişkenleri

Yüksek enerjili parçacık çarpıştırma deneylerinde jet hüzmeleri ilk gözlemlendiklerinde, kalorimetrelerin $\eta - \phi$ düzlemine açılmış enerji hücreleri, en basit olarak birer koni şeklinde kümelenmesi ile oluşturulmuşlardır. Fakat bu basit yaklaşım sonucu jetlerin bazı özellikleri hakkındaki bilgiler yok olmaktadır. Örneğin jet konisinin içindeki yerel minimum sayısı, jet hüzmelerinin iç yapıları, koni içindeki enerji dağılımı, parton sağnağı ve hadronizasyon gibi jetlerin karakteristik özellikleri hakkında kullanışlı bilgi verebilmektedir. Bunun yanında jet konisinin içindeki yüklü parçacıkların sayısı, jet konisini oluşturan bu yüklü parçacıkların jet hüzmelerinin hangi oranda enerjisini taşıdıkları, hadronizasyon ve jet içerisinde bozunan parçacıklar hakkında bilgiler verebilmektedir. CMS deneyiyle parçacıkların momentumları hassas şekilde ölçülebildiğinden, her bir jet konisi içindeki yüklü parçacıkların momentumları da hassas şekilde ölçülmektedir, böylece jet hüzmelerinin gerçek enerji değerleri hassas şekilde belirlenebilir. Aynı zamanda jetlerin hangi partonun saçılması ile oluştuğunda anlaşılabilir, bu bilgi daha çok egzotik fizik araştırmaları için önemlidir. *Jet genişlikleri*, *jet-şekilleri* ve bunların dağılımlarına ait *momentler* hadron çarpıştırıcılarında jetlerin özelliklerini karakterize etmek için ciddi anlamda kullanılmaktadırlar (Kluge, 2004b,a; Breitweg et al., 1999; Adloff et al., 1999; Acosta et al., 2005; Abachi et al., 1995; Layter, 1994).

Jet hüzmeleri incelenmek istendiğinde jet-şekilleri ve jetlerin diğer karakteristik özellikleri örneğin $\Delta R = \sqrt{\Delta y^2 + \Delta \phi^2} < r$ kadar bir yarıçap içine düşen objelerin (parçacık yada kalorimetre hücresi) bazı dağılımları, yada jet hüzmelerinin alanı içinde yada dışındaki değişimine de bakılabilir. Gerçektende jet-şekillerine ait dağılımların jet konisinin sınırları dışındaki değişimi, örneğin çarpışma olayında sert saçılma dışında diğer partonlar arasındaki etkileşmeyi ifade eden alt-olay etkileşmeleri hakkında değerlendirme yapmamıza yardımcı olabilir. Çünkü parton sağnağı sebebi ile jetler $\eta - \phi$ uzayında daha geniş olabilmektedirler ve jet-şekil parametreleri, jet-bulma algoritmalarının bu jetleri belirlerken ne kadar iyi oluşturabildiklerinin tayininde kullanılabilir.

Jet hüzmeleri farklı algoritmalar ile oluşturulmaktadır ve tek bir tanıma sahip değildir, bu sebeple jet hüzmeleri jet-bulma algoritmalarına doğrudan bağlıdır dolayısıyla, şimdiye kadar tanıtılmış olan jet-şekilleri jet-bulma algoritmalarında jet konisinin büyüklüğünü ifade eden ΔR parametresinin değerinden çok ciddi etkilenmektedirler.

En basit tanım ile jet hüzmelerine ait bir kaç jet-şekil parametresi olarak

jetlerin p_T -momentler'i verilebilir.

$$\delta R_\phi^{(1)} = \frac{1}{N_{jet}} \sum_{jet} \left(\frac{\sum_{i \in jet} p_{T,i} \cdot \Delta \phi_i}{\sum_{i \in jet} p_{T,i}} \right) \quad (2.12)$$

$$\delta R_y^{(1)} = \frac{1}{N_{jet}} \sum_{jet} \left(\frac{\sum_{i \in jet} p_{T,i} \cdot \Delta y}{\sum_{i \in jet} p_{T,i}} \right) \quad (2.13)$$

$$\delta R_\phi^{(2)} = \frac{1}{N_{jet}} \sum_{jet} \left(\frac{\sum_{i \in jet} p_{T,i} \cdot \Delta \phi_i^2}{\sum_{i \in jet} p_{T,i}} \right) \quad (2.14)$$

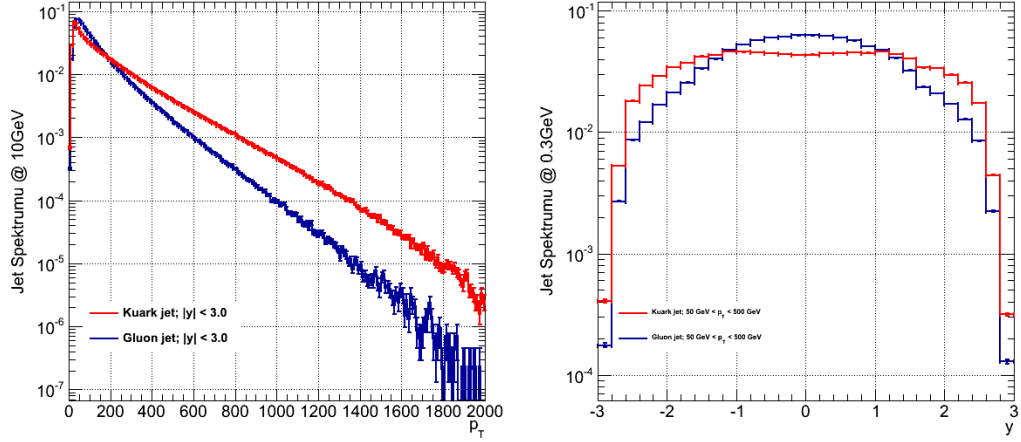
$$\delta R_y^{(2)} = \frac{1}{N_{jet}} \sum_{jet} \left(\frac{\sum_{i \in jet} p_{T,i} \cdot \Delta y^2}{\sum_{i \in jet} p_{T,i}} \right) \quad (2.15)$$

burada Δy_i jetin y değeri ile i . eleman arasındaki açıyı fade etmektedir, benzer şekilde $\Delta \phi_i$ 'de aralarındaki açıyı ifade etmektedir ve toplam işaretiyle her bir jet hüzmesi üzerinden toplam alınıp N_{jets} sayısı ile normaliz edilmektedir. İlk moment terimleri $\delta R_\phi^{(1)}$ ve $\delta R_y^{(1)}$ (ortalama ve genişlik) jet algoritmasının enerji dağılımına ait yerel maksimum etrafında jet merkezinin ne kadar iyi yerleştirebildiğini göstermektedir. Örneğin geleneksel koni algoritması (Snowmass kombinasyon yöntemi (Huth et al., 1990)) için eğer, jet hüzmesini meydana getiren elemanlar moment hesaplanmasında kullanılmışsa, ilk-moment değeri sıfır yakınında olacaktır.

Gluon başlangıcına sahip bir jet hüzmesi aynı enerjideki kuark başlangıcına sahip jetlere göre daha geniş jetler meydana getirmektedirler (Acosta et al., 2005; Pumplin, 1990). Bunun sebebi tüm gluonlar bir kuark çiftine bozunacaklardır, yeterince enerjiye sahip bir gluon jetinin şekli, düşük enerjili iki kuark jetinin şekline sahip olacaktır. Alternatif bir açıklamada gluonların daha büyük renk yükü çarpanına sahip olmasıda gösterilebilir, bunun sonucunda daha düşük enerjili son durumlar meydana getirecektir. Gluon ışıldama süreci kuark ışıldama süreci ile karşılaştırılırsa, $N_C/C_F = 9/4$ olması sebebi ile gluonlar daha çok sayıda düşük enerjili parçacıklara bozunacaktır ve $\eta - \phi$ düzleminde genişlikleri daha büyük olacaktır. Buna göre bu jet-şekil tanımları jetlerin ortalama kuark yada gluon içeriği hakkında bilgi vermektedirler. Diğer jet-şekilleri benzer şekilde jetin kuark yada gluon miktarını ayırt etmemize olanak verir (Ellis et al., 2010; Almeida et al., 2009).

Proton PDF dağılımlarına gelen farklı katıklar sebebi ile LHC hızlandırıcısı özellikle düşük rapidite bölgelerinde baskın şekilde gluon-jetler ve ileri rapiditede kuark-jetler beklenmektedir (Şekil-2.7). Benzer şekilde düşük enerjili jetler daha çok gluon, fakat yüksek enerjili jetler daha çok kuark orijinli olacaktır; bu fark tabiki sert saçılma ile etkileşen partonları yansıtmaktadır. Buna göre düşük rapidite ve yüksek rapidite arasındaki düşük ve yüksek ener-

jili jetler arasındaki değişim ile PDF'ler hakkındaki bilgi elde edilebilir.



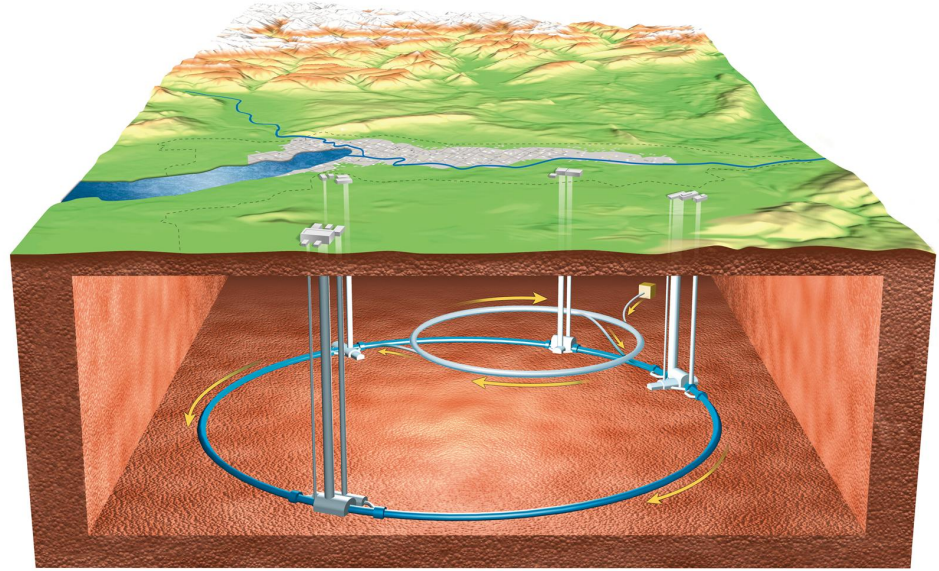
Şekil 2.7: CMS dedektöründe $\sqrt{s} = 7$ TeV kütle merkezi enerjisi ile meydana gelen kuark ve gluon orijinli jetlerin p_T ve y spektrumları. Burada PDF dağılımları sebebi ile yüksek rapidite ve p_T için gluon-jetlerin oranının azaldığı görülmektedir. Bu değerlerin elde edilmesinde LO CTEQ6.1 dağılımları kullanılmıştır (Nadolsky et al., 2008).

Daha önceki LEP hızlandırıcısı üzerinde bulunan OPAL deneyinde gözlemlenen çarpışma verilerinde, ayrı ayrı kuark ve gluon orijinli jetleri içeren yüksek saflıktaki veri kümeleri ile her bir jetin özellikleri test edilmişti (Abbiendi et al., 1999). Bu çalışmalar sonunda gluon-jetlerin kuark-jetlere göre neredeyse iki kat daha fazla yüklü parçacık meydana getirdiklerini, aynı zamanda gluon-jetlerinde parçacıkların kuark-jetlerdekilere nazaran daha düşük enerjili oldukları farkedilmiştir. Bu çalışmalar içinde başka bir sonuç ise gluon-jetlerin kuark jetlere göre tam olarak 2.25 kat daha fazla yüklü parçacık içerdiği ölçülmüştür, bunun sebebi olarak renk yükünü ifade eden $SU(3)$ ayar simetrisinin sahip olduğu çarpanlardır. Elde edilen bu sonuçlar hadron çarpıştırıcılarına göre tamamen temiz sinyal üreten elektron-pozitron çarpıştırıcısında elde edilmiştir. Hadron çarpıştırıcılarında özellikle LHC gibi yüksek $\sqrt{s}$ 'ye sahip hızlandırıcılarda alt-olay etkisinin ciddi anlamda artması sebebi ile daha az arkaplan içeren temiz sinyaller elde etmek oldukça zordur. Bunun yanında ilk hal ışıması, çoklu-parton-etkileşmeleri, sert saçılmaya giren partonlar dışındaki diğer partonların etkileşmesi ve renk-bağlantısı (color connection) gibi durumlar sebebi ile yüksek saflıkta gluon-jet ve kuark-jet içeren veri kümesi elde etmek çok daha zordur.

3. BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI ve CMS DENEYİ

3.1 Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)

İsviçre'nin Cenevre şehrinde kurulmuş olan CERN araştırma merkezinde, 1980 yıllarında henüz çalışmaya başlamamış olan LEP hızlandırıcısı (1989-2000) yerine gelecekte nasıl bir hızlandırıcı yapılabileceği hakkında çalışmalar başlamıştı. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) fikri 1984* yılında ilk ortaya atılmış, 1991'de Aralık ayında yapılan CERN Konseyi tarafından bu hızlandırıcının inşası kabul edilmiş (LHC Collaboration, 1991) ve birkaç ay içinde resmi olarak duyurulup, olası fizik programı için fizibilite çalışmaları başlatılmıştır. 1994 yılının Aralık ayında CERN Konseyi tarafından teknik dizayn raporu kabul edilmiştir. Aynı zamanda LHC halkası üzerinden yapılması düşünülen deneyler hakkında ilk öneriler ortaya konmuştur (CMS Collaboration, 1994) (Armstrong et al., 1994) (ALICE Collaboration, 1995).



Şekil 3.1: LHC tüneli ve yer altındaki servis tüneli ve dedektörler gösterilmiştir.

LEP deneyinin sonlanması ile 1999 yılında inşasına başlanmış ve LEP tüneli içerisine yeni bir hızlandırıcı kurulmuştur, LEP hızlandırıcısı yerin yaklaşık 50 – 100 m altında ve ≈ 27 km çevresine sahip bir hızlandırıcıdır. 2008

*2 Mart, Lozan şehrinde ECFA toplantısı

yılıının Eylül ayında resmi olarak açılışı yapılmıştır, yaklaşık 20 yıl çalışması planlanan bu deney, fikir olarak ortaya atılmasından ancak 24 yıl sonra gerçekleştirilebilmiştir. Türkiye'nin de aktif katılım sağladığı bu deneyle; yüksek enerji fiziğinde, daha önce yapılmış deneyler ile keşfedilmiş parçacıkların tekrar üretilmesi, yüksek enerjilerde parçacık sistemleri için mevcut yasaların sınanması, yeni parçacıkların üretimi ve özelliklerinin anlaşılması ve doğanın daha küçük mesafelerde hüküm süren yasaların anlaşılması planlanmaktadır. 20. yüzyılda fizikçiler tarafından bir çok farklı amaçlarda yüksek enerjili çarpışma deneyleri yapıldı, bu deneylerde bir çok yeni egzotik parçacıklar keşfedilmiştir, bunun yanında bu parçacıklar için simetriler ve teoriler ortaya konmuştur. Fakat yinede bu teorilerin açıklayamadığı deneysel sonuçlar bulunmaktadır. Bu henüz cevaplanamamış sorular için yeni bir çok model/teori ortaya atılmıştır ve bu teorilerin sınanabilmesi için LHC çok uygun bir deneydir.

Genellikle daha yüksek enerjilerde var olan ve düşük enerji yaklaşımı olarak Standart Model sonuçlarını veren bu teorik modellere Standart Model Ötesi (Martin, 1997; Lykken, 2005, 2010) modeller adı verilmektedir. Bu modellerden bazıları Süpersimetri, Ekstra Boyutlar, Teknik Renk ve Higgsizlik Teorisi gösterilebilir. Ortaya atılan bu modellerin sınanması ve yeni fizik modellerinin öngördüğü parçacıkların keşfedilmesi önümüzdeki 20 yıl boyunca LHC sayesinde mümkündür. Dünyada tek örneği bulunan LHC makinası, proton demetlerini dairesel yolları üstünde tutan 1232 adet dipol magnet ve proton demetlerini odaklayan 392 adet kuadrapol magnet sistemlerinin bir araya gelmesi ile oluşmaktadır. Bu magnet sistemleri aynı anda saat yönünde ve saat yönüne ters doğrultuda proton demetlerini hızlandıracak şekilde tasarlanmıştır. LHC'nin dizayn edilmiş nominal çalışma parametrelerine göre, $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ lüminozite değerinde, 25 ns'lik periyot (40 MHz) ile proton demetleri kafa kafaya çarpıştıracak şekilde hızlandırılmaktadır. Bu çarpışmalarda her 25 ns'de iki yönden gelen $\sim 500\text{M}$ adet proton birbirlerinin içinden geçmekte ve bu geçiş esnasında yaklaşık 17 adet protonun birbirleri ile etkileşeceği öngörülmektedir (Gavrilov et al., 2003). LHC hızlandırıcısı bir çok alt hızlandırıcı sisteminden oluşmaktadır. Şekil-3.2'de görüldüğü üzere elektronlarından arındırılmış hidrojen atomları LINAC 2 sistemi ile 50 MeV enerjide BOOSTER sistemine gönderilmekte ve burada 1.4 GeV enerjiye kadar hızlandırılmaktadırlar. Proton demeti 25 GeV enerjiye çıkarılacağı PS'e (Proton Synchotron) daha sonra 450 GeV'a çıkarılacak olan SPS'e (Super Proton Synchotron) gönderilmekte ve buradan LHC hızlandırıcısına enjekte edilip LHC içinde çarpışma yapılana kadar proton demetleri hızlandırılmaktadır ve her bir dönüşde protonların enerjisi 0.5 MeV kadar artmaktadır. Şekil-3.2'de LHC halkası ve diğer alt hızlandırıcı sistemleri

gösterilmektedir. Hızlandırılan proton demetleri LHC halkası içine aralarında ~ 7 m mesafe veya 25 ns'lik zaman farkı olacak şekilde doldurulmaktadır. Böylece her bir deney noktasında her 25 ns'de protonlar birbirlerinin içinden geçmekte yada çarpışmaktadırlar. LHC halkası üzerinde aynı anda en fazla 3564 adet proton demeti bulunabilir, fakat SPS ve PS'den gelen boşluklar sebebi ile bunların 2808 adedi protonlar ile doludur (Şekil-3.3).

LHC hızlandırıcısıyla yapılan deneylerde b kuark, W ve Z bozon gibi parçacıklara ait nadir meydana gelen sinyaller gözlemlenmektedir ve saçılma tesir kesitleri çok küçüktür. LHC'de incelenen herhangi bir fizik süreci için birim zamanda meydana gelebilecek olay sayısı N şöyle tanımlanmıştır;

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (3.1)$$

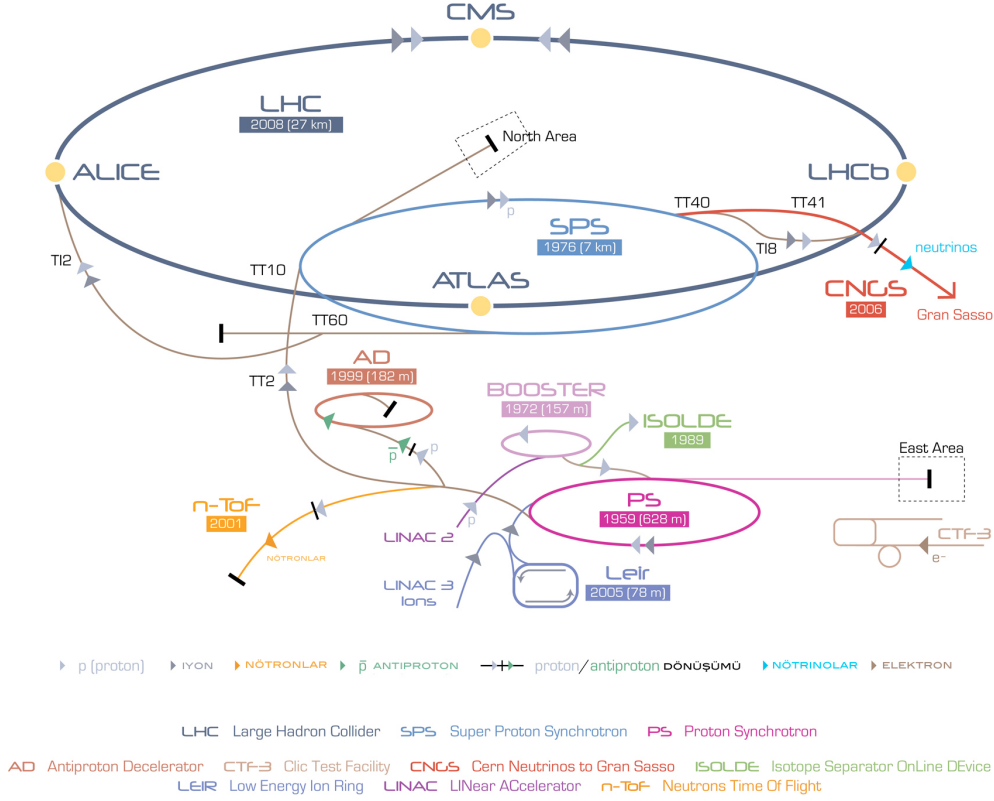
burada σ incelenen fizik sürecine ait saçılma tesir kesiti, $\mathcal{L}$ LHC'nin lüminozitesidir. LHC makinasının çalışma parametreleri Çizelge-3.1'de verilmiştir ve proton demetinin $x - y$ düzleminde bir Gauss dağılımına sahip olduğu varsayılırsa LHC lüminozitesi şöyle tanımlanmıştır;

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4\pi \varepsilon_n \beta^*} F \quad (3.2)$$

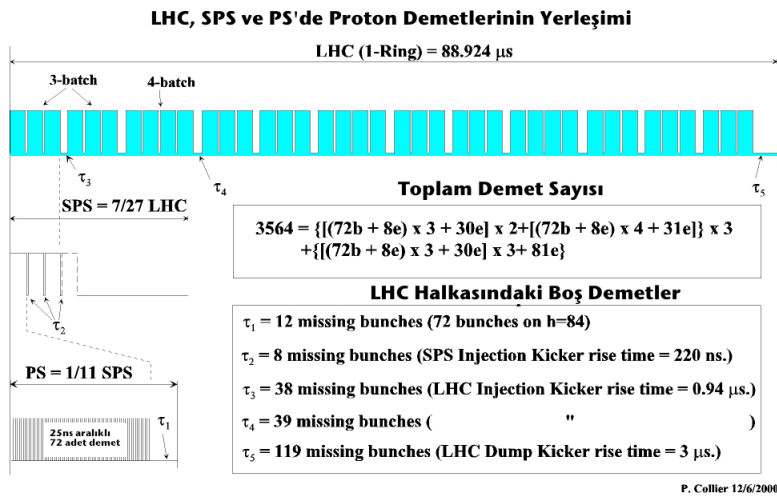
burada γ Lorentz çarpanı, f protonların dönüş frekansı, k_B LHC içindeki toplam dolu proton demeti sayısı, N_p her bir demet içerisinde bulunan proton sayısı, ε_n normalize edilmiş enine doğrultudaki ışıma (planlanan değer $3.75 \mu\text{m}$ 'dir), β^* etkileşme noktasındaki (IP) betatron ışıması ve proton demetlerinin çok küçükde olsa bir açı ile birbirlerine yaklaşmaları sebebiyle bir miktar azalan lüminozite miktarını ifade eden F azaltma katsayısıdır.

3.2 Kompakt Müon Selenoid Deneyi (CMS)

CMS deneyi LHC hızlandırıcısı üzerinde bulunan dört büyük deneyden birisidir. ATLAS deneyi ile benzer fizik araştırma programına sahiptir, fakat alt dedektör sistemleri ve çalışma prensipleri birbirinden tamamen farklıdır; böylece elde edilen fizik sonuçları kullanılan dedektör sistemlerinin olası yanı ve yanlış sonuçlar elde etmesinin önüne geçilmesi planlanmıştır. CMS dedektörünün tasarımı esnasında özellikle Higgs parçacığının bozunum kanallarından birisinin ($H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$) belirlenebilmesi için müon parçacığının momentumunun hassas olarak ölçülmesi gerekmektedir, bu sebeple dedektörün magnetik alanı ve müon sistemi bu gereksinime uygun olacak şekilde ta-



Şekil 3.2: PS, SPS ve LHC hızlandırıcısına proton demeti sağlayan alt hızlandırıcı elemanları.



Şekil 3.3: LHC Halkasında, SPS ve PS'den gelen boşluklar sebebi ile dolu proton demetleri ve boşlukların düzeni gösterilmiştir.

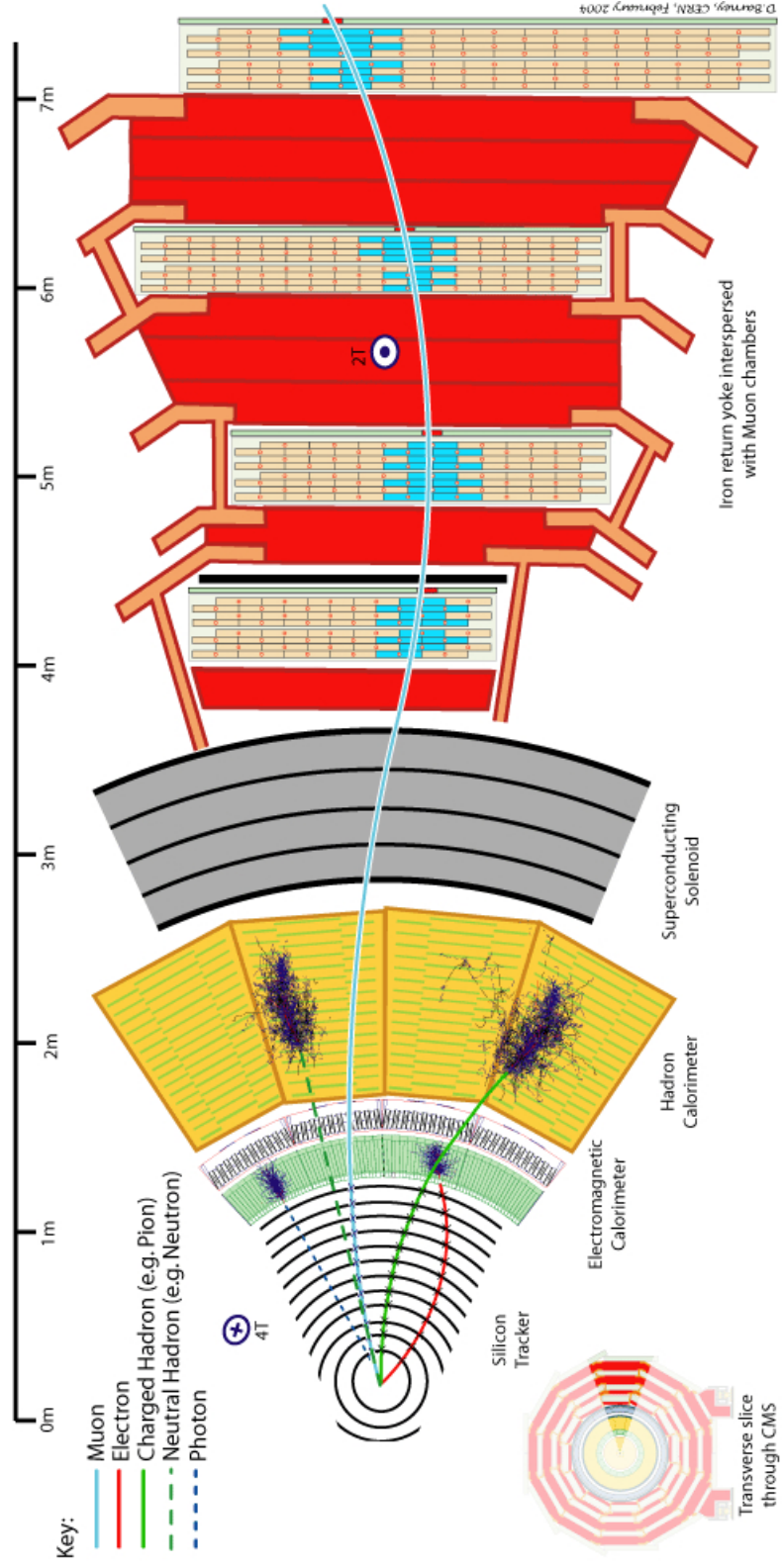
Çizelge 3.1: LHC Halkası üzerinde bulunan dedektörler için lüminoziteyi belirleyen parametreler.

		pp	Pb-Pb	
Nükleon başına enerji	E	7	2.76	TeV
7 TeV 'dae Dipoller	B	8.33	8.33	T
Tasarlanmış Lüminozite	$\mathcal{L}$	10^{34}	10^{27}	$\text{c m}^{-2}\text{s}^{-1}$
Demet Aralıkları		25	100	ns
Demet Sayısı	k_B	2808	592	
Demet başına p sayısı	N_p	$1.15 \cdot 10^{11}$	$7.0 \cdot 10^7$	
Çarpışma				
Etkileşme Nokt. β -değeri	β^*	0,55	0,5	m
IP'deki demet çapının RMS	σ^*	16,7	15,9	$\mu\text{ m}$
Lüminozite ömrü	τ_L	15	6	h
Geçiş/Çarpışma	n_c	≈ 20	-	

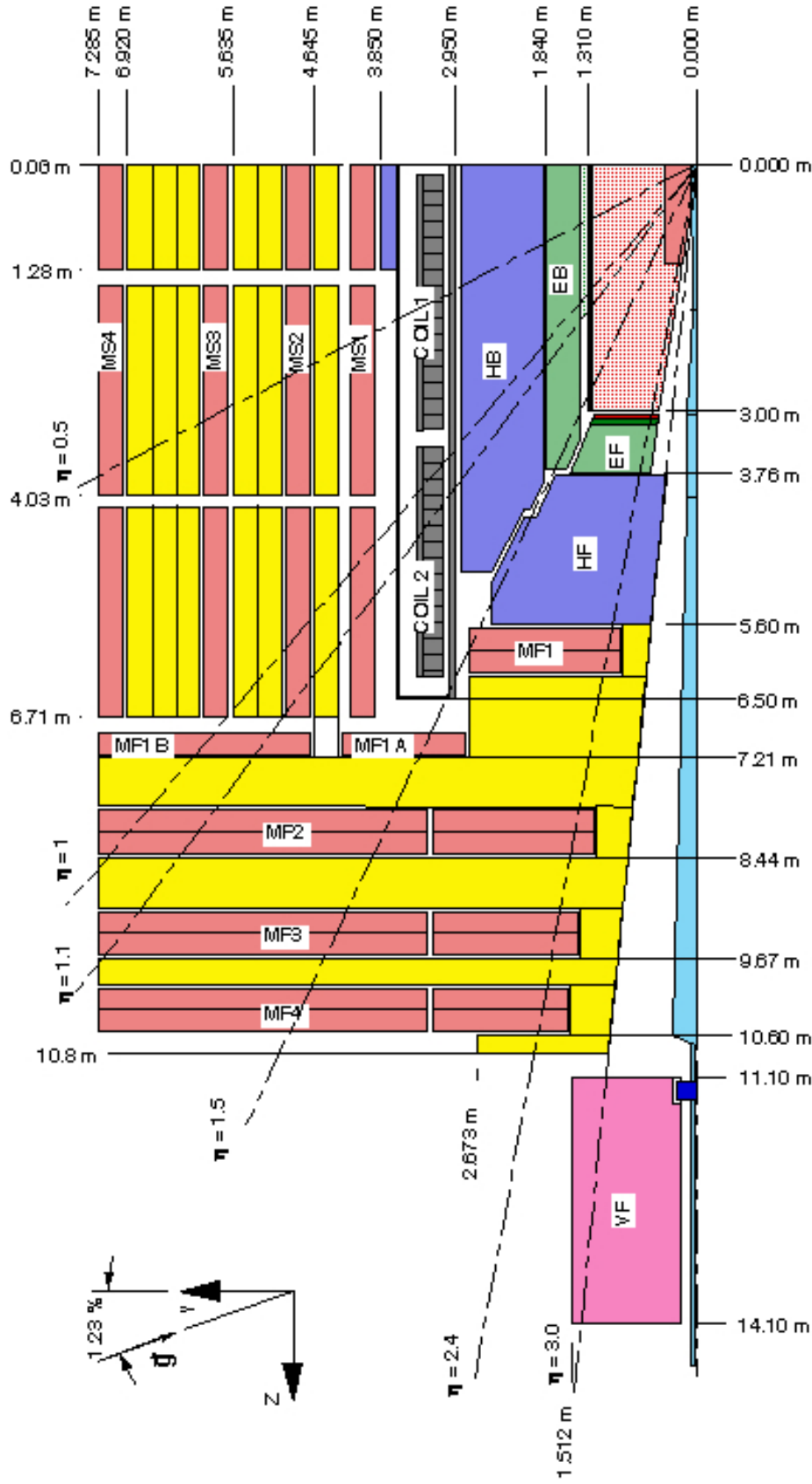
sarlanıp inşa edildi. Yüklü parçacıkların momentumlarının hassas bir şekilde belirlenebilmesi için yüksek saptırma gücüne sahip bir magnet kullanılması gerekmektedir. CMS dedektöründe yüksek magnetik alan elde edilebilmesi için süperiletken teknolojisinden yararlanılması gerekmiştir.

CMS dedektörünün en iç bölgesinde, proton çarpışmaları sonucu ortaya çıkacak çok sayıda parçacığın izlerini elde edebilmek için 10 katmanlı silikon mikrostrip dedektörlerden oluşmuş *iz sürücü* dedektör bulunmaktadır. Özellikle ikincil verteks noktalarının daha yüksek doğruluk ile ölçülebilmesi için, ek olarak etkileşme noktasına çok yakın bölgede 3 katmanlı *silikon piksel* dedektör tasarlanmıştır. Bölüm-3.2.1'de iz sürücü dedektöre ait daha geniş bilgiler verilmiştir. Bölüm-3.2.2'de iz sürücü dedektörün hemen üstünde $|\eta| < 3.0$ kaplayacak şekilde özellikle π^0 parçacıklara duyarlı "*ön-sağnak*" dedektörü ve bir üst katmanda preshower dedektörü ile birlikte çalışan ve kurşun-tungsten (PbW0_4) kristallerden oluşmuş (ECAL) alt-dedektör sisteminin çalışması hakkında geniş bilgi verilmiştir. ECAL alt-dedektöründe durdurulamayan hadronik parçacıklar sağnak şekilde bozunarak, meydana getirdikleri ikincil parçacıkların enerji ölçümü HCAL sistemi ile yapılmaktadır ve ECAL ile birlikte çalışmaktadır. Dedektörün $|\eta| < 4.8$ açığa kadar saçılan parçacıklara duyarlı olan HCAL hakkında geniş bilgi Bölüm-3.2.3'de verilmiştir. Bölüm-3.2.4'de HCAL sisteminin hemen dışında bulunan ve süperiletken teknolojisi kullanılarak 3.85 T şiddetinde manyetik alan sağlayan CMS'in önemli alt sistemlerinden birisi olan Magnet tanıtılmıştır. Bölüm-3.2.5'de en düşük iyonlaşma özelliği sebebi ile gerginliği yüksek olan müon adlı parçacıkların momentumlarını dedekte eden Müon sistemi tanıtılmıştır. Proton çarpışmaları sonucu ilginç

Çarpışma olayları meydana gelebileceği gibi esnek çarpışmalarda meydana gelecektir, yüksek olasılık ile meydana gelen çarpışmalar yerine nadir meydana gelen fizik bozunum kanallarına ait ilginç fizik sinyallerini daha sonra incelenmek üzere, verilerin teyplere kaydedilmesini sağlayan CMS'in hayati öneme sahip sistemlerinden birisi olan *veri toplama ve kontrol sistemi* (DAQ) ile *te-tikleme* (trigger) sistemi Bölüm-3.2.6'de tanıtılmıştır. şekil-3.4'de farklı "ps dorapidite" değerlerinde hangi alt dedektör sistemlerinin etkin olduğu görülmektedir ve CMS'in yan kesit alanından alınmış bir dilim içinde farklı türde parçacıkların izleyebilecekleri yörüngeler şekil-3.5'de gösterilmiştir.



Şekil 3.4: CMS dedektörünün yan kesit alanından alınmış bir dilime ait görünüm; burada farklı özellikteki parçacıkların yolları temsili olarak çizilmiştir.

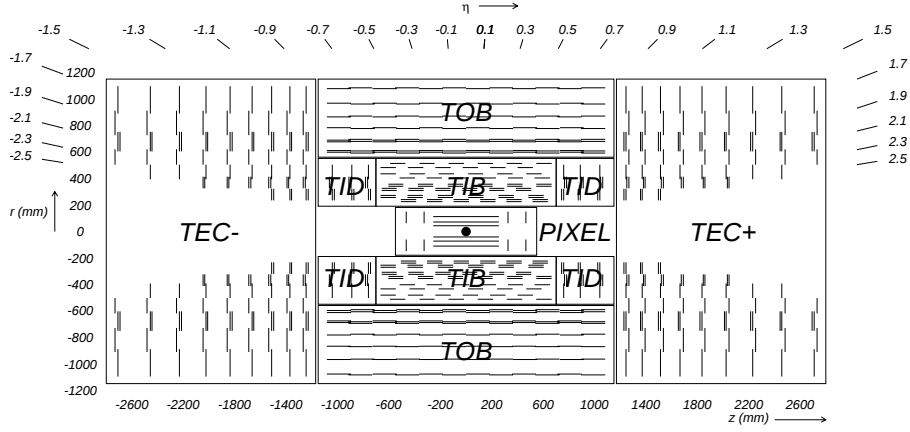


Şekil 3.5: CMS dedektörünün $y-z$ düzleminde alınmış bir kesit gösterilmektedir. Farklı psödorapidite(η) değerleri şekil üzerinde gösterilmiştir.

3.2.1 İz sürücü dedektör (Tracker)

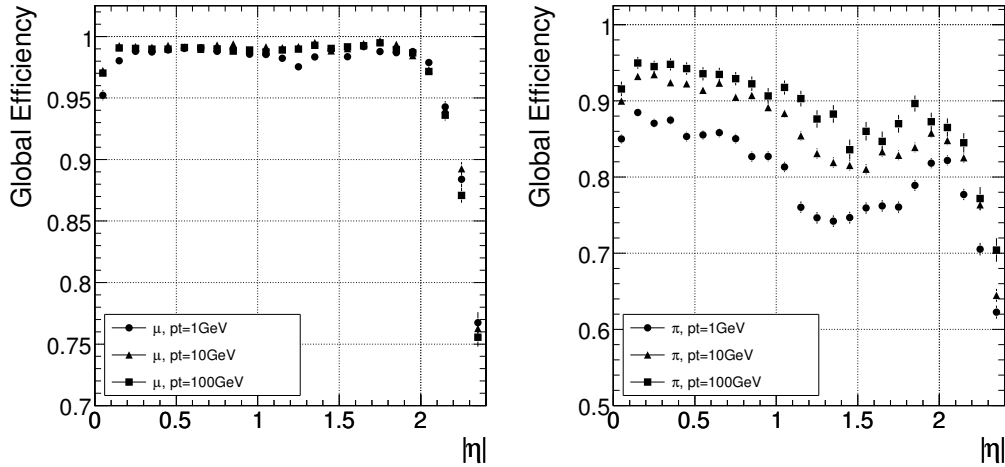
CMS dedektörü çarpışma sonrası meydana gelen parçacıkların izlerini yakalayabilmek için toplam 200 m^2 aktif ölçme alanına sahip silikon iz sürücü dedektöre sahiptir ve dedektörün en pahalı parçasıdır. İz sürücü dedektör iç içe geçmiş iki adet dedektörden oluşmaktadır. IP'ye en yakın bölgede piksel dedektörü bulunurken daha üst bölgede $0.2 - 1.2 \text{ m}$ yarıçap aralığında strip dedektörü bulunmaktadır. LHC'nin dizayn edilmiş parametrelerine göre her bir proton çarpışmasında 1000 kadar parçacığın ortaya çıkacağı beklenmektedir. Bu sebeple 4 cm yarıçaplı bölgede 1 MHz/mm^2 kadar parçacığın dedektörden geçmesi anlamına gelmektedir. Piksel dedektörü silindirik bölgesinde $4.4, 7.3$ ve 10.2 cm yarıçapına sahip 3 adet ve kapak bölgesinde 2 adet katmandan oluşmaktadır. 1440 adet silikon sensör ile toplam 66 milyon kanaldan sinyal alınmaktadır. CMS'in bobin şeklinde sarılmış ve yüksek akım geçen bir süper iletken tel bulunmaktadır ve oluşan magnetik alan silindirik bölgesine paralel fakat kapak bölgesinde 20° 'lik açı ile dolanmaktadır. Bu sebeple sensörlerin içinden geçen parçacıklar tarafından oluşturulmuş yük taşıyıcılar Lorentz kuvveti etkisi altında kalmaktadırlar ve elektrik alanı boyunca sürüklenmezler. Böylece yük taşıyıcılar bir kaç piksel üzerinde yayılırlar, bu yolla $r\phi$ ve z doğrultularında $15 \mu\text{m}$ kadarlık konum çözünürlüğü elde edilmektedir. Piksel dedektörünün hemen üzerinde silikon strip dedektörü bulunmaktadır, 5.8 m uzunluğunda 2.4 m çapa sahiptir ve toplam dört adet alt sistemden oluşmaktadır. Silikon strip dedektör toplam 9.3 milyon kanaldan veri toplanmaktadır. Şekil-3.6'de PİKSEL dedektörünün yanında SİLİKON STRİP dedektörü rz -düzleminde gösterilmiştir. Yüklü parçacıklar CMS'in magnetik alanı sebebi ile helis yörüngeler çizmektedirler ve bu yörüngeler beş adet değişken ile parametrize edilebilir. Bunlar eğriliği belirten κ , izin azimut açısı ϕ , kutup açısı η enine çarpma parametresi d_0 ve boyca çarpma parametresi z_0 . Enine çarpma parametresi ele alınan izin birincil verteks noktasına olan enine uzaklığı ifade etmektedir. PİKSEL ve MİKRO-STRİP dedektörlerden gelen sinyaller veri setlerine kaydedildikten sonra standart Kalman iz oluşturma filtresi kullanılarak parçacıkların izleri yapılandırılmaya (track reconstruction) çalışılmaktadır. Burada yörüngeler kestirimde bulunularak sonraki katmana uzatılıp burada bir parçacığın geçişi sebebi ile bir iz olup olmadığı kontrol ediliyor ve öngörülen yörünge ile hesaplanan yörünge arasında χ^2 * hesaplanıyor. Her bir adımda Kalman filtresi yeni katmandaki izler kullanılarak parçacıkların yörüngelerine ait parametreler güncellenmektedir. Dedektörün olası ölçme hatalarını hesaba

* χ^2 terimi her bir katmandan gelen izler yardımı ile elde edilen olası parçacık yörüngeleri için olması gereken yörüngeye ne kadar uyum gösterdiğini belirten istatistiksel bir terimdir.



Şekil 3.6: İz sürücü dedektörün merkez silindirik ve kapak bölgelerindeki PİKSEL ve MİKRO-STRİP dedektörlerin alt sistemleri gösterilmiştir. Burada TIB: Silindirik İç Bölgesi, TOB: altı katmandan oluşan Dış Silindirik Bölgesi, TID: her bir tarafta üç diskten oluşan İç Diskler ve TID: dokuz diskten oluşan Kapak Diskler'i ifade etmektedir.

katmak için ek bir yörünge daha hesaplanıyor. Her yörünge için hesaplanmış χ^2 ve olası eksik iz ölçümünün sayısına bağlı derecelendirilerek daha iyi olan parçacığın yörüngesi olarak hesaplanmış oluyor. Eğer iki yörünge %50'den fazla aynı izleri taşıyorsa düşük kalitedeki iz ihmal ediliyor. Şekil-3.7'de müon, piyon

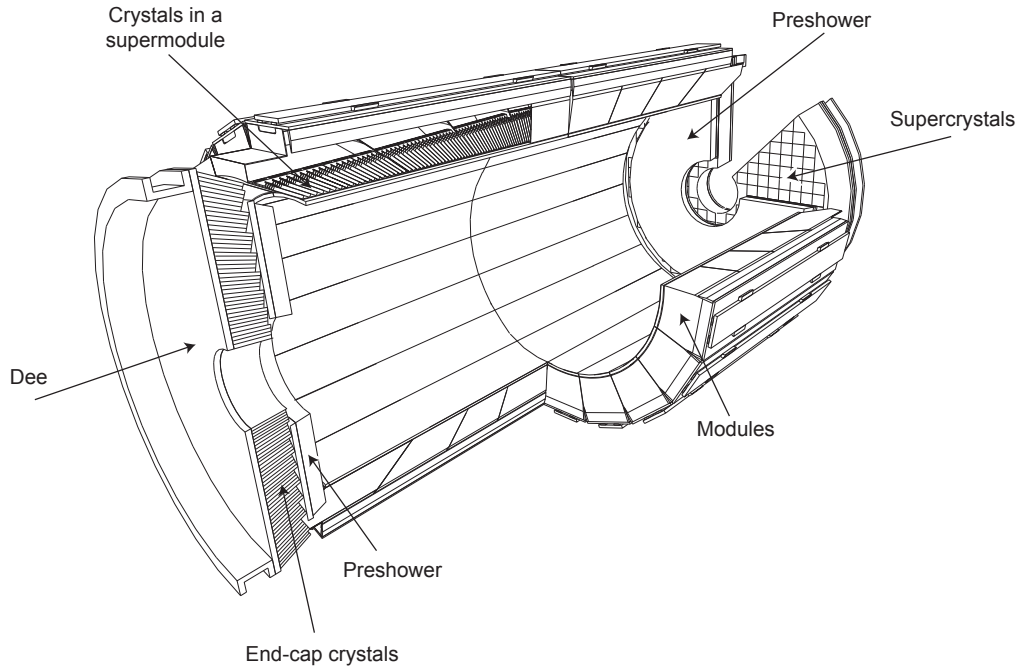


Şekil 3.7: TRACKER alt dedektörünün müon ve piyon parçacıkları için η 'ya göre verimin değişimi (Bayatian et al., 2007).

ve hadronlar için izlerin beklenen yapılandırma performansı verilmiştir (Bayatian et al., 2007). Yüksek enerjili müonlar için izlerin yapılandırması yaklaşık %99 verimdedir fakat $|\eta| > 2.1$ bölgesinde ileri piksel dedektörünün dışına çıkılması sebebi ile verim aşağı düşüyor. Bunun yanında piyon ve hadronların TRACKER'ın materyali ile etkileşmeleri zayıf olması sebebi ile genel olarak iz yapılandırma verimi düşüktür.

3.2.2 Elektromanyetik kalorimetre (ECAL)

ECAL alt-dedektör sisteminin birincil amacı, elektromagnetik ışıma ile bozunum yapan parçacıkların enerjilerinin belirlenmesini sağlamaktır. Bu alt-dedektör toplam 61.000 adet PbWO_4 kristalin bir araya getirilip, parçacıkların içerden geçişi ile sintilasyon ışıması ve bu ışımanın APD (Çığ Foto Diyot) ile ölçülmesi prensibine dayanır. Parçacıkların kristalde yayınladıkları ışıma miktarı parçacığın enerjisi ile lineer bir ilişkiye sahiptir. ECAL dedektör sistemi hermitik ve homojen bir kalorimetredir ve kullanılan kristallerin ışıma uzunluğu $X_0 = 0.89$ cm ve Moliere uzunluğu 2.2 cm'dir. Bu kristaller oldukça hızlıdır çünkü ışımanın %80'i 25 ns'de meydana gelmektedir. Meydana gelen sintilasyon ışımasının güçlü magnetik alan içinde ölçülebilmesi için CMS'in silindir bölgesinde silikon avalanş foto diyod'lar kullanılmaktadır. Bunun yanında sol ve sağ taraftaki kapak bölgesinde vakum fotodiyotlar kullanılmaktadır (VPD).

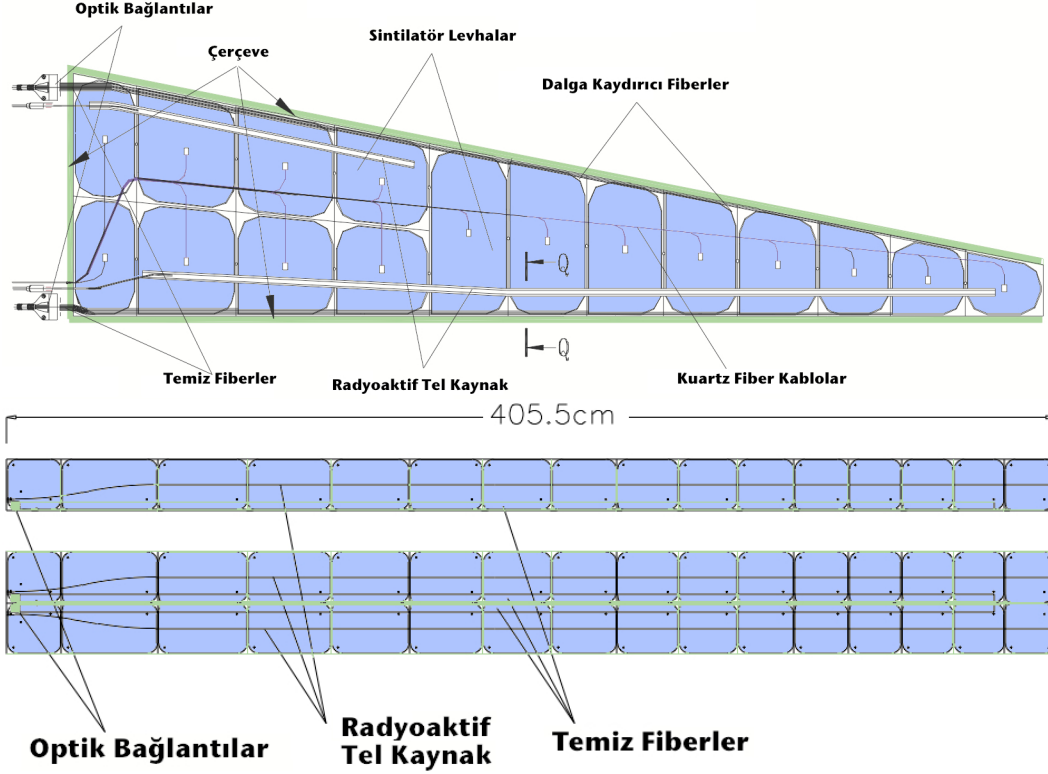


Şekil 3.8: Elektromagnetik parçacıklara duyarlı ECAL sistemine ait bir gösterim.

3.2.3 Hadronik kalorimetre (HCAL)

Hadronik Kalorimetre Magnet sisteminin hemen içinde olması sebebi ile enerji çözünürlüğünde Gauss'yan olmayan kuyruk bölgelerini küçültecek ve kayıp enerji $E_{\text{kayıp}}$ ölçümlerinde hermitik olmasını sağlayacak şekilde tasarlanmıştır. Etkileşme noktasından ortaya çıkan parçacıkların bozunumları esnasında

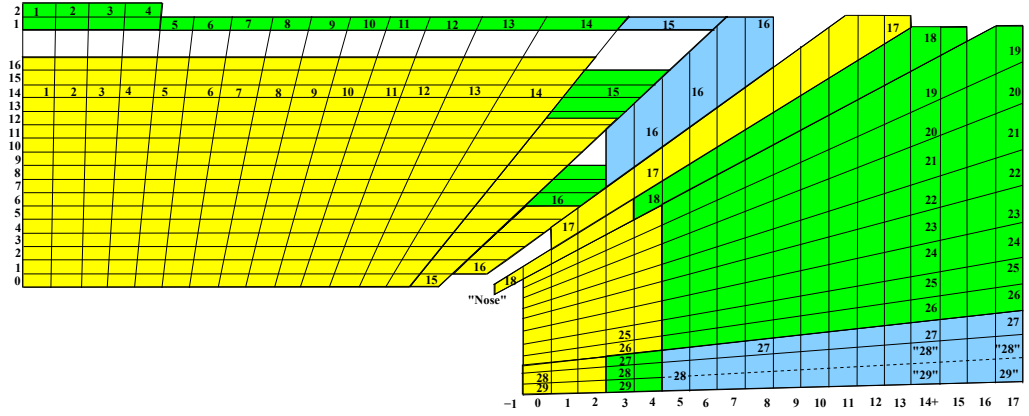
ortaya çıkan elektromagnetik parçacıklar ECAL kalorimetresinde durdurulurken, hadronik parçacıklar HCAL kalorimetresinde durdurulmaktadır. HCAL ardışık olarak yerleştirilmiş prinç metal ve plastik sintilasyon levhalar ile gelen hadronik parçacıkların durdurularak enerjilerinin ölçülmesi esasına dayanmaktadır. Hadronik parçacıkların enerjisi kalorimetrenin aktif ölçme elemanı



Şekil 3.9: HCAL dedektörünün hadronik parçacıklara karşı duyarlı olan aktif ölçme elemanı "megatile". üst: HE bölgesine ait "megatile", alt: HB bölgesine ait "megatile".

olan plastik sintilasyon tarafından absorbe edilen hadronik ışımanın miktarı ile doğrudan orantılıdır, bu sebeple levhaların kalınlığı parçacıkların meydana getirdiği ışımanın büyük çoğunluğunu yakalayacak kadar kalın olması gerekmektedir. HCAL'ın silindir ve kapak bölgesindeki 5°'lik dilimlere karşılık gelen ardışık yerleştirilmiş plastik sintilatör levhaları (megatile) Şekil-3.9'de gösterilmiştir. HCAL'ın silindir bölgesi *HB* (Hadronik Barrel) $|\eta| < 1.3$, kapak bölgesi *HE* (Hadronik Endcap) $1.3 < |\eta| < 3$ ve proton demetine daha yakın bölgelerde esnek saçılan parçacıklara yada geniş açılarda meydana gelen parçacıkları durdurarak dedektörün daha hermitik olması için $|\eta| < 5.2$ bölgelerine kadar yayılan *HF* (Hadronik Forward)'den oluşmaktadır. 'in HB, HE ve HF bölgeleri $y - z$ düzleminde bakış ile Şekil-3.5'da gösterilmiştir. Plastik sintilatör levhalarda hadronik parçacıkların geçişi ile meydana gelen sintilasyon ışınması mavi-ötesi bölgededir, dalga boyu kaydırıcı fiber optik kablolar ile bu ışınma toplanıp yeşile kaydırılmaktadır. Daha sonra $\eta - \phi$ düzleminde

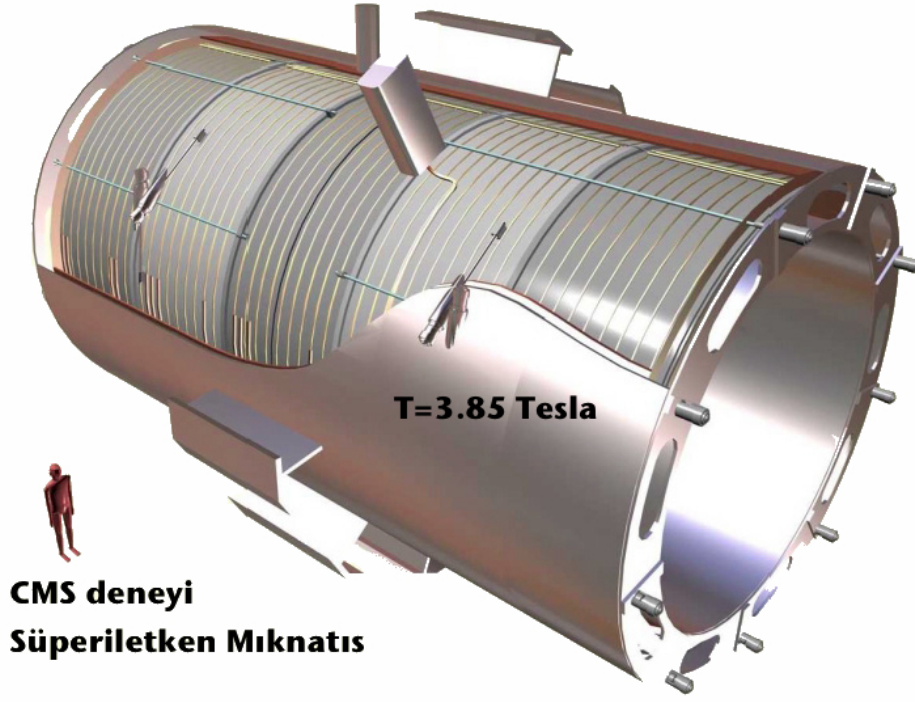
0.087×0.087 granülaritedeki her bir kuleden (Şekil-3.10'da 1 – 29 arasında numaralandırılmış kuleler) gelen bu ışımlar, ek fiber optik kablolar ile eş zamanlı olarak toplanarak HPD'ye (Hybrid Photo Detection) gönderilmektedir. Burada gelen sinyal ölçülerek toplam sintilasyon ışıması ve daha önceden belirlenmiş enerji dönüşümü ile enerji eşdeğeri belirlenmektedir. HF dedektörü IP'den 11.2 m uzaklıkta bulunmaktadır ve $\sqrt{s} = 14$ TeV enerjili çarpışmalarda ortalama 760 GeV'luk enerjiye sahip parçacık akışı olacağı öngörülmektedir (Bayatian et al., 2007). HF dedektöründe çelik soğrucular içerisinde 5 mm kalınlığına sahip kuartz fiberler yerleştirilmiştir. Bu fiberler yüklü parçacıkların geçişi ile yayınlanan Cherenkov ışımasına ve daha çok elektromagnetik ışımaya karşı duyarlıdır. Farklı uzunluktaki kuartz fiberler yardımı ile hadronlar tarafından meydana getirilen elektron ve fotonların sinyalleri elde edilmektedir.



Şekil 3.10: HCAL dedektörünün hadronik parçacıklara karşı duyarlı olan aktif ölçme elemanı megatile.

3.2.4 Magnet sistemi

CMS'in en önemli parçacıklarından birisi, 3.85 T magnetik alan ile yüksek enerjili ve yüklü parçacıkların eğrisel yollar izlemesine olanak sağlayarak momentumlarının belirlenmesine yol açan süperiletken bobin şeklindeki mıknatısdır. Bu magnetik alan oluşturan bobinin uzunluğu 13 m ve iç çapı 6 m uzunluğunda, tam güç ile çalıştığında 2.6 GJ kadarlık enerji toplanmaktadır. CMS'in toplam ağırlığının 12500 t olduğu düşünülürse, bu magnetik alan protonların etkileşme noktasından müon sistemine kadar dedektörün tamamında, bu kadar bir ağırlığın içinde, dolanmaktadır. Şekil-3.11'de görüldüğü gibi süperiletken tel üzerindeki akımın bobin üzerinde akışı ile magnetik alan meydana gelmektedir.



Şekil 3.11: CMS dedektörünün magnet sistemi.

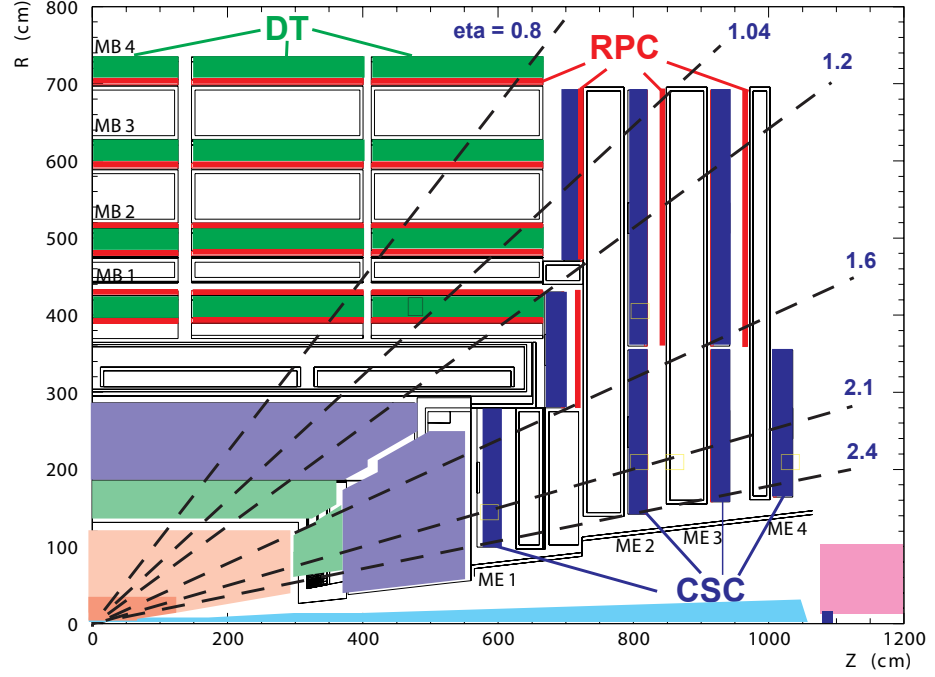
3.2.5 Müon sistemi

CMS'nin isminden anlaşılacağı üzere CMS'nin en önemli görevlerinden birisi elektron ile kütlesi dışında tamamen aynı kuantum sayılarına sahip müon parçacıklarını dedekte etmektir. LHC hızlandırıcısının planlanan fizik programındaki ilk hedeflerden birisi SM'deki temel parçacıkların kütle kazanma mekanizmasında görev alan Higgs parçacığını gözlemektir*. Higgs'in diğer bozunum kanallarına göre en az arkaplane sahip bozunum kanalı $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ 'dir ve bu bozunum kanalını en yüksek verim ile dedekte edebilmek oldukça önemlidir. Müon parçacıklarının girginlikleri oldukça güçlü ve demir bloklardan etkileşmeden geçebildiği için CMS dedektörü bu parçacıkları durduramamaktadır. Bu sebeple müon parçacıklarını gözlemleyebilmek için IP'den uzak bir konumda, dedektörün en dışında diğer parçacıkların kalorimetreler tarafından durduruldukları düşünülerek, sadece müon parçacıkları gözlenmektedir.

Müon parçacıkları CMS tarafından durdurulamamakta fakat silindir bölgesinde 4 adet ardışık terminalden oluşan RPC (Resistive Plate Chambers) odacıkları ve DT (Drift Tubes) ile CMS'in kapak bölgesinde yine 4 adet ardışık CSC (Cathode Strip Chambers) ve RPC terminalinden geçenlerin manyetik alan içindeki yolları belirlenebilmektedir. Bilindiği üzere yüksek momentum

*4Temmuz 2012 tarihinde CMS kolaborasyonu Higgs'in $\sigma = 4.9$ ile gözlemlendiğini duyurmıştır.

değerlerine sahip yüklü parçacıklar magnetik alanda daha az saparak eğrisel yollar takip etmektedirler, müon sisteminden gelen bilgi ile iz sürücü sistemden gelen bilginin kombinasyonu ile eğrilik tam olarak hesaplanıp momentum belirleniyor. Şekil-3.12’de DT sistemine ait bir şekil gösterilmiştir.



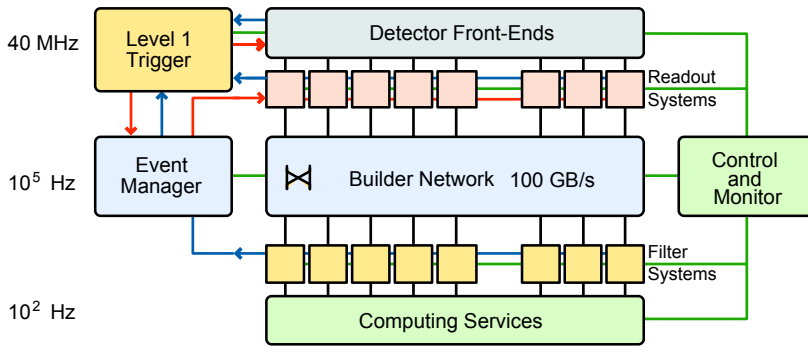
Şekil 3.12: Müon sisteminin silindir bölgesinde kullanılan DT (yeşil), kapak bölgesinde kullanılan CSC (lacivert) ve hızlı tetikleme için kullanılan RPC (kırmızı) sistemleri $0 < \eta < 2.4$ bölgesinde ve rz -düzleminde gösterilmiştir.

3.2.6 Veri toplama ve tetikleme sistemi (DAQ-Trigger)

LHC hızlandırıcısı her 25 ns’de pp demetleri birbirlerinin içinden geçecek şekilde dizayn edilmiştir. Fakat CMS dedektörü 40 MHz ile meydana gelen çarpışmalara ait verileri teyplere kaydedebilmesi, hem imkansızdır hemde bu çarpışmaların %99’dan fazlası ilginç olmayan etkileşmelerden geldiği düşünüldüğündede gereksizdir. Bu sebeple çarpışmalardan sadece ilginç olanlarının kaydedilmesi için her çarpışma sonrası CMS’in tüm kanallarından* gelen sinyallerin uygun şekilde toplanması ve sadece ilginç verilerin ayıklanarak fizik analizinin yapılabilmesi için veri teyplerine kaydedilmesi gerekmektedir. Proton çarpışmalarında çok sayıda farklı özelliklerde parçacıklar çıkacağı için fizik objelerinin ve olay topolojilerinin hızlı olarak incelenmesi gerekmektedir. Bu incelemenin yapılabilmesi için dedektördeki tüm izlerden gelen sinyallerin eş zamanlı olarak toplanması, verilerin yapılandırılarak objelerin elde edilmesi ve

*CMS dedektörü $\sim 76M$ kanaldan meydana gelen bir dedektördür.

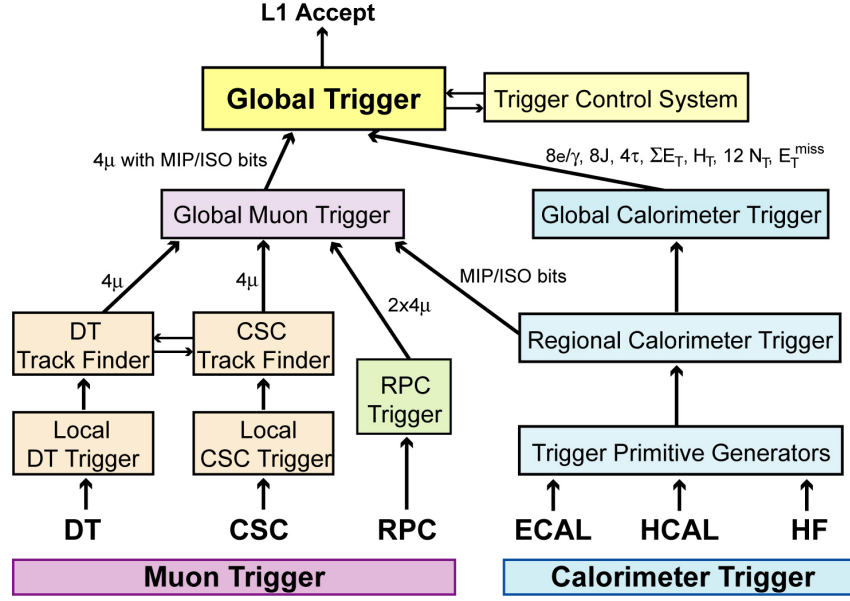
sonra uygun topolojiye uyup uymadıklarının kontrolü için hızlı şekilde karar veren iki katmanlı tetikleme (trigger) sistemi kullanılmaktadır. Genel olarak CMS dedektörünün tetikleme mekanizması 40 MHz'den 100 Hz (Şekil-3.13) mertebesine indirilerek bu veriler daimi olarak veri teyplerine kaydedilmektedir. Bu iki katmanlı tetikleme sisteminde ilk katman LEVEL-1(L1) ikinci katman HLT (High Level Trigger) olarak adlandırılır. L1 katmanı hemen dedektör üzerinde bulunan 100 kHz frekansı ile çıktı veren özel yapım programlanabilen elektronik sistemden oluşurken, HLT 100 Hz çıktı veren ve CMS'in hemen yanında bulunan, tetikleme yazılımı çalıştıran küme bilgisayarlardan oluşmaktadır.



Şekil 3.13: CMS dedektörüne ait veri toplama sistemi.

L1 tetikleme sistemi kabaca her bir mion ve kalorimetre sistemlerinden gelen verileri incelemektedir ve kararını HLT sistemine göndermektedir. HLT sistemi, verileri daha ince işleyecek şekilde öncelikli olarak L1 sisteminin kararını beklemektedir. L1 sisteminin daha ayrıntılı incelenmesine karar verdiği çarpışma olaylarına ait tüm veriler HLT sistemi tarafından incelenerek, daha önceden belirlenmiş tablolardaki kurallar uyarınca ilgili çarpışma olayını ya hafızadan silmekte yada veri teyplerine kaydetmektedir. L1 tetikleme kararı sırası ile yerel tetikleme, bölgesel tetikleme ve global tetikleme sistemlerinin kararına göre verilmektedir ve en fazla 3.2 μ s'lik gecikme ile olay için kararını vermiş olması gerekmektedir. Çünkü devam eden çarpışma olayları hafıza kuyruğuna alınmaktadırlar ve belli bir süre sonra hafıza dolacağı için çarpışma verileri daha incelenmeden kaybedilmiş olacaktır. Sırası ile L1 ve HLT tetikleme sistemleri bir çarpışma olayının kaydedilmesi gerektiğine dair bir karar vermiş ise, tetikleme sistemi tarafından kontrol edilen veri toplama sistemi (Data Acquisition System) ve alt dedektörlerin hazır olmasına göre bu çarpışma olayına ait tüm veriler teyplere kaydedilmektedir. Tetikleme sisteminin çalışmasına ait akış diyagramı Şekil-3.14'de gösterilmiştir.

ECAL ve HCAL veri toplama hücreleri ($\eta\phi$) düzleminde özellikle $|\eta| <$



Şekil 3.14: CMS dedektörünün ilginç bozunum kanallarına ait verileri kaydetmesi için karar alma şemasında L1 tetikleme sisteminin çalışma şeması.

1.74 bölgesi için 0.087×0.087 ve ileri bölge için giderek büyüyen granülariteye sahiptir. Her bir proton çarpışması için her bir kalorimetre kanalında enine doğrultuda bırakılan enerji E_T hesaplanarak tetikleme öncelikleri belirlenmektedir. Kalorimetreler için bölgesel tetikleme sistemi elektron, foton ve jet adaylarını ve ilgili müon ve tau bilgilerini belirlemektedir. Kalorimetredeki global tetikleme sistemi çarpışma olayındaki jetler için toplam E_T ve kayıp enerji miktarlarını ve en üst dereceye sahip tetikleme objelerine ait adayları belirlemektedir.

Müon sisteminde üç tip alt dedektör bulunmaktadır, fakat bunların hepsi tetikleme kararına katkı vermektedirler. Örneğin DT odacıkları ϕ doğrultuda iz parçalarını ve η doğrultusunda çarpma desenini ortaya çıkarmaktadır, bu arada CSC izlerin üç boyutlu parçalarını ortaya çıkarmaktadır. Böylece iz bulucu algoritmalarla DT odacıkları ve CSC'den gelen bilgiler ile Müon sisteminden geçen parçacığın enine doğrultudaki momentumu, konumu hesaplanmakta ve kalitesi belirlenmektedir. RPC sistemiyle bağımsız ve tek başına her bir bölgedeki izlerden bir ölçüm sağlanmaktadır. Global müon tetikleme sistemi her bir sistemden 4 adede kadar, müon adayları ve her bir izin kalitesine ait bilgi global kalorimetre tetikleme sisteminden alınmaktadır. Böylece global müon tetikleme sistemi en fazla 4 adet müon adayını seçip bunlara ait momentum, yük, konum ve izin kalitesi ile ilgili verileri belirlemektedir.

Kalorimetre global tetikleme sistemi ve müon global tetikleme sistemi tarafından elde edilen objeler, çarpışma olayının kabul edilip edilmemesi hak-

kında karar verebilmek için global tetikleme sistemine gönderilmektedirler. Objelerin momentumlarına, topolojisine ve belli objelerin ortaya çıkıp çıkmadığına bağlı olarak burada karar verilmektedir. CMS'in tetikleme sistemi, paralel şekilde 128 adet farklı fizik objesi, belli parçacık yada koşulu arayacak şekilde her bir çarpışma olayı incelenmektedir. Eğer bir çarpışma olayı L1 tetikleme anahtarı tarafından kabul edilmiş ise tüm alt dedektörlerden ($\sim 76\text{M}$) çarpışma olayına ait $\sim 1 - 2.5$ MB kadarlık veri DAQ sistemi tarafından toplanarak HLT sistemine gönderilmektedir. HLT yazılımı, olay içerisindeki tüm objeleri yeniden yapılandırarak sadece ilgilenilen olay topolojilerine uyan çarpışma olayları ayıklanıp fizik analizi yapılmak üzere veri teyplerine kayıt edilmektedir.

3.2.7 CMS'in koordinat sistemi

CMS dedektörünün koordinat sistemine göre x -ekseni LHC halkasının merkezine doğru yönelmiştir, y -ekseni düşey doğrultuda yukarı doğru ve CMS sağ-el koordinat sistemini kullanması sebebi ile z -ekseni batı doğrultuda yada saatin dönme doğrultusuna ters yönde olacaktır. Azimut açısı ϕ , xy -düzleminde x -ekseninden başlayacak şekilde ölçülmektedir, radyal koordinat r ile gösterilmektedir. Kutup açısı θ , rz -düzleminde tanımlanmıştır fakat kutup açısı yerine CMS'de *rapidity* $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$ yada *psödo-rapidity* $\eta = -\ln [\tan (\theta/2)]$ kullanılmaktadır. Rapidity z -doğrultusunda boyca iteleme (longitudinal boost) altında değişmez kalmaktadır. Bunun yanında enerji bağıllığından kurtulmak istenirse sadece açığa bağlı olan psödo-rapidityde kullanılabilir. Kütlesiz parçacıklar için rapidite ve psödo-rapiditye çakışmaktadır.

CMS dedektörünün magnetik alanı, protonların geliş doğrultularına paralel olması sebebi ile saçılma sonrası meydana gelen parçacıkların momentum ve enerjisi için genellikle enine kesite ait xy -düzlemindeki izdüşümler kullanılır;

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad E_T = \frac{p_T}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}} \quad (3.3)$$

Dedektörde herhangi iki obje arasındaki açısal uzaklık dedektörün merkez noktası $(0, 0, 0)$ 'a göre

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (3.4)$$

şeklinde tanımlanmıştır.

4. OLAY ÜRETİMİ, SİMÜLASYON ve YENİDEN YAPILANDIRMA

4.1 Partonlardan Hadronlara Geçiş

Günümüzde temel parçacıklar arasındaki etkileşmeler SM vasıtası ile çok iyi hesaplanarak modellenenilmektedir. Fakat proton gibi kompozit parçacıklar çarpıştırıldıklarında aslında protonu oluşturan temel parçacıklar sert saçılma sürecine girmektedirler, dolayısıyla protonu oluşturan parçacıkların (partonlar) olası etkileşmelerini hesaplayabilmek için bu partonların dağılımlarını bilmemiz gerekmektedir. Daha önce yapılan çarpıştırma deneylerinden (Nadolsky et al., 2008) proton içerisinde bulunan partonların dağılım fonksiyonları elde edilmiştir ve bu dağılımların elde edilmesi ile bu kompozit parçacıkların yaptıkları sert saçılmalar hesaplanabilmektedir. Toplam hadronik saçılma tesir kesitinin belirlenmesi için ilk olarak partonik saçılma tesir kesiti hesaplanmalı, daha sonra PDF tabloları ile tüm kuark çeşnilerinin üzerinden konvolüsyon yapılmalıdır. Bu aşamada PDF tablolarının pertürbasyon açılımında hangi mertebeye elde edildiğine dikkat edilmelidir. Örneğin LO mertebesindeki matris elemanı LO mertebesinde PDF ile konvolüsyon yapılmalıdır. Benzer şekilde NLO mertebesindeki bir matris elemanı (partonik saçılma tesir kesiti) yine NLO mertebesinde α_s içeren PDF tabloları üzerinden konvolüsyon yapılmalıdır.

Fakat yukarıda anlatılan yöntem pp -çarpışmalarının tüm yönlerini ifade edebilmek için yeterli değildir. Örneğin her bir pp -çarpışmasında yaklaşık olarak son durumda 1000 civarında parçacık oluşmaktadır, çünkü sert saçılmaya giren partonlar saçılma öncesi parton ışıması (ISR), saçılma sonrası meydana gelen partonlarda benzer şekilde (FSR) ışıma yapmaktadırlar ve son olarak proton içerisinde bulunan diğer partonlarında (sert-saçılmaya girmeyen partonlar) birbirleri ile çoklu-parton (multi-parton) etkileşmesi yapmaktadırlar. Tüm bu etkileşmeleri analitik olarak hesaplamak günümüzde imkansızdır. Bu sebeple pp -çarpışmalarında partonların sert saçılmalarından son durumdaki hadronlara kadar tüm zincirdeki etkileşmelerin incelenmesi ancak simülasyon hesaplamaları ile mümkündür. Bunun yanında daha yüksek enerjilerde SM'in eksik noktalarını açıklamak üzere ortaya atılmış olan bir çok matematiksel modeller bulunmaktadır, fakat bu modellerin daha önce sınanmamış enerji bölgelerinde gerçekten doğanın işleyişini ifade edip etmediklerini anlayabilmek

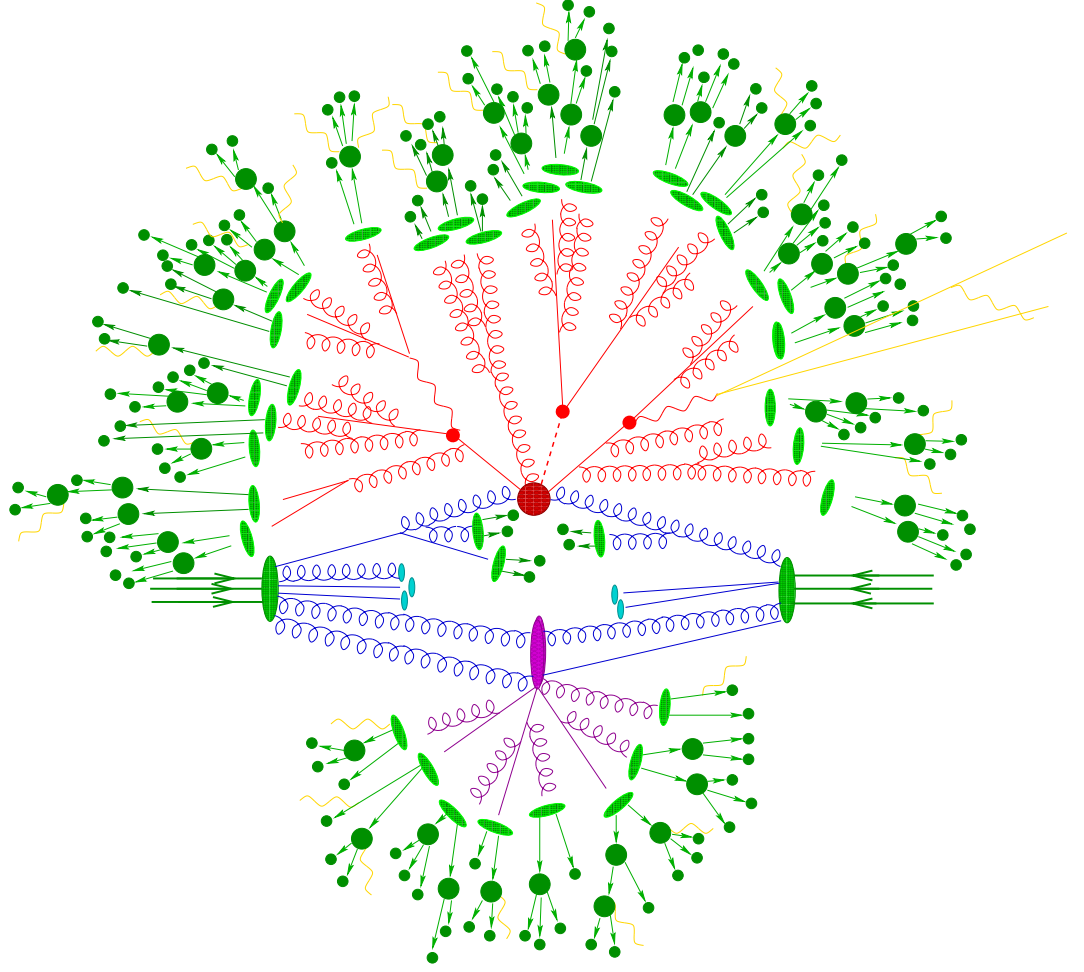
içinde simülasyon hesaplamaları yapılmalıdır. Simülasyon teknikleri ile temel parçacıklar arasındaki etkileşme süreçlerine ait benzetim hesaplamaları yapılarak çarpıştırma deneyleri ile aynı gözlenebilir, fiziksel büyüklüklerin karşılaştırması yapılmaktadır. Yüksek enerji fiziğinde Monte Carlo simülasyon teknikleri partonlardan son durumda dedektörde gözlenebilir olan hadronlara geçişi ifade etmektedirler ve bu geçiş iki alt başlığa bölünebilir; *Parton Sağnağı* (Parton Shower) ve *Hadronizasyon* (Hadronization).

Çoklu parton etkileşmeleri, ISR, FSR, atık-demet etkileşmeleri doğrudan enerjiye bağlı süreçlerdir ve örneğin Tevatron gibi daha düşük kütle merkezi enerjisine sahip ($\sqrt{s}$) deneylere göre ciddi anlamda farklılık gösterirler. Monte Carlo olay üretici programlarında ISR ve sert-saçılma dışındaki düşük enerjili etkileşmeler için genel olarak *alt-olaylar*(underlying-event) terimi kullanılmaktadır. Tevatron'a nazaran özellikle LHC gibi yüksek enerjilerde, çoklu-parton etkileşmesi inklusif tesir kesitlerine nazaran çok daha hızlı artması sebebi ile artık ihmal edilememektedir ve bu sebeple bu etkide hesaba katılmalıdır.

Şekil-4.1'de proton çarpışmalarını ifade eden süreçlere ait bir grafik verilmiştir. Burada ISR, FSR, sert saçılma süreci, partonların gluon sağnağı ile enerjilerini tüketmesi, bazı durumlarda parçalanarak kuark gluon çiftlerine bozunumları, hadronizasyon süreçleri, birincil etkileşmenin yanında diğer partonların kendi aralarındaki etkileşme süreçleri ayırt edici şekilde çizilmiştir.

4.1.1 Parton sağnağı

Partonların sert saçılma sonrası yaptıkları parçacık sağnağı için genel olarak iki yaklaşım kullanılmaktadır. Eğer parton sağnağı detaylı bir şekilde ele alınmak isteniyor ise ilgili Feynman diyagramlarının merteye merteye hesaplanması gerekmektedir. Bu durumda kinematik değişkenler, tüm girişim terimleri ve spin durumlarında hesaplamada dikkate alınması gerekmektedir. Fakat pertürbasyon açılımında daha üst mertebelere çıkıldıkça diyagram sayısı faktöryel artmakta ve hesap yapılabilmesi imkansız hale gelmektedir. İkinci seçenek; Monte Carlo hesaplama yöntemlerini kullanarak olay üretici programlar vasıtası ile *parton-sağnağı* yaklaşımını kullanmaktır. Bu yaklaşıma göre QCD dinamiği yarı-pertürbatif bir yaklaşım ile el alınmakta ve partonlar saçılma sonrasında $q^2 \approx 1$ GeV mertebesine kadar parton sağnağı ile evrilirler ve daha sonra dedektör tarafından gözlemlenebilecek parçacıklara bozunurlar. Partonların ışıma yaparak bu devinim (parton evolution) esnasında çok-düşük enerjili (soft emission) ve eş-doğrusal (collinear emission) ışıma oldukça baskındır, çünkü $a \rightarrow bc$ gibi dallanma süreçleri logaritmik mertebede daha olasıdır.



Şekil 4.1: pp çarpışma olaylarında meydana gelen, ISR (mavi halkalı çizgiler), sert saçılma (kırmızı ve içi dolu yuvarlak), parton sağnağı, (kırmızı halka şeklindeki çizgiler) hadronizasyon (yeşil içi dolu yuvarlaklar) ve "underlying-event" (mor renkli çizgiler) olaylarının gösterildiği bir çizim (Schaelicke et al., 2004).

Parton sağnağı sürecinde, parton evrilme denklemleri (DGLAP*) (Gribov and Lipatov, 1972; Altarelli and Parisi, 1977; Dokshitzer, 1977) sayesinde, kuarkların belli bir momentum ölçeğinde gluon ışıma yapma olasılığı ve bir gluonun çift oluşumu ile iki $q\bar{q}$ çiftine bozunma olasılığı ifade edilmektedir.

Parton sağnağı nümerik olarak modellenirken hangi sıra ile partonların yayınlandıkları kontrol edilmelidir; aksi durumda fiziksel olmayan süreçler yada aynı dallanma sürecine sahip fazladan diyagramın olduğu durumlar meydana gelecektir. Partonların dallanma süreçlerinde genel olarak aşağıdaki algoritmaları kullanan farklı jeneratör programlar bulunmaktadır.

1. kütle yada sanallık artacak şekilde dallanma, Pythia ,
2. p_T 'ye göre azalacak şekilde dallanma Pythia ve Sherpa,
3. açısal olarak artacak şekilde dallanma Herwig++.

Son olarak parton sağnağında her bir farklı dallanmanın uygun şekilde ölçeklenerek, belli dallanma durumlarının doğru şekilde ağırlığa sahip olmasını sağlamak gerekmektedir. Bu ölçekleme için bazı dallanma durumlarının parton sağnağı esnasında meydana gelmeme olasılığını ifade eden "*Sudakov form*" *çarpanı* kullanılmaktadır. Böylece sanal katkılara (virtual corrections) ait düzeltmeler ve ıraksayan terimler doğru şekilde ele alınmış olacaktır.

4.1.2 Hadronizasyon modelleri

Sert-saçılma süreçleri sonunda partonlar, parton sağnağı ile çok sayıda kuark ve gluon meydana getireceklerdir, fakat bu parçacıklar QCD'de kuark ve gluonların bir arada tutulma (confinement) özelliği sebebi ile serbest olarak gözlemlenemezler. Bu sebeple dedektör tarafından gözlemlenebilecek ve ölçülebilecek kararlı[†] durumlara geçişi hadronizasyon süreci ile meydana gelmektedir.

Hadronizasyon sürecinde renk yükü taşıyan parçacıklar dedektör tarafından birer elektronik sinyal olarak dedekte edilebilen, renk yükü taşımayan ve kararlı olan hadronlara dönüşmektedirler. Bu dönüşüm partonların baryon ve mezon oluşturmak için birleşimleri aslında güçlü nükleer kuvvetin pertürbatif olarak ele alınamadığı bölgede olması sebebi ile, sadece nümerik motodlar ile

*Dokshitzer-Gribov-Lipatov- Altarelli-Parisi

[†]Kararlı terimi bir parçacık yada rezonans gibi belli süre var olabilen parçacıkları tarif etmektedir.

bu hadronizasyon süreci modellenenbilmektedir. Hadronizasyon süreci yaklaşık 1 GeV enerji ölçeğinde meydana gelmektedir ve yaygın olarak en çok kullanılan modeller Lund Sicim Dallanma modeli (Andersson, 1983) ve Küme Dallanma modelidir.

Lund sicim modeli bir çift kuark arasındaki $V(r)$ potansiyelin (Denklem-4.1) uzak mesafelerde baskın olan lineer kısmına dayanılarak kurulmuş olan bir modeldir.

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + \kappa \cdot r \quad (4.1)$$

Örneğin bir $q\bar{q}$ çiftini birbirinden ayırmak istendiğinde, kuarklar arasındaki enerji *sicim* sabiti ($\kappa \approx 1 \text{ GeV/fm}$) ile lineer olarak artmaktadır. Bu modele göre uzun mesafelerde gluonların alan çizgileri kendi üzerlerine kapanmaktadırlar ve sicim benzeri yapıya benzemektedirler. Burada partonik son durumlardan ortaya çıkan gluonlar sicimlerin üzerinde enerji ve momentum taşıyan birer dolanıklık (düğüm) şeklinde gözükmemektedirler. Gluonların kendileri ile olan bu etkileşimleri çok güçlü olması sebebi ile sicimlerin enine boyutdaki genişlikleri ihmal edilmektedir ve bu böylece sicimleri kütsüz, tek boyutlu ve sadece boyca uyarılmalara sahip olan relativistik bir obje olarak ele alınabilmektedirler. Bu boyca uyarılma modları kuark ve gluon arasında enerji transferinin olmasını mümkün kılmaktadır. Eğer sicim üzerinde yeterince büyük enerji bulunuyor ise, bu sicimlerin kopmasıyla yerine bir $q'\bar{q}'$ çifti oluşacaktır. Böylece son durumda $q\bar{q}'$ ve $q'\bar{q}$ kararlı halleri meydana gelmektedir. Lund modeli sicimin kopması esnasında kuantum tünelleme sebebi ile *charm*, *bottom* ve *top* gibi ağır kuarkların meydana gelmediğini ve hadronizasyon sürecinde gözlemlenmesinin beklenmediğini ifade etmektedir.

Başka bir hadronizasyon modeli olarak Küme hadronizasyon modeli (Bahr et al., 2008) kullanılmaktadır. Bu modele göre parton sağnağı, son noktalarında kütlesi yüksek olan ve bozunan kümelerin olduğu varsayılmıştır. Bu son noktaların aynı zamanda renk yükü taşıyan singlet'ler olması gerekmektedir. Kuark çiftleri (kümeleri) yüksek kütleyle sahip iseler bozularak düşük kütleli olarak bilinen SM rezonanslarına bozunmaktadırlar. Sicim modelinin aksine sadece $q\bar{q}$ çiftleri hadronize olmaktadır. Bu hadronizasyon modellerinin her ikisi içinde deneysel veriler ile uyum içinde olması için, modellerde kullanılan parametrelerin çok hassas ayarlanmaları gerekmektedir.

Günümüzde parton sağnağı ve hadronizasyon modellerinin uygulandığı bir çok jeneratör adı verilen program bulunmaktadır. Günümüzde yaygın olarak kullanılan programlara Pythia (Sjostrand et al., 2006), Herwig (Bahr et al., 2008), Madgraph (Alwall et al., 2011) ve Sherpa (Gleisberg et al., 2009) örnek

verilebilir. Bu programlar sürekli olarak deneysel sonuçlar ile sınanarak modellerde kullanılan parametreler hassas şekilde ayarlanmaktadır (Buckley et al., 2010; Skands, 2010), fakat yinede daha yüksek enerji seviyelerine çıkıldığında, yada faz uzayının tüm bölgelerini tamamen açıklamakta, yetersiz kalabilmektedirler (Moraes et al., 2007).

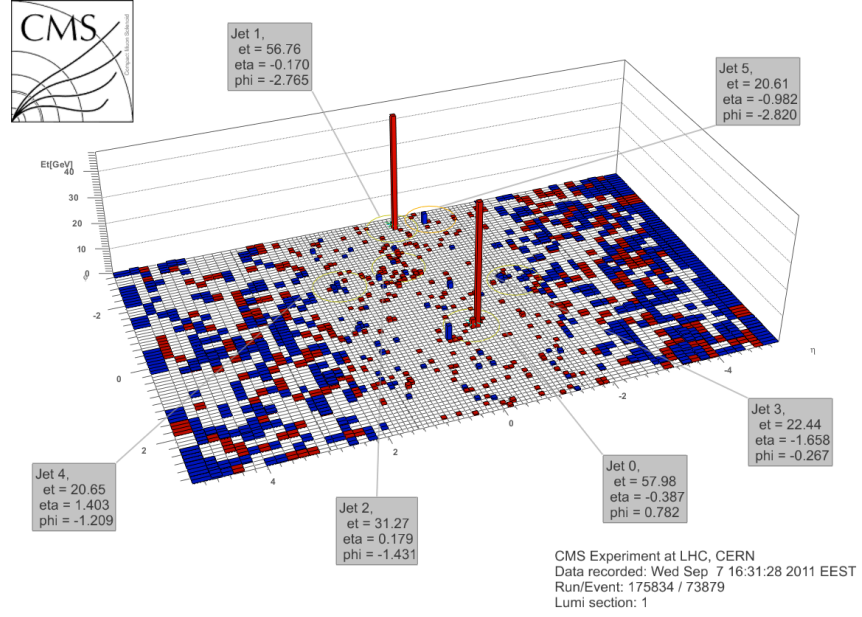
4.2 Jet Bulma Algoritmaları

Protonlar hızlandırıcı içinde yüksek enerjilere kadar çıkarıldığında proton içindeki partonlar çarpışma esnasında sert saçılma sürecine girmektedirler, çarpışma sonucu $SU(3)$ ayar simetrisi yada $SU(2) \times U(1)$ simetrisine ait bir rezonans meydana gelmektedir ve hemen akabinde bu rezonans bozunmaktadır. Eğer bozunum parton oluşumu ile devam etmiş ise bu partonlar, parton sağnağı ve hadronizasyon süreci ile belli doğrultuda paralel bir enerji ve parçacık akışı meydana getirirler. Bu enerji ve parçacık akışı dedektörün elektromagnetik ve hadronik kalorimetrelerin hücreleri tarafından kaydedilmektedir. Örneğin CMS kalorimetresinin $\eta - \phi$ uzayında 0.087×0.087 birim hücrelerinde bir çarpışma olayına ait enerji akışı Şekil-4.2’de görülmektedir. Dedektörün belli bölgelerinde kümeleşmiş bu enerji ve parçacık hüzmelerinin en başta sert-saçılma sonucu meydana gelen partonlar ile ilişkilendirilmesi gerekmektedir. Bu parçacık kümeleri $\eta - \phi$ (yada $y - \phi$) uzayında belli algoritmalar ile kümelendirilmektedir ve bu kümelere *jet* adı verilmektedir (Şekil-4.2’de gösterilen daireler). Bu jet hüzmeleri farklı mantık dizgisini takip eden algoritmalar, önceki yıllarda yapılan çarpıştırma deneylerinden gelen deneyim ile sürekli olarak hala geliştirilmektedir.

Jet hüzmeleri yeni fizik sinyallerinden var olan SM fizik süreçlerine kadar özellikle hadron çarpıştırıcılarında ciddi anlamda gözlemlenmektedir. Fakat ilginç olan durum şu ki jet hüzmelerini tanımlayabilmek için en doğru olan tek bir tanım yoktur. Jet hüzmelerini tanımlamak için ilk ortaya atılan tanımdan (Stern and Weinberg, 1977) neredeyse 30 yıldan fazla süre geçtiği halde jetlerin tanımı hala geliştirilmektedir.

Genel olarak jet bulma algoritmaları için partonların gluon ışıması ile değişmemesi (collinear safe) önemlidir.

Literatürde daha önceki deneylerde kullanılmış ve tanımlanmış olan bir çok algoritma bulunmaktadır. CMS kolaborasyonunda esas olarak üç adet jet-bulma algoritması kullanılmaktadır; bunlar *İteratif Cone*, *SiSCone* ve k_T jet algoritmalarıdır. Bu algoritmalarından *İteratif Cone*, *SiSCone* birer koni al-



Şekil 4.2: Bir çarpışma olayına ait ECAL+HCAL kalorimetrelerinde jet hüzmelerine ait enerji akışı.

goritmasıdır, k_T ise küme algoritmasıdır. Koni algoritmaları Euclid uzayında bir koni şekline sahip ve merkezinden önceden tanımlanmış belli bir uzaklığa düşen kalorimetre hücrelerinin birleştirilmesi ile oluşturulmaktadır. Bunun yanında küme algoritmaları, objelerin Minkowski* uzayında aralarındaki mesafe uyarınca birleştirmektedir. Jetin $\eta - \phi$ uzayındaki genişliği yada son durumda hangi koşullar uyarınca hüzmelerin birleştirilerek jetlerin oluşturulacağı tamamen algoritmalar ile belirlenmektedir. En basit tanımı ile jet algoritması objelerin (kalorimetre hücreleri yada parçacıkların izleri, vb.) jet oluşturmak üzere hangi kurallar uyarınca birleştirileceklerini tanımlamaktadır. Jet algoritmalarında genellikle, ne kadar yakın parçacıkların aynı jete ait olmaları gerektiğini ifade eden (birden fazla olabilir) birleştirme parametresi ve parçacıkların birleştirilmesi sonucu oluşacak yeni objeye ait momentumunun nasıl[†] belirleneceğini ifade eden kurallar ile tanımlanırlar.

Bir jet tanımında olması gereken bazı önemli özellikler (Huth et al., 1990) şunlardır:

1. Bir deneysel analizde kullanılabilecek kadar basit olmalıdır,
2. Teorik hesaplarda kullanılabilecek kadar basit olmalıdır,
3. Pertürbasyon açılımının her mertebesinde kullanılabilir olmalıdır,

*Örneğin Cambridge/Aachen algoritması Euclid uzayını kullanmaktadır.

[†]En basiti 4-vektör momentumlarının toplamıdır.

4. Pertürbasyon açılımının her mertebesinde saçılma tesir kesiti sonlu olmalıdır,
5. Hadronizasyon süreci, görecelide olsa saçılma tesir kesitini değiştirmemelidir.

Jet adı kullanılırken aslında bir çok farklı jet tanımı bulunmaktadır, örneğin Monte Carlo olay üretici programlar kullanılarak elde edilmiş simülasyon verilerindeki hadronize parçacıklar üzerinde jet-bulma algoritmaları çalıştırılırsa, burada elde edilen jetlerin *jeneratör* seviyedeki jetler olduğu söylenir. Eğer jetler kalotrimetredeki enerji akışını gösteren hücreler kullanılarak elde edilmiş ise bunlarada kalorimetre jetleri adı verilir. Genel olarak *jet* kalorimetre yada parçacık izlerinden hangisi olursa olsun *pp*-saçılması sonucu meydana gelen partonların parton sağnağı ve hadronizasyon süreçleri sonunda dedektörde gözlemlenen enerji akışını ifade etmektedir.

4.2.1 Koni algoritmaları

İteratif Koni Algoritması

İteratif koni algoritması CMS kolaborasyonu tarafından kullanılan basit ve hızlı bir jet bulma algoritmasıdır ve $y - \phi$ düzleminde parçacıklar yada kalorimetre hücreleri etrafında R genişliğinde koniler şeklinde jet hüzmeleri oluşturmaktadır. Her bir koni içerisindeki objeler kullanılarak bir doğrultu ve enerji hesaplanır ve buna "proto-jet" adı verilir. Sonraki döngüde bu oluşturulan "proto-jet"den başlanarak döngü tekrar edilir, döngü "proto-jet" in enerjisi ve doğrultusu değişmeyene kadar devam eder. "Proto-jet" her hangi bir döngünün sonunda kararlı hale geldiğinde kendisini oluşturan tüm objeler listeden çıkartılır ve "proto-jet" artık oluşturulan jet listesine eklenir. Daha sonra tüm işlem tekrar baştan başlatılarak eşik E_T enerjisini geçen hiç bir parçacık yada kalorimetre hücresi bulunmayana kadar yenilenir. Buna göre iteratif koni algoritması için koninin büyüklüğü (R) ve jet'i oluşturabilmek için kullanılan parçacıklar, yada kalorimetre hücrelerinin eşik değerini ifade eden (E_T) şeklinde iki adet parametre kullanılmaktadır.

İteratif koni algoritması artık fizik analizi için pek kullanılmamaktadır, çünkü hem eş-yönlü hemde çok-düşük enerjili ışımalara karşı duyarlı bir algoritmadır. Bunun anlamı E_T eşik enerji değeri değiştirildiğinde son durumda tamamen başka kararlı jetler oluşabilir, dolayısıyla algoritmanın eş-yönlü ışımaya duyarlı olduğunu gösterir. Çok düşük enerjili (kızılötesi) ışıma ise algoritmanın düşük enerjili parçacıklar yada düşük enerjili kalorimetre hücrelerine

karşı duyarlı olduğu durumdur ve algoritmaların kızılötesi ışımaya duyarlı olmaması istenen bir özelliktir. Örneğin iteratif koni algoritması jetler üst üste bindiği durumlarda bu jetleri birbirinden ayıramamaktadır, hatta bu sebeple 3 jet olayları 2 jet olayı olarak gözleyebilmektedir. Bu özellikler sebebi ile CMS’de fizik analizlerinde kullanılmamaktadır, daha çok CMS’in tetikleme mekanizması (LEVEL-1) koni algoritmasını kullanarak tetikleme önceliklerini belirlemektedir*.

SISCone Algoritması

SISCONE (Seedless Infrared-Safe Cone) jet-bulma algoritması (Salam and Soyez, 2007) bir koni algoritmasıdır, fakat partonların eş-yönlü ve kızılötesi ışımlarına karşı duyarlı değildir. İteratif koni algoritması gibi başlangıç için bir kalorimetre hücresi (yada parçacık) istemez, aksine tüm kalorimetre hücrelerini kullanarak $y - \phi$ düzleminde tüm *olası* kararlı konileri araştırmaktadır[†]. SISCONE algoritması parçacıkları çevreleyen jet konisine ait daireyi kaydırarak bu parçacıklardan ikisinin çemberin çevresinde kalmasını sağlamaktadır. Yarıçapı R olan tüm kararlı çemberler parçacık çiftlerin etrafındaki R daireleri test ederek elde edilebilir.

Bu kararlı koniler daha sonra ya birleştirilir yada ayrıştırılarak yarıçapı R olan koni şeklinde jetler oluşturulur. Fakat SISCONE algoritması sonuca ulaşırken ciddi anlamda bilgisayar işlem gücü kullanmaktadır ve uzun zaman alabilmektedir. Bu sebeple fizik analizinde eş-yönlü ve kızılötesi duyarlılığa sahip olmaması sebebi ile geniş olarak kullanılmamaktadır.

4.2.2 Küme algoritmaları

JADE Algoritması

Küme algoritmaları ilk olarak e^+e^- hızlandırıcılarında JADE kolaborasyonu tarafından ortaya atılmıştır ve şu algoritmayı kullanmaktadır;

1. Her bir i ve j parçacık yada kalorimetre hücreleri arasında y_{ij} şeklinde bir uzaklık hesaplanmaktadır. Burada Q çarpışma olayındaki toplam enerji, i parçacığının enerjisi E_i ve j ile aralarındaki açı θ_{ij} ’dir. Dikkat edilirse kütesiz parçacıklar için y_{ij} değeri ij çiftin normalize kütesinin karesidir.

$$y_{ij} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos\theta_{ij})}{Q^2} \quad (4.2)$$

*LEVEL-1 tetikleme mekanizması özel yapım programlanmış çiplerden oluşmaktadır bu sebeple değiştirilememektedir.

[†]Tüm *olası* jet hüzmelerini araştırmak pratik değildir ve çok zaman alan bir işlemdir.

2. Yukarıdaki adımda hesaplanmış olan tüm y_{ij} değerleri arasındaki en küçük y_{min} değeri bulunur.
3. Eğer y_{min} önceden belirlenmiş olan y_{cut} değerinden küçük ise i ve j çiftleri yeni bir parçacık olarak kombine edilir ve 1. adımdan devam edilir. Burada y_{cut} dedektörün jet çözünürlüğünü ifade eden bir parametredir.
4. Aksi takdirde geri kalan tüm parçacıklar jet olarak belirlenir ve döngü sonlandırılır.

Fakat bu algoritmada her bir çarpışma olayı için oluşturulacak jetlerin sayısı y_{cut} parametresinin değerine doğrudan bağlıdır. y_{cut} parametresi çarpışma olayının n ve $(n + 1)$ sayıda jet içeren bir olay olarak belirlenmesinde etkindir. Örneğin bu parametre küçük seçilirse çarpışma olayları n jet içeren yada büyük seçilirse $(n + 1)$ jet içeren olay olarak etiketlenmesine yol açmaktadır.

k_T Algoritması

k_T Algoritması JADE algoritması ile benzerlik gösterir sadece i ve j parçacıkları arasındaki uzaklık Denklem-4.4 ile ifade edilmektedir. Bu algoritma ilk olarak e^+e^- hızlandırıcılarında kullanıldı, daha sonra değişiklik ile hadron hızlandırıcılarında kullanılmıştır. Eş-doğrusal limit altında $\theta_{ij} \ll$ Denklem-4.2'in pay kısmı $\min(E_i^2, E_j^2)\theta_{ij}^2$ 'a indirgenir.

$$y_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos\theta_{ij})}{Q^2} \quad (4.3)$$

Eğer i parçacığı daha düşük enerjili olan ise bu sonuç i parçacığının j parçacığına göre enine doğrultudaki momentumunun karesidir.

k_T Algoritması hadron çarpıştırıcılarında kullanılırken bazı sorunlar ortaya çıkmaktadır. Hadron hızlandırıcılarında toplam enerji kesin olarak belirlenememektedir bu sebeple boyutsuz bir parametre yerine boyutlu olan

$$d_{ij} = 2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos\theta_{ij}) \quad (4.4)$$

ve JADE'e benzer şekilde sadece boyutlu olan jet çözünürlük parametresi d_{cut} kullanılmaktadır. İkinci bir sorunda saçılma sonrası ortaya çıkan parçacıklar için QCD'deki dallanma olasılıkları ıraksayabilmektedir, bu ıraksama ek olarak saçılan parçacıklar ile gelen demet arasında da ortaya çıkmaktadır. Bu sebeple gelen demet ile aralarında ek bir uzaklık parametresi ortaya atılmıştır.

pp hızlandırıcılarında boyca iteleme altında değişmez kalan parametreler

daha uygundur, bu sebeple d_{ij} ve d_{iB} parametreleri aşağıdaki gibi değiştirilmiştir:

1. Parçacık ile gelen demet arasındaki uzaklık: $d_{iB} = p_{T,i}^2$
2. İki parçacık arasındaki uzaklık $d_{ij} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \Delta R_{ij}^2$.
Burada $\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 - (\phi_i - \phi_j)^2$ 'dir.

Bu algoritma jet bulmak için çalıştırıldığında, çarpışma olayında ortaya çıkan tüm parçacıklar ya gelen demet ile yada jet hüzmeleri ile ilişkilendirilmektedir.

Anti- k_T Algoritması

Şimdiye kadar anlatılmış olan k_T algoritmaları genel olarak şöyle yazılabilir:

1. Parçacık ile gelen demet arasındaki uzaklık: $d_{iB} = p_{T,i}^{2p}$
2. İki parçacık arasındaki uzaklık $d_{ij} = \min(p_{T,i}^{2p}, p_{T,j}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^{2p}}{R^2}$.
Burada $\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 - (\phi_i - \phi_j)^2$ 'dir.

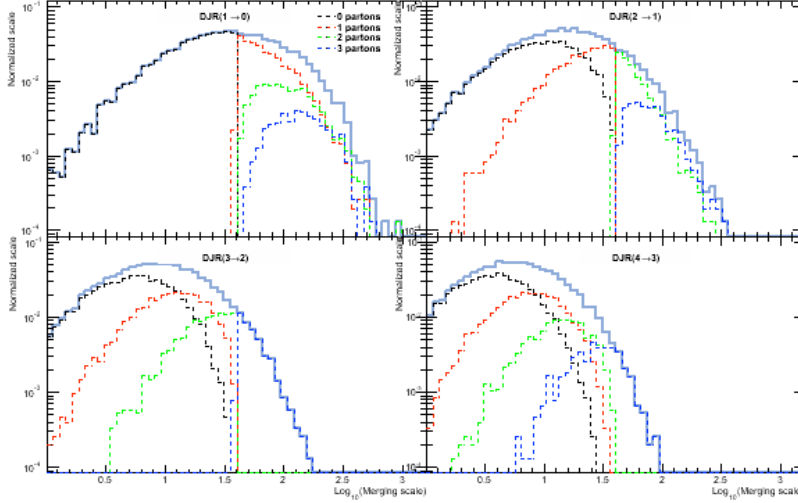
Eğer $p = 1$ alınırsa bu bir k_T algoritması, $p = 0$ alınırsa bu Cambridge/Aachen algoritması * (Dokshitzer et al., 1997) (Wobisch and Wengler, 1998) ve eğer $p = -1$ alınırsa (Cacciari et al., 2008) düşük enerjili parçacıklar (k_T algoritması) bir araya getirmek yerine yüksek enerjili parçacıkları küme haline getirilmektedir. Bunun anlamı, jet hüzmelerinin alanları yüksek enerjili parçacıklar etrafında genişlemektedir. Genel olarak anti- k_T algoritması parçacıklar arasındaki uzaklığı tayin ederken parçacıkların hem enerjilerini hemde açısalları kullanmaktadır. Bu tez çalışmasında yapılan analizlerde bu jet algoritması kullanılmıştır.

4.3 Eşleşme Algoritmaları (MLM ve CKKW)

Proton hızlandırıcısı gibi kompozit parçacıkları çarpıştıran deneylerde ilginç fizik sinyallerinin yanında bir çok jet parçacığı ortaya çıkabilmektedir. Hatta yüksek enerjilere çıkıldıkça jet sayıları ciddi oranda artmaktadır ve ilgililenen fizik sinyaline ve gözlenebilir değişkenlere ait dağılımlar değişmektedir.

*Cambridge/Aachen algoritmasında en küçük ΔR_{ij} 'ye sahip parçacıkları bir araya getirip $\Delta R_{ij} > R$ koşulunu sağlayan kümeler jet olarak adlandırmaktadır. Bu sebeple jet oluşturma algoritması parçacıkların enerjisine bağlı değildir.

Bu etkiyi modelleyebilmek için yüksek, örneğin $t\bar{t}$ sinyali yanında farklı sayıda jet içeren veri setleri meydana getirilmekte ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırılarak doğanın bu mesafelerde anlaşılması amaçlanmaktadır. Parton sağnağı algoritması eş-yönlü ve kızılötesi ışımayı simüle edebilmektedir, bunun yanında matris elemanı yöntemi saçılmayı tam olarak matris elemanı ile ifade edebilmektedir, fakat kızılötesi ve eş-yönlü sınıra yaklaşıldığında ıraksamaktadır. Bu



Şekil 4.3: Bir $pp \rightarrow t\bar{t} + X$ çarpışma olayında belli Q ölçeğinden daha yukarıda parton durumu içeren son haller için DJR dağılımı.

iki yöntem birleştirilerek farklı çoklukta jet içeren çarpışma olayları simüle edilebilmektedir. Fakat burada parton sağnağından meydana gelen gluonlar ile analitik olarak hesaplanmış matris elemanından gelen gluon son durumda iki kere sayılabilmektedir. Bu çift sayılabilmemenin önüne geçebilmek için geniş olarak Monte Carlo tekniklerinde CKKW (Catani et al., 2001) (Krauss, 2002) ve MLM (Hoeche et al., 2006) metotları kullanılmaktadır. Bu metotlar jet-bulma algoritmalarına benzer şekilde çarpışma olaylarındaki parçacıkları kullanarak, (yada kalorimetre hücrelerinden) jetleri oluşturup istenen olayın geometrisine uyup uymadıkları kontrol edilerek istenmeyenler silinmektedir. Örneğin $2 \rightarrow 2$ ve $2 \rightarrow 3$ süreçlerini matris elemanı seviyesinde eklemek istenirse eğer $2 \rightarrow 2$ sürecinde parton sağnağı ile $2 \rightarrow 3$ saçılma olayının matris elemanı ile ortaya çıkan olay topolojisine benzer çarpışma olayı oluşturmasına izin verilirse, aynı olaylar iki kere sayılmış olacaktır. Bunun için belli Q ölçeği tanımlanarak eğer partonun enerjisi Q 'nun altında ise parton sağnağı metodu ile partonun gluon yayılımı modellenmektedir, eğer Q 'nun üstünde ise matris elemanı ile dallanmaya ait hesaplama yapılmaktadır. Tabiki parton sağnağı sonucu oluşan parçacıkların enerjisi sert saçılma sonucu oluşan parçacıkların enerjisinden düşük olduğu sürece bu yaklaşım doğrudur. Partonik saçılma ve parton sağ-

nağı aynı ölçeğe yaklaştığında daha üst mertebeden süreçlere ait diyagramları dikkate almak zaruri olmaktadır. Şekil-4.3’da bir Q gibi bir ölçek için Diferansiyel Jet Sayısına (DJR) bakılıp bu Q ölçeğine göre jetler birbirinden ayırt edilerek belirlenmektedir.

Bu işlem sonunda diferansiyel jet frekansın (DJR) dağılımının Q kesim ölçek değerinden tamamen bağımsız bir dağılım göstermesi gerekmektedir. Böylece örneğin $t\bar{t} + 0jet$, $t\bar{t} + 1jet$, $t\bar{t} + 2jet$ ve $t\bar{t} + 3jet$ olay sayısına sahip bir çarpışma modellenmesi yapılabilmektedir ve çoklu sayıda jet içeren olayların simülasyonu mümkün olmaktadır. Şekil-4.3’de sırası ile $1 \rightarrow 0$, $2 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 2$ ve $4 \rightarrow 3$ geçişlerinde diferansiyel jet sayısının değişimi düzgün şekilde devam etmektedir.

4.4 Dedektör Simülasyonu ve Yeniden Yapılandırma (Reconstruction)

Olay üretici programlar ile yüksek enerjilerde pp çarpışmaları sonucu oluşabilecek farklı ilginç fizik sinyalleri üretilebilmektedir. Bu sinyallerde her bir parçacığın hangi açı ve enerji ile saçıldığı, belli bir mesafe sonrasında hangi parçacıklara bozunduğu ve oluşan ikincil yada üçüncül nesil parçacıkların tüm kinematik bilgileri saklanmaktadır.

Bu adımdan sonra olay üretici programların ürettikleri çarpışma olayları ve bozunum zincirlerindeki parçacıkların kinematik bilgileri, GEANT ([Agostinelli et al., 2003](#)) programı kullanılarak, dedektör malzemesi ile yapabilecekleri etkileşmeler simüle edilmektedir. Bunun için ilk olarak CMS dedektörüne ait bir prototip örneğine farklı enerji ve farklı türdeki parçacıklar gönderilerek dedektör malzemesi ile yapmış oldukları etkileşmelere ait sinyaller kaydedilerek, her bir parçacığın farklı enerjilerdeki etkileşme profilleri ve GEANT simülasyon adımıyla olay üretici programların ürettikleri çarpışma olayları sonucu meydana gelen parçacıklar için bu etkileşme profilleri ve kütüphaneler kullanılarak, parçacıkların dedektörde yapabilecekleri etkileşmeler simüle edilebilmektedir. Daha sonra bu etkileşmeler sonucu dedektörün aktif ölçme elemanlarının bu parçacıklara karşı verdiği tepki dedektör kanallarının sayısal sinyal çıktısına dönüştürmektedir, buna *sayısallaştırma* adı verilmektedir.

Bu olay üretici programların ürettikleri çarpışma olayları, daha sonra dedektör simülasyonu ve sayısallaştırma adımları ile üretilen veri setlerinde sırası ile *GEN-SIM-DIGI* son eki kullanılmaktadır, genel olarak *Monte Carlo* (MC)

veri setleri olarak adlandırılmaktadır. Sayısallaştırma adımı sonrasında elde edilen sinyaller, dedektör tarafından kaydedilmiş gerçek çarpışma sinyallerinden ayırt edilemeyecek durumdadır.

Fizik analizlerinin yapılabilmesi için, hem MC simülasyonları ile elde edilmiş veriler hemde gerçek çarpışma verileri analiz edilerek içerdikleri fiziksel objelerin (jetler, parçacıkların kimlikleri ve izleri, kayıp enerji ve ν_b ...) *yapılandırılması* (reconstruction) gerekmektedir. Bir çarpışma olayı etkileşmeye giren tüm parçacıklara ait sinyaller içerir, hatta birden fazla bile olabilir. Desen tanıma (pattern recognition) algoritmalarının her bir parçacığa ait sinyalleri ayırarak, bu parçacığın kinematik özelliklerini belirlemesiyle, çarpışma olayı tüm yönleri ile yeniden yapılandırılmış olur. Yapılandırma aşamasında aşağıdaki adımlar izlenir:

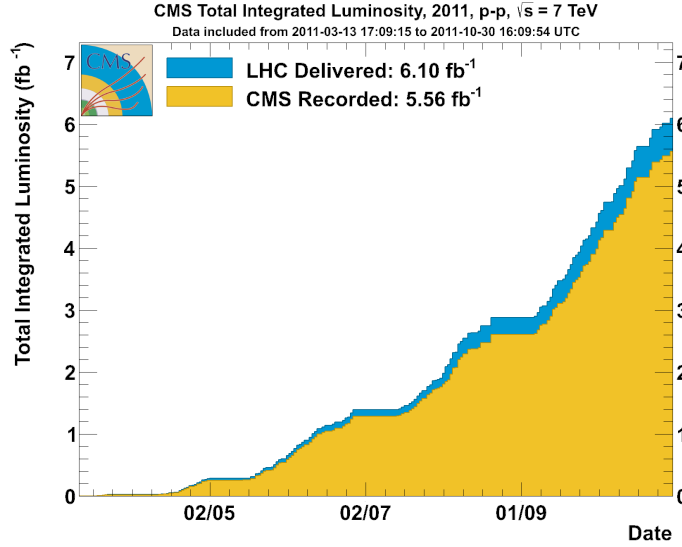
1. Dedektör yapılandırılması: Yapılandırma işlemi esnasında dedektörden (yada simülasyon sonucunda oluşturulan verilerden) toplanmış olan veriler ilk önce dedektör kalibrasyon değerleri kullanılarak arkaplan sinyalleri çıkartılır daha sonra sinyaller yapılandırılır.
2. İzlerin Yapılandırılması: Silikon ve Müon sistemleri tarafından kaydedilmiş olan sinyaller ile dedektördeki parçacıkların izleri yapılandırılır. Bunun yanında desen bulma algoritmaları en çok CPU harcayan işlemidir.
3. Köşe Yapılandırma: Proton çarpışmasının tam olarak meydana geldiği ilk köşe ve saçılan parçacıkların bozundukları ikincil vertex noktalarının yapılandırılması.
4. Parçacıkların Tanımlanması: Jet, muon, elektron, foton, ağır kuarklar, tau bozunumu ve kayıp enerji gibi parçacıkların tanımlanması için *gelişmiş* algoritmalar ile standart fizik objelerine ait olası adaylar yapılandırılır.

Yapılandırma işlemi sonunda CMS’de fizik analizleri için kullanılacak fizik objeleri oluşturma işlemi tamamlanmış olmaktadır. Bu tez çalışmasında, inklusif jet tesir kesitine ait ölçüm için kullanılan jet objeleri, yukarıdaki *GEN-SIM-DIGI* aşamaların ve son olarak *RECO* aşamalarından geçerek elde edilmişlerdir. Yüksek enerji fiziğinde, farklı teorik modellere göre hesaplanmış simülasyon ve deney sonuçları karşılaştırılmak istendiğinde, veri setleri bu aşamalardan geçmektedir ve genellikle veri setinin son eki olarak *GEN-SIM-DIGI-RECO* kullanılmaktadır. Her bir adımda gerçekleştirilen işlemler titizlikle kontrol edilmelidir, aksi durumda istatistiksel testler kullanılarak yeni fizik sinyallerine ait

hipotezler çok kolayca yanlış sonuç verebilir ve var olmayan rezonanslar keşif olarak sunulabilir. Bu tez çalışmasında kullanılan jet hüzmeleri yukarıdaki tüm aşamalardan geçmişlerdir ve kullanılan parametreler her bir grafik altında özellikle belirtilmiştir.

5. ÇARPIŞMA OLAYLARININ SEÇİMİ

CMS dedektörü 2011 yılında toplam 5.56 fb^{-1} kadar veri toplamıştır (Şekil-5.1). Bu analiz çalışmasında ilk adım incelenecek veri setlerinin belirlenmesi olacaktır.



Şekil 5.1: CMS dedektörü tarafından 2011 yılında veri teyplerine fizik analizi için kaydedilmiş olan toplam lüminozite sarı ile taranmıştır, mavi bölge ise LHC tarafından gönderilmiş olan lüminozite miktarını göstermektedir.

2011 yılında CMS dedektörü farklı iki lüminozite ayarı ile çalışmıştır, ilk yarıda jet olayları içeren toplam $\sim 31M$ çarpışma olayı meydana geldi, ikinci yarıda $\sim 13.4M$ adet jet içeren çarpışma olayı veri saklama sistemlerine kaydedilmiştir*.

Bu çarpışma olayları esnasında CMS dedektörüne ait bazı alt dedektör sistemleri yüksek verimde çalışmayabilir, hatta tamamen kullanılamayacak durumda bile olmaktadır. Bu durumda bazı çarpışma olayları incelemeye gerek duymadan filtrelenmektedir. Bu filtreleme için JSON adı verilen dosyalar ile sadece hangi lüminosite aralıkları ve "run" sayılarının fizik analizleri için kullanılacağını belirten dosyalar kullanılmaktadır. Fizik analizinde kullanılacak olaylar için en son JSON dosyası CMS'de "PhysicsValidation" grubu tarafından onaylanarak yayınlanmaktadır (Physics Validation Group, 2012). CRAB sistemi ile fizik analizi yapılabilmesi için JSON dosyası ile yapılan filtreleme

*Bu çarpışma verilerine ait kayıtlar DBS kayıt sistemine ait kayıtlar <https://cmsweb.cern.ch/das/> adresinden ulaşılabilir.

sonucunda geriye kalan olay sayısı Çizelge-5.1’de verilmiştir.

Çizelge 5.1: Fizik analizi için kullanılan gerçek çarpışma veri setlerinin kimlik bilgileri.

Run Menzili	Veri seti	Olay sayısı	JSON
160404-173692	/Jet/Run2011A-08Nov2011-v1/AOD	30.9M	25.2M
173692-180252	/Jet/Run2011B-19Nov2011-v1/AOD	13.4M	11.7M
160404-173692	/MinimumBias/Run2011A-08Nov2011-v1/AOD	128M	50.0M
173692-180252	/MinimumBias/Run2011B-19Nov2011-v1/AOD	35.5M	23.3M

Fizik analizinde gerçek verilerin yanında MC simülasyon verileri ile karşılaştırmalar yapılmıştır, bu karşılaştırmalar için kullanılan veri setleri ile ilgili bilgiler Çizelge-5.2’de verilmiştir.

Çizelge 5.2: Fizik analizi için kullanılan MC çarpışma veri setlerinin kimlik bilgileri.

Olay Üretici	Veri seti	Olay sayısı
PYTHIA6	/QCD_Pt-15to3000_TuneZ2_Flat_7TeV_pythia6/Summer11-PU_S3_START42_V11-v2/GEN-SIM-RECO	11M

5.1 Çarpışma Olayları ve Filtrelerin Belirlenmesi

Çizelge-5.1’de verilmiş olan veri setleri içerisinde sorunlu çarpışma olayları bulunmaktadır. Bu çarpışma olayları içinde dedektörün bazı alt sistemlerinin çalışmadığı yada dedektörün kendisinden kaynaklanan kötü verilerin ayıklanması gerekmektedir.

JSON dosyaları içinde yukarıdaki gibi olaylar elenmektedir fakat azımsanmayacak kadar çok sayıda çarpışma olayları yinede bu ayıklama işleminden geçebilmektedirler. Bu sorunlu çarpışma olayları kategorisinin içine dedektörün belli alt sistemlerinin veri alamaması, proton demetlerinin çarpışma noktasına eş zamanlı gelememesi, proton demetlerinin içinde dolaştıkları boru yada atık

gazlar ile yaptıkları etkileşmeler, yada dedektör elektroniğinden kaynaklanan sorunlar girmektedir. Fizik analizi için kullanılacak veri setlerinin olabildiği kadar yüksek verimlilikte ve en az sorun içeren veriler olabilmesi için fizik analizi öncesi bu çarpışma verilerine ait olayların olabildiğince yüksek oranlarda ayıklanması gerekmektedir. Bu tez çalışmasında jet spektrumu önemli olduğundan, bu ayıklama işlemi belli koşullara göre kontrollü yapılmalı ve ilgili spektrumun düzgün şekilde değişip değişmediği kontrol edilmelidir. Aksi takdirde sağlıklı olan çarpışma verilerinin yanında sağlıklı çarpışma verilerinin elenmesi ile jet spektrumu yapay şekilde değişebilir ve daha sonra yapılacak MC veri setleri ile olan karşılaştırmada uyumsuz bölgeler ortaya çıkabilir. Bu bölgeler var olmayan fizik sinyallerine yada yanlış fiziksel sonuçların oluşmasına sebep olabilir. Kullanılan bu filtrelerin özellikle QCD çarpışma olaylarına ait sinyalleri ne kadar filtrelediğini belirlemek için ve Çizelge-5.2’de verilen MC veri seti kullanılmıştır.

Aşağıdaki filtreler bu tez çalışmasında incelenen çarpışma olayları için kullanılmıştır;

- **Teknik Tetikleme ve Fizik Çarpışma Filtreleri :** LHC hızlandırıcısı proton demetlerini CMS dedektörünün etkileşme noktasına gönderirken gelen bu proton demetleri zamansal olarak çok iyi ayarlanmış olmalıdırlar ki etkileşme noktasında çarpışma meydana gelebilsin. Bunun için L1 ve HLT tetikleme sistemlerinden önce *Teknik Tetikleme* adı verilen sistem, proton demetlerinin hızlandırıldığı boru içindeki (beam pipe) konumlarını ölçen sistemler (BPTX, FSC ve BSC) vasıtası ile protonların kafa kafaya çarpışacak şekilde dedektör etkileşme noktasına yaklaşp yaklaşmadıkları belirlenip, sadece çarpışmaların meydana geldiği durumlar L1 tetikleme sistemi tarafından incelemeye alınmaktadır. Çarpışma noktasına doğru zamanlama ile gelen proton durumlarının birer *pp* çarpışması meydana getirecekleri farzedilerek ilgili teknik tetikleme anahtarlarının etkin olduğu çarpışma olaylarının incelenmesi için aşağıdaki teknik tetikleme anahtarları kontrol edilmektedir:

T.Bit	Alt sistem	T. Anahtarının adı Açıklama
	BPTX	L1Tech_BPTX_plus_AND_minus.v0
36	BSC	L1Tech_BSC_halo_beam2_inner.v0
37	BSC	L1Tech_BSC_halo_beam2_outer.v0
38	BSC	L1Tech_BSC_halo_beam1_inner.v0
39	BSC	L1Tech_BSC_halo_beam1_outer.v0
40	BSC	L1Tech_BSC_minBias_threshold1.v0
41	BSC	L1Tech_BSC_minBias_threshold2.v0

Buna göre bir çarpışma olayında, eğer **0**'ın aktif (BPTX -/+) **36**, **37**, **38**, **39** anahtarlarından hiç birinin aktif olmadığı ve son olarak **40** yada **41** anahtarlarından herhangi biri aktif ise burada bir çarpışma olduğunu farzedilmektedir.

Aynı zamanda tetikleme anahtarı “*HLT PhysicsDeclared*”’in aktif olması, tüm CMS sisteminin açık ve çalışır durumda olduğunu ve LHC’nin sürekli bir proton demetleri sağladığını belirtmektedir.

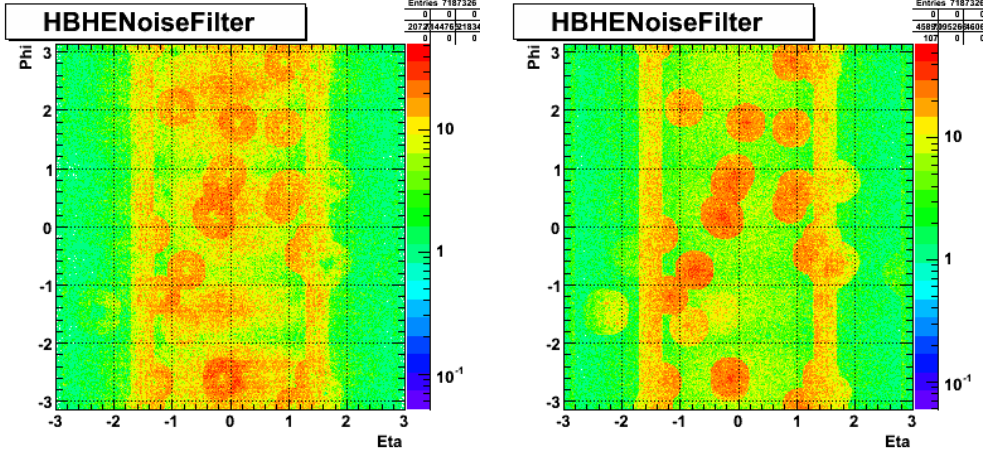
- **Birincil Etkileşme Noktası ve Bozuk Veri Filtreleri :** Fizik analizi-nin yapılması için ayrılacak her bir çarpışma olayı içerisinde en az bir tane “*Birincil Etkileşme Noktası*” içermesi, aynı zamanda bu etkileşme nok-tasının $\chi/ndf \geq 5$ serbestlik derecesine sahip olup, etkileşme noktasına boyca $z \leq 15\text{cm}$ ve en doğrultuda verteks (ρ) $< 2\text{cm}$ koşulunu sağlayan-lar fizik analizi için incelemeye alınmıştır, bu koşulları sağlayamayanlar sahte birincil etkileşme noktasına sahip yada gürültü içeren olaylardır ve ayıklanmışlardır. Bunun yanında piksel dedektöründe beklenenden fazla hareketlilik olabilmektedir, bunun için eğer bir çarpışma olayında yapı-landırılan izlerin en az %25’i belli kalite koşullarını geçemiyor ise Bozuk Veri (*No Scrapping*) filtresi kullanılarak bu olaylar ayıklanmaktadır.
- **HBHE Gürültü Filtresi*** : HCAL kalorimetresi bazı durumlarda kay-nağı elektronik gürültü (yada arkaplan gibi) sebebi ile oluşmuş GeV - TeV mertebesinde gürültü sinyalleri gözlemlenmektedir (Ek-A). Bu HB ve HE hadronik kalorimetreler tarafından gözlemlenen çok yüksek enerjili anormal gürültü sinyallerinin iki adet kaynağı bulunuyor. Bunlar sintilasyon ışığını elektronik (sayısal) sinyallere dönüştüren hibrid foto-diyotlar ve bu hibrid fotodiyotların bulunduğu RBX adı verilen sinyal toplayıcı sistemlerdir. Bu filtre sorunlu puls şekline sahip olayları, bir çarpışma olayında tüm kalorimetre kanallarından eş zamanlı alınama-mış sinyalleri içeren çarpışma olaylarını ve analog pulsların dijital sinyal-lere dönüştürüldüğü ADC sisteminin 0 olarak dönüştürmüş olan kanallar içeren çarpışma olaylarını ayıklamaktadır (Chou et al., 2010). Şekil-5.2 ayıklanan bu olaylardaki jet hüzmelerinin $\eta\phi$ -düzlemindeki dağılımını göstermektedir. Burada görülen yuvarlak yapılar, sürekli olarak gürültü meydana getiren bir dedektör kanalı etrafında jet bulma algoritmaları-nın oluşturdukları jetlerdir. Bu filtre yaklaşık olarak 100 çarpanı kadar gürültü sinyallerini ayıklamaktadır.

*<http://cmssw.cvs.cern.ch/cgi-bin/cmssw.cgi/CMSSW/CommonTools/RecoAlgos/plugins/HBHENoiseFilter.cc>

- **CSCTightHalo Filtresi :** LHC hızlandırıcısı proton demetlerini vakum ortamında bir boru içerisinde hızlandırmaktadır, fakat proton demetleri çarpışma esnasında bu borunun atomları ile etkileşmeye girerek vakum ortamını kirleten bazı gazlar ortaya çıkarır. Ek olarak çarpışma noktasına gelen proton demetleri bir şekilde kolimatörler yada diğer hızlandırıcı elemanlarıyla etkileşerek proton demetlerinin gidiş doğrultusunda birer hale oluşturmaktadırlar. Bu haleler CMS'in kapak bölgelerindeki CSC sistemi tarafından gözlenmektedirler. Bu tip hale ve vakum ortamını kirleten gazlar ile yapılan saçılmalara ait çarpışma verileri bu filtre yardımı ile ayıklanabilmektedirler ([Rodenberg and Remington, 2010](#)).
- **ECAL Ölü Hücre Filtresi :** Elektromagnetik kalorimetrenin çok az sayıdaki bazı kristalleri sürekli olarak aynı sinyalleri vermektedirler, bir sorun sebebi ile artık tepkisiz yada aynı sinyali veren kristaller (yada kanallar) yapılandırma aşamasında maskelenerek sorunlu fizik objeleri oluşturmalarının önüne geçilmektedir. Toplamda ancak %1 kadar olan bu sorunlu olan bu kanallar maskelendiklerinde kendi üzerine gelen parçacıkların bırakmış oldukları enerji çarpışma olayına dahil edilememektedir. Dedektör malzemesi ile etkileşmeyen parçacıkların yapılandırılabilmesi için momentumun korunumundan çarpışma olayında herhangi bir iz yada enerji bırakmadan kayıp giden enerji (MET) hesaplanmaktadır. Özellikle yeni fizik sinyallerinin bazıları için bu kayıp enerji çok önemlidir ve ECAL kalorimetresinde maskelenmiş olan bu kanallar kayıp enerjiye ciddi oranda katkı getirmektedirler. Bu ölü yada hep aynı sinyali veren kanallarının elenmesi bu filtre ile yapılmaktadır [Liu et al. \(2011\)](#).

Yukarıda tanımlanmış olan her bir filtrenin, her bir tek-jet tetikleme anahtarı için ne kadar çarpışma olayını filtrelediği Çizelge-5.3'de görülmektedir. JSON filtreleme sonrası toplam $\sim 130.8M$ çarpışma olayı içinde, HBHE-NOISE filtresi $\sim \%8.90$, BİRİNCİL ETKİLEŞME NOKTASI filtresi $\%6.38$, CSC-TIGHTHALO filtresi $\sim \%0.34$ ve son olarak geriye kalan ECAL ÖLÜ HÜCRELER ve HLT PHYSICSDEC filtreleri ise ancak $< \%0.13$ kadar olayı filtrelemiştir.

Bu filtreleme aşamasından sonra, yapılandırma algoritmaları tarafından oluşturulmuş olan jet hüzmelerinin, henüz belirlenememiş olan kalorimetrelerin ölü kanallarından toplanan sinyallerin jet bulma algoritmaları tarafından jet olarak yapılandırılmış jetler olup olmadıkları kontrol edilmelidir. Yalancı jetleri belirlemek için JETID ([CMS Collaboration, 2010](#)) adı verilen kriterlere göre, yukarıdaki adımlardan geçmiş olan çarpışma olaylarının içinde bulunan yapılandırılmış jetler için, aşağıda tanımlanmış koşullara uyup uymadıkları kontrol



(a) En yüksek enerjili birinci jet.

(b) En yüksek enerjili birinci jet.

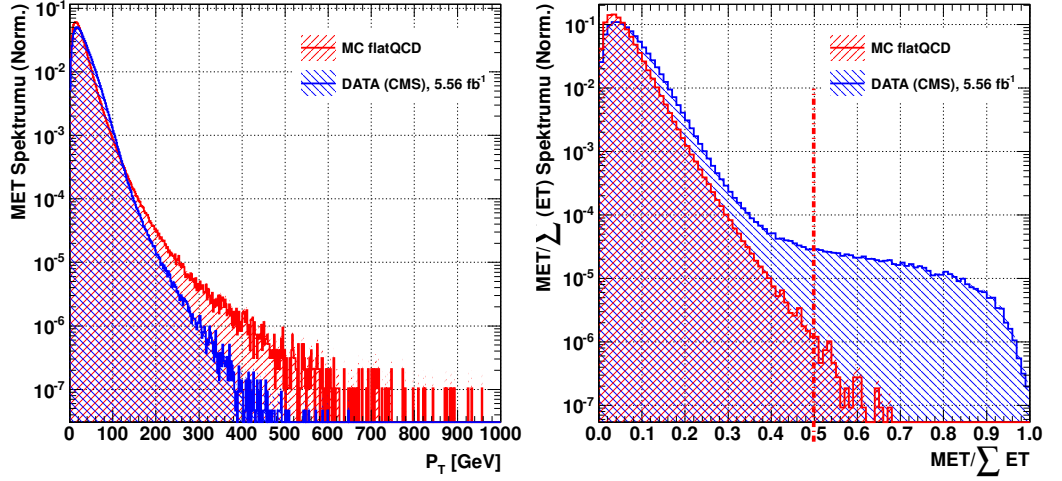
Şekil 5.2: HBHENoiseFilter ile ayıklanan olaylarda en yüksek enerjili iki jetin $\eta\phi$ -düzlemindeki dağılımları gösterilmiştir. Yuvarlak yapılar merkezdeki sorunlu kanal sebebiyle jet yapılandırma algoritmaları tarafından oluşturulmuş olan yalancı jetleri göstermektedir.

edilmesi gerekiyor. Bu koşullar her bir jet hüzmelerinin gerçek bir jet olup olmadığını kontrol etmektedir. Bunun için jet konisinin merkezine bakan ve izdüşümüne karşılık gelen ECAL ve HCAL kanallarında jetin enerjisinin belli bir oranda paylaşılmış olması gerekmektedir ve bunu kontrol etmek için özellikle $|\eta| < 2.5$ aralığındaki jetlerin $jet_{em} > 0.01$ koşuluna uyması gerekmektedir. Jet hüzmeleri yapılandırılırken enerjinin %90'ı tek bir kalorimetre hücresinden gelmemelidir yada HCAL kalorimetrelerinde yapılandırılan enerjinin* %98'den fazlası hibrid foto diyetlerin ölçtüğü enerji olmalıdır.

Son olarak çarpışma olaylarını kirlüten çeşitli gürültü ve dedektör etkileri, çarpışma olayında yapılandırılması sonucu büyük miktarda dengelenmemiş kayıp momentum (enerji) sinyali (ME_T) ortaya çıkaracaktır. QCD orijinli çarpışma olayları izotropik bir dağılım göstermesi sebebi ile ME_T değeri oldukça düşük olmalıdır. Dengelenmemiş yüksek kayıp momentum içeren olayların ayıklanması için $ME_T / \sum E_T < 0.5$ filtresi kullanılabilir. Bu filtrenin ne kadar verimli olduğu QCD çarpışmaları içeren MC simülasyon verilerindeki dağılım Şekil-5.3'de gösterilmiştir. Burada görüldüğü üzere 0.5 değeri ile QCD çarpışma olayların hepsi filtreden geçmektedir[†]. Buna göre son durumda çarpışma olaylarında meydana gelen jetlerin aşağıdaki koşulları sağlaması durumunda bu çarpışma verileri doğrudan fizik analizlerinde kullanılmaktadır.

*HCAL kalorimetreleri gelen parçacıkların sintilatörlerde bıraktıkları enerji bir sintilasyon ışığı olarak hibrid foto diyetlerde toplanmaktadır.

[†]Bir sayı vermek gerekirse 10789200 adet çarpışma olayından 45 adedi filtrelenmiştir.



(a) Data ve MC verilerine ait kayıp enerji (MET) spektrumu. (b) Data ve MC verilerine ait $MET/\sum ET$ spektrumu.

Şekil 5.3: MC simülasyon verileri üzerinde $ME_T/\sum E_T < 0.5$ filtresi kırmızı çizgi ayrılmış spektrumun sağ tarafını filtrelemektedir.

Fizik analizinin yapılabilmesi için CMS deney grubu tarafından dedektör verilerinin alınmasından, işlenmesinden ve fizik sonuçlarının elde edilmesine kadar geniş yelpazede çalışmalar için CMSSW çatı yazılımı kullanılmaktadır. Bu çatı yazılımı altında sürekli olarak güncellenen modül adı verilen program paketleri, her bir program paketi altında farklı amaçlar için geliştirilmiş olan analiz yazılımları bulunmaktadır. Bu tez çalışmasında fizik analiz sonuçlarının elde edilebilmesi için CMSSW altında QCDANALYSIS/HIGHPTJETANALYSIS paket programı çarpışma olaylarında meydana gelmiş olan jet hüzmelerine ait değişkenleri ROOT kütüphanesinde tanımlanmış olan TTREE* yapıları şeklinde kataloglar haline getirmektedir. Bu yazılım inklusif jet tesir kesitini belirlemek için kullanılacak çarpışma olaylarına ait kinematik değişkenlerin yanında çarpışma olayının kendisi hakkında belirlenebilecek tüm değişkenleri saklayarak, tüm verilerin üzerinde daha sonra fizik analizinin yapılabilmesi için sıkıştırma işlemi yapmaktadır. Fizik sonuçlarının elde edilmesi için bir çok program yazılması ve geliştirilmesi gerekmiştir. Bu yazılımlar ve takip edilen adımlar Ek-G'de verilmiştir.

*ROOT, istenilen birer ağaç, ağacın dalları ve dallardaki yapraklar şeklinde sınıflayarak erişimin kolay olması için C++ programa dili kullanılarak yazılmış olan bir kütüphane ve analiz yazılımıdır.

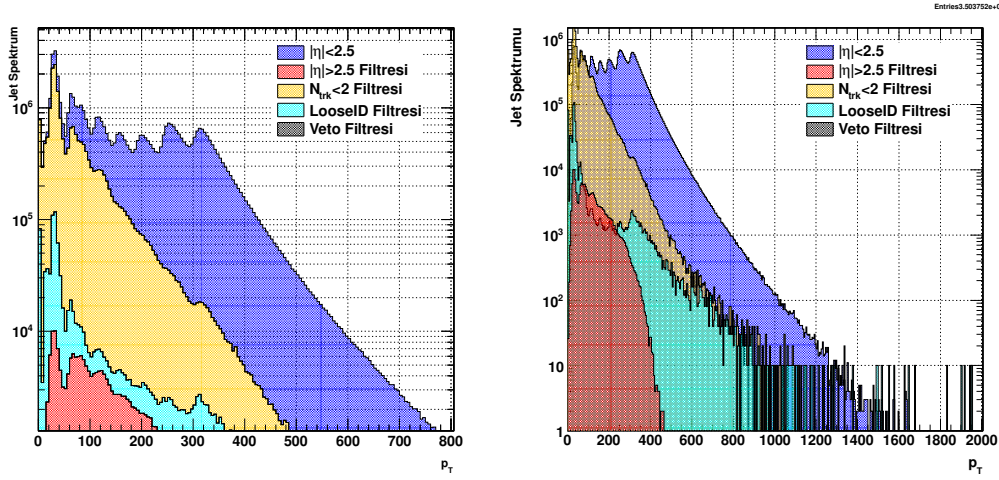
Çizelge 5.3: Veri setlerinin sağlıklı verileri ayıklamak için kullanılmış olan tüm filtrelerin her bir tek-jet tetikleme anahtarları için ayıkladıkları olay sayısı, filtrelerden geçen çarpışma olaylarının sayısı ve yüzdelik değerleri.

	30	60	80	110	150	190	240	300	370	800
HBHE GÜRÜLTÜ	34917	343322	290363	761930	756482	1394839	2030430	3235624	2567788	233204
BİRİNCİL ETK. NOK.	149539	373045	1008154	990319	551200	1370553	1718842	855082	1134923	201100
CSCtIGHTHALO	5213	3174	7653	15774	35472	58701	75816	143820	94337	970
PHYSICSDEC	8076	7560	4817	9308	7723	16057	16189	46980	27941	545
ECAL ÖLÜ HÜCR.	2312	1848	868	1601	1336	2337	2552	8362	5988	45
VETO	1	0	0	0	0	2	1	1	3	41
PVz<15cm	29646	29350	16227	29878	25408	34296	30152	75207	32547	151
JetID	29482	5559	3373	3837	3243	4017	4519	4687	2468	51
NTR<2	661585	289043	171417	189265	127704	122808	114398	132056	60780	280
$\eta > 2.5$	10681	27368	23500	35670	28307	24801	17212	16643	6134	24
$MET/\Sigma E_T > 0.5$	2078190	269332	87255	107049	72165	113389	97713	254192	110021	601
GEÇEN ÇARP. OLAY.	1060968	3022721	1736814	3129796	2718244	3728502	3331161	8741400	3772032	17952
%	0.247142	0.656198	0.479808	0.496374	0.396107	0.329897	0.268398	0.329216	0.269806	0.068518

Çizelge 5.4: Tüm filtrelerden geçen çarpışma olaylarının 0.5'lik rapidite bölgelerine düşen yüzde olarak olay sayısı.

	30	60	80	110	150	190	240	300	370	800
$0.0 < y < 0.5$	0.295476	0.289595	0.284642	0.298273	0.305495	0.315504	0.322162	0.335573	0.348197	0.40235
$0.5 < y < 1.0$	0.264277	0.258134	0.253437	0.262544	0.266823	0.274198	0.278054	0.286635	0.292786	0.294161
$1.0 < y < 1.5$	0.210429	0.212962	0.206359	0.207418	0.205316	0.206985	0.205707	0.207442	0.202322	0.169457
$1.5 < y < 2.0$	0.14745	0.151391	0.155766	0.14776	0.144416	0.138193	0.13422	0.124071	0.112976	0.088876
$2.0 < y < 2.5$	0.0823674	0.0879181	0.099795	0.0840054	0.0779499	0.0651206	0.0598569	0.046279	0.0437191	0.0451566

Şimdiye kadar tanımlanmış olan lümi bölge filtreleri (JSON), çarpışma olaylarının ayrıntılı olarak incelenmesi ile belirlenmiş olan filtreler ve jet hüzmelerinin kalitesini kontrol eden filtreler ile bir çok sayıda olay filtrelerden geçememiştir. 2011 yılında $\sqrt{s} = 7$ TeV'lik kütle merkezi enerjisi ile toplanmış olan Run2011A ve Run2011B (Çizelge-5.1) veri setlerinde toplam 5.56 fb^{-1} lüminozite bulunmaktadır. Fakat filtreler sonucunda elimizde hatasız ve tüm sorunlu verilerden ayıklanmış olduğunu düşündüğümüz filtrelerden geçen verilerin sayısına göre yeniden hesaplandığında toplam 4.9 fb^{-1} kadar lüminozite veri fizik analizinin yapılabilmesi için hazır durumda bulunmaktadır.



Şekil 5.4: Jet hüzmelerinin JETID filtresi öncesinde ve sonrasındaki spektrumun karşılaştırılması.

5.2 Jet Enerji Düzeltmesi

CMS detektöründe gözlemlenen jet adı verilen parçacık sağnağı şeklindeki enerji konileri dedektörün enerji tepkisinin lineer ve üniform olmaması, enstrümantasyon ve elektronik gürültü gibi etkilerinden dolayı, yapılandırılmış parçacık ve jetlerin enerjilerinin gözlemlendikleri enerji ve rapidite bölgesine bağlı olarak düzeltilmesi gerekmektedir. Özellikle birer örnekleme kalorimetresi olan HCAL ardışık yerleştirilmiş sintilasyon ve piring plakaları ile kendi üzerlerine gelen parçacık sağnağı ile bırakılan enerjinin çok küçük bir oranı aktif ölçme elemanları tarafından ölçülebilmekte ve bir sinyal olarak gözlemlenmektedir. Bu durumda gözlemlenen sinyalden yapılandırılan enerji içinde belli bir belirsizlik bulunmaktadır ve dedektörden yapılandırılan fiziksel objelere ait tepki dağılımlarının tüm bölgelerde sabit kalması için bazı düzeltmeler yapılması gerekmektedir.

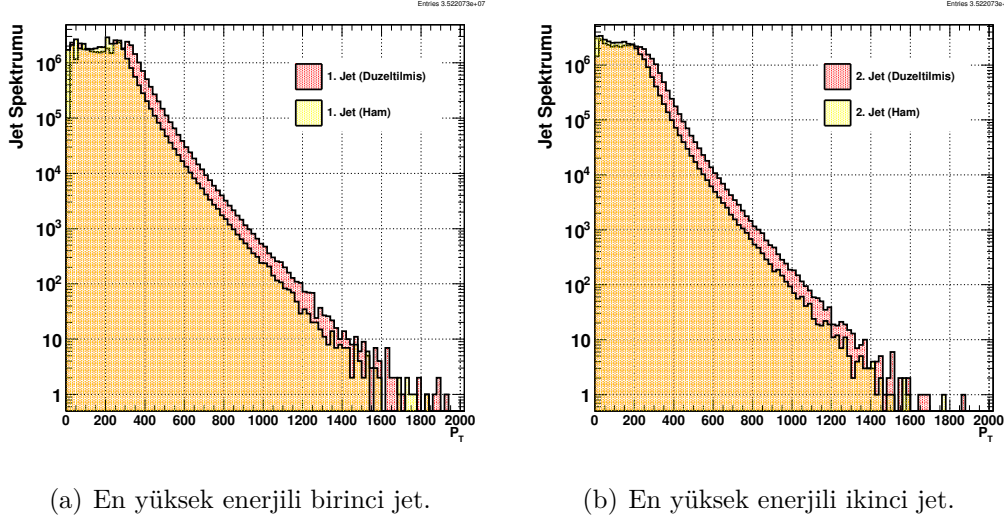
Enerji düzeltmesi belkide en çok birer sağnak şeklinde bozunan jet hüzmeleri için yapılması gereken ve çok önemli bir aşamadır, çünkü enerji (yada momentum) düzeltmesi sonucunda jetler kendilerini başlatan kuarkların enerjilerine geri getirildiği farzedilmektedir.

CMS deney grubu daha önceki deneylerden gelen deneyim ile birbiri ardına uygulanan aşamalı bir düzeltme algoritması kullanmaktadır.

1. **Offset Düzeltmesi:** Bu ilk adımda "PILE-UP" terimi ile ifade edilen çoklu pp etkileşmelerinden gelen gürültü ve kalorimetrenin çıkışındaki devrelerin yapmış oldukları elektronik gürültünün etkisi jet hüzmelerinin enerji ve momentum değerlerinden çıkartılır. Jet hüzmeleri için ilk olarak bu düzeltme yapılır.
2. **Göreceli η Düzeltmesi:** CMS dedektöründen alınan ham verilere bakılırsa, eğer özellikle kabloların bulunduğu geçiş bölgelerinde dedektörün verimli sinyal almaması sebebi ile jet rapidite spektrumunda aniden yükselen pikler yada çukurlar bulunmaktadır. Göreceli olarak jetlerin η uzayında olmaları gereken yer bu düzeltme ile yapılmaktadır. Böylece jetlerin rapidite dağılımı düzgün hale gelir.
3. **Mutlak p_T Düzeltmesi:** Bu adımda jet hüzmelerinin belli bir kontrol bölgesi için ($|y| \leq 0.5$) p_T değerleri, parçacık seviyesindeki değerlere düzeltme yapılır. Bunun için $\gamma + \text{jet}$ ve $Z + \text{jet}$ gibi bozunum süreçleri kullanılır. γ ve Z^0 parçacıklarının yüksek hassasiyet ile enerjilerine ait dağılımlar biliniyor, bu parçacıkların yanında meydana gelen jetler arasında ϕ açısına göre sırt-sırt oluşmuş olanlar için momentumun korunumundan, jetlerin enerji yada momentum ölçeği hassas şekilde belirlenebilmektedir.

Buraya kadar yapılan jet düzeltmelerinin hepsi CMS’de yapılan analizler için zorunlu olan jet enerji düzeltmeleridir. Jet enerji düzeltmesi yapılmadan önce ve yapıldıktan sonra jet enerji spektrumunun değişimi Şekil-5.5’de gösterilmektedir. Bu tez çalışmasında sadece ilk üç enerji düzeltmesi yapılmıştır.

Yukarıda uygulanan jet enerji düzeltmelerinin yanında yaygınca kullanılmayan, daha çok incelenen bozunum kanalına bağlı ve isteğe göre uygulanan başka düzeltme aşamalarıda bulunmaktadır. Bunlar sırası ile elektromagnetik kalorimetrede ölçülen enerji miktarının düzeltildeği **EM Düzeltme**, **Çeşni Düzeltme** "*bottom*" ve τ gibi parçacıkların enerjilerini parçacık seviyesine getiren düzeltme, partonların çeşnisine göre p_T düzeltmesi ve son olarak lüminoziteden bağımsız şekilde jet konisinin içerisindeki enerjiyi düzelten **alt-olaylar**.



(a) En yüksek enerjili birinci jet.

(b) En yüksek enerjili ikinci jet.

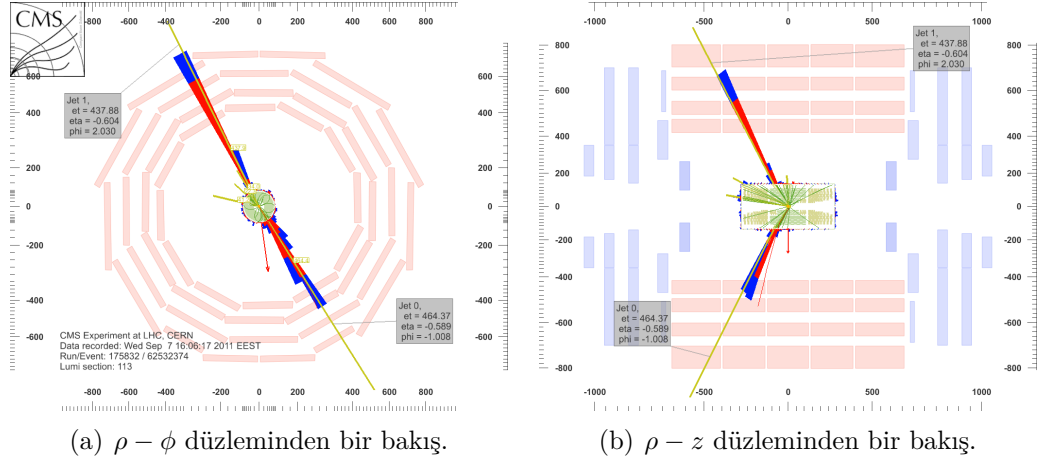
Şekil 5.5: Jet enerji düzeltmesi ile 1. ve 2. jetin enerji düzeltmesi öncesi ve sonrasında spektrumun değişimi.

5.3 CMS'in Jet Enerji Çözünürlüğü

CMS dedektörünün kalorimetre sistemleri, sonsuz küçük bir *enerji ayırma gücü* (çözünürlük) yerine sonlu bir ayırma gücüne sahiptir. Bu sebeple enerji tepki dağılımlarına bakıldığında belli bir genişliği olan Gauss'yen benzeri bir dağılım ortaya çıkmaktadır. İnkusive jet spektrumu kalorimetrelerinin bu sonlu çözünürlüğü sebebi ile bozulup deforme olmaktadır. Bu sebeple CMS'in jet enerji (yada momentum) ayırma gücünün dedektörün ölçtüğü tüm enerji aralığında analiz edilmesi ve spektrumu nasıl deforme ettiği çok iyi anlaşılmalıdır. Böylece inklusif jet tesir kesitine ait ölçümler dedektör etkilerinden ayıklanarak teorik modeller ile karşılaştırma yapılabilecektir. Bu durum Şekil-5.4'de görüldüğü üzere, çok hızlı şekilde azalan inklusif jet tesir kesiti için oldukça önemlidir.

CMS'in enerji ayırma gücünü belirleyebilmek için farklı yollar bulunmaktadır, bunlardan bir tanesi Bölüm-4'de anlatılan simülasyon teknikleri ile jet hüzmeleri oluşturmak, daha sonra bu jet hüzmelerinin yapılandırılarak *MC- Gerçeklik* adı verilen yöntem ile jeneratör seviyesinde jet hüzmesi ile ilişkilendirip dedektörün her bir enerjideki *tepkisi* (response) ve daha sonra çözünürlüğü belirlenebilir. Bu yöntem sadece MC simülasyon olayları için uygulanabilen bir yöntemdir, çünkü gerçek çarpışma olaylarında jetlerin hangi partonun saçılması sebebi ile meydana geldiklerini kesin olarak belirlemek imkansızdır.

Jet hüzmelerinin enerji çözünürlüğünü belirleyebilmek için ilk olarak Te-



Şekil 5.6: Asimetri yöntemi ile jet enerji çözünürlüğünün belirlenebilmesinde kullanılan sırt-sırta meydana gelen çarpışma olaylarında asimetri hesaplanarak CMS'in jet ayırt etme gücü belirlenmektedir. $\rho - \phi$ düzleminde gerçek bir çarpışma olayına ait yapılandırılmış yukarıdaki resimde jetler sırt-sırta meydana gelmişlerdir.

vatron deneyinde geliştirilmiş olan *dijet asimetri* yöntemi (Abbott et al., 1999) CMS deneyinde de kullanılmaktadır. Bu yöntemde ϕ açısına göre her bir çarpışma olayında sırt-sırta (back-to-back) saçılmış olan iki jet için bir asimetri $A = \frac{p_{T,1} - p_{T,2}}{p_{T,1} + p_{T,2}}$ değişkeni tanımlanıp dedektörün çözünürlüğü bu yolla belirlenmektedir.

CMS'in çözünürlüğünün belirlenebilmesi için PYTHIA-6 ile üretilmiş ve GEANT ile simüle edilmiş *QCD-flat* (Çizelge-5.2) veri seti kullanılmıştır. Bu veri setinde yaklaşık $10M$ adet çarpışma verisi bulunmaktadır. Bölüm-5.3.1 ve Bölüm-5.3.2'de sırası ile ilk olarak MC-Gerçeklik ve Asimetri yöntemleri ile jet momentum çözünürlüğü belli rapidite ve p_T aralıklarında incelenmiştir.

Jet çözünürlüğü her bir p_T aralığında belirlendikten sonra bu çözünürlüğün parametrize edilebilmesi için elde edilmiş olan grafikler (örneğin Şekil-5.8) Denklem-5.1 ile verilmiş olan bağıntı ile uydurularak A , B ve C katsayıları belirlenmelidir.

$$\text{Enerji Ayırt Etme Gücü} = \frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{\left(\frac{A}{p_T}\right)^2 + \left(\frac{B^2}{p_T}\right) + C^2} \quad (5.1)$$

CMS dedektörünün kalorimetrelerine ait enerji yada momentum ayırt etme gücü için elde edilmiş olan parametrelerin (Fabjan and Gianotti, 2003) anlamları sırası ile şöyledir: A : *Stokastik gürültü terimi*, çarpışma olaylarında sağnak şekline bozularak meydana gelen farklı türdeki parçacık içeriği ile jet-

ler, çarpışma olayından çarpışma olayına değişmektedirler, bu değişimler *Poisson* istatistiği ile modellenmektedir ve rastgele (Stokastik) dalgalanma gösterirler. *B: Elektronik Gürültü* dedektörün özellikle enerji ölçümünde analog sinyalin ölçümünde kullanılan çıkış elektronığının kendisinden kaynaklanan gürültüyü ifade etmektedir ve düşük enerjilerde ciddi katkı getirmektedir, yüksek enerjilerde ise etkisi küçülmektedir. *C: Sabit terim*, dedektörün aktif ölçme elemanlarının kapsamadığı bölgeler ve kalibrasyon hataları sebebi ile ortaya çıkmaktadır. Bu üç parametre ile dedektörün enerji ayırt etme gücü Denklem-5.1 ile ifade edilmektedir.

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \frac{A}{\sqrt{p_T}} \oplus \frac{B}{p_T} \oplus C \quad (5.2)$$

5.3.1 MC-Gerçeklik yöntemi ile jet enerji çözünürlüğü

MC-Gerçeklik (MC-Truth) yöntemi (CMS Collaboration, 2011a), simülasyon sonucu oluşturulan jetler ile simülasyon işlemine giren parçacıklar arasında eşleştirme yapılarak her bir jetin simülasyon işlemi sonucunda enerjisinin ne kadar yaydırıldığı belirlenebilmektedir. Böylece referans olarak alınan jetin enerjisi için enerji çözünürlüğü hesaplanabilmektedir. Bu yöntemde sert saçılma sonucu oluşan parçacıkların kimlikleri ve kinematik değişkenlerinin bilinmesine ihtiyaç duyması sebebi ile dedektörde gözlemlenen jetlerin üzerine uygulanamaz. Elde edilen enerji çözünürlüğü dedektörün en temeldeki (parçacık seviyesindeki) çözünürlüğüdür ve dedektörden elde edilmiş verilerin başka yöntemler ile analizi sonucunda hiç bir zaman MC-Gerçeklik ile elde edilen değer altına inemez. Eşleştirme işlemi için olay üretici programın üretmiş olduğu jetler $\eta - \phi$ düzleminde eşleştirilerek $\sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.2$ koşuluna uyan ve en küçük değere sahip olanlar ile eşleştirme yapılmaktadır. Bu eşleşme sonunda her bir dedektör simülasyonu ile elde edilmiş jetin gerçek enerjisi diyebileceğimiz parçacık seviyesindeki momentumuna (yada enerjisine) oranı (Denklem-5.3) dedektörün tepkisini vermektedir.

$$\text{Dedektörün Tepkisi} = \frac{\left\langle \sigma \left(\frac{p_T^{REC}}{p_T^{GEN}} \right) \right\rangle}{\left\langle \frac{p_T^{REC}}{p_T^{GEN}} \right\rangle} \quad (5.3)$$

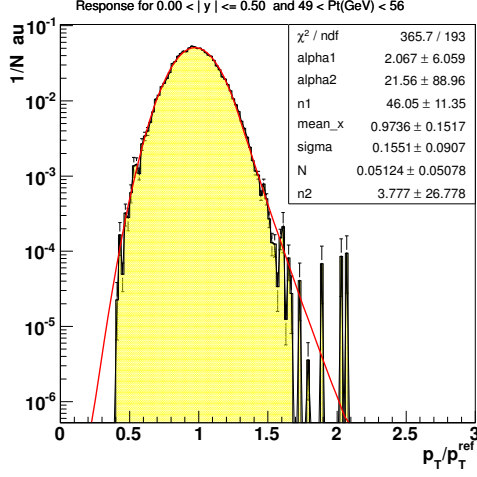
Her bir p_T aralığında jetler üzerine MC-Gerçeklik yöntemi uygulanarak eşleştirme yapılabilmış jetler için p_T^{REC}/p_T^{GEN} oranı çizildiğinde, Şekil-5.7’de görüldüğü üzere ortada bir Gauss piki, pikin uzaktaki kuyruk bölgelerinde ise

üstel azalma olduğu görülmektedir. Bunun yanında yüksek p_T değerlerinde Gauss'yen pikin genişliği dikkat çekici şekilde azalmaktadır, bunun anlamı CMS dedektörü yüksek enerjilerdeki jet hüzmelerini daha iyi ayırma gücü ile enerjilerini yada momentumlarını ölçebilmektedir. Özellikle orta bölgedeki pikin tepe noktası ve standart sapmasının doğru şekilde belirlenebilmesi için Gauss'yen pikin kuyruk bölgelerinde görülen üstel azalma için başka bir fonksiyonun kullanılması gerekmektedir. Daha önce buna benzer durumlarda kullanılan *Crystal-Ball* fonksiyonu (Gaiser, 1982) bu tepki dağılımları için de kullanılabilir. Denklem-5.4, orta bölgede Gauss piki fakat kuyruk bölgelerinde üstel azalan bir fonksiyondur:

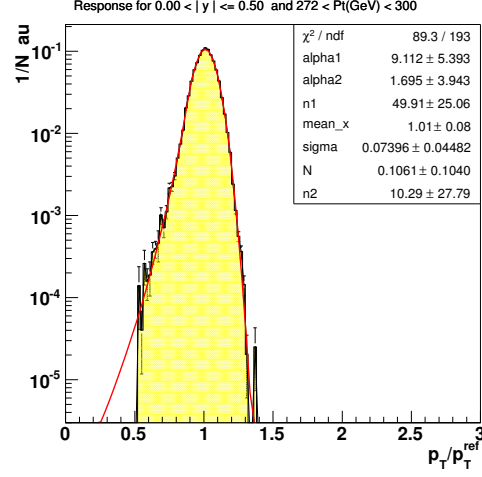
$$f(x; \alpha, n_1, n_2, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} A_1 \cdot (B_1 - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n_1}, & \alpha_1 \leq \frac{\bar{x}-x}{\sigma} \\ \exp(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}), & \alpha_1 < \frac{\bar{x}-x}{\sigma} \leq \alpha_2 \\ A_2 \cdot (B_2 - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n_2}, & \frac{\bar{x}-x}{\sigma} \leq \alpha_2 \end{cases} \quad (5.4)$$

burada $A_i = \left(\frac{n_i}{|\alpha_i|}\right)^{n_i} \cdot e^{-\frac{|\alpha_i|^2}{2}}$ ve $B_i = \frac{n_i}{|\alpha_i|} - |\alpha_i|$, N normalizasyon çarpımı, $\bar{x}$ ve σ sırası ile, orta bölgedeki Gauss pikin orta noktasını ve standart sapmasını ifade etmektedir, α_i ve n_i sırası ile sol ve sağ taraftaki üstel azalan kuyruğun üstel azalmasını ifade eden parametrelerdir.

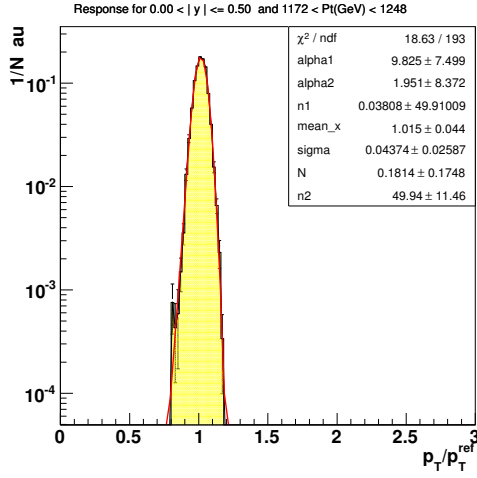
İnklusif jet tesir kesiti, $|y| < 2.5$ rapidite bölgesine kadar incelenmesi sebebi ile herbirinin genişliği 0.5 olan 5 adet rapidite bölgesi ve 50 adet p_T bin aralığı için MC-Gerçeklik yöntemi ile toplam 250 kadar histogram elde edildi. Daha sonra bu histogramlardaki noktalar üzerine Crystal-Ball fonksiyonu ile uydurma işlemi yapıp, Gauss pikin standart sapması (σ) ve ortalama değeri ($\langle p_T/p_T^{ref} \rangle$) hesaplanmıştır; $0 < |y| \leq 0.5$ bölgesine ait kalorimetre tepki dağılımları Ek-B'de verilmiştir. Şekil-5.7'de Crystal-Ball fonksiyonu için uydurma işlemi ile elde edilen dağılım kırmızı çizgi ile gösterilmektedir. Dikkat edilirse yüksek enerjilere çıkıldığında pikin genişliği ciddi anlamda küçülmektedir, bu CMS kalorimetrelerinin jet momentumlarını daha hasas şekilde ayırt edebildiğini ifade etmektedir. Toplam 5 adet rapidite bölgesindeki her bir aralık için $\sigma/\langle p_T/p_T^{ref} \rangle$ oranı dedektörün jet momentum çözünürlüğünü vermektedir. Şekil-5.8'de dedektörün orta bölgesindeki iki rapidite aralığı için enerji çözünürlüğü çizilmiştir. Diğer rapidite bölgeleri için grafikler Ek-B'de ayrıca verilmiştir. Her bir rapidite bölgeleri için elde edilen grafikler daha sonra Denklem-5.1 kullanılarak değişimi parametrize eden değerlerin bulunabilmesi için uydurma işlemi yapılmıştır. Elde edilen A , B ve C katsayıları Çizelge-5.5'de verilmiştir.



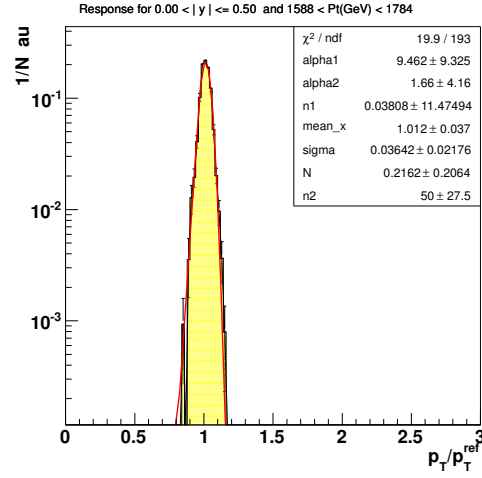
(a) 49-56 GeV aralığında tepki dağılımı.



(b) 272-300 GeV aralığında tepki dağılımı.

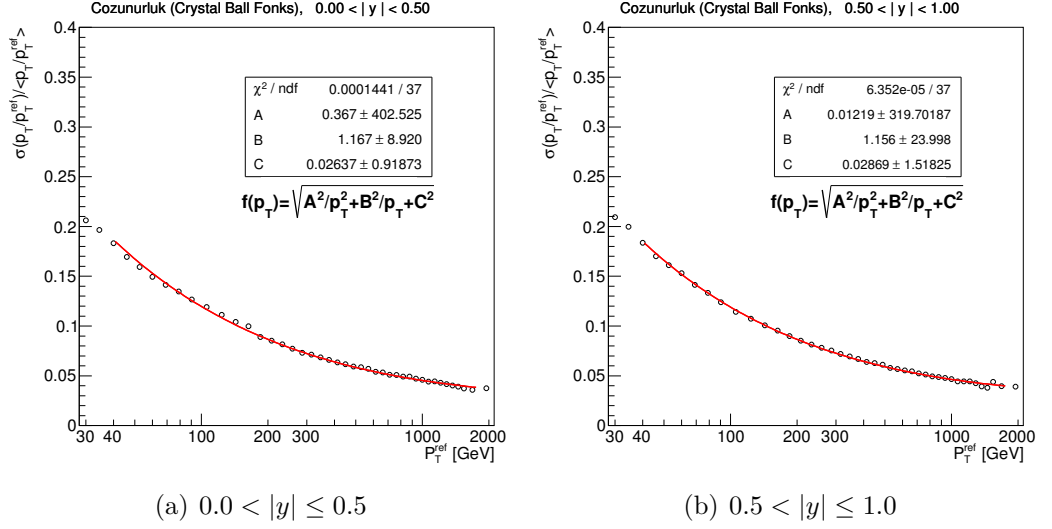


(c) 1172-1248 GeV aralığında tepki dağılımı.



(d) 1588-1684 GeV aralığında tepki dağılımı.

Şekil 5.7: CMS dedektörünün $0 < |y| \leq 0.5$ rapidite bölgesindeki 4 farklı enerji aralığında, jet hüzmelerine karşı verdiği tepki ve bu tepki üzerine pikin orta bölgesinde Gauss, orta bölge dışındaki kuyruk bölgelerindeki üstel azalmayı ifade eden Crystal-Ball fonksiyonu ile uydurma işlemi yapılmıştır. (Anti- k_T algoritması ve $R = 0.5$)



Şekil 5.8: Farklı iki rapidite bölgesi için jet momentum ayırt etme gücünün p_T ile değişimi gösterilmektedir. Kırmızı çizgi Denklem-5.1 ile yapılan uydurma işlemini göstermektedir, siyah noktalar ise MC (flatQCD) simülasyonu ile elde edilen noktalardır. (Anti- k_T , $R = 0.5$)

Çizelge 5.5: Her bir rapidite bölgesinde tepki dağılımları üstüne bir fonksiyon ile uydurma işlemi sonucu jet momentum çözünürlüğünü ifade eden A, B ve C katsayıları. (Anti- k_T algoritması ve $R = 0.5$)

Rapidite	A	B	C
$0.0 < y \leq 0.5$	0.3670	1.167	0.02637
$0.5 < y \leq 1.0$	0.0122	1.156	0.02869
$1.0 < y \leq 1.5$	0.1913	1.226	0.03222
$1.5 < y \leq 2.0$	2.1710	1.157	0.00163
$2.0 < y \leq 2.5$	3.5851	0.8481	0.01799

5.3.2 Asimetri metodu ile jet enerji ayırma gücü

Asimetri yöntemi (CMS Collaboration, 2011a) Şekil-5.6'de görülen ve $p-\phi$ düzleminde sırt-sırta saçılmış iki jet için asimetri, Denklem-5.5'de görüldüğü üzere, yüksek enerjili iki jetin momentum farkının momentum toplamına olan oranı olarak tanımlanmıştır.

$$A = \frac{p_T^{jet1} - p_T^{jet2}}{p_T^{jet1} + p_T^{jet2}} \quad (5.5)$$

Çarpışma olayında en yüksek enerjili jetler p_T^{jet1} ve p_T^{jet2} değişkenleri ile tanımlandığına göre, asimetri değişkeninin varyansı Denklem-5.6 ile tanımlanmaktadır. Eğer $p_T = p_T^{jet1} = p_T^{jet2}$ ve $\sigma(p_T) = \sigma(p_T^{jet1}) = \sigma(p_T^{jet2})$ olduğu kabul

edilirse, çözünürlük için Denklem-5.7 elde edilir.

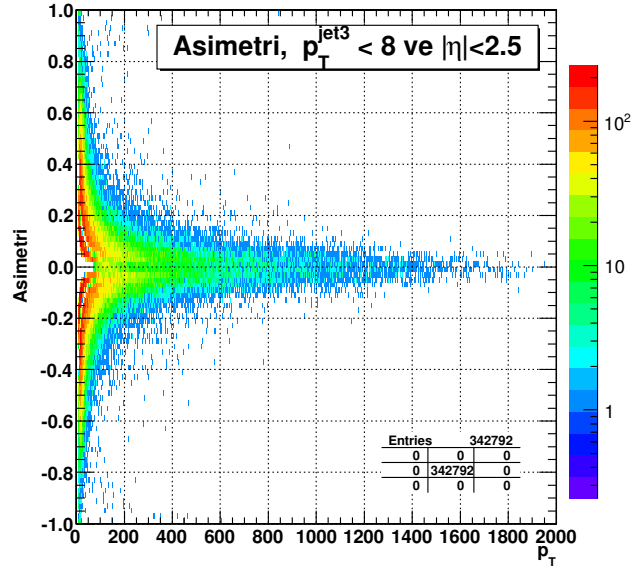
$$\sigma_A^2 = \left| \frac{\partial A}{\partial p_T^{jet1}} \right| \sigma^2(p_T^{jet1}) + \left| \frac{\partial A}{\partial p_T^{jet2}} \right| \sigma^2(p_T^{jet2}) \quad (5.6)$$

$$\left(\frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right) = \sqrt{2} \sigma_A \quad (5.7)$$

Şekil-5.9'de MC simülasyonu ile elde edilmiş asimetrinin p_T ile değişimi görülmektedir. Bölüm-5.3.1'de ifade edildiği gibi gerçektende yüksek enerjilerde jet hüzmelerinin enerjileri daha hassas şekilde ölçülebilmektedir ve Şekil-5.9'de yüksek p_T değerleri için dağılımın daraldığı görülmektedir.

Asimetri değişkeni tam olarak sırt-sırta meydana gelen jet hüzmeleri kullanılarak hesaplanmalıdır, bunun için MC ve kaydedilmiş gerçek çarpışma verileri incelenirken, ϕ uzayında jet hüzmeleri arasındaki açının $(\phi_{jet1} - \phi_{jet2})/\pi > 0.9$ olduğu çarpışma olayları ele alınmıştır. Bu koşulun yanında, gerçek çarpışma olayları içerisinde sadece iki jet içeren olaylar bulmak maalesef alt-olaylar, parton sağnağının rastgele gelişimi ve dedektör etkilerinden dolayı oldukça zordur, bunun yerine çarpışma olayında meydana gelen en yüksek enerjili 3. jetin momentumu sınırlandırılarak "dijet" içeren daha saf bir örneklem kümesi elde edilebilir. Bunun için sırt-sırta saçılan jet kümesinin içinden en yüksek enerjili 3. jetin sırası ile $p_T^{3.jet} < 8, 15, 20, 30$ GeV koşulunu sağlaması istenerek, her bir durum için Bölüm-5.1'de anlatılan eleklerden geçebilen olaylar için Şekil-5.10'de örnek olarak ~ 50 p_T bin arasından sadece 4 farklı bin için, asimetri dağılımı gösterilmektedir. $p_T < 8$ GeV için tüm p_T binlerinde CMS ve MC verileri arasında karşılaştırma Bölüm-C'de verilmiştir. Bundan sonra önceki bölümde izlenen yol takip edilir; ilk olarak Crystal-Ball (Denklem-5.4) fonksiyonu ile uydurma işlemi yapılır, orta bölgedeki Gauss pikin genişliği σ_A ile çözünürlük dağılımı arasında Denklem-5.7 ile verilen bağıntı uyarınca çözünürlük hesaplandı. Daha sonra aynı p_T binler için her bir p_T^{jet3} kesim değeri kullanılarak elde edilen çözünürlük değerleri, lineer bir fonksiyon ile kestirimde bulunularak $p_T \approx 0$ GeV'deki değeri elde edildi. Şekil-5.11'de sadece iki adet bin için bu lineer uydurma gösterilmiştir.

Asimetri dağılımının varyasyonu hesaplandıktan sonra, Denklem-5.1 kullanılarak, jet hüzmeleri için MC ve gerçek CMS verilerinin yardımı ile CMS'in enerji çözünürlüğü için elde edilen dağılımlar, bu dağılımlardan elde edilen çözünürlük ve çözünürlük fonksiyonu kullanılarak uydurma işlemi ile çözünürlüğü parametrize eden A , B ve C katsayıları elde edilmiştir. Şekil-5.12'da kırmızı çizgi bu uydurma işlemi sonunda elde edilen dağılımı göstermektedir.

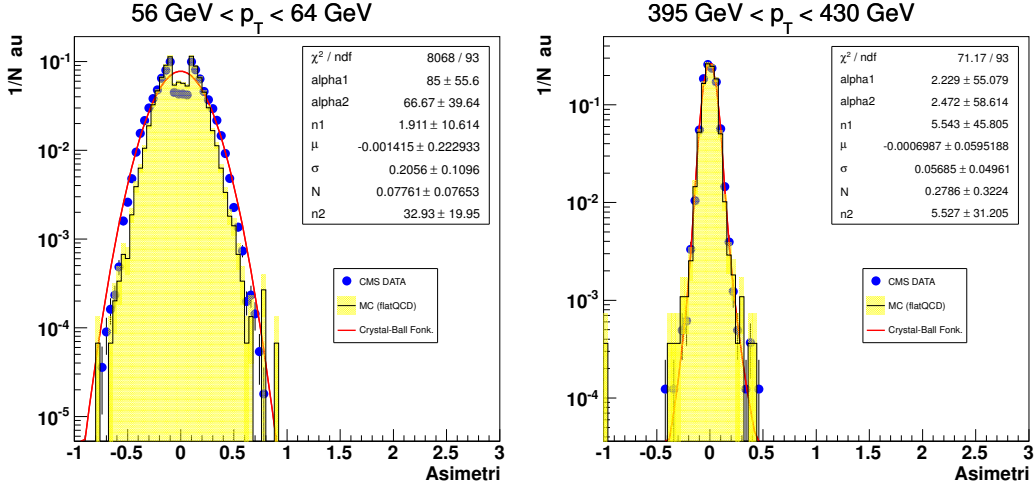


Şekil 5.9: Dijet içeren MC simülasyon verileri üzerinden asimetri dağılımının yüksek p_T değerlerinde daraldığı görülmektedir. (Anti- k_T , $R = 0.5$).

Bu adımdan sonra dedektörün jet hüzmeleri için enerji ayırma gücü yada çözünürlüğü belirlenmiş olmaktadır. Bundan sonra elde edilen jet spektrumu üzerinde enerji çözünürlüğü sebebi ile dedektörün yapmış olduğu etkiler (spektrumdaki yaydırma işlemi) belirlenip, bu etkiler terslenerek dedektör etkilerinden arındırılmış jet p_T spektrumu elde edilecektir.

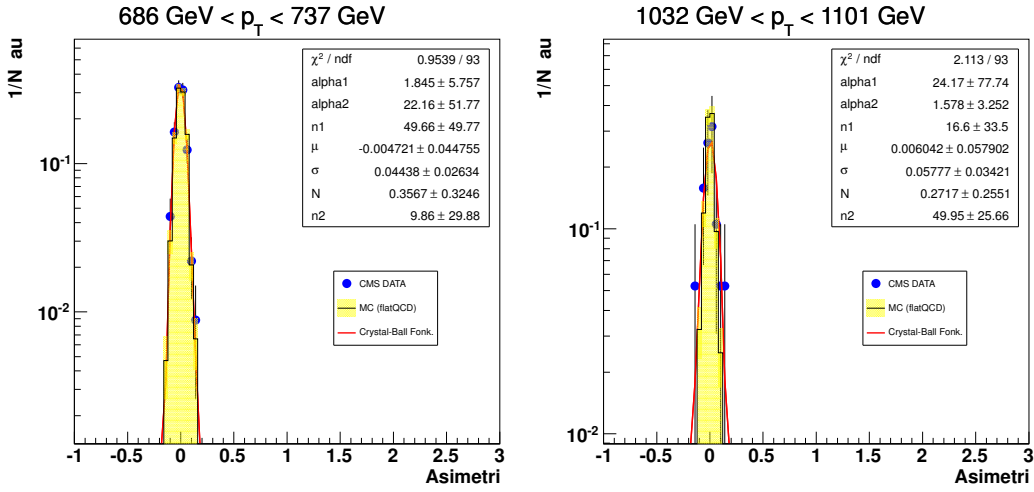
5.3.3 Enerji çözünürlüğe ait sonuçların karşılaştırılması

MC ve çarpışma verileri ve Asimetri yöntemi ile elde edilen çözünürlük dağılımları üst üste bindirilmiş hali Şekil-5.12’de görülmektedir. Dikkat edilirse MC verileri üzerinden hem Asimetri hem MC-Gerçeklik yöntemi ile elde edilen çözünürlük değerleri CMS verilerinin altında olduğu görülmektedir. Bunun anlamı çarpışma verileri jet hüzmelerinin enerjilerini MC simülasyonlarının öngördüğünden daha geniş dağıtmaktadır. Dedektör etkileri sebebi ile dedektör çözünürlüğünün daha yüksek çıkması beklenen bir durumdur. Asimetri yöntemi ile elde edilen dağılımlar düşük enerji bölgesinde $\approx 20\%$ kadar fark bulunurken yüksek enerji değerlerinde bu fark kapanmakta ve birbirlerine oldukça yaklaşmaktadırlar. Elde edilen bu dağılımlar ile Bölüm-6.4.3’de p_T çözünürlüğünden dolayı inklüsif jet tesir kesitine gelen belirsizlik kaynağının hesap edilmesi için kullanılacaktır.



(a) 56-64 GeV aralığında tepki dağılımı.

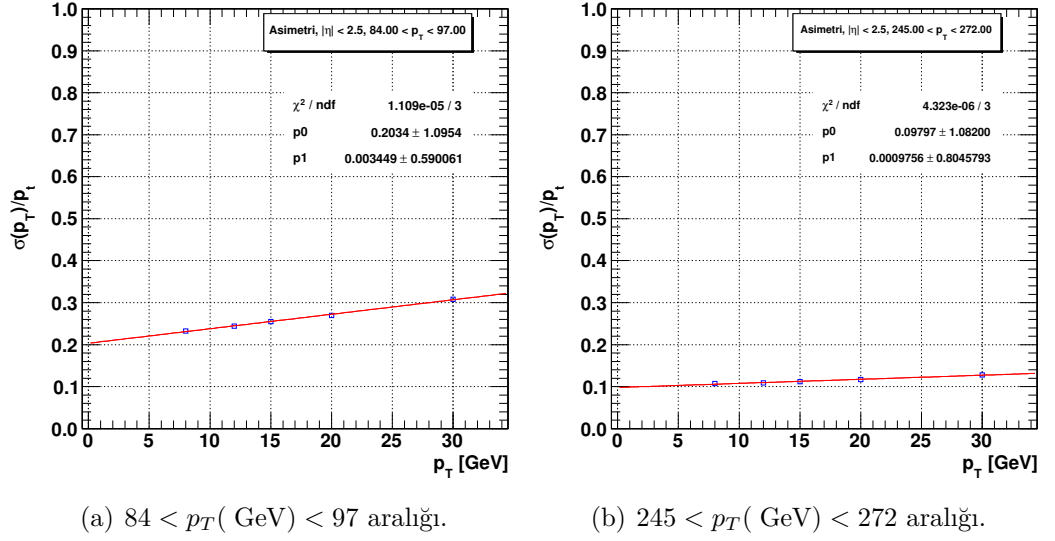
(b) 395-430 GeV aralığında tepki dağılımı.



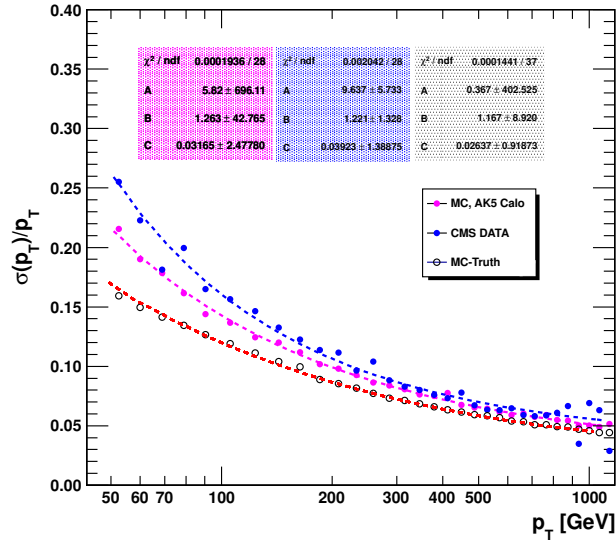
(c) 686-737 GeV aralığında tepki dağılımı.

(d) 1032-1101 GeV aralığında tepki dağılımı.

Şekil 5.10: CMS dedektörünün 4 farklı enerji aralığında jet hüzmelerinin Asimetri yöntemi ile elde edilen her bir p_T aralığındaki asimetri dağılımları, Crystal-Ball fonksiyonu ile uydurma işlemine ait 4 farklı dağılım gösterilmiştir. (Anti- k_T algoritması, $R = 0.5$, $|y| < 2.5$ ve $p_{T,3} < 8$ GeV)



Şekil 5.11: Asimetri yöntemi kullanılarak farklı p_T^{jet3} değerleri için elde edilen çözünürlük değerleri lineer fonksiyon ile uydurulup $p_T^{jet3} \approx 0$ GeV için değeri hesaplanmıştır. (CMS verileri, Anti- k_T algoritması, $R = 0.5$, $|y| < 2.5$)



Şekil 5.12: MC-Gerçeklik ve Asimetri yöntemleri kullanılarak MC ve CMS çarpışma verileri kullanarak elde edilen çözünürlüğün karşılaştırılması. Asimetri yönteminde (pembe MC, mavi CMS data), $p_T^{jet3} \approx 0$ GeV kestirimi ile jet p_T çözünürlüğü $|\eta| < 2.5$ bölgesi için, MC-Gerçeklik yöntemi (siyah noktalar) ise $|\eta| < 0.5$ bölgesi için çizilmiştir. (Anti- k_T algoritması, $R = 0.5$)

5.3.4 Binlere ayırma

CMS dedektörü sonlu bir ayırma gücüne sahip olması sebebi ile jet spektrumu ve ilgili diğer fiziksel dağılımlar (enerji, momentum, rapidite ve vb...) çizdirilirken verilerin belli aralıklara (*bin*) ayrılması gerekmektedir. Örneğin herhangi bir grafikte serbest değişken p_T ise aralıkların genişlikleri dedektörün tayin edilmiş p_T çözünürlüğü ile orantılı olmalıdır. Bunun yanında her bir aralığın genişliği aralığın orta noktasında mutlak çözünürlüğün değerine kabaca eşit olmalıdır.

Buna göre $\sqrt{s} = 7$ TeV enerji ile yapılan çarpışmalarda gözlemlenebilecek en yüksek enerjili parçacığın momentumu teorik olarak 7 TeV'dir, fakat gerçek dünyada bu kadar yüksek enerjili tek bir parçacık gözlemlenemez. CMS dedektöründe 2011 yılında elde edilen verilerde gözlemlenebilen en yüksek enerjili parçacığın momentumu enerji düzeltmesi yapıldıktan sonra Şekil-5.5'de görüldüğü üzere ~ 1500 GeV'dir. Buna göre 1500 GeV'e kadar elde edilen çözünürlük değerleri uyarınca, Çizelge-5.6'de verilmiş olan bin değerleri p_T spektrumunun elde edilmesinde, dolayısıyla diferansiyel inklusif jet tesir kesiti gibi fiziksel dağılımlarda bu aralıklar kullanılacaktır. Çizelge-5.6'de verilmiş olan aralıklar CMS deneyinde Exotica grubu tarafından belirlenmiş ve fizik analizlerinde kullanılan değerlerdir.

Çizelge 5.6: Jet hüzmelerinin p_T değerleri için kullanılacak aralıkların sınırları.

p_T için <i>bin</i> 'lerin alt limitleri (GeV)									
1	9	18	29	40	53	67	81	97	114
133	153	174	196	220	245	272	300	330	362
395	430	468	507	548	592	638	686	737	790
846	905	967	1032	1101	1172	1248	1327	1410	1497
1588	1684	1784	1890	2000	2116	2238	2366	2500	2640
2787	2941								

5.4 Tek-Jet Tetikleme Anahtarına ait Verimlilik Analizi

Şekil-2.3'de verilmiş olan jet saçılma tesir kesitine ait değerlere bakıldığında $\sqrt{7}$ TeV için $\sigma_{jet}(E_T > 100 \text{ GeV}) \approx 10^3$ nb ve bir saniyede $\approx 10^3$ adet jetin meydana geleceğini ifade etmektedir. Bu jet hüzmelerinden bazıları ilginç fizik süreçlerine karşılık geldiği gibi esnek ve yeni fizik sinyaline karşılık gelmeyen bir çok jet meydana gelecektir. Daha düşük enerjili jetlerin meydana

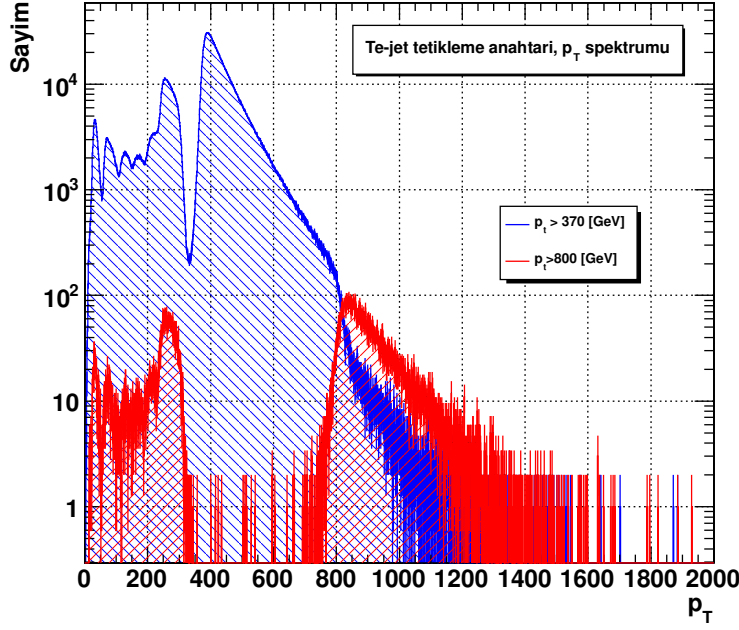
gelme sıklığı üstel olarak artmaktadır. Bölüm-3.2.6’da detaylı olarak açıklanan CMS’in tetikleme mekanizması bu ilginç olmayan jet hüzmelerinin meydana geldiği olayların hepsini kaydetmek yerine, daha sonra yapılacak olası çalışmalar için sadece belli enerji değerlerini geçenler, ölçeklenerek belli oranı kaydedilmektedir. Çizelge-5.7’de örnek olarak verilmiş olan bir çarpışma verisinde aktif olan L1 tetikleme anahtarları, bu tetiklenen verilerin daha ayrıntılı incelenmesi için, gönderilen HLT sistemi ve ölçekleme çarpanı uyarınca kaydedilen lüminozite, ölçekleme çarpanı ile çarpılarak efektif lüminozite değerleri elde edilmiştir.

Jetlerin p_T spektrumu oluşturulurken her bir p_T aralığında sadece bir adet tek-jet tetikleme anahtarı aktiftir, fakat HLT sistemi hızlı karar vermesi gereken bir sistem olması sebebi ile, HLT tablolarındaki tek-jet koşullarından birisini sağlayan çarpışma olayı daha sonra ayrıntılı incelendiğinde, aslında bu tetikleme koşulunu sağlamadığı durumlar sıklıkla görülmektedir. Örneğin Şekil-5.13’de sadece HLT_JET800 tarafından tetiklenmiş olaylar görülmektedir. Bu tetikleme anahtarı 800 GeV ve üzerinde p_T değerine sahip jet içeren olaylar için aktif durumdadır ve yüksek değere sahip olması sebebi ile herhangi bir ölçekleme yapılmamaktadır. Burada ≈ 800 GeV civarında spektrumun birden yükselmesi bu momentum değerinde bu tetikleme anahtarının aktif olduğunu göstermektedir, fakat 400 GeV’den düşük değerlerde bile bu tetikleme anahtarının aktif olması, HLT sisteminin doğru karar verememiş olduğunu göstermektedir. Benzer durum ≈ 370 GeV civarındaki bir alt momentum aralığında aktif olan tetikleme anahtarı içinde mevcuttur. Bu sebeple jetlerin p_T spektrumu oluşturulurken tüm anahtarların aktif olduğu fakat her bir p_T bin içinde sadece tek bir tetikleme anahtarının katkı getirmesine izin verilmelidir. Buna göre her bir tetikleme anahtarının en yüksek oranda aktif olduğu bölge belirlenerek jet spektrumu oluşturulmalıdır.

CMS detektörü içinde tek bir jet’in varlığı ile aktif hale gelen jet anahtarları, Çizelge-5.7’de verilenlerin yanında HLT_Jet90, HLT_Jet150 ve HLT_Jet370 anahtarlarıdır. Tetikleme anahtarlarının isimlerinden de anlaşılacağı gibi, son-daki rakamlar tetiklemenin aktif olduğu enerji değerini belirtmektedir. Fakat HLT sisteminin hızlı karar verirken yapılandığı jet momentum değeri ile veriler kaydedilip daha ayrıntılı analiz edildikten sonra yapılandırılan enerji değeri arasındaki fark sebebi ile, her bir tetikleme anahtarının %99 aktif olduğu sınır belirlenmelidir.

Tetikleme anahtarları için verimlilik şöyle tanımlanmıştır:

Her bir rapidite ($\Delta\eta = 0.5$ ’lik adımlar) ve p_T binleri için tek-jet tetikleme



Şekil 5.13: HLT_JET370 ve HLT_JET800 anahtarlarına ait p_T spektrumu.

anahtarı aktif hale gelmiş olay sayısının daha alt eşik değerine sahip aynı rapidite ve p_T bin'indeki olay sayısına oranı bu tetikleme anahtarının incelenen p_T bini için ne kadar verimli olduğunu belirtmektedir. Burada ortaya çıkan spektrum belli bir noktadan itibaren 0'dan 1'e çok hızlı çıkmaktadır.

Her bir tetikleme anahtarı ve bir alt eşik değere sahip tetikleme anahtarına ait spektrumların birbirine oranı ile elde edilen dağılım bir basamak fonksiyonudur ve Denklem-5.8 ile uydurularak verimin 0.99'a geldiği yer, verimlilik için dönme noktası olarak tanımlanır, her bir tetikleme anahtarı için benzer analiz sonucunda dönüm noktaları hesaplanmıştır.

$$\text{Frekans}(p_T) = p_0 + \frac{1 - p_0}{2} \times \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \times \int_0^{(p_T - p_1)/p_2} e^{-t^2} dt \right) \quad (5.8)$$

Burada her bir tetikleme anahtarına ait spektrum, üst tetikleme anahtarının eşik bölgesine gelindiğinde kesilmektedir, böylece her bir p_T bin için sadece bir adet tetikleme anahtarı katkı vermektedir. Aksi durumda her bir tetikleme anahtarı farklı ölçeklenme katsayısına sahip olacaktır, dolayısıyla farklı efektif lüminozite değerine sahip olacak ve jet spektrumunda tetikleme eşik değerlerinde yapay dip yada tepeler meydana gelecektir. Şekil-5.4'de gözlemlenen jet spektrumu her bir eşik bölgesine gelindiğinde kesilmiş, aynı zamanda her bir tetikleme anahtarı Çizelge-5.14 kaydedilmiş olan efektif lüminozite değerleri ile normalize edilmiştir. Tetikleme anahtarlarının efektif lüminozite değerlerinin

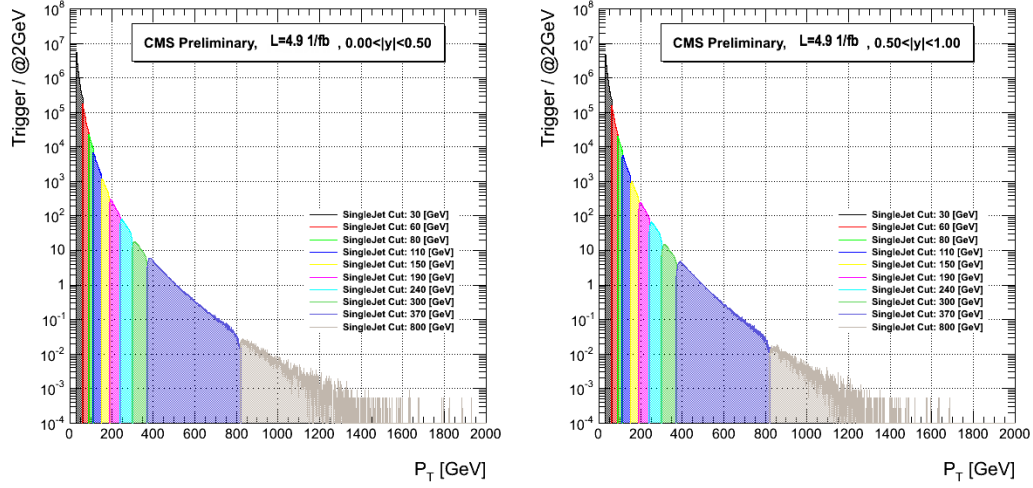
Çizelge 5.7: 179563 sayılı run süresince aktif olan tek-jet tetikleme anahtarları (L1+HLT), her bir tetikleme anahtarının kaydetmiş olduğu lüminozite ve ölçekleme çarpanı ile yapılan düzeltme sonucu efektif lüminozite değerleri.

RUN No:	Kaydedilen Lümi. (pb ⁻¹)	Tet. Anahtarı (Ölçek Çarp.)	L1-Tet. Anahtarı (Ölçek Çarp.)	Efektif Lümi. (pb ⁻¹)
179563	61.987	HLT_Jet30 (20)	L1_SingleJet16 (54000)	$57.395 \cdot 10^6$
179563	61.987	HLT_Jet60 (80)	L1_SingleJet36 (300)	$2.583 \cdot 10^3$
179563	61.987	HLT_Jet110 (80)	L1_SingleJet68 (13,15)	$56.938 \cdot 10^3$
179563	61.987	HLT_Jet190 (100)	L1_SingleJet92 (1)	$619.868 \cdot 10^3$
179563	61.987	HLT_Jet240 (20)	L1_SingleJet92 (1)	3.099
179563	61.987	HLT_Jet300 (1)	L1_SingleJet128 (1)	61.987
179563	61.987	HLT_Jet800 (1)	L1_SingleJet128 (1)	61.987

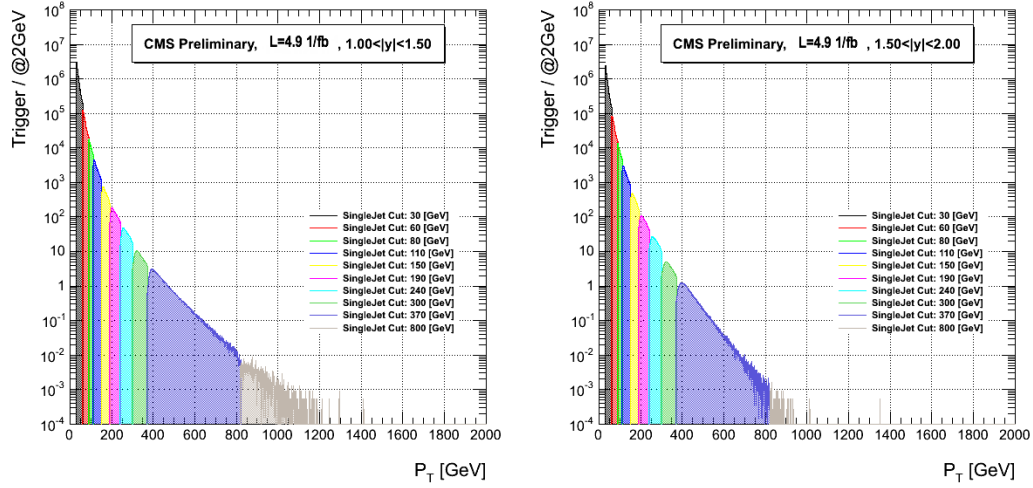
hesabı, incelenen lüminozite bloklarını veren JSON dosyası ve lumiCalc2.py* programı ile yapılmaktadır.

Böylece Çizelge-5.4 ve Çizelge-5.3 ile her bir rapidite bölgesindeki her bir jet spektrumunun ne kadar verim ile kaydedildiği elde edilmiştir. Bu buradaki verim çarpanlarının bir araya getirilmesi ve jet spektrumunu normalize eden lüminozite değerlerinin yardımı ile Şekil-5.14'de gösterilmiş olan jet hüzmelerine ait spektrum elde edilmiştir.

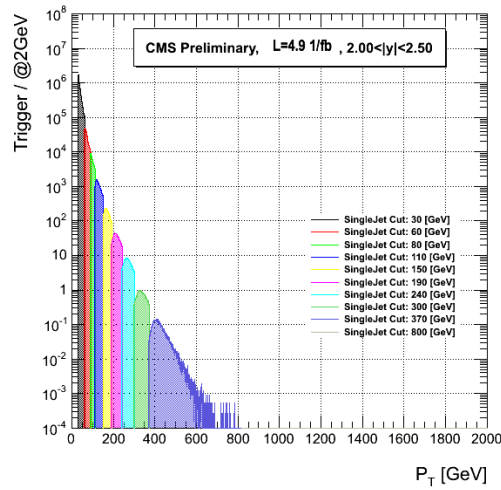
*<http://cmssw.cvs.cern.ch/cgi-bin/cmssw.cgi/CMSSW/RecoLuminosity/LumiDB/scripts/lumiCalc2.py>



(a) $0.0 < |y| < 0.5$ rapidite bölgesi için jet (b) $0.50 < |y| < 1.00$ rapidite bölgesi için jet spektrumu.



(c) $1.00 < |y| < 1.50$ rapidite bölgesi için jet (d) $1.50 < |y| < 2.00$ rapidite bölgesi için jet spektrumu.



(e) $2.00 < |y| < 2.50$ rapidite bölgesi için jet spektrumu.

Şekil 5.14: Her bir tek-jet tetikleme anahtarlarının aktif olduğu bölgeler efektif lüminozite ile normalize edildiğinde jet spektrumu $0 < |\eta| < 2.5$ rapidite bölgesi için elde edilmektedir.

Çizelge 5.8: 2011 yılında tek-jet tetikleme anahtarlarının kaydetmiş olduğu toplam efektif lüminozite değerleri ve çarpışma olaylarını ayıklayan filtrelerin çarpanları ile düzeltilmiş olan son lüminozite değerleri.

TETİKLEME ANAHTARI	EFEKTİF LÜM. (pb ⁻¹)	SON LÜM. (pb ⁻¹)
HLT_Jet30	0.015379	0.0091354
HLT_Jet60	0.411080	0.3666832
HLT_Jet90	0.900916	0.8072207
HLT_Jet110	7.292402	6.7381794
HLT_Jet150	33.51101	31.533859
HLT_Jet190	154.9817	147.23261
HLT_Jet240	528.5608	501.07561
HLT_Jet300	5040.146	4893.9818
HLT_Jet370	4202.386	4072.1120
HLT_Jet800	4180.065	4029.5826

6. İNKLÜSİF JET TESİR KESİTİNİN ÖLÇÜLMESİ

6.1 Differensiyal Saçılma Tesir Kesiti

Diferansiyel inklüsif jet tesir kesiti en basit anlatımı ile birim rapidite ve birim momentumda (yada enerji) çarpışma sonucu jet hüzmesi meydana gelme olasılığını ifade etmektedir. Bölüm-5.4'in en sonunda Şekil-5.14 ile elde edilen jet spektrumu yardımı ile diferansiyel jet tesir kesiti elde edilebilir. Buna göre inklüsif jet tesir kesiti Denklem-6.1 ile tanımlanmıştır.

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T dy} = \frac{(C_{\text{öz}})_{\text{bin}}}{\mathcal{L} \cdot \varepsilon} \cdot \frac{(N_{\text{jets}})_{\text{bin}}}{(\Delta p_T)_{\text{bin}} \cdot \Delta y} \quad (6.1)$$

burada :

- N_{jets} , her bir *bin* içinde bulunan jet sayısı,
- $\mathcal{L}$, her bir HLT anahtarına ait ve Çizelge-5.7'de verilen efektif lüminozite değerleri,
- ε , çarpışma olaylarını ayıklarken Bölüm-5.1'de tanımlanmış filtrelerden geçen olayların oranı,
- $C_{\text{öz}}$, her bir bin için dedektör çözünürlüğü etkisi ile jet spektrumunda meydana gelen bozulmayı düzelten çarpan,
- Δp_T , Çizelge-5.6 ile verilen farklı p_T binlerinin genişlikleridir, Δy CMS dedektörünün geometrisi uyarınca 0.5 olarak alınmıştır.

Buna göre $\mathcal{L}$, Δy , Δp_T , ε ve N_{jets} değişkenleri Bölüm-5'de incelendi ve hesaplandı. CMS dedektörü sonsuz küçük bir çözünürlüğe sahip olmaması sebebi ile, Şekil-5.14'de verilen jet spektrumunun Çizelge-5.6 ile tanımlanmış p_T aralıklarına göre dağıtılması gerekmektedir. İnküsif jet tesir kesitini hesaplayabilmek için geriye, sadece çözünürlük sebebi ile meydana gelen bozulmanın (yaydırma) hesaplanması ve bu bozulmayı yok etmek için $(C_{\text{öz}})_{\text{bin}}$ düzeltme çarpanlarının elde edilmesi kalmıştır.

Yüksek enerji fiziğinde elde edilen tüm dağılımların teorik öngörüler ile karşılaştırılabilmesi için, öncelikle tüm dedektör etkilerinden arındırılması ge-

rekme, bu işleme çözme (unfolding) adı verilmektedir. Çözme işlemine geçmeden önce ilk olarak teorik hesaplama ile inklusif jet tesir kesitinin hesaplanması gerekmektedir. Elde edilecek dağılımlar üzerinde Bölüm-5.3’de çözünürlüğü parametrize eden çözünürlük katsayıları yaydırma işlemi yapılarak, yaydırma işleminin kendisini parametrize eden katsayılar elde edilecektir.

6.2 Teorik Hesaplamalar

Saçılma tesir kesitlerini pQCD kullanarak yüksek mertebeden hesaplamalar yapmak çok zaman ve CPU harcayan bir işlemdir. Proton-proton saçılmalarında belli bir saçılma sürecine ait tesir kesiti Denklem-6.2 ile güçlü nükleer kuvvetin n mertebeden seri şekilde tanımlanabilir:

$$\sigma_{p_1 p_2} = \sum_{k=0}^n \alpha_s^k(\mu_R) \sum_{\text{çeşni:}i,j} \alpha_S(\mu_R) c_{ijk}(\mu_R, \mu_F) \cdot f_i^{p_1}(x_1, \mu_F) \cdot f_j^{p_2}(x, \mu_F) \quad (6.2)$$

burada α_s güçlü nükleer kuvvetin kuplaj sabiti, c_{ijk} pertürbasyon katsayıları, $f_i^{p_1}(x_1, \mu_F)$ ve $f_j^{p_2}(x, \mu_F)$ ise p_1 ve p_2 protonlarında saçılmaya katkı getiren i ve j partonlarının dağılım fonksiyonu, μ_R ve μ_F renormalizasyon ve faktörizasyon katsayılarıdır, son olarak x_1 ve x_2 partonların momentum miktarına ait yüzdelik değerlerini ifade etmektedir. Fakat hangi meretebede bu açılımın yeterince gerçeğe yakın değerler verdiği sadece *tam* değeri bilindiğinde yada en azından pertürbasyon açılımdaki bir üst terim biliniyor ise belirlenebilir. Saçılma tesir kesitinin *tam* değeri yada bir üst mertebeye ait terim hesaplanmadığı durumlarda, renormalizasyon (μ_R) ve faktörizasyon (μ_F) ölçek değerlerinin değiştirilerek pratik olarak hesaplanabilmektedir. Bunun yanında farklı PDF tablolarının parton dağılımları için farklı değerler vermesi sebebi ile, tüm tablolar üzerinden hesaplama yapmak gerekmektedir. bulunması sebebi ile

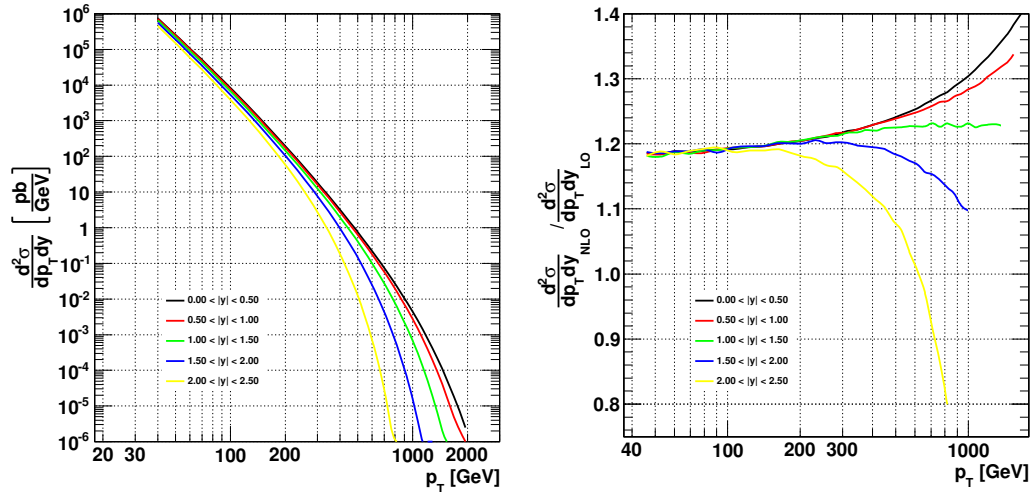
Buna göre, saçılma tesir kesitlerinin değişimi için pertürbatif katsayıları ile (c_{ijk}) sistematik şekilde değiştirilmiş farklı ölçek katsayıları ($\mu_{R,F}$) ve farklı α_s değerleri için farklı parton dağılım tabloları üzerinden konvolüsyon yapılması gerekmektedir. FASTNLO (Kluge et al., 2006) programı, farklı ölçek ve α_s değerlerinde hesaplayabilmek için çok boyutlu interpolasyon teknikleri kullanarak hızlı hesaplama yapılmasını sağlamaktadır.

Böylece pertürbatif katsayılarının, interpolasyon bölgeleri üzerinden integre ederek farklı PDF, α_s , faktörizasyon (μ_F) ve renormalizasyon (μ_R) ölçekleri üzerinden hızlı bir şekilde hesaplama, ile gözlenebilir değişkenlerin değişimi hesaplanmaktadır. Şekil-6.1’de FASTNLO++ programı kullanılarak 5

farklı rapidite bölgelerinde elde edilen jet saçılma tesir kesitinin değişimi gösterilmiştir.

FASTNLO, NLOJET++ programının NLO mertebesinde hesapladığı katsayılarını kullanarak, programın kendisine ait interpolasyon bölgeleri üzerinden integre ederek PDF dağılımları ile konvolüsyon yapmaktadır.

Farklı PDF dağılımlarından gelen sistematik hata da incelenmesi gerekmektedir.



(a) Diferansiyel jet saçılma tesir kesiti.

(b) Diferansiyel jet saçılma tesir kesitinin NLO/LO değişimi.

Şekil 6.1: Diferansiyel jet saçılma tesir kesitinin $\frac{d^2\sigma}{dp_T dy}$ 5 rapidite bölgesindeki değişimine ait teorik hesaplama (a) ve üst ilmek katkılarının oranı(b).

6.3 Dedektör Etkilerinin Arındırılması

Teorik öngörüler ile deneysel sonuçların dedektör etkilerinden arındırılmış olması aynı zamanda farklı deneylere ait dağılımları, o deneylerin dedektör tepkilerinden bağımsız şekilde karşılaştırmamıza olanak tanımaktadır. Bu aynı zamanda Monte Carlo olay üretici programların gerçek fiziksel dağılımları en iyi ifade eden ince ayar parametrelerinin belirlenmesini (*tunning*) kolaylaştırmaktadır. Bunun için ölçülen fiziksel dağılımların *çözdürülmesi* (unfolded) gerekmektedir. Aslında ölçümler dedektör etkilerine ait düzeltmeler yapılmadan, dedektör tepki matrisi ile birlikte de sunulabilir. Fakat bu durumda teorik dağılımın her bir deney ve her bir ölçüm için tepki-matrisi ile yaydırılması (smearing) gerekecektir ve bu Monte Carlo ince ayar parametrelerinin belirlenmesini karmaşık hale getirmektedir.

Çözdürme sürecinde dedektörün tepki matrisi R genellikle Monte Carlo simülasyon çalışmalarından türetilmektedir. CMS'in dedektör tepkileri GEANT (Agostinelli et al., 2003) simülasyonları kullanılarak elde edilmiştir. Bu metodu uygulayabilmek için tam olarak değeri bilinmeyen jet tesir kesitinin dağılımına uyan bir fonksiyon kullanarak, Monte Carlo simülasyonu ile elde edilmiş jet tesir kesiti dağılımını uydurmaktır. Daha sonra, her bir p_T aralığı için dedektörün Bölüm-5.3'de hesaplanmış çözünürlük dağılımları ile spektrumu yaydırmak ve jet tesir kesitini nasıl değiştirdiğinin belirlenmesi gerekmektedir. Böylece dedektörün çözünürlüğü sebebi ile meydana gelen spektrumdaki yayılma işleminin etkisi belirlenerek, inklusive jet tesir kesitinin hesaplanmasında bu yaydırma etkisini yok edecek $C_{\text{öz}}$ parametreleri her bir rapidite ve bin aralığı için belirlenmiş olacaktır.

Jet tesir kesitinin fonksiyonel dağılımı için literatürde, özellikle Tevatron deneyinde benzer çalışmalarda (Abbott et al., 2001; Affolder et al., 2001) kullanılmış olan Ansatz yaydırma metodu için Denklem-6.3'de verilen fonksiyonel form kullanılmaktadır:

$$f(p_T) = N \cdot T^{-a} \cdot \left(1 - \frac{2 \cosh(y_{min}) p_T}{\sqrt{s}}\right)^b e^{-\gamma/p_T} \quad (6.3)$$

Denklem-6.3 içindeki $\left(1 - \frac{2 \cosh(y_{min}) p_T}{\sqrt{s}}\right)^b$ terimi hem parton dağılım fonksiyonlarının yüksek x değerlerdeki davranışlarını hemde saçılma tesir kesitinin rapiditeye olan bağlılığını, p_T^{-a} terimi ise QCD matris elemanlarını taklit etmektedir. γ terimi düşük p_T değerlerinde satürasyonu, b ise yüksek p_T değerleri için kinematik sınırı ifade etmektedir. Buna göre dedektörde ölçülen jet saçılma tesir kesiti, jet hüzmelerine ait spektrumun dedektör çözünürlüğü ile konvolüsyonu sonucunda elde edilecektir. Bunun için Denklem-6.4'de $f(p_T)$ jet saçılma tesir kesitini taklit eden fonksiyon ile $R(p_T, p'_T)$ ise dedektörün çözünürlüğünü ifade eden bir model yardımı ile konvolüt edilen fonksiyon $F(p_T)$ hesaplanmaktadır.

$$F(p_T) = \int_0^\infty f(p'_T) R(p'_T, p_T) dp'_T \quad (6.4)$$

Bu metodu uygulayabilmek için dedektörün çözünürlüğü sebebi ile meydana gelen yaydırma işlemi modellenmelidir, en basit yaklaşım Gauss'yan bir fonksiyon kullanmaktır. Bölüm-5.3'de dedektörün çözünürlüğünün belirlenebilmesi için Crystal-Ball fonksiyonu kullanılmıştı, burada orta bölgedeki Gauss piki

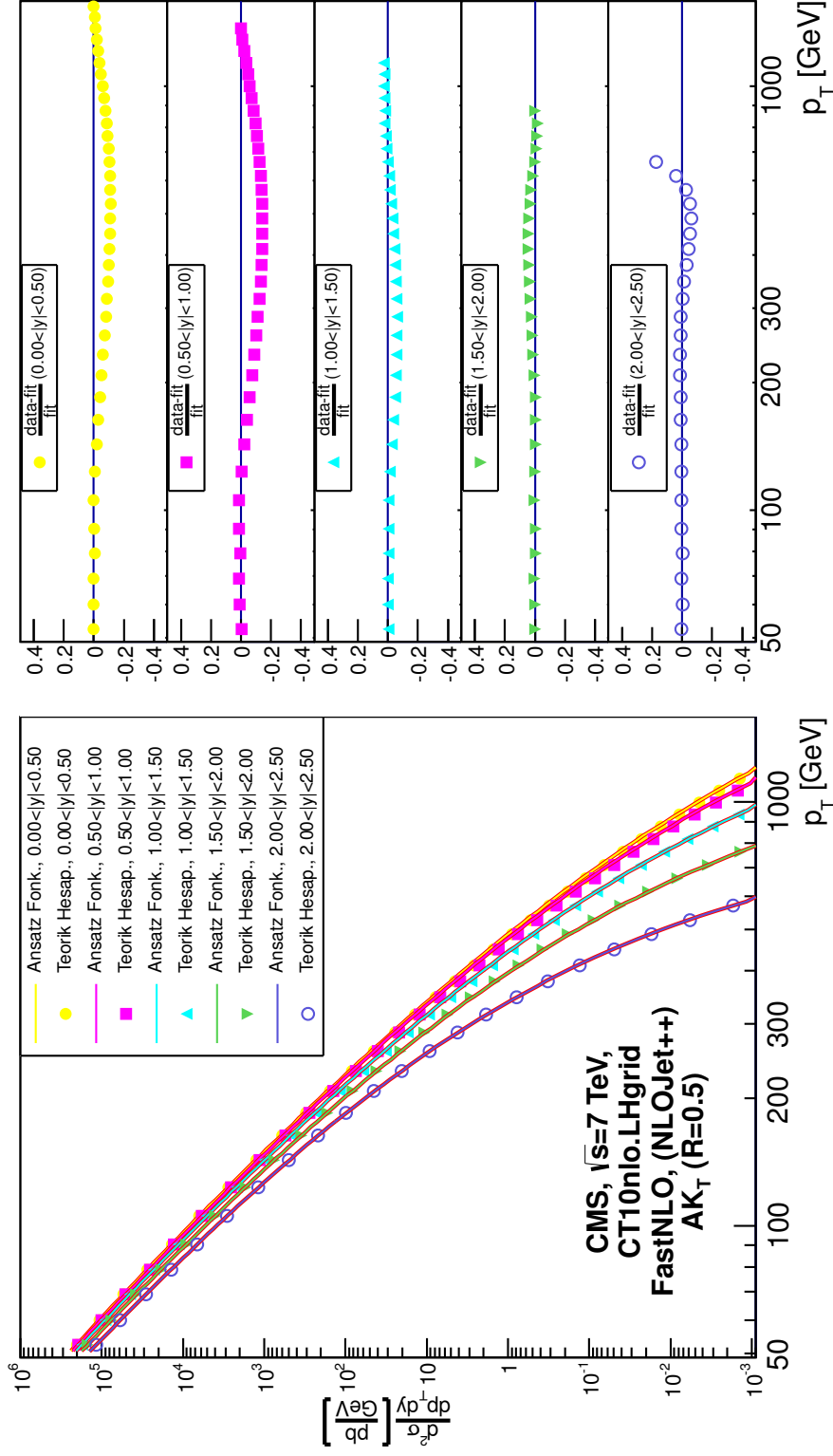
yaydırma işlemi için kullanılabilir:

$$R(p'_T, p_T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(p'_T)} \cdot e^{-\frac{(p'_T - p_T)^2}{2\sigma^2(p'_T)}} \quad (6.5)$$

burada $\sigma(p_T)$, σ 'nın p_T 'ye olan göreceli bağıllığını ifade etmektedir. Çizelge-5.5 ile elde edilen A , B ve C katsayıları bu değişimi belirttiği için yaydırma işleminde kullanılacaktır.

Buna göre ansatz fonksiyon ile ölçülen jet tesir kesitine uydurma işlemi için FASTNLO programı kullanılarak hesaplanan saçılma tesir kesitine, ansatz fonksiyonu kullanılarak CMS'in 5 rapidite bölgesi için uydurma işlemi yapıldı. Bu teroik hesaplamalar Bölüm-6.2'de ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Şekil-6.2'de tüm rapidite bölgeleri için yapılan ansatz uydurma işlemi görülmektedir, bu uydurma işleminin yapılabilmesi için C++ programlama dilinde veri analiz ve grafik çizim programı olan ROOT ve MINUIT kütüphanesi kullanılmıştır. Uydurma işlemi sonucunda Şekil-6.2 'den görüldüğü üzere $|y| < 1.0$ rapidite bölgesinde ve ~ 500 GeV civarında en fazla %15 sapma meydana gelmektedir, daha yüksek rapidite bölgelerinde sapma %5-6 mertebesine düşmektedir. Ansatz fonksiyonu düşük rapidite ve yüksek enerjilerde sapma gösterirken yüksek rapidite değerlerinde daha iyi uyum göstermektedir.

Hesaplama aşamasında yapılan uydurma işlemi için ROOT ve MINUIT kütüphaneleri kullanılmıştır ve her bir bin aralığının ağırlığı eşit olacak şekilde algoritma çalıştırılmıştır. Tüm rapidite bölgelerinde yapılan uydurma işlemi ile elde edilen parametreler Çizelge-6.1'de verilmiştir.



Şekil 6.2: FASTNLO programı ve CT10NLO PDF tablosu kullanılarak hesaplanan jet saçılma kesiti, $0.0 < |y| < 2.5$ rapidite aralığında ansatz fonksiyonu ile yapılan uydurma işlemi ve uydurma işleminin veri noktalarına ne kadar yakın olduğu yandaki fark grafiği ile gösterilmiştir.

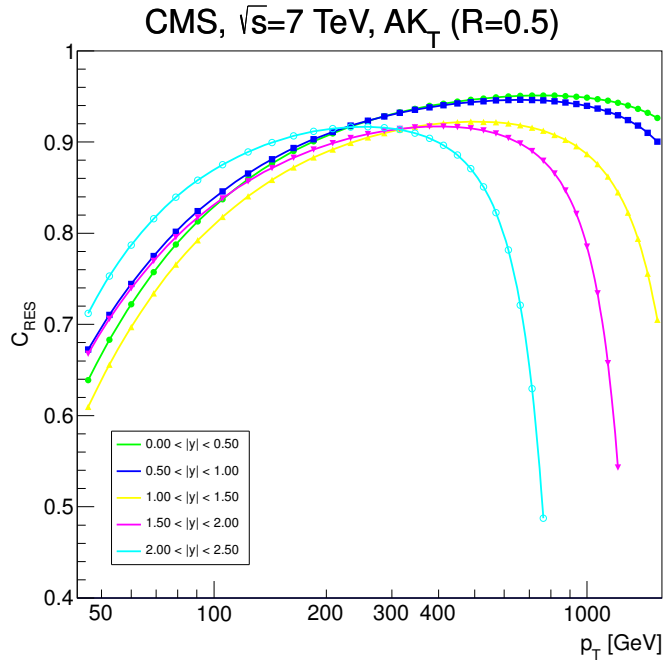
Çizelge 6.1: Her bir rapidite bölgesinde Ansatz fonksiyonu ile yapılan uydurma işleminde elde edilen N , a ve b ve γ değerleri.

Rapiditye	$N \cdot 10^{13} (\cdot 10^{11})$	$a (\cdot 10^{-4})$	$b (\cdot 10^{-2})$	$\gamma (\cdot 10^{-2})$
$0.0 < y < 0.5$	24.18 (3.749)	5.121 (3.779)	9.203 (8.45)	25.03 (9.1)
$0.5 < y < 1.0$	7.305 (1.164)	4.898 (3.886)	9.923 (7.74)	8.91 (9.3)
$1.0 < y < 1.5$	8.040 (1.358)	4.922 (4.115)	9.238 (5.97)	12.88 (9.8)
$1.5 < y < 2.0$	5.766 (1.062)	4.868 (4.492)	8.287 (4.26)	10.91 (0.11)
$2.0 < y < 2.5$	1.517 (0.316)	4.601 (5.098)	7.885 (3.00)	-0.076 (0.12)

Bu aşamadan sonra yaydırma işleminin etkisini geri alabilmek için her bir p_T aralığında yaydırma işlemini tersleyecek $C_{\text{öz}}$ parametreleri Denklem-6.6 uyarınca hesaplanması gerekmektedir:

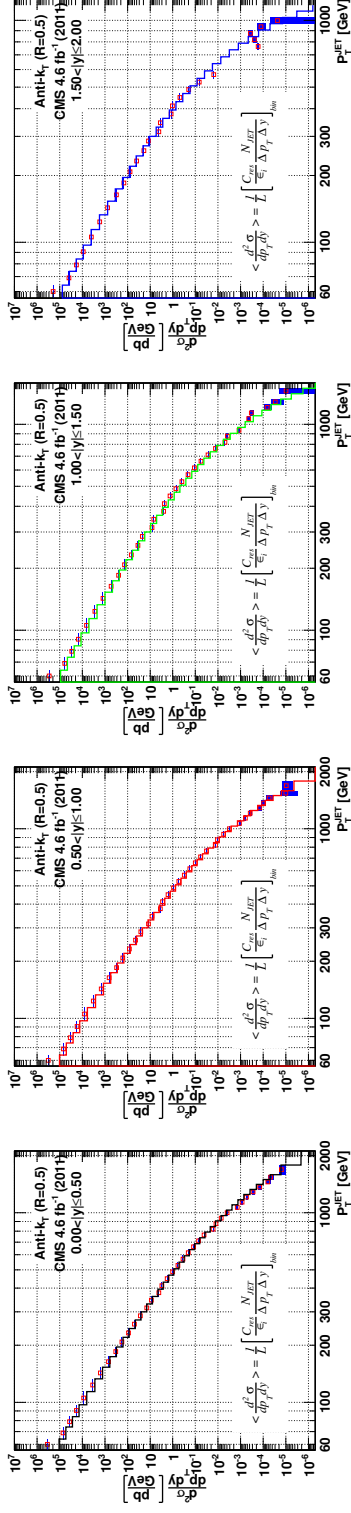
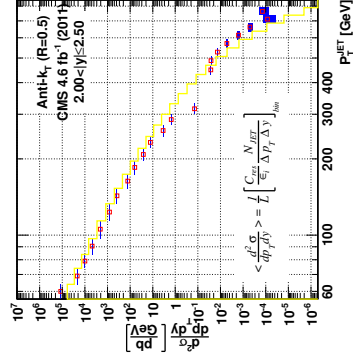
$$C_{res} = \frac{\int_{bin} f(p_T) dp_T}{\int_{bin} F(p_T) dp_T} \quad (6.6)$$

Denklem-6.6 yardımı ile her bir p_T aralığı için düzeltme katsayıları hesaplandı. Şekil-6.3’de her bir rapidite aralığında farklı renk ve işaretler ile belirtilmiş olan düzeltme terimleri verilmiştir.



Şekil 6.3: Dedektörün çözünürlüğü ile jet saçılma tesir kesitinde meydana gelen bozulma etkilerinin yok edilmesinde hesaplanan $C_{\text{öz}}$ katsayılarının farklı rapidite ve p_T 'ye göre değişimi.

Elde edilen $C_{\text{öz}}$ katsayıları, ölçülen jet tesir kesitine uygulandığında jet hüzmelerine ait sonuç elde edilmiş olmaktadır. Şekil-6.4’de inklüsif jet tesir kesitine ait ölçüm sonuçları görülmektedir.

(a) $(0.0 < |y| < 0.5)$ (b) $(0.5 < |y| < 1.0)$ (c) $(1.0 < |y| < 1.5)$ (d) $(1.5 < |y| < 2.0)$ (e) $(2.0 < |y| < 2.5)$

Şekil 6.4: Diferansiyel inklusif jet saçılma tesir kesitinin $(\frac{d^2\sigma}{dp_T dy})$ $1.5 < |y| < 2.5$ rapidite bölgesindeki değişimi.

6.4 Belirsizlik Analizi

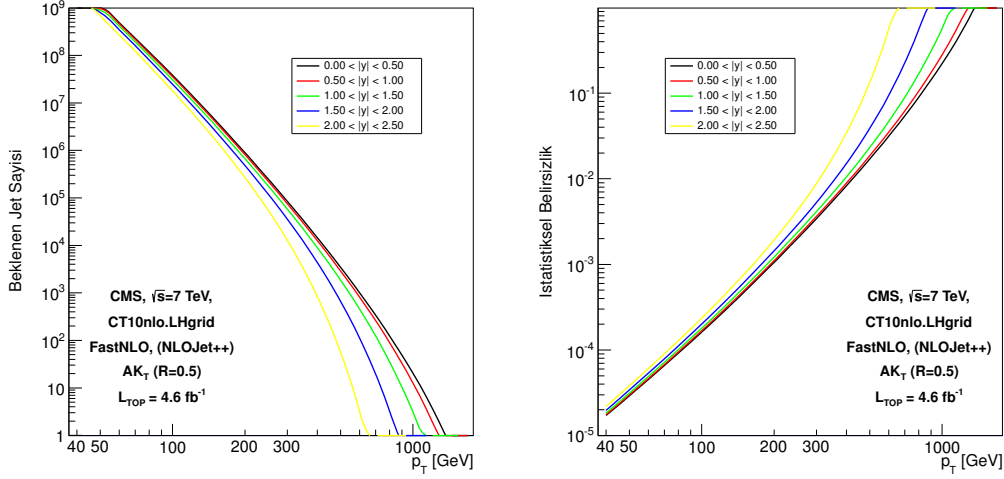
Jet hüzmelerinin saçılma tesir kesitinin belirlenmesinden sonra, bu ölçümün sahip olduğu belirsizliğin incelenmesi gerekmektedir. Jetlerin diferansiyel saçılma tesir kesitine ait ölçüm sonuçlarına bir çok farklı kaynaktan farklı mertebelerde katkı getiren etkenler bulunmaktadır. Bu etkenlerden en önemli ve ihmal edilemeyecek olanları sırası ile jet enerji ölçeği, CMS dedektörü tarafından ölçülen ve Denklem-6.1’de kullanılan toplam lüminozite değerleri en ciddi belirsizlik getiren etmenlerdir. Bunların yanında ihmal edilemeyecek fakat küçük belirsizliğe sahip olan Bölüm-5.2’de anlatılan enerji düzeltmesi ve teorik hesaplamada kullanılan farklı PDF dağılımları ve farklı ölçek değerlerinin değişmesi ile gelen hata ve son olarak inklüsif jet tesir kesitine uydurulan ansatz fonksiyona ait parametrelerin (N , a , b ve γ) hata değerleri ölçülen diferansiyel inklüsif jet tesir kesitine katkı getireceklerdir. Bu hata yada belirsizlik kaynaklarının yanında hızlı şekilde düşen jet spektrumunun yüksek enerjilerde daha az jet hüzmesi oluşması sebebi ile yüksek enejili momentum binlerinde daha etkin olan istatistiksel belirsizlikde bulunmaktadır. Bu bölümde inklüsif jet tesir kesitine gelen sistematik ve istatistiksel hatalar incelenmiştir.

6.4.1 İstatistiksel belirsizlik.

CMS deneyi 2011 yılı içinde kaydedilmiş olan veriler toplam 4.6 fb^{-1} kadar lüminoziteye karşılık gelmektedir. Bölüm-6.2’de FASTNLO ile elde edilmiş olan jet saçılma tesir kesitine ait dağılımlar lüminozite ile ölçeklendirilerek jet sayıları elde edilmiştir. Şekil-6.5’de sırası ile enerjiye göre beklenen jet sayısı ve istatistiksel belirsizlik verilmiştir.

6.4.2 Jet enerji ölçeğinden gelen belirsizlik

Dedektörde gözlemlenen enerji ile gerçekte jet hüzmelerinin enerjileri birbirinden farklıdır, jetlerin ortalama olarak enejileri bulundukları rapidite ve enerji değerine göre değişmektedir. Jet hüzmelerinin enerjileri için kullanılan enerji düzeltme çarpanları CMS deneyinde JETMET grubu tarafından yapılmaktadır (CMS Collaboration, 2012b). Monte Carlo simülasyonlarında kullanılan çarpanların ortalama olarak p_T ve η ’ya göre değişimi Şekil-6.6’de görülmektedir. Burada jetlerin enerji ölçeğine gelen belirsizlik $p_T > 200 \text{ GeV}$ için %2 civarında ve yüksek enerjilerde $\approx$ %1.5 değerine kadar düşüyor, fakat düşük enerji değerlerinde $\approx 50 \text{ GeV}$ için %5 civarına kadar yükselmektedir.



(a) Beklenen jet hüzmelerinin sayısı. (b) Jet hüzmelerinin sayısındaki belirsizlik.

Şekil 6.5: Jet hüzmelerinin $\mathcal{L}_{TOP} = 4.6 \text{ fb}^{-1}$ değeri için her bir bin aralığında göreceli olarak beklenen jet sayısı.

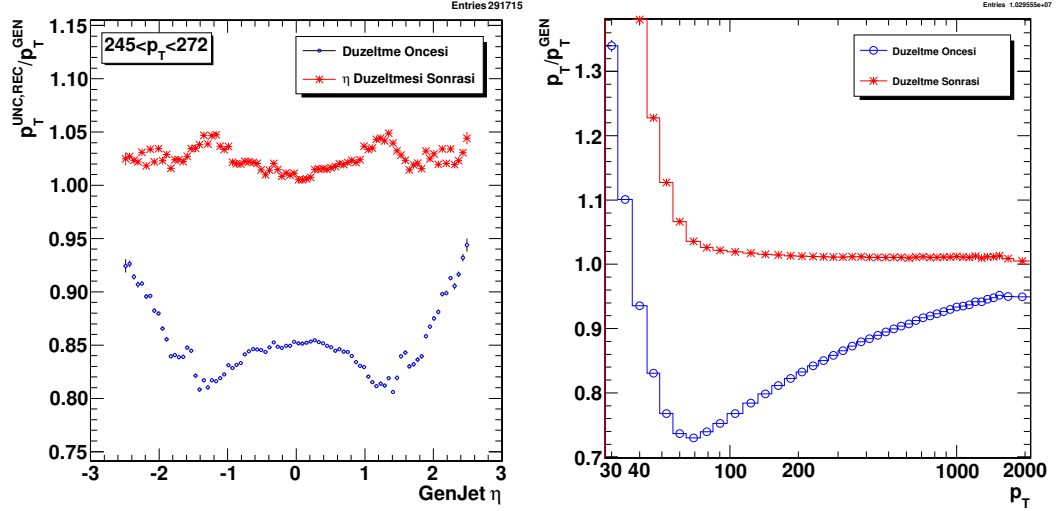
Benzer şekilde η için jet enerji düzeltmesi sebebi ile gelen belirsizlik orta rapidite bölgesinde $\sim \%1.5$ iken dedektörün HB ve HE alt dedektör sistemlerinin geçişinde bu $\sim \%5$ değerine kadar çıkmaktadır.

CMS dedektörü Monte Carlo yöntemleri ile elde edilmiş simülasyon çalışmalarına yatırılan zaman ve harcanan emek sebebi ile dedektörün tepkileri çok iyi anlaşılmıştır, dedektörün jet hüzmelerine ait enerji belirsizliği oldukça düşük değerlerdedir. Jet enerji düzeltmesi için kullanılan çarpanlar foton+jet çarpışma olaylarından elde edilmektedir ve yaklaşık olarak $30 - 200 \text{ GeV}$ momentum bölgesi için elde edilen çarpanlar Monte Carlo tekniklerinin kullanımı ile daha düşük ve yüksek momentum değerleri için kestirimde bulunmaktadır. Fakat düşük enerjili jetlerin "pile-up" etkileri sebebi ile enerjilerine gözlemlenebilen bir katkı getirmektedir.

Jet saçılma tesir kesitine jet enerji ölçeği sebebi ile gelen belirsizlik için yaklaşık olarak kestirimde bulunulabilir. Jet spektrumunun enerji ile değişimi yaklaşık olarak Denklem-6.3 ile ifade edilebildiğine göre momentum ile spektrumun değişimi için $d\sigma/dp_T \sim p_T^{-a}$ yazılabilir. Buna göre belirsizlik aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{\delta(d\sigma/dp_T)}{d\sigma/dp_T} \sim -a \frac{\delta p_T}{p_T} \quad (6.7)$$

Ansatz fonksiyonu ile yapılan uydurma işlemi sonucunda Çizelge-6.1 ile verilen katsayılar da farklı rapidite değerleri için $4.601 < a < 5.121$ aralığında değişmektedir. Buna göre jet enerji ölçeğinde $\%9-10$ kadarlık bir belirsizlik Denklem-6.7 uyarınca saçılma tesir kesitinde $\sim \%50$ 'ye varan bir belirsizlik



(a) CMS dedektörünün L1L2L3jet enerji düzeltmesi sonucu, jet hüzmelerinin η bo-
yunca $245 \text{ GeV} < p_T < 272 \text{ GeV}$ aralığı için tepki (p_T^{REC}/p_T^{GEN}) dağılımı.
teпки (p_T^{REC}/p_T^{GEN}) dağılımı.

Şekil 6.6: CMS dedektörünün L1L2L3 jet enerji düzeltmesi sonucu, jet hüzmelerinin enerji ölçeğindeki enerji belirsizliği.

meydana getirmektedir. Şekil-6.6'deki değerler kullanılırsa, yüksek enerji değerlerinde belirsizlik $\sim \%10$ değerine kadar düşerken, düşük enerjilerde ($< 50 \text{ GeV}$) hızlı şekilde $\sim \%50$ değerini geçmektedir.

Her bir jetin enerjisini $\pm$ kadar değiştirerek yine ansatz fonksiyonu ile uydurma işlemi yapılarak her bir bin aralığında saçılma tesir kesitinin değişimi hesaplanırsa, jet enerji ölçeğindeki belirsizliğin jet saçılma tesir kesitine vereceği katkı için kestirimde bulunulabilir. Buna göre ölçüm sonucu ile elde edilen her bir bin için

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \right)_{bin} = \frac{1}{p_T^{ust} - p_T^{alt}} \int_{p_T^{alt}}^{p_T^{ust}} f(p_T) dp_T \quad (6.8)$$

ve

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \right)_{bin}^{\pm} = \frac{1}{p_T^{ust} - p_T^{alt}} \int_{(1 \pm \delta(p_T^{alt}))p_T}^{(1 \pm \delta(p_T^{ust}))p_T} f(p_T) dp_T \quad (6.9)$$

hesaplanarak jet saçılma tesir kesitindeki değişim Denklem-6.12 yardımı ile hesaplanabilir. Denklem-6.9'de integralin alt ve üst sınırlarında görülen $\delta(p_T)$ terimi jet enerji ölçeğinden gelen belirsizliği ifade etmektedir.

$$\alpha(\pm) = \frac{\left(\frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \right)_{bin}^{\pm}}{\left(\frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \right)_{bin}} - 1 \quad (6.10)$$

6.4.3 Jet p_T çözünürlüğünden gelen belirsizlik

CMS dedektörü belli bir çözünürlüğe sahip olması sebebi ile jet hüzmelerine ait spektrum, dolayısıyla enerji ve momentum değerleri yaydırılmaktadır. Bu yaydırma işlemi sonucu jet hüzmelerinin enerjilerinde bir belirsizlik bulunmaktadır, bu belirsizlik sebebi ile diferansiyel jet saçılma tesir kesitinde de bir belirsizlik değeri bulunmaktadır, jet p_T çözünürlüğünden gelen belirsizlik toplam belirsizliğe eklenmelidir.

Bölüm-5.3’de Şekil-5.12 ile verilen grafikte farklı iki yöntem kullanılarak jet enerji çözünürlüğü hesaplanmıştır. Jet enerji çözünürlüğünün sahip olduğu belirsizlik tayin edilirse, bu belirsizliğin diferansiyel jet tesir kesitinde meydana getireceği değişim, jet tesir kesitinde p_T çözünürlüğü sebebi ile gelen belirsizlik anlamına gelmektedir. MC ve CMS verileri kullanılarak Asimetri yöntemi ile elde edilen çözünürlük dağılımları arasındaki yüzdelik fark (Denklem-6.11) bize çözünürlük üzerindeki bir sistematik hata olarak gelmektedir.

$$\frac{\text{MC(Gerçeklik)} - \text{MC(Asimetri)}}{\text{MC(Asimetri)}} \quad (6.11)$$

Jet p_T çözünürlüğündeki belirsizlik sebebi ile diferansiyel jet tesir kesitinde yayılan belirsizlik için aşağıdaki denklem kullanılmıştır:

$$\alpha(\pm) = \left(\frac{\int_0^\infty f(x) R(p_T, p'_T; \sigma(1 \pm \delta JEC)) dx}{\int_0^\infty f(x) R(p_T, p'_T; \sigma) dx} \right)_{bin} - 1 \quad (6.12)$$

burada $f(x)$ Ansatz fonksiyonu, $R(p_T, p'_T)$ spektrumda yaydırma işlemi yapan Gaus fonksiyonu ve $\sigma(1 \pm \delta JEC)$ ise δD kadar kayma sonucu yaydırma işlemi yapan Gauss fonksiyonunun standart sapmasını ifade etmektedir*. Şekil-6.9’de hesaplanan çözünürlük değerleri sebebi diferansiyel jet saçılma tesir kesitinde meydana gelen belirsizliğe ait dağılım tüm rapidite bölgelerinde gösterilmiştir.

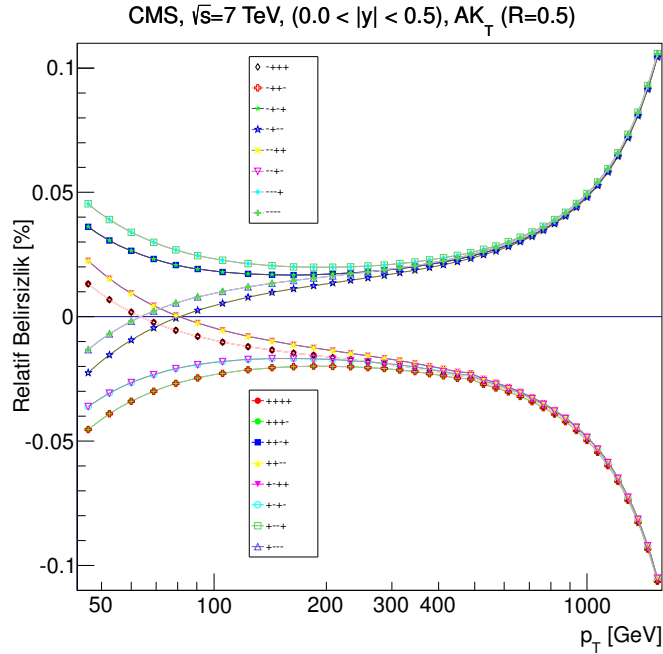
6.4.4 Lüminoziteden gelen belirsizlik

CMS dedektörünün 2011 yılında toplamış olduğu verilerin ne kadarlık lüminoziteye karşılık geldiği hakkındaki son çalışmaya göre (CMS Collaboration, 2012a), CMS toplam $4.98 \pm 0.11 \text{ fb}^{-1}$ kadar veri toplamıştır, bu veriler üzerindeki belirsizlik $\sim 2.2\%$ değerine sahiptir. Buna göre lüminoziteden gelen belirsizlik toplam belirsizliğe katılacaktır. Şekil-6.9’de kırmızı ile gösterilmiş çizgiler lüminoziteden gelen belirsizliği ifade etmektedir.

*JEC: Jet Enerji Çözünürlüğü.

6.4.5 Ansatz uydurma işlemi, PDF ve ölçekden gelen belirsizlik

Jet spektrumu üzerine dedektör etkilerinden arındırmak için uygulanan Ansatz fonksiyonu ile N , a b ve γ parametreleri ve her bir parametrenin MINUIT tarafından hesaplanmış olan belirsizlik değerleri Çizelge-6.1’de parantez içerisinde verilmiştir. Bu belirsizlik sınırları $C_{\text{öz}}$ (C_{res}) katsayılarında belli bir belirsizlik yüzdesi meydana getirecektir. Bu belirsizlik yüzdesinin hesaplanabilmesi için Çizelge-6.1’deki her bir parametre belirsizliğinin alt ve üst sınırları kadar değiştirilerek toplam 16 det farklı kombinasyon için orta değerden sapmaları hesaplanması gerekmektedir. Böylece bu 16 adet dağılım her bir parametrenin diğerlerine göre korelasyonunu verecektir. Şekil-6.7’de bu korelasyon ve anti-korelasyon değişimleri görülmektedir ve en fazla %0.1 kadar belirsizlik (yüksek p_T değerlerinde) getirmektedir. Bu kombinasyonların yanında sadece tek bir parametrenin alt ve üst sınırları kadar değiştirip diğer üç parametrenin orta değerleri alınarak ek olarak 8 adet dağılım daha bulunmaktadır, fakat bu dağılımlarda belirsizlik sınırlarına kaydırılmış parametrelerin $C_{\text{öz}}$ katsayılarına etkisi en fazla 10000’de 1 kadardır, bu sebeple tamamen ihmal edilebilirler.



Şekil 6.7: N , a , b , ve γ parametrelerinin alt ve üst belirsizlik limitlerinde $C_{\text{öz}}$ katsayılarına yüzdelik katkıları. NOT: + + + + sırası ile N , a , b , ve γ parametrelerinin alt yada üst limitlerini ifade etmektedir.

Farklı PDF ve farklı ölçek çarpanları ($\mu_{F,R} = 0.25$ ve 2.0) sebebi ile

inklusif diferansiyel jet saçılma tesir kesitinde meydana gelen değişimin miktarı referans olarak alınan CT10NLO.LHGRID partonik tabloya göre değişim Şekil-6.8’de verilmiştir. Diğer rapidite bölgeleri için benzer grafikler Ek-D’de verilmiştir. Burada PDF tablosu olarak CTEQ6LL, CT10NNLO ve CT10NLO tabloları, $\alpha_s = 0.112$, 0.127 değerleri ve CT10NLO tablosunun $\mu_{F,R} = 0.5, 2.0$ ölçek değerlerindeki değişimi incelenmiştir.

Ağaç seviyesindeki hesaplamalar ile deneysel verilerin karşılaştırılması ile edilmiş olan CTEQ6LL PDF tablosu tüm momentum değerlerinde ve neredeyse tüm rapidite bölgelerinde en fazla sapma gösteren tablodur. Bunun sebebi teorik hesaplamada partonik saçılma tesir kesiti bir üst ilmek katkılarının eklenerek hesaplanmıştır. Bu sebeple uygun şekilde NLO mertebesindeki bir PDF tablosu ile konvülsyon yapılmalıdır.

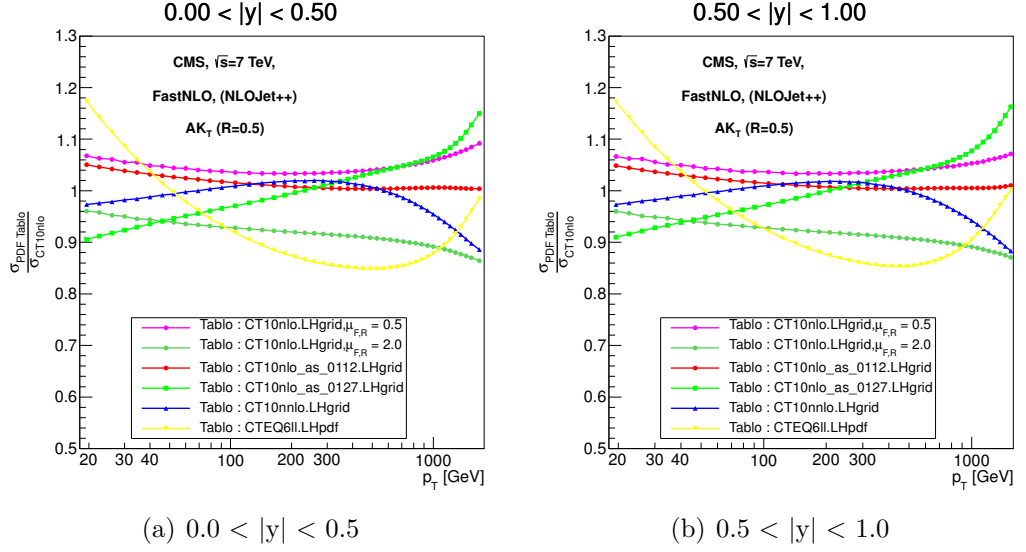
Diğer bir karşılaştırma, iki ilmek katkılarının eklendiği CT10NNLOPDF tablosu sonuçlarına göre düşük enerji değerlerinde (< 400 GeV) en fazla %2 fark gözlemlenmekte fakat daha yüksek enerji değerlerinde en fazla %13 değerine kadar sapma göstermektedir.

Başka bir karşılaştırma, güçlü nükleer kuvvetin ayar kuplajının değerini sırası ile $\alpha_s = 0.112$ ve 0.127 kadar değişmesine izin vererek diferansiyel jet tesir kesitindeki meydana gelen değişimin incelenmesidir. α_s ’nin değeri azaldığında yüksek enerjilerde inklusif diferansiyel jet tesir kesitindeki değişim 1’e gitmektedir fakat düşük enerji değerlerinde %6 kadar artma meydana gelmektedir. α_s ’nin değeri arttığında ise tesir kesitinin değeri düşük enerji değerleri için %10 mertebesinde azalırken, yüksek enerji değerlerinde lineer artış ile yüksek enerjilerde neredeyse %14 değerine kadar artmaktadır.

Son olarak faktörizasyon ve renormalizasyon çarpanlarının değeri azaltılıp artırıldığında sırası ile diferansiyel tesir kesiti %6-10 kadar artmakta, %4-13 azalmaktadır. Burada görüldüğü üzere ölçek değişimi inklusif diferansiyel jet tesir kesitinde değişiklik yapan ikinci en büyük etkidir.

6.4.6 Toplam belirsizlik

Önceki bölümlerde ifade edilen belirsizlik kaynaklarının inklusif jet saçılma tesir kesitindeki meydana getirdikleri toplam belirsizlik Şekil-6.9’de farklı renkler ile belirtilmiş bölgeler halinde görülmektedir. Burada en büyük belirsizlik katkısı (sarı renk ile taranmış bölge) Bölüm-6.4.2’de genişçe açıklandığı gibi jet enerji belirsizliğinden gelmektedir. Düşük enerji değerlerinde belirsizlik ciddi anlamda artmaktadır ve katları mertebesine çıkmaktadır. Benzer durum



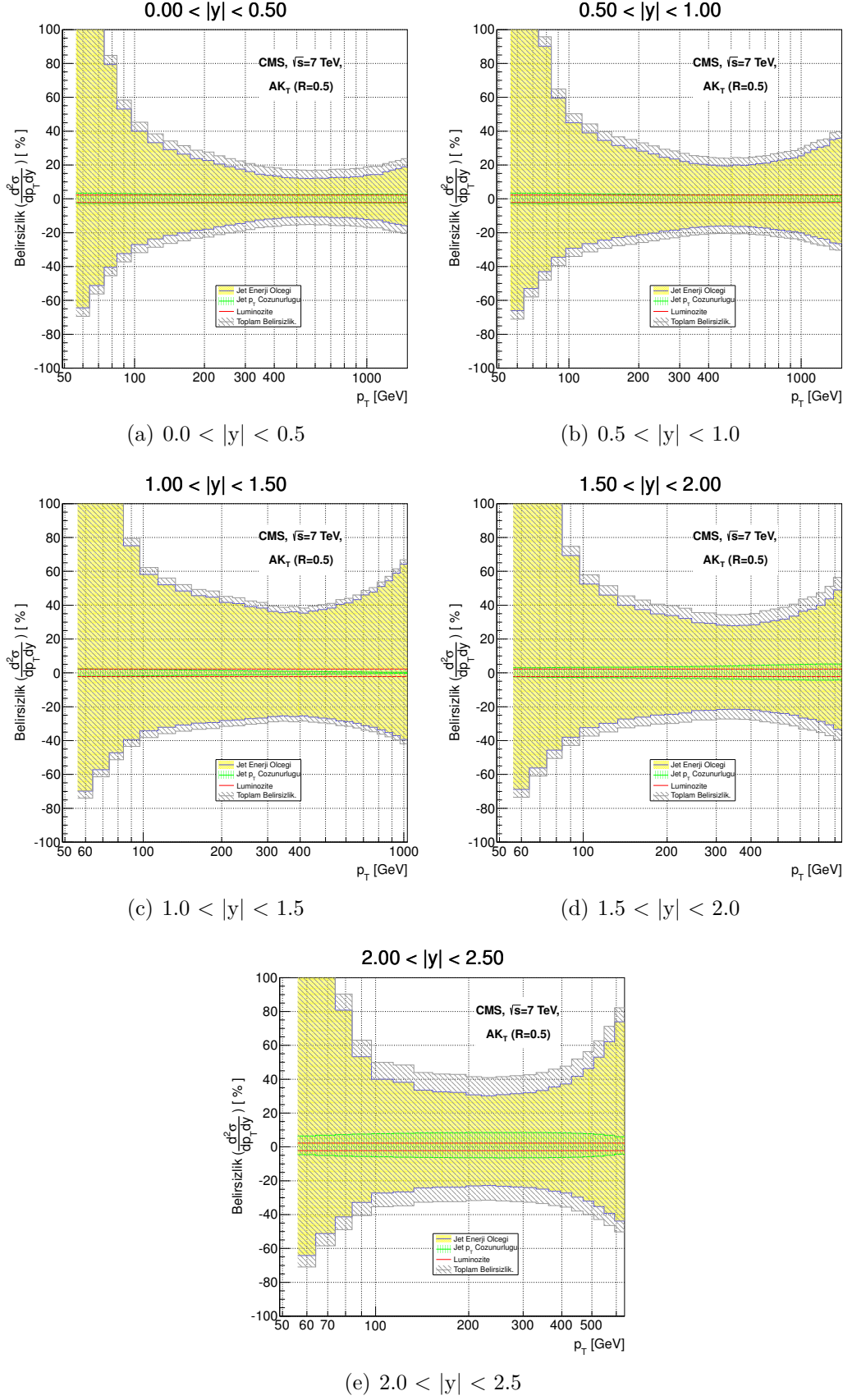
Şekil 6.8: Farklı PDF tabloları ve ölçek çarpanları değişimine göre inklusif diferansiyel jet tesir kesitinin her bir rapidite bölgesindeki değişim.

yüksek enerji ve üst rapidite değerlerinde de görülmektedir. Özellikle CMS’in silindir bölgesine tekabül eden küçük rapidite bölgesinde $p_T \approx 350$ GeV civarında belirsizlik %18’nin altına kadar inmektedir, en üst bin için ise %22’ye kadar çıkmaktadır.

6.5 Monte Carlo ayarlarının karşılaştırması

Hadron çarpıştırıcılarında yeni fizik kanunlarına ait sinyalleri bulabilmek için çarpışma olayları içinde sıradan ve önemsiz* diyebileceğimiz QCD etkileşmelerinin baskın olduğu sert saçılma süreçlerinin Monte Carlo simülasyonlarının doğrulukla yapılabilmesi hayati öneme sahiptir. Bunun gerçekleşebilmesi için sert saçılma süreçlerinin yanında çoklu parton etkileşmeleri (MPI) ve demet kalıntıların etkileşmelerine (BBR) ait modellerinde olması gerekiyor. Bu BBR ve MPI etkileşmelerinin tamamı alt-olaylar terimi ile ifade edilmektedir ve hadron çarpıştırıcılarında fizik sinyallerine ciddi ve kaçınılmaz bir arkaplan oluşturmaktadır. Alt-olaylar’ın anlaşılması hem daha hassas ölçümler yapılmasını hemde arkaplan içinde ayırt edilemeyen yeni fizik sinyallerinin keşfedilmesine olanak tanıyacaktır. Bölüm-4’deki alt başlıklarda parton sağnağı, çoklu parton etkileşmeleri ve hadronizasyon süreçleri ayrıntılı olarak incelenmişti. LHC hızlandırıcısının çalışmaya başlaması ile ATLAS ve CMS deney grupları tarafından belli PDF tabloları referans alınarak ince ayar parametre kümelerine ait çalışmalar yapıldı. Z1 (Field, 2010) parametre kümesi ATLAS

*Yeni fizik sinyallerine göre sıradan oldukları atfedilebilir.



Şekil 6.9: Farklı belirsizlik katkıları sebebi ile inklüsif diferansiyel jet tesir kesitinde meydana gelen belirsizliğin değişimi. Sarı ile taralı bölge jet enerji belirsizliğini, kırmızı taralı bölge lüminozitedeki belirsizliği, mavi taralı bölge ise jet enerji çözünürlüğünden gelen belirsizliği ifade etmektedir.

deney grubu tarafından PYTHIA6 kullanılarak elde edilmiş olan AMBT1 (ATLAS Collaboration, 2010) parametre kümesi temel alınarak oluşturulmuştur. Daha sonra benzer şekilde nümerik analizlere dayanmayan daha çok deneme yanılma ile oluşturulmuş olan Z2 parametre kümesi CMS’de yapılan fizik analizlerinin MC simülasyon karşılaştırmalarında kullanıla gelmiştir. Z2 her ne kadar $\sqrt{s} = 7$ TeV’lik çarpışmalar için bir kaç ölçüm için uyumlu sonuçlar versede yeni bir ince ayar parametre kümesi için çalışmalar devam etmektedir.

Özellikle alt-olaylar için CMS’de Minimum Bias olaylara ait veri setlerinde incelenmesi (CMS Collaboration, 2011b) ile Z2* parametre kümesi ortaya atıldı. Bu fizik analizinde en yüksek p_T ’ye sahip parçacık etrafında jet bulma algoritmasının çalıştırılması ile oluşturulan jet benzeri objelerin bazı özellikleri incelenmiştir. MPI hakkında daha fazla bilgi (Sjöstrand et al., 1987)’den elde edilebilir. Bu alt-olaylar için yapılan simülasyon çalışmalarında PYTHIA olay üretici programda MPI etkileşmesinin kuvvetliliğini parametrize eden PARP(82) ve PARP(90) parametreleri kullanılmaktadır Ek-F’de diğer parametre kümeleri hakkında bilgiler ve bu bölümün devamında kullanılan analiz programlarına nasıl ulaşılabildiği verilmiştir.

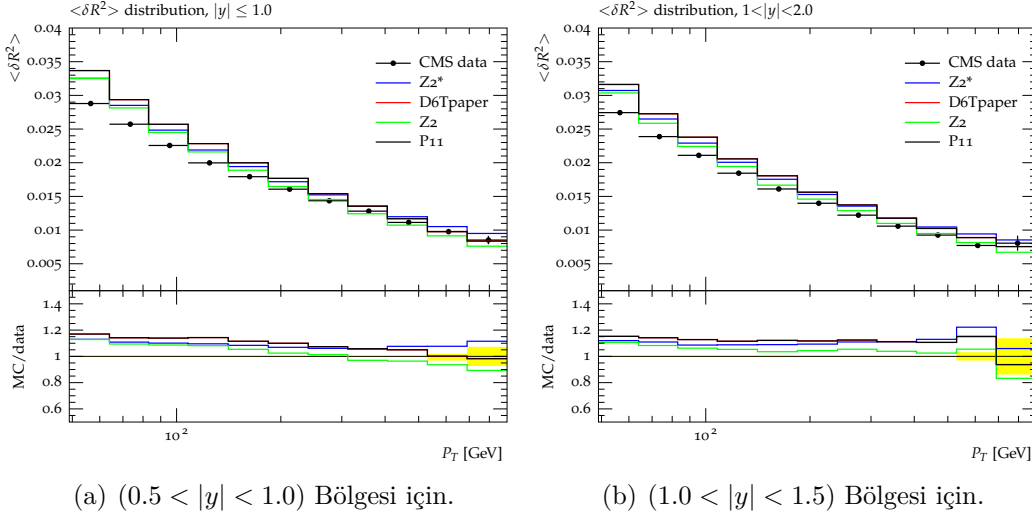
2010 yılında CMS tarafından toplanan veriler üzerinde yapılan analizlerde kullanılmış olan D6T* (Bartalini and Fano, 2010), daha sonra yayınlanmış olan Z2, çoklu parton etkileşmesini ve etkileşmenin kuvvetliliğini artıran parametrelerin güncellenmesi ile elde edilen Z2* ve 2011 yılında yapılmış olan Perugia MC konferansında sunulmuş olan P11 ince ayar parametrelerini kullanarak, PYTHIA olay üretici ve hadronizasyon işlemleri yapan paket program ile farklı alt-olay senaryolarına göre jet hüzmelerinin özelliklerinin nasıl değiştiği fizik analizleri için vazgeçilmez bir araç haline gelmiştir.

Buna göre farklı alt-olay senaryolarında CMS deney grubu tarafından yapılan analiz sonuçları ile karşılaştırılarak QCD olaylarından gelen jet hüzmelerini daha iyi simüle eden parametre kümesi için analiz çalışması bu bölümde anlatılmıştır. Bu karşılaştırmalar için RIVET programı için yazılmış ve gerçek CMS verileri ile karşılaştırma yapılmasına olanak tanıyan aşağıdaki program ekleri kullanıldı.

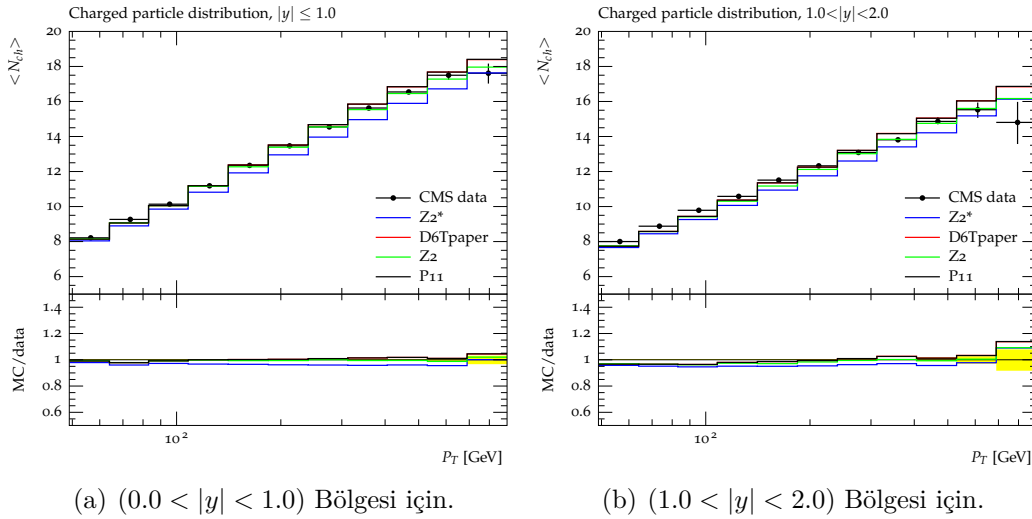
- **CMS_QCD_10_014:** Bu analiz çalışmasında özellikle JETARTİZLER (JPT) algoritması ile oluşturulmuş jet hüzmelerinin konilerinin içindeki ortalama yüklü parçacık sayısı ve jet konisinin genişliğine ait ikinci moment dağılımlarını ($0 < |y| < 1$) ve ($1 < |y| < 2$) rapidite bölgelerinde

*D6T parametre kümesi CTEQ6LL PDF tablosunu kullanmaktadır ve Tevatron deneyindeki alt-olaylar ile Drell-Yan saçılma verilerinden ortaya çıkmıştır.

p_T 'ye göre değişim yukarıda ifade edilmiş olan 4 MC ince ayar parametre kümesi için karşılaştırmalı olarak Şekil-6.10 ve Şekil-6.11 çizilmiştir. Burada her iki dağılımda görüldüğü üzere deneysel verilere en yakın olan ince ayar kümesi Z2 olarak görülmektedir, fakat Z2* ince ayar parametre kümesi oldukça yakın değerler vermektedir.

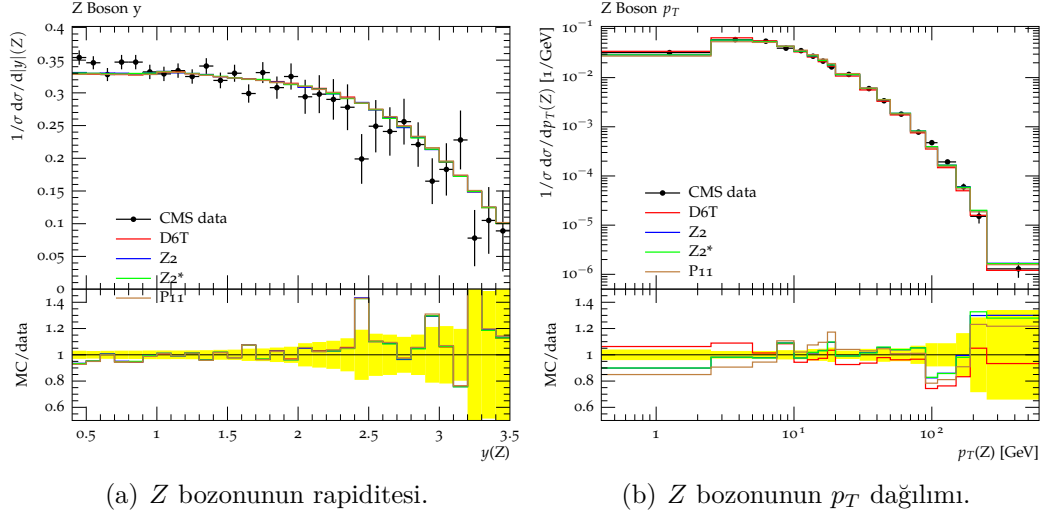


Şekil 6.10: Jetlerin enerjilerine göre, jet konisinin genişliğine ait ikinci momentin ($\langle \Delta R^2 \rangle$) p_T ile değişimi.



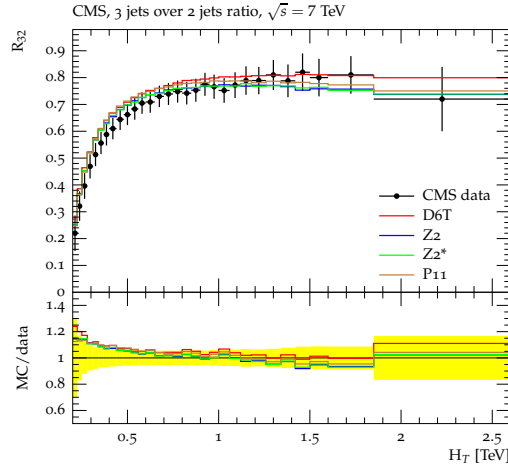
Şekil 6.11: Bölgesi için jetlerin enerjilerine göre, jet konisi içerisinde bulunan ortalama yüklü parçacık sayısının değişimi.

- **CMS_EWK_10_010:** Başka bir analiz çalışması ise Z bozonunun rapiditesi ve momentum dağılımıdır. Şekil-6.12'de görüldüğü üzere bu deneysel değerlerin üzerinde alt-olay parametrelerin bir etkisi yok ve hemen hemen aynı dağılımı vermektedirler.



Şekil 6.12: Z bozonunun rapiditesi (y) ve p_T dağılımı D6T, Z2 ve Z2* parametre kümeleri için karşılaştırma yapılmıştır.

- **CMS_2011_S9088458 :** Önemli başka bir karşılaştırma ise 3jet içeren çarpışma olaylarının 2 jet içeren olayların sayısına oranını veren R_{32} değişkeninin bu MC alt-olay parametre kümelerine verdikleri dağılım Şekil-6.13’de görülmektedir. Burada özellikle yüksek p_T değerlerinde D6T da-

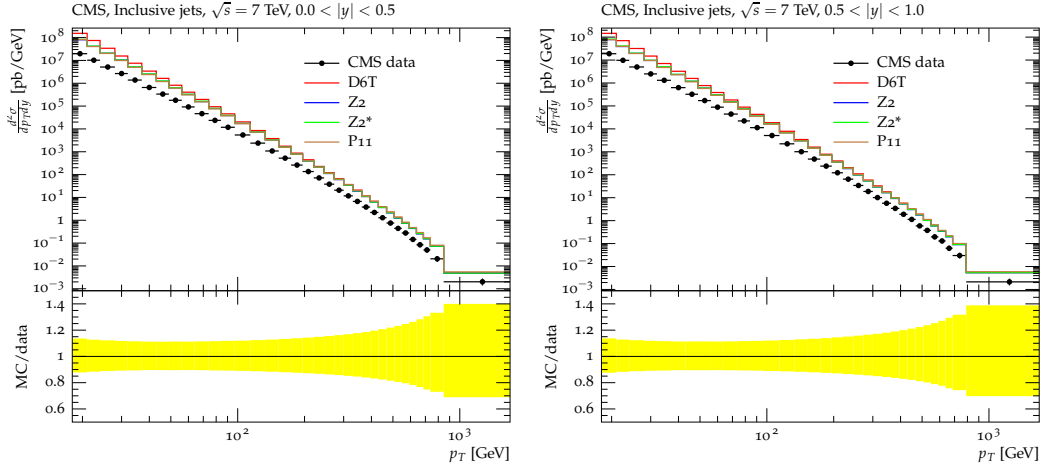


Şekil 6.13: Üç jet içeren saçılma olaylarının 2 jet içeren saçılma olaylarına oranını ifade eden R_{32} katsayısının p_T ile değişimi gösterilmektedir.

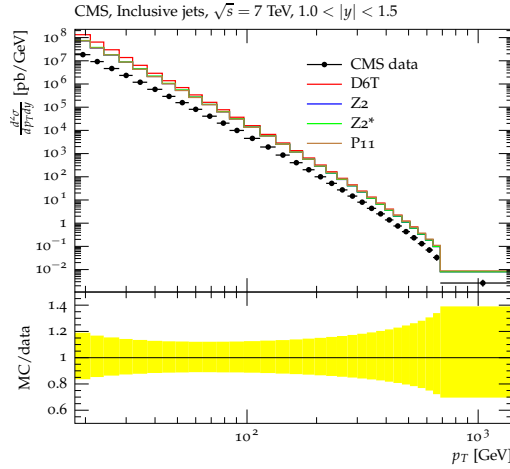
ğılımının ciddi anlamda farklılık göstermektedir, bu ince ayar kümesi Tevatron deneyinde proton-anitproton çarpışmaları için geliştirilmiş olması gösterilebilir. Önemli başka bir nokta en yüksek bin değerinde Z2 ve Z2* birbirine yakın ve deneysel veriler ile uyumlu değerler vermektedirler.

- **CMS_2011_S9086218 :** Son olarak inklusif jet tesir kesitine ait analiz için 4 MC veri kümesi ile karşılaştırma yapılmıştır. Şekil-6.14’de görüldüğü üzere incelenen tüm ince ayar parametreleri deneysel verilerin

oldukça yukarısında bir jet oluşumu öngörmektedirler. Bunun yanında yüksek p_T değerlerinde her bir MC ince ayar kümesi birbirine yakın değerler verirken 100 GeV değerinin altında birbirlerinden sapmalar görülmektedir. Bunun sebebi tabiki düşük enerji bölgesinde farklı aktivite öngören alt-olaylar için farklı yaklaşımlar yapmalarıdır.



(a) ($0.5 < |y| < 1.0$) Bölgesi için diferansiyel jet saçılma tesir kesiti. (b) ($1.0 < |y| < 1.5$) Bölgesi için diferansiyel jet saçılma tesir kesiti



(c) ($1.0 < |y| < 1.5$) Bölgesi için diferansiyel jet saçılma tesir kesiti

Şekil 6.14: Diferansiyel inklusif jet saçılma tesir kesiti ($\frac{d^2\sigma}{dp_T dy}$), P_{11} , $D6T$, Z_2 ve Z_2^* parametre kümeleri için karşılaştırılmıştır.

7. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında LHC deneyi üzerinde bulunan CMS deneyi tarafından 2011 yılında toplanan 4.9 fb^{-1} kadar veri üzerinde, Anti- k_T ($R=0.5$) jet bulma algoritması ile oluşturulan jet hüzmelerinin $0 < |y| < 2.5$ rapidite aralığında diferansiyel inklusif jet sayılarına ait ölçüm sonuçları sunulmuştur. Jet hüzmelerinin inklusif olarak üretilmesinde en büyük katkı perturbatif Kuantum Renk Dinamiği'nden gelmektedir. İnkusif jet tesir kesiti doğası gereği çok hızlı şekilde aşağı inmektedir ve $10^{+7} - 10^{-3}$ gibi bir aralıkta değişen eşsiz bir ölçümdür. Benzer ölçüm CMS tarafından 2010 yılında toplanan 31 pb^{-1} veri üzerinden de yapılmıştı, daha önceki yıllarda Tevatron deneyide benzer sonuçları sunmuştur, ancak LHC'ye göre kütle merkezi enerjisinin düşük olması sebebi ile faz uzayının küçük bir bölgesi incelenebilmiştir.

Bölüm-5'de çarpışma olaylarının seçimi, Bölüm-6.3'de dedektör etkilerinden arındırılarak jet spektrumundaki değişim analiz edilerek birim rapidite ve birim p_T 'ye göre saçılma olasılığı anlamına gelen inklusif jet tesir kesiti için birde NLOJET++ programı ile hesaplanmış teorik öngörülerin ait karşılaştırma Şekil-6.4 ile CMS'in $0 < |\eta| < 2.5$ rapidite aralığında verilmiştir. Burada ölçüme ait önemli bir ek, Ansatz yaydırma işleminden gelen belirsizlik, PDF tabloları ve α_s 'nin değerinin sistematik olarak değiştirilmesi ile gelen belirsizlik, jet p_T çözünürlüğünden gelen belirsizlik ve son olarak en büyük katkıyı veren jet enerji ölçeğinden gelen belirsizlik değerlerinin toplamı ile inklusif jet tesir kesitine ait ölçümdeki sistematik ve istatistiksel belirsizlik kaynakları incelenmiştir. Orta rapidite bölgelerindeki sistematik belirsizlik, dikkat edilirse yüksek enerjilerde %20 civarındayken, düşük enerji değerlerinde bu neredeyse %100'ü aşarak katları mertebesine gelmektedir. Jet hüzmelerinin oluşum mekanizmasına bakıldığında jetler proton çarpışmalarında yüksek momentum oranına sahip partonlar, içlerinde bulundukları protondaki diğer deniz ve değerlik kuarkları ile haberleşip bağdaşık cevap veremeden saçılmaktadırlar ve kuark-hapis sebebi ile saçılma doğrultularında bir çok parçacık meydana getirmektedirler. Jet hüzmeleri, kendilerini oluşturan jet-bulma algoritmalarına ciddi anlamda bağlı olmaları sebebi ile Bölüm-6.4'de sunulan sistematik hata değerinin yüksekliğinde göz önünde alarak Şekil-6.14'de görülen deneysel veriler ile MC seviyesindeki dağılım arasındaki farklılık bir anlamda buradan geldiği söylenebilir.

İnkusif jet tesir kesitine ait ölçüm değerlerine bakıldığında $\approx 200 \text{ GeV}$

civarında $\approx 20 - 30$ nb mertebesinde iken ≈ 1 TeV mertebesinde ≈ 30 pb mertebesine inmektedir. Inklusif jet tesir kesitinin yüksek rapidite değerlerindeki değerinin daha hızlı eğildiği görülmektedir, bunun yanında son p_T binlerde sayım değerlerinin azlığından dolayı yüksek istatistiksel belirsizlik bulunmaktadır. NLO mertebesindeki teorik sonuçlar ile yapılan karşılaştırmaların sonucunda uyumlu sonuç verdiği görülmektedir. Bu sonuçlar ile pQCD teorisinin jetleri birim rapiditeye ve birim enerjide saçılma olasılığı için Tevtron'dan sonra daha yüksek $\sqrt{s}$ değerine çıkabilen LHC'nin ulaşabildiği faz uzayında bile hala geçerliliğini koruduğu görülmektedir. Bu sonuçlar yardımı ile ve bu enerji ölçeğinde QCD teorisinin öngörülerine duyulan güven sonucu CMS dedektörünün kalibrasyonu için kinematik yeni bir faz bölgesi olduğu söylenebilir. Böylece dedektörün enerji tepki dağılımları daha iyi anlaşılabilir dedektör simülasyonları daha hassas şekilde ayarlanabilir.

Bir çarpıştırma deneyinde gözlemlenebilecek yeni parçacıklar ve olası keşifler, dedektör tarafından kaydedilen toplam lüminozite ve hızlandırıcının kütle merkezi enerjisine bağlıdır. İnkusif jet tesir kesitine ait ölçüm, hassasiyetin sadece istatistiki sayım ile sınırlı olmadığını gösteren bir ölçümdür. Dedektör tepkilerinin çok iyi anlaşılması yeni fizik sinyallerine ait bozunum kanallarının ortaya çıkartılmasında oldukça önemlidir.

Olay üretici programların yapmış oldukları öngörüler farklı alt-olay senaryoları için CMS'in deneysel ölçüm değerleri ile karşılaştırma P_{11} , Z_2 , Z_2^* ve D_6T kümelerinin belli fizik kanalları için uyumlu sonuçlar verirken bazıları için yakın olmayan sonuçlar ile de karşılaşmıştır. MC olay üretici programların hadronik çarpışma deneylerindeki tüm etkileşimleri yüksek hassaslık ile modelleyebilmesi, CMS deneyinin yeni fizik yasalarının sinyallerini hassas ve daha kolay keşfedebilmesine olanak taşıyacaktır.

Son olarak, inklusif jet tesir kesitinin yüksek enerjilerde teorik öngörülerden sapması bu bolgede yeni fizik yasalarının varlığını ifade etmektedir. Fakat elde edilen sonuçlarda böyle bir sonuç ile karşılaşılması, bu rapidite ve enerji bölgesinde elimizdeki toplam veriler ile yeni fizik sinyalinin olmadığını söylemektedir, başka bir ifade ile yaklaşık olarak $\approx 10^{-20}$ m kuarkların noktasal parçacık olarak davrandıklarını ifade etmektedir. CMS dedektörünün tüm etkileşmelerinin çok iyi modelleyerek simüle edebilmesi jet enerji ölçeğinden gelen belirsizliği ciddi anlamda düşürecektir ve olası sapmalar yeni fizik sinyallerine ait olabilir.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- Abachi, S. et al.**, 1995, Transverse energy distributions within jets in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, Phys.Lett., vol. B357, 500–508. [21](#)
- Abbiendi, G. et al.**, 1999, Experimental properties of gluon and quark jets from a point source, Eur.Phys.J., vol. C11, 217–238, [hep-ex/9903027](#). [23](#)
- Abbott, B. et al.**, 1999, Determination of the absolute jet energy scale in the D0 calorimeters, Nucl.Instrum.Meth., vol. A424, 352–394, [hep-ex/9805009](#). [71](#)
- Abbott, B. et al.**, 2001, Inclusive jet production in $p\bar{p}$ collisions, Phys.Rev.Lett., vol. 86, 1707–1712, [hep-ex/0011036](#). [90](#)
- Abe, F. et al.**, 1996, Inclusive jet cross section in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, Phys.Rev.Lett., vol. 77, 438–443, [hep-ex/9601008](#). [3](#)
- Acosta, D. et al.**, 2005, Study of jet shapes in inclusive jet production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, Phys.Rev., vol. D71, 112002, [hep-ex/0505013](#). [21](#), [22](#)
- Adloff, C. et al.**, 1999, Measurement of internal jet structure in dijet production in deep inelastic scattering at HERA, Nucl.Phys., vol. B545, 3–20, [hep-ex/9901010](#). [21](#)
- Affolder, T. et al.**, 2001, Measurement of the inclusive jet cross section in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, Phys.Rev., vol. D64, 032001, [hep-ph/0102074](#). [90](#)
- Agostinelli, S. et al.**, 2003, GEANT4: A simulation toolkit, Nucl. Instrum. Meth. A506 250. [55](#), [90](#)
- ALICE Collaboration**, 1995, ALICE: Technical proposal for a large ion collider experiment at the CERN LHC. [25](#)
- Almeida, L.G., Lee, S.J., Perez, G., Sterman, G.F., Sung, I. et al.**, 2009, Substructure of high- p_T Jets at the LHC, Phys.Rev., vol. D79, 074017, [0807.0234](#). [22](#)
- Altarelli, G. and Parisi, G.**, 1977, Asymptotic Freedom in Parton Language, Nucl.Phys., vol. B126, 298. [46](#)

KAYNAKLAR DİZİNİ (Devam)

- Alwall, J., Herquet, M., Maltoni, F., Mattelaer, O. and Stelzer, T.**, 2011, MadGraph 5: Going Beyond, JHEP, vol. 1106, 128, [1106.0522](#). [47](#)
- Anastasiou, C., Glover, E.N., Oleari, C. and Tejeda-Yeomans, M.**, 2001a, Two loop QCD corrections to massless identical quark scattering, Nucl.Phys., vol. B601, 341–360, [hep-ph/0011094](#). [19](#)
- Anastasiou, C., Glover, E.N., Oleari, C. and Tejeda-Yeomans, M.**, 2001b, Two loop QCD corrections to massless quark gluon scattering, Nucl.Phys., vol. B605, 486–516, [hep-ph/0101304](#). [19](#)
- Anastasiou, C., Glover, E.N., Oleari, C. and Tejeda-Yeomans, M.**, 2001c, Two-loop QCD corrections to the scattering of massless distinct quarks, Nucl.Phys., vol. B601, 318–340, [hep-ph/0010212](#). [19](#)
- Andersson, B.**, 1983, The Lund String Model, Phys.Rep., vol. 97. [47](#)
- Armstrong, W. et al.**, 1994, ATLAS: Technical proposal for a general-purpose p p experiment at the Large Hadron Collider at CERN. [25](#)
- ATLAS Collaboration**, 2010, Charged particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 900$ GeV and 7 TeV in a diffractive limited phase-space measured with the ATLAS detector at the LHC and new PYTHIA6 tune, ATL-CONF-2010-031. [103](#)
- Bahr, M., Gieseke, S., Gigg, M., Grellscheid, D., Hamilton, K. et al.**, 2008, Herwig++ Physics and Manual, Eur.Phys.J., vol. C58, 639–707, [0803.0883](#). [47](#)
- Bartalini, Paolo, e. and Fano, Livio, e.**, 2010, Multiple partonic interactions at the LHC. Proceedings, 1st International Workshop, MPI’08, Perugia, Italy, October 27-31, 2008, [1003.4220](#). [103](#)
- Bayatian, G. et al.**, 2007, CMS technical design report, volume II: Physics performance, J.Phys.G, vol. G34, 995–1579. [34](#), [37](#)
- Bietenholz, W. et al.**, 2010, Exploring the Nucleon Structure from First Principles of QCD, J.Phys.Conf.Ser., vol. 239, 012011, [1004.2100](#). [13](#)
- Bloom, E.D., Coward, D., DeStaebler, H., Drees, J., Miller, G. et al.**, 1969, High-Energy Inelastic e p Scattering at 6-Degrees and 10-Degrees, Phys.Rev.Lett., vol. 23, 930–934. [6](#)

KAYNAKLAR DİZİNİ (Devam)

- Bollini, C.** and **Giambiagi, J.**, 1972, Dimensional Renormalization: The Number of Dimensions as a Regularizing Parameter, *Nuovo Cim.*, vol. B12, 20–25. [11](#)
- Breidenbach, M., Friedman, J.I., Kendall, H.W., Bloom, E.D., Coward, D. et al.**, 1969, Observed Behavior of Highly Inelastic electron-Proton Scattering, *Phys.Rev.Lett.*, vol. 23, 935–939. [6](#)
- Breitweg, J. et al.**, 1999, Measurement of jet shapes in high Q^2 deep inelastic scattering at HERA, *Eur.Phys.J.*, vol. C8, 367–380, [hep-ex/9804001](#). [21](#)
- Buckley, A., Hoeth, H., Lacker, H., Schulz, H. and von Seggern, J.E.**, 2010, Systematic event generator tuning for the LHC, *Eur.Phys.J.*, vol. C65, 331–357, [0907.2973](#). [48](#)
- Cacciari, M., Salam, G.P. and Soyez, G.**, 2008, The Anti-k(t) jet clustering algorithm, *JHEP*, vol. 0804, 063, [0802.1189](#). [53](#)
- Catani, S., Krauss, F., Kuhn, R. and Webber, B.**, 2001, QCD matrix elements + parton showers, *JHEP*, vol. 0111, 063, [hep-ph/0109231](#). [54](#)
- Chou, J.P., Eno, S., Kunori, S., Sharma, S. and Wang, J.**, 2010, Anomalous HB/HE Noise at Startup: Characteristics and Rejection Algorithms, CMS Analysis Note, vol. [2010-006](#). [62](#)
- CMS Collaboration**, 1994, CMS, the Compact Muon Solenoid: Technical proposal. [25](#)
- CMS Collaboration**, 2010, Calorimeter Jet Quality Criteria for the First CMS Collision Data. [63](#)
- CMS Collaboration**, 2011a, Jet Energy Resolution in CMS at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$. [72](#), [75](#)
- CMS Collaboration**, 2011b, Measurement of the Underlying Event Activity at the LHC with $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ and Comparison with $\sqrt{s} = 0.9\text{ TeV}$, *JHEP*, vol. 09, 109, [1107.0330](#). [103](#)
- CMS Collaboration**, 2012a, Absolute Calibration of the Luminosity Measurement at CMS: Winter 2012 Update. [98](#)
- CMS Collaboration**, 2012b, Jet Energy Scale performance in 2011. [95](#)

KAYNAKLAR DİZİNİ (Devam)

- Czakon, M.**, 2005, The Four-loop QCD beta-function and anomalous dimensions, Nucl.Phys., vol. B710, 485–498, [hep-ph/0411261](#). 13
- Dirac, P.A.**, 1928, The Quantum theory of electron, Proc.Roy.Soc.Lond., vol. A117, 610–624. 5, 7
- Dokshitzer, Y.L.**, 1977, Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics., Sov.Phys.JETP, vol. 46, 641–653. 46
- Dokshitzer, Y.L., Leder, G., Moretti, S. and Webber, B.**, 1997, Better jet clustering algorithms, JHEP, vol. 9708, 001, [hep-ph/9707323](#). 53
- Ellis, S.D., Vermilion, C.K., Walsh, J.R., Hornig, A. and Lee, C.**, 2010, Jet Shapes and Jet Algorithms in SCET, JHEP, vol. 1011, 101, [1001.0014](#). 22
- Fabjan, C. and Gianotti, F.**, 2003, Calorimetry for particle physics, Rev.Mod.Phys., vol. 75, 1243–1286. 71
- Faddeev, L. and Popov, V.**, 1967, Feynman Diagrams for the Yang-Mills Field, Phys.Lett., vol. B25, 29–30. 7
- Field, R.**, 2010, Early LHC Underlying Event Data - Findings and Surprises, [1010.3558v1](#). 101
- Gaiser, J.**, 1982, Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/ψ and ψ' . 73
- Gavrilov, V., Kodolova, O., Oulianov, A. and Vardanian, I.**, 2003, Jet Reconstruction with Pileup Subtraction. 26
- Gell-Mann, M.**, 1964, The Symmetry group of vector and axial vector currents, Physics, vol. 1, 63–75. 6
- Gell-Mann, M., Goldberger, M., Kroll, N. and Low, F.**, 1969, Amelioration of divergence difficulties in the theory of weak interactions, Phys.Rev., vol. 179, 1518–1527. 1
- Giele, W., Glover, E.N. and Kosower, D.A.**, 1993, Higher order corrections to jet cross-sections in hadron colliders, Nucl.Phys., vol. B403, 633–670, [hep-ph/9302225](#). 19

KAYNAKLAR DİZİNİ (Devam)

- Gleisberg, T., Hoeche, S., Krauss, F., Schonherr, M., Schumann, S. et al.**, 2009, Event generation with SHERPA 1.1, JHEP, vol. 0902, 007, [0811.4622](#). [47](#)
- Gribov, V. and Lipatov, L.**, 1972, Deep inelastic e p scattering in perturbation theory, Sov.J.Nucl.Phys., vol. 15, 438–450. [46](#)
- Gross, D.J. and Wilczek, F.**, 1973, Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories, Physical Review Letters, vol. 30, 1343–1346. [13](#)
- Hagiwara, K., Kanzaki, J., Okamura, N., Rainwater, D. and Stelzer, T.**, 2010, Calculation of HELAS amplitudes for QCD processes using graphics processing unit (GPU), Eur.Phys.J., vol. C70, 513–524, [0909.5257](#). [19](#)
- Hoeche, S., Krauss, F., Lavesson, N., Lonnblad, L., Mangano, M. et al.**, 2006, Matching parton showers and matrix elements, [hep-ph/0602031](#). [54](#)
- Huth, J.E., Wainer, N., Meier, K., Hadley, N., Aversa, F. et al.**, 1990, Toward a standardization of jet definitions. [22](#), [49](#)
- Kluge, T.**, 2004a, Measurement and QCD analysis of event shape variables in deep-inelastic electron proton collisions at HERA. [21](#)
- Kluge, T.**, 2004b, Measurements of event and jet shapes at HERA, Eur.Phys.J., vol. C33, S416–S418, [hep-ex/0310063](#). [21](#)
- Kluge, T., Rabbertz, K. and Wobisch, M.**, 2006, FastNLO: Fast pQCD calculations for PDF fits, pp. 483–486, [hep-ph/0609285](#). [88](#)
- Krauss, F.**, 2002, Matrix elements and parton showers in hadronic interactions, JHEP, vol. 0208, 015, [hep-ph/0205283](#). [54](#)
- Lattes, C., Muirhead, H., Occhialini, G. and Powell, C.**, 1947a, Processes Involving Charged Mesons , Nature, vol. 159, 694–697. [5](#)
- Lattes, C., Occhialini, G. and Powell, C.**, 1947b, Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions. 1, Nature, vol. 160, 453–456. [5](#)
- Lattes, C., Occhialini, G. and Powell, C.**, 1947c, Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions. 2, Nature, vol. 160, 486–492. [5](#)

KAYNAKLAR DİZİNİ (Devam)

- Layter, J.**, 1994, QCD studies using a cone-based jet finding algorithm for $e^+ e^-$ collisions at LEP, pp. 1632–1636. [21](#)
- LHC Collaboration**, 1991, Design study of the large hadron collider (LHC): A Multiparticle collider in the LEP tunnel. [25](#)
- Liu, H., Sander, C. and Hatakeyama, K.**, 2011, SUSY ECAL Masked Cell Summary, URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SusyEcalMaskedCellSummary>. [63](#)
- Lykken, J.D.**, 2005, Phenomenology beyond the standard model, Czech.J.Phys., vol. 55, B577–B598, [hep-ph/0503148](#). [26](#)
- Lykken, J.D.**, 2010, Beyond the Standard Model, [1005.1676](#). [2](#), [26](#)
- Martin, S.P.**, 1997, A Supersymmetry Primer, [hep-ph/9709356](#). [26](#)
- Moraes, A., Buttar, C. and Dawson, I.**, 2007, Prediction for minimum bias and the underlying event at LHC energies, Eur.Phys.J., vol. C50, 435–466. [48](#)
- Nadolsky, P.M., Lai, H.L., Cao, Q.H., Huston, J., Pumplin, J. et al.**, 2008, Implications of CTEQ global analysis for collider observables, Phys.Rev., vol. D78, 013004, [0802.0007](#). [23](#), [43](#)
- Nakamura, K. et al.**, 2010, Review of particle physics, J.Phys.G, vol. G37, 075021. [14](#)
- Physics Validation Group**, 2012, URL https://cms-service-dqm.web.cern.ch/cms-service-dqm/CAF/certification/Collisions11/7TeV/Reprocessing/Cert_160404-180252_7TeV_ReRecoNov08_Collisions11_JSON_v2.json. [59](#)
- Politzer, H.D.**, 1973, Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?, Physical Review Letters, vol. 30, 1346–1349. [13](#)
- Pumplin, J.**, 1990, Variables for distinguishing between quark jets and gluon jets. [22](#)
- Rochester, G. and Butler, C.**, 1947, Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles, Nature, vol. 160, 855–857. [5](#)
- Rodenberg, M. and Remington, R.**, 2010, Beam Halo ID in CMS, URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/BeamHaloId>. [63](#)

KAYNAKLAR DİZİNİ (Devam)

- Salam, G.P.** and **Soyez, G.**, 2007, A Practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm, JHEP, vol. 0705, 086, [0704.0292](#). 51
- Schaelicke, A., Gleisberg, T., Hoeche, S., Schumann, S., Winter, J. et al.**, 2004, Event generator for particle production in high-energy collisions, Prog.Part.Nucl.Phys., vol. 53, 329–338, [hep-ph/0311270](#). 45
- Sjostrand, T., Mrenna, S. and Skands, P.Z.**, 2006, PYTHIA 6.4 Physics and Manual, JHEP, vol. 0605, 026, [hep-ph/0603175](#). 47
- Sjöstrand, S. et al.**, 1987, Multiple parton-parton interactions in an impact parameter picture, Phys. Lett., vol. B188, 149. 103
- Skands, P.Z.**, 2010, Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes, Phys.Rev., vol. D82, 074018, [1005.3457](#). 48
- Sterman, G.F. and Weinberg, S.**, 1977, Jets from Quantum Chromodynamics, Phys.Rev.Lett., vol. 39, 1436. 48
- Susskind, L.**, 1979, Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg-Salam Theory, Phys.Rev., vol. D20, 2619–2625. 1
- 't Hooft, G. and Veltman, M.**, 1972, Regularization and Renormalization of Gauge Fields, Nucl.Phys., vol. B44, 189–213. 11
- van Ritbergen, T., Schellekens, A. and Vermaseren, J.**, 1999, Group theory factors for Feynman diagrams, Int.J.Mod.Phys., vol. A14, 41–96, [hep-ph/9802376](#). 13
- Wilczek, F.**, 2000, QCD made simple, Phys.Today, vol. 53N8, 22–28. 6
- Wobisch, M. and Wengler, T.**, 1998, Hadronization corrections to jet cross-sections in deep inelastic scattering, [hep-ph/9907280](#). 53
- Yukawa, H.**, 1935, On the interaction of elementary particles, Proc.Phys.Math.Soc.Jap., vol. 17, 48–57. 5
- Zweig, G.**, 1964a, An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. Part 1. 6
- Zweig, G.**, 1964b, An $SU(3)$ Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking. Part 2. 6

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı: **Nasuf SÖNMEZ**

Doğum Tarihi: 17 Nisan 1980

Doğum Yeri: Kırcaali/BULGARİSTAN

Yabancı Dil: İngilizce

EĞİTİM

Doktora

Ege Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, *Nükleer Fizik ABD*, 2012

Y.Lisans

Ege Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, *Nükleer Fizik ABD*, 2006

Lisans

Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, *Teorik Fizik Opsiyonu*, 2004

YURT DIŞI

AKTİVİTELER

CMS Detektörüne Ait Test Çalışmaları, Cenevre-İsviçre *Temmuz-Ağustos 2006*.

CMS Detektörünün Kurulumu ve Test Çalışmaları, Cenevre-İsviçre *Temmuz-Aralık 2007*.

CMS Detektörünün Kurulumu, Çalıştırılması ve Fizik Simülasyon Çalışmaları, Cenevre-İsviçre *Temmuz-Eylül 2008*.

FNAL laboratuvarında, ABD hükümetinin bursu ile araştırmacı olarak görevde bulunmuştur, Illinois/ABD *Mart 2009-Mart 2010*

CMS Dedektöründe Faz-II ve Test Çalışmaları, Cenevre-İsviçre *Haziran 2011- Eylül 2011*.

ÇALIŞTIĞI

PROJELER

CMS *Deneyinde Test Çalışmaları ve Süpersimetrik Parçacıkların Aranması* adlı projede araştırmacı olarak katılmıştır. (2007-2010) **TAEK Proje No: CERN-A5.H.2.P1.01/6**

CERN'deki CMS Deneyinde, Standard Model Ötesi İçin Fizik Simülasyonu, Veri Analizi ve Dedektör Yenileme Çalışmaları adlı projede araştırmacı olarak görev almaktadır. (2011-2012) **TAEK Proje No: CERN-A5.H2.P1.01-06**

EKLER

Ek A Filtreler

Ek B Çözünürlük - MC-Gerçeklik Yöntemi

Ek C Çözünürlük - Asimetri Yöntemi

Ek D PDF ve Ölçek Belirsizliği

Ek E SU(3) Simetri Grubu

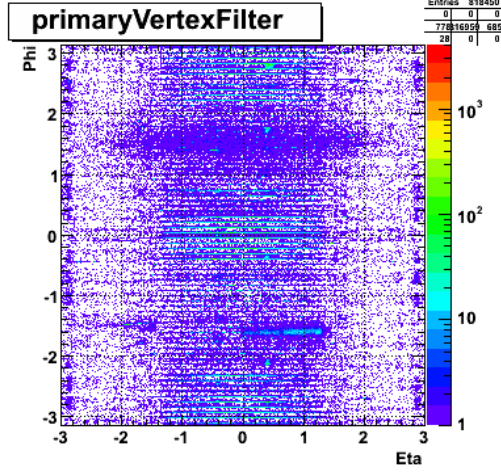
Ek F Monte Carlo İnce Ayar Parametreleri

Ek G Kullanılan Yazılımlar

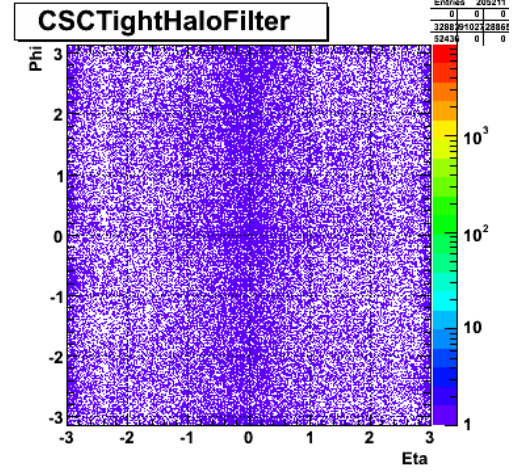
Ek A

Filtreler

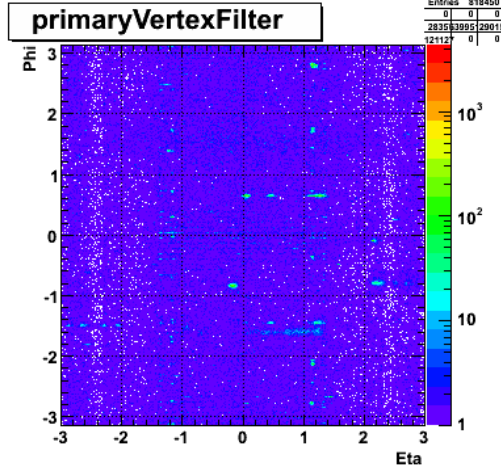
Çarpışma olayları içerisinde Bölüm-5.1’de ayrıntılı olarak anlatılmış filtreler tarafından ayıklanmış olan olaylardaki en yüksek momentuma sahip iki jetin $\eta - \phi$ düzlemindeki dağılımları.



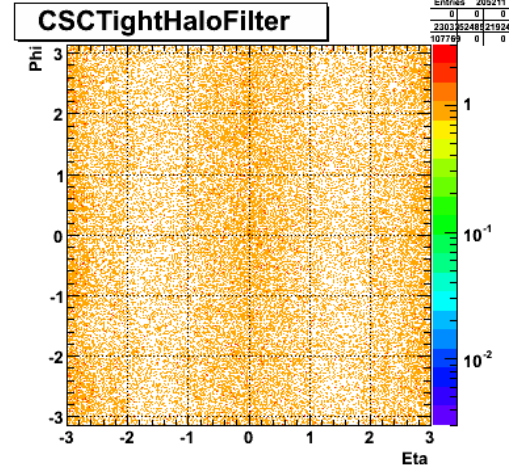
(a) 1. jet ve BİRİNCİL ETKİLEŞME NOKTASI filtresi.



(b) 1. jet ve CSCTIGHALO filtresi.

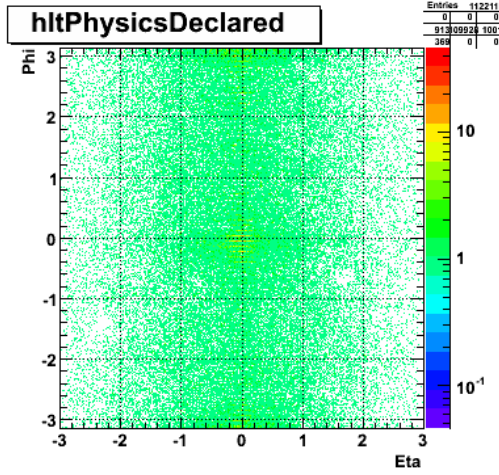


(c) 2. jet ve BİRİNCİL ETKİLEŞME NOKTASI filtresi.

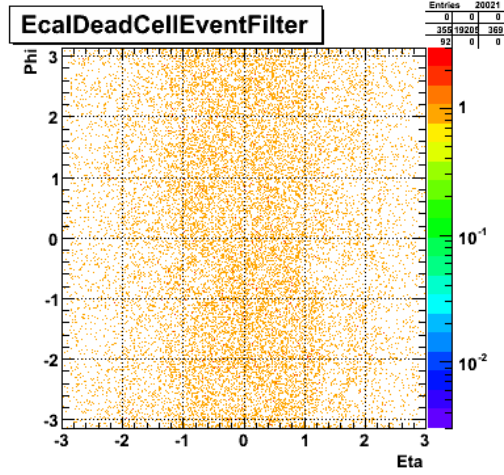


(d) 2. jet ve CSCTIGHALO filtresi.

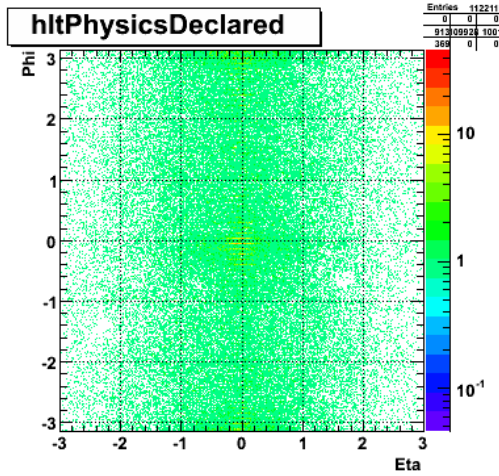
Şekil A.1: Sorunlu verileri ayıklamak için kullanılmış olan BİRİNCİL ETKİLEŞME NOKTASI veCSCTIGHALO filtreleri tarafından ayıklanan verilerdeki en yüksek enerjili iki jetin $\eta - \phi$ düzlemindeki dağılımları.



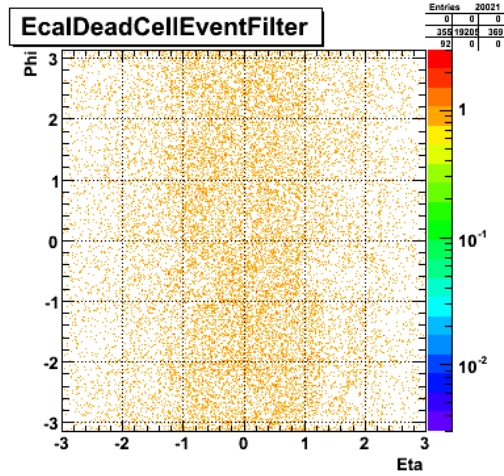
(a) 1. jet ve HLTPhysicsDeclared filtresi.



(b) 1. jet ve ECALDEADCELL filtresi.



(c) 2. jet ve HLTPhysicsDeclared filtresi.



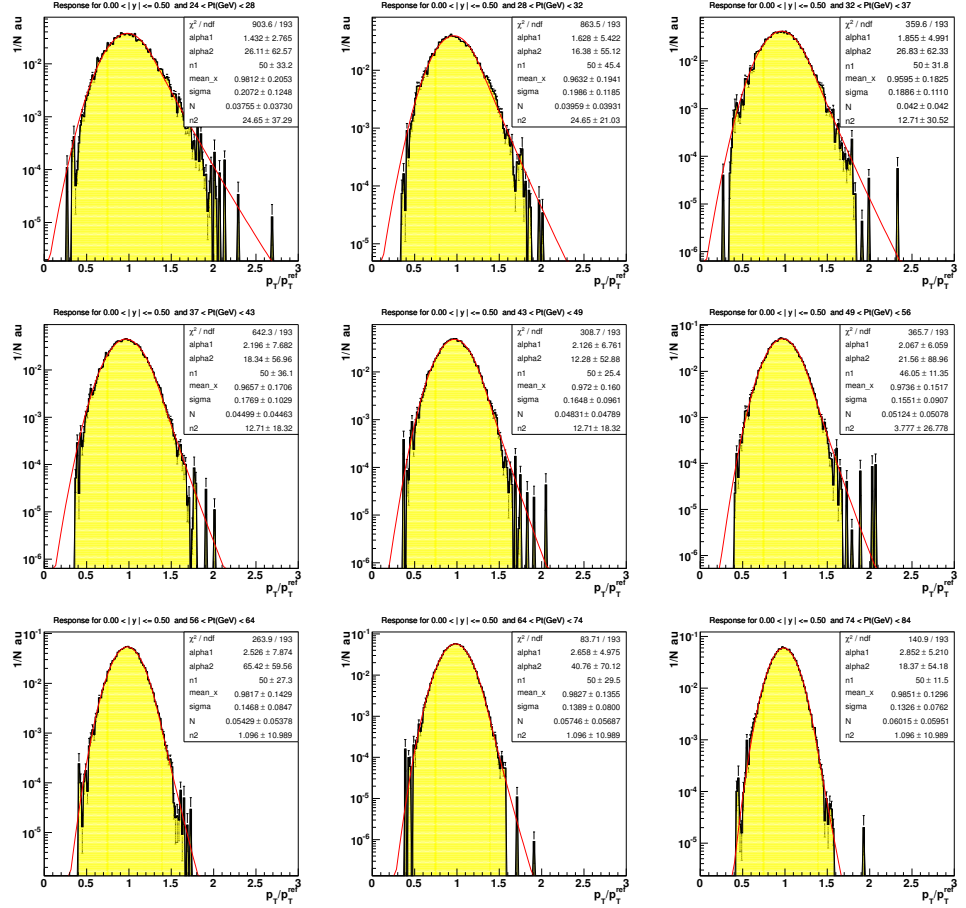
(d) 2. jet ve ECALDEADCELL filtresi.

Şekil A.2: Sorunlu verileri ayıklamak için kullanılmış olan ECALDEADCELL ve HLTPhysicsDeclared filtreleri tarafından ayıklanan verilerdeki en yüksek enerjili iki jetin $\eta - \phi$ düzlemindeki dağılımları.

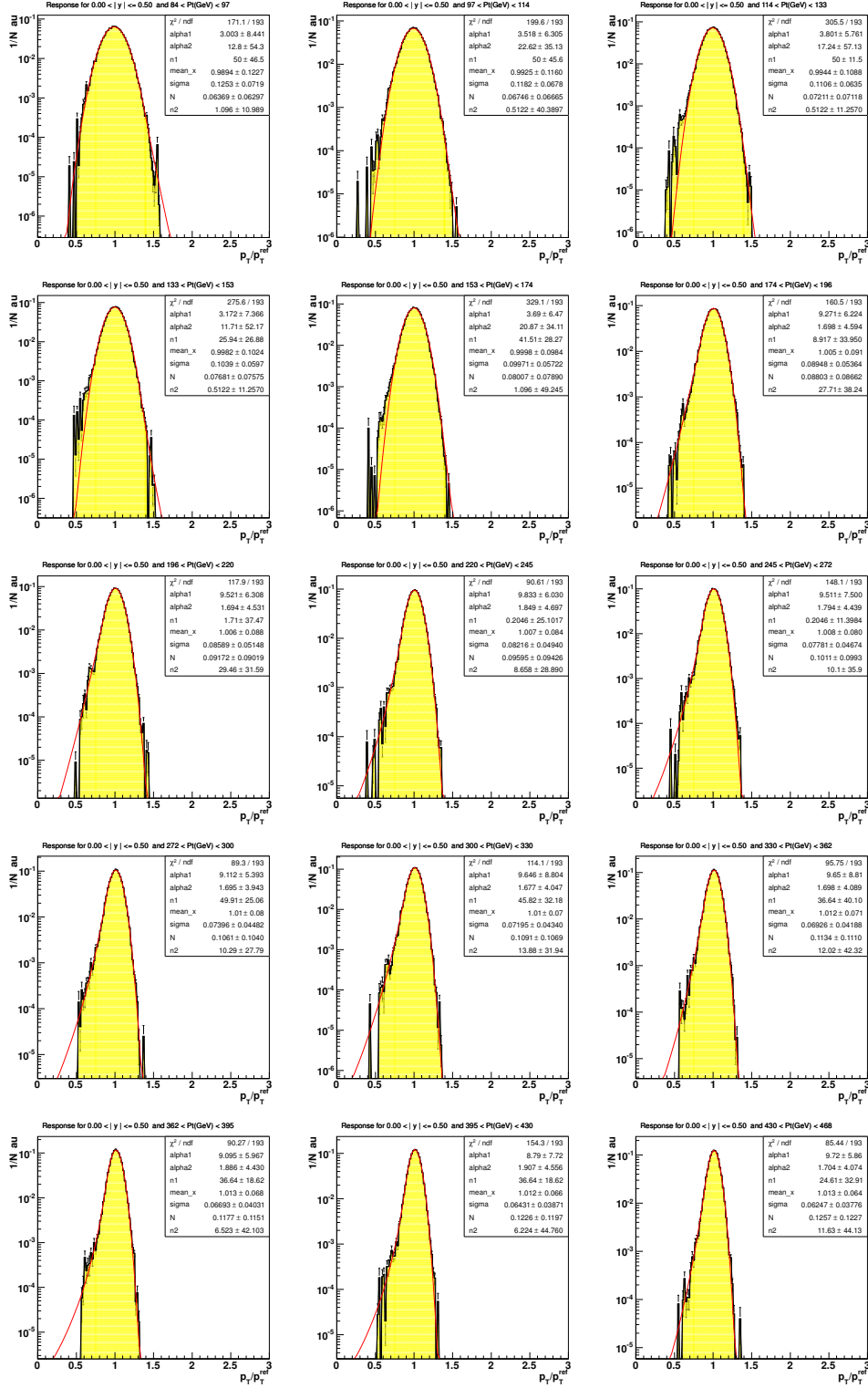
Ek B

Çözünürlük - MC-Gerçeklik Yöntemi

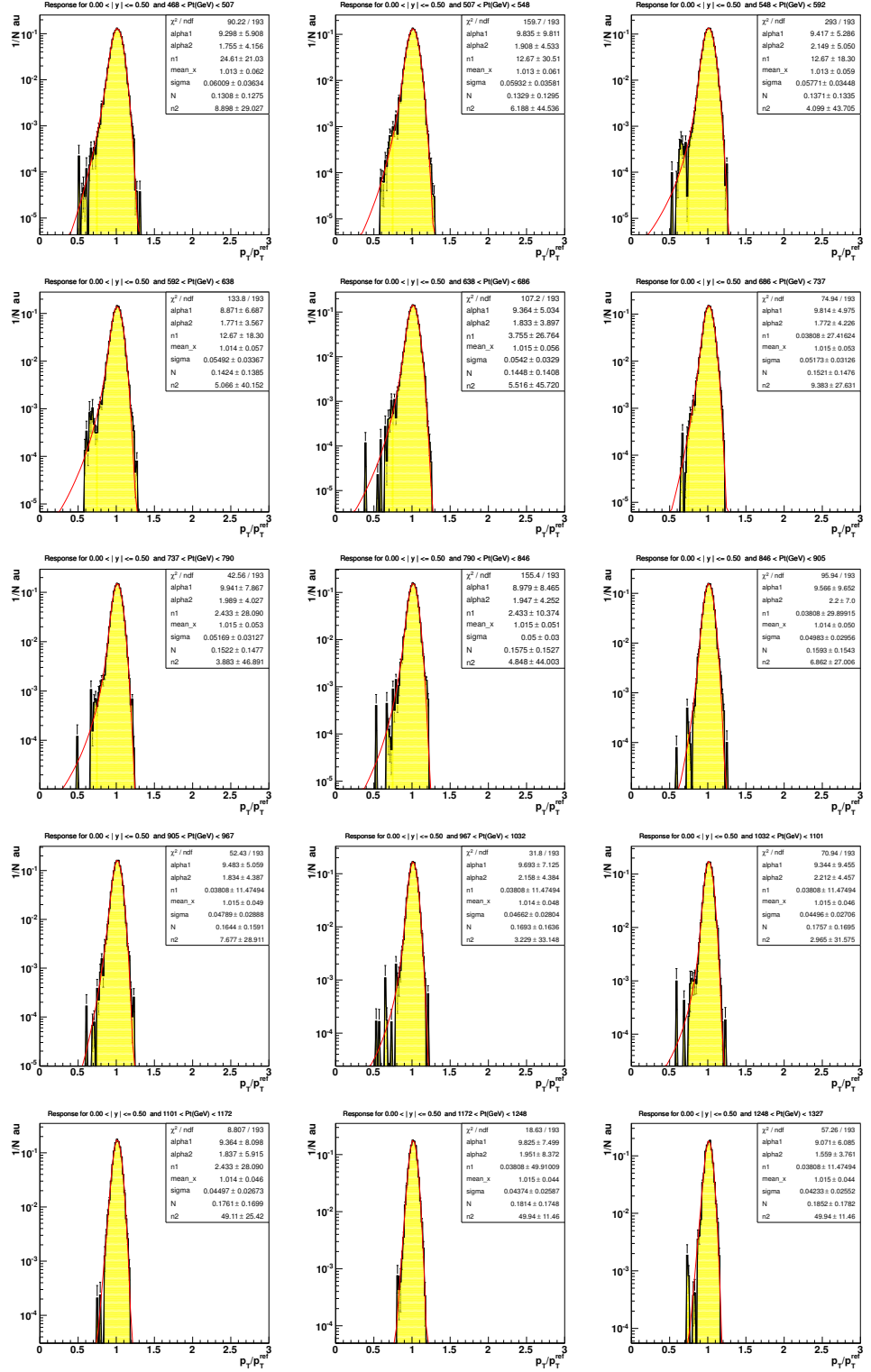
CMS dedektörünün MC-Gerçeklik yöntemi ile çözünürlüğünün hesaplanmasında her bir p_T aralığı için p_T^{REC}/p_T^{GEN} oranı çizdirilmiştir ve Crystal-Ball fonksiyonu kullanılarak $\eta < 2.5$ rapidite bölgesinde toplam 44 bin aralığı $\times 5$ rapidite bölgesi için uydurma işlemi yapıldı. Şekil-B.1, Şekil-B.2, Şekil-B.3 ve Şekil-B.5’de çizdirilmiş olan grafikler sadece $|\eta| < 0.5$ rapidite bölgesi için toplam 44 bin aralığındaki uydurma işlemini göstermektedir. Bu uydurma işlemi için Denklem-5.4 kullanılmıştır. Daha yüksek enerjili bölgeye çıkıldığında pikin genişliği azalmaktadır. Bunun anlamı dedektör yüksek enerjilerde daha hassas enerji ölçümü yapabilmektedir.



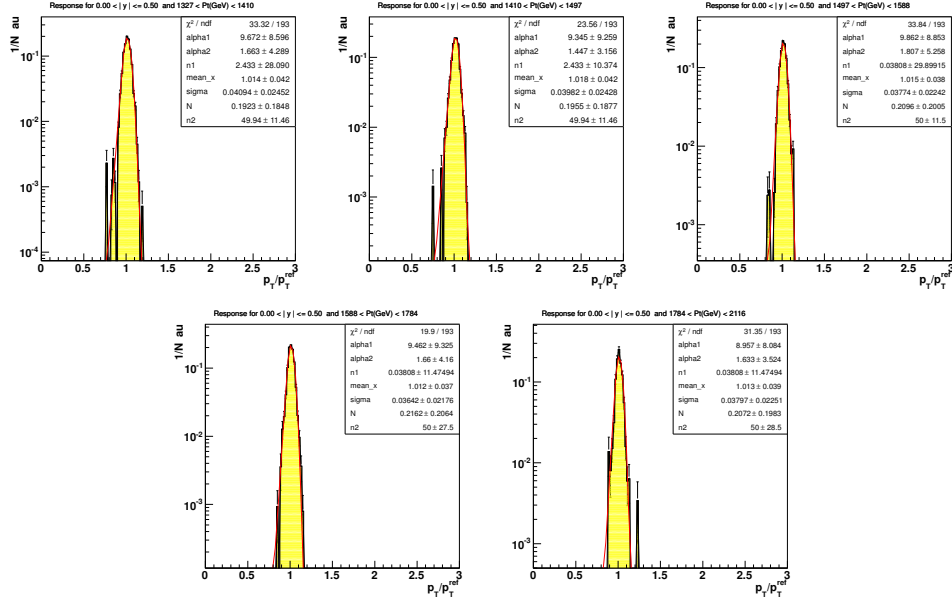
Şekil B.1: 24 GeV–84 GeV bölgesinde her bir p_T aralığı için CMS’in (p_T^{REC}/p_T^{GEN}) tepki dağılımları.



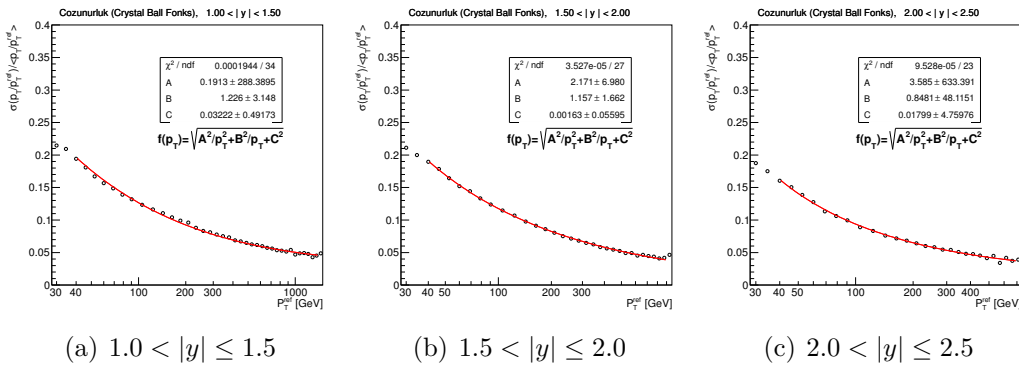
Şekil B.2: 84 GeV–468 GeV bölgesinde her bir p_T aralığı için CMS 'in $(p_T^{\text{REC}}/p_T^{\text{GEN}})$ tepki dağılımları.



Şekil B.3: 300 GeV–967 GeV bölgesinde her bir p_T aralığı için CMS 'in (p_T^{REC}/p_T^{GEN}) tepki dağılımları.



Şekil B.4: 967 GeV–2000 GeV bölgesinde her bir p_T aralığı için CMS 'in $(p_T^{\text{REC}}/p_T^{\text{GEN}})$ tepki dağılımları.

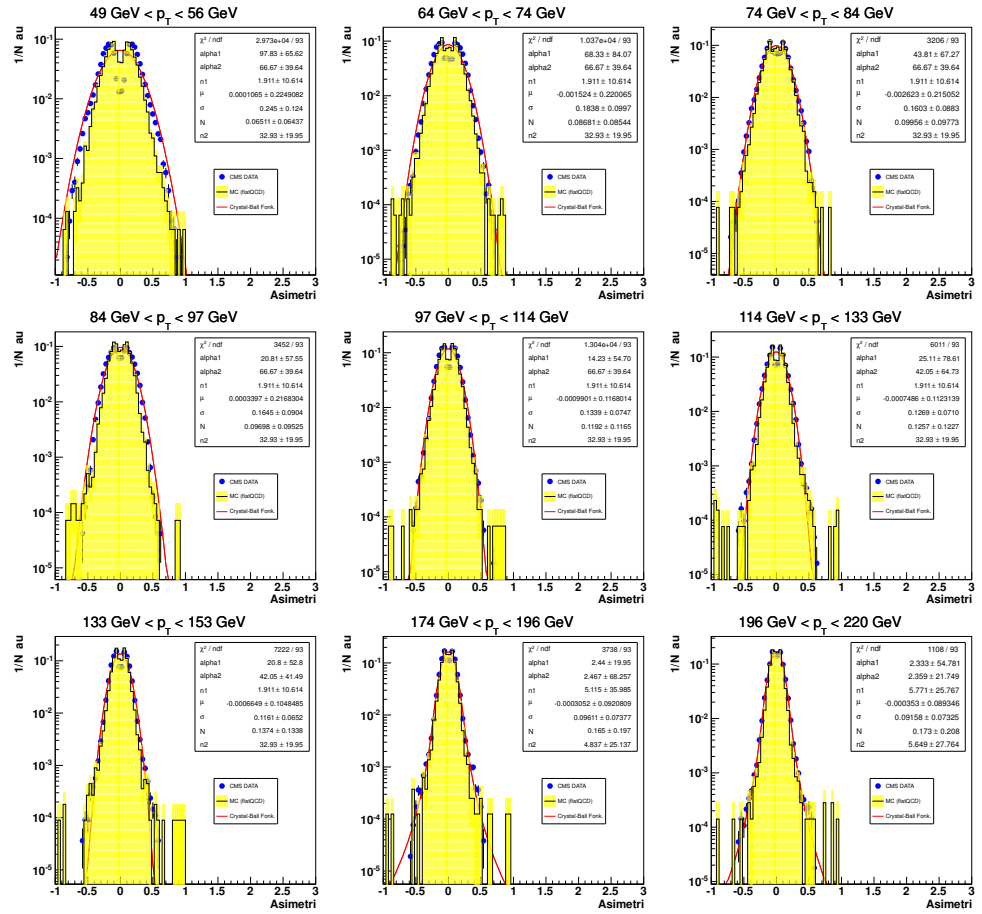


Şekil B.5: MC-Gerçeklik yöntemi ile $1.0 < |y| \leq 2.5$ aralığında CMS dedektörünün jet momentum çözünürlüğü. Kırmızı çizgi Denklem-5.1 ile yapılan uydurma işlemini göstermektedir, siyah daireler ise MC (flatQCD) simülasyonu ile elde edilen noktalardır. (Anti- k_T , $R = 0.5$)

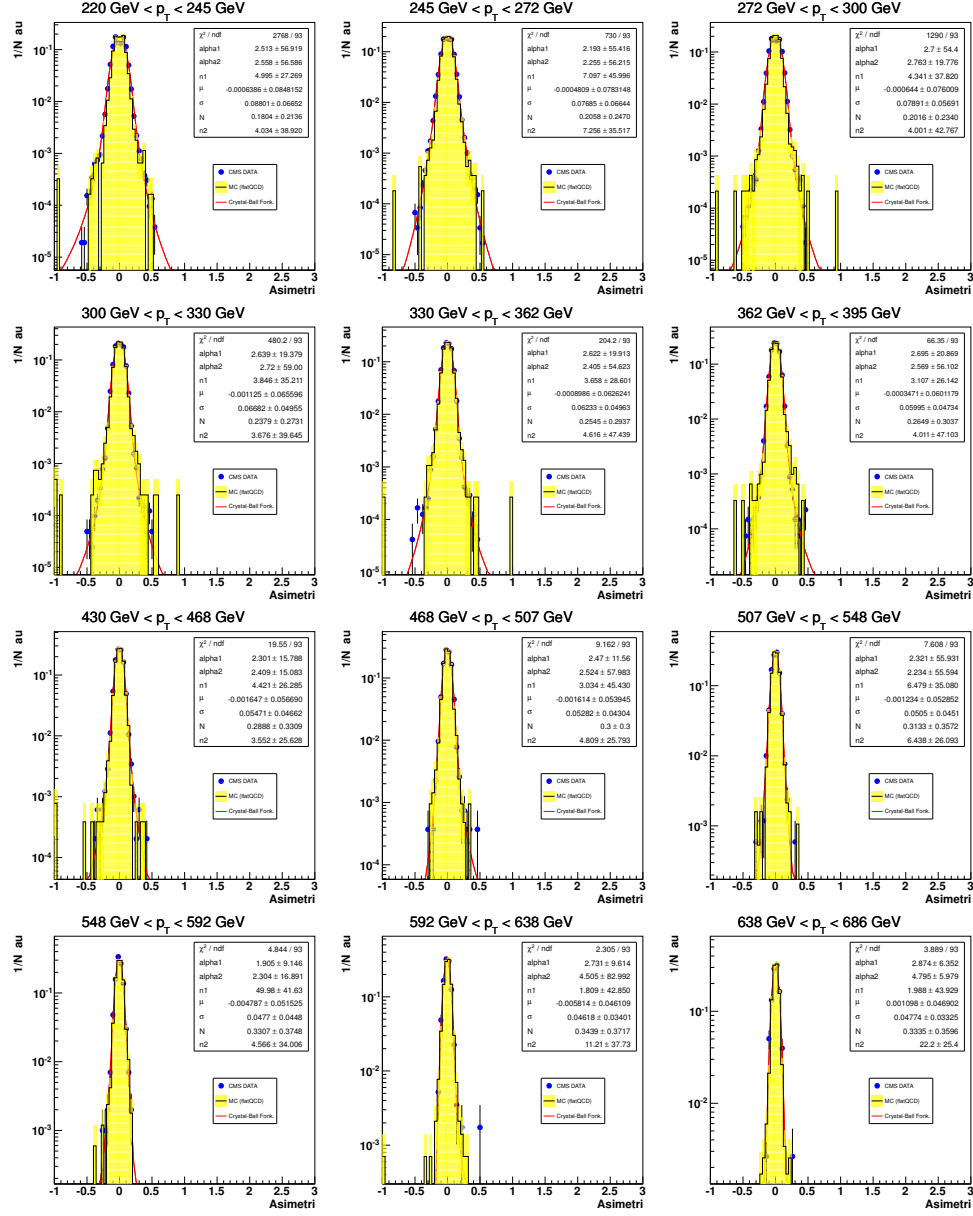
Ek C

Çözünürlük - Asimetri Yöntemi

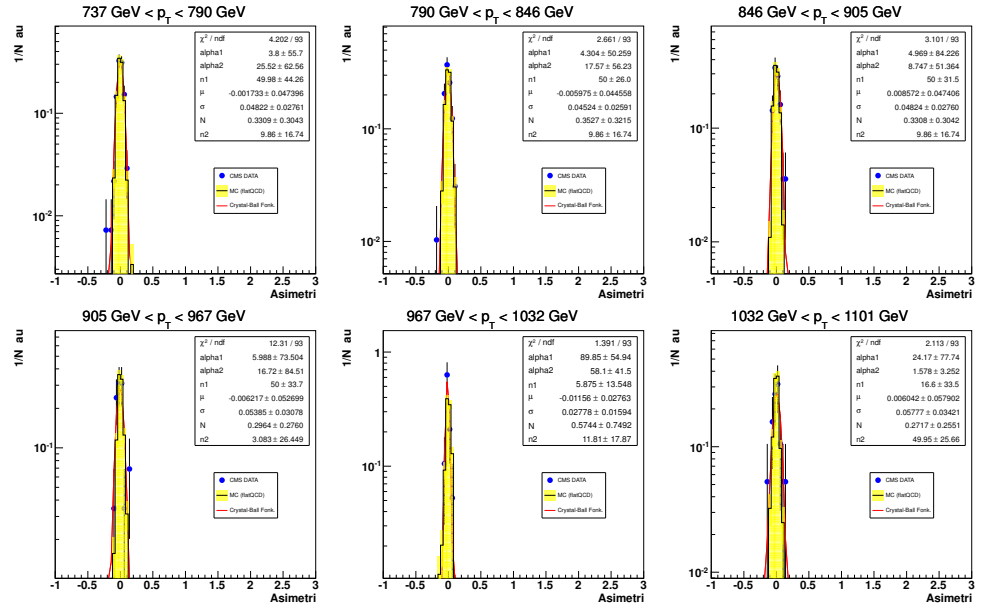
Asimetri yöntemi ile her bir p_T aralığı için MC (flatQCD) ve CMS verileri arasında karşılaştırma histogramları bu bölümde verilmektedir. Crystal-Ball fonksiyonu kullanılarak yapılan uydurma işlemine ait sde sonuçlara eklenmiştir. Şekil-C.1, Şekil-C.2 ve Şekil-C.3’de mavi noktalar CMS ölçüm verilerini, sarı taralı alan MC ve kırmızı çizgi Crystal-Ball fonksiyonu ile CMS verileri üzerine yapılan uydurma işlemi ifade etmektedir.



Şekil C.1: 49 GeV–300 GeV bölgesinde her bir p_T aralığı için asimetri yöntemi ile elde edilen tepki dağılımları. (Anti- k_T algoritması, $R = 0.5$, $|y| < 2.5$ ve $p_{T,3} < 8$ GeV)



Şekil C.2: 300 GeV–1101 GeV bölgesinde her bir p_T aralığı için asimetri yöntemi ile elde edilen tepki dağılımları. (Anti- k_T algoritması, $R = 0.5$, $|y| < 2.5$ ve $p_{T,3} < 8$ GeV)

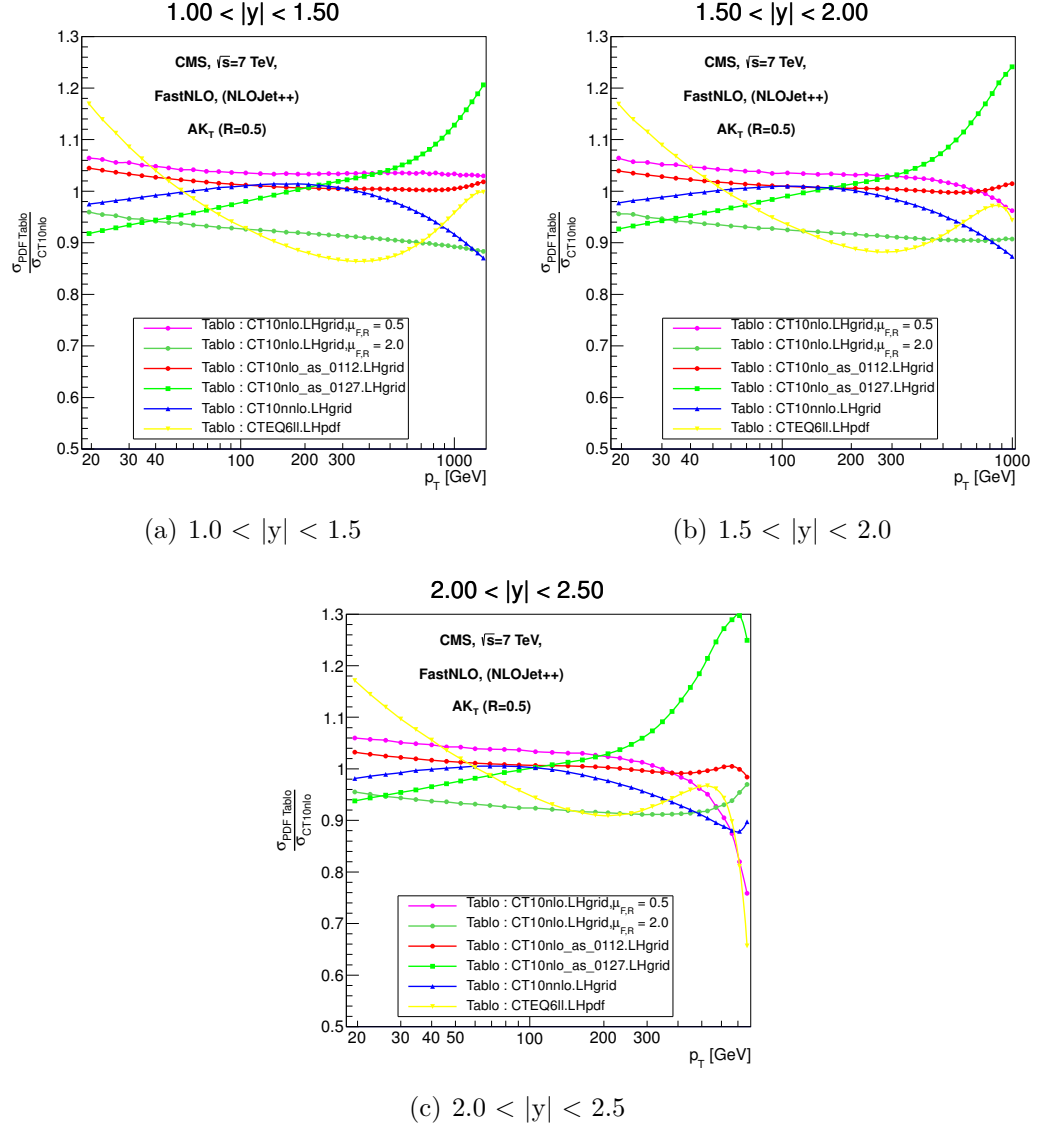


Şekil C.3: 300 GeV–1101 GeV bölgesinde her bir p_T aralığı için asimetri yöntemi ile elde edilen tepki dağılımları. (Anti- k_T algoritması, $R = 0.5$, $|y| < 2.5$ ve $p_{T,3} < 8$ GeV)

Ek D

PDF ve Ölçek Belirsizliği

Farklı iki PDF tablosu, $\alpha_s = 0.112$, 0.127 değerleri ve $\mu_{F,R} = 0.5$, 2.0 durumlarında inklusif diferansiyel jet tesir kesitinde meydana gelen değişim aşağıdaki grafiklerde farklı renkteki çizgiler ile verilmiştir.



Şekil D.1: Farklı PDF tabloları ve ölçek çarpanları değişimine göre inklusif diferansiyel jet tesir kesitinin her bir rapidite bölgesindeki değişim.

Ek E

SU(3) Simetri Grubu

$SU(N_C) = SU(3)$ simetri grubu 3 boyutlu renk uzayında renk kuantum durumunu ifade eden vektörlerin dönmelerine ait kompleks üniter bir dönüşümdür. $3^2 - 1 = 8$ adet (3×3) baz matrisleri (jeneratör) ile temsil edilmektedir. Baz matrisleri Gell-Mann matrisleri cinsinden yazılabilir:

$$\lambda^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda^4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda^7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

Gell-Mann matrisleri kuark-gluon vertekslerinde bir çarpan olarak karşımıza çıkmaktadır ve $SU(3)$ baz matrisleri aşağıdaki özelliklere sahiplerdir.

$$tr [\lambda^a \lambda^b] = 2\delta_{ab} \quad (E.1)$$

$$\left[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right] = i \sum_{c=1}^8 f^{abc} \frac{\lambda^c}{2} \quad (E.2)$$

$$f^{abc} f^{dbc} \frac{\lambda^d}{2} = C_2 \delta^{ad} \frac{\lambda^a}{2}, \quad C_2 = N_C \quad (E.3)$$

$$\sum_a \frac{\lambda^a}{2} \frac{\lambda^a}{2} = C_F = \frac{N_C^2 - 1}{2N_C} \quad (E.4)$$

burada f^{abc} $SU(3)$ simetri grubunun yapı sabitidir (structure constant) ve aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$f^{123} = 1 \quad (E.5)$$

$$f^{147} = -f^{156} = f^{246} = f^{257} = -f^{367} = \frac{1}{2} \quad (E.6)$$

$$f^{458} = f^{678} = \frac{\sqrt{3}}{2} \quad (E.7)$$

Ek F

Monte Carlo İnce Ayar Parametreleri

Monte Carlo olay üreticileri yardımı ile farklı parton sağnağı, çoklu parton etkileşmesi ve hadronizasyon süreçleri oluşturan Z2 ve Z2* ince ayar parametrelerine ait veriler sunulmuştur.

Çizelge F.1: Z2* parametre kümesi için değerler. İtalik değerler güncellenmiş olan değerlerdir.

Parameter	Related model	Tune Z2*	PYTHIA6.4
PARP(62)	ISR cut-off	1.025	1.0
PARP(77)	Color reconnections suppression	1.016	
PARP(78)	Amount of color reconnections	0.538	0.03
PARP(80)	Beam remnant breakup suppress.	0.1	0.1
<i>PARP(82)</i>	MPI regular. scale of the p_T spectrum	<i>1.92</i>	<i>2.0</i>
PARP(83)	MPI (matter distribution)	0.356	0.5
PARP(84)	MPI (matter distribution)	0.651	0.4
PARP(89)	Reference energy scale	1800.0	1800.0
<i>PARP(90)</i>	MPI power of the energy rescaling	<i>0.23</i>	<i>0.16</i>
PARP(91)	Width of Gaussian primordial k_T	1.0	2.0
PARP(93)	Primordial k_T	10.0	5.0

RIVET programı ile yapılan MC öngörülleri için kullanılan analiz yazılımları <http://rivet.hepforge.org/analyses> adresinden ulaşılabilir.

Ek G

Kullanılan Yazılımlar

CMS deneyi tarafından, pp çarpışmalarına ait verilerin tüm üye ülkeler tarafından uzaktan incelenerek analiz edilebilmesi için GRID adı verilen bir sistem ile her ülke deney verilerinin belli zamanlarda alınmış kopyalarını saklayan, verilerin üzerinde analiz çalışmalarının yapıldığı merkezler bulunmaktadır. Bu merkezlerde CMS deneyinde yapılacak tüm fizik analiz çalışmaları için bir çatı programlama yazılımı olan CMSSW kullanılmaktadır. Bu analiz çalışmasının gerçekleştirilmesi için FNAL bünyesinde bulunan bilgisayar kümeleri vasıtası ile 2011 yılında toplanmış olan verilerin hepsi NTUPLE katalogları haline getirilmiştir.

Bu NTUPLE katalogları daha sonra ROOT programları yazılarak her bir çarpışma olayına ait parametreler ve jet hüzmelerine ait değişkenler analiz edilerek, fiziksel değişkenlere ait histogram ve grafikler elde edildi.

Fiziksel dağılımlara ait değişkenler üzerinde bir fonksiyon ile uydurma işleminin yapılması gerektiği durumlarda ROOFIT programı kullanıldı.

Jet saçılma tesir kesitinin teorik hesabı için MATHEMATICA üzerinde çalışan FEYN CALC ve FORM CALC programları kullanıldı. Farklı PDF dağılımlarının jet saçılma tesir kesiti üzerindeki değişiminin incelenmesi için NLOJET++ ve FASTNLO programları kullanıldı.

Çarpışma olaylarının simülasyonu için yapılan çalışmalarda PYTHIA6.4 ve MADGRAPH olay üretici programlar kullanıldı. MC ince ayar parametrelerinin incelenmesinde RIVET çatı yazılımı ve altındaki analiz kodları kullanılmıştır.

Son olarak bu tezin L^AT_EX programlama dili ile yazımında TEXSHOP ve M_IK_TEX yazılımları kullanılmıştır.