

**T.C.  
ADYAMAN ÜNİVERSİTESİ  
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**CMS İLERİ BÖLGE JETLERİYLE PARTON DAĞILIM  
FONKSİYONLARININ (PDF) BELİRLENMESİ**

**REMZİ KARACA**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**ADYAMAN, 2021**

**ÖZET**  
**Yüksek Lisans Tezi**

**CMS İLERİ BÖLGE JETLERİYLE PARTON DAĞILIM  
FONKSİYONLARININ (PDF) BELİRLENMESİ**

Remzi KARACA

Adıyaman Üniversitesi  
Lisansüstü Eğitim Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Salim ÇERÇİ

Yıl : 2021, Sayfa sayısı: 73

Jüri : Prof. Dr. Salim ÇERÇİ  
Prof. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ  
Dr. Öğr. Üyesi İlknur HOŞ

Bu tezde, 8 TeV'lik kütle merkezi enerjisindeki proton-proton çarpışmalarında CMS detektörünün ileri rapidite bölgesinde ölçülen düşük  $p_T$ -li jetlerin diferansiyel tesir kesiti verileri KRD analizinde kullanılarak parton dağılım fonksiyonlarını (PDF) belirleme çalışmaları gerçekleştirilmiştir. Açık kaynaklı bir KRD uyum platformu olan xFitter Analiz Çerçevesi kullanılarak gluon dağılım fonksiyonları incelenmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Jetler; PDF; CMS; xFitter; Gluon

## ABSTRACT

### MSc Thesis

# PDF (PARTON DISTRIBUTION FUNCTION) CONSTRAINTS WITH FORWARD RAPIDITY JETS IN CMS

Remzi KARACA

Adiyaman University

Graduate Education Institute

Department of Physics

Supervisor : Prof. Dr. Salim ÇERÇİ

Year : 2021, Number of pages: 73

Jury : Prof. Dr. Salim ÇERÇİ

Prof. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ

Assist. Prof. İlknur HOŞ

In this thesis, the differential cross section data of low  $p_T$  jets measured in the forward rapidity region of the CMS detector in proton-proton collisions at the center of mass energy of 8 TeV were used in QCD analysis to determine the parton distribution functions. Gluon distribution functions were analyzed using the xFitter Analysis Framework, which is an open source QCD fit platform.

**Key Words:** Jets; PDF; CMS; xFitter; Gluon

## **BEYAN**

“CMS İleri Bölge Jetleriyle Parton Dağılım Fonksiyonlarının (PDF) Belirlenmesi” başlıklı tezimde çalışmaların tamamen akademik kurallara ve etik değerlere sadık kalınarak yürütüldüğünü ve yazımda yararlandığım eserlerin kaynakçada gösterilenlerden oluştuğunu ayrıca alıntılardan bilimsel etiğe uygun atıf yapılarak yararlanmış olduğumu beyan ederim.

Remzi KARACA



## TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimimde öncelikle ders aşamasında sonrada tez aşamasında bana yol gösteren, engin bilgi ve tecrübeleri ile bana ışık tutan, beni her konuda destekleyen, sabırla dinleyen, benim için çok değerli, bilge ve kadirşinas danışman hocam Prof. Dr. Salim ÇERÇİ'ye sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ders ve tez aşamasında her zaman güleryüzlülüğünü gösteren, içtenlik ve samimiyetini eksik etmeyen, her alanda bana destek olan değerli hocam Prof. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ'ye çok teşekkür ederim.

Yüksek lisans eğitimi süresince her zaman pozitif düşünceleri ve olumlu katkılarıyla bana destek olan ve yardımlarını her daim hissettiğim değerli FİZİK bölümü öğretim üyeleri ve elemanlarına teşekkür ederim.

Yüksek lisans tez jürimde yer alan Dr. Öğr. Üyesi İlknur HOŞ hocama katılımlarından dolayı teşekkür ederim.

Hayat boyu aldığım eğitim süresince her daim arkamda olan ve bana desteklerini hiçbir zaman eksik etmeyen aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

## İÇİNDEKİLER

ÖZET .....	I
ABSTRACT .....	II
BEYAN .....	III
TEŞEKKÜR .....	IV
İÇİNDEKİLER .....	V
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
SİMGELER ve KISALTMALAR .....	X
1. GİRİŞ .....	1
1.1. Parçacık Fizikinin Standart Modeli.....	1
1.2. Güçlü Etkileşim Teorisi .....	3
1.3. Güçlü Çiftlenim ve Renormalizasyon .....	5
1.4. Deney .....	8
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	10
3. MATERYAL VE YÖNTEM .....	18
3.1. Protonun Yapısı ve Tesir Kesit Tahminleri .....	18
3.2. Jet Üretimi .....	21
3.3. Jet Yeniden Yapılandırma Algoritmaları .....	22
3.3.1. İnküsif Jet Kesitinde NLO Düzeltmeleri.....	25
3.3.2. İnküsif Jet Kesitinde NNLO Düzeltmeleri.....	26
3.4. Genel Amaçlı Monte Carlo Olay Üreteçleri .....	28
3.4.1. Pertürbatif Olmayan Etkiler (NP).....	30
3.5. Pertürbatif Olmayan Düzeltmelerin Hesaplanması .....	31
3.6. Teorik Belirsizliklerin Hesaplanması .....	32
3.7. HERAFitter (xFitter) KR D Analiz Paketi .....	32
4. LHC’de KOMPAKT MÜON SOLENOİD DENEYİ.....	38
4.1. Büyük Hadron Hızlandırıcısı .....	38
4.2. CMS Detektörü .....	40
4.2.1. İzleme Sistemleri .....	43
4.2.2. Elektromanyetik Kalorimetre .....	44
4.2.3. Hadron Kalorimetresi .....	46
5. BULGULAR VE TARTIŞMA .....	48
5.1. KR D Analizi .....	48
5.1.1. Deneysel Belirsizliklerin İyileştirilmesi.....	51
5.1.2. Model ve Parametrelendirme Belirsizliklerinin Hesaplanması.....	52
5.1.3. Hızlı Hesaplama Teknikleri: GRID .....	52
5.2. CMS’te Ölçülen Düşük $p_T$ ’li İnküsif İleri Jet Tesir Kesitleriyle PDF’lerin Elde Edilmesi .....	55
6. SONUÇLAR ve ÖNERİLER.....	60
KAYNAKLAR .....	67
KİŞİSEL BİLGİLER.....	73

## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1 HERAFitter paketinde uygulanan deneysel veriler ve teori hesaplamalarının listesi.....	36
Çizelge 5.1 HERA DIS verilerinin KRD analizinde ve $\sqrt{s} = 8$ TeV’de inklüsif jet üretiminin CMS ölçümlerinde kısmi $\chi^2/N_{dp}$ ve evrensel $\chi^2/N_{dof}$ verileri.....	59



## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Temel parçacıkların Standart Modeli .....	2
Şekil 1.2. Gluon kendi kendine enerji düzeltmeleri için döngü diyagramları .....	6
Şekil 1.3. $\alpha_s(Q)$ 'nun $Q$ ölçeğinin fonksiyonu olarak değişimi, farklı deneylerden ve gözlenebilirlerden elde edilen tespitlerle birlikte gösterilmektedir. Şekildeki siyah noktalar, $\sqrt{s} = 8$ TeV'de kapsamlı jet ölçümü kullanılarak CMS deneyinden belirlenir .....	7
Şekil 2.1. $pp$ etkileşiminde ileri rapiditede $p_T = 20$ GeV'den büyük en az bir jet üreten iki partonun $\log(x_{1,2})$ dağılımı .....	11
Şekil 2.2. İnküsif ileri jet üretimi için Feynman diyagramı .....	11
Şekil 2.3. İleri bölge psüdorapiditede ( $3.2 <  \eta  < 4.7$ ) aralığındaki inküsif jet tesir kesitinin PYTHIA 6, PYTHIA 8, HERWIG 6, NLOJET++, POWHEG, CASCADE ve HEJ gibi çeşitli öngörülerle karşılaştırılması .....	12
Şekil 2.4. Diferansiyel tesir kesitinin $p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak en az bir merkezi jete sahip (soldaki) ve en az bir ileri jete sahip (sağdaki) ikili jet olayları için gösterimi .....	13
Şekil 2.5. İnküsif jet diferansiyel tesir kesitinin jetin dik momentumu $p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak, $R = 0.4$ (a) ve $R = 0.6$ (b) değerlerine sahip anti- $k_T$ algoritması kullanılarak tanımlanan jetler için gösterimi .....	14
Şekil 2.6. Hadron seviyesine düzeltilen inküsif jet tesir kesitinin, $p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak $0 <  y  < 0.5$ ve $3.2 <  y  < 4.7$ rapidite aralıkları için gösterimi .....	15
Şekil 2.7. Jet $p_T$ 'nin fonksiyonu olarak çift diferansiyel inküsif jet tesir kesitleri. Veriler ve NLO tahminleri CT10 PDF seti, düşük $p_T$ verileri (düz çizgi) için pertürbatif olmayan faktör için düzeltilmiş ve yüksek $p_T$ verileri (kesikli çizgi) için pertürbatif olmayan (NP) ve elektro-zayıf (EWK) düzeltme faktörleri $\Delta y  = 0.5$ aralığında altı farklı $ y $ değeri için karşılaştırma .....	16
Şekil 2.8. $Q^2 = 1.9$ GeV <sup>2</sup> 'de gluon (a), yukarı kuark (b) ve aşağı kuark (c) dağılımı. HERA DIS ve CMS jet verileriyle donatılmış PDF'ler gölgeli bantlarla temsil edilirken, CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler çizgili bantlarla temsil edilir. Alt paneller, CMS jet verilerinin etkisinin açıkça görülebildiği kesirli belirsizlikleri gösterir .....	17
Şekil 3.1. $Q^2 = 1.9$ GeV başlangıç ölçeğinde gluon, deniz kuark, uv değerlik ve dv değerlik PDF'lerine genel bakış .....	19
Şekil 3.2. Birincil mertebeye ayırma fonksiyonları için Feynman diyagram örnekleri ...	21
Şekil 3.3. İnküsif jet üretimine katkıda bulunan birincil mertebeye diyagramları. Düz çizgiler kuarkları, kıvrımlı çizgiler gluonları göstermektedir .....	22
Şekil 3.4. Farklı yapılanma seviyelerinde bir jet taslağı. Partonlar, sert saçılmadan (parton düzeyinde) ortaya çıkar ve hadronizasyonla kararlı parçacıklar (parçacık düzeyinde) olurlar. Bunlar dedektörle etkileşime girer ve iz vuruşlarıyla birlikte (dedektör seviyesi) enerji birikintileri bırakır .....	23
Şekil 3.5. $k_T$ , Cambridge / Aachen ve anti- $k_T$ algoritmaları için jet alanlarının çizimi, jetin $p_T$ 'sini sunan kulelerle $y$ - $\Phi$ uzayındaki aktif alanları göstermektedir .....	24
Şekil 3.6. Kızılötesi ve eşdoğrusal güvensiz durum örneği .....	25
Şekil 3.7. $2 \rightarrow 2$ sürecinin örnek bir KRD diyagramı a) Gerçek, b) Sanal düzeltme ...	26

Şekil 3.8. 2→2 sürecinin örnek bir NNLO KRD diyagramları. a) Gerçek-Gerçek, b) Gerçek-Sanal ve c) Sanal-Sanaldüzeltilme .....	27
Şekil 3.9. Hadron-hadron çarpışmasının taslağı. Merkezdeki kırmızı leke, sert etkileşimi temsil ediyor. ISR ve FSR mavi renkte ve MPI mor renkte gösterilmiştir. Hadronlar ve bozunmaları yeşil renkle gösterilmiştir. Yumuşak foton radyasyonu sarı ile gösterilmektedir .....	28
Şekil 3.10. Jet $p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak merkezi (soldaki) ve en dıştaki (sağdaki) mutlak rapidite aralıkları için gösterilen NP (pertürbatif olmayan) düzeltme faktörü. Düzeltme, LO ve NLO tabanlı tahminlerin ortalaması alınarak elde edilir ve bu tahminlerin zarfı belirsizlik bandı olarak kullanılır .....	32
Şekil 3.11. HERAFitter programının şematik görünümü .....	34
Şekil 3.12. HERAPDF1.0'da elde edilen değerlik ( $xu_v, xd_v$ ), deniz ( $xS$ ) ve gluon ( $xg$ ) PDF dağılımları. Gluon ve deniz dağılımları 20 kat küçültülmüştür. Deney, model ve parametrizasyon belirsizlikleri renkli bantlar halinde gösterilmiştir. ....	37
Şekil 3.13. $u$ değerlik (soldaki) ve $d$ değerlik (sağdaki) kuarklarının $Q^2 = M^2_w$ ölçeğinde $x$ 'in fonksiyonu olarak dağılımları. HERA verilerine ve CMS müon asimetri ölçümlerine (açık gölgeli bant) ve yalnızca HERA verilerine (taranmış bant) uydurmanın (fit) sonuçları karşılaştırılmaktadır. Alt panellerde, belirsizlikler doğrudan karşılaştırılmaktadır .....	37
Şekil 4.1. CERN hızlandırıcı sistemi .....	39
Şekil 4.2. 2010-2018 yılları arasında 7, 8 ve 13 TeV'lik kütle merkezi enerjilerinde LHC tarafından iletilen ve CMS detektörü tarafından toplanan toplam ışıklık .....	40
Şekil 4.3. Kompakt Muon Solenoid (CMS) dedektörü .....	41
Şekil 4.4. CMS koordinat sisteminin grafik temsili .....	42
Şekil 4.5. CMS izleme sisteminin şematik bir görünümü. Her detektör modülü ve arka arkaya modüller sırasıyla tek hat ve çift hat ile temsil edilir .....	43
Şekil 4.6. ECAL'nin dörtte birinin geometrik görünümü .....	45
Şekil 4.7. CMS detektörünün uzunlamasına görünümü. ....	46
Şekil 4.8. CMS detektöründen geçen enine kesit. Farklı parçacıkların imzaları tasvir edilmiştir .....	47
Şekil 5.1. PDF yerleştirme prosedürü için bir akış şeması .....	49
Şekil 5.2. Parametreleme taramasına bir örnek. Başlangıç noktası 10 parametrelilik uyumdur. İkinci adımda diğer parametreler bağımsız olarak eklenir ve uyum gerçekleştirilir. En düşük global $\chi^2$ 'ye sahip olan, tüm başarılı uyanlar arasından seçilir (bu örnekte Dg). $\chi^2$ 'nin değişimi 1'den büyükse (önceki adıma kıyasla), prosedür yeni bazla ( $10p + Dg$ ) tekrarlanır. Tarama, $\chi^2$ 'de daha fazla gelişme görülmeğe kadar durdurulur .....	55
Şekil 5.3. Jet $p_T$ ve rapiditenin fonksiyonu olarak çift diferansiyel inklüsif jet tesir kesiti. NLOJET++ ile elde edilen, CT10 PDF setine dayanan ve pertürbatif olmayan (NP) düzeltmelerin yanı sıra yüksek $p_T$ değerleri için elektrozayıf etkiler için düzeltilen teori tahminleri .....	56
Şekil 5.4. CT10 PDF setini kullanarak verinin teori tahminine CT10 NLO PDF oranı (soldaki) ve farklı PDF çeşitlerine oranı (sağdaki) için gösterimi. Teori belirsizliği %20'ye ulaşmaktadır. Ayrıca toplam deneysel sistematik belirsizlikler gösterilmektedir .....	57

Şekil 5.5. Gluon PDF dağılımlarındaki model belirsizliğini belirlemek için kullanılan $m_b, m_c, Q^2_{min}$ ve $f_s$ parametrelerindeki varyasyonlar.....	58
Şekil 6.1. Teori tahminleri ile 8 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde ileri rapidite ( $3.2 <  y  < 4.7$ ) bölgesinde düşük $p_T$ 'ye sahip CMS inklüsif jet verisi ve belirsizlikleriyle karşılaştırılması. Alt panelde ise teorinin veriye oranı toplam belirsizlikle (sarı bant) birlikte gösterilmektedir .....	61
Şekil 6.2. $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de valans yukarı kuark ( $u_v$ ) dağılımı. HERA 1+2 DIS ve CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle donatılmış PDF'ler mavi çizgili bantlarla CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler ise kırmızı çizgili bantlarla temsil edilir.....	62
Şekil 6.3. $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de valans aşağı kuark ( $d_v$ ) dağılımı. HERA1+2 DIS ve CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle donatılmış PDF'ler mavi bantlarla, CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler ise kırmızı bantlarla temsil edilir.....	62
Şekil 6.4. $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de toplam deniz dağılımı. HERA1+2 DIS ve CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle donatılmış PDF'ler mavi bantlarla, CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler ise kırmızı bantlarla temsil edilir.....	63
Şekil 6.5. $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de iki farklı $\alpha_s = 0.118$ (soldaki) ve $\alpha_s = 0.121$ (sağdaki) değerlerinde elde edilen gluon dağılımları. HERA1+2 DIS ve CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle donatılmış PDF'ler mavi çizgili bantlarla CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler ise kırmızı çizgili bantlarla temsil edilir.....	64
Şekil 6.6. $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de gluonun toplam denize oranının dağılımı. HERA DIS ve CMS jet verileriyle donatılmış PDF'ler gölgeli bantlarla temsil edilirken, CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler çizgili bantlarla temsil edilir.....	64
Şekil 6.7. $\alpha_s = 0.121$ değerinde $Q^2$ 'nin üç farklı 10, 100 ve 8317 $\text{GeV}^2$ değerleri için elde edilen gluon dağılımları. HERA1+2 DIS ve CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle donatılmış PDF'ler mavi çizgili bantlarla CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler ise kırmızı çizgili bantlarla temsil edilir.....	65

## SİMGELER ve KISALTMALAR

### Simgeler

$\sigma$	: Tesir Kesiti
$\sqrt{s}$	: Kütle-Merkezi Enerjisi
L	: Işıklılık
$p_T$	: Dik Momentum
$y$	: Rapidite
$\eta$	: Psüdorapidite
$\phi$	: Azimut Açısı
$\Lambda_{KRD}$	: KRD temel katsayısı

### Kısaltmalar

ALICE	: Büyük İyon Çarpıştırma Deneyi
ATLAS	: Büyük Toroidal Detektör
BHÇ (LHC)	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CMS	: Sıkı Müon Solenoidi
EKAL	: Elektromanyetik Kalorimetre
EM	: Elektromanyetik
eV	: Elektron Volt
GeV	: Giga Elektron Volt
GUT	: Büyük Birleşme Kuramı
HAD	: Hadronik
HB	: Hadronik Fıçı Kalorimetresi
HE	: Hadronik Kapak Kalorimetresi
HF	: İleri Hadronik Kalorimetre
HL-LHC	: Yüksek Pralıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
HKAL	: Hadronik Kalorimetre
HO	: Hadronik Dış Yüzey Kalorimetresi
KED (QED)	: Kuantum Elektrodinamiği
KRD (QCD)	: Kuantum Renk Dinamiği
LGT	: Kafes Ayar Teorisi
LHC	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
LHCb	: LHC b Fiziği Deneyi
LHCf	: Büyük İleri Hadron Çarpıştırıcısı
LINAC	: Doğrusal Hızlandırıcı
LS2	: Uzun Kapatma 2
MB	: Fıçı Bölgesi Müon Detektörü
ME	: Kapak Bölgesi Müon Detektörü
MeV	: Mega Elektron Volt
MHz	: Mega Hertz
MoEDAL	: BHÇ'deki Tek Kutup ve Tuhafıklar Deneyi Detektörü

PS	: Proton Sinkrotronu
SM	: Standart Model
SPS	: Süper Proton Sinkrotronu
SPS	: Süper Proton Sinkrotronu
TeV	: Tera Elektron Volt
TOTEM	: Toplam Elastik ve Kırılmayıcı Tesir Kesit Ölçümü Detektörü
UA1/UA2	: Yeraltı Bölgesi 1 ve Yeraltı Bölgesi 2 Detektörleri



## 1. GİRİŞ

Parçacık fiziğinin doğuşu 1897 yılında J.J. Thomson'un elektronu keşfetmesi ile başlamıştır. Daha sonra 1911 yılında Rutherford, yaptığı deneyde ince bir altın varağa bir  $\alpha$  parçacığı (iyonlanmış Helyum atomları) demeti göndererek, pozitif yükün ve kütleinin büyük kısmının atomun merkezindeki çok küçük bir çekirdekte yoğunlaştığını göstermiştir. Rutherford en hafif atomun (hidrojen) çekirdeğine *proton* adını verdi. 1914 yılında Niels Bohr, hidrojenin, güneşin etrafında dolanan bir gezegen gibi, bir protonun etrafında dolanan bir elektrondan oluştuğunu ileri sürdü. 1932 yılında Chadwick protonun yüksüz ikizi olan *nötronu* keşfetti. Nötronun bulunması ile parçacık fiziğinin temeli atılmış oldu. Fizik geçmişten bugüne “*maddeyi meydana getiren parçacıklar nelerdir ve bu parçacıklar arasındaki etkileşimler nasıldır*” sorularına yanıt aramıştır. 1932 yılında maddenin temel parçacıkları protonlar, nötronlar ve elektronlardı. Fakat bilim insanlarının araştırma ve deneyleri sonucunda yeni parçacıklar keşfedilmeye devam edilmiştir. Hideki Yukawa *mezonu*, Paul Dirac *pozitronu* ve Wolfgang Pauli *nötrinoyu* keşfetmesiyle bilim insanlarının maddeyi daha yakından tanımasına ışık tutmuştur.

Maddenin temel yapı taşlarını ve etkileşimlerini anlamak, yüksek enerji fiziği diğer adıyla parçacık fiziğinin büyük hedeflerinden biridir. Parçacık fiziğinin içerisinde yer alan Standart Model (SM); temel parçacıkları, temel kuvvetlerle birlikte tanımlar ve hemen hemen tüm deney sonuçlarını başarılı bir şekilde açıklar.

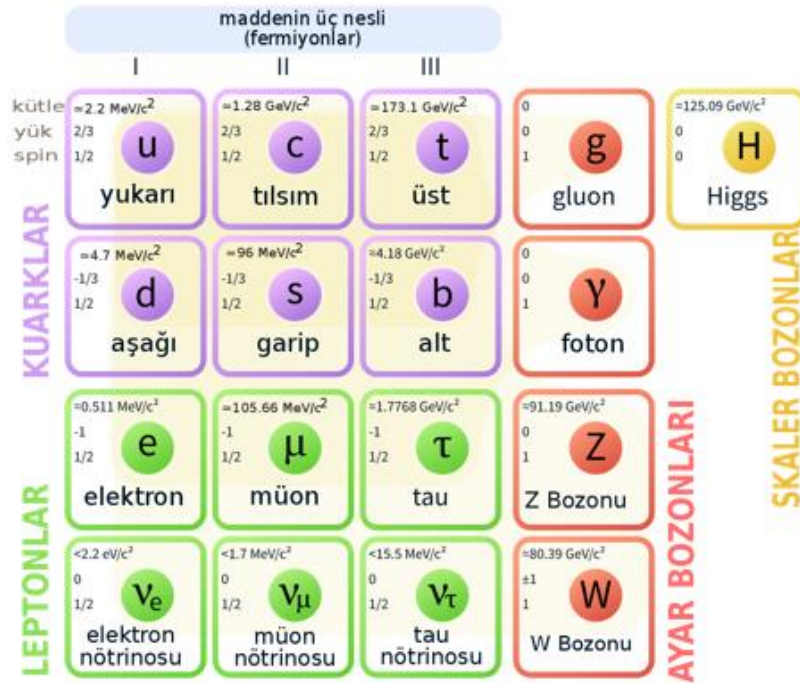
### 1.1. Parçacık Fiziğinin Standart Modeli

Atom fikri, yaklaşık 2400 yıl önce antik Yunan filozofları tarafından varsayılmış olsa da kavram doğanın modern tablosunda hala mevcuttur. Bidiğimiz kadarıyla, yapısal olmayan kuarklar ve leptonların dört temel kuvvet tarafından yönetilen maddenin temel bileşenleri olduğu düşünülmektedir. Bunlar *elektromanyetik kuvvet*, *zayıf nükleer kuvvet*, *güçlü nükleer kuvvet* ve *kütle çekimi kuvvetidir*. Elektromanyetik kuvvetle karşılaştırıldığında, güçlü nükleer kuvvet yaklaşık yüz kat daha güçlü ve zayıf nükleer kuvvet yaklaşık bin kat daha zayıftır. Bir elektron ve

proton arasındaki kütle çekim kuvveti, elektromanyetik kuvvetin  $10^{42}$  katıdır. Bu nedenle, temel parçacıkların ölçeklerinde ihmal edilebilir. Modern doğa resmi, maddenin temel bloklarını ve bunların etkileşimlerini sınıflandıran parçacık fiziğinin Standart Modeli'nde özetlenmiştir. Parçacık fiziğinin Standart Modeli, güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşimlerin Kuantum Alan Teorisine (KAT) dayanarak 1970 yılında geliştirilmiştir. SM çok iyi kurulmuş bir teoridir ve deneysel sonuçların çoğunu başarıyla açıklamaktadır.

SM, madde parçacıklarını üç nesil kuark ve lepton olarak sınıflandırır. SM'de altı farklı kuark çeşidi vardır ve bunlar yukarı (u), aşağı (d), tılsım (c), tuhaf (s), alt (b) ve üst (t) şeklindedir. Leptonlar ise Şekil 1.1'de gösterildiği gibi elektron  $e$ , müon  $\mu$ , tau  $\tau$  ve üç nötrino  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  olmak üzere altı çeşittir.

Temel kuvvetler, bozon adı verilen bir dönüş kuvvet araçlarının değişimi yoluyla modellenir. Güçlü nükleer kuvvet 8 gluon (g) tarafından taşınır.  $W^\pm$  ve Z bozonları ise zayıf nükleer kuvvet taşıyıcılarıdır. Foton ( $\gamma$ ) ise elektromanyetik kuvvetin taşıyıcısıdır.



Şekil 1.1. Temel parçacıkların Standart Modeli [1]

Elektromanyetik ve zayıf kuvvet,  $SU(2) \rightarrow SU(1)$  dönüşümü altında değişmeyen elektrozayıf teorisi adı verilen tek bir ayar teorisi ile tanımlanır. Teori,  $W$  ve  $Z$  bozonlarını kütsüz kabul etse de deneysel kanıtlar bunların kütlelerinin sıfır olmadığını göstermektedir. SM'nin Higgs mekanizmasının tanıtımı yoluyla genişletilmesiyle, bugün  $W$  ve  $Z$  bozonlarının, tüm kuarklar ve leptonlar gibi, kütlelerini Higgs alanıyla etkileşimden elde ettikleri bilinmektedir. Bununla birlikte, Higgs alanının uyarılması olan Higgs parçacığını bulmak bilim insanlarının uzun yıllarını aldı. 2012 yılında Higgs parçacığı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)'de keşfedildi [2, 3]. SM tarafından tahmin edilen Higgs bozonu ile uyumlu olduğu görüldü.

KRD olarak adlandırılan ve Bölüm 1.2'de ayrıntılandırılacak olan güçlü etkileşim teorisi,  $SU(3)$  ayar grubuna tabidir. Son olarak, elektrozayıf teori ve KRD,  $SU(3) \rightarrow SU(2) \rightarrow SU(1)$  'nin ayar simetri grubu ile temsil edilebilir.

## 1.2. Güçlü Etkileşim Teorisi

KRD,  $SU(3)$ 'ün değişken olmayan ayar simetrisine dayalı bir Kuantum Alan Teorisidir. Teori, sekiz gluon alanının aracılık ettiği kuarklar arasındaki etkileşimi tanımlar. Kuarklar ve gluonlar, Pauli dışarlama ilkesiyle uyan ve *renk* adı verilen yeni bir serbestlik derecesine sahiptir [4].

KRD, dört terimden oluşan Lagrange yoğunluğu ile tanımlanır [5]:

$$L_{KRD} = L_{kuarklar} + L_{gluonlar} + L_{gauge} + L_{ghost} \quad (1.1)$$

Burada  $L_{kuarklar}$  spini 1/2 kuark alanlarının ( $m_q$  kütleli  $q_a$ ) ile gluon alanları  $A_\mu^A$  ile etkileşimini tanımlar.

$$L_{kuarklar} = \sum_{q \in u, d, s, c, b, t} \bar{q}_a ((i\gamma^\mu (D_\mu)_{ab} - m_q)) q_b \quad (1.2)$$

Toplam, altı kuark çeşidinin tümü  $u, d, s, c, b, t$  ile gösterilir. Lagrange'da görünen diğer terimler şunlardır:

- Yunan harfleri  $\mu, \nu, \dots \in \{0, 1, 2, 3\}$  uzay-zaman indekslerini temsil eder.

- $a, b, c \in \{1,2,3\}$  ve  $A, B, C \in \{1, \dots, 8\}$  renkli  $SU(3)$  ayar simetri grubunun üçlü ve sekizli temsillerinin indisleridir.
- $\gamma_\mu$ , Dirac matrisleridir.

Kovaryant türev şu şekilde tanımlanır:

$$(D_\mu)_{ab} = \partial_\mu \delta_{ab} + ig_s T_{ab}^A A_\mu^A \quad (1.3)$$

$g_s$ , güçlü etkileşimin gösterge sabitidir. KRD'nin  $SU(3)$  gösterge grubunun jeneratörlerine karşılık gelen  $T_{ab}^A$  faktörlerine sahip sekiz gluon  $A_\mu^A$  alanımız vardır.  $T_{ab}^A$ , Gell-Mann matrisleri  $\lambda$  ile  $T^A = \lambda^A / 2$  olarak temsil edilir.  $T^A$  jeneratör matrisi, komütasyon ilişkilerini sağlamak için

$$[T^A, T^B] = i f^{ABC} T^C \quad (1.4)$$

Burada  $f^{ABC}$ ,  $SU(3)$ 'ün yapı sabitleridir.

$L_{gluonlar}$  terimi şu şekilde tanımlanır:

$$L_{gluonlar} = - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^A G^{\mu\nu}_A \quad (1.5)$$

alan kuvveti tensörü ile

$$G_{\mu\nu}^A = \partial_\mu A_\nu^A - \partial_\nu A_\mu^A - g_s f^{ABC} A_\mu^B A_\nu^C \quad (1.6)$$

eşitliği elde edilir. (1.6) denklemindeki ilk iki terim serbest gluon terimlerine karşılık gelir. Değişken olmayan son terim, gluonun kendi kendine etkileşim özelliğinden sorumludur.

Gluon ileticileri (propagatörleri) bir gösterge seçimini sabitlemeden tanımlanamayacağı gerçeğinden dolayı, bir gösterge seçiminin açık bir şekilde belirtilmesi gereklidir [5]. Son olarak, fiziksel olmayan serbestlik derecelerini iptal etmek için eklenen hayalet (ghost) terim şu şekilde tanımlanır [6]:

$$L_{ghost} = \partial_\mu \eta^{A+} (D_{AB}^\mu \eta^B) \quad (1.7)$$

$\eta^A$  Fermi istatistiklerine uyan karmaşık bir skaler alanı temsil eder.

Güçlü etkileşimlerin oranlarını (enine kesitleri) açıklayan nicel tahminler, kafes ayar teorisi (LGT) [7] veya pertürbatif KRD (pKRD) kullanılarak elde edilebilir. LGT, Öklid uzay zamanında ayırık bir kafes üzerindeki ayar alanı teorisini inceler. LGT’de karmaşık ve CPU’ya dayalı yoğun hesaplamalar gerekir. LHC için tahminler söz konusu olduğunda, LGT’nin uygulaması sınırlıdır. Diğer yandan pKRD, kuarkların ve gluonların zayıf bir şekilde bağlandığı küçük mesafeler ve yüksek enerjiler ile karakterize edilen asimptotik olarak serbest sistemde kullanılabilir. Bu olay *asimptotik özgürlük* olarak adlandırılır ve güçlü nükleer kuvvetin doğasının bir sonucudur. Kuarklar ve gluonlar arasındaki kuvvet mesafe ile artar. Bu özgürlüğü, sanal gluonların renk yükünün çevreleyen boşluğa “sızması” olarak hayal edebiliriz [8]. Bununla birlikte, düşük enerjili kuarklar çok yüksek bir renk alanı hissederler ve yeni bir kuark-antikuark çiftinin ortaya çıkması ve renksiz hadronlar oluşturması enerjisel olarak elverişli hale gelir. Sonuç olarak, kuarklar ve gluonlar renk açısından nötr yani renksiz hadronlara bağlanır veya sınırlanır, hapsedilir.

### 1.3. Güçlü Çiftlenim ve Renormalizasyon

Güçlü çiftlenim sabiti  $\alpha_s$ , KRD’nin temel bir parametresidir. Kuvvetli etkileşme ve kuark kütleleri bilgisi ile ağaç düzeyinde genliklerin hesaplanması sağlanır. Ancak, halkadaki bir parçacığın momentumu sonsuza gittiği için, örneğin Şekil 1.2’de olduğu gibi bir gluona kendi kendine enerji düzeltmelerinde ultraviyole sapmaları ortaya çıkar. Bu sorunu çözmek için, renormalizasyon prosedürü kullanılır. KRD’nin yeniden normalleştirilebilir bir Kuantum Alan Teorisi (KAT) olduğu kanıtlandığından, hesaplamadaki sonsuzluklar, kuark kütleleri ve ilgili eşleşme sabiti gibi sınırlı sayıda parametreye absorbe edilebilir. Üstelik teorinin yeniden normalize edilebilmesi, bir renormalizasyon ölçeği olan  $\mu_r$ ’yi tanıtır.



Şekil 1.2. Gluon kendi kendine enerji düzeltmeleri için halka diyagramları

Dolayısıyla, pKRD'deki tahminler bu fiziksel olmayan ölçeğin seçimine bağlıdır. Çünkü  $\alpha_s$  logaritmik olarak bu ölçeğe bağlıdır. Bu tam bağımlılık, renormalizasyon grubu denklemi (RGE) tarafından verilmektedir. Yeniden normalize edilmiş güçlü çiftlenim sabitinin çalışmasını  $\alpha_s(\mu^2 r)$  olarak belirler.

$$\mu^2 \frac{\partial \alpha_s(\mu r^2)}{\partial \mu r^2} = \beta(\alpha_s(\mu r^2)) \quad (1.8)$$

Burada  $\beta$ , pertürbatif açılımda yazılmış bir fonksiyondur.

$$\beta(\alpha_s) = -\alpha_s^2.(b_0 + b_1\alpha_s + b_2\alpha_s^2 + O(\alpha_s^3)). \quad (1.9)$$

İlk üç katsayı şu şekilde verilmiştir:

$$b_0 = \frac{33-2NF}{12\pi}, \quad b_1 = \frac{153-19NF}{24\pi^2}, \quad b_2 = \frac{77139-15099NF+325NF^2}{3456\pi^3} \quad (1.10)$$

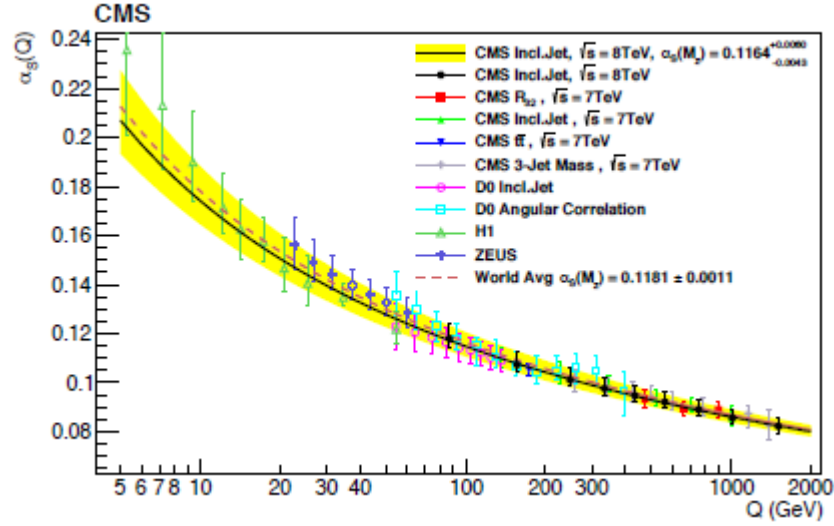
Burada  $N_F$ , protondaki  $m_q$  kütlelerinin  $\mu_r$ 'den küçük olan aktif çeşni sayısıdır. Katsayılar 5 halka sırasına kadar bilinmektedir [9, 10] ve bir halka yaklaşımı için çözüm

$$\alpha_s(Q) = \frac{\alpha_s(\mu r^2)}{1+b_0 \ln(\frac{Q^2}{\mu r^2})\alpha_s(\mu r^2)} \quad \text{dir.} \quad (1.11)$$

$Q$  referans ölçeğinde, (1.11) denkleminde  $\alpha_s$ 'nin  $\mu_r$ 'ye olan bağımlılığını göstermektedir. Pertürbatif bir yaklaşıma izin verecek kadar büyük olan uygun bir referans ölçeği,  $Z$ -bozon kütlesi  $M_Z$ 'dir.  $\alpha_s$ , KRD'nin serbest bir parametresi olduğundan, değeri çoğunlukla deneysel ölçümlerden çıkarılır.  $Z$ -bozon kütlesi ölçeğinde ölçülen güçlü çiftlenimin dünya ortalaması

$$\alpha_s(M_Z) = 0.1181 \pm 0.0011 \quad (1.12)$$

şeklinde. Bu değer, hadronik  $\tau$ -bozunmalarından, perturbatif KRD hesaplamalarından, Derin Esnek Olmayan Saçılma (DIS) ve LHC verileri,  $e^+e^-$  yok olma süreçlerinden ve elektrozayıf hassas uyumlarından belirlenmiştir [11]. Şekil 1.3, iki halkalı 5-çeşnili renormalizasyon grubu denklemlerine kıyasla farklı deneylerin verileri kullanılarak belirlenen  $\alpha_s$  değerlerini göstermektedir. LHC'deki CMS deneyinde jet üretimi, değişen  $\alpha_s$  (running coupling constant) değerlerinin belirlenmesi ve araştırılması için önemli bilgiler sağlar.



Şekil 1.3.  $\alpha_s(Q)$ 'nin  $Q$  ölçeğinin fonksiyonu olarak değişimi, farklı deneylerden ve gözlenebilirlerden elde edilen tespitlerle birlikte gösterilmektedir. Şekildeki siyah noktalar,  $\sqrt{s} = 8$  TeV'de kapsamlı jet ölçümü kullanılarak CMS deneyinden belirlenir [12]

Güçlü çiftlenim sabiti  $\alpha_s$ ;

$$\alpha_s(Q) = \frac{1}{b_0 \cdot \ln(Q^2/\Lambda_{KRD}^2)} \quad (1.13)$$

şeklinde ifade edilir.  $\Lambda_{KRD}$ , KRD'nin perturbatif ve perturbatif olmayan kısımlarını ayırır. Değeri deneysel olarak belirlenir ve değişen  $\alpha_s$  için 3 halka ifadesi kullanılarak  $210 \pm 14$  MeV'e [11] ve değişiklik yapılmış minimum çıkarma ( $\overline{MS}$ ) şemasında  $N_f = 5$ 'e eşittir [13, 14]. Hadron çarpışmalarındaki enine kesitlerin perturbatif KRD

hesaplamaları  $\alpha_s$ 'deki kuvvet serilerinde genişletilebilir. Bu yaklaşım, küçük olduğu sürece (büyük enerjiler veya eşdeğer olarak küçük mesafeler)  $\alpha_s$  anlamlı sonuçlar sağlar.

#### **1.4. Deney**

Avrupa Nükleer Araştırmaları Merkezi'ndeki (CERN), Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC), SM ve SM'nin ötesinde yeni olayları araştırmak ve evrenimizle ilgili temel soruları cevaplamak için bilim insanlarına ortam sağlar. ATLAS, CMS, LHCb ve ALICE adlı LHC'deki ana detektörler, hadronik çarpışmalar sonucunda ortaya çıkan parçacıkları tespit etmek ve yeni enerji rejimindeki temel süreçlerin oranlarını (tesir kesitleri) bilim insanlarının ölçmesine izin vermek için tasarlanmıştır. LHC'de yapılan deneylerde elde edilen bulgu ve sonuçların objektif bir şekilde yorumlanması hem deneysel ölçümlerin yüksek hassasiyetini hem de gerçekçi bir şekilde teorilerin hesaplamalarını gerektirir. Bu yüksek hassasiyet, özellikle Standart Model'in ötesinde yeni durumların, yeni keşiflerin veya temelde yeni etkileşimlerin kanıtı için muhakkak gereklidir.

LHC, içinde süper iletken mıknatıslar bulunan halka şeklindeki tünellerden oluşmaktadır. Bu tünellerden zıt yönlerden gelen ışık hızına yakın hızlarla hareket eden iki parçacık demetinin çarpışması sonucunda yeni parçacıklar ortaya çıkar. Bu parçacıklar detektörlerle incelenir. LHC, ilk olarak 2010 yılında toplamda 7 TeV'lik bir kütle merkezi enerjisi ile çalışmıştır. 2012 yılından itibaren ise demet başına düşen enerjiler artırılarak toplamda 8 TeV'lik bir enerji ile çalışmasına devam etmiştir. 2013 yılının Şubat ayında LHC'nin çalışmaları, daha yüksek kütle merkezi enerjisi ile çalıştırılması için resmi olarak faaliyetleri sonlandırılmıştır. LHC'nin iki yıllık modernizasyonunun ardından 2015 yılının Nisan ayında tekrar faaliyetlerine başlamıştır. Bilim insanları 2015 yılının Mayıs ayında protonları 13 TeV'lik kütle merkezi enerjisi ile çarpıştırarak (ilk dünya rekoru) tekrar yeni veri alımına başlamıştır. 2019 yılının başından itibaren önemli onarım ve yükseltme çalışmalarının gerçekleşmesine izin vermek için planlı kapanmaya, LS2, birleştirilmiş önceki iki

çalıştırmaya (Run 1 ve Run 2) eşit entegre bir ışıklığa sahip olacak olan LHC'nin 3. Aşaması ve Yüksek Parlaklıklı LHC (HL-LHC) hazırlıklarına ayrılmıştır.

Bu tezde, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)'de bulunan CMS detektöründe 8 TeV'lik kütle merkezi enerjisine sahip proton-proton çarpışmaları sonucunda ileri rapidite bölgesinde ( $3.2 < |y| < 4.7$ ) ölçülen jet tesir kesitlerini HERAFitter (günümüzdeki ismiyle xFitter) Analiz Çerçevesi kullanılarak gluonların parton dağılım fonksiyonları incelenmiştir.

Bölüm 2 olan Önceki Çalışmalar başlığı altında geçmiş dönemlerde yapılan çalışmalara ait kısa bir özet sunulmaktadır.

Bölüm 3'de jet üretiminin nasıl gerçekleştiği ve KRD'ye dair genel bilgiler sunulmaktadır. Ayrıca HERAFitter Analiz Çerçevesi programı ayrıntılı bir şekilde anlatılmaktadır.

Bölüm 4'te ise LHC hızlandırıcısı ve alt bileşenlerinin yanı sıra CMS detektörü açıklanmaktadır.

Bölüm 5'te ise HERAFitter Analiz yöntemi çerçevesinde HERA ve CMS detektöründe elde edilen deneysel veriler kullanılarak parton dağılım fonksiyonları (PDF) uydurmaları ayrıntılı bir şekilde anlatılmaktadır.

Bölüm 6'da ise bu uydurmaların sonucunda elde edilen PDF dağılımları tartışılmaktadır.

## 2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

CMS deneyinde ileri bölgelerde üretilen jetler protonların iç dünyasındaki partonların yapıları hakkında önemli bilgiler sunmaktadır. Bu bilgiler proton içindeki gluonların yoğunluğu üzerindeki belirsizlikleri her geçen gün daha da azaltmaktadır. Protonun yapı fonksiyonu değişkeni olan bjorken- $x$  parton momentumu ile hadron momentumunun oranının bir sonucudur. Yani, bjorken- $x$ ;

$$x = \frac{P_{parton}}{P_{hadron}} \quad (2.1)$$

ile ifade edilir. Birincil merteye (LO) kinematiklerinde etkileşim gösteren iki partonun sahip oldukları momentum kesirleri  $x_1$  ve  $x_2$ , rapiditeleri  $y_1$  ve  $y_2$ , kütle merkezleri enerjileri  $\sqrt{s}$  olmak üzere;

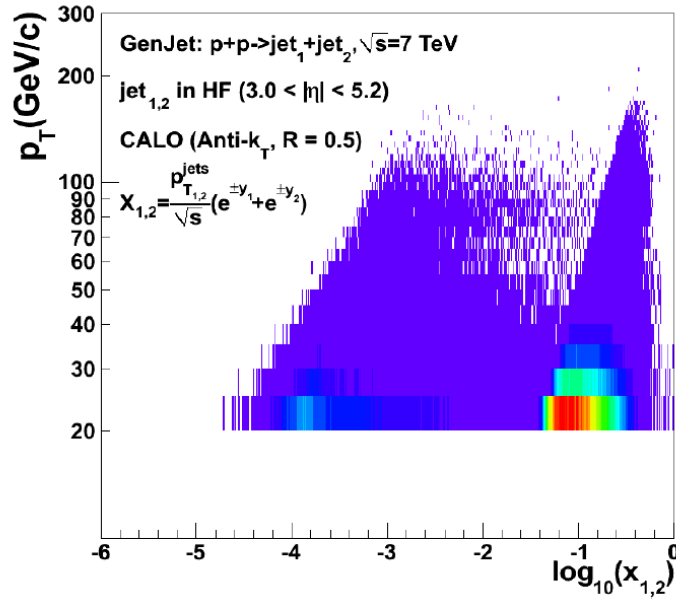
$$x_1 = \left(\frac{p_T}{\sqrt{s}}\right) (e^{y_1} + e^{y_2}) \quad x_2 = \left(\frac{p_T}{\sqrt{s}}\right) (e^{-y_1} + e^{-y_2}) \quad (2.2)$$

denklemleri ile yazılabilir.

Proton-proton etkileşmelerinde,  $2 \rightarrow 2$  sürecinde parçacık momentumu  $p_T$  ve psüdorapiditesi  $\eta$  ise, bu partonların sahip oldukları minimum momentum kesirleri;

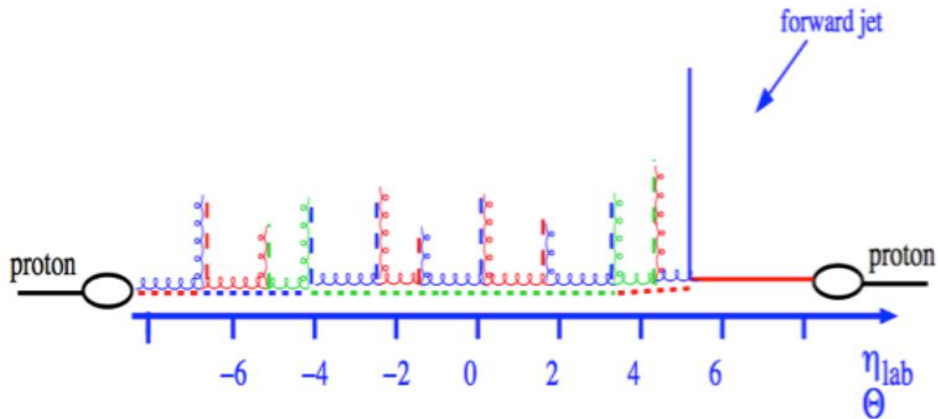
$$x_1^{min} = \frac{x_2 x_T e^\eta}{2x_2 - x_T e^{-\eta}} \quad , \quad x_2^{min} = \frac{x_T e^{-\eta}}{2 - x_T e^\eta} \quad \text{ve} \quad x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}} \quad (2.3)$$

ile ifade edilir. Yani  $x_2^{min}$  ifadesi, rapiditenin her iki birimine karşılık gelen değişimi için 10 kat azalır. Şekil 2.1, 7 TeV'lik  $pp$  etkileşmelerinde iki partonun  $\log(x_{1,2})$  dağılımını göstermektedir [15]. Yapılan bu çalışmada; dik momentum  $p_T$ 'nin 20 GeV'den büyük olduğu ve ileri Hadronik Kalorimetre (HF) ( $3 < |\eta| < 5.2$ ) bölgesindeki jetlere ait olaylar incelenmiştir.



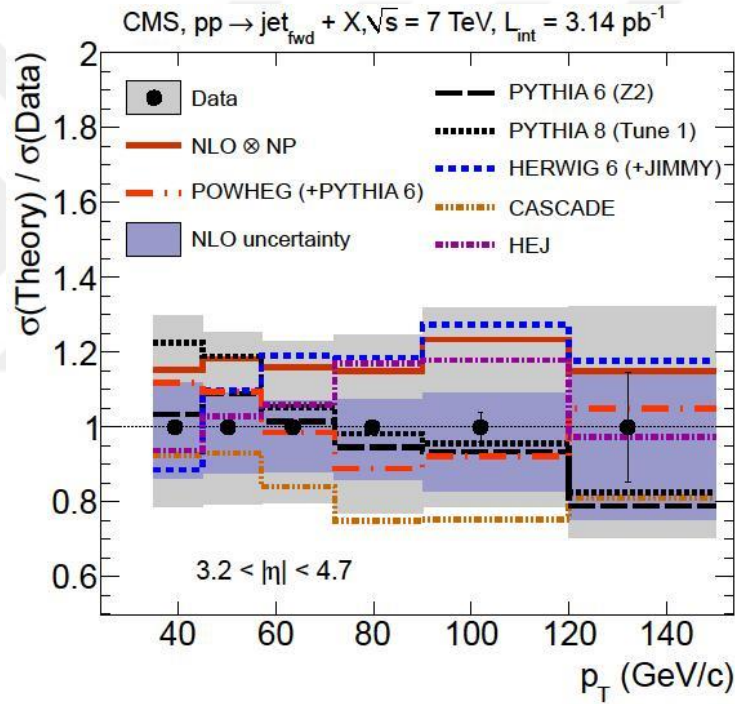
Şekil 2.1.  $pp$  etkileşmesinde ileri rapiditede 20 GeV'den büyük  $p_T$ 'li en az bir jet üreten iki partonun  $\log(x_{1,2})$  dağılımı [15]

Derin Esnek olmayan Saçılma (DIS)'de meydana gelen hadronların en son durumları, jetlerin tesir kesitleri türünden ifade edilebilir. En yalın tesir kesiti *inklüsif jet tesir kesitidir*. Şekil 2.2'de inklüsif jet üretimine ait Feynman diyagramı gösterilmektedir. Şekilden de anlaşılacağı gibi birçok jet içinden en yüksek  $p_T$  değerine sahip olan jet seçilmiştir.



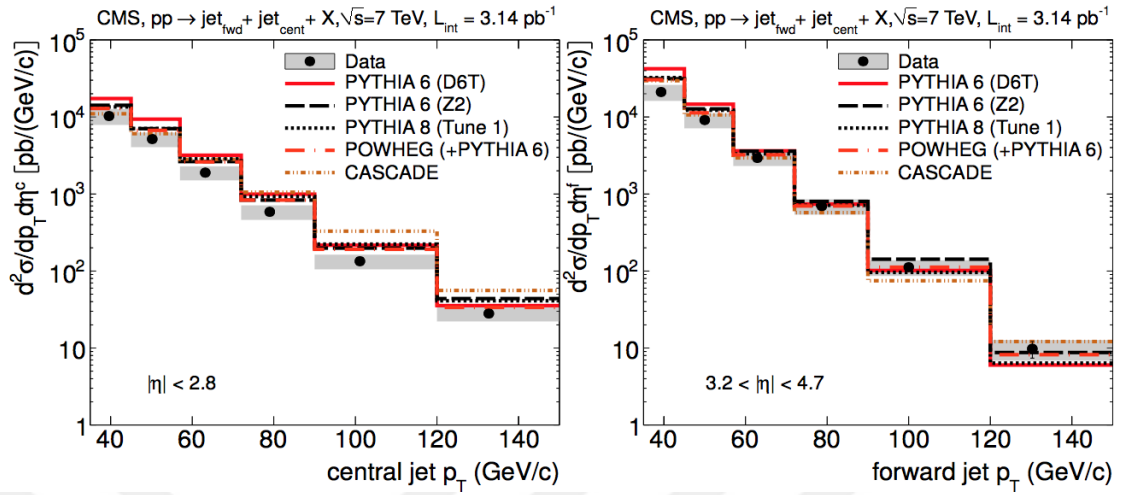
Şekil 2.2. Inklüsif ileri jet üretimi için Feynman diyagramı [16]

CMS detektöründe yapılan farklı bir çalışmada ise [17] ileri jetler ve bir ileri jete sahip iki jetlerin 7 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde elde edilen veriler kullanılarak inklüsif jet tesir kesiti hesabı yapılmıştır. Diferansiyel tesir kesitleri ile KRD'nin 3 farklı yaklaşımı mukayese edilmiştir. Şekil 2.3'de ileri bölge psüdorapidite ( $3.2 < |\eta| < 4.7$ ) aralığında ulaşılan inklüsif jet tesir kesiti sunulmaktadır. Bu tesir kesiti PYTHIA 6, PYTHIA 8, HERWIG 6, NLOJET++ POWHEG, CASCADE ve HEJ gibi çeşitli Monte Carlo (MC) olay üreticileriyle karşılaştırılmıştır. Görünen koyu renkli bant ikincil merteye (NLO) öngörülerini üzerindeki belirsizliği ifade etmektedir.



Şekil 2.3. İleri bölge psüdorapiditede ( $3.2 < |\eta| < 4.7$ ) aralığındaki inklüsif jet tesir kesitinin PYTHIA 6, PYTHIA 8, HERWIG 6, NLOJET++, POWHEG, CASCADE ve HEJ gibi çeşitli öngörülerle karşılaştırılması [17]

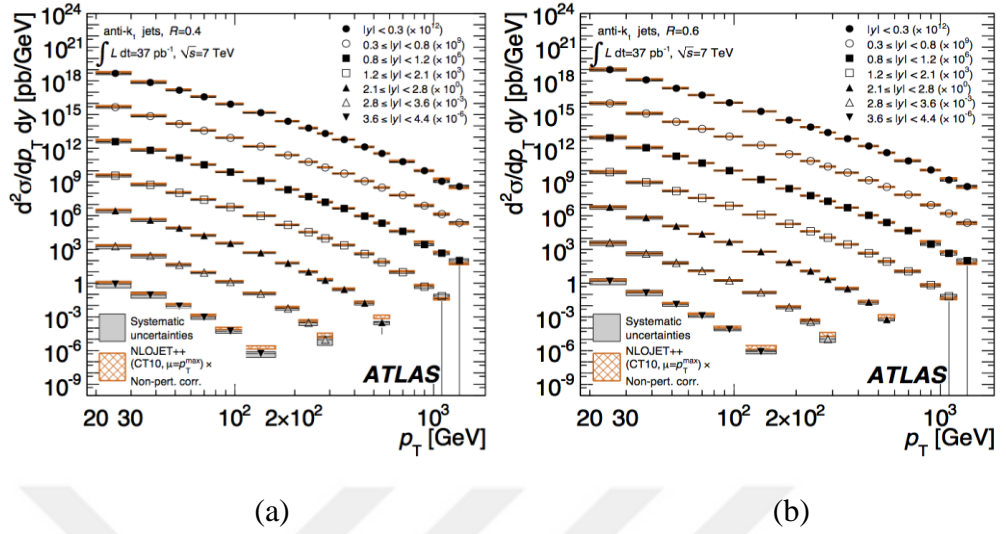
Şekil 2.4'te ise tesir kesiti jetin dik momentumu  $p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak merkezi bir jete ait grafiği (soldaki) ve ileri jete sahip (sağdaki) ikili jet olayları gösterilmiştir. Koyu renkli bantlar sistematik belirsizliği ifade etmektedir. Bir jete ait inklüsif ileri jet spektrumu bütün olay üreticileri tarafından tanımlanmaktadır.



Şekil 2.4. Diferansiyel tesir kesitinin  $p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak en az bir merkezi jete sahip (soldaki) ve en az bir ileri jete sahip (sağdaki) ikili jet olayları için gösterimi [17]

Ancak tüm öngörülerin ileri jete sahip ikili jet olayları için gözlenen spektrumlarla pekte uyum içinde olmadığı ifade edilmiştir.

LHC'de mevcut CMS detektöründe yapılan bir başka deneyde ise kütle merkezi enerjisi 7 TeV olan parton etkileşiminde inklüsif jet tesir kesiti ölçümü  $34 \text{ pb}^{-1}$ 'lık ışıklıkta ve jetin dik momentum değerinin 18-1100 GeV aralığında ölçüm yapılmıştır. Bu deneyde rapidite değerinin mutlak değeri  $|y| < 3$  olarak belirlenmiştir. Ölçümü yapılan tesir kesiti genel anlamda NLO öngörülleri ile uyum içinde olduğu söylenebilir [18]. LHC'de ATLAS detektörü tarafından  $37 \text{ pb}^{-1}$ 'lık ışıklığa sahip, 7 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde hadronik etkileşimlerde inklüsif jet ve ikili jet tesir kesitleri ölçüm deneyleri yapılmıştır [19]. Bu deneyin aynısı 2011 yılında  $17 \text{ nb}^{-1}$ 'lık ışıklıkla yine aynı çalışma grubu tarafından yapılmıştır [20]. Anti- $k_T$  algoritması kullanılarak yarıçap parametresi  $R = 0.4$  ve  $R = 0.6$  olan jet tesir kesitleri, dik momentum  $p_T$  ve rapidite  $y$ 'nin bir fonksiyonu olarak ölçülmüştür. Şekil 2.5'te ise ölçülen değerler  $R = 0.4$  ve  $R = 0.6$  için gösterilmektedir.



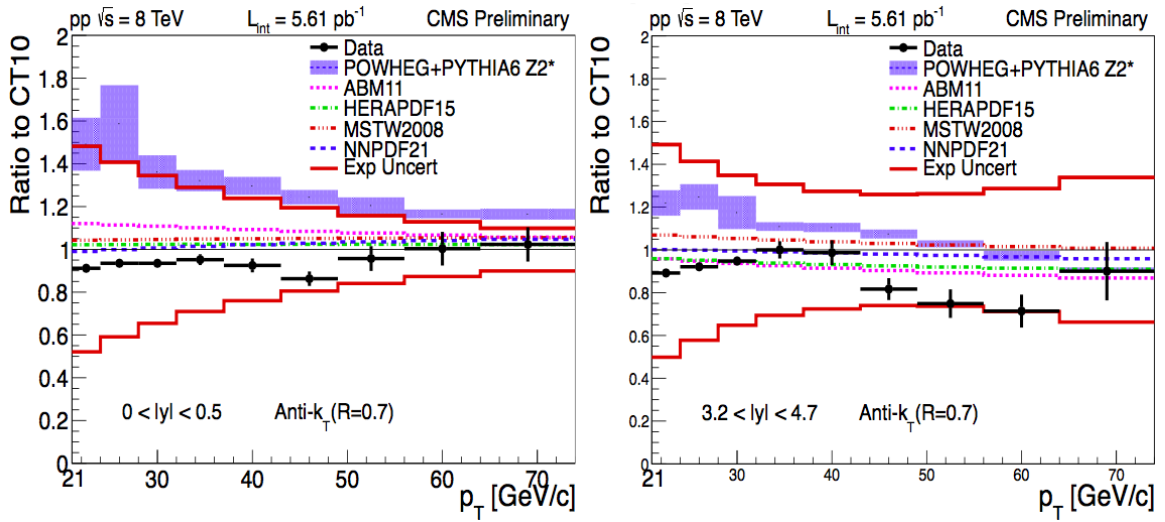
Şekil 2.5. İnküsif jet diferansiyel tesir kesitinin jetin dik momentumu  $p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak,  $R = 0.4$  (a) ve  $R = 0.6$  (b) değerlerine sahip anti- $k_T$  algoritması kullanılarak tanımlanan jetler için gösterimi [19]

LHC'de ATLAS detektöründe yapılan başka bir deneyde ise  $pp$  etkileşmelerinde kütle merkezi enerjileri 7 TeV ve 2.76 TeV olan iki farklı enerji verileri kullanılarak inküsif jet tesir kesitleri ölçümü yapılmıştır [21]. İki enerji değerinde de elde edilen veriler hem kendi aralarında hem de NLO KRD hesaplamalarıyla karşılaştırılmıştır. Öngörülerin iki veriyle de uyum içinde olduğu görülmüştür. Bu uyumluluk bilhassa ileri bölgede görülüp, jet üretimini açıkladığına dair kanıt olduğu dile getirilmiştir.

Proton-proton etkileşmeleri değişik kütle merkezi enerjileri 546 GeV ile 630 GeV'de Süper Proton Sinkrotronu (SPS) çarpıştırıcısı ile [22-24] ve 546 GeV, 630 GeV, 1.8 TeV ve 1.96 TeV'de ise Tevatron çarpıştırıcısı [25-28] ile inküsif jet tesir kesiti ölçümü deneyleri geçmişten günümüze kadar devamlı yapılmıştır.

CMS detektörü 8 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde  $pp$  etkileşimlerinde ve  $5.6 \text{ pb}^{-1}$ 'lik toplam ışıklıkta, düşük dik momentumuna sahip jetler kullanılarak tesir kesiti ölçülmüştür [29]. Bu ölçüm, jet mutlak rapiditesini  $|y| < 3$  kapsayan bir bölgede  $R = 0.7$ 'lik parametresi ile anti- $k_T$  kümeleme algoritması kullanarak yeniden yapılandırılmıştır.  $21 < p_T < 74 \text{ GeV}/c$  arasındaki düşük  $p_T$  jet aralığı kullanılarak  $|y| < 4.7$ 'ye kadar incelenmiştir. Ölçülen jet tesir kesiti, detektör etkileri düzeltilerek

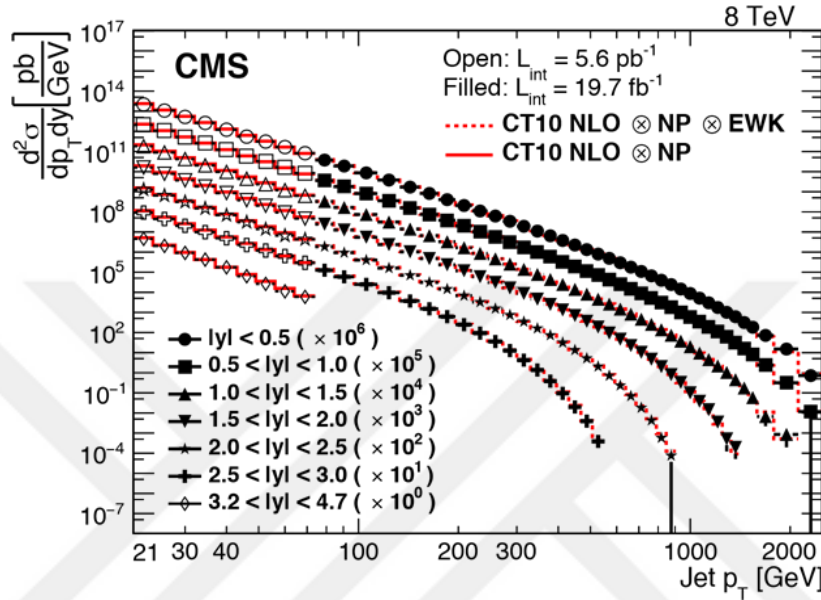
farklı PDF'lere sahip ikincil merteye (NLO) pKRD hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır. NLO hesaplamaları üzerine NP (Non-Perturbative) perturbatif olmayan düzeltmeler etki ettirilmiştir. Sonuç olarak pKRD hesaplamaları ile ölçülen inklüsif jet tesir kesitlerinin uyum içinde olduğu görülmüştür. Şekil 2.6'da bu karşılaştırma  $0 < |y| < 0.5$  ve  $3.2 < |y| < 4.7$  rapitide aralıklarına sahip jetler için gösterilmiştir. Alınan veriler, ortaya atılan kuramlarla karşılaştırılmıştır.



Şekil 2.6. Hadron seviyesine düzeltilen inklüsif jet tesir kesitinin,  $p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $0 < |y| < 0.5$  ve  $3.2 < |y| < 4.7$  rapitide aralıkları için gösterimi [29]

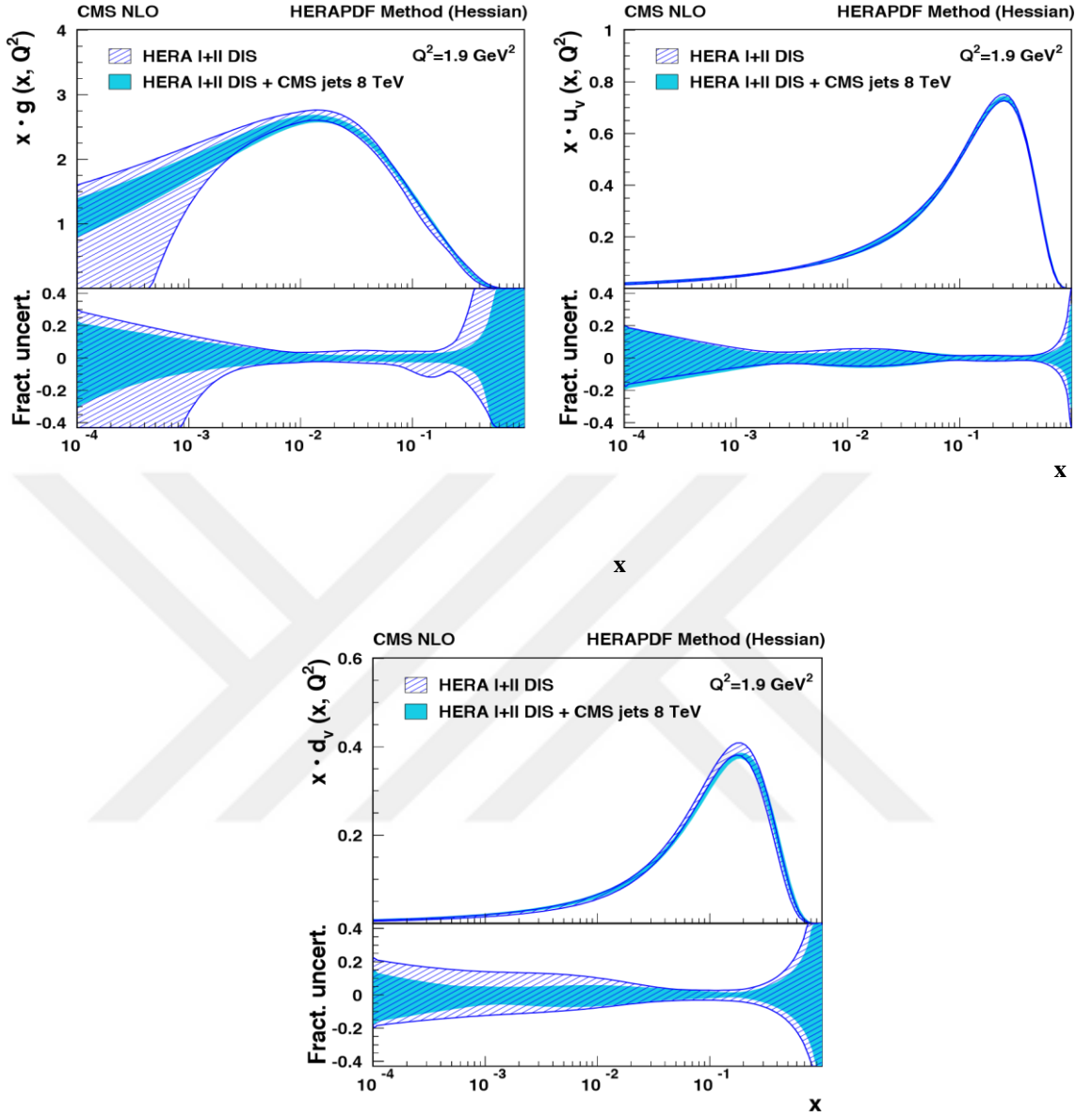
2012 yılında LHC'de CMS deneyinde 8 TeV'lik kütle merkezi enerjisi  $19.7 \text{ fb}^{-1}$ 'lik ışıkta verilerden inklüsif jet tesir kesiti jetin dik momentum ( $p_T$ ) ve rapiditesi ( $y$ ) türünden ölçülmüştür [30]. Düşük  $p_T$  jet tesir kesiti ölçümü için  $5.6 \text{ pb}^{-1}$ 'lik ışıklıdaki küçük yığılağa sahip proton proton etkileşimleri kullanılmıştır. Ölçülen bu veriler detektör etkileri düzeltilerek ve NLO'daki pKRD tahminleri ile karşılaştırılmıştır. Jetler 2.5 TeV'lik jet momentumunu kapsayan faz uzayında  $R = 0.5$  ile anti- $k_T$  kümeleme algoritması kullanılarak yeniden yapılandırılmıştır. Şekil 2.7'de farklı rapitide aralığında ölçülen inklüsif jet tesir kesiti CT10 NLO x NP çarpımı ile karşılaştırılmıştır. Alınan veriler pKRD hesaplamaları ile uyum içinde olduğu görülmüştür. Bu çalışmanın sonucunda diferansiyel tesir kesitinin yüksek  $p_T$  değeri,  $\alpha_s$  (güçlü çiftlenim sabiti)'nin maksimum duyarlı olduğu değerde önceki ölçümlerden

daha doğru ölçülmüştür. Ayrıca bu çalışmada düşük  $p_T$ 'li ve yüksek  $y$  kinematiğine sahip jetler de ölçülmüştür. Ölçülen tesir kesitleri,  $\alpha_s$  çiftlenim sabitinin değerinin bulunmasında ve PDF' ler üzerinde günümüz ölçümlerin etkisi araştırılmıştır.



Şekil 2.7. Jet  $p_T$ 'nin fonksiyonu olarak çift diferansiyel inklüsif jet tesir kesitleri. Veriler ve NLO tahminleri CT10 PDF seti, düşük  $p_T$  verileri (düz çizgi) için pertürbatif olmayan faktör için düzeltilmiş ve yüksek  $p_T$  verileri (kesikli çizgi) için pertürbatif olmayan (NP) ve elektro-zayıf (EWK) düzeltme faktörleri  $\Delta|y| = 0.5$  aralığında altı farklı  $|y|$  değeri için karşılaştırma [30]

CMS işbirliği tarafından 2016 yılında yayınlanan çalışmada  $p_T > 74$  GeV jet ölçümü, HERA'da Derin Esnek Olmayan Saçılma (DIS) nötr ve yüklü akım kesitlerinin ölçümleriyle birlikte KRD analizinde kullanılmıştır. Bu çalışmada deneysel belirsizliklerin hepsi hesaba katılırken, LHC ve HERA verileri ilişkisiz olarak değerlendirilmiştir. KRD analizi için xFitter (HERAFitter) sürüm 1.1.1 kullanılmıştır. NLO'daki DGLAP programındaki PDF dönüşümü, QCDNUM programında uygulandığı gibi kullanılmıştır. Jet verilerinin gluon ve valans-kuark PDF'ler üzerindeki etkisi HERA verileriyle birlikte Şekil 2.8'de gösterilmektedir. CMS jet verileri, çizgili bantlarla temsil edilir. Alt paneller, CMS jet verilerinin etkisinin açıkça görülebildiği kesirli belirsizlikleri göstermektedir.



Şekil 2.8.  $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de gluon ( $g$ ), yukarı kuark ( $u_v$ ) ve aşağı kuark ( $d_v$ ) PDF dağılımları. HERA DIS ve CMS jet verilerini içeren PDF'ler gölgeli bantlarla temsil edilirken, CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler çizgili bantlarla temsil edilir. Alt paneller, CMS jet verilerinin etkisinin açıkça görülebildiği kesirli belirsizlikleri gösterir [30]

### 3. MATERYAL ve YÖNTEM

#### 3.1. Protonun Yapısı ve Tesir Kesiti Tahminleri

Partonların birbirine nasıl bağlandığını anlamak ve protonun iç özelliğini belirlemek için protonun yapısı ile ilgili şimdiye kadar birçok çalışma yapılmıştır. İlk çalışma, protonların ve elektronların çarpıştığı Standford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'nde (SLAC) gerçekleştirilen derin esnek olmayan saçılma deneyleri ile 1960'ların sonlarında gerçekleştirildi. Bu çalışma ile Kuark-Parton Modeli (QPM) ilk olarak ortaya atıldı. Daha sonra EMC, H1 ve ZEUS gibi diğer deneylerden gelen sonuçlar, pertürbatif KRD düzeltmeleriyle birlikte saçılma kinematığını hesaplamak üzere QPM'yi genişletti. Bu yeni uzantı, *Geliştirilmiş Quark Parton Modeli* olarak adlandırıldı.

Protonun yapısı, parton dağıtım fonksiyonları (PDF) ile karakterize edilir. Bunlar, protonun momentumunun  $x$  kadarını taşıyan bir parton bulma olasılık yoğunluğunu temsil eder. PDF'lerin ölçek bağıllığı pKRD tarafından tahmin edilirken,  $x$  bağıllığının deneysel sonuçlar ile belirlenmesi gerekir. Örnek olarak değerlik kuarkları, gluonlar ve deniz kuarkları için PDF'ler Şekil 3.1'de gösterilmektedir. PDF'ler, ABMP [31], NNPDF [32], MMHT [10], HERAPDF [33] ve CT [34] gibi çeşitli gruplar tarafından, farklı deneylerden çok çeşitli ölçümlere evrensel uyumlar gerçekleştirilerek çıkarılır.

KRD'deki hapsolme nedeniyle, doğada serbest kuark veya gluon gözlemlemek mümkün değildir. Pertürbasyon teorisi sadece partonlar arasındaki etkileşimlere uygulanabilir. *Çarpanlara ayırma (faktörizasyon) teoremi*, hadron etkileşimlerinin deneysel olarak ölçülebilir tesir kesitleri ile pKRD'nin sonuçları arasındaki bağlantıyı sağlar. Hesaplama:

- (i) pKRD ile hesaplanabilen kısa mesafeli bir partonik kesit,
- (ii) uzun mesafe etkilerini parametreleştiren pertürbatif olmayan kısım

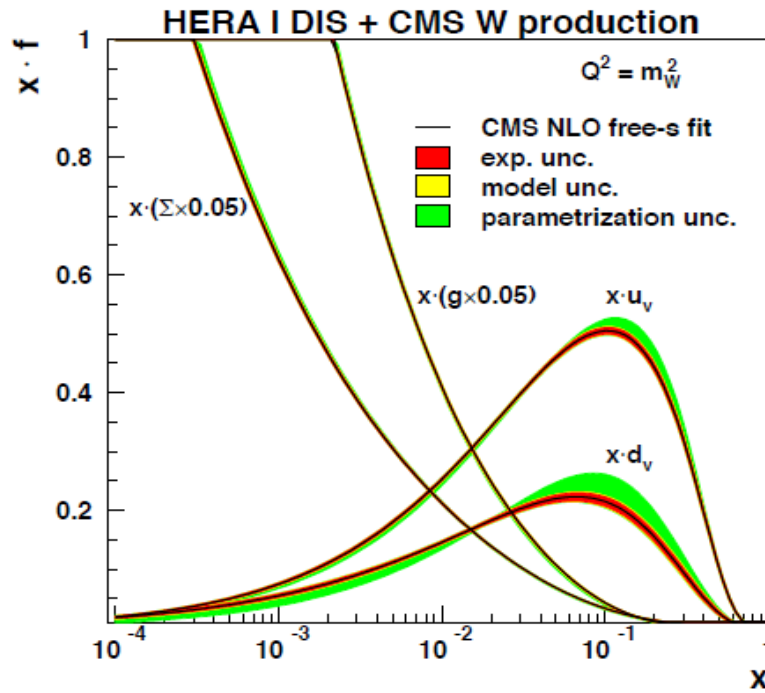
olmak üzere iki bölüme ayrılmıştır. Bu şekilde herhangi bir SM sürecinin üretim tesir kesiti şu şekilde yazılabilir:

$$\sigma(s) = \sum_{i,j} \int_{\tau_0}^1 \frac{d\tau}{\tau} \cdot \frac{dL_{ij}(\mu_F^2)}{d\tau} \hat{s} \cdot \hat{\sigma}_{ij}(\alpha_s(\mu_R)) \quad (3.1)$$

burada  $\hat{\sigma}_{ij}$ ;  $\alpha_s$ 'deki bir pertürbatif açılım ile hesaplanan matris elemanlarının (ME) karesiyle tanımlanan partonik tesir kesitini temsil eder.  $\hat{s}$  niceliği etkin kütle merkezi enerjisi olup  $\hat{s} = \tau \cdot s = x_1 \cdot x_2 \cdot s$ 'dir. Burada  $x_1$  ve  $x_2$  partonlar tarafından taşınan protonların enine momentum kesirleridir. Ayrıca, integraldeki terim,  $i, j \in \{q, \bar{q}, g\}$  olmak üzere PDF'lere bağlı olan parton ışıklığını temsil eder:

$$\frac{dL_{ij}(\mu_F^2)}{d\tau} \sim \int_0^1 dx_1 dx_2 (x_1 f_i(x_1, \mu_F^2) \cdot x_2 f_j(x_2, \mu_F^2)) + (1 \leftrightarrow 2) \delta(\tau - x_1 x_2) \quad (3.2)$$

Burada  $\mu_F$  ise çarpanlara ayırma ölçeğini temsil etmekte olup çözünürlüğü tanımlar. Öyle ki bu değer altında,  $x$  ve  $\mu_F$ 'nin evrensel fonksiyonları olduğu varsayılan pertürbatif olmayan PDF'lerin içine absorbe edilebilir.



Şekil 3.1.  $Q^2 = 1.9$  GeV başlangıç ölçeğinde gluon, deniz kuark,  $u_v$  değerlik ve  $d_v$  değerlik PDF'lerine genel bakış [35]

PDF'lerin  $\mu_F$ 'ye bağıllığı, gluon ve kuark PDF'leri için farklı bir yapıya sahip olan Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) açılım denklemleri aracılığıyla pKRD tarafından hesaplanır:

$$\mu_F^2 \frac{\partial q_i(x, \mu_F^2)}{\partial \mu_F^2} = [q_i \otimes P_{qq}] + [g \otimes P_{qg}] \quad (3.3)$$

ve gluonlar için

$$\mu_F^2 \frac{\partial g(x, \mu_F^2)}{\partial \mu_F^2} = [\sum q_i \otimes p_{gq}] + [g \otimes P_{gg}] \quad (3.4)$$

deklemleri yazılabilir.

$P_{ij}$  ayırma fonksiyonları olmak üzere

$$P_{ij}(z) = \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\alpha_s}{2\pi} \right)^n P_{ij}^{(n-1)} \quad (3.5)$$

pertürbatif seriler halinde yazılabilir.

Birincil merteye (LO) yaklaşımında, renk durumlarının sayısı  $N_c = 3$  olarak tanımlanır.

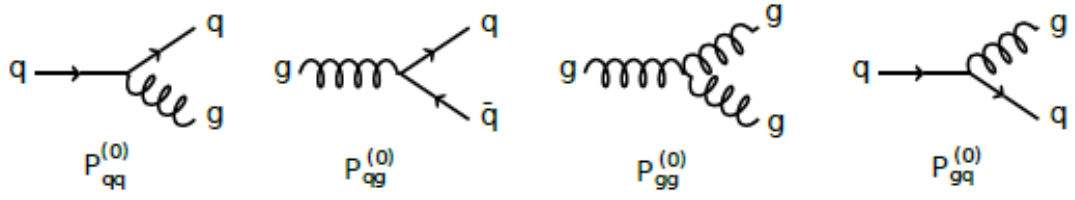
$$P_{qq}^{(0)}(z) = \frac{\alpha_s}{2\pi} N_c \left( \frac{1+z^2}{1+z} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right) \quad (3.6)$$

$$P_{qg}^{(0)}(z) = \frac{\alpha_s}{4\pi} (z^2 + (1-z)^2) \quad (3.7)$$

$$P_{gq}^{(0)}(z) = \frac{\alpha_s}{2\pi} N_c \frac{1+(1-z)^2}{z} \quad (3.8)$$

$$P_{gg}^{(0)}(z) = \frac{\alpha_s}{2\pi} 2N_c \left( \frac{1}{(1-z)} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) - 1 \right) + \left( \frac{11}{6} N_c - \frac{1}{3} n_f \right) \delta(1-z) \quad (3.9)$$

Burada  $z = x / \zeta$  ve  $n_f$ , aktif çeşnilerin sayısıdır. LO ayırma fonksiyonları,  $P^{(0)}_{ij}$ , bir parton  $j$ 'den (momentum kesri  $\zeta$  ile daha yüksek bir ölçekte çözülmüş) parton  $i$  olarak ortaya çıkma olasılığı (momentum kesri  $x$  ile bir  $\mu_F$  ölçeğinde çözülmüş) olarak yorumlanabilir.  $j \rightarrow i$  geçişine ek bir parton emisyonu eşlik eder. LO ayırma fonksiyonları için Feynman diyagram örnekleri Şekil 3.2'de gösterilmiştir.



Şekil 3.2. Birincil merteye ayırma fonksiyonları için Feynman diyagram örnekleri [36]

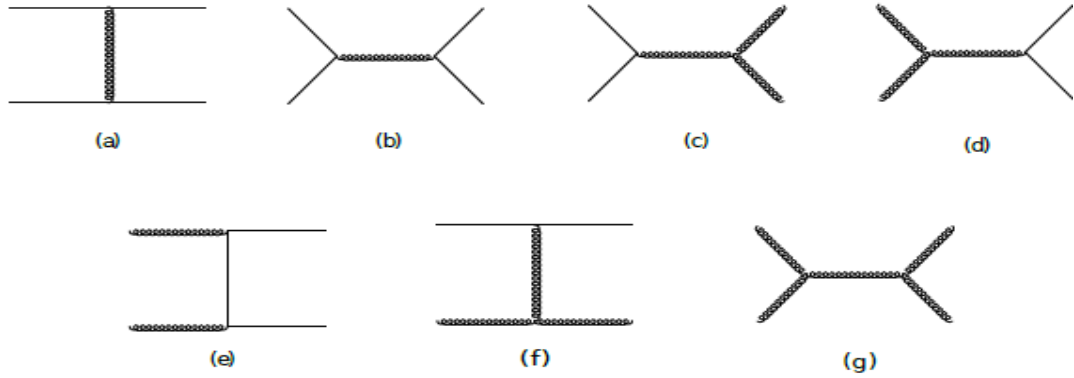
### 3.2. Jet Üretimi

KRD'nin hapsolme özelliğinden dolayı tek kuarklar ve gluonlar serbest parçacıklar olarak gözlenemezler. Bunun yerine, yüksek enerjili çarpışmalarda üretilen partonlar, *jet* olarak adlandırılan hadron duşlarına neden olan başka partonlar yayarlar. İlk partonun özellikleri, ortaya çıkan bir jetin özellikleriyle yakından ilgilidir. Böylelikle jetler kısa ölçekli fizik ile gözlemlenen son durumlar (yani hadronlar) arasındaki bağlantıyı sağlar. PDF'ler ve KRD parametreleri hakkında önemli bilgiler verir. Bu nedenle, jet tesir kesitlerinin ölçümleri, güçlü etkileşimlerin ayrıntılı bir şekilde çalışılması için son derece yararlıdır. İnküsif jet üretim tesir kesiti ölçümleri,  $p + p \rightarrow \text{jet} + X$ , pKRD'nin en temel testlerinden biridir. Dahası, inklüsif jet tesir kesitleri, protonun gluon ve kuark içeriğini inceler ve güçlü çiftlenim sabiti  $\alpha_s$ 'in belirlenmesine yardımcı olur.

$\hat{\sigma}_{ij}$  deki esnek olmayan saçılma  $P_1 + P_2 \rightarrow P_3 + P_4$  süreci için kapsamlı jet tesir kesiti, şu şekilde yazılabilir:

$$\frac{d^3\hat{\sigma}}{dyd^2p_T} = \frac{1}{2\hat{s}} \frac{1}{8\pi^2} \overline{\Sigma} / M^2 \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \quad (3.10)$$

Burada  $\overline{\Sigma}$ , hesaplamaların ortalamasının alındığı ve sırasıyla partonun ilk ve son durum dönüşleri ve renkleri üzerinden toplandığı anlamına gelir. Mandelstam değişkenleri,  $\hat{v} = (P_1 + P_2)^2$ ,  $\hat{t} = (P_1 - P_3)^2$  ve  $\hat{u} = (P_2 - P_3)^2$ , kolaylık sağlamak için kullanılır.  $\overline{\Sigma}|M|^2$  terimleri, önemli matris elemanlarıdır ve ikiden ikiye parton alt süreçleri için karşılık gelen LO Feynman diyagramları Şekil 3.3'de gösterilmektedir.



Şekil 3.3. İnkülsif jet üretimine katkıda bulunan birincil merteye diyagramları. Düz çizgiler kuarkları, kıvrımlı çizgiler ise gluonları göstermektedir [37]

### 3.3 Jet Yeniden Yapılandırma Algoritmaları

Kuarkların ve gluonların hadronizasyonu, Şekil 3.4’de gösterildiği gibi detektörde izler ve enerji birikintileri olarak görünen jetler üretir. Hadron jetini yeniden yapılandırmak için gözlemlenen parçacıkları birleştiren farklı algoritmalar geliştirilmiştir. *Jet algoritması*, parçacıkların bir jet içinde nasıl birleştirileceğini açıklar ve bir mesafe parametresi  $R$  tarafından kontrol edilen kümelenmeyi karakterize eder. Jet algoritmaları iki sınıfa ayrılabilir: *koni* ve *rekombinasyon algoritmaları*. Rekombinasyon tipi algoritmalar CMS deneyinde yaygın olarak kullanılan algoritmadır. Koni algoritmaları hesaplama açısından yavaş olduğundan burada değinilmemiştir.

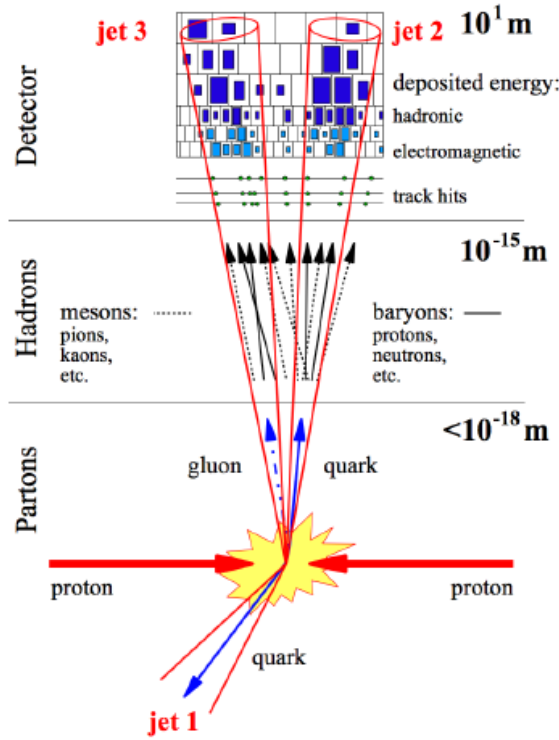
$k_t$  algoritması, her bir çift  $N$  giriş nesnesi  $i$  ve  $j$  (örneğin kalorimetre hücreleri) arasındaki göreceli mesafe  $d_{ij}$ ’yi ve bunların  $d_{iB}$  ışınına olan mesafesini kullanır.

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p} \quad (3.11)$$

Burada  $k_t$ , proto-jetlerin enine momentumudur ve  $\Delta R_{ij}^2$ , bunlar arasındaki açısal mesafeyi tanımlar:

$$\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (3.12)$$



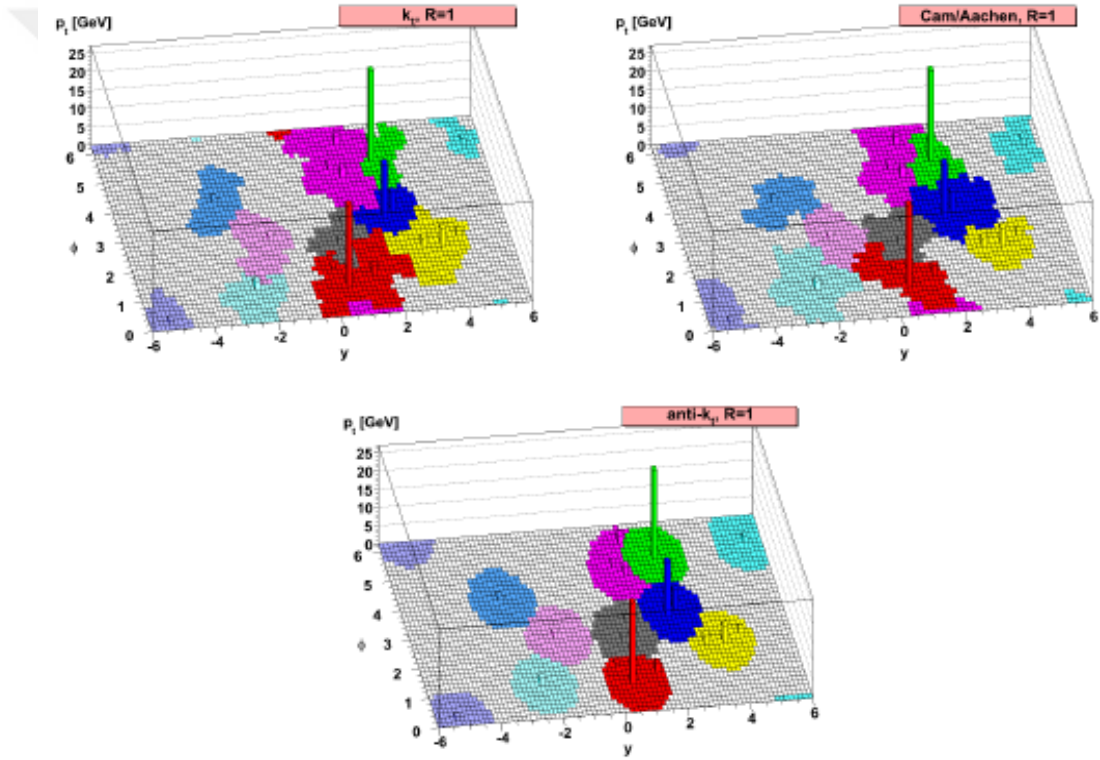
Şekil 3.4. Farklı yapılanma seviyelerinde bir jet taslağı. Partonlar, sert saçılmadan (parton düzeyinde) ortaya çıkar ve hadronizasyonla kararlı parçacıklar (parçacık düzeyinde) olurlar. Bunlar detektörle etkileşime girer ve iz vuruşlarıyla birlikte (detektör seviyesi) enerji birikintileri bırakır [38]

$R$ , koni yarıçapıdır ve jetin boyutunu tanımlar. Algoritma şu şekildedir:

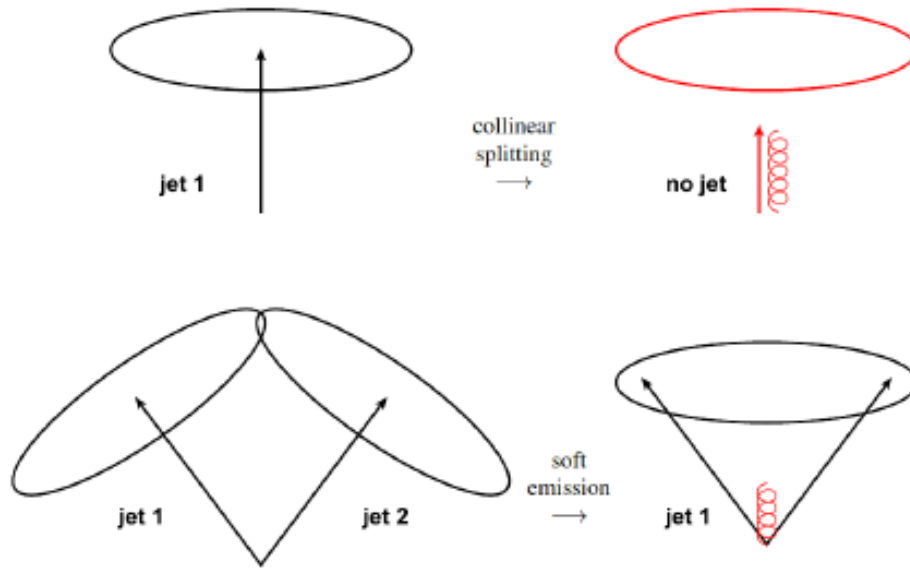
- Tüm  $d_{ij}$  ve  $d_{ib}$ 'nin en küçük değeri belirlenir.
- Eğer  $d_{ij}$  en küçük uzaklıksa,  $i$  ve  $j$  nesnelere yeni bir nesnede birleştirilir.
- $d_{ib}$  en küçük uzaklıksa,  $i$  bir jet olarak kabul edilir ve giriş nesnelere listesinden çıkarılır.
- Prosedür, tüm nesnelere kümelene kadar tekrar edilir.

$k_t$  algoritması  $p = 1$  değerini kullanır. Cambridge Aachen algoritmasında ise  $p = 0$  tanımlanmıştır. Anti- $k_t$  algoritması  $p = -1$  ile çalışır. Pertürbasyon güvenliği ve hızlı bilgi işlem hızı nedeniyle anti- $k_t$  algoritması, LHC'de tercih edilen jet algoritması haline gelmiştir ve sunulan analizde de kullanılmıştır. Şekil 3.5'te aynı olay için üç farklı jet algoritmasının sonucu örnek olarak gösterilmektedir.

Jet algoritmasının eşdoğrusal ve kızılötesi güvenliği özel bir öneme sahiptir. Çünkü her ikisi de tekillikler oluşturabilir ve bu da pertürbatif hesaplamaları farklı kılar. Algoritma, eşdoğrusal partonların bölünmesine veya birleşmesine duyarlı olmamalıdır. Bu, jet çekirdek  $p_T$ 'sinin eşiğinin altına düşmesine neden olabilir ve sonuç olarak jet bulunamayabilir. Ayrıca, iki gerçek jetin tek bir jetin birleşmesine yol açabileceğinden, ilave yumuşak emisyonlara karşı duyarsız olmalıdır. Şekil 3.6 kızılötesi ve eşdoğrusal güvensiz davranış örneğini göstermektedir.



Şekil 3.5.  $k_t$ , Cambridge/Aachen ve anti-  $k_t$  algoritmaları için jet alanlarının çizimi, jetin  $p_T$ 'sini sunan kulelerle  $y$ - $\phi$  uzayındaki aktif alanları göstermektedir [39]



Şekil 3.6. Kızılötesi ve eşdoğrusal güvensiz durum örneği [5]

### 3.3.1. İnkülsif Jet Tesir Kesitinde NLO Düzeltmeleri

İnkülsif jet tesir kesitleri için LO hesaplamaları son on yılda iyi oluşturulmuş ve otomatikleştirilmiş olsa da renormalizasyon ölçeği  $\mu_r$ 'ye gerçek anlamda bir bağımlılık yaşanılmaktadır [40]. Bu nedenle, kesin tahminler ölçek bağımlılığını azaltmak için en azından başta (NLO) hesaplamaları yapmak gerektiriyordu. NLO KRD hesaplamalarındaki iyileştirmeler devam ederken, çok çeşitli süreçler otomatikleştirilmiştir. Tek inkülsif jet tesir kesiti için NLO hesaplamaları, MEKS [41] ve NLOJET++ [42, 43] gibi çeşitli programlar tarafından sağlanır. Partonik NLO tesir kesiti şu şekilde yazılabilir:

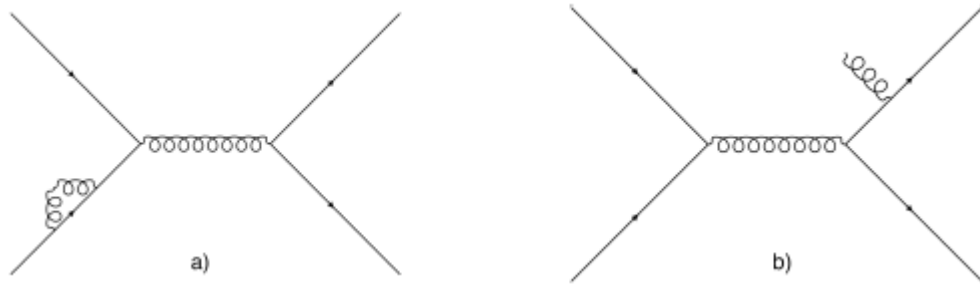
$$\hat{\sigma}_{ij}^{NLO} = \hat{\sigma}_{ij}^{LO} + \frac{\alpha_s}{4\pi} \delta\hat{\sigma}_{ij}^{NLO} \quad (3.13)$$

NLO düzeltmesi şunlara karşılık gelir:

$$\delta\hat{\sigma}_{ij}^{NLO} = \hat{\sigma}_{ij}^{virt} + \hat{\sigma}_{ij}^{real} \quad (3.14)$$

burada  $\hat{\sigma}_{ij}^{real}$ , bir kuark veya gluonun gerçek emisyonunun katkısıdır.  $\hat{\sigma}_{ij}^{virt}$  ise tek halka sanal düzeltmelerdir. Gerçek düzeltmeler, Feynman diyagramlarındaki dış

ayaklardır, sanal düzeltmeler ise halkalardır (bkz. Şekil 3.7). Bu iki parça, her biri kızılötesi iraksak olsa bile ayrı ayrı hesaplanır. Ancak, toplamları kızılötesi güvenlidir. Çünkü farklılıklar birbirini götürür. Herhangi bir sayısal birleştirme gerçekleştirilmeden önce, her iki terimin de  $4-2\epsilon$  uzay-zaman ile ( $\epsilon \rightarrow 0$ ) boyutlarında çalışılarak düzenlenmesi gerekir. Son olarak, çıkarma yöntemleri kullanılarak, diverjanslar iptal edilir ve Monte Carlo sayısal birleştirme gerçekleştirilir. Daha yüksek mertebeli düzeltmelerin eksik etkisi, geleneksel olarak aşağıdaki altı ölçek faktörü kombinasyonunda  $\mu_R$  ve  $\mu_F$  ölçeklerinin değerleri değiştirilerek tahmin edilir:  $(\mu_R/\mu, \mu_F/\mu) = (0.5, 0.5), (2, 2), (1, 0.5), (1, 2), (0.5, 1), (2, 1)$ . Burada  $\mu$  varsayılan ölçek seçimidir ve belirsizlik ise nominal tahminden maksimum ve minimum sapmalar alınarak belirlenir. Faz uzayına bağlı olarak, bu belirsizlik (genellikle *ölçek belirsizliği* olarak adlandırılır) % 5 - 40 arasındadır.



Şekil 3.7. 2→2 süreci için örnek bir KRD diyagramı a) Gerçek, b) Sanal düzeltme [44]

### 3.3.2. İnkülsif Jet Tesir Kesitinde NNLO Düzeltmeleri

En yüksek dereceden hesaplama, SM ve özellikle KRD'nin tutarlılığının kesinlik testidir. Mevcut verilerden tam olarak yararlanmak için, gözlemlenebilirleri yeterli hassasiyetle hesaplamak gerekir. NLO hesaplamasında eksik ileri yöntemlerden kaynaklanan belirsizlik,  $\alpha_s$  ve PDF'ler gibi SM parametrelerinin belirlenmesi için hala sınırlayıcı bir faktördür. Daha yüksek dereceli düzeltmelerin bulunması ile sadece ölçek bağımlılığını azaltmak değil, aynı zamanda KRD kaynaklı süreçlerin kinematikini daha iyi anlamak da mümkündür.

Proton-proton çarpışmalarında inklülsif jet üretiminin NNLO hesaplaması ancak son zamanlarda kullanıma sunulmuş olup güçlü çiftlenim sabitinin ve PDF'lerin elde

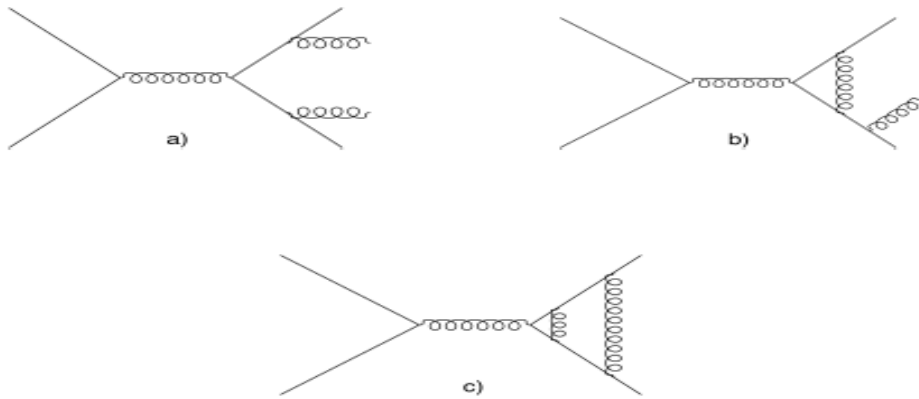
edilmesi için kullanılmaktadır. İnküsif jet üretimi için NNLO hesaplamalarında, Şekil 3.8'de gösterildiği gibi  $2 \rightarrow 2$  sürecine üç ana katkı dikkate alınır.

$$\delta d\hat{\sigma}_{ij}^{NNLO} \sim \int d\phi_4 d\hat{\sigma}_{ij}^{RR} + \int d\phi_3 d\hat{\sigma}_{ij}^{RV} + \int d\phi_2 d\hat{\sigma}_{ij}^{VV} \quad (3.15)$$

Burada  $d\hat{\sigma}_{ij}^{RR}$ ; çift gerçek radyasyon matrisi elemanlarını,  $d\hat{\sigma}_{ij}^{RV}$ ; tek radyasyonlu tek halkalı matris elemanlarını ve  $d\hat{\sigma}_{ij}^{VV}$  ise iki halkalı matris elemanlarını temsil eder. Burada kızılötesi (IR) tekilliklerinden kaçınmak için, bir dizi yerel çıkarma terimi organize edilmelidir. Başlangıç durumu partonları  $i, j$  için partonik tesir kesiti

$$\begin{aligned} \delta d\hat{\sigma}_{ij}^{NNLO} = & \int d\phi_4 [d\hat{\sigma}_{ij}^{RR} - d\hat{\sigma}_{ij}^S] \\ & + \int d\phi_3 [d\hat{\sigma}_{ij}^{RV} - d\hat{\sigma}_{ij}^T] \\ & + \int d\phi_2 [d\hat{\sigma}_{ij}^{VV} - d\hat{\sigma}_{ij}^U] \end{aligned} \quad (3.16)$$

olarak yazılabilir. Bu terimler anten fonksiyonlarından ve indirgenmiş çokluk elemanlarından oluşturulmuştur. Dolayısıyla sayısal birleştirme dört boyutta gerçekleştirilebilir. İnküsif jet tesir kesiti için NNLO tahmini, bununla birlikte, renormalizasyon ve faktörizasyon ölçekleri seçimine büyük ölçüde bağımlılık gösterir.

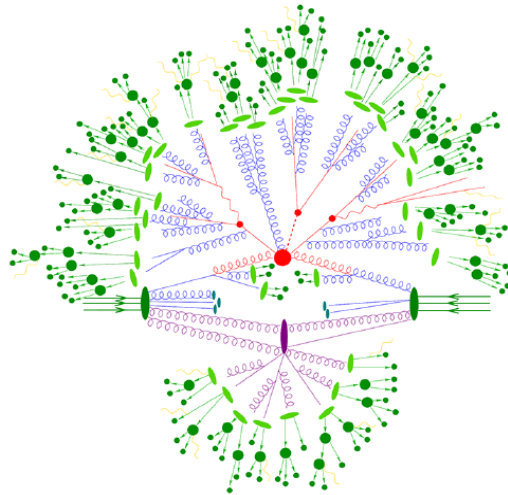


Şekil 3.8.  $2 \rightarrow 2$  süreci için örnek NNLO KRD diyagramları: a) Gerçek-Gerçek, b) Gerçek-Sanal ve c) Sanal-Sanal düzeltme [44]

### 3.4. Genel Amaçlı Monte Carlo Olay Üreteçleri

Yüksek enerjili bir proton-proton çarpışmasının son durumu, gelen iki parton arasındaki ilk etkileşimin, sürecin rastgele örnekleme ve son durum parçacıklarının simüle edildiği fiziksel olarak motive edilmiş olasılık dağılımlarına ve modellerine dayanan MC olay üreteçleri tarafından tanımlanır. Yüksek enerji fiziğinde, veri analizleri genellikle MC olay üreteçlerine dayandırılarak gerçekleştirilmektedir.

Bir Monte-Carlo olayının taslağı Şekil 3.9’da gösterilmektedir. Olay oluşturmadaki ilk adım, tipik olarak, olay üreticine bağlı olarak, belirli bir sırada sert saçılmanın hesaplanmasıdır. Daha sonra, ilk ve son durum radyasyonu (sırasıyla ISR ve FSR), *parton duş* (PS) simülasyonu ile modellenir. PS, ME’ye yapılan ileri dereceli düzeltmeleri temsil eder. Son olarak, temeldeki olay (UE) ve hadronizasyon, KRD’den esinlenen fenomenolojik modellerle simüle edilir. Hadronizasyondan sonraki her şey, 10 mm’den daha büyük uçuş mesafelerine sahip bir diğer deyişle son durum hadronları, dedektör simülasyonunun bir parçasıdır. Ayrıca, MC olay oluşturmada kullanılan, parton duşlarını, hadronizasyonu, bozulmaları, UE bazlı fenomenolojik modelleri yönlendiren birçok parametrenin mevcut verilere ayarlanması gerekir.



Şekil 3.9. Hadron-hadron çarpışmasının taslağı. Merkezdeki kırmızı leke sert etkileşimi temsil etmektedir. ISR ve FSR mavi renkte, MPI mor renkte ve hadronlar ile bozulmaları yeşil renkle gösterilmektedir. Yumuşak foton radyasyonu sarı ile gösterilmektedir [45]

Yüksek enerji fiziğinde KRD’de farklı modeller uygulayan ve farklı hüzme parçacıklarını kullanan farklı MC olay üreticileri bulunmaktadır. Bazı olay üreticileri aşağıda verilmektedir:

- **PYTHIA8 [46]:** Sert matris elemanı  $2 \rightarrow 2$  süreci için LO’da hesaplanır. PS, ikincil logaritma (next to leading logarithm, NLL) yaklaşımına göre yüksek dereceli düzeltmeleri modeller. DGLAP evrimi, enine momentumda sıralanan parton emisyonlarında kullanılır. Lund string modeli, hadronizasyon sürecinde kullanılmaktadır. UE’nin simülasyonu, verilerle karşılaştırmalar yoluyla ayarlanan belirli parametre setlerine dayanır.
- **POWHEG [47]:** POSitive Weight Hard Emission Generator ifadesinin kısaltması olan POWHEG; NLO’da sert matris elemanını oluşturur. POWHEG’in bir özelliği, en sert emisyon da NLO’da üretilmesidir. NLO  $2 \rightarrow 2$  ME, ME’ye dahil edilen ek bir partonla hesaplanır. POWHEG, PS ve UE içermediğinden, diğer dış MC programları ile arayüzlenmesi gerekmektedir. Bu tezde POWHEG (NLO) + PYTHIA8 (PS) kullanılmıştır.
- **NLOJET++:** Farklı süreçler için sabit mertebeli NLO ve LO tesir kesitleri sağlanır. Tek inklüsif jet tesir kesiti için NLO hesaplaması bu tezde kullanılmıştır. Program, sapmaların görünümü ile başa çıkmak için dipol çıkarma yöntemini [48] kullanır. Hadronizasyon ve UE simülasyonu dahil edilmez ve pertürbatif olmayan düzeltmelerle harici olarak eklenmelidir.
- **MEKS [49]:** KRD’de NLO’ya kadar hadron çarpıştırıcılarda tek inklüsif jet veya dijet üretimine ait çift diferansiyel tesir kesitlerin hesaplanması için özel bir programdır. Tam diferansiyel NLO tesir kesitlerinin Monte-Carlo entegrasyonu, CUBA kütüphanesi [50] tarafından sağlanan VEGAS algoritması kullanılarak gerçekleştirilir. NLOJET++’da olduğu gibi, hadronizasyon ve UE simülasyonu dahil edilmez ve pertürbatif olmayan düzeltmelerle harici olarak eklenmelidir.
- **NNLOJET:** Monte Carlo faz-uzay entegrasyonu, olay işleme ve analiz rutinlerine sahip parton seviyesinde bir olay üreticidir. Çerçeve, anten çıkarma yöntemini [51] kullanarak NNLO doğruluğunda jet üretim süreçleri sağlar. NNLO KRD hesaplamaları CPU yoğun süreçler işlemler olduğundan, tipik

çalışma süreleri 80.000 ila 250.000 çekirdek-saat arasında değişir. Yalnızca parton düzeyinde bir üreteç olduğundan, hadronizasyon ve UE simülasyonu dahil edilmez ve pertürbatif olmayan düzeltmelerle harici olarak eklenmelidir. Kararlı parçacıkların toplanması, Geant4 programı tarafından CMS detektörünün bir simülasyonundan geçirilir. Bu, ölçülen kesit üzerindeki olası dedektör etkilerini incelemek için parçacıkların dedektör malzemesi ile etkileşiminin modellenmesini sağlar.

### 3.4.1. Pertürbatif Olmayan Etkiler (NP)

Yüksek enerji süreçlerine ait tesir kesitleri ölçüm sonuçları pKRD'yi test etmek üzere teori hesaplamaları ile karşılaştırılır. Jet tesir kesiti ölçümlerinde genellikle dedektör etkileri de dikkate alınır. Bu nedenle, ölçülen gözlemlenebilirlerin (dedektör seviyesi), ortalama bozunma uzunluğu  $c\tau > 10$  mm (kararlı parçacık seviyesi) olan kararlı parçacıklara, yani renk nötr parçacıklara atıfta bulunmak için dedektör etkileri için düzeltilmesi gerekir. Bununla birlikte, sabit mertebeli NLO veya NNLO hesaplamaları parton seviyesinde hesaplanır. Hadronizasyon (HAD) ve çoklu parton etkileşiminden (MPI) oluşan pertürbatif olmayan (NP) etkileri hesaba katmak için düzeltilmeleri gerekir.

### Hadronizasyon

Çarpışmadan çıkan son durum partonları, ardışık olarak daha düşük enerjilere sahip başka partonlar yayar. pKRD'deki hesaplamaların artık sabit olmadığı partonların enerjisi  $\Lambda_{KRD}$ 'e ulaştığında, hadronizasyon başlar: Partonlar pertürbatif olmayan düzene girdiğinde,  $\alpha_s$  kademeli olarak artar ve güçlü renk alanı nedeniyle uzayda partonların ayrılması neredeyse imkansız hale gelir. Bu aşamada, güçlü kuvvet nedeniyle enerjideki kazanç yeni partonlar oluşturur ve sonunda renk yükü nötr hale gelir. Sonuç olarak, renksiz hadronlar oluşur ve deneysel olarak *jet* gözlemlenir. Orijinal partonlar bu hadronlarla sınırlıdır. Aşağıda, MC üreteçlerinde hadronizasyon modeline yönelik iki yaklaşım açıklanmaktadır.

- PYTHIA8'deki *Lund sicim modeli*: Kuarklar, aralarındaki mesafe arttıkça gittikçe daha fazla enerji taşıyan bir akı tüpüyle birbirine bağlıymış gibi modellenirler. Hızla artan potansiyel enerji hadron kütlelerinin mertebesine ulaştığında, sicim (ipin) kırılması ve kuark-antikuark çifti yaratması enerjisel olarak elverişli hale gelir.
- HERWIG++'da *küme fragmentasyonu*: Sert süreç ölçeğinin altındaki ölçeklerde, PS'de üretilen partonlar renksiz gruplar halinde kümelenir. Bu, gluonların kuark ve anti-kuark çiftlerine bölünmesiyle yapılır ve komşu çiftler birlikte gruplanır. Ardından, bu kümeler izotropik iki cisim faz uzay modelindeki hadronlara bozunurlar.

### Çoklu Parton Etkileşimi

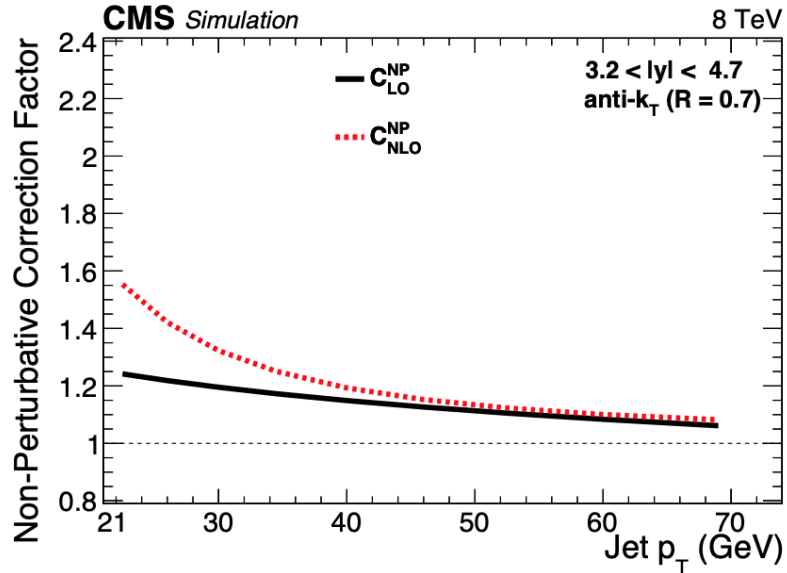
Sert etkileşime ek olarak, aynı olayda yumuşak etkileşimler meydana gelebilir ve dedektördeki ek enerji birikintileri yoluyla nihai duruma önemli bir katkıda bulunabilir. Bu yumuşak etkileşimler, proton kalıntılarından veya ilk durum radyasyonundan (ISR) kaynaklanır. Aynı hadronik çarpışma içinde birden fazla farklı ve eşzamanlı parton etkileşimine sahip olma olasılığı olarak düşünülebilir. MC olay üreticilerinde kullanılan MPI modelleri ayrıntılı bir şekilde [52]'te açıklanmaktadır.

### 3.5. Pertürbatif Olmayan Düzeltmelerin Hesaplanması

Pertürbatif olmayan (NP) düzeltme faktörleri (Şekil 3.10); PS, HAD ve MPI katkılarının simülasyonundan elde edilen tesir kesitinin yalnızca PS katkısının dikkate alınarak yapılan simülasyon sonucunda üretilen tesir kesitine oranı olarak tanımlanır. Aşağıdaki şekilde uygulanır:

$$C^{NP} = \frac{d\sigma^{PS+HAD+MPI} / dP_T}{d\sigma^{PS} / dP_T} \quad (3.17)$$

burada  $d\sigma^{PS+HAD+MPI}$ , PS, HAD ve MPI simülasyonu ile elde edilen tesir kesitini temsil ederken,  $d\sigma^{PS}$ , de yalnızca PS etkileri dahildir.



Şekil 3.10. Jet  $p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $3.2 < |y| < 4.7$  ileri rapidite aralığı için elde edilen NP (pertürbatif olmayan) düzeltme faktörü. Düzeltme, LO ve NLO tabanlı tahminlerin ortalaması alınarak elde edilir. Bu tahminlerin zarfı belirsizlik bandı olarak kullanılır [53]

### 3.6. Teorik Belirsizliklerin Hesaplanması

Teori tahminlerini verilerle karşılaştırmadan önce, tahminleri etkileyen ilgili belirsizlikleri değerlendirmek çok önemlidir. Sabit mertebeli NLO hesaplamalarında pertürbatif serinin kesilmesinden kaynaklanan belirsizlik altı ölçek faktörü kombinasyonunda  $\mu_R$  ve  $\mu_F$ 'yi değiştirerek nicelendirilir:  $(\mu_R/\mu, \mu_F/\mu) = (0.5, 0.5), (2, 2), (1, 0.5), (1, 2), (0.5, 1), (2, 1)$ . Burada  $\mu$  varsayılan ölçek seçimidir. Belirsizlik, düşük tahminden maksimum ve minimum sapmalar alınarak belirlenir. NP etkilerinin modellenmesi ve ayarlanması nedeniyle NP belirsizlikleri mevcuttur.

### 3.7. HERAFitter (xFitter) KRD Analiz Paketi

PDF'lere dair bilgilerin büyük çoğunluğu elektron-proton çarpıştırıcı olan HERA'daki DIS ölçümlerine yapılan uydurmalarla (fit) edilmiş olmasına rağmen

PDF'ler hakkında doğru bilgi, LHC'deki  $p$ - $p$  etkileşmelerindeki kesinlik çalışmaları için gereklidir. LHC'de Standart Model Ötesinde (BSM) kapsamlı Süpersimetri (SUSY) aramaları, yüksek hassasiyetli hesaplamalar gerektirir. Tüm bu hesaplamalarda, PDF'lerin doğruluğu önemli bir rol oynar ve SM tahminlerinin doğruluğunu sınırlar. Özellikle, TeV ölçeğindeki çeşitli BSM senaryolarında ağır parçacık üretimi, yüksek- $x$  bölgesindeki PDF'lerin yetersiz bilgisiyle sınırlıdır. Sonuç olarak, PDF'lerin doğruluğunun ve hassasiyetinin iyileştirilmesi, LHC'nin keşif potansiyelinde bir artışa yol açacaktır.

Doğrusal faktörizasyon kullanılarak hadron çarpışmalarında inklüsif enine tesir kesitleri;

$$\begin{aligned} \sigma(\alpha_s(\mu^2_R), \mu^2_R, \mu^2_F) &= \sum_{a,b} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_a(x_1, \mu^2_F) f_b(x_2, \mu^2_F) \\ &\quad \times \hat{\sigma}^{ab}(x_1, x_2; \alpha_s(\mu^2_R), \mu^2_R, \mu^2_F) \\ &\quad + \sigma\left(\frac{\Lambda_{\text{KRD}}^2}{Q^2}\right) \end{aligned} \quad (3.18)$$

olarak yazılabilir. PDF'ler  $f_a$  ve  $f_b$  ile parton kesiti  $\hat{\sigma}^{ab}$ , bir momentum transferini içeren  $q$  öyle ki  $Q^2 = |q^2| \gg \Lambda_{\text{KRD}}^2$  olup,  $\Lambda_{\text{KRD}}$  ifadesi KRD'nin ölçeğidir. PDF'ler hadronun içerisinde  $x_1$  ( $x_2$ ) momentum kesrine sahip belirli bir  $a$  ( $b$ ) partonunu bulma olasılığını temsil eder. (3.18) denkleminde  $a$  ve  $b$  indisleri, çeşitli parton türlerini, yani farklı renkteki gluonları, kuarklar ve antikuarkları gösterir ve protonun bileşenleri olarak kabul edilir. PDF'ler faktörizasyon ölçeğine, yani  $\mu_F$ 'ye bağlı, parton tesir kesitleri ise güçlü çiftlenim sabiti olan  $\alpha_s$ 'ye bağlıdır. Faktörizasyon ve renormalizasyon ölçekleri ise  $\mu_F$  ve  $\mu_R$  dir.  $\hat{\sigma}^{ab}$  parton tesir kesitleri pKRD'de hesaplanabilirken, PDF'lerin genellikle hesaplamaları kısıtlıdır. Fakat evrensel olarak çeşitli deneysel verilere uyar. Belirli bir faktörizasyon dahilinde PDF'lerin evrensel olduğu varsayımı kabul edilmiştir ve bu süreç için çok önemlidir.

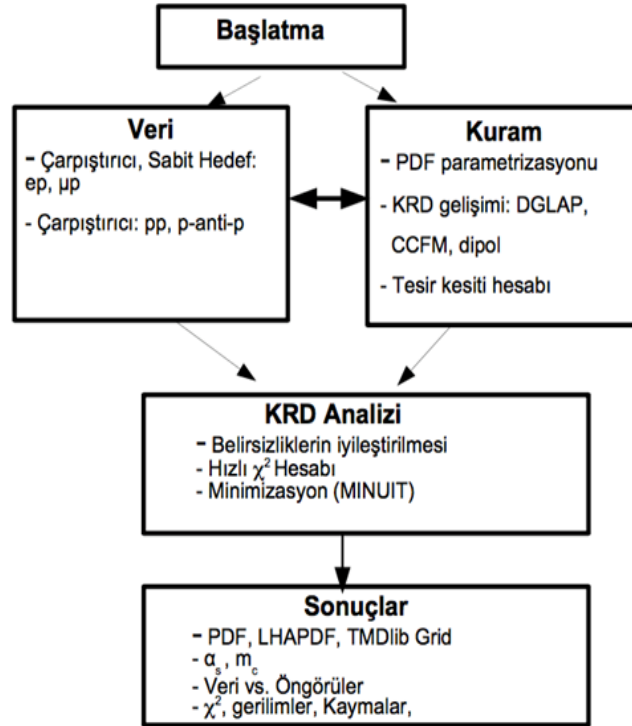
PDF'lerin  $x$ 'in bir fonksiyonu olarak hassas bir şekilde belirlenmesi için geniş kinematik bölge ve farklı parton çeşitleri ayrıca büyük miktarda deneysel veri gereklidir. Lepton-proton ( $ep$ ) çarpıştırıcı HERA'da gerçekleştirilmiş olan inklüsif Nötr Akım (NC) ve Yüklü Akım (CC) Derin Esnek Olmayan Saçılma (DIS) tesir kesiti ölçümleri PDF'lerin belirlenmesi için çok önemli bilgiler sağlar. HERA DIS

ölçümlerine düşük enerjili sabit veriler ve proton-protondan ( $pp$ ) farklı süreçler, LHC'deki çarpışmalar ve Tevatron'daki proton-antiproton ( $p\bar{p}$ ) çarpışmaları tamamlayıcı bilgi sağlar. PDF'ler, teorik tahminleri verilerin  $\chi^2$  uyumu ile belirlenir.

LHC deneylerinden ve buna karşılık gelen teorik gelişmelerden gelen hızlı veri akışı, giderek daha yüksek mertebelerdeki daha karmaşık süreçler için tahminler sağlar. Bunları hızlı, verimli ve açık kaynaklı bir çerçevede bir araya getirmek üzere bir aracın geliştirilmesini motive etmiştir.

HERAFitter;  $pp$ ,  $p\bar{p}$  ve  $ep$  saçılma verilerinin evrensel KRD analizini kolaylaştırmak için bir dizi araç içeren açık kaynaklı KRD uyum çerçevesini açıklar. PDF'lerin belirlenmesi için KRD'nin temel parametrelerinin çıkarılması ve ağır kuark kütleleri ve güçlü çiftlenim sabiti olarak geliştirilmiştir. Aynı zamanda farklı teorik yaklaşımları karşılaştırmak için ortak bir çerçeve sağlar. Ayrıca SM parametrelerinde yeni deneysel verilerin PDF'ler üzerindeki etkisini test etmek için kullanılabilir.

Şekil 3.11'deki diyagram, HERAFitter'in şematik olarak genel bir işleyişini göstermektedir. HERAFitter yapısı ve işlevselliği, veri, teori/kuram, KRD analizi ve sonuçlar olmak üzere dört ana bloğa ayrılabilir.



Şekil 3.11. HERAFitter programının şematik görünümü

**Veri:** HERAFitter paketinde ilişkisiz ve ilişkili belirsizliklerle ilgili bilgiler dahil çeşitli süreçlerle yapılan ölçümler sağlanır. HERA inklüsif saçılma verileri, kuark PDF'lerine doğrudan duyarlıdır ve ölçekleme ihlalleri ve boyuna yapı fonksiyonu FL aracılığıyla dolaylı olarak gluon PDF'ye duyarlıdır. Bu veriler herhangi bir proton PDF çıkarımının temelidir ve MSTW, CT, NNPDF, ABM, JR ve HERAPDF gruplarındaki tüm güncel PDF setlerinde kullanılmaktadır. HERA'da cazibe (c) ve güzellik (b) kuark üretiminin ölçümleri yoğun kuark PDF'lerine ve jet ölçümlerine duyarlıdır. Gluon ise PDF'ye doğrudan duyarlıdır. Bununla birlikte, HERA verilerinin kinematik aralığı çoğunlukla  $x$ 'deki düşük ve orta aralıkları kapsar. Sabit hedef deneylerinden, Tevatron ve LHC'den alınan ölçümler, yüksek  $x$ 'teki gluon ve kuark dağılımları üzerinde ek kısıtlamalar, ağır kuark dağılımlarının daha iyi anlaşılmasını ve hafif deniz kuarkının ayrışmasını sağlar. Bu amaçlar için, sabit hedefli deneylerden, Tevatron ve LHC'den alınan ölçümler dahil edilmiştir. HERAFitter çerçevesinde bulunan süreçler Çizelge 3.1'de listelenmiştir [54].

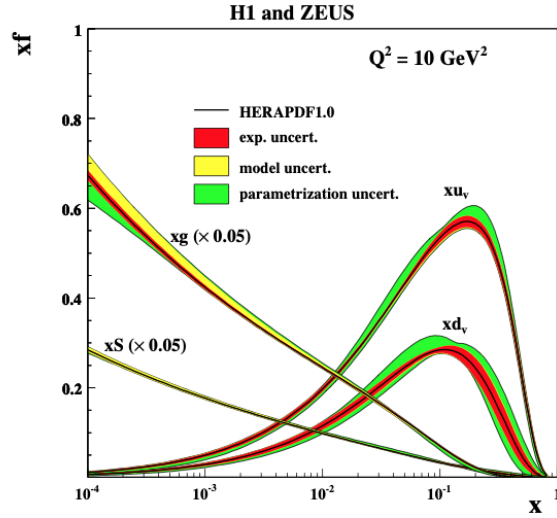
**Teori:** PDF'ler, fonksiyonel bir form ve bir dizi serbest  $\mathbf{p}$  parametreleri kullanılarak bir başlangıç  $Q_0^2$  ölçeğiyle parametrelendirilir. Bu PDF'ler,  $Q^2$  ölçümlerinin  $Q^2 > Q_0^2$  ölçeğine göre geliştirilmiştir. Gelişim, QCDNUM'da uygulanan DGLAP [55-59] formalizmini kullanır. Alternatif olarak, uPDFevolv'de uygulanan CCFM seçilebilir. Belirli bir süreç için faktörizasyon varsayılarak tesir kesitinin tahmini, gelişen PDF'lerin konvolüsyonuna karşılık gelen parton saçılma tesir kesiti ile elde edilir. Her süreç için mevcut teori hesaplamaları Çizelge 3.1'de listelenmiştir. Dipol modellerini kullanarak tahminler de elde edilebilir.

**KRD Analizi:** PDF'ler en küçük karelere sığacak şekilde belirlenir: Girdi verilerini ve teori tahminlerini karşılaştıran bir  $\chi^2$  fonksiyonu MINUIT [60] programı ile minimuma indirilir. HERAFitter'da,  $\chi^2$  tanımındaki deneysel belirsizliklerin iyileştirilmesi için çeşitli seçenekler mevcuttur. İlişkili deneysel belirsizlikler, sorunlu parametre yöntemi veya bir kovaryans matrisi yöntemi kullanılarak, belirsizlikler açıklanabilir. Sistemik belirsizliklerin dağılımları için farklı istatistiksel varsayımlar, örneğin Gauss veya LogNormal de incelenebilir.

Çizelge 3.1. HERAFitter paketinde uygulanan deneysel veriler ve teori hesaplamalarının listesi [54]

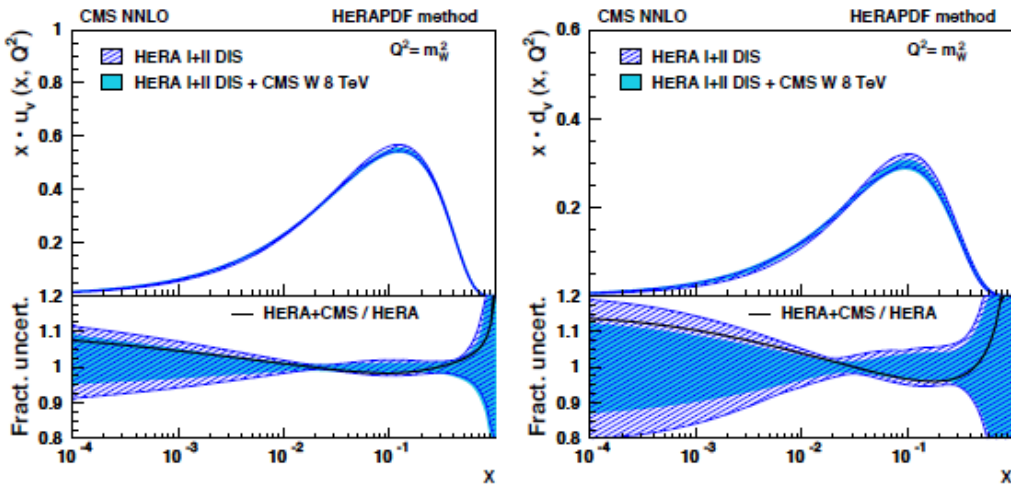
Deneysel Veri	İşlem	Reaksiyon	Teori şemaları hesaplamaları
HERA Sabit Hedef	DIS NC	$ep \rightarrow eX$ $\mu p \rightarrow \mu X$	TR', ACOT ZM (QCDNUM), FFN (OPENQCDRAD, QCDNUM), TMD (uPDFevolv)
HERA	DIS CC	$ep \rightarrow \nu_e X$	ACOT, ZM (QCDNUM), FFN (OPENQCDRAD)
	DIS jetler	$ep \rightarrow e \text{ jets} X$	NLOJet++ (fastNLO)
	DIS ağır kuarklar	$ep \rightarrow e c \bar{c} X,$ $ep \rightarrow e b \bar{b} X$	TR', ACOT ZM (QCDNUM), FFN (OPENQCDRAD, QCDNUM)
Tevatron, LHC	Drell-Yan (DY)	$pp(\bar{p}) \rightarrow l \bar{l} X,$ $pp(\bar{p}) \rightarrow l \nu X$	MCFM (APPLGRID)
	En iyi çift	$pp(\bar{p}) \rightarrow t \bar{t} X$	MCFM(APPLGRID), HATHOR, DiffTop
	Tek üst	$pp(\bar{p}) \rightarrow t l \nu X,$ $pp(\bar{p}) \rightarrow t X,$ $pp(\bar{p}) \rightarrow t W X$	MCFM (APPLGRID)
	Jetler	$pp(\bar{p}) \rightarrow \text{jets} X$	NLOJet++(APPLGRID), NLOJet++ (fastNLO)
LHC	DY ağır kuarklar	$pp \rightarrow V h X$	MCFM (APPLGRID)

**Sonuçlar:** Elde edilen PDF'ler, LHAPDF [61, 62] kitaplığı veya TMDlib [63] tarafından kullanılmaya hazır bir formatta sağlanır. HERAFitter çizim araçları, PDF'leri belirsizlikleriyle birlikte seçilen ölçekte görüntülemek için kullanılabilir. Örnek olarak, HERA I verilerinden HERAFitter kullanılarak çıkarılan ilk PDF seti, HERAPDF1.0 [64], Şekil 3.12'de gösterilmektedir.



Şekil 3.12. HERAPDF1.0’da elde edilen değerlik ( $xu_v$ ,  $xd_v$ ), deniz ( $xS$ ) ve gluon ( $xg$ ) PDF dağılımları. Gluon ve deniz dağılımları 20 kat küçültülmüştür. Deney, model ve parametrizasyon belirsizlikleri renkli bantlar halinde gösterilmiştir [64]

Şekil 3.13’te gösterildiği gibi CMS müon yük asimetrisi ölçümlerinin HERA DIS verileriyle birlikte kullanılarak uydurulması, değerlik  $u$  ve  $d$  kuark dağılımlarında önemli kısıtlamalar getirir. Alt panellerde, belirsizlikler doğrudan karşılaştırılmaktadır.

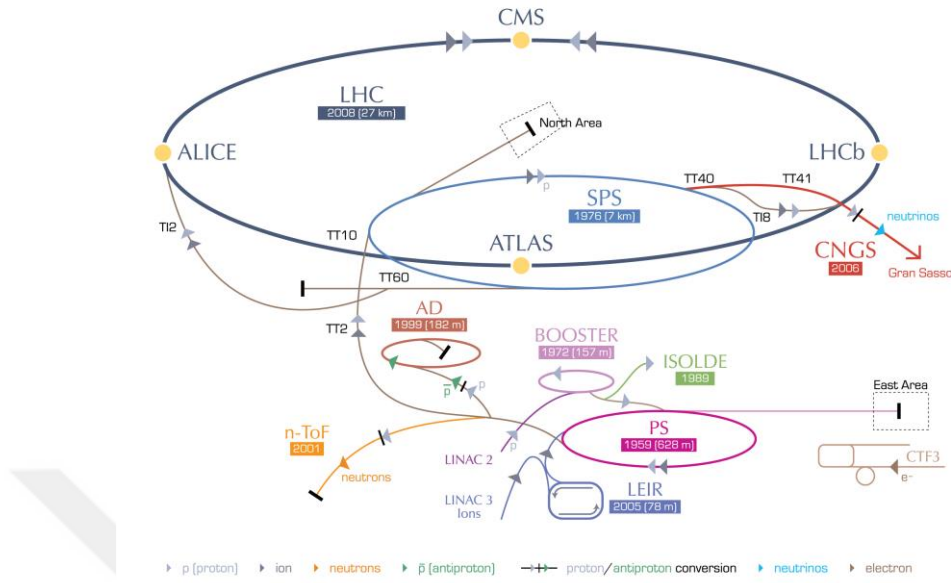


Şekil 3.13.  $u_v$  değerlik (soldaki) ve  $d_v$  değerlik (sağdaki) kuarklarının  $Q^2 = M_W^2$  ölçeğinde  $x$ ’in fonksiyonu olarak dağılımları. HERA verilerine ve CMS müon asimetri ölçümlerine (açık gölgeli bant) ve yalnızca HERA verilerine (taranmış bant) uydurmanın (fit) sonuçları karşılaştırılmaktadır. Alt panellerde, belirsizlikler doğrudan karşılaştırılmaktadır [12]

**4. LHC’de KOMPAKT MÜON SOLENOİD DENEYİ****4.1. Büyük Hadron Hızlandırıcısı**

Büyük Hadron Hızlandırıcısı (LHC), Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)’in ev sahipliğinde, Fransa-İsviçre sınır bölgesinde 26.7 km’lik bir tünele kurulmuş iki halkalı süper iletken bir hadron hızlandırıcısıdır. LHC projesi, Aralık 1994’te CERN Konseyi tarafından onaylanmış ve 2008’de faaliyete geçmiştir. LHC’nin kütle enerjisinin tasarlandığı kütle merkezi enerjisi 14 TeV’dir. 2010’dan 2012’ye kadar Run I olarak adlandırılan ilk çalıştırma döneminde, LHC proton-proton çarpışmaları için 2.76, 7 ve 8 TeV kütle merkezi enerjisinde çalıştırılmıştır. Uzun bir 2013-2015 kapanma döneminden sonra, LHC Run-II döneminde (2015-2018) 13 TeV kütle merkezi enerjisi ile tekrar çalışmaya başlamıştır. 2018’den günümüze yenileme ve güncelleme çalışmaları için LS2 ara dönemine geçilmiştir.

Proton-proton çarpışmaları için LHC’nin tasarım parlaklığı  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  olmasına rağmen, ışın parametrelerinin optimizasyonu sayesinde 2017 yılında  $2.06 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ’e ulaşmıştır. ATLAS ve CMS deneyleri genellikle LHC tarafından sağlanan yüksek ışıklıktan yararlanır. SM süreçlerini incelemek ve SM’nin ötesi fiziği anlamayı hedefleyen genel amaçlı dedektörlerdir. LHC halkasındaki ALICE ve LHCb deneyleri, daha özgül fizik programlarına adanmıştır. LHCb deneyi, CP kırınımı hassas ölçümlerine ve B hadronlarının nadir bozulmalarına adanırken, ALICE deneyi, LHC tarafından sağlanan ağır iyon çarpışmaları için tasarlanmıştır. Şekil 4.1, LHC ve CERN hızlandırıcı tasarımını göstermektedir.

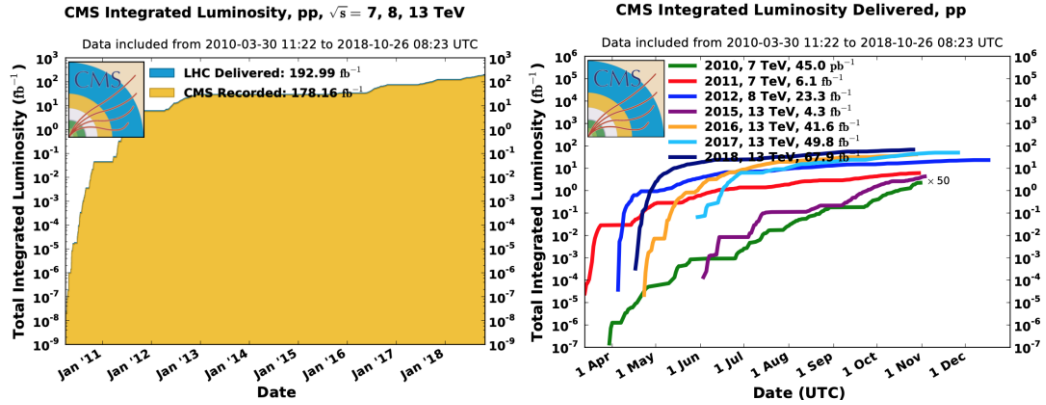


Şekil 4.1. CERN hızlandırıcı sistemi [65]

Protonlar, daha küçük hızlanma adımlarından sonra LHC halkasına gönderilirler. Öncelikle protonlar, iyonlaştırıcı hidrojen gazından koparıldıktan sonra LINAC 2 tarafından 50 MeV'ye hızlandırılırlar. Daha sonra 1.4 GeV'e ulaştıkları BOOSTER'a enjekte edilirler. BOOSTER'dan sonra, Proton Sinkrotron (PS) tarafından 25 GeV'e daha da hızlanırlar ve ardından onları 450 GeV'e hızlandıran Süper Proton Sinkrotron'a (SPS) gönderilirler. Son olarak, protonlar 7 TeV'e kadar ulaşabilecekleri LHC halkasına enjekte edilir. Ağır iyonlar ise LINAC 3 ve Düşük Enerjili İyon Halkası (LEIR) tarafından hızlandırılır ve daha sonra protonlarla aynı yolu izlerler.

Şekil 4.2, LHC tarafından iletilen ve bu kütle merkezi enerjilerine karşılık gelen CMS deneyi tarafından kaydedilen ışıklığı göstermektedir. Toplanan verilerin bir ölçüsü olan *toplam ışıklık* genellikle ters tesir kesit birimi (örneğin  $\text{fb}^{-1}$ ) olarak ifade edilir:

$$L_{int} = \int_0^T dt L \quad (4.1)$$



Şekil 4.2. 2010-2018 yılları arasında 7, 8 ve 13 TeV’lik kütle merkezi enerjilerinde LHC tarafından iletilen ve CMS detektörü tarafından toplanan toplam ışıklık [66]

Çarpıştırıcı deneylerinde temel yaklaşım, fizik nesnelerinin sayılması ve kinematik özelliklerine göre sınıflandırılmasından ibarettir. Ölçülen hız, enine kesiti ve çarpıştırıcının ışıklığı ile karakterize edilen temel fiziksel reaksiyon cinsinden ifade edilir.

$$\sigma = \frac{N}{L_{int}} \quad (4.2)$$

Böylelikle, ölçülen tesir kesitleri, SM tahminleriyle karşı karşıya getirilebilir. Tesir kesitinin örneğin  $p_T$ ’ye olan açık kinematik bağıllığı (*diferansiyel tesir kesiti* olarak da adlandırılır) şu şekilde gösterilir:

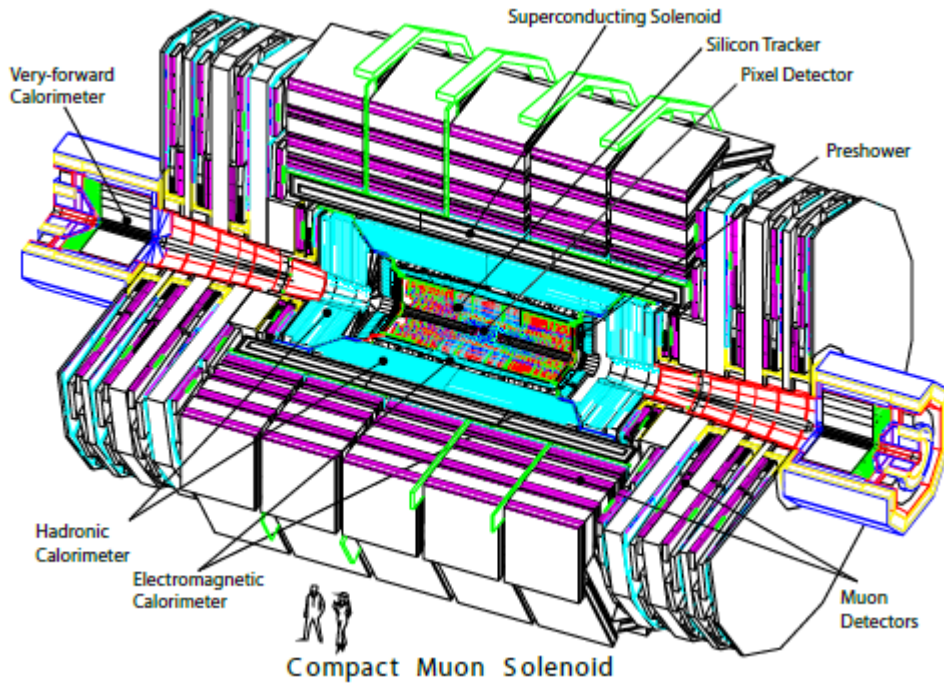
$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{1}{\epsilon \cdot L_{int}} \cdot \frac{N}{\Delta P_T} \quad (4.3)$$

Burada  $\Delta p_T$ ,  $p_T$ ’deki ölçüm aralığıdır ve  $\epsilon$ , deneysel verimliliği temsil eder.

#### 4.2. CMS Detektörü

CMS deneyi, LHC’nin dört etkileşim noktasından birini çevreler. Saniyede 40 milyon kez gerçekleşen parçacık çarpışmalarının 3 boyutlu fotoğraflarını çeken dev, yüksek hızlı bir kamera görevi görür. Detektör, her çarpışmada üretilen kararlı parçacıkların momentumlarını ve enerjilerini ölçerek tanımlar ve böylece çarpışmanın

bir görüntüsünü yeniden oluşturur. Detektörün tamamı 28.7m uzunluğunda, 14.6m çapında ve yaklaşık 14500 ton toplam ağırlığa sahiptir. CMS detektörünün üç boyutlu taslağı Şekil 4.3'te gösterilmektedir. Detektör, detektörü izleyen parçacıklar hakkında bilgi almak için farklı işlevselliğe sahip birkaç katmandan oluşur. 3.8 T homojen manyetik alana sahip süper iletken bir solenoid mıknatıs, CMS detektörünün temel özelliklerinden biridir. Solenoid hacminin içinde bir silikon piksel ve şerit izleyici, bir kurşun tungstat kristal elektromanyetik kalorimetre (ECAL) ile bir pirinç ve sintilatör hadron kalorimetre (HCAL), her biri bir namlu ve iki uç kapak bölümünden oluşur. Solenoid mıknatısın dışında, müon sistemi, bir demir boyunduruğa (iron yoke) gömülü ve manyetik akıyı geri döndüren birkaç katman halinde bulunur.



Şekil 4.3. Kompakt Muon Solenoid (CMS) detektörü [67]

Detektörün koordinat sistemi, etkileşim noktası (IP) detektörün içinde olacak şekilde geleneksel olarak seçilir.  $x$  eksenini LHC halkasının merkezini gösterirken,  $y$  eksenini yukarı yönü gösterir.  $z$  eksenini, saat yönünün tersine ışın çizgisinin yönünü

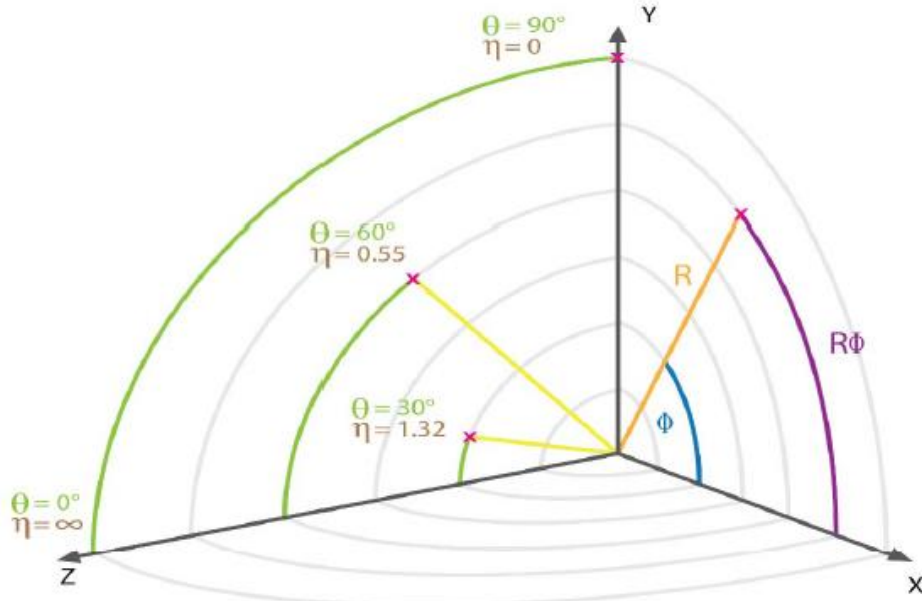
gösterir. Azimut açısı  $\Phi$ ,  $x$  - ekseninden başlayarak  $x - y$  düzleminde ölçülür ve kutup açısı  $\Theta$ ,  $z$  eksenine göre  $rz$  düzleminde tanımlanır. Yaygın olarak kullanılan bir kinematik değişken olan psüdo-rapiditye, polar açı  $\Theta$  ile şu şekilde tanımlanır:

$$\eta = - \ln \left[ \tan \left( \frac{\Theta}{2} \right) \right] \quad (4.4)$$

$x - y$  düzlemine enine düzlem denir ve bu düzlemde ölçülen değişkenler alt simge  $\tau$  ile etiketlenir. Örneğin, dik momentum  $p_T$ ,  $p_T = \sqrt{px^2 + py^2}$  olarak tanımlanır. Ayrıca rapidite, enerji ( $E$ ) ve momentumun  $z$  bileşeninin ( $P_z$ ) bir fonksiyonu olarak tanımlanır.

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + P_z}{E - P_z} \right) = \tanh^{-1} \left( \frac{P_z}{E} \right) \quad (4.5)$$

Şekil 4.4, CMS detektörünün geometrisinin hüzmeye dönme eksenini etrafında silindirik bir yapı olduğunu dikkate alarak CMS koordinat sisteminin tanımını göstermektedir.

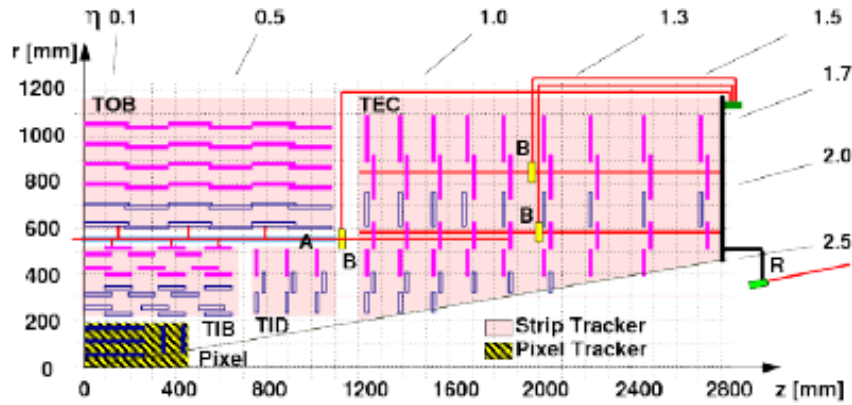


Şekil 4.4. CMS koordinat sisteminin grafik temsili [68]

### 4.2.1. İzleme Sistemleri

Dedektördeki parçacık üretiminin kaynağının kesin olarak belirlenmesi, yüksek enerjili bir fizik deneyi için önemli bir gerekliliktir. Her demet geçiş aralığı, LHC hüzmesinin yakınında binlerce parçacık ortaya çıkar. Bu karmaşık ortamda, CMS silikon piksel dedektörü, minimum miktarda malzeme ile mükemmel konum çözünürlüğü, hız kapasitesi ve radyasyon toleransı gereksinimlerini karşılamak üzere tasarlanmıştır. Bu nedenle, kesin yol bilgisi, parçacıkların yükünü, konumunu ve momentumunu belirlemek için kullanılır. Ayrıca,  $100 \mu\text{m}$  mertebesinde etki parametresi çözünürlüğü ile ağır kuarkların ve  $\tau$  leptonların ikincil köşelerinin tanımlanması mümkündür. Etki parametresi, protonların çarpıştığı etkileşim noktasına (IP) enine mesafe olarak tanımlanır.

CMS izleyici, Şekil 4.5’te gösterildiği gibi bir iç piksel dedektörüne ve dış şerit dedektörüne bölünmüştür. İç piksel dedektörü, 4.4 cm, 7.3 cm ve 10.2 cm radyal mesafe ile IP’ye mümkün olduğunca yakın monte edilmiş üç silindirik sensör katmanına sahiptir.  $1 \text{ m}^2$  alana dağılan 66 milyon piksel,  $10 \mu\text{m}$ ’lik bir  $r - \phi$  çözünürlüğü ve  $20 \mu\text{m}$  civarında  $z$  cinsinden bir çözünürlükle sonuçlanır.



Şekil 4.5. CMS izleme sisteminin şematik bir görünümü. Her dedektör modülü ve arka arkaya modüller sırasıyla tek hat ve çift hat ile temsil edilir [67]

Ayrıca, silikon şerit detektörü dört bölüme ayrılmıştır: İzleyici İç Namlu (TIB), İzleyici Dış Gövdeli (TOB), İzleyici İç Diskleri (TID) ve İzleyici Uç Kapağı (TEC).  $20 < r < 120$  cm ara radyal bölgesini ve yaklaşık  $200 \text{ m}^2$ ’lik bir alanı kaplar. Elektron boşluk çiftleri, yüklü parçacıklar diyot malzemesini geçtikten sonra silikon şeritler tarafından üretilir ve toplanır. Enine düzlemdeki ölçümlere ek olarak, stereo modüller  $r - z$  düzleminde bir ölçüm sağlar. Silikon şerit detektöründeki 20 farklı modül geometrisine bağlı olarak,  $r - \phi$  düzlemindeki çözünürlük  $20 \mu\text{m}$  ila  $50 \mu\text{m}$ ,  $z$  yönünde  $500 \mu\text{m}$ ’dir. CMS izleyicinin açılma alanı  $\eta \sim |2.5|$ ’e kadar uzanır.

#### **4.2.2. Elektromanyetik Kalorimetre**

Elektromanyetik kalorimetreler, üretilen yoğun enerji birikintisi yoluyla detektörden geçen olay parçacıklarının enerjilerini ölçer. CMS elektromanyetik kalorimetrenin temel amacı, LHC’de TeV ölçeğinde beklenen yeni fizikte anahtar rol oynayan fotonların, elektronların ve yüklü hadronların enerjisini ve konumunu ölçmektir. Bu nedenle, birkaç yeni fizik ve keşif senaryosu için indirgenemez arka planın üstesinden gelmek için iyi bir enerji çözünürlüğü çok önemlidir. Örneğin,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  bozunma kanalı aracılığıyla Higgs bozonunun keşfi, %0.5’lik ( $100 \text{ GeV}$ ’in üzerinde) bir foton enerjisi çözünürlüğüne ulaşılmıyorsa çok daha zor olurdu. CMS deneyi, sert radyasyon ortamına uygun hızın karesinin yoğun ve radyasyon açısından sert bir malzeme olması nedeniyle elektromanyetik kalorimetre (ECAL) için kurşun tungstat ( $\text{PbWO}_4$ ) kristalleri kullanmaya karar verildi.

ECAL kalorimetre, solenoid mıknatıs bobininin içinde bulunur ve aşağıda açıklanan Şekil 4.6’da gösterildiği gibi üç alt sisteme bölünmüştür.

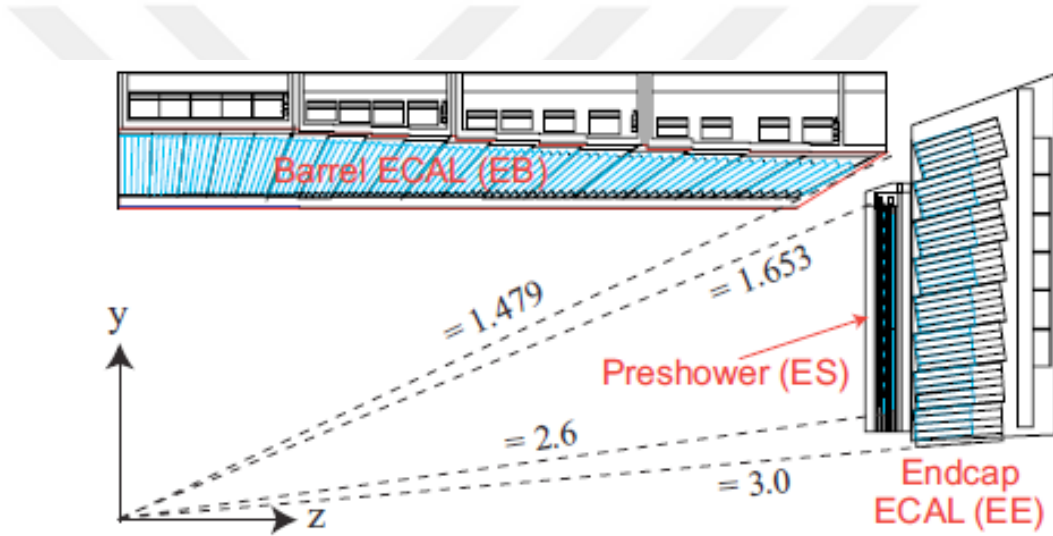
#### **Elektromanyetik Namlu (EB) Kalorimetresi:**

ECAL namlu, her bir kristalin eksenleri  $IP$ ’ye doğru yöne göre  $\eta$  ve  $\phi$   $3^\circ$  eğimli olacak şekilde yarı projektif bir geometride monte edilmiş  $61200 \text{ PbWO}_4$  kristali içerir. Bu geometriye sahip olarak, iki bitişik kristalin sınırı boyunca parçacıkların geçişi atlanır. Kristal enine kesiti, detektörün iç tarafında yaklaşık  $0.0174 \times 0.0174$  inç  $\eta \times \phi$  veya  $22 \times 22 \text{ mm}^2$ ’e ulaşır. Her bir kristalin uzunluğu  $230 \text{ mm}$ ’dir ve bu,  $25.8^\circ$ ’lik

bir radyasyon uzunluğuna ( $X_0$ ) eşittir. EB,  $|\eta| = 1.479$ 'a kadar bölgeyi kaplayan 1.3 m'lik bir iç yarıçapa sahiptir. Çığ foto-diyotları (APD'ler) üretilen sintilasyon ışığını tespit etmek için kullanılır.

#### Elektromanyetik Uç Kapak (EE) Kalorimetre:

Kiriş hattına dik olan bir uç kapakları,  $1.479 < |\eta| < 3.0$  hız aralığını kapsar. Her biri 220 mm radyasyon uzunluğuna sahip 7324 kristal içerir ( $X_0 = 24.7$ ). Aynı şekle sahip kristaller, süper kristaller (SC) olarak adlandırılan 55'in mekanik birimlerinde gruplandırılır. Okuma için vakumlu foto triodlar (VPT) kullanılır.



Şekil 4.6. ECAL'nin dörtte birinin geometrik görünümü [69]

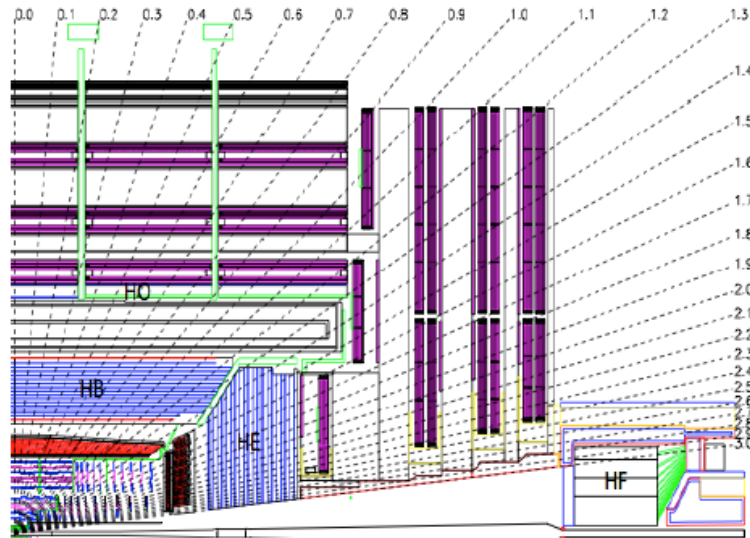
#### Ön Duş Detektörü:

$\pi^0 / \gamma$  ayırımını iyileştirmek için referans bölgesi  $1.653 < |\eta| < 2.6$ 'de ince tanecikli bir ön duş detektörü mevcuttur. Detektör, iki katmanlı bir örnekleme kalorimetresinden oluşur: Elektromanyetik duşları başlatan *kurşun emiciler* ve her emicinin arkasına yerleştirilen bir *silikon şerit detektör* düzlemi mevcuttur.

### 4.2.3. Hadron Kalorimetresi

CMS’deki hadron kalorimetresi (HCAL), pirinç soğurucu plakalar ve sintilatör katmanları kullanılan bir örnekleme kalorimetresidir. Kuarkların ve gluonların hadronizasyonundan oluşan jetlerin enerjilerini emerek ölçmek için kullanılır.

CMS HCAL, Şekil 4.7’de gösterildiği gibi dört bölgeye sahiptir. Merkezi namlu (HB) ve uç kapak (HE) ECAL’yi tamamen çevreler ve tamamen solenoidin yüksek manyetik alanındadır. HB  $\eta = 1.4$ ’e kadar kapsar, HE  $1.3 < |\eta| < 3.0$ . IP’den 11.2 m uzaklıkta olan çok ileri kalorimetre (HF) manyetik hacmin dışında ve Cherenkov yayılan kuvars elyafına dayanmaktadır. Son olarak,  $|\eta| < 1.26$  bölgesinde mıknatısın dışına bir dizi sintilatör yerleştirilir ve buna dış namlu kalorimetresi (HO) denir.

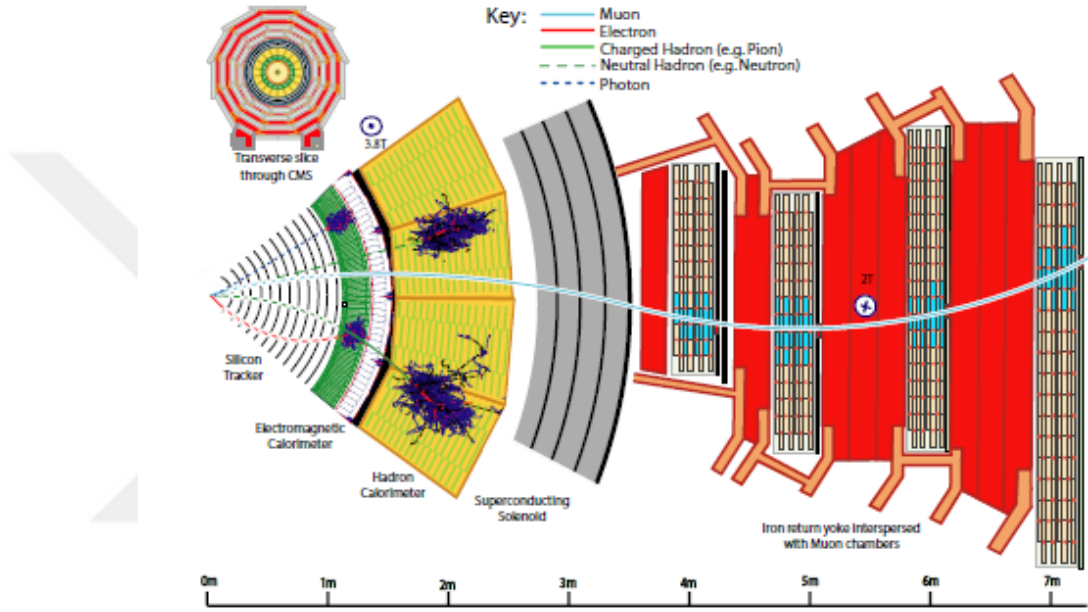


Şekil 4.7. CMS detektörünün uzunlamasına görünümü [67]

Şekil 4.8, alt algılayıcılardan gelen bilgilere dayalı olarak parçacıkların imzasını gösterir. Fizik nesnelere şu şekilde tanımlanır:

- **Jetler**, yüklü ve nötr hadronların yanı sıra fotonlardan oluşmaktadır. Enerjileri, HCAL ve ECAL kalorimetresinde biriken hadronik ve elektromanyetik duşları tespit ederek ölçülür.

- **Elektronlar**, iç izleme sistemindeki bir iz ve ECAL'deki bir küme ile tanımlanır. Ayrıca, iz ve küme eşleşmeli ve HCAL'ye bağlanmamalıdır. Fotonlar, izleme bağlantısı olmayan ECAL kümelerinden tanımlanır.
- **Müonlar**, müon dedektörlerinde ve iç izleyicide üretilen isabetli vuruşlarla tanımlanır.



Şekil 4.8. CMS detektöründen geçen enine kesit. Farklı parçacıkların imzaları tasvir edilmiştir [70]

## 5. BULGULAR VE TARTIŞMA

### 5.1. KRD Analizi

PDF belirleme, protonun içindeki farklı türden partonlara duyarlı geniş bir kinematik aralığı kapsayan büyük miktarda deneysel veri gerektirir. ABMP, NNPDF, MMHT, HERAPDF ve CT gibi PDF iş birlikleri, mevcut verilere genel uyum sağlar ve PDF setlerini fizik dünyasına sunar. Burada açıklanan KRD analizleri, deneysel ölçümlerin proton PDF'ler üzerindeki sınırlayıcı gücünü gösterir. Örneğin, çift diferansiyel inklüsif jet üretim tesir kesiti deneysel ölçümleri, gluon PDF'leri ve güçlü çiftlenim sabitinin ( $\alpha_s$ ) belirlenmesi üzerinde büyük bir etkiye sahiptir.

Parton dağılım fonksiyonları protonların ve hadronların deneysel ölçümleri için teorik tahminler yapmamızı sağlayan temel bileşenlerdir. PDF analizinin kesinliği son yıllarda muazzam bir şekilde ilerlemiş olup bu çalışmalar artık pertürbasyon teorisindeki NLO ve NNLO'da çok yüksek hassasiyetle gerçekleştirilmektedir. xFitter [71, 72], PDF'leri ve SM'in ilgili temel parametrelerini deneysel verilere uydurarak belirlemek için açık kaynaklı bir KRD uyum platformudur. xFitter çerçevesinde çok çeşitli deneysel ölçümlerden kodlanmış sonuçların yanı sıra farklı türlerde KRD analizleri mümkündür. PDF belirleme için kullanılan çok sayıda mevcut yöntem ve şemaların yanı sıra, çerçevede çeşitli teorik seçenekler mevcuttur. Çerçeve, teori tahminlerini ve verileri PDF uyumlarını gerçekleştirmek için çok sayıda metodolojik seçenek altında bir araya getirir. Ayrıca, sonuçlar çerçeve içindeki araçlar kullanılarak görselleştirilir.

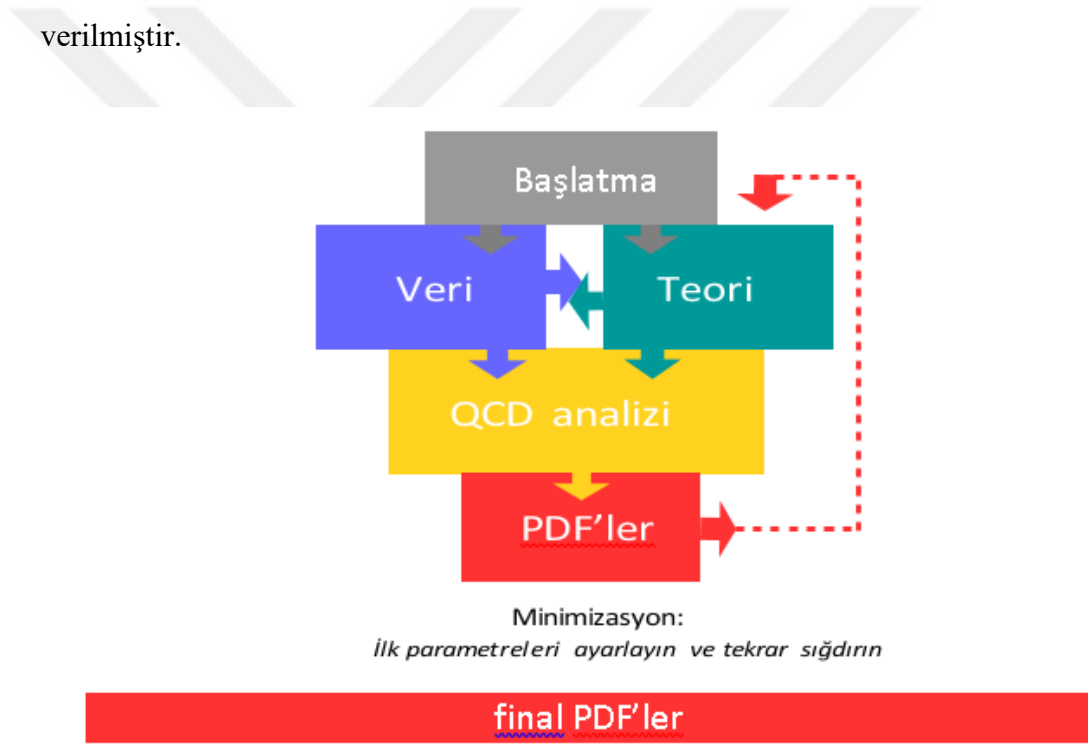
Tılsımlı (c) kuark kütle eşliğinin altındaki başlangıç ölçeğinde, PDF'lerin bazı fonksiyonel biçimlerle parametrelendirilmesi gerekir. Genellikle PDF'lerin  $x$ 'e bağlılığı bir polinom fonksiyonu ile şu şekilde tanımlanır:

$$xf_j(x) = A_j x^{B_j} (1-x)^{C_j} P_j(x) \quad (5.1)$$

Burada indeks  $j$  parametresi PDF'dir.  $A_j$ , KRD toplama kuralları ile belirlenen normalizasyon parametreleridir. PDF'lerin küçük- $x$  davranışı  $B_j$  parametreleri ile ifade edilirken,  $x \rightarrow 1$  durumundaki dağılım şekli ise  $C_j$  parametreleri tarafından belirlenir.

Polinom fonksiyonu,  $P_j(x)$ , farklı formlara sahip olabilir. Örneğin, HERAPDF  $(1 + e_j\sqrt{x} + Djx + Ejx^2)$  formunu kullanırken CTEQ  $e^{a3x}(1 + e^{a4}x + e^{a5}x^2)$  kullanır.  $P_j(x)$ 'in diğer temsilleri Bi-Log Normal Dağılımları ve Chebyshev Polinomlarıdır.

Bir KRD analizi, veri ve teorinin tüm korelasyon ve korelasyonsuz belirsizliklerini hesaba katarak, teorinin deneysel verilerle karşılaştırılmasının bir ölçümü olarak düşünülebilir. Bu karşılaştırma, uyumda en aza indirilmiş bir  $\chi^2$  ile ölçülür. Uyum sırasında, parametreler çeşitlendirilir ve tahminler yeniden hesaplanır ve elde edilen verilerin en iyi açıklaması elde edilene kadar her yinelemede verilerle karşılaştırılır. PDF yerleştirme prosedürünü gösteren bir akış diyagramı Şekil 5.1'de verilmiştir.



Şekil 5.1. PDF yerleştirme prosedürü için bir akış şeması

xFitter çerçevesinde elde edilen PDF'ler, ölçümlerin tüm korelasyon ve korelasyonsuz belirsizlikleri hesaba katılarak MINUIT ile gerçekleştirilen bir  $\chi^2$  minimizasyonunun sonucudur. xFitter'da yaygın olarak kullanılan  $\chi^2$  temsiliinin çeşitleri şunlardır:

- **Kovaryans matris gösterimi:**  $\chi^2$ ,  $\mu_i$  teori tahmini ile bir veri noktası  $m_i$  için ifade edilir.

$$\chi^2 = \sum_{i,k} (m_i - \mu_i) C_{ik}^{-1} (m_k - \mu_k) \quad (5.2)$$

$C$ ,  $i$  ve  $k$  satır ve sütunlarına sahip kovaryans matrisidir. İstatistiksel, korelasyonsuz (ilişkisiz) ve sistematik katkılardan oluşur:  $C_{ik} = C_{ik}^{stat} + C_{ik}^{uncorr} + C_{ik}^{sist}$ . Bu temsilde, her bir belirsizlik kaynağının etkisi ayırt edilemez.

- **Sorunlu (nuisance) parametre gösterimi:** Her sistematik kaynağın etkisini görmek için,  $\chi^2$ 'nin rahatsız edici parametre gösterimi şu şekilde tanımlanır:

$$\chi^2(m, b) = \sum_i \frac{[\mu_i - m_i (1 - \sum_j \gamma_j^i b_j)]^2}{\delta_{i,unc}^2 m_i^2 + \delta_{i,stat}^2 \mu_i m_i (1 - \sum_j \gamma_j^i b_j)} + \sum_j b_j^2 \quad (5.3)$$

Burada  $\delta_{i,stat}$  ve  $\delta_{i,unc}$ ,  $i$ . ölçümünün bağıl istatistiksel ve korelasyonsuz sistematik belirsizlikleridir.  $\gamma_j^i$ , ölçümün korelasyonlu sistematik kaynak  $j$ 'e olan duyarlılığının ölçüsünü gösterir. Ayrıca,  $\chi^2$ ,  $\chi^2$  minimizasyonu sırasında belirlenen sistematik sorunlu parametreleri seti olan  $b_j$ 'ye bağlıdır ve sistematik belirsizliklerin farklı kaynaklarının etkisi ayırt edilebilir [54].

PDF'ler, QCDNUM programında uygulandığı gibi DGLAP denklemi kullanılarak ölçüm ölçeğine dönüştürülür. Daha sonra faktörizasyon (çarpanlara ayırma) formülü kullanılarak, PDF'ler partonik kesitler ile kıvrılır ve kullanılan deneysel ölçümlerin kinematığı için teori tahminleri elde edilir.

$$\sigma = \hat{\sigma} \otimes f \quad (5.4)$$

Burada  $\sigma$ , başlangıç durumunda hadronları içeren belirli bir tesir kesiti (veya yapı fonksiyonu) için tahmin,  $\hat{\sigma}$  partonik tesir kesiti,  $f$  ise PDF'dir. Ardından, MINUIT programında  $\chi^2$  en aza indirilerek tahminler tekrarlanır ve verilerle karşılaştırılır.

### 5.1.1. Deneysel Belirsizliklerin İyileştirilmesi

Deneysel belirsizlikler Hessian yöntemi veya Monte-Carlo çoğaltma yöntemi ile çıkarılan PDF'lere uygulanır.

#### Hessian Yöntemi

Verilerin istatistiksel ve sistematik belirsizlikleri, Hessian özvektör yöntemi kullanılarak PDF'lere uygulanır. Fit uygulanmış PDF'lerin minimum  $\chi^2$ 'deki ikinci türevi, Hessian matrisini tanımlar. Hessian matrisi köşegenleştirildikten sonra,  $\chi^2 = \chi^2_{min} + 1$ 'e karşılık gelen özvektörler hesaplanır. Bu özvektör kümeleri ortonormal bir parametre alanı içinde olduğundan, elde edilen PDF'lerde bağımsız belirsizlik kaynaklarına karşılık gelirler.

$\theta$  adlı belirli bir PDF için asimetric belirsizlikler  $\Delta\theta^+_{exp}$  ve  $\Delta\theta^-_{exp}$  aşağıdaki şekilde hesaplanır:

$$\Delta\theta^+_{exp} = \sqrt{\sum_i^{N_{EV}} [\max(\theta_i^{Yukarı} - \theta_0, \theta_i^{Aşağı} - \theta_0, 0)]^2} \quad (5.5)$$

$$\Delta\theta^-_{exp} = \sqrt{\sum_i^{N_{EV}} [\min(\theta_i^{Yukarı} - \theta_0, \theta_i^{Aşağı} - \theta_0, 0)]^2} \quad (5.6)$$

Burada  $\theta_0$  merkezi PDF'dir.  $\theta_i^{Yukarı}$  ve  $\theta_i^{Aşağı}$  PDF setindeki  $N_{EV}$  özvektörlerinin özvektör  $i$ 'nin yukarı ve aşağı varyasyonlarını kullanarak elde edilen sonucu temsil etmektedir [5].

#### MC Çoğaltma Yöntemi

Bu yöntemde, deneysel belirsizlikler, enine kesitin merkezi değerlerinin sistematik ve istatistiksel belirsizlikler içinde dalgalanmasına izin vererek rastgele oluşturulan sahte veri kopyaları (tipik olarak  $> 100$ ) kullanılarak tahmin edilir.

$$\sigma_i = \sigma_i (1 + \delta_i^{uncorr} \cdot RAND_i + \sum_j^{N_{sys}} \delta_{ij}^{corr} \cdot RAND_j) \quad (5.7)$$

KRD uyumu, her kopya için gerçekleştirilir. Yakınsak uyumların standart sapması deneysel belirsizlik olarak alınır.

### 5.1.2. Model ve Parametrelendirme Belirsizliklerinin Hesaplanması

HERAPDF yönergesinde, toplam PDF belirsizliği, deneysel (Hessian yönteminden), model ve parametreleme belirsizlikleri olmak üzere üçe bölünmüştür. Ayrıca bu belirsizlikler ayrı ayrı değerlendirilir.

Model belirsizliklerini ölçmek için, girdi parametrelerindeki aşağıdaki varyasyonlar dikkate alınır:

- Uygun alt kuark kütlesi ( $m_b$ )
- Uygun tılsımlı kuark kütlesi ( $m_c$ )
- HERA referans verilerine uygulanan  $Q^2_{min}$  kesiminin değeri ( $7.5 \text{ GeV}^2$ )
- $f_s$  acayıplik kesridir. Tüm KRD analizlerinde  $f_s = \bar{s}/(\bar{d}+\bar{s})$  olarak tanımlanmış ve 0.3 olarak sabitlenmiştir. Acayıplik kesrinin değeri, “W+c kuark” üretiminin CMS ölçümünden elde edilen acayıplik kesrinin belirlenmesi ile tutarlıdır.

Parametrelendirme belirsizliği, PDF'lere yeni parametreler eklenerek tahmin edilir. Belirsizlik, her bir  $x$  değerinde merkezi uyumdan farklılıklar ile sonuçlanan PDF'ler arasındaki maksimum ve minimum sapmalar alınarak oluşturulur. Ek olarak, KRD gelişiminin başlangıç ölçeğinin bir varyasyonu ( $Q^2_0$  olarak tanımlanır) parametreleme belirsizliğinde dikkate alınır.

### 5.1.3. Hızlı Hesaplama Teknikleri: GRID

NLO'daki KRD hesaplamalarındaki son gelişmeler sayesinde, hesaplamalar genellikle 24 saat içinde yapılır. Ancak bu, birçok yinelemenin gerekli olduğu ve kesitlerin her yinelemede yeniden hesaplandığı hızlı bir KRD analizi için uygun değildir. Bu problem, hızlı enterpolasyon grid (ızgara) teknikleri uygulanarak çözülür. Bu, (5.4) denklemindeki partonik kesitlerin çok yüksek bir hassasiyetle hesaplanabileceğini ve pertürbatif katsayıların tablolarında saklanabileceği anlamına gelir. Böyle bir katsayı tablosu 3 boyutlu  $x_1$ ,  $x_2$  ve  $\mu_{f,r} = \mu$  cinsinden temsil edilir. Bu tablolar kullanılarak kesit şu şekilde hesaplanabilir:

$$\sigma(\mu) \approx \sum_{n,i,k,l,m} \tilde{\sigma}_{n,i,k,l,m}(\mu) \cdot \alpha_s^n(\mu^{(m)}) \cdot F_i(x_1^{(k)}, x_2^{(k)}, \mu^m) \quad (5.8)$$

Burada  $k = 1, \dots, k_{max}$ ,  $l = 1, \dots, l_{max}$  ve  $m = 1, \dots, m_{max}$ , karşılık gelen ızgaradaki nokta sayısını temsil eder.  $F$ , çeşide karşılık gelen  $i$  indisine sahip PDF'dir ve  $n$ ,  $\alpha_s$ 'teki sıradır. PDF'lerden ve  $\alpha_s$ 'ten bağımsız olan zaman alıcı  $\alpha_s$  terimi yalnızca bir kez hesaplanmalıdır. Bu şekilde katsayıları farklı PDF'lerle bükme ve gerekirse PDF uydurması sırasında çok hızlı bir şekilde  $\alpha_s$  ile çarpmak mümkündür. xFitter programı içinde iki paket uygulanmaktadır: FastNLO [73] ve APPLGRID [74]. Bu kodlar, kullanılan enterpolasyon prosedüründe ve  $\mu_F$  ile  $\mu_R$  bağıllığına olan yaklaşımda farklılık gösterir.

### APPLGRID

APPLGRID, FastNLO aracına birçok benzerliğe sahiptir. FastNLO ile karşılaştırıldığında,  $x$ 'e bağlı ağırlık fonksiyonunu kullanır. Bu, ölçek bağımlılığını tablolarda ek bir boyut olarak açık bir şekilde tutmayı ve ölçek seçiminde daha fazla esneklik sağlar.  $\mu_r$  ve  $\mu_f$  bağımlılığını zorunlu olarak değerlendirmek için araçlar sağlar. Jet üretimine ek olarak W ve Z bozonu üretimi için de tablolar mevcuttur. Araç, MCFM olay üreticisine arayüz edilmiştir.

### FastNLO

FastNLO aracı, DIS'de jet üretiminin hesaplanması için NLOJET++ programına ve hadron-hadron çarpışmalarında tek, dijet ve üç jet üretimini kapsayacak şekilde arayüzlenmiştir. Araç, PDF'leri ve  $\alpha_s$  faktörlerini, belirli sayıda  $x$  değeri etrafında bir dizi özfonksiyon ekleyerek  $\tilde{\sigma}$ 'deki tedirgin edici katsayılardan ayırır. Renormalizasyon ve çarpanlara ayırma ölçeği bağımlılığı, perturbatif katsayıların hesaplanması sırasında çarpanlara ayrılabilir,  $c_{i,n}$ ,

$$c_{i,n}(\mu_r, \mu_f) = c_{i,n}^0 + \log(\mu_r)c_{i,n}^r + \log(\mu_f)c_{i,n}^f \quad (5.9)$$

Bu şekilde, yalnızca ölçek bağımlılık ağırlıkları  $c^0$ ,  $c^r$  ve  $c^f$ , üç ölçekten bağımsız FastNLO tablosunda saklanır. Ayrıca teori tahminlerine sahip FastNLO tabloları,

xFitter aracında arayüz olarak uygun şekilde kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında FastNLO tekniği kullanılmıştır.

FastNLO aracından alınan tablolar jet tesir kesitlerinin KR D analizi bağlamında kullanılırken, W yük asimetrisindeki KR D analizinde APPLGRID’den gelen ızgaralar kullanılır.

Kaynak [75]’te sunulan tüm KR D analizlerinin başlangıç noktasında, proton PDF’leri HERAPDF1.0’da kullanılan 10 parametre ile parametrelendirilmiştir:

$$xg(x) = A_g x^{B_g} (1-x)^{C_g} \quad (5.10)$$

$$xu_v(x) = A_{u_v} x^{B_{u_v}} (1-x)^{C_{u_v}} (1 + E_{u_v} x^2) \quad (5.11)$$

$$xd_v(x) = A_{d_v} (1-x)^{C_{d_v}} \quad (5.12)$$

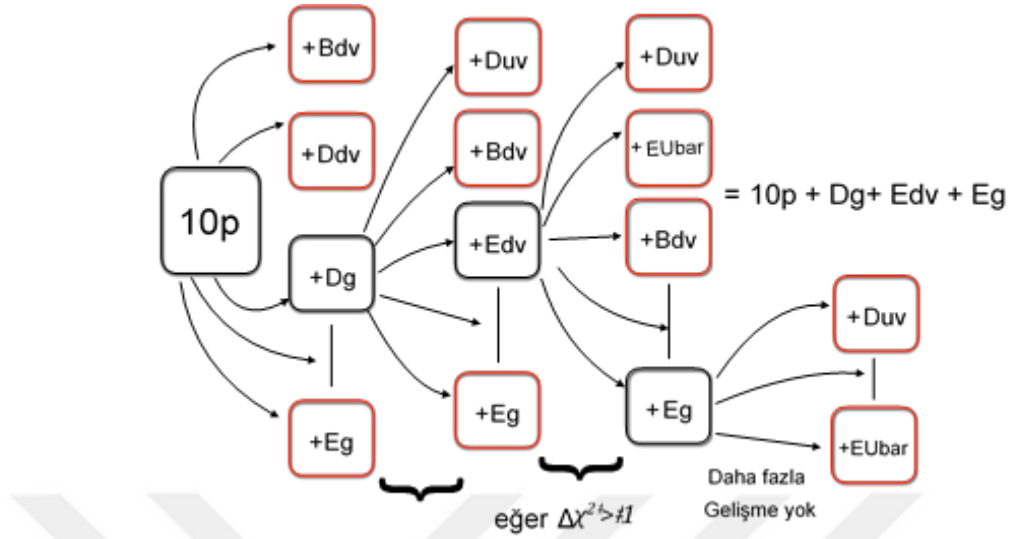
$$x\bar{U}(x) = A_{\bar{U}} (1-x)^{C_{\bar{U}}} \quad (5.13)$$

$$x\bar{D}(x) = A_{\bar{D}} x^{B_{\bar{D}}} (1-x)^{C_{\bar{D}}} \quad (5.14)$$

$x\bar{U} = x\bar{u}$  ve  $x\bar{D} = x\bar{d} + x\bar{s}$  ilişkileriyle, ek kısıtlamalar  $B_{\bar{u}} = B_{\bar{D}}$  ve  $A_{\bar{u}} = A_{\bar{D}} (1-f_s)$  ayarlanmıştır. Ardından ek parametrelerin etkisi sistematik bir şekilde taranır:

1. Temel uyuma (yani 10p uyma) bağımsız olarak ekstra parametreler eklenir ve global  $\chi^2$ ’nin sonucu saklanır.
2. En düşük global  $\chi^2$ , tüm başarılı uyumlar arasından seçilir ve bazla elde edilenlerle karşılaştırılır.
3.  $\Delta\chi^2$  1’den büyükse, tarama yeni üs ile devam eder. Aksi takdirde tarama durdurulur.
4. Tarama,  $\chi^2$ ’de daha fazla değişim gözlenmeyince durdulur ve böylece nihai parametrelere ulaşılmış olur.

Uygulanan bu prosedür (Şekil 5.2) bu tez çalışmasında da takip edilmiş olup kullanılan parametrelerle ilgili ayrıntılar bir sonraki bölümde tartışılmaktadır.



Şekil 5.2. Parametreleme taramasına bir örnek. Başlangıç noktası 10 parametrelilik uyumdur. İkinci adımda diğer parametreler bağımsız olarak eklenir ve uyum gerçekleştirilir. En düşük global  $\chi^2$ 'ye sahip olan, tüm başarılı uyanlar arasından seçilir (bu örnekte Dg).  $\chi^2$ 'nin değişimi 1'den büyükse (önceki adıma kıyasla), prosedür yeni bazla (10p + Dg) tekrarlanır. Tarama,  $\chi^2$ 'de daha fazla gelişme görülmeyene kadar durdurulur [75]

## 5.2. CMS'te Ölçülen Düşük $p_T$ 'li İnküsiif İleri Jet Tesir Kesitleriyle PDF'lerin Elde Edilmesi

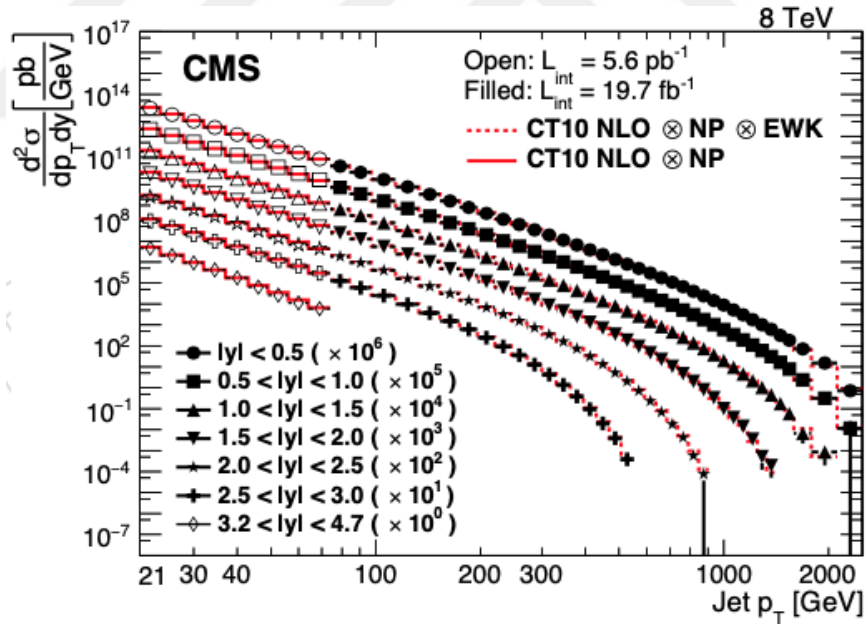
Proton-proton çarpışmalarında inküsiif jet tesir kesitlerinin ölçümü, yalnızca nihai bir pKRD testi değildir, aynı zamanda ölçülen tesir kesiti, PDF'leri ve güçlü çiftlenimi  $\alpha_s$  çıkarmak için de kullanılabilir. CMS ileri bölge jet ölçümlerinin PDF'lerdeki sınırlamadaki etkisi bu tezde detaylı olarak incelenmiştir. İlk olarak, 8 TeV kütle merkezi enerjisinde LHC'deki  $pp$  çarpışmalarında jet üretiminin ölçümleri incelenmiştir.

Bu ölçüm için 2012 yılı boyunca LHC'deki CMS dedektörüyle toplanılmış  $5.6 \text{ fb}^{-1}$ 'e karşılık gelen düşük yığılımlı veriler kullanılmıştır. Ölçülen tesir kesitleri, dedektör etkileri için düzeltilir ve NLO KRD tahminleriyle karşılaştırılır. Jetler,  $21 < p_T < 74 \text{ GeV}$ 'lik jet  $p_T$ 'yi kapsayan faz uzayında  $R = 0.7$  anti- $k_t$  algoritması kullanılarak yeniden yapılandırılmıştır. Bu tezde sadece ileri bölgede  $3.2 < |y| < 4.7$

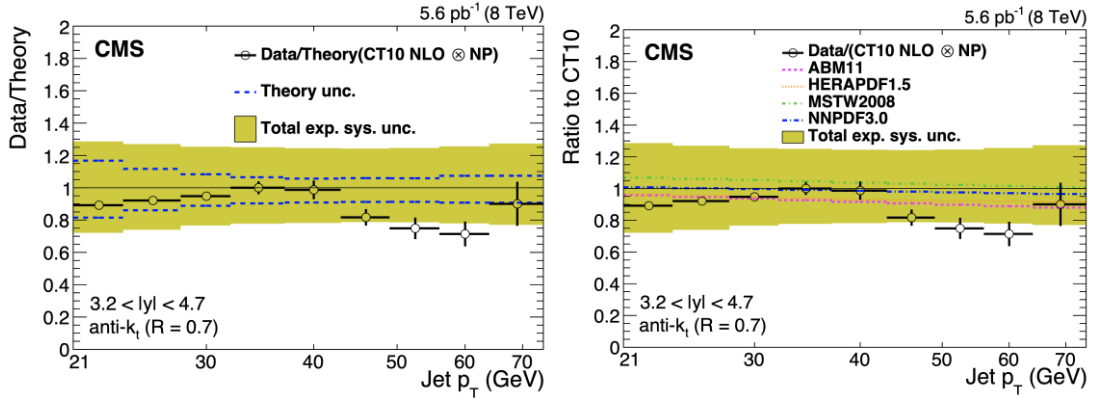
rapidite aralığına sahip jetler göz önünde bulundurularak KRD analizi yapılmıştır. Şekil 5.3'te ölçülen çift diferansiyel jet tesir kesiti gösterilmektedir.

PDF belirsizliği, inklüsif jet tesir kesitlerinde teori belirsizliğinin baskın kaynaklarından birini oluşturur. Ölçümden sadece bu tezde ilgilenilen rapidite bölgesindeki jetler Şekil 5.4'te gösterilmektedir. Teori belirsizliklerinin (esas olarak PDF belirsizliklerinden dolayı) %20'ye kadar ulaşabildiği görülmüştür.

CMS ileri bölge inklüsif jet ölçümü ( $21 < p_T < 74 \text{ GeV}$ ,  $3.2 < |y| < 4.7$ ), HERA'da nötr ve yüklü akım DIS tesir kesitlerinin birleşik ölçümleriyle birlikte NLO'da bir KRD analizinde kullanılmıştır. Inklüsif jet tesir kesitleri için enterpolasyon ızgaraları ile birlikte teori tahminleri, FastNLO paketinde uygulandığı gibi NLOJET++ programı tarafından NLO mertebesinde hesaplanır.



Şekil 5.3. Jet  $p_T$  ve rapiditenin fonksiyonu olarak çift diferansiyel inklüsif jet tesir kesiti. NLOJET++ ile elde edilen, CT10 PDF setine dayanan ve pertürbatif olmayan (NP) düzeltmelerin yanı sıra yüksek  $p_T$  değerleri için elektrozayıf etkiler için düzeltilen teori tahminleri [12]



Şekil 5.4. CT10 PDF setini kullanarak verinin teori tahminine CT10 NLO PDF oranı (soldaki) ve farklı PDF çeşitlerine oranı (sağdaki) için gösterimi. Teori belirsizliği %20'ye ulaşmaktadır. Ayrıca toplam deneysel sistematik belirsizlikler gösterilmektedir [11]

Bu tezde xFitter Analiz Paketi kullanılarak elde edilen parametreler aşağıda belirtilmektedir.

NLO'daki Thorne-Roberts genel kütle-değişken-çeşni sayı şeması, ağır kuark katkıları  $m_c = 1.47$  GeV ve  $m_b = 4.5$  GeV ağır kuark kütleleri kullanılarak ele alınır. Renormalizasyon ve faktörizasyon ölçekleri, DIS'de dört momentum transferine ( $Q$ ) ve CMS jet verileri durumunda jet  $p_T$ 'ye ayarlanır.  $\alpha_s(M_Z)$  0.118'e ayarlanmıştır ve HERA verilerinin  $Q^2$  aralığı  $Q^2 \geq Q_{min}^2 = 7.5$  GeV<sup>2</sup> ile sınırlandırılmıştır.

Yoğun parametrisasyon çalışmalarından sonra, parton dağılımları  $Q_0^2 = 1.9$  GeV<sup>2</sup> başlangıç ölçeğinde 18 parametre ile temsil edilir:

$$xg(x) = A_g x^{B_g} (1-x)^{C_g} (1 + E_g x^2) - A'_g x^{B'_g} (1-x)^{C'_g} \quad (5.15)$$

$$xu_v(x) = A_{u_v} x^{B_{u_v}} (1-x)^{C_{u_v}} (1 + D_{u_v} x + E_{u_v} x^2) \quad (5.16)$$

$$xd_v(x) = A_{d_v} x^{B_{d_v}} (1-x)^{C_{d_v}} (1 + D_{d_v} x) \quad (5.17)$$

$$x\bar{U}(x) = A_{\bar{U}} x^{B_{\bar{U}}} (1-x)^{C_{\bar{U}}} (1 + D_{\bar{U}} x) \quad (5.18)$$

$$x\bar{D}(x) = A_{\bar{D}} x^{B_{\bar{D}}} (1-x)^{C_{\bar{D}}} (1 + D_{\bar{D}} x + E_{\bar{D}} x^2) \quad (5.19)$$

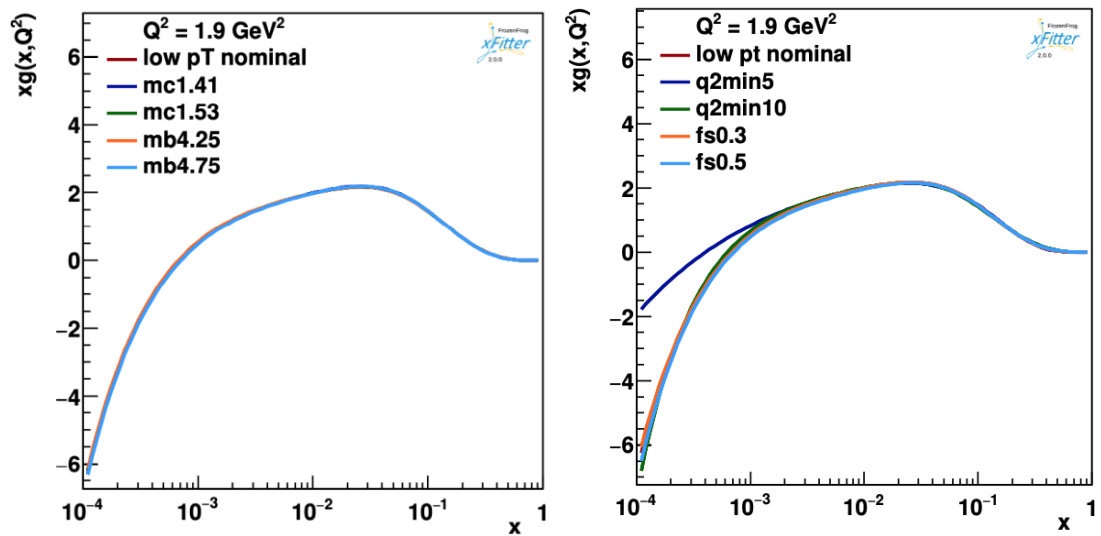
$A'_g$ ,  $B'_g$  ve  $C'_g$  parametreleri, MSTW grubu tarafından motive edilen  $C'_g = 25$  kısıtlaması ile gluon dağılımının esnek bir biçimini sunar. PDF belirsizlikleri deneysel,

model ve parametreleme belirsizliklerinin hesaba katıldığı HERAPDF yaklaşımı ile belirlenir.

Model belirsizliklerini elde etmek için, girdi parametrelerindeki aşağıdaki varyasyonlar dikkate alınır:

- $1.41 \leq m_c \leq 1.53$  GeV ve  $4.25 \leq m_b \leq 4.75$  GeV ile varsayılan tılsımlı ve alt kuark kütleleri  $m_c$  ve  $m_b$ 'dir.
- HERA verilerine uygulanan  $Q^2_{min}$  değeri  $5.0 \leq Q^2_{min} \leq 10.0$  GeV<sup>2</sup>'dir.
- Gariplik kesri  $f_s$ ,  $0.3 \leq f_s \leq 0.5$  belirsizliği içinde değişmektedir.

Yukarıda belirtilen varyasyonlar dikkate alınarak elde edilen gluon üzerindeki model belirsizliği Şekil 5.5'te gösterilmektedir.  $m_c$  ve  $m_b$  üzerinde (soldaki grafik) alınan minimum ve maksimum değerlerinde elde edilen PDF dağılımının  $x$ 'e karşı grafiğine bakıldığında belirsizliğin oldukça küçük olduğu görülmektedir. Şekil 5.5'te (sağdaki grafik)  $Q^2_{min}$  ve  $f_s$ 'nin minimum ve maksimum değerleri için elde edilen gluon dağılımlarının  $x$ 'e göre değişimi gösterilmektedir. PDF dağılımının  $f_s$ 'nin değerlerine göre çok değişmemesine rağmen özellikle düşük  $x$  bölgesinde  $Q^2_{min}$  için hassasiyet gösterdiği açıkça görülmektedir. Bu hassasiyet en son gluon dağılım grafiklerinde belirsizlik olarak dikkate alınacaktır.



Şekil 5.5. Gluon PDF dağılımlarındaki model belirsizliğini belirlemek için kullanılan  $m_b$ ,  $m_c$ ,  $Q^2_{min}$  ve  $f_s$  parametrelerindeki varyasyonlar

Genel ve kısmi  $\chi^2$  değerleri, uyumdaki her veri seti için Çizelge 5.1’de gösterilmektedir ve tüm veri setleri arasında genel bir mutabakat vardır. Çizelge 5.1’de HERA DIS verilerinin KRD analizinde ve CMS’in  $\sqrt{s} = 8$  TeV’de inklüsif jet üretimi ölçümlerinde elde edildiği gibi, veri noktası  $N_{dp}$  sayısı başına kısmi  $\chi^2/N_{dp}$  ve serbestlik derecesi  $N_{dof}$  başına evrensel  $\chi^2$ , belirsizlik tahmini için Hessian yöntemi kullanılmıştır.

Çizelge 5.1. HERA DIS verilerinin KRD analizinde ve  $\sqrt{s} = 8$  TeV’de CMS ileri bölge inklüsif jet üretiminin ölçümlerinde kısmi  $\chi^2/N_{dp}$  ve evrensel  $\chi^2/N_{dof}$  verileri

Veriler	Kısmi $\chi^2/N_{dp}$
HERA I+II nötr akım, $e^+p$ , $E_p = 920$ GeV	382/332
HERA I+II nötr akım, $e^+p$ , $E_p = 820$ GeV	60/63
HERA I+II nötr akım, $e^+p$ , $E_p = 575$ GeV	200/234
HERA I+II nötr akım, $e^+p$ , $E_p = 460$ GeV	205/187
HERA I+II nötr akım, $e^-p$	221/159
HERA I+II yüklü akım, $e^+p$	46/39
HERA I+II yüklü akım, $e^-p$	57/42
HERA I+II için Toplam $\chi^2/N_{dof}$	1221/1042
CMS İleri Bölge Jetler 8 TeV $3.2 < y < 4.7$	8.2/9
HERA I+II + CMS İleri Bölge Jet için Toplam $\chi^2/N_{dof}$	1229/1051

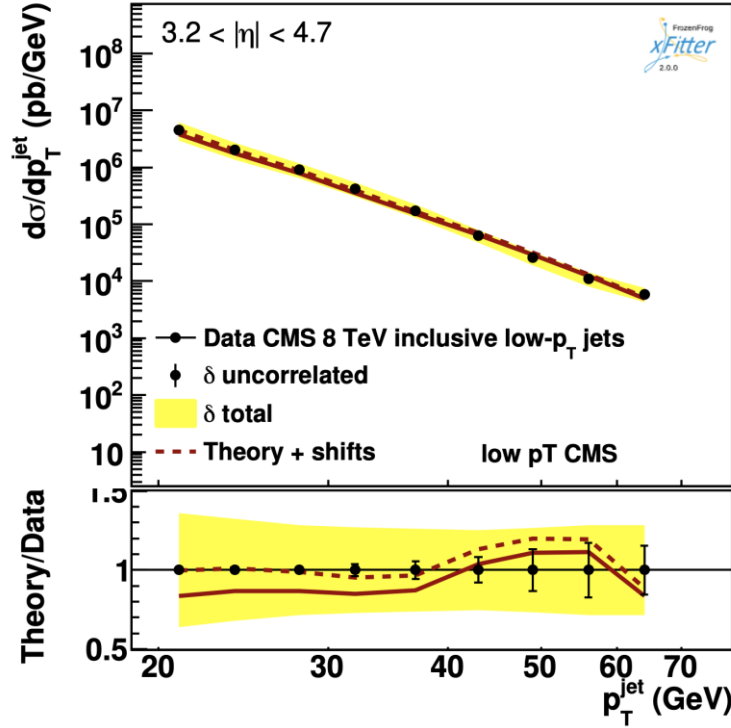
## 6. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

PDF'ler henüz doğrudan hesaplanamadığından ve deneysel verilerden belirlenmesi gerektiğinden, parametrelendirme zordur. Verilerden belirlenmesi gereken bir fonksiyon, verilere uydurulabilecek bazı ayırık değerlere bağlı olmalıdır. İşin püf noktası, “gerçek” bilinmeyen fonksiyona yaklaşacak kadar esnek, ancak diğer yandan çok fazla özgürlüğü olmayan bir parametrizasyon bulmaktır. Çok fazla parametre, özellikle birbirleriyle ilişkilendirilmişlerse, parametre sayısı arttıkça optimum bir parametre seti bulma zorluğu artar.

xFitter çalışma çerçevesi kullanılarak 8 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde elde edilen CMS ileri rapidite jet verisi ile teorinin karşılaştırmalı grafikleri Şekil 6.1'de gösterilmektedir. Teori ve deneysel sistematik belirsizliklerin toplamı sarı bant şeklinde belirtilmektedir. Jet tesir kesiti ölçümleri kullanılarak PDF'lerin elde edilmesi güçlü çiftlenim sabiti  $\alpha_S$ 'nin değerine bağlıdır. Dolayısıyla  $\alpha_S$  serbest bir parametre olarak alınarak PDF fitleri tekrarlanmaktadır. Bu şekilde, PDF'ler ve güçlü çiftlenim sabiti aynı anda belirlenir ve gluon PDF ile  $\alpha_S$  arasındaki korelasyonu azaltır.  $\alpha_S(M_Z)$ 'nin deneysel, model ve parametrelendirme belirsizlikleri, PDF'lerin belirsizliklerini belirleme prosedürüne benzer bir şekilde elde edilir. Jet üretim tesir kesitleri için teorik tahminlerdeki yüksek mertebeli düzeltmelerin eksik olmasından kaynaklanan belirsizlik, renormalizasyon ( $\mu_R$ ) ve çarpanlara ayırma (faktörizasyon,  $\mu_F$ ) ölçekleri değiştirilerek tahmin edilir. Ölçekler, jetin  $p_T$  değerine eşit varsayılan  $\mu_R$  ve  $\mu_F$  seçimine göre bağımsız olarak iki kat aralığında değiştirilir. PDF'lerin birleşik uyumu ve  $\alpha_S$ 'nin ( $M_Z$ ), aşağıdaki 6 kombinasyonda ölçek seçiminin her varyasyonu için tekrarlanır:

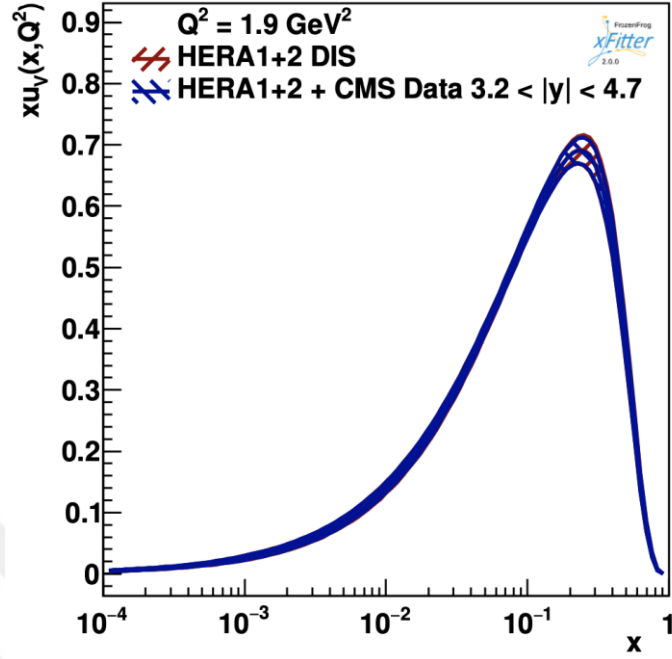
$$(\mu_R/p_T, \mu_F/p_T) = (0.5, 0.5), (0.5, 1), (1, 0.5), (1, 2), (2, 1) \text{ ve } (2, 2).$$

HERA DIS verilerinin ölçeği değiştirilmez. Buna göre  $\alpha_S(M_Z)$ 'nin gözlenen maksimum yukarı ve aşağı değişiklikleri daha sonra ölçek belirsizliği olarak alınır. PDF'lerin çarpanlara ayırma ölçeği  $\mu_F$ 'nin bağımlılığı DGLAP denklemleri tarafından verildiğinden, sabit bir başlangıç ölçeğinde  $\mu_{F0}$  bir parametrizasyon PDF'leri rastgele bir ölçeğe kadar tanımlamak için yeterlidir. Burada, kullanılan tılsımlı kuark kütlelerinin hemen altında olan  $\mu_{F0}^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$  başlangıç ölçeği kullanılmıştır.

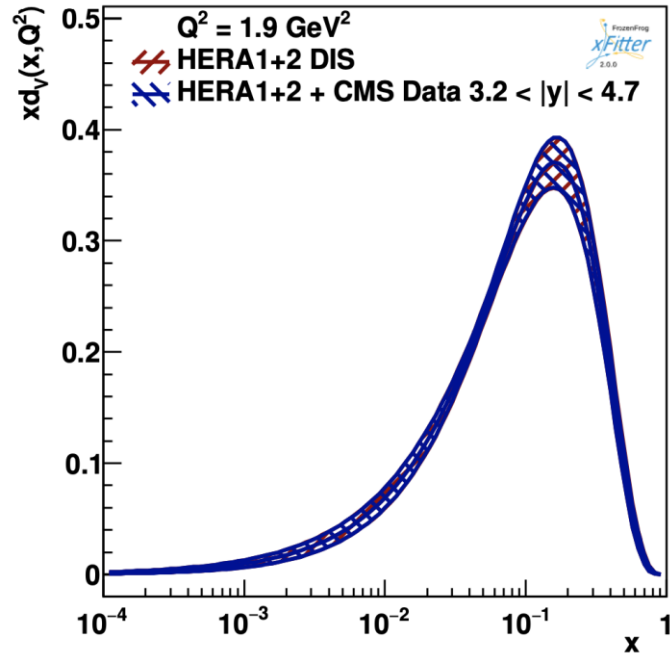


Şekil 6.1. Teori tahminleri ile 8 TeV’lik kütle merkezi enerjisinde ileri rapidite ( $3.2 < |y| < 4.7$ ) bölgesinde düşük  $p_T$ ’ye sahip CMS inklüsif jet verisi ve belirsizlikleriyle karşılaştırılması. Alt panelde ise teorinin veriye oranı toplam belirsizlikle (sarı bant) birlikte gösterilmektedir

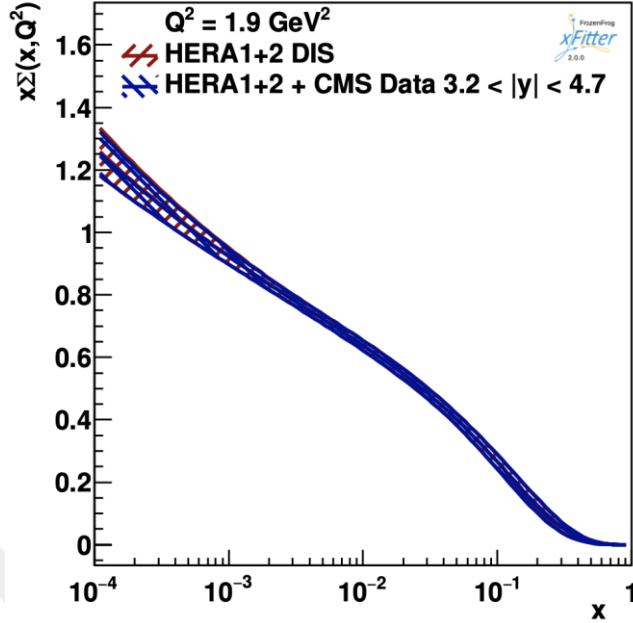
$Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ ’de valans yukarı ( $u_v$ ) ve aşağı ( $d_v$ ) kuarkları ile toplam deniz dağılımları sırasıyla Şekil 6.2, Şekil 6.3 ve Şekil 6.4’te gösterilmektedir. HERA1+2 DIS ve 8 TeV’lik CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle donatılmış PDF’ler mavi çizgili bantlarla, CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF’ler ise kırmızı çizgili bantlarla temsil edilmektedir. İleri bölge CMS jet verileri HERA1+2 DIS verilerine eklenerek bir KR D analizi gerçekleştirilmiştir. Bu analizin sonucunda ileri bölge jet verilerinin eklenmesinin yukarı ( $u_v$ ), aşağı ( $d_v$ ) kuark ve toplam deniz dağılımlarının yalnızca HERA1+2 DIS verilerinden elde edilen dağılımlarından bir farkı olmadığı görülmektedir.



Şekil 6.2.  $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de valans yukarı kuark ( $u_v$ ) dağılımı. HERA 1+2 DIS ve CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle donatılmış PDF'ler mavi çizgili bantlarla CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler ise kırmızı çizgili bantlarla temsil edilir



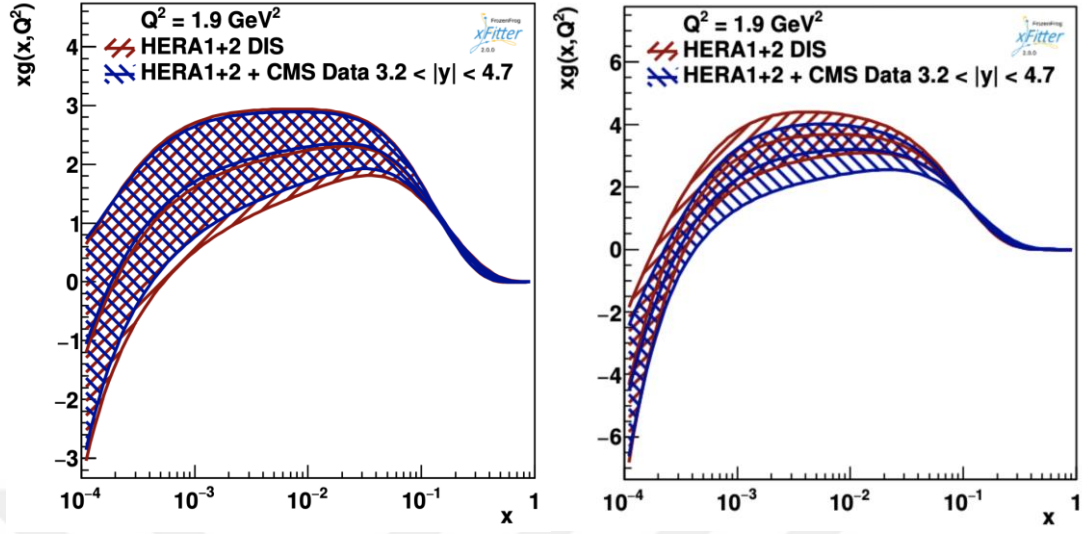
Şekil 6.3.  $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de valans aşağı kuark ( $d_v$ ) dağılımı. HERA1+2 DIS ve CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle donatılmış PDF'ler mavi bantlarla, CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler ise kırmızı bantlarla temsil edilir.



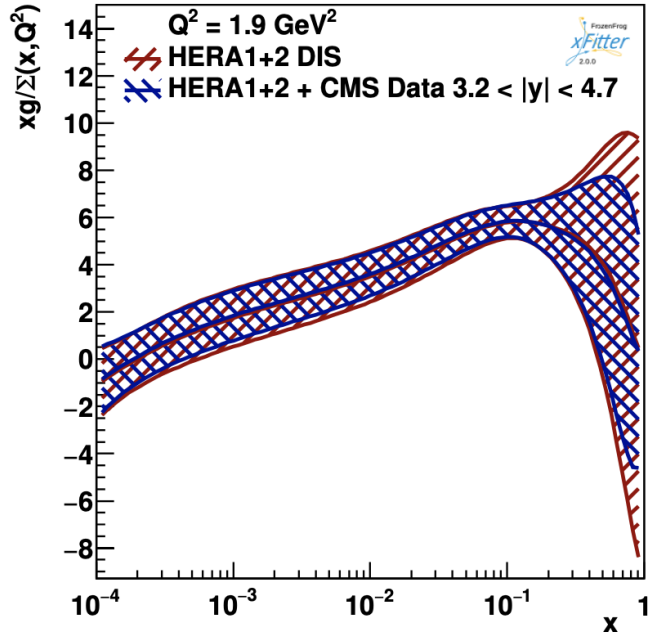
Şekil 6.4.  $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de toplam deniz dağılımı. HERA1+2 DIS ve CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle donatılmış PDF'ler mavi bantlarla, CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler ise kırmızı bantlarla temsil edilir

Bununla birlikte Şekil 6.5'te  $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de iki farklı  $\alpha_s = 0.118$  (soldaki grafik) ve  $\alpha_s = 0.121$  (sağdaki grafik) değerlerinde elde edilen gluon dağılımlarına baktığımızda gluon PDF'deki belirsizlikte bir azalma gözlemlenmektedir. Gluon PDF dağılımının seçilen  $\alpha_s$  değerine göre de hassasiyet gösterdiği görülmektedir. Gluon dağılımının toplam denize oranına bakıldığında (Şekil 6.6) ise özellikle  $x$ 'in 1 değerine yakın olduğu bölgelerde HERA1+2 verileriyle birlikte CMS ileri bölge inklüsif jet verileri kullanıldığında belirsizlik bandında bir azalma etkisi oluşturduğu görülmektedir.

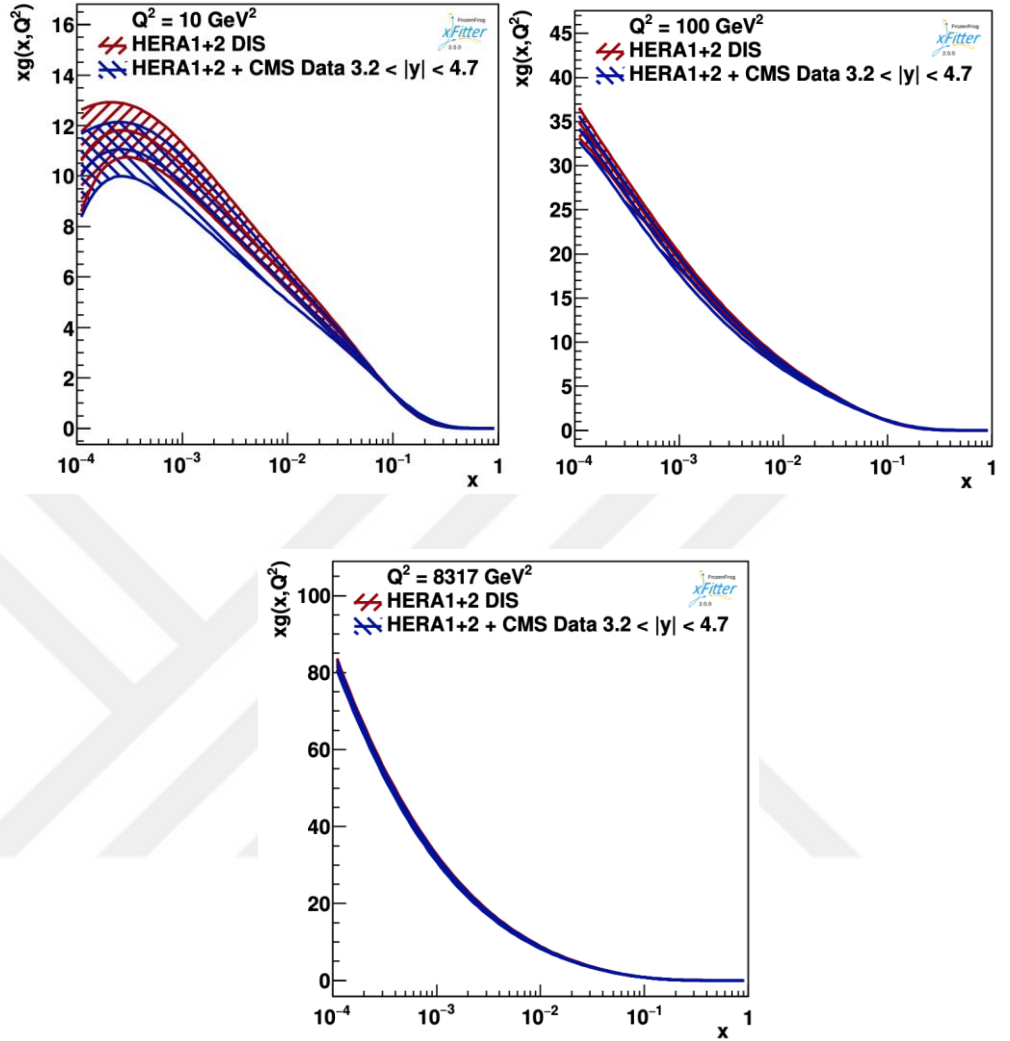
$\alpha_s = 0.121$  değerinde  $Q^2$ 'nin üç farklı 10, 100 ve 8317  $\text{GeV}^2$  değerleri için elde edilen gluon dağılımları Şekil 6.7'de gösterilmektedir.  $Q^2$ 'nin 10  $\text{GeV}^2$ 'den büyük olduğu değerlerde HERA1+2 DIS ve CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle elde edilen gluon dağılımlarının yalnızca HERA1+2 DIS verilerinden elde edilenlerden farksız olduğu görülmektedir.



Şekil 6.5.  $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de iki farklı  $\alpha_s = 0.118$  (soldaki) ve  $\alpha_s = 0.121$  (sağdaki) değerlerinde elde edilen gluon dağılımları. HERA1+2 DIS ve CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle donatılmış PDF'ler mavi çizgili bantlarla CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler ise kırmızı çizgili bantlarla temsil edilir



Şekil 6.6.  $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ 'de gluonun toplam denize oranının dağılımı. HERA DIS ve CMS jet verileriyle donatılmış PDF'ler gölgeli bantlarla temsil edilirken, CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler çizgili bantlarla temsil edilir



Şekil 6.7.  $\alpha_s = 0.121$  değerinde  $Q^2$ 'nin üç farklı 10, 100 ve 8317  $\text{GeV}^2$  değerleri için elde edilen gluon dağılımları. HERA1+2 DIS ve CMS ileri bölge inklüsif jet verileriyle donatılmış PDF'ler mavî çizgili bantlarla CMS jet verileri olmadan elde edilen PDF'ler ise kırmızı çizgili bantlarla temsil edilir

Diferansiyel jet tesir kesiti ölçümleri gibi jet ile ilgili veriler, yeterli hassasiyetle teori hesaplamalarıyla desteklenirlerse, PDF'lerin ve güçlü çiftlenim sabitinin hesaplanmasına izin verir. Bu tezde gerçekleştirilen çalışma sonucunda elde edilen sonuçlara dayanarak CMS deneyindeki 8 TeV'lik ileri bölgede elde edilen inklüsif jet verisinin yanında diğer tüm rapidite bölgelerinde elde edilen düşük dik momentuma sahip jet üretim tesir kesitleri verilerinin de KRD analizinde kullanılması önerilmektedir. NLO teorisiyle birlikte gerçekleştirilen PDF uydurmalarında ortaya çıkan problemler, NNLO hesaplamaları kullanan çalışmalar yapılarak düzeltilebilir.



## KAYNAKLAR

- [1] “Standart Model”, *Wikipedia.org*, [https://tr.wikipedia.org/wiki/Standart\\_Model](https://tr.wikipedia.org/wiki/Standart_Model). [Erişim tarihi: 2-Mayıs- 2021].
- [2] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Physics Letters B*, vol. 716, no.1, p. 30-61, 2012.
- [3] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Physics Letters B*, vol. 17 September 2012.
- [4] M.Y. Han ve Y. Nambu, “Three-triplet model with double SU (3) symmetry”, *Phys. Rev.*, vol. 139 no. B p. 1006–1010, 1965.
- [5] K. Rabbertz, *Jet physics at the LHC- the strong force beyond the TeV scale*. Springer International Publishing, 2017.
- [6] L.D. Faddeev and V.N. Popov. “Feynman diagrams for the Yang-Mills field”. *Physics Letters B*, vol. 25 no. 1 p. 29 – 30, 1967.
- [7] K.G. Wilson, “Confinement of quarks”. *Phys. Rev. D*, 10:2445–2459, 1974.
- [8] W. J. Stirling, R. K. Ellis and B. R. Webber, *QCD and Collider Physics*. Cambridge University Press, 2003.
- [9] P.A. Baikov, K.G. Chetyrkin, and J.H. Kühn, “Five-loop running of the qcd coupling constant”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118 no. 082002, 2017.
- [10] T. Luthe, A. Maier, P. Marquard and Y. Schröder, “The five-loop beta function for a general gauge group and anomalous dimensions beyond feynman gauge”, *Journal of High Energy Physics*, vol.10, no.166, 2017.
- [11] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), “Review of particle physics”, *Phys. Rev. D*, vol. 98, no. 030001, 2018.
- [12] V. Khachatryan and et al., “Measurement and QCD analysis of double-differential inclusive jet cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV and cross section ratios to 2.76 and 7 TeV”, *Journal of High Energy Physics*, vol. 3, no.156, 2017.
- [13] G.’t Hooft, “Dimensional regularization and the renormalization group”, *Nuclear Physics B*, vol. 61, pp.455 – 468, 1973.

- [14] W.A. Bardeen, A.J. Buras, D.W. Duke, and T. Muta, “Deep-inelastic scattering beyond the leading order in asymptotically free gauge theories”, *Phys. Rev. D*, vol. 18, pp. 3998–4017, 1978.
- [15] S. Cerci ve D. d’Enterria, “Low- $x$  QCD studies with forward jets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=14$  TeV”, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1105, no. 28, 2009.
- [16] P.M. Cipriano, “Forward-Central Jet Correlations in pp Collisions at CMS”, Doktora tezi, Hamburg Üniversitesi, 2014.
- [17] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), “Measurement of the inclusive production cross sections for forward jets and for dijet events with one forward and one central jet in pp collisions at root  $\sqrt{s}=7$  TeV”, *JHEP*, vol.06, no. 036, 2012.
- [18] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), “Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, no. 132001 pp.1-14, 2011.
- [19] G. Aad ve ark. (ATLAS Collaboration), “Measurement of the inclusive jet and dijet production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the ATLAS detector”, *Phys. Rev. D*, vol. 86, no. 014022, 2012.
- [20] G. Aad ve ark. (ATLAS Collaboration), “Measurement of the inclusive jet and dijet cross-sections in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV centre-of-mass energy with the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J. C*, vol. 71, 2011.
- [21] G. Aad ve ark. (ATLAS Collaboration), “Measurement of the inclusive jet cross-section in pp collisions at 2.76 TeV and comparison to the inclusive jet cross-section at 7 TeV using the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J. C*, vol. 73, 2013.
- [22] M. Banner ve ark. (UA2 Collaboration), *Phys. Lett.*, vol. 118, no. 13, pp. 203 – 210, 1982.
- [23] J. Appel ve ark. (UA2 Collaboration), *Phys. Lett.*, vol. 160, no. 45, pp. 349 – 356, 1985.
- [24] J. Alitti ve ark. (UA2 Collaboration), *Phys. Lett.*, vol. 257, no. 12, pp. 232 – 240, 1991.
- [25] F. Abe ve ark. (CDF Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, pp.1104–1108, 1992.
- [26] F. Abe ve ark. (CDF Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, vol. 70, pp. 1376–1380, 1993.

- [27] F. Abe ve ark. (CDF Collaboration), " Inclusive jet cross sectionn ppbar collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, pp. 438–443, 1996.
- [28] B. Abbott ve ark. (D0 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, no. 032003, 2001
- [29] (CMS Collaboration), "Measurement of Low  $p_T$  Jet Cross Sections in proton-proton Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *CMS Physics Analysis Summary*, vol. 12, no. 031, 2012.
- [30] V. Khachatryan and et al., " Measurement and QCD analysis of double-differential inclusive jet cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV and cross section ratios to 2.76 and 7 TeV", *Journal of High Energy Physics*, vol. 03, no. 156, 2017.
- [31] S. Alekhin, J. Blümlein, S.O. Moch and R. Placakyte, "The new ABMP16 PDF", no. 016, 2016.
- [32] R.D. Ball, V. Bertone, S. Carrazza, L.D. Debbio, S. Forte, and et al., "Parton distributions from high-precision collider data" *The European Physical Journal*, vol. 77, no. 10, pp. 663, 2017.
- [33] H. Abramowicz and et al., "Combination of measurements of inclusive deep inelastic  $e^\pm p$  scattering cross sections and QCD analysis of HERA data" *The European Physical Journal*, vol. 75, no. 12, pp. 580, 2015.
- [34] S. Dulat, T.J. Hou, J. Gao, M. Guzzi, J. Huston, P. Nadolsky, J. Pumplin, C. Schmidt, D. Stump, and C.-P. Yuan, "New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 033006, 2016.
- [35] S. Chatrchyan and et al., " Measurement of associated W + charm production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV" *Journal of High Energy Physics*, vol. 2, no. 13, 2014.
- [36] S.K. Dooling, "Differential Cross Section Measurement of Drell-Yan Production and Associated Jets with the CMS Experiment at the LHC", Doktora tezi, Hamburg Üniversitesi, 2014.
- [37] T. Libeiro. "Measurement of Inclusive Jet Production at  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV with the CMS Detector and calibration of FFTJet Algorithm", Doktora tezi, Texas Tech Üniversitesi, 2015.
- [38] R. Alemany-Fernandez et al., *Harvest of Run 1*. İsviçre: Thomas Schörner-Sadenius, 2015.
- [39] M. Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez, "The anti- $k_t$  jet clustering algorithm", *Journal of High Energy Physics*, vol. 04, no. 063, 2008.

- [40] S. Badger, B. Biedermann, P. Uwer, and V. Yundin, “NLO QCD corrections to multi-jet production at the LHC with a centre-of-mass energy of  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, *Physics Letters*, vol. 718, no. 3, pp. 965-978, 2013.
- [41] J. Gao, Z. Liang, D.E. Soper, H.L. Lai, P.M. Nadolsky, and C.-P. Yuan, “MEKS: A program for computation of inclusive jet cross sections at hadron colliders”, *Computer Physics Communications*, vol. 184, no. 6, pp. 1626 – 1642, 2013.
- [42] Z. Nagy, “Three-jet cross sections in hadron-hadron collisions at next-to-leading order”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, no. 122003, 2002.
- [43] “NLOJet++”, *Desy.de*, <http://www.desy.de/znagy/Site/NLOJet++>. [Erişim tarihi: 06- Mayıs- 2021].
- [44] “Draw Feynman Diagram”, *Feynman.aivazis.com*, <https://feynman.aivazis.com/>. [Erişim tarihi: 07- Mayıs- 2021].
- [45] Stefan Höche, “Introduction to parton-shower event generators. In Proceedings, Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Journeys Through the Precision Frontier: Amplitudes for Colliders (TASI 2014)”, *Boulder, Colorado, June 2-27, 2014*, pp. 235-295, 2015.
- [46] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C.O. Rasmussen, and P.Z. Skands, “An Introduction to PYTHIA 8.2”, *Comput. Phys. Commun.*, vol. 191, pp. 159–177, 2015.
- [47] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, “Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method”, *JHEP*, vol. 11, pp. 070, 2007.
- [48] S. Catani and M.H. Seymour, “A general algorithm for calculating jet cross sections in NLO QCD”, *Nuclear Physics*, vol. 485, no. 1, pp. 291 – 419, 1997.
- [49] J. Gao, Z. Liang, D.E. Soper, H.L. Lai, P.M. Nadolsky, and C.-P. Yuan, “MEKS: A program for computation of inclusive jet cross sections at hadron colliders”, *Computer Physics Communications*, vol. 184, no. 6, pp. 1626 – 1642, 2013.
- [50] T. Hahn, “Cuba—a library for multidimensional numerical integration”, *Computer Physics Communications*, vol. 168, no. 2, pp. 78 – 95, 2005.
- [51] E.W.N. Glover and J. Pires, “Antenna subtraction for gluon scattering at NNLO”, *Journal of High Energy Physics*, vol. 6, no.96, 2010.
- [52] T. Sjöstrand and M.V. Zijl, “A multiple-interaction model for the event structure in hadron collisions”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 36, pp. 2019 – 2041, 1987.

- [53] S. Cerci, “MPI and UE corrections to jet measurements and influence on PDF determination and  $\alpha_s$ ” in 7th International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC, Trieste, İtalya, 2015, pp. 193-196.
- [54] S. Alekhin ve ark., “HERAFitter Open Source QCD Fit Project”, *DESY Report*, vol. 14, no. 188, pp. 1-18, 2015.
- [55] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, *S.J. Nucl, Phys.*, vol. 15, pp. 438-450, 1972.
- [56] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, *S.J. Nucl, Phys.*, vol. 15, pp. 675-684, 1972.
- [57] L.N. Lipatov, *S.J. Nucl, Phys.*, vol. 20, pp. 94-102, 1975.
- [58] Y.L. Dokshitzer, *S.J. Nucl, Phys., JETP*, vol. 46, pp. 641, 1977.
- [59] G. Altarelli and G. Parisi, *S.J. Nucl, Phys.*, vol. 126, pp. 298, 1977.
- [60] F. James and M. Roos, *Comput. Phys. Commun.*, vol. 10, pp. 343, 1975.
- [61] M. Whalley, D. Bourilkov, and R. Group, no. 0508110, pp. 575-581, 2005.
- [62] “LHAPDF”, *Hepforge.org*, <http://lhpdf.hepforge.org>. [Erişim tarihi: 05- Mayıs- 2021].
- [63] F. Hautmann, H. Jung, M. Kramer, P. Mulders, E. Nocera, et al., *The European Physical Journal*, vol. 74, no. 3220, 2014.
- [64] F. Aaron et al., (H1 and ZEUS Collaborations), *JHEP*, vol. 1001, no. 109, 2010.
- [65] L. Evans and P. Bryant, “LHC Machine”, *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. 08001, 2008.
- [66] “CMS Luminosity – Public Results”, *Twiki.cern.ch*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>. [Erişim tarihi: 4- Mayıs- 2021].
- [67] S. Chatrchyan ve ark., (CMS Collaboration), “The CMS Experiment at the CERN LHC”, *JINST*, vol. 3, 2008.
- [68] T. Lenzi, “Development and Study of Different Muon Track Reconstruction Algorithms for the Level-1 Trigger for the CMS Muon Upgrade with GEM Detectors”, Yüksek lisans tezi, Özgür Brüksel Üniversitesi, 2013.
- [69] (CMS Collaboration), “The Electromagnetic Calorimeter Project: Technical Design Report”, *CERN-LHCC*, vol. 97, no. 033, 1997.

- [70] A.M. Sirunyan et al., “Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector”, *JINST* vol. 12, no. 10003, pp. 1-84, 2017.
- [71] S. Alekhin et al., “HERA-Fitter”, *Eur. Phys. J.*, vol. C75, no. 7:304, 2015.
- [72] V. Bertone ve ark., “xFitter 2.0.0: An Open Source QCD Fit Framework” in *XXV International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects*, Birmingham, 2017, pp. 1-5.
- [73] T. Kluge, K. Rabbertz, and M. Wobisch, “FastNLO: Fast pQCD calculations for PDF fits. In Deep inelastic scattering” in *14th International Workshop DIS 2006*, Tsukuba, Japan, 2006, pp. 483–486.
- [74] T. Carli, D. Clements, A. Cooper-Sarkar, C. Gwenlan, and et al., “A posteriori inclusion of parton density functions in NLO QCD final-state calculations at hadron colliders: the APPLGRID project”, *European Physical Journal C*, vol. 66, no. 3, pp. 503–524, 2010.
- [75] E. Eren, “Determination of the Parton Distribution Functions and Strong Coupling by Using Measurement of Jet Cross Sections at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the CMS detector with a combined QCD Analysis”, Doktora tezi, Hamburg Üniversitesi, 2018.