

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

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDAKİ (LHC) CMS DENEYİNDE
KÜÇÜK – x FİZİĞİ**

TURGAY ÖZTAŞCI

FİZİK ANABİLİM DALI

ADİYAMAN

2014

T.C.
ADİYAMAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICINDAKİ (LHC) CMS DENEYİNDE
KÜÇÜK – x FİZİĞİ**

Turgay ÖZTAŞCI

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Bu tez 21/07/2014 tarihinde aşağıdaki jüri üyeleri tarafından oybirliği/oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

**Yrd. Doç. Dr. Salim ÇERÇİ
BAŞKAN (DANIŞMAN)**

**Doç. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ
ÜYE**

**Yrd. Doç. Dr. Ahmet ÖZKAYA
ÜYE**

**Doç. Dr. Ramazan GÜRBÜZ
Enstitü Müdürü**

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

Proje No:.....

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

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICINDAKİ (LHC) CMS DENEYİNDE KÜÇÜK – x FİZİĞİ

Turgay ÖZTAŞCI

Adıyaman Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Yrd. Doç. Dr. Salim ÇERÇİ

Yıl: 2014, Sayfa sayısı: 62

Jüri : Yrd. Doç. Dr. Salim ÇERÇİ

: Doç. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ

: Yrd. Doç. Dr. Ahmet ÖZKAYA

Hadron-hadron çarpışmalarındaki jet üretimi; parton-parton saçılma süreçlerinin doğasına, parton yayınının ayrıntılarına ve parton dağılım fonksiyonları (PDFs) cinsinden ifade edilen protonun yapısını anlamaya duyarlıdır. CMS' in son zamanlardaki 7 TeV' deki inklüsif jet ölçümü ulaşılabilir faz uzayını jetin dikine momentumunu (p_T) 2 TeV' e ve mutlak jet rapiditesini ($|y|$) 4.7' ye genişletmektedir. CMS jet verisi derin esnek olmayan saçılma (DIS) verisine kıyasla yüksek x ' te daha geniş bir gluon PDF' i tercih etmektedir.

Anahtar Kelimeler: Küçük- x , Jet, Parton, PDF, CMS

ABSTRACT

Master Thesis

LOW-x PHYSICS with the CMS EXPERIMENT at LHC
--

Turgay ÖZTAŞCI

Adiyaman University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor : Assist. Prof. Dr. Salim ÇERÇİ

Year: 2014, Pages: 62

Jury : Assist. Prof. Dr. Salim ÇERÇİ

: Assoc. Prof. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ

: Assist. Prof. Dr. Ahmet ÖZKAYA

Jet production in hadron-hadron collisions is sensitive to the nature of the underlying parton-parton scattering processes, to the details of parton radiation, as well as to the knowledge of the proton structure, expressed in terms of parton distribution functions (PDFs). The recent CMS measurement of the inclusive jet cross section at 7 TeV extends the accessible phase space in jet transverse momentum (p_T) up to 2 TeV and ranges up to 4.7 in absolute jet rapidity ($|y|$). CMS jet data favour a larger gluon PDF at high x compared to the deep inelastic scattering (DIS) data.

Key Words : Low- x , Jet, Parton, PDF, CMS

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmalarımın gerek ders gerekse tez aşamasında sabırla engin bilgilerini, tecrübelerini esirgemeyen ve daha öğreneceğim çok şey olduğuna inandığım danışman hocam Yrd. Doç. Dr. Salim ÇERÇİ' ye sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tez aşamasında doğrudan veya dolaylı olarak olumlu katkılarını esirgemeyen Doç. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ' ye teşekkürlerimi sunarım.

Yüksek lisans eğitimimimde gerek ders gerekse tez aşamasında bana destek ve yardımlarını esirgemeyen değerli Fizik Bölümü öğretim üyeleri ve elemanlarına teşekkür ederim.

Tez Savunmamda jüri olmayı kabul eden Adıyaman Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Kimya Bölümü öğretim üyesi Sayın Yrd. Doç. Dr. Ahmet ÖZKAYA 'nın tez savunma öncesi ve sonrası olumlu düşüncelerini ve değerlendirmelerini aktardığı için teşekkürlerimi sunarım.

Yüksek lisans eğitimi süresince birçok yönden destek ve katkılarını hissettiğim Servet TAYMAZ, Zerrin EKİCİ ve Kenan BULCAR arkadaşlarıma gösterdikleri dostluk için teşekkür ederim.

Eğitim hayatım boyunca benden her türlü yardımların esirgemeyen Ailem'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

SİMGELER ve KISALTMALAR

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

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

İÇİNDEKİLER

SAYFA

ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
TEŞEKKÜR	v
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	vi
İÇİNDEKİLER	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ	1
1.1. Standart Model	1
1.2. Parçacıklar.....	3
1.3. Etkileşimler	5
1.4. Kuantum Renk Dinamiği	6
1.5. Kuark Parton Modeli.....	8
1.6. Pertürbatif Kuantum Renk Dinamiği ve Asimptotik Özgürlük	9
1.7. Faktörizasyon Kuramı.....	10
1.8. Pertürbatif Olmayan Kuantum Renk Dinamiği.....	12
1.9. Hadron-Hadron Çarpışmalarındaki Jetler	13
1.10. Jet Tanımı.....	14
1.11. Jet Kinematiği	15
2. KAYNAK ÖZETLERİ	18
3. MATERYAL VE METOD	28
3.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ)	28
3.2. CMS (Compact Müon Solenoid) Deneyi.....	31
3.3. BHÇ enerjisinde küçük- x KRD fiziği	34
3.3.1. KRD'ye genel bakış	34
3.3.2. Partonun yapısı.....	36
3.3.3. Partonun evrimi.....	41
3.3.4. DGLAP evrim denklemleri	42
3.3.5. BFKL evrim denklemleri	44
3.3.6. CCFM evrim denklemleri	45

3.3.7. Parton doyumu	46
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.	49
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	53
5.1. Sonuçlar	53
5.2. Öneriler	54
KAYNAKLAR	57
ÖZGEÇMİŞ	62

ÇİZELGELER DİZİNİ

SAYFA

Çizelge 1.1. Standart Modeldeki kuark ve lepton aileleri.....	4
Çizelge 1.2. Kuark ve lepton ailelerinin $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubundaki temsilleri	5
Çizelge 1.3. Temel Kuvvet ve Taşıyıcı Parçacıkları	5

Şekil 1.1. Kuark-kuark-gluon köşe diyagramı	7
Şekil 1.2. Üç ve dört gluon-gluon köşeleri	7
Şekil 1.3. Güçlü çiftlenim $\alpha_s(Q)$ (düz çizgi) ve toplam belirsizliğinin (bant) momentum aktarımı $Q = p_T$ ' nin bir fonksiyonu olarak gösterimi. HERA'daki H1 (H1 Collaboration 2010) ve ZEUS (ZEUS Collaboration 2012) deneyleri ile Tevatron' daki D0 (D0 Collaboration 2009 ve D0 Collaboration 2012) deneyinden gelen sonuçlarla birlikte gösterilmektedir. Diğer CMS ölçümleri de eklenmiştir (CMS Collaboration 2012)	10
Şekil 1.4. Tek hadron dahil büyük p_T kesit faktörizasyonu	11
Şekil 1.5. Jet üretiminin temsili gösterimi	16
Şekil 2.1. Bir hadron-hadron çarpışmasında MN jet üretimi (Marquet ve Royon 2006)	19
Şekil 2.2. $\Delta\phi$ ve etkilerine ikinci mertebe ve yüksek mertebe etkisinin arasında bir karşılaştırma	21
Şekil 2.3. $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ ' lik proton-antiproton çarpışmasındaki iki “Mueller-Navelet” jetinin psüdorapidite ayırımına karşı $\cos(\pi - \Delta\phi)$ ' nin ortalama değeri tarafından verilen azimutal ilişkisizlik: D0 verisi (Abachi ve vd. 1996) JETRAD (Giele ve vd. 1994), HERWIG (Marchesini ve Weber 1988) ve BFKL hesaplamaları (Del Duca ve Schmidt 1994, Orr ve Stirling 1997) ile karşılaştırılmaktadır	22
Şekil 2.4. CMS detektöründen elde edilen veriler kullanılarak altı farklı rapitide için tamamen düzeltilmiş inklüsif jet tesir kesiti (Chatrchyan ve vd. 2011).....	24
Şekil 2.5. İleri bölgede psüdorapidite aralığındaki tamamen düzeltilmiş inklüsif jet tesir Kesitinin parçacık düzeyindeki öngörüler olan PYTHIA 6, PYTHIA 8, HERWIG 6, pertürbatif olmayan etkiler için düzeltilmiş NLO JET++, POWHEG, CASCADE ve HEJ ile karşılaştırılması (soldaki), ileri jet Spektrumunun teri/veri oranı (sağdaki) (Chartchyan ve vd. 2012).....	25
Şekil 2.6. Inklüsif jet tesir kesiti oranı R^{incl} ' nin (soldaki), tek ikili jet tesir kesiti oranı R^{MN} ' nin (sağdaki) iki jet arasındaki rapidite ayrımı $ \Delta y $ ' nin bir fonksiyonu olarak gösterimi. DGLAP' a dayalı MC üreteçleri PYTHIA6, PYTHIA8 ve	

HERWIG++ ile BFKL' ye dayalı CASCADE ve HEJ+ARIADNE' nin öngörülerıyla kıyaslanmıştır. Koyu bant verinin toplam sistematik belirsizliğinin ölçüsünü göstermektedir. (Chatrchyan ve vd. 2012)	26
Şekil 2.7. DGLAP' a dayalı MC üreteçlerinden gelen öngörülerin detektör etkileri için düzeltilmiş veriye oranları R^{incl} ve R^{MN} (Chatrchyan ve vd. 2012).	27
Şekil 3.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ)	28
Şekil 3.2. p - p çarpışmalarındaki kütle merkezi enerjisinin bir fonksiyonu olarak birkaç fiziksel sürecin tesir kesitleri ve olay oranları (Flugge 1994).....	29
Şekil 3.3. Çarpışan parçacık demetleri.....	30
Şekil 3.4. Ön hızlandırıcı sistemiyle birlikte BHÇ	31
Şekil 3.5. CMS detektöründe bulunan alt detektörler	33
Şekil 3.6. Kütlesi ($M = Q$) ve rapidite (y) bağımlılığını gösteren, BHÇ ve önceki deneyler için Q^2 - x kinematik düzlemi (Tricoli 2006)	36
Şekil 3.7. Yüksek enerjilere çıkıldıkça protonun yapısını oluşturan parçacıkların PDF (F_2) fonksiyonuna katkısı	37
Şekil 3.8. Derin esnek olmayan e - p saçılmasının kinematik değişkenleri	38
Şekil 3.9. HERA' daki proton DIS ($\sqrt{s} = 320$ GeV) ve sabit hedefli ($\sqrt{s} \approx 10 - 30$ GeV) deneylerde ölçülen $F_2(x, Q^2)$ (Adloff ve vd. 2001)	40
Şekil 3.10. HERA (H1 ve ZEUS)' da elde edilen gluon dağılımlarının x ' in bir fonksiyonu olarak farklı üç Q^2 aralığında gösterimi (Dittmar ve vd. 2005)	40
Şekil 3.11. ep saçılmasındaki parton evriminin gluon merdiven diyagramının şematik olarak gösterimi. Protondan gelen bir kuark sanal bir foton ile n tane gluon yayınladıktan sonra etkileşir. Her yayılan gluonun enine ve boyuna momentumları	41
Şekil 3.12. DGLAP yaklaşımında kullanılan P_{jk} bölünme fonksiyonları. Soldan sağa $q \rightarrow qg$, $q \rightarrow gq$, $g \rightarrow q\bar{q}$ ve $g \rightarrow gg$ süreçleri gösterilmektedir	43
Şekil 3.13. Farklı kinematik bölgelerin Q^2 - $\log(1/x)$ faz uzayında çizimi	46
Şekil 3.14. $1/x$ ' e karşılık Q^2 düzlemindeki KRD "faz diyagramı". Her bir nokta $\sim 1/Q^2$ 'lik enine alana ve hadron momentumunun x kesrine sahip bir partonu temsil eder. Farklı evrim bölgelerinin (DGLAP, BFKL, doyum) yanında yoğun ve sık alanlar arasındaki "doyum ölçeği" ve "geometrik ölçekleme"	

eğrileri de gösterilmektedir (d'Enterria 2007)	47
Şekil 4.1. İnküsif ileri jet spektrumu verisinin CT10 PDF kullanılarak NLO öngörü- lerine oranının p_T 'nin fonksiyonu olarak istatistik hatalar (hata çubukları) ve sistemik hatalar (gri bant) ile birlikte gösterimi. İlave öngörüler (a) tüm merkezi PDF öngörüler (eğriler), (b) MSTW2008 ve NNPDF2.1, (c) HERAPDF1.0 ve ABKM09 PDF için gösterilmektedir (Chatrchyan ve vd. 2012).....	49
Şekil 4.2. Verinin, CT10-NLO PDF setinin elektrozayıf ve NP düzeltmeleri ile çarpımına oranının 5 rapidite aralığı için gösterimi. Bantlar CT10 PDF belirsizliklerini (taralı) ve kareleri alınarak toplanan ölçek ve NP belirsizlikleri (kesikli çizgi). Ayrıca, parçacık düzeyindeki POWHEG+PYTHIA6 Z2*'ın öngörümü gösterilmektedir. Hata çubukları ve gri kutular, verinin istatistik ve sistemik belirsizliğini temsil etmektedir (CMS Collaboration 2012).....	51
Şekil 4.3. İnküsif jet tesir kesiti ile gluon (yukarı satır), yukarı kuark (orta satır) ve aşağı kuark PDF (alttaki satır) arasındaki ilişki katsayısının protonun momentum kesiri x ve sert sürecin momentum ölçeği Q 'nin bir fonksiyonu ile gösterimi. İlişki, merkezi rapidite bölgesi $ y < 0.5$ (soldaki) ve $2.0 < y < 2.5$ (sağdaki) için gösterilmektedir.....	52
Şekil 5.1. $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ başlangıç ölçeğindeki gluon, deniz, u -valans ve d -valans kuarklarının PDF'leri, CMS jet verileri fit içerisine dahil edilmeden önceki (düz çizgi) ve sonraki (kesikli çizgi) dağılımları	53
Şekil 5.2. 7 TeV'lik p - p çarpışmasında HF ileri bölgesindeki LO iki parton saçılmasının gerçek $\log(x_{1,2})$ dağılımı	55
Şekil 5.3. 14 TeV'lik p - p çarpışmasında CMS' nin ileri bölgesindeki detektörlerden HF ve CASTOR' daki LO iki parton saçılmasının gerçek $\log(x_{1,2})$ dağılımı	55

1. GİRİŞ

Günümüzdeki anlayışımıza göre madde kuarklar ve leptonlar olarak adlandırılan iki çeşit temel parçacıktan oluşmaktadır. Bunlar aslında vücudumuz dahil tüm Evrenin temel yapı taşlarıdır. Ayrıca, elektromanyetik, zayıf ve güçlü kuvvetlerin bu temel parçacıkların davranışlarını tanımladığına inanmaktayız. Öyle ki etkileşme kuvvetleri ve temel parçacıklar arasındaki uyumun en egzotik olayı yani yaşamımızı oluşturduğuna da inanmaktayız. Son elli yılda, temel parçacıklar ile bu parçacıklar arasındaki etkileşmelerin davranışını tanımlayan kapsamlı kuramlar oluşturulmuştur. Bunlardan biri olan Kuantum Renk Dinamiği (KRD)'nin kuarklar ve gluonların çeşitli güçlü etkileşme olaylarını açıklayarak kesin ve tam bir kuram olduğu düşünülmektedir. Güçlü kuvvet, kuarklar ve gluonların kendilerini doğrudan göstermelerine mani olduğundan, jetler veya hadronların paralel spreyleri olarak deneysel durumlardaki fiziksel gözlenebilirlerdir. İkinci mertebedeki hesaplamaları üzerine son zamanlarda elde edilen ilerlemeler de dahil edilerek, pertürbatif KRD hadron çarpıştırıcılarındaki yüksek dikine momentumu p_T 'ye sahip jetlerin tanımlanmasında örneğin inklüsif jet ve ikili jet tesir kesitlerinde (Abe 1992) oldukça başarılı olmuştur. Bu gelişmelerle birlikte, Fermilab Tevatron (pp) ve HERA (ep) gibi yüksek enerjili çarpıştırıcılar küçük- x fiziği araştırmaları dahil edilerek pertürbatif KRD'nin çalışılmasında yeni bir çağ açmıştır.

1.1. Standart Model

Parçacık fiziğinin amacı tüm etkileşmeleri içerisine alan temel bir kuram oluşturmaktır. "Standart Model" (SM) günümüze kadar geliştirilen kuramlar arasında fenomenolojik açıdan başarılı bir modeldir. SM maddenin yapı taşlarını, özelliklerini, bunlar arasındaki etkileşmeleri (elektromanyetik, zayıf ve kuvvetli) açıklayan bir modeldir. SM $SU_C(3)$ renk grubu, $SU_L(2)$ zayıf izospin grubu ve $U_Y(1)$ hiper yük grubuna dayanan abelyan olmayan Yang-Mills tipi bir ayar teorisidir. Bu teorelin ayar grubu,

$$SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \quad (1.1)$$

şeklindeir. SM' de Glashow-Weinberg-Salam (GWS) teorisi zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerden oluşturulan elektrozayıf süreçleri, Kuantum Renk Dinamiğın (KRD)' de SM' in diğır alt teorisi olarak kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşmelerini inceleyen, renkli partonların abelyan olmayan $SU_C(3)$ renk grubuna dayalı bir ayar teorisi ile tanımlanır.

Yang-Mills, 1954 yılında zayıf izospin grubu $SU(2)$ ayar teorisini ortaya attıktan sonra, Glashow (1961) elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerin $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar teorisi ile birleştirilebileceğı fikrini ortaya attı. Ayar değışmezliğinden dolayı başlangıçta kütesiz kabul edilen ayar alanlarına daha sonra Weinberg (1967) ve Salam (1968), kendiliğinden simetri kırılması (Higgs mekanizması) yoluyla kütle kazandırarak elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerin (elektrozayıf etkileşmelerin) Glashow-Weinberg-Salam (GWS) teorisini kurdular. 1970 yılında Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) mekanizması (Glashow ve vb. 1970) ile kuarklar da elektrozayıf teoriye katıldı (Selbuz 2008).

Glashow, Weinberg ve Salam tarafından başlatılan birleştirme teorileri pek çok alternatif birleştirme teoremi için ümit verici bir ortam yaratmış olmasına rağmen, kuvvetli, elektromanyetik ve zayıf etkileşmeleri bir lagranjiyen altında birleştiren, günümüze kadar deneysel verileri öngörebilen ve büyük bir duyarlılıkla hesaplamaya olanak veren tek bir model mevcuttur. Bu model zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin birleştirildiğı Glashow-Weinberg-Salam modeli olarak bilenen kuramın kuvvetli etkileşmeleri de içerecek şekilde genişletilmesinden oluşturulan Standart Model'dir (Selbuz 2008).

KRD ile elektrozayıf teoriyi tek bir bağlanma sabiti ile çok yüksek enerjilerde birleştiren büyük birleşme teorilerinden (GUT) $SU(5)$ modeli ilk defa Georgi ve Glashow tarafından önerildi (1974). GUT' daki yeni ayar bozonlarının kütleleri yaklaşık olarak 10^{15} GeV mertebesinde olmalıdır; dolayısıyla elektromanyetik, zayıf ve kuvvetli etkileşmelerin ancak 10^{15} GeV mertebesinde aynı şiddette olabilecekleri öngörülmektedir. Bu nedenle GWS teorisi ile KRD bugünkü enerjilerde ayrı olarak incelenmek durumundadır (Selbuz 2008).

1.2. Parçacıklar

Fermiyonlar; **kuarklar** ve **leptonlar** olmak üzere iki sınıfa ayrılan (Çizelge 1.1) $s = 1/2$ spinli madde parçacıklarıdır. Ayrıca bu çizelgede olmayan, bu lepton ve kuark parçacıklarına karşılık gelen karşıt parçacıklar da vardır. Sırasıyla $Q = 2/3, -1/3, 2/3, -1/3, 2/3, -1/3$ elektrik yüküne sahip kuarklar yukarı (u -up), aşağı (d -down), tılsım (c -charm), acayip (s -strange), üst (t -top) ve alt (b -bottom) olarak adlandırılan altı tane çeşnişi vardır. Kuarklar kütlelerinden dolayı gravitasyonel etkileşmeye, yüklerinden dolayı ise elektromanyetik etkileşmeye girerler. Kuarklar üç renk kuantum sayısına sahiptirler. Biliyoruz ki doğada renk serbestlika derecesi gözlenmez; bundan dolayı kuarklar deneysel olarak gözlenebilen hadronların içerisine hapsedilmiş olmalıdırlar (Bölüm 4' de detaylı bir şekilde tartışılacaktır). Kuarklar ve onları bir arada tutan parçacıklardan oluşan bu kompozit hadronlar; **baryonlar** ve **mezonlar** olmak üzere iki sınıfa ayrılırlar. Baryonlar üç tane kuarktan (qqq) oluşmuş fermiyonlardır. Mezonlar ise bir kuark bir de karşıt-kuarktan ($q\bar{q}$) oluşmuş bir bozondur. Kütle-çekim, elektromanyetik ve kuvvetli etkileşmeler altında bir tip kuark diğer bir tip kuarka dönüşmezken, zayıf etkileşmeler kuark çeşnisini değiştiren özellik taşırlar. Kuarklar Dirac parçacıkları oldukları için, $SU(2) \times U(1)$ simetrisi altında sol-elli ikili (dublet) yanında her iki kuarkın da sağ-elli tekli bileşenleri mevcuttur.

Leptonlar, $Q = -1$ elektrik yüklü elektron e^- , müon μ^- , tau τ^- ve bunların her birine karşılık gelen $Q = 0$ elektrik yüklü ν_e, ν_μ, ν_τ nötrinolardır. e^-, μ^-, τ^- Dirac parçacığı olmalarına karşın SM' de sol-elli ve sağ-elli bileşenleri farklı şekilde etkileşmeye girerler; bunlara karşılık gelen nötrinolar ise SM çerçevesinde sol ellidirler. Leptonlar renk kuantum sayısı taşımazlar; yani kuvvetli etkileşmelere girmezler. Nötrinolar yüksüz olduklarından yalnız zayıf etkileşmeye girerlerken elektron, müon ve tau leptonları yükleri dolayısıyla zayıf ve elektromanyetik etkileşmelere girerler.

Leptonlar, lepton ve ona karşılık gelen nötrino ile birlikte aileler halinde aynı lepton kuantum sayısını taşırlar. Elektron ve elektron nötrinosu $L_e = -1$, müon ve müon nötrinosu $L_\mu = 1$, tau ve tau nötrinosu $L_\tau = 1$ lepton sayısı taşırlar. Tüm bu parçacıkların karşıt-parçacıkları vardır ve bu parçacıklar zıt işaretle aynı kuantum sayılarına sahiptirler. Son yıllarda gözlenen nötrino salınımları, nötrinoların durgunluk kütlelerinin

Çizelge 1.1 : Standart Model’ deki kuark ve lepton aileleri.

AİLE	KUARKLAR				LEPTONLAR			
	İsim	Sembol	Yük	Kütle	İsim	Sembol	Yük	Kütle
I	Yukarı	u	+2/3	2.4 MeV	Elektron nötrinosu	ν_e	0	< 2.2 eV
	Aşağı	d	-1/3	4.8 MeV	Elektron	e^-	-1	0.511 MeV
II	Çekici	c	+2/3	1.27 GeV	Müon nötrinosu	ν_μ	0	< 0.17MeV
	Acayip	s	-1/3	104 MeV	Müon	μ^-	-1	105.7 MeV
III	Üst	t	+2/3	171.2 GeV	Tau nötrinosu	ν_τ	0	15.5 MeV
	Alt	b	-1/3	4.2 GeV	Tau	τ^-	-1	1.777 GeV

olduğuna dair bir kanıt oluştursa da SM’ de nötrinolar kütsüz olarak kabul edilirler. SM’ deki lepton ve kuark ailelerinin, $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubundaki temsilleri Çizelge 1.2’ de topluca verilmektedir.

Çizelge 1.2 : Kuark ve lepton ailelerinin $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubundaki temsilleri.

1. Aile	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R$
2. Aile	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R$
3. Aile	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R$

1.3. Etkileşimler

Doğada güçlü, elektromanyetik, zayıf ve kütle-çekim (gravitasyonel) olmak üzere 4 temel kuvvet ve bu etkileşmelere aracılık eden parçacıkları bulunmaktadır (Çizelge 1.3). Gravitasyonel etkileşmeler bir kenara bırakıldığında, parçacık fiziğindeki bütün etkileşmeler spin $s = 1$ ’li bozonların değiş-tokuşuyla sağlanır. SM’ in ayar kesimi $SU_c(3)$ ’ nin ayar bozonları olan 8 tane gluondan ve $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ’ nin ayar bozonları olan $W^\pm, Z, \gamma$ parçacıklarından oluşmaktadır. Foton γ , elektromanyetik etkileşmelerin ara parçacığıdır. Gluonlar, kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşmeyi taşırlar ve $W^\pm, Z$ bozonları ise zayıf etkileşmelerde rol oynarlar.

Çizelge 1.3 : Temel kuvvetler ve taşıyıcı parçacıklarının temel özellikleri.

Kuvvet	Taşıyıcı Parçacık	Sembol	Kütle (GeV)	Spin	Yük	Şiddet
Güçlü	Gluon	g	0	1	0	1
Elektromanyetik	Foton	γ	$< 3 \times 10^{-36}$	1	0	10^{-2}
Zayıf	W Bozonu	$W^\pm$	81	1	± 1	10^{-5}
	Z Bozonu	Z^0	91	1	0	
Gravitasyonel	Graviton	G	0	2	0	10^{-38}

Bu ayar bozonlarının temel fiziksel özellikleri aşağıdaki gibidir:

- Gluonlar g , kütsüz ve elektriksel olarak yüksüzdürler. Fakat renk kuantum sayısı taşırlar. Sadece kuarklar ile değil kendi aralarında da etkileşirler.
- $W^\pm, Z$ zayıf bozonları çok büyük kütleli parçacıklardır ve ayrıca kendi kendileriyle de etkileşirler. $W^\pm$ bozonları $Q = \pm 1$ yüküne sahiptirler; Z ise yüksüzdür.
- Foton γ , kütsüz ve yüksüzdür. Kendi kendisiyle etkileşmez.

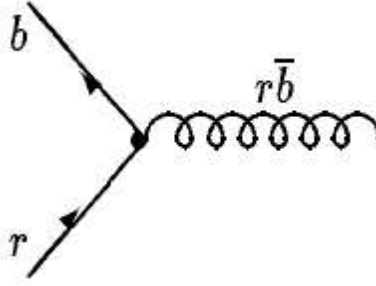
Aslında $SU_L(2)$ ayar grubu altındaki değişmezlik, $W^\pm$ ve Z ayar bozonlarının da kütsüz olmalarını gerektirir. Ancak, zayıf etkileşmelerin çok kısa menzilli oluşu, bu ayar bozonlarının çok ağır olmalarını ister. Bu nedenle $W^\pm$ ve Z ayar bozonlarına kütle vermek için, modele bazı skaler alanlar da eklemek gerekir. İşte bunlar SM' nin skaler kesimini oluşturur. SM' nin skaler kısmı, deneysel olarak doğrulanmıştır. Zayıf ara bozonlara kütle kazandırmak, $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ' in vakum simetrisinin kendiliğinden bozulması ile mümkündür. Fotonun kütsüz oluşu, $U(1)_{em}$ ' in iyi bir vakum simetrisi olduğuna işaret eder (Herrero 1998). Bundan dolayı, SM' de kendiliğinden simetri kırılımı şu şekilde olmalıdır:

$$SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \rightarrow SU_C(3) \times U(1)_{em} \quad (1.2)$$

SM'de bu "Higgs Mekanizması" olarak adlandırılır; bu mekanizma $W^\pm, Z$ ayar bozonlarına ve fermiyonlara kütle kazandırır. Ayrıca, Higgs bozonu (H) denen yeni bir parçacığın varlığına işaret eder. Higgs bozonu skaler ve yüksüz olmalıdır (Selbuz 2008).

1.4. Kuantum Renk Dinamiği

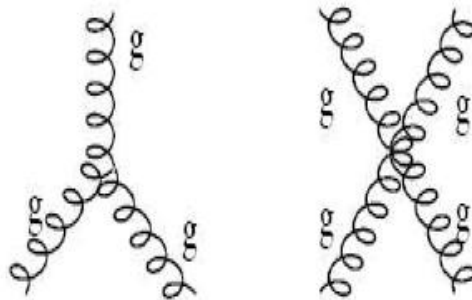
Kuantum Renk Dinamiği (KRD), renk yüklü parçacıkların etkileşmelerini tanımlar ve $SU(3)$ simetri ayar grubuna dayanır. KRD' de etkileşmelerin şiddeti, güçlü çiftlenim sabiti α_s ' e göre ayarlanır. Çiftlenimin bir sonucu olarak kuarklar ve gluonlar serbest parçacıklar olarak gözlenemezler. İki kuarkı ayırmak için gerekli potansiyel enerji, aralarındaki mesafe ile doğrusal olarak artar. Vakum kutuplanmasından dolayı,



Şekil 1.1. Kuark-kuark-gluon köşe diyagramı.

KRD çiftlenim sabiti α_s , aracı bozonun Q^2 'sine bağlıdır. Q^2 , güçlü saçılma ölçeğidir. Güçlü etkileşmelerin şiddeti, büyük mesafelerde artar. Dahası $\alpha_s(Q^2)$, Q^2 'nin artması ile azalır ve kısa mesafe etkileşmeleri için küçülür. Bu davranış **asimptotik serbestlik** derecesi olarak bilinir. Yüksek enerjilerde (veya küçük mesafelerde) renk alanının şiddeti azalır ve kuark ile gluonlar etkileşmeyen serbest parçacıklar gibi davranırlar. Tüm düşük enerjilerde ise potansiyel $V(r) \approx \lambda r$ gibi davrandığından renk alanının şiddeti artar ve kuark ile gluonlar asla serbest parçacıklar olarak gözlenemezler. Eğer etkileşen iki parçacık ayrılırsa, alanın enerjisi çok fazla artar ve yeni bir etkileşen parçacıklar üretir. Gerçekte gluon hem renk hem de anti-renk etiketi taşımaktadır. Bu yüzden renk yükü korunur (Şekil 1.1).

SU(3) simetrisi açısından gluonlar için dokuz tane mümkün durum vardır. Bunlardan sekiz tanesi renkli (renk sekizlisi);



Şekil 1.2. Üç ve dört gluon-gluon köşeleri.

$$\begin{array}{cc}
\frac{(r\bar{b} + b\bar{r})}{\sqrt{2}} & \frac{-i(r\bar{g} - g\bar{r})}{\sqrt{2}} \\
\frac{-i(r\bar{b} - b\bar{r})}{\sqrt{2}} & \frac{(b\bar{g} + g\bar{b})}{\sqrt{2}} \\
\frac{(r\bar{r} - b\bar{b})}{\sqrt{2}} & \frac{-i(b\bar{g} - g\bar{b})}{\sqrt{2}} \\
\frac{(r\bar{g} + g\bar{r})}{\sqrt{2}} & \frac{(r\bar{r} - b\bar{b} - 2g\bar{g})}{\sqrt{6}}
\end{array}$$

bir tanesi de renksiz (renk teklisi);

$$\frac{(r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})}{\sqrt{3}}$$

dir. Serbest bir parçacık gibi meydana gelen renk teklisi gluon oluşamaz. Diğer sekiz tip gluon birbirleriyle Şekil 1.2’de gösterildiği gibi üç veya dört gluon köşesi oluşturarak doğrudan etkileşirler.

1.5. Kuark Parton Modeli

1960’ ların sonunda Stanford Lineer Hızlandırıcı Merkezi (SLAC)’daki bir seri derin esnek olmayan saçılma (DIS) deneylerinde, protonların **parton** olarak adlandırılan güçlü noktasal parçacıklardan oluştuğu gösterildi. Bjorken, proton yapı fonksiyonunun sadece tek bir değişkenin (parton momentum kesri- x) fonksiyonu olduğunu önerdi ve bu yapı fonksiyonlarının davranış ölçeklendirilmesi SLAC’ daki bir dizi deney tarafından doğrulandı.

Küçük parton-momentum kesirli $\left(x = \frac{p_{parton}}{p_{hadron}} \right)$ parçacıklar, KRD dallanma süreçlerinin

büyük sayılarının bir sonucudur. Küçük- x ’ teki parton davranışı, KRD’ ni dile getirir ve kinematik değişkenlerdeki büyük aralık üzerinden çiftlenim ve etkileşmelerinin davranışının incelenmesine izin verir.

1.6. Pertürbatif Kuantum Renk Dinamiği ve Asimptotik Özgürlük

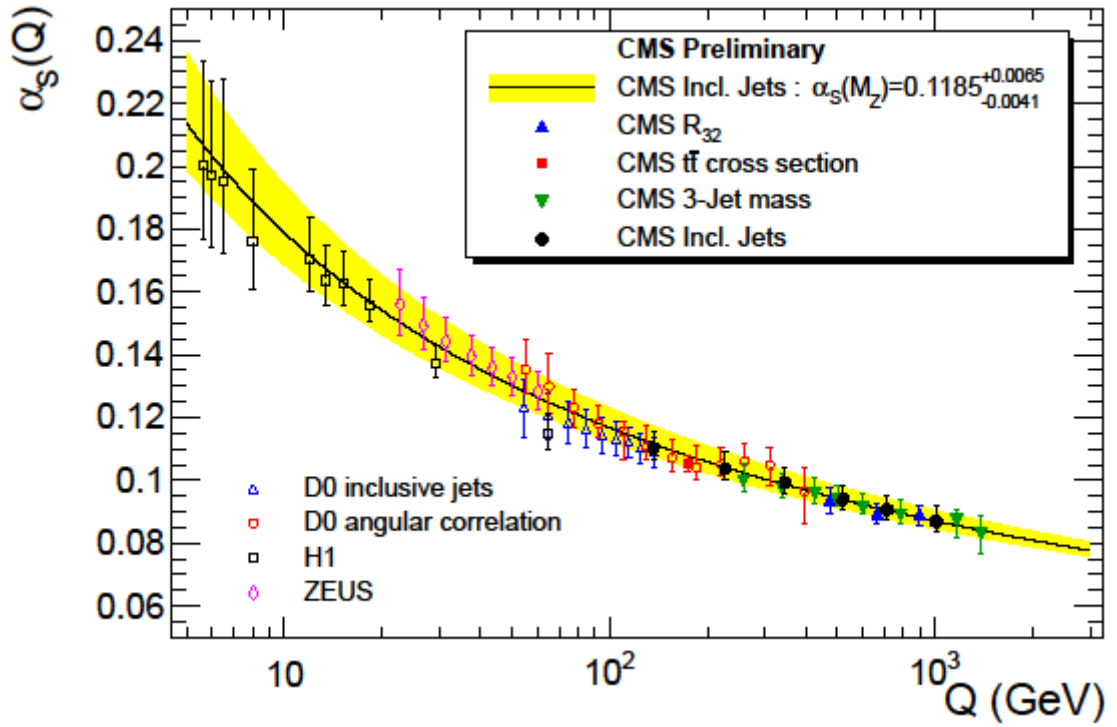
Güçlü etkileşimin özelliğinden dolayı bir kuark diğer kuarklardan izole edilemez. Bu yüzden, sadece renksiz hadronların bileşenleri olarak var olurlar. Renksiz hadronları oluşturan bu kuark hapsi, renk yüklü parçacıklar arasındaki kuvvetli çiftlenimin bir sonucudur. Renk hapsine rağmen, pertürbatif olarak hesaplanan çeşitli KRD öngörülleri deneysel sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Kuark-Parton modeli kuarkların serbest Dirac parçacığı gibi davrandığını varsayar (Bjorken 1969). Bjorken ölçekleme sadece büyük momentum transferi $Q^2 \rightarrow \infty$ ile ilgilidir. Burada Q^2 güçlü saçılma ölçeğidir. Bu motive ile kuark alan teorileri, kuarkları $Q^2 \rightarrow \infty$ limiti içerisinde serbest parçacıklar olarak tanımlar. Güçlü etkileşmelerin şiddeti, büyük mesafelerde artar iken Q^2 'nin yükselişi ile azalır ve kısa mesafe etkileşmeleri için küçülür. Buna **asimptotik özgürlük** denir. Diğer bir ifade ile yüksek enerjilerde (küçük mesafelerde) renk alanının şiddeti azalır, kuark ve gluonlar etkileşmeyen serbest parçacıklar gibi davranır.

Bir çok deney sonuçları Şekil 1.3' de gösterildiği gibi, asimptotik serbestlik limiti sıfıra yaklaşırken ($Q^2 \rightarrow \infty$) KRD çiftlenim sabiti α_s sıfıra yaklaşır. Yüksek Q^2 'lerde küçük çiftlenim, pertürbatif Kuantum Renk Dinamiğini (pKRD)'ni mümkün ve güvenilir kılar. Renormalizasyon işlemi kütle ölçeğinde farklılık getirerek, Λ_{QCD}^2 , içinde etkin çiftlenim tanımındır.

Bu tahmin birçok deney sonuçları ile de iyi bir uyum içindedir. KRD çiftlenim sabiti α_s birinci mertebede aşağıdaki ifade ile verilir;

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (1.3)$$

Burada n_f formüle katkıda bulunan kuark çeşni sayısı, Λ_{QCD}^2 deneysel olarak hesaplanan kararlı bir KRD temel katsayısını ifade eder. Eğer, $Q^2 \rightarrow \Lambda_{QCD}^2$ ise çiftlenim sabiti ıraksar ve pKRD başarısız olur. Proton içindeki kuark ve gluonların hapsolmasına



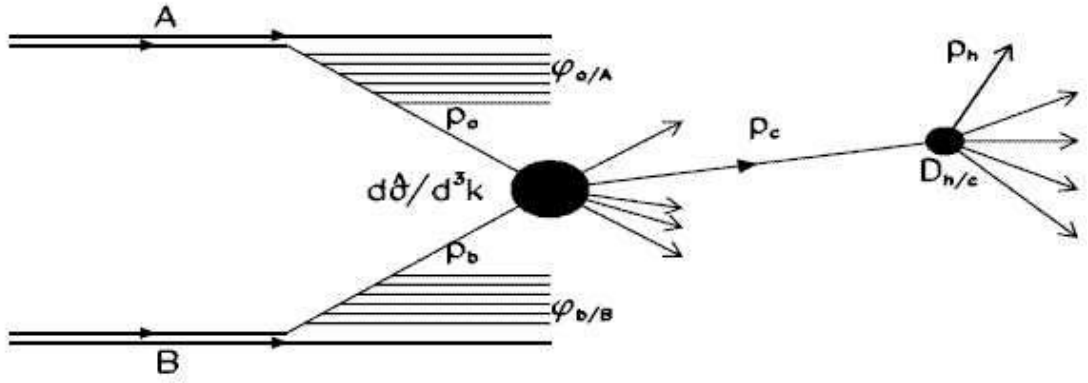
Şekil 1.3. Güçlü çiftlenim $\alpha_s(Q)$ (düz çizgi) ve toplam belirsizliğinin (bant) momentum aktarımı $Q = p_T$ ’nin bir fonksiyonu olarak gösterimi. HERA’ daki H1 (H1 Collaboration 2010) ve ZEUS (ZEUS Collaboration 2012) deneyleri ile Tevatron’ daki D0 (D0 Collaboration 2009 ve D0 Collaboration 2012) deneyinden gelen sonuçlarla birlikte gösterilmektedir. Diğer CMS ölçümleri de eklenmiştir (CMS Collaboration 2012).

yol açar. Böylece, katsayılar Λ_{QCD}^2 pertürbatif ve pertürbatif olmayan KRD arasında yaklaşık bir enerji ölçeği sınırı sağlar.

1.7. Faktörizasyon Kuramı

Hadron-hadron çarpışmasında, saçılma olayı iki süreç için ifade edilebilir;

- Kısa mesafe süreci:** Partonlar arasındaki temel sert saçılmayı açıklayan ölçek Q ile karakterize edilir.
- Uzun mesafe süreci:** Saçılan partonların ana hadronlardan nasıl ayrıldığını ve son partonların nasıl hadronize olduğunu açıklayan Λ_{QCD}^2 hadronizasyon ölçeği ile karakterize edilir (Collins ve vd. 1988). Bu



Şekil 1.4. Tek hadron dahil büyük p_T kesit faktörizasyonu.

faktörizasyon karmaşık hadron çarpışmasını birkaç hesaplanabilir veya ölçülebilir kısma ayırır. Örneğin; hadron-hadron çarpışmalarındaki yüksek P_T (büyük ölçekli Q)' ye sahip tek inkülüsif hadron üretimi ($A(P_a) + B(P_b) \rightarrow h(P_h) + x$) aşağıdaki gibi faktörize edilebilir:

$$E_h \frac{d\sigma}{d^3P_h} = \sum_{abc} \int_{x_a}^1 dx_a \int_{x_b}^1 dx_b \frac{dz}{z} \phi_a / A(x_a, \mu) \phi_b / B(x_b, \mu) \times |\vec{k}_c| \frac{d\hat{\sigma}}{d^3k_c} \left(\frac{P_c}{z\sqrt{s}}, \mu \right) D_{h/c}(z, \mu) \quad (1.4)$$

Bu faktörizasyon Şekil 1.4' de de gösterilmektedir. Toplam çeşitli parton çeşnileri diğer bir deyişle sert saçılmada yer alan kuarklar, antikuarklar ve gluonlar üzerinden alınmaktadır. Tesir kesiti, bir kısa mesafe süreci ve iki uzun mesafe sürecinin katlılığı (konvolüsyonu) ile temsil edilmektedir.

a) Kısa Mesafe (Ara Durum); $|\vec{k}_c| \frac{d\hat{\sigma}}{d^3k_c}$ sert saçılma süreci ($a + b \rightarrow c + X$) için,

parton düzeyinde yüksek p_T ölçeğine sahiptir. Bu, büyük p_T ' den dolayı perturbatif olarak hesaplanabilir. Renormalizasyon ölçeği ve faktörizasyon ölçeği μ , rastgeledir fakat perturbatif hesaplama için yeterince büyüktür.

b) Uzun mesafe (İlk ve Son Durumlar); genel olarak, parton dağılım fonksiyonu $\phi(x, \mu)$, ana hadron $A(B)$ 'nin $x_a(x_b)$ momentum kesrine sahip $a(b)$ partonunu bulma olasılık yoğunluğudur. Bu parton yoğunlukları, hesaplanabilir olmadıklarından DIS' te

deneysel olarak ölçülebilirler. Parçalanma fonksiyonu $D_{h/c}(z, \mu)$, c tipi bir partondan parçalanmış tüm hadronlar arasında hadron (h) 'yi bulma olasılığıdır. Ölçülen hadronun kendi ana partonu c ' ye göre momentum kesri z ' dir. Parçalanma pertürbatif olmayan bir süreçtir ve teorik olarak hesaplanamaz. Büyük p_T ölçeğinde, sert saçılma süreci partonlarının serbest parçacık olarak göz önünde bulundurulduğu, kısa zaman ölçekli olayda yer alır. Bu nedenle faktörizasyonu kuark-parton modelinin basit bir sonucu olduğunu düşünebiliriz. Faktörizasyon sert süreçlerde pertürbatif KRD' nin bütün uygulamalarına temel oluşturur.

1.8. Pertürbatif Olmayan Kuantum Renk Dinamiği

Renk hapsi serbest parçacıkların sadece renk teklileri olarak bulunabildiğini ifade eder. Sert saçılma etkileşmesi sırasında, çarpışan hadronlar kendi bileşenlerine ayrılırlar. Tipik olarak, sadece iki parton sert etkileşmeye katılır. Çarpışan hadronlardan geri kalan veya “seyirci partonlar”, sert çarpışmaya dahil olmayan geri tepme sistemini oluştururlar. Saçılan parton ve geri tepme sistemi birbirinden ayrılır ama yine de renk akı çizgileri ile bağlıdır. Bu çizgiler gerilirler ve kırılırlar. Bunun sonucunda, parton düşunu oluşturan kuark ve gluonlar bir araya gelerek $q\bar{q}$ çiftlerine dönüşürler ve renksiz hadronları oluştururlar. Renk kuvvet alanıyla ek $q\bar{q}$ çiftlerinin oluşum süreci ve ardından kuark ve gluonların hadronları meydana getirmesine *parçalanma* veya *hadronizasyon* denir. Hadronizasyon, parton düşunu izleyen ve “**jetler**” olarak adlandırılan yönlendirilmiş parçacıklar demetlerinin üretimine yol açan pertürbatif olmayan bir süreçtir. Ebeveyn partonlarının yönünde etkileşme noktasından uzaklaşan bu renksiz nesneler, sert çarpışmanın deneysel imzalarıdır. Pertürbatif olmayan jet üretimini ilk baştan hesaplamak mümkün değildir. Genel ilkeler ve fiziksel fikirler tarafından yönlendirilen yarı deneysel olarak tanımlanmalıdır. Birinci yaklaşım, her parton bağımsız bir şekilde parçalanır. Sonra, ebeveyn parton i 'nin enerjisinin z kesrine sahip bir h hadronu bulma olasılığı, yalnızca z ' ye bağlı parçalanma fonksiyonu $D_{h/i}(z)$ ile temsil edilir. Bu fonksiyonlar, hadron üretiminin tesir kesitiyle ilişkilidir ve deneysel

olarak elde edilebilirler. Bazı Monte Carlo (MC) üreticileri bağımsız parçalanma kullanırken, bazıları ise daha bağımsız sofistike modeller kullanırlar.

1.9. Hadron-Hadron Çarpışmalarındaki Jetler

Bir jet, hadronlar içerisindeki bir kuark veya gluonun hadronizasyon sürecinde üretilen parçacıkların spreysidir. KRD çiftlenim sabiti, asimptotik özgürlüğün bir sonucu olarak küçük mesafelerde ve yüksek enerjilerde küçük olur. Böylece, partonların arasındaki sert saçılma kuantum alan teorilerinin pertürbatif teknikleri kullanılarak hesaplanabilir. Ancak, renk hapsi parton düzeyindeki sert saçılmanın doğrudan bir deneysel testine izin vermez. Sert saçılan partonlar arasındaki uzaklık arttıkça, çiftlenim sabiti, kuark-antikuark çiftlerini ve onlarca gluonu üretmek için yeteri kadar büyür. Bu kuarklar ve gluonlar sonuçta bir araya gelerek kararlı renksiz parçacıklar oluştururlar. Hadronizasyon (veya parçalanma (fragmentation)) olarak bilinen bu son pertürbatif olmayan süreç, “jetler” denilen paralelleştirilmiş (collimated) parçacıkların duşuyla sonuçlanır.

Hadron-hadron çarpıştırıcılarında jet üretimi, parton modeli faktörizasyon teoreminin bir sonucu olarak pek çok ölçek içerir. Öyle ki bunlar kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s}$, x_a ve x_b ilk partonların momentum oranı olmak üzere parton-parton kütle merkezi enerjisi $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_a x_b s}$, momentum transferi ve sert saçılmalarındaki jetlerin dikine momentumlarının bir mertebesi Q ve hadronizasyon ölçeği Λ_{QCD}^2 ’ dir.

Sert saçılmalarındaki partonik tesir kesiti, $\alpha_s \ln\left(\frac{s}{Q^2}\right)$ ’nin bir açılımı olarak bastırılmış KRD’ nin aracılığıyla hesaplanabilir. Jet tesir kesitleri için genel parton modeli bastırılmış sert saçılma kesitinin konvolüsyonu olarak tanımlanabilir. Bunlar da tedirgemesiz pertürbatif olmayan parton dağılım fonksiyonları ve hadronizasyon süreçleridir.

Parton dağılım fonksiyonu (PDF) bir hadron içerisindeki bir momentum kesrini bir partonun taşıma olasılığı olarak tanımlanır. Evrensel olması beklenir ancak sabit

ölçeklerdeki diğer süreçlerde ölçülmelidir. Faktörizasyon ölçeği μ' 'nün diğer değerleri, her iki Altarelli-Parisi, Gribov, Lipatov, Dokshitzer (DGLAP) denklemi (Gribov ve Lipatov 1972, Altarelli ve Parisi 1977, Dokshitzer 1977) ve Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov (BFKL) denklemi (Lipatov 1976, Kuraev 1977, Balitsky 1978) tarafından tanımlanmış olan parton yoğunluklarının evrimi aracılığıyla hesaplanabilir.

1.10. Jet Tanımı

Jet kavramı yüksek enerji çarpışmalarının son durumlarında gözlenen hadronlar ile temel kuarklar ve gluonlar arasında karşılaştırmaya izin vermek üzere tanıtılmıştır. Genellikle, jet tanımı;

1. **Detektörden bağımsızlık:** Detektör tipi, parçaları (segmentasyon), boyutu vb. parametrelere herhangi bir bağımlılığı olmamalıdır.
2. **Uygunluk:** Algoritma teorik ve deneysel düzeylerde eşit davranmalıdır.
3. **Tam belirginlik:** Jet kinematik değişkenleri, jet seçim süreci ve çeşitli düzeltmeler açıkça tanımlanmalıdır.
4. **Teorik olarak iyi davranış:** Algoritma bağımsız (infrared) ve çok düşük enerjili parçacık yayımından etkilenmeyen (collinear) özelliklere sahip olmalıdır.

şeklinde yapılmalıdır. Son iki kriter, her jet tanımı (jet algoritması) tarafından sağlanmalı iken ilk iki kriter tamamıyla sağlanmak zorunda değildir. Çünkü ölçümlerin deney cihazı ile ilgili bağımlılığını tamamıyla ortadan kaldırmak mümkün değildir.

Pertürbatif KRD' de hesaplanabilen bir gözlenebilir için ve deneysel hassasiyeti azaltmak üzere jet algoritmaları;

- **Bağımsız (infrared) güvenli:** düşük enerjili parçacıkların yayılmasına duyarsız olmaktır. Jet gözlemlenebilir son durumuna $E \rightarrow 0$ ile ek bir parçacık ekleyerek değişmemeli,
- **Etkilenmeyen (collinear) güvenli:** tek bir parçacık tarafından taşınan parçacıkların bir çift değiştirirken jet gözlemlenebilir, toplam momentumları değiştirilmemeli,

gibi özelliklere sahip olmalıdır.

Tipik sert sabit bir saçılma olayında çıkan bir parton, kuarklar ve gluonlardan oluşan bir duş üretir. Bu kuarklar ve gluonlar, detektörle etkileşen ve böylece cihazın içinde elektronik sinyaller aracılığıyla “tespit edilen” parçacıklara **hadronize** olurlar. Şekil 1.5, jet üretim diyagramını göstermektedir. Parton duşu olarak bilinen bir süreçte saçılan partonlar, etkileşme noktasından çıkar çıkmaz daha çok kuark ve gluon üretirler. Sonunda detektöre giren parçacıkların bir duşu ile sonlanan bir hadronizasyon süreci bunu takip eder. Jet algoritmaları bu adımlar uygulandığı takdirde benzer sonuçlar vermelidir. Deneyler genellikle detektörden gelen hesaplamaları parçacık seviyesine düzeltirler. Teorik tahminler genellikle sadece en düşük sıra katkıları da dahil edilerek parton düzeyinde yapılır.

1.11. Jet Kinematiği

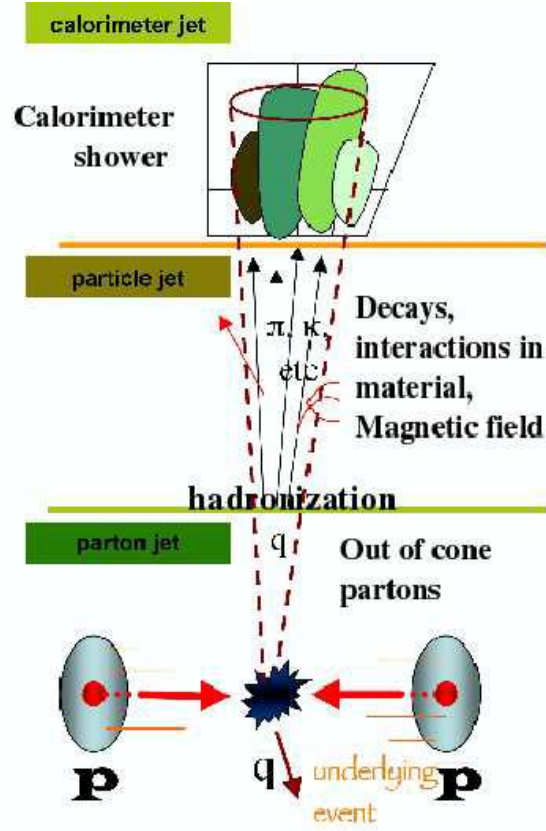
Genel değişkenler olan enerji (E) ve momentum ($\mathbf{p}$) sert çarpışmayı tanımlamak için uygundur. Sabit bir parçacık kütlesi için faz uzayı dönüşüm elemanı $d\tau$:

$$d\tau \equiv \frac{d^3 p}{E} = \frac{dp_x dp_y dp_z}{E} \quad (1.5)$$

şeklinde yazılabilir (Perkins 1987). z eksenini pp çarpışma eksenini olarak tanımlarsak, momentum koordinatları p_x, p_y, p_z ve E 'nin yalnızca ilk iki tanesinin bir Lorentz dönüşümü altında değişmez olduğunu görürüz. Ayrıca, $\mathbf{p}$ koordinatlarının z doğrultusu boyunca olan boostlara göre değişmez olmadığını görmemize rağmen, değişmezlik $p \cos \phi \sin \theta$ çarpımında yani p_x de korunacaktır. Faz uzayı elemanının (LIPS) (Baden 1998) Lorentz değişmezliğini daha açıkça yansıtan momentum koordinatlarının bir seçimi (p_T, y, ϕ, m) dir:

$$dLIPS \equiv \frac{d^3 p}{E} = \frac{p^2 dp d\phi d(\cos \theta)}{E} = \frac{p_T dp_T dy d\phi}{E} \quad (1.6)$$

Burada p_T z doğrultusundaki momentum transferi, ϕ azimutal açı, m kütle ve y ise z



Şekil 1.5. Jet üretiminin temsili gösterimi.

yönü boyunca olan “rapidite” dir. Hadron-hadron çarpıştırıcılarında jetler, daha açık bir şekilde p_T , ϕ , y ve m değişkenleri kullanılarak görece bir şekilde daha açık olarak tanımlanabilir. Jet rapiditesi:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right) \quad (1.7)$$

olarak tanımlanır. z doğrultusu boyunca bir Lorentz boost altındaki β hızına sahip bir çerçevede $y \rightarrow y - \tanh^{-1} \beta$ şeklinde dönüşür. Yüksek enerji limitinde, $p \gg m = \sqrt{E^2 - p^2}$ olduğu zaman

$$y \approx -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] = \eta \quad (1.8)$$

dir. Burada psüdorapitide η tamamen açısal bir koordinat olarak tanımlanır. Bir çarpıştırıcı deneyinde, enerji, psüdorapitide ve azimutal açı doğrudan ölçülen jet nicelikleridir.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

Hadron-hadron çarpışmalarındaki jet üretim oranlarının perturbatif KRD hesaplamaları, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s}$, sert sürecin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s}$ ve sert saçılmadaki jetlerin dikine momentumu mertebesi olan momentum transferi Q gibi birkaç farklı ölçeği içerir. Hadron-hadron çarpıştırıcılarının enerjisi arttıkça ebeveyn hadronların küçük momentum kesirlerine sahip partonları içeren sert süreçlerin varlanması mümkün olacaktır. BHC’ deki proton-proton çarpıştırıcısındaki $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ’ de, $\Lambda_{QCD} \ll Q \ll \sqrt{s}$ ’ nin olduğu kinematik faz uzayının yarı sert bölgesi ulaşılabilir. Bu bölgede büyük logaritma

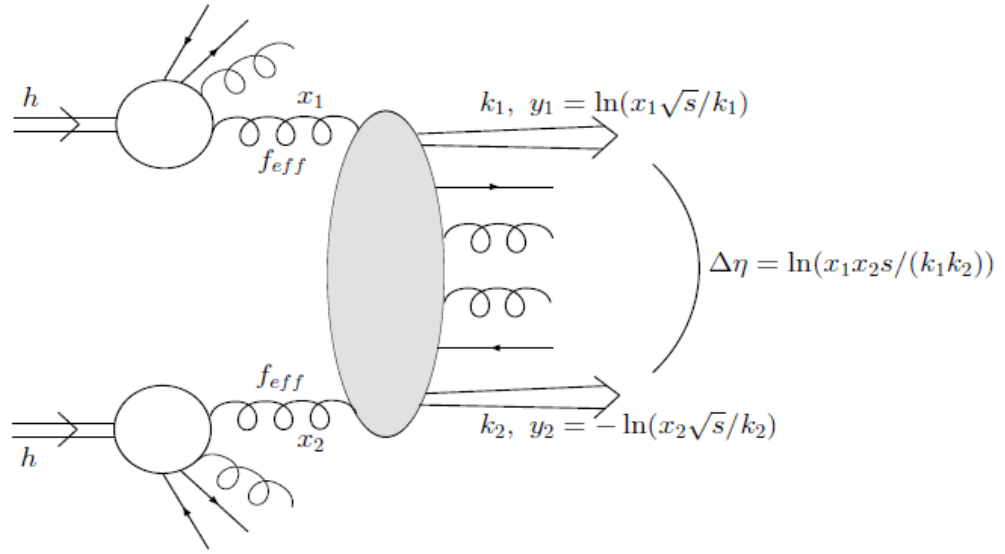
$$\ln \frac{s}{Q^2} = \ln \frac{1}{x_1} + \ln \frac{\hat{s}}{Q^2} + \ln \frac{1}{x_2} \quad (2.1)$$

şeklinde yazılabilir. Faktörizasyon teoremi takip edilerek, $\ln \frac{1}{x}$ logaritmaları parton

yoğunluklarının evriminde görülür ve $\ln \frac{\hat{s}}{Q^2}$, $\hat{\sigma}$ sert sürecini parametrize eder.

Yarı sert bölgedeki jet üretimi ya parton yapı fonksiyonunda ya da partonik tesir kesitinde bulunması gereken büyük logaritmik terimleri taşır. İkili jet (dijet) üretim durumunda; ek rapidite aralığının uç değerlerindeki (ekstremumlar) iki etiketli jetin dikine momentumları belli bir kesme $p_{T_{\min}}$ ’ den daha büyük olma koşulu arandığında, x_1 ve x_2 parton momentum kesirleri yeterince büyük olur. Öyle ki parton dağılımının evriminde $\ln \frac{1}{x}$ gibi büyük logaritma bulunmaz. Böylece parton yoğunlukları genel DGLAP denkleminde göre gelişir. Büyük logaritma etkisini araştırmak için; Mueller ve Navelet etiketli jetler arasındaki psüdo-rapidite aralığı kütle merkezi enerjisi arttıkça (Mueller ve Navelet 1987), iki inküsif jet tesir kesitinin ölçümünü ve BFKL teknikleri kullanılarak tesir kesitinin gelişimini ölçmeyi önerdiler (Mueller ve Navelet 1987, Del Duca ve Schmidt 1994, Orr ve Stirling 1998, Sabio Vera ve Schwennsen 2007).

Hadron çarpışmalarındaki BFKL dinamiklerini test etmek üzere ilk öneri, iki partonun inküsif üretim tesir kesitinin aralarındaki rapidite ayrımı $\Delta\eta$ ile eksponansiyel



Şekil 2.1. Bir hadron-hadron çarpışmasında MN jet üretimi (Marquet ve Royon 2006).

olarak arttığını gösteren Mueller ve Navelet tarafından gerçekleştirilmiştir. MN kinematiklerinde çarpışan partonlar, aralarında

$$\Delta\eta = \ln\left(\frac{x_1 x_2 s}{Q_1 Q_2}\right) \quad (2.2)$$

şeklinde tanımlanan geniş bir psüdo rapidite aralığı ile $p_{T,i}$ dikine momentumuna sahip iki jeti üreten büyük- x valans kuarklarıdır ($x_{1,2} \approx 0,2$). Burada $Q_i \approx p_{T,i}$ ilgili parton sanallıklarıdır. Jetler arasında bir psüdo rapidite ayrımının varlığı, ilave BFKL tipi yayılımının enine momentumundaki faz-uzayı alanını artırır. Şekil 2.1' de bir hadron-hadron çarpışmasındaki MN jet üretimi ve ilgili kinematik değişkenler gösterilmektedir. Burada, s toplam enerjinin karesini, $k_1(y_1)$ ve $k_2(y_2)$ jetlerin dikine momentumlarını (rapiditelerini), x_1 ve x_2 gelen hadronlara göre enine momentum kesirlerini temsil etmektedir. $\Delta\eta$ ise ileri-geri ikili sistem arasındaki rapiditedir.

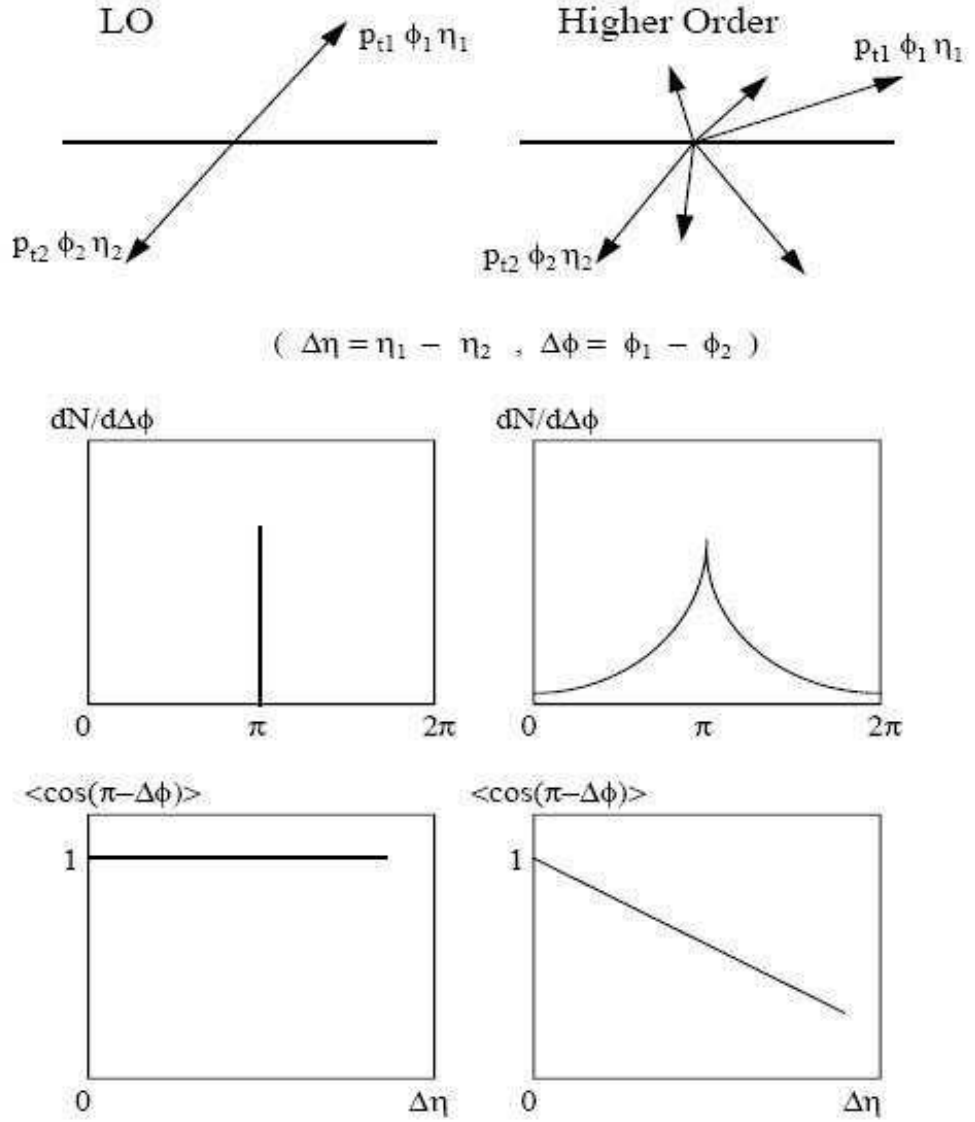
Bununla birlikte, MN tesir kesiti başlangıç büyük- x parton dağılımlarına sahip bir konvolüsyon içerdiğinden, tesir kesiti $x \approx 0.1$ üzerindeki parton yoğunluklarının çok hızlı düşmesinden kaynaklanan rapidite aralığı ile azalır. Bu olay, ilginç dinamik etkileri çözümlemeyi zor hale getirir. Alternatif olarak, büyük- x ' te PDF düşmesine daha az

duyarlı olması gereken jetler arasındaki normalize edilmiş azimut açığı çalışmak önerilmiştir (Del Duca ve Schmidt 1994, Stirling 1994). Daha kesin bir dille, ölçülebilecek ilgili gözlenebilir ortalama $\cos(\pi - \phi)$ ' dir. ϕ ; iki jet arasındaki azimut açısıdır. BFKL dinamiklerinden, gözlenen jetler arasındaki rapidite aralığındaki sayıları artan jetlerin yayınımlı nedeniyle, $\Delta\eta$ ' nin bir fonksiyonu olarak çok hızlı bir ilişkisizlik (decorrelation) beklenir (Şekil 2.1). Bu, en düşük mertebe (LO) ve en düşüktan bir sonraki mertebe (NLO) hesaplamalarında uygulanan DGLAP dinamiklerinin durumuna ters olmaktadır. Öyle ki LO' daki iki jet mükemmel bir şekilde ilişkiliyken ($(\phi - \pi)$), NLO' da ilişkisizlik ek bir jetin yayınımlından ileri gelir. Şekil 2.2' de gösterildiği gibi, partonik alt süreçlere daha çok jet katıldıkça p_T ' nin ve iki jet arasındaki ilişkilerin azalmasını bekleriz. LO' da iki jet x-y düzleminde sırt-sırta olup olay sayısının $\Delta\phi$ ' ye karşı olan grafiğinde keskin bir tepe (pik) beklenir. Oysaki daha yüksek mertebede, iki jet sırt-sırta ilişkide değildir ve geniş bir dağılım beklenir. LO' da $\cos(\pi - \phi)$ ' nin ortalaması 1 olmaktadır. Daha yüksek mertebede, partonik alt süreçlerdeki jet sayısı arttıkça ortalama değer azalmaktadır (Kim 1996).

PYTHIA veya HERWIG gibi DGLAP dinamiklerine dayalı MC kodları ancak underlying “sırt-sırta” ilişkiyi bozan

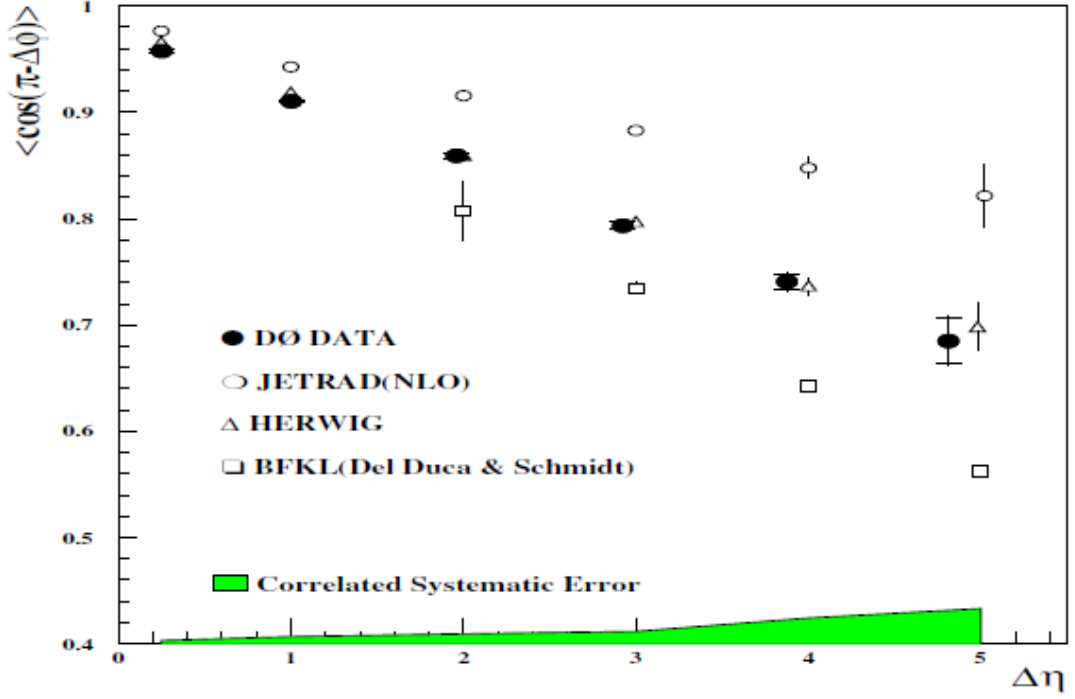
1. Başlangıç veya son durum parton yayınımlı
2. Parton duşu ve hadronizasyon etkileri

nedenlerden dolayı daha güçlü bir ilişkisizlik olasılığı önerirler. BFKL hesaplamaları literatüründe, öngörülerin orijinal analitik hesaplamalarda ihmal edilen enerji-momentum sınırlamalarına çok duyarlı olduğu kaydedilmiştir (Del Duca ve Schmidt 1994, Schmidt 1997, Orr 1997). Bu, analitik (asimptotik) sonuçlara kıyasla rapidite bağımlılığını önemli ölçüde yumuşatan tam bir enerji momentum korunumunun olduğu azimut ilişkiler için özellikle doğrudur. Aslında, bir önceki durumda ara gluonların yayınımlı için daha az faz uzayı mevcuttur. Bu ve diğer etkilerden dolayı daha yeni BFKL tahminleri başlangıç hesaplamalar bulunandan daha az ilişkisizlik göstermektedir (Orr ve Stirling 1997, Marquet ve Royon 2006, Sabio Vera ve Schwennsen 2007).



Şekil 2.2. $\Delta\phi$ ve etkilerine ikinci merteye ve yüksek merteye etkisinin arasında bir karşılaştırma.

Deneysel olarak, Tevatron enerjilerindeki $\langle \cos(\pi - \phi) \rangle$ verileri $\Delta\eta < 5$ aralığında D0 ortaklığı (Abachi ve vd. 1996) tarafından elde edilmiştir ve çeşitli hesaplamalar ile karşılaştırılmıştır (Şekil 2.3). LO BFKL asimptotik öngörüler tamamen veri ile belirlenirken, enerji momentum korunumunu içeren ikincil mertebedekiler (Del Duca ve Schmidt 1994, Orr 1997) veya NLO' lar (Sabio Vera ve Schwennsen 2007) çok güçlü bir rapidite azalmasına sahip veriye daha yakındırlar. Diğer yandan, JETRAD NLO öngörüler (Giele ve vd. 1994) rapidite arttıkça yeterli ilişkisizlik göstermezler.



Şekil 2.3. $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ ’ lik proton-antiproton çarpışmasındaki iki “Mueller-Navelet” jetinin psüdo rapidite ayrımına karşı $\cos(\pi - \Delta\phi)$ ’ nin ortalama değeri tarafından verilen azimut ilişkisizlik: D0 verisi (Abachi ve vd. 1996) JETRAD (Giele ve vd. 1994), HERWIG (Marchesini ve Weber 1988) ve BFKL hesaplamaları (Del Duca ve Schmidt 1994, Orr ve Stirling 1997) ile karşılaştırılmaktadır.

Daha yeni NLO hesaplamaları, ölçek değişimlerine oldukça duyarlı rapidite bağımlılığının yeterince dik olmamakla beraber deneysel hatalar içerisinde olduğunu bulmuşlardır (Aurenche ve vd. 2008). Sadece HERWIG sonuçları verilerle çok iyi bir uyum içindedir (Marchesini ve Weber 1988).

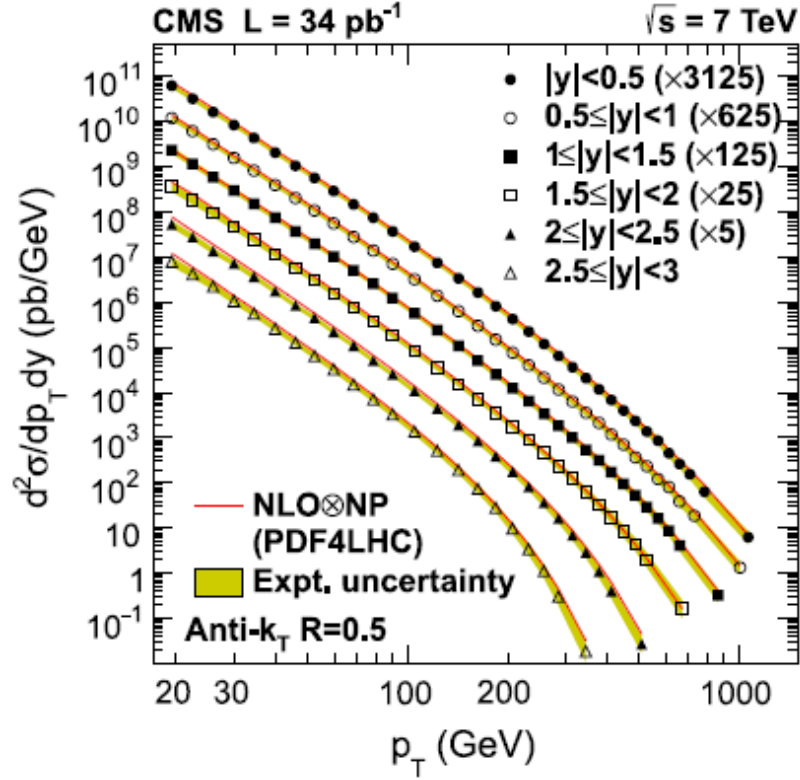
Yüksek enerji hadron çarpışmalarında gözlenen olayları üretmek için KRD süreçlerinin iki genel sınıfı birleştirilir. Bunlardan ilki olan yumuşak süreçler küçük dikine momentumda p_T ’ de çoklu partonlar etkileşme cinsinden genelde resmedilirler (Aad ve vd. 2012). Pertürbatif olmayanlarla birlikte böyle tür süreçler psüdo rapidite başına düşen parçacık sayısı ile genişletilmiş psüdo rapidite aralığı arasındaki ilişkilerle karakterize edilirler (Kittel ve De Wolf 2005). Daha yüksek p_T değerlerinde, daha sert süreçler pertürbatif olarak tanımlı olan radyasyon yayını yada partonik saçılmalar tarafından baskın hale gelirler. Böylece, bir veya birkaç parton değiş-tokuşu ile

üretirler. Bunlar kısa mesafe ilişkisi tarafından karakterize edilen parçacık jetlerini üretebilirler. Burada yüksek parçacık topluluğu bulunmaktadır ancak psüdorapidite aralığı arttıkça yok olur. Bu yüzden yumuşak süreçler, geniş bir psüdorapidite aralığında daha zayıf ilişkilere sahip daha az sayıda parçacık çokluları üretirler. Buna uzun mesafe ilişkisi denir ve daha az sayıda jet oluşur. Böyle olaydaki parçacıklar arasındaki psüdorapidite ilişkileri var olan Monte Carlo (MC) ayarlarında dikkate alınmamıştır. Bu nedenle bu ayarlar gerçek verilerden yani deneylerden elde edilen sonuçlarla belirlenmelidir. Böyle ilişkiler Büyük Hadron Çarpıştırıcısında (BHÇ) bulunan ATLAS detektörü ile kaydedilen pp çarpışmaları kullanılarak yapılmıştır. Ayrıca buna benzer ölçümler daha önceden yapılan UA5 deneyinde de gerçekleştirilmiştir. Psüdorapidite aralıkları eşit büyüklükte ve simetrik olarak ileri ve geri yönde yerleşmiş olan çiftler seçilerek ileri-geri ilişkisi incelenmiştir. Böyle ilişki ölçümleri olaylar içerisinde var olan jetlere duyarlı olmasına rağmen açık bir şekilde jetlerin özellikleri görülememiştir. Jetler aslında psüdorapidite ve azimut açısındaki kısa mesafe ilişkileri ile bağdaştırılır (Ansorge ve vd. 1988).

Aad ve vd. (2012), çeşitli MC modelleri kullanarak tanımlanan jet benzeri tepelerin şekillerini anlamaya dair bir çalışma yapmışlardır. Bu çalışmada kütle merkezi enerjileri 900 GeV ve 7 TeV' de minimum bias olayları kullanılarak yüklü parçacık çokluluğu ve toplam yüklü parçacıkların dikine momentumu p_T 'deki ileri-geri ilişkisi incelenmiştir. Yine bu çalışmada 900 GeV' den 7 TeV' e olan BHÇ enerjilerindeki bu geçişin fizik üzerinde belirgin bir şekilde farklı perspektif sağladığı bulunmuştur.

BHÇ' de bulunan CMS deneyinde 7 TeV' lik kütle merkezi enerjisinde pp çarpışmasında inklüsif jet tesir kesiti ölçümü yapılmıştır. Bu çalışmada kullanılan jetlerin dikine momentum aralığı 18 - 1100 GeV olup günümüze kadar gözlenen en yüksek p_T değeridir ve mutlak rapidite değerleri ise 3' ten küçük alınmıştır. Şekil 2.4' de altı farklı rapidite aralığı için elde edilmiş olan jet tesir kesiti p_T ' nin bir fonksiyonu olarak gösterilmektedir. Teorik NLO öngörülere pertürbatif olmayan etkiler de dahil edilmiştir (Chatrchyan ve vd. 2011).

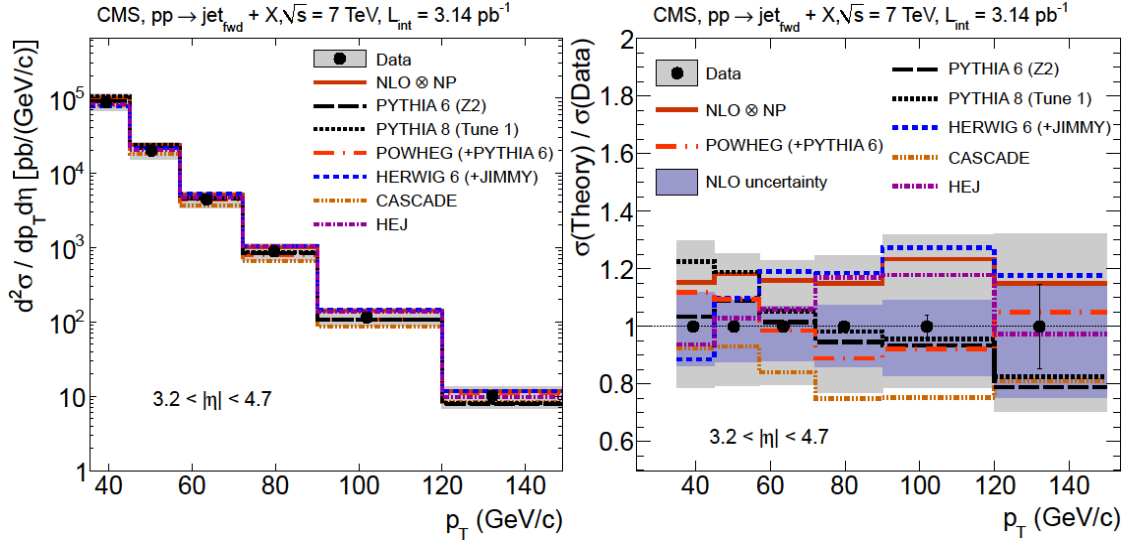
CMS deneyinde yapılan bir başka çalışmada (Chatrchyan ve vd. 2012) ise ileri jetler ve bir merkezi ile bir ileri jete sahip ikili jet olayları için 7 TeV' lik kütle merkezi enerjisinde inklüsif jet tesir kesiti hesabı ileri bölgede yapılmıştır. Diferansiyel tesir



Şekil 2.4. CMS detektöründen elde edilen veriler kullanılarak altı farklı rapidite aralığı için tamamen düzeltilmiş inklüsif jet tesir kesiti (Chatrchyan ve vd. 2011)

kesitleri üç farklı KRD yaklaşımlarından gelen öngörülerle karşılaştırılmıştır. Şekil 2.5’te ileri bölge psüdo rapidite aralığındaki tamamen düzeltilmiş inklüsif jet tesir kesitinin parçacık düzeyindeki öngörüler olan PYTHIA6, PYTHIA 8, HERWIG 6, perturbatif olmayan etkiler için düzeltilmiş NLOJET++, POWHEG, CASCADE ve HEJ ile karşılaştırılması (soldaki) ve ileri jet spektrumunun teori/veri oranı (sağdaki) gösterilmektedir. Veri üzerindeki hata çubukları istatistiksel hataları, gri bant ise sistematik hataları temsil etmektedir. Şekil 2.5’de sağdaki grafikte ise, koyu bant NLO öngörülerini üzerindeki teorik belirsizliği göstermektedir. Tek jet inklüsif ileri jet spektrumu tüm modeller tarafından tanımlanmaktadır. Fakat öngörülerin tümü ileri-merkezi ikili jet olayları için gözlenen spektrumlarla uyumlu değildir.

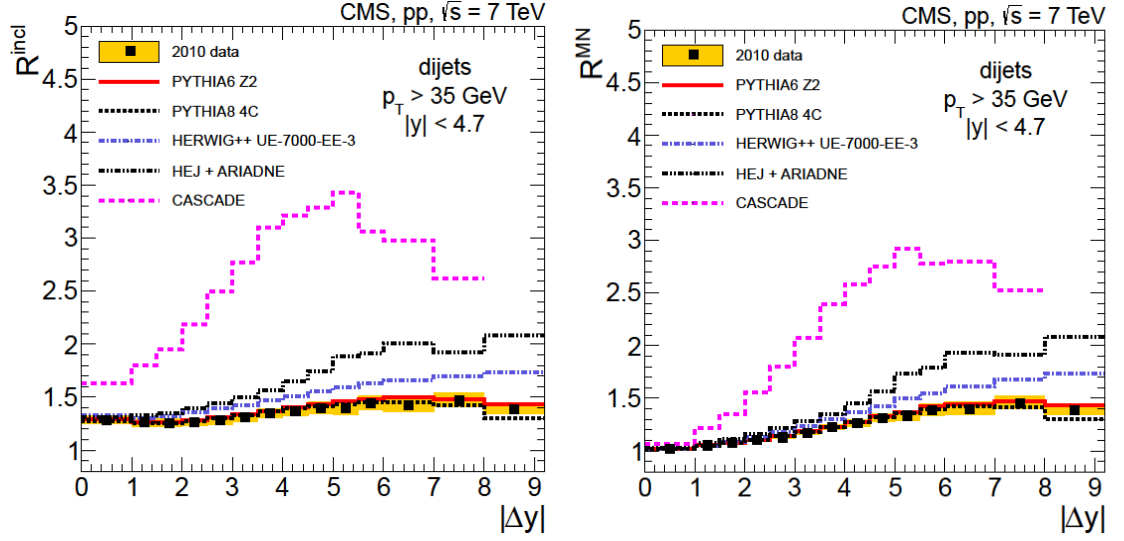
CASCADE MC modelindeki küçük- x logaritmalarının toplamını içeren hesaplamalar merkezi jet spektrumunu çok iyi üretmez. Fakat çoklu jet BFKL benzeri topolojileri oluşturan HEJ modeli gibi alternatif bir yaklaşım ikili jet verisi ile makul bir uyum göstermektedir.



Şekil 2.5. İleri bölge psüdo-rapidity aralığındaki tamamen düzeltilmiş inklüsif jet tesir kesitinin parçacık düzeyindeki öngörüler olan PYTHIA6, PYTHIA 8, HERWIG 6, perturbatif olmayan etkiler için düzeltilmiş NLOJET++, POWHEG, CASCADE ve HEJ ile karşılaştırılması (soldaki), ileri jet spektrumunun teori/veri oranı (sağdaki) (Chatrchyan ve vd. 2012).

2010 yılında CMS detektörü tarafından toplanan veriler kullanılarak $\sqrt{s} = 7$ TeV’ deki pp çarpışmalarında ikili jet üretimine dair çalışma Chatrchyan ve vd. 2012 yılında gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada $p_T > 35$ GeV ve $|y| < 4.7$ değerlerine sahip jetler kullanılmıştır. En az bir jet çiftine sahip olaylar “inklüsif”, yalnızca bir tane jet çiftine sahiplerse “tek” (exclusive) olarak adlandırılmıştır. Elde edilen bu iki jet kombinasyonunda tesir kesitlerinin oranı jet arasındaki rapidite ayrımı cinsinden ilk defa $|\Delta y| = 9.2$ ’ye kadar ölçülmüştür. Ayrıca inklüsif örneklemden elde edilen en ileri ve en geri jeti içeren çiftin tesir kesitinin tek ikili jet tesir kesitine oranı da sunulmuştur. Inklüsifin tek ikili jet üretimine oranı R^{incl} , rapidite ayrımı $|\Delta y|$ ’nin bir fonksiyonu olarak Şekil 2.6’ da gösterilmektedir.

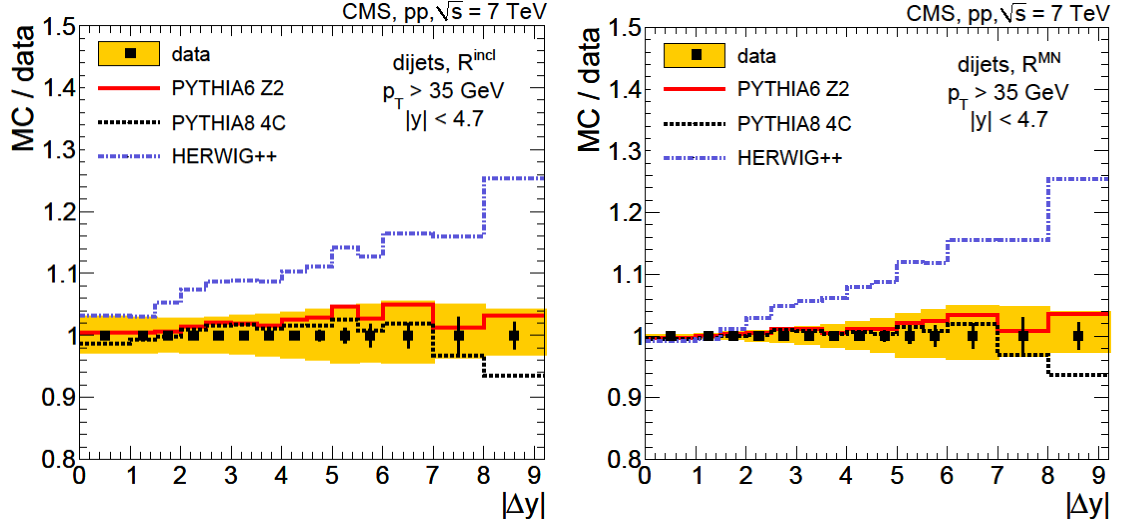
İki jet arasındaki rapidite ayrımı $|\Delta y|$ ’nin bir fonksiyonu olan “inklüsif” olaylardaki ikili jet üretim tesir kesitinin “tek” li olaylardakine oranı $R^{\text{incl}} = \sigma_{\text{incl}} / \sigma_{\text{excl}}$ eş-doğrusal (collinear) faktörizasyon ötesi etkilere duyarlı bir niceliktir. Yüksek enerjili hadron çarpışmalarında BFKL KRD’i çerçevesinde inklüsif ikili jet üretimi Kim ve Pivovarov (1995), tarafından teorik olarak çalışılmıştır.



Şekil 2.6. İnküsif jet tesir kesiti oranı R^{incl} ’nin (soldaki), tek ikili jet tesir kesiti oranı R^{MN} ’nin (sağdaki) iki jet arasındaki rapidite ayrımı $|\Delta y|$ ’nin bir fonksiyonu olarak gösterimi. DGLAP’ a dayalı MC üreteçleri PYTHIA6, PYTHIA8 ve HERWIG++ ile BFKL’ ye dayalı CASCADE ve HEJ+ARIADNE’ nin öngörülerıyla kıyaslanmıştır. Koyu bant verinin toplam sistematik belirsizliğinin ölçüsünü göstermektedir. (Chatrchyan ve vd. 2012).

2002 yılında Andersson ve vd. tarafından gerçekleştirilmiş olan küçük- x fiziği toplantısında, CCFM ve BFKL küçük- x evrim denklemlerini, k_T faktörizasyonunu ve kabuk-dışı matris elemanlarını anlama konusunda belirgin bir ilerleme kaydedilmiştir. İlk kez mevcut toplanamayan gluon dağılımları üzerine tüm parametризasyonlara dair bir kıyaslama yapılmıştır. Ayrıca küçük- x fiziği konusundaki anlayışımızın henüz tam bir resim ortaya koymaktan uzak olduğu kanaatine varılmıştır.

Kütle merkezi enerjilerinin ($\sqrt{s}$) momentum transferi (Q)’ dan çok daha büyük olması şeklinde tanımlanan KRD’ nin yüksek enerji limitindeki jet üretimi çok ilginç ve henüz çok azı keşfedilmiş bir alan sunmaktadır. Bu kinematik bölgede, sürecin belirgin bir şekilde farklı enerji ölçekleri, tüm mertebeleri α_s ’ de toplanması gereken büyük logaritmlar $\ln(s/Q^2)$ ile karakterize edilen hesaplanmış jet tesir kesitlerine neden olur. Bu toplam, sonsuz sayıda gluon yayınının uzay-benzeri bir zincirini içeren BFKL denklemi aracılığıyla gerçekleştirilir. İleri jet ve parçacık tesir kesitleri ölçümüyle HERA’ daki ep çarpışmalarında küçük- x bölgesindeki BFKL evrimini izole etmeye dair gerçekleştirilen atılımlar (Aid ve vd. 1995, Adloff ve vd. 1999, Breitweg ve vd. 1999 ve 2000) karışık sonuçlara yol açmıştır.



Şekil 2.7. DGLAP' a dayalı MC üreteçlerinden gelen öngörülerin detektör etkileri için düzeltilmiş veriye oranları R^{incl} ve R^{MN} (Chatrchyan ve vd. 2012).

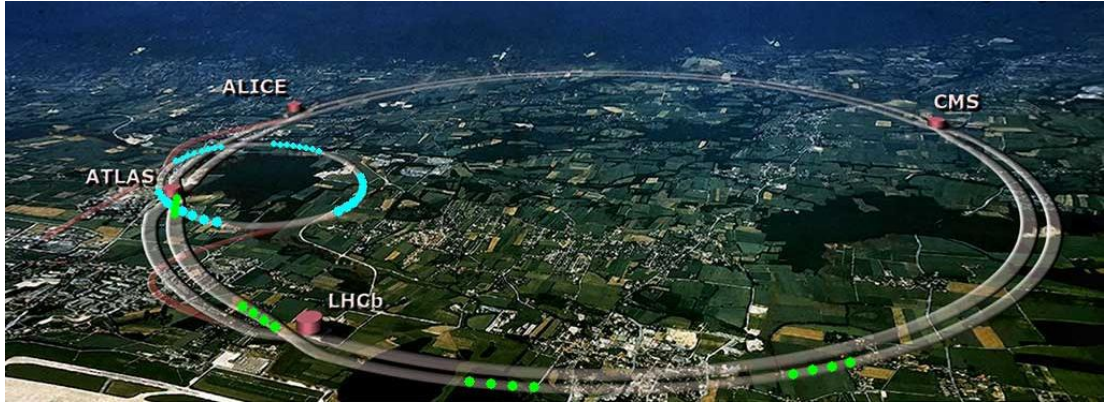
$p\bar{p}$ çarpışmalarında D0 deneyinde Abachi ve vd. (1996) tarafından yapılan çalışmada, ikili jet sistemlerinde azimut ilişkisizlik psüdo-rapidity aralığı $\Delta\eta$ 'nın bir fonksiyonu olarak incelenmiştir (Aid ve vd. 1995, Abachi ve vd. 1996). Yine D0 deneyinde Abbott ve vd. (2000) kütle merkezi enerjileri $\sqrt{s} = 1800$ ve 630 GeV' de ikili jet tesir kesitindeki BFKL dinamiklerini geniş rapidite aralıklarında aynı x_1 , x_2 ve Q^2 değerlerinde çalışmışlardır. Ölçülen partonik tesir kesitinin $\Delta\eta$ ile mevcut olan tüm öngörülerden daha güçlü bir şekilde arttığı görülmüştür.

ATLAS detektörü kullanılarak 7 TeV' lik kütle merkezi enerjisinde pp çarpışmalarında merkezi jet aktivitesi veto edilen ikili jet üretimi ölçümü yapılmıştır (Aad ve vd. 2011). Veri, ikinci mertebe (NLO) artı parton düşü öngörüsüne sahip POWHEG-BOX, tüm mertebe toplamını kullanan HEJ hesaplaması ve PYTHIA, HERWIG++ ve ALPGEN olay üreteçleri ile karşılaştırılmıştır. Elde edilen verinin geniş bir şekilde ayrılmış jetler arasındaki KRD yayılımının olay üretici modellemesini belirlemek için kullanılabileceği sonucuna varılmıştır (Aad ve vd. 2012).

3. MATERYAL VE METOD

3.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ)

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ), İsviçre – Fransa sınırlarında yerin yaklaşık 100 m altında, çevresi 27 km ve genişliği 3.8 m olan dünyanın en büyük parçacık hızlandırıcısı CERN (Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi) laboratuvarında inşa edilmiştir. 1 TeV mertebesindeki kütle ölçeğinde ortaya çıkan yeni fizik ve yeni parçacıkları keşfetmek için $\sqrt{s} = 14$ TeV’ de p - p çarpışmaları sağlanacaktır. BHÇ’ de proton ve ağır iyon kurşun (Pb) - kurşun (Pb) hüzmelerini çarpıştırmak için iki hüzmeye borusu bulunmaktadır. Her iki borudaki hüzmeler birbirlerine zıt yönde hızlandırıldıktan sonra kafa kafaya çarpıştırılmaktadır. Şekil 3.1’ de BHÇ halkası gösterilmektedir. BHÇ ’nin p - p çarpışmaları için $\sqrt{s} = 14$ TeV’ lik kütle merkezi enerjisi ve $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ışıklılık, Pb-Pb çarpışmaları için $\sqrt{s} = 5.5$ TeV’ lik kütle merkezi enerjisi ve $L = 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ışıklılığa ulaşması hedeflenmiştir (Lefevre 1995).

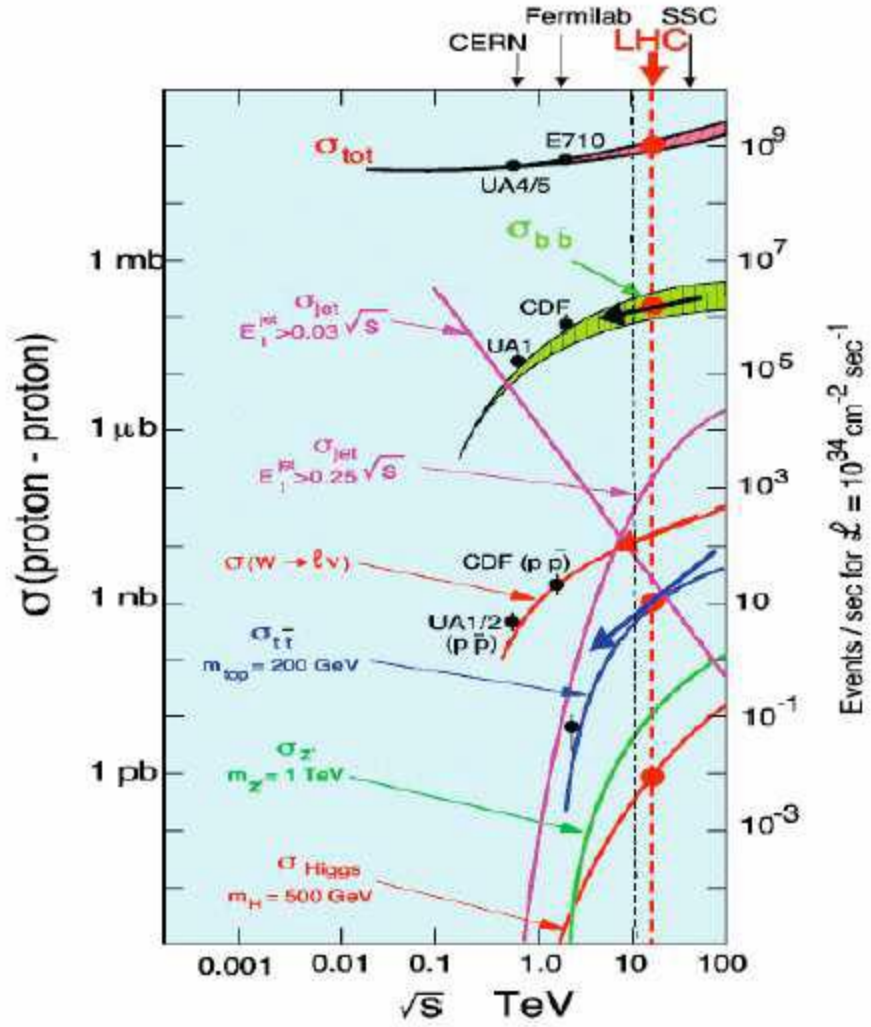


Şekil 3.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

(<http://scienceblogs.com/startswithabang/files/2012/07/LHC.jpeg>).

BHÇ çarpışmalarında meydana gelen kütle merkezi sisteminin bir fonksiyonu olarak farklı süreçlere ait tesir kesitleri Şekil 3.2’ de gösterilmektedir.

Ayrıca çarpıştırıcıda meydana gelen süreçlerin tesir kesitleri saniyede üretilen fiziksel olay sayısı;

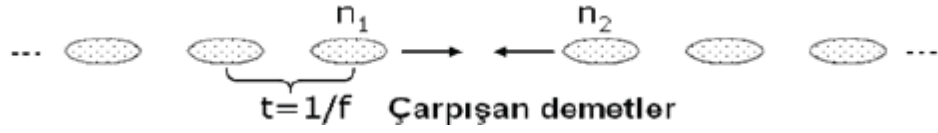


Şekil 3.2. p - p çarpışmalarındaki kütle merkezi enerjisinin bir fonksiyonu olarak birkaç fiziksel sürecin tesir kesitleri ve olay oranları (Flugge 1994).

$$R = L\sigma \quad (3.1)$$

ile verilmektedir. Burada R ; saniyede üretilen fiziksel olay sayısı, σ ; fiziksel sürecin tesir kesiti ve L çarpıştırıcının ışıklılığıdır. Işıklılık ise etkileşme noktasında birim kesit alanından birim zamanda geçen parçacık sayısıdır. Gerçekte parçacık demetleri paketçik (bunch) halindedir (Şekil 3.3). Bir demetteki her bir paketçikte n_1 parçacık, diğer demetteki her bir paketçikte de n_2 sayıda parçacık var ise bu durumda ışıklılık;

$$L = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.2)$$



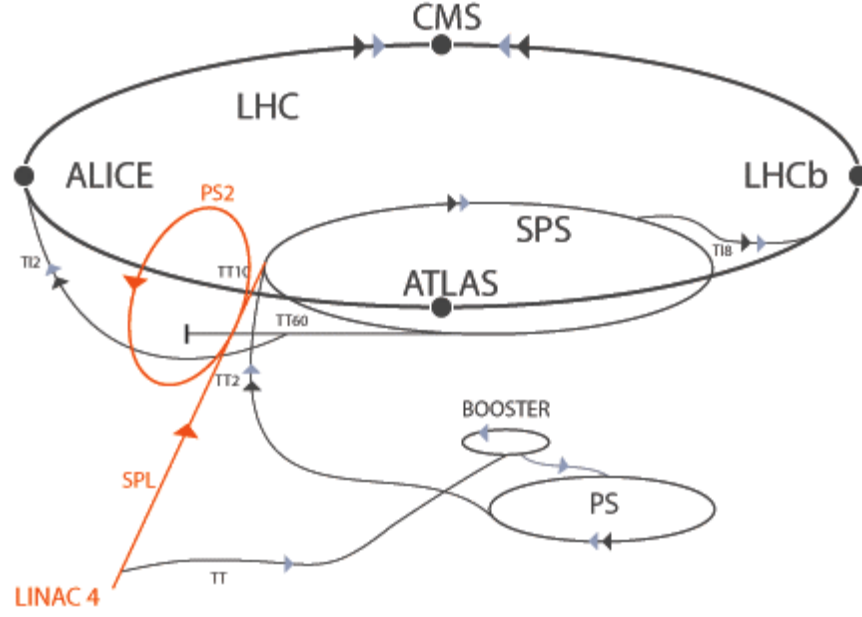
Şekil 3.3. Çarpışan parçacık demetleri

şeklinde ifade edilir. Burada f demet çarpışma frekansı, $4\pi\sigma_x\sigma_y$ demetlerin enine profil alanıdır (Çakır 2009).

Hedeflenen ışıklılık değerine ve hüzmeye enerjisine ulaşıldığında BHÇ' deki deneyler TeV (10^{12} eV, $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$) enerji ölçeğinde Higgs fenomeni ve elektrozayıf simetri kırılmasıyla ilgili daha ayrıntılı araştırmalar yapmaktadır. Ayrıca süpersimetri (SUSİ), uzay ve zamanın ekstra boyutları ve SM ötesi fiziğin diğer önemli keşiflerine erişmek de mümkün olabilecektir (Çakır 2009).

BHÇ' de ilk proton - proton çarpışmaları Kasım 2009'da başlamıştır ve 2012'de $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e ulaşılmıştır. Şekil 3.4' de görüldüğü gibi parçacık hüzmeleri (protonlar) birbirleriyle çarpışmadan önce bir doğrusal hızlandırıcı sisteminden 50 MeV' lik enerji ile geçtikten sonra sırası ile Booster' da 1.4 GeV' e kadar Proton Sinkrotronu (PS)' nda 26 GeV' e kadar hızlandırılan hüzmelerin enerjisi daha sonra Süper Proton Sinkrotronu (SPS)' nda 450 GeV' e ulaşır. Bu aşamadan sonra hüzmeye demetleri birbirleri ile kafa kafaya çarpıştırılmak üzere BHÇ' ye aktarılır. BHÇ' de 7 TeV' lik enerjiye ulaştıktan sonra protonlar kafa kafaya çarpıştırılır. Çarpışmalar BHÇ' nin dört etkileşim bölgesinde meydana gelir. Etkileşim bölgelerinden ikisinde genel amaçlı detektörlere sahip olan ATLAS (A Torodial LHC ApparatuS - Büyük Toroidal Detektör) ve CMS deneyleri bulunmaktadır. Her iki deneyde fizikte yeni gelişmelerin kapısını aralamak için çalışmalarını sürdürmektedir. Bu iki deneyin fizik araştırma konuları ve amaçları aynıdır fakat detektörlerinin tasarımları birbirinden farklıdır (Geçit 2013).

İki deney arasındaki en dikkat çekici farklılıklardan biri CMS detektöründe solenoid mıknatıs ATLAS deneyinde ise toroidal mıknatısın kullanılmasıdır. Diğer iki orta ölçekli deneyler olan ALICE (A Large Ion Collider Experiment - Büyük İyon Çarpıştırma Deneyi) ağır iyon çarpışmaları, LHCb (A Large Hadron Collider beauty - LHC b Fiziği Deneyi) ise b kuarkı ile ilgili araştırmalar yapmaktadır. Bu deneylere göre



Şekil 3.4. Ön hızlandırıcı sistemi birlikte BHÇ

(<http://project-slh.web.cern.ch/project-slh/img/LHC-Beams2.gif>).

çok daha küçük olan TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement - Toplam Elastik ve Difraktif Tesir kesit Ölçüm Detektörü) ve LHCf (Large Hadron Collider forward - Büyük İleri Hadron Çarpıştırıcı) deneyleri daha özel fizik konularını araştırmak üzere tasarlanmıştır (Geçit 2013).

3.2. CMS (Compact Muon Solenoid) Deneyi

CMS deneyi, BHÇ' nin genel amaçlı iki deneyinden biridir. Temel fiziksel amaç, elektrozayıf simetri kırınımında, parçacıklara kütle kazandıran Higgs bozonunu araştırmaktır. CMS detektörü, BHÇ şartlarına dayanıklı ve Higgs bozonuyla birlikte yeni fiziğin keşfini sağlayacak şekilde tasarlanmıştır (Cerci 2009).

BHÇ' nin büyük deneylerinden biri olan CMS detektörü, 21 m uzunluğu, 15 m yüksekliği ve 14000 ton ağırlığı ile BHÇ hızlandırıcı kompleksinin en ağır detektörü olma özelliğini taşımaktadır. CMS silindirik bir soğana benzetilebilir. Bu özelliği sayesinde detektörün farklı katmanları çarpışma ile ortaya çıkan farklı özellikteki parçacıkları varlayarak bu parçacıkların enerji ve momentumlarını hassas biçimde

ölçmektedir. CMS' in en önemli alt detektörlerinden olan süperiletken solenoid mıknatısın iç çapı 6 m' dir ve 4 T' lık bir manyetik alan oluşturmaktadır. Solenoid mıknatısın içinde bir İç İzleyici, Hadronik Kalorimetre (HKAL) ve Elektromanyetik Kalorimetre (EKAL) bulunmaktadır. Mıknatısın dışında Müon Sistemi vardır. CMS detektörünün genel bir görünümü Şekil 3.5' de verilmiştir.

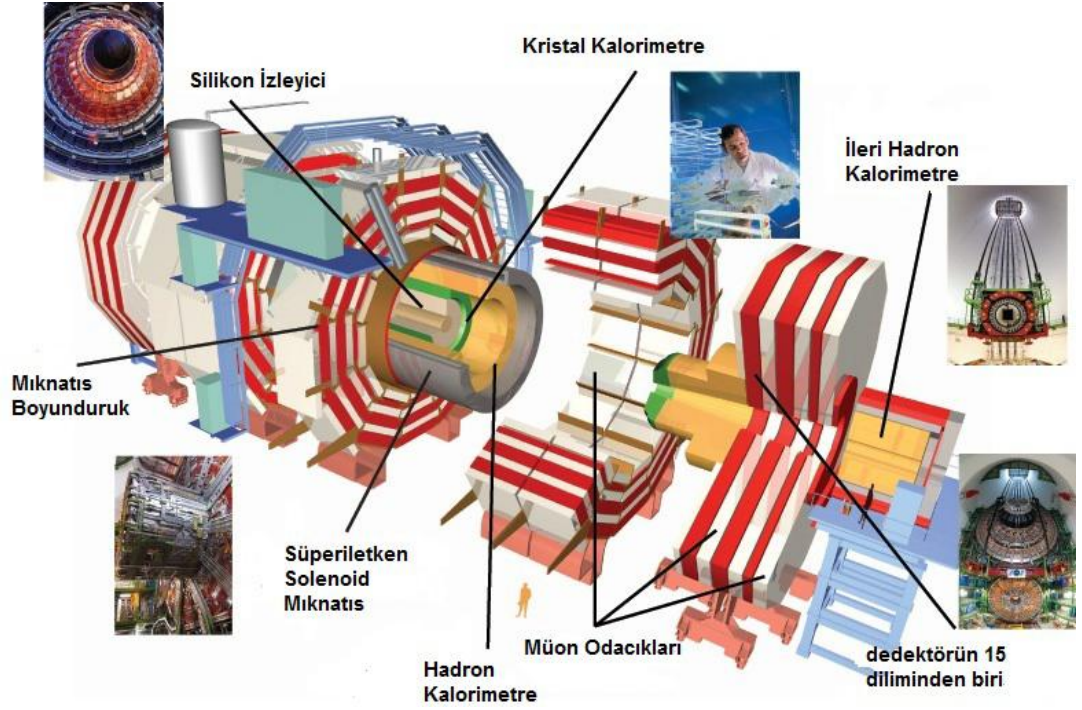
CMS tarafından belirlenen koordinat sistemi deneyin içindeki çarpışma noktasında merkezlenen bir orijine sahiptir, y-ekseni yukarıya doğru dikey yönde ve x-ekseni BHÇ' nin merkezine doğru radyal olarak içeriye yönelmiştir. z-ekseni hüzmeye doğrultusu boyunca uzanmaktadır.

Azimut açısı ϕ ; x-y düzleminde x-ekseninden itibaren ölçülür ve bu düzlemdeki radyal koordinat r ile belirtilir. Polar açı θ ; z-ekseninden ölçülmektedir. CMS' nin önemli niceliklerinden olan psüdorapidite Denklem 3.3' de verilmiştir.

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.3)$$

Parçacığın dik momentumu (P_T) ve dik enerjisi (E_T) sırasıyla ve (E_T^{dik}) bileşenleriyle hesaplanmaktadır. Dik enerjide ölçülen enerji dengesizliği ile verilmektedir (TDR 2006). Alt detektörler belirli psüdorapidite bölgelerinde bulunmaktadır.

Parçacıklar Şekil 3.5' de gösterilen detektörün merkezinde kafa kafaya çarpıştıktan sonra ilk olarak silikon piksel ve silikon şerit detektör modüllerinden oluşan bir izleyici sistemine girerler. Yüklü parçacıklarda iyi bir momentum çözünürlüğü sağlayan izleyicinin psüdorapidite aralığı $|\eta| < 2.5$ ' dir. Elektron ve foton gibi elektromanyetik etkileşme yapan parçacıkları tespit etmek ve onların enerjilerini ölçmek için tasarlanan EKAL $|\eta| = 3$ psüdorapidite aralığına yerleştirilmiştir. EKAL' de aktif materyal olarak sintilatör ışığını varlayan kurşun tungstant ($PbWO_4$) kristalleri kullanılmıştır. Sintilasyon ışığı fıçı bölgesinde foto çığ diyot (APD)' lar ve uç kapak bölgesinde vakum foto triot (VPT)' lar kullanılarak varlanmaktadır. Bir ön duş sistemi yüksüz pion (π^0)' ları elemek için EKAL' in uç kapak bölgesinin ön kısmına yerleştirilmiştir. Detektörün bir sonraki katmanı kuvvetli etkileşme yapan hadronların bıraktığı enerjiyi ölçen Hadronik Kalorimetre (HKAL)' dir.



Şekil 3.5. CMS detektöründe bulunan alt detektörler.

(<http://bigscience.web.cern.ch/bigscience/en/cms/cms2.html>).

Pirinç ve sintilatör döşemelerden oluşan kalorimetrenin fiçı ve kapak kısımları $|\eta| < 3$, ileri kalorimetre (HF) kısmı ise $3 < |\eta| < 5$ psüdorapidite aralığında bulunmaktadır (CMS Collaboration, 2011). HF Jetlerin tanımlaması, kayıp dikine momentum ölçümlerinin yapılması ve küçük- x fiziği olaylarının incelendiği kalorimetredir. HKAL' in merkezi kalorimetrelerinde soğurucu materyal olarak bakır, aktif materyal olarak plastik sintilatörler kullanılmıştır. HKAL' in HF dışında, ileri yöne yerleştirilen iki kalorimetresi daha vardır. Bunlar CASTOR (Centauro And Strange Object Research - Centauro ve Acayip Parçacık Araştırmacısı) ve ZDC (Zero Degree Calorimeter - Sıfır Derece Kalorimetre)' dir. Bu kalorimetreler sırası ile $-5.2 > \eta > -6.6$ ve $|\eta| \geq 8.3$ psüdorapidite aralığındadır. Müonların momentumunun hassas biçimde ölçülmesi oldukça önemlidir. CMS deneyinde müon sistemi için gereken yüksek manyetik alan mıknatıslarla sağlanır. Bu nedenle deneyde hüzmeye eksenine yönüne yerleştirilen 4 T' lık bir manyetik alan sağlayan solenoid kullanılmaktadır. Birkaç GeV' den birkaç TeV' e kadar olan geniş bir aralıkta müonları varlamak ve momentumlarını ölçmek için

tasarlanan müon sistemi kalorimetreleri ve bobinin hemen arkasında bulunmaktadır. Dört müon istasyonundan (MS1, MS2, MS3, MS4) oluşan müon sistemi fıçı bölgesinde CMS $\eta = 1.2$ ve kapak bölgesinde $0.9 < |\eta| < 2.4$ psüdorapidite aralığındadır.

CMS detektörü önce yer üstünde inşa edilip ardından yeraltına indirilmiştir. Bu karakteristiği ile olası bir bakım veya tamir durumunda, detektöre kolaylıkla ulaşılarak açılmasına ve gerekli işlemlerin yapılmasına olanak sağlamaktadır.

3.3. BHÇ enerjisinde küçük- x KRD fiziği

Küçük- x fiziği küçük parton momentum oranına $\left(x = \frac{p_{parton}}{p_{hadron}} \right)$ sahip parçacıklar

ile ilgilenir. Partonların küçük- x ' teki davranışı, KRD dinamiğini yansıtır ve aynı zamanda partonların çiftlenimlerinin ve etkileşmelerinin geniş bir kinematik değişken aralığında incelenmesine izin verir. Özellikle, x ve Q^2 ' nin bir fonksiyonu olarak partonların sayısının evrimi, kinematik aralığa bağlı olarak KRD evrimini tanımlayan çeşitli yaklaşımları için duyarlı olacaktır (Foster 2000).

3.3.1. KRD' ye genel bakış

Çarpışan kuarklar ve gluonlar, KRD renk yükünü taşıdıklarından, BHÇ' de araştırılmakta olan tüm süreçler KRD' ni bir dereceye kadar içerir. Bir inkülsif sert saçılma sürecinin tesir kesitini tanımlamak için pertürbasyon teorisi kullanılabilir (Catani ve vd. 2000),

$$h_1(p_1) + h_2(p_2) \rightarrow H(Q, [\dots]) + X \quad (3.4)$$

Burada çarpışan hadronlar h_1 ve h_2 , p_1 ve p_2 momentumlarına sahiptir. H tetiklenen sert probu (vektör bozonlar, jetler, ağır kuarklar, Higgs bozonu, SÜSİ parçacıkları vb.) X ise çarpışma tarafından üretilen gözlemlenmeyen herhangi parçacıkları temsil eder. Saçılma sürecinin tipik ölçeği Q ; değişmez kütle yada sert probun enine momentumu ve sürecin

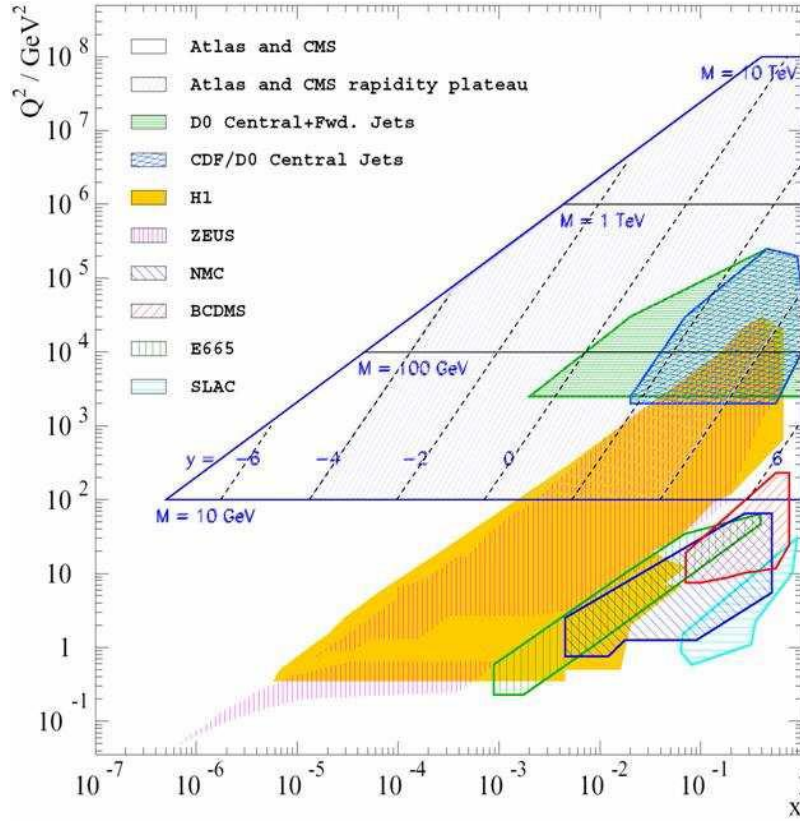
herhangi bir diğer ölçülen kinematik değişkenlerini temsil eden [...] gösterimiyle ayarlanır. Denklem 3.4' deki süreç için tesir kesiti faktörizasyon formülü kullanılarak hesaplanır (Collins 1989, Ellis ve vd.1996).

$$\begin{aligned} \sigma(p_1, p_2; Q, \{...\}) &= \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f \frac{a}{h_1}(x_1, Q^2) f \frac{b}{h_2}(x_2, Q^2) \\ &\quad * \hat{\sigma}_{ab}(x_1 p_1, x_2 p_2; Q, \{...\}; \alpha_s(Q)) \\ &\quad + O\left(\left(\Lambda_{QCD}/Q\right)^p\right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Burada a, b indisleri parton çeşnilerini $\{g, u, \bar{u}, d, \bar{d}, \dots\}$ gösterir. Faktörizasyon formülü Denklem 3.5, partonik tesir kesiti $\hat{\sigma}_{ab}$ ' nin evrimini ve çarpışan hadronların parton dağılım fonksiyonları $f \frac{a}{h}(x, Q^2)$ 'yi içerir. Denklem 3.5' in sağ tarafındaki $O\left(\left(\Lambda_{QCD}/Q\right)^p\right)$ terimi, genellikle pertürbatif olmayan katkıları (hadronizasyon etkileri, çoklu parton etkileşmeleri, yumuşak underlying olayın katkıları ve bunun gibi) ifade eder. Aynı zamanda, tüm katkıda bulunan partonik kanallar üzerinden olan toplam ile $\hat{\sigma}_{ab}$ kısa mesafedeki ortak partonik tesir kesiti, KRD pertürbasyon teorisiyle KRD çiftlenimi $\alpha_s(Q)$ ' de bir üstel güç serileri açılımı:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{ab}(p_1, p_2; Q, \{...\}; \alpha_s(Q)) &= \alpha_s^k \{\hat{\sigma}_{ab}^{(LO)}(p_1, p_2; Q, \{...\}) \\ &\quad + \alpha_s(Q) \hat{\sigma}_{ab}^{(NLO)}(p_1, p_2; Q, \{...\}) \\ &\quad + \alpha_s^2(Q) \hat{\sigma}_{ab}^{NNLO}(p_1, p_2; Q, \{...\}) + \dots\} \end{aligned} \quad (3.6)$$

olarak hesaplanabilir. İkinci mertebe (LO) terimi $\hat{\sigma}^{(LO)}$ sadece tesir kesitinin kaba bir tahminini verir. Böylece, pek çok ilgilenilen durumlarda mevcut olan üçüncü mertebe (NLO) terimine ihtiyaç vardır. Denklem 3.5' de x_1 ve x_2 parton momentum kesirleri üzerinden integraller bulunmaktadır. İntegralde baskın olan x_1 ve x_2 ' nin değerleri sert saçılma sürecinin kinematikleri tarafından kontrol edilir. Artan $\sqrt{s}$, PDF 'larını daha

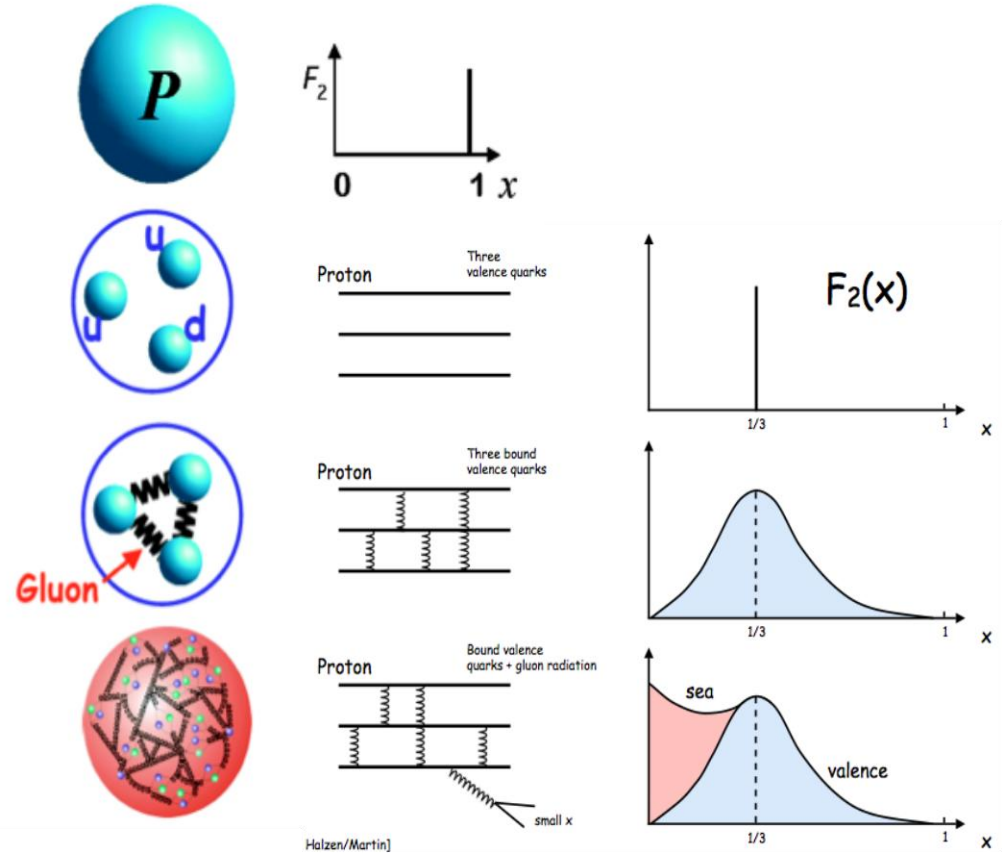


Şekil 3.6. Kütlesi ($M = Q$) ve rapidite (y) bağımlılığını gösteren, BHÇ ve önceki deneyler için Q^2 - x kinematik düzlemi (Tricoli 2006).

büyük Q ve daha küçük $x_{1,2}$ değerlerine doğru uzanan bir kinematik aralıkta incelemeyi sağlar. Bu durum Şekil 3.6' da gösterilmektedir. BHÇ' de $x_{1,2}$ oldukça küçük olabilir. Bu yüzden, basit Denklem 3.5' in ötesine giden küçük- x etkileri önemli olabilir. Açıkça, PDF' leri BHÇ için öngörümeler yapmakta büyük önem taşımaktadır. Bu fonksiyonlar deneylerle belirlenir.

3.3.2. Partonun yapısı

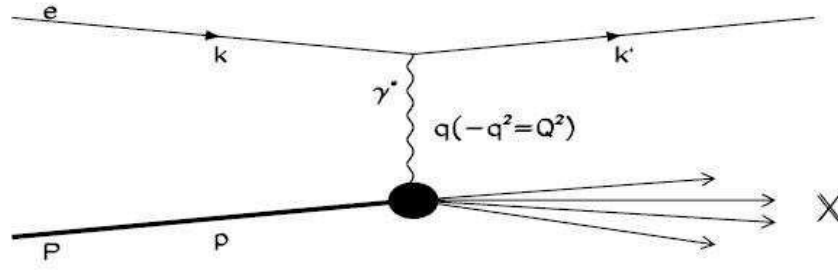
PDF, bir protonun x momentum kesrine sahip bir partonun (kuark+gluon) bulunma olasılık yoğunluğudur. Yüksek enerjilere gidildikçe Şekil 3.7' deki gibi protonun yapısını daha iyi anlayabiliriz. Hadrondaki kuarklar ve gluonların yoğunluğunu ifade eden F_2 yapı fonksiyonu eğer protonu yapısı olmayan bir parçacık



Şekil 3.7. Yüksek enerjilere çıkıldıkça protonun yapısını oluşturan parçacıkların PDF (F_2) fonksiyonuna katkısı.

olarak kabul edersek F_2 'nin x göre olan grafiği sadece 1 değerinde yükselen bir doğru olacaktır (Şekil 3.7). Protonun içerisine girebilecek enerjiye ulaştığımız zaman protonun yapısında üç tane valans kuarkı olduğunu görürüz. Bu durumda F_2 fonksiyonu $1/3$ ' tür (Şekil 3.7). Enerjiyi artırdıkça protonun yapısını daha iyi resmetmek mümkün olacaktır. Böylelikle F_2 fonksiyonuna valans kuarklarının yanı sıra gluonların ve deniz kuarklarının katkısı görülebilmektedir (Şekil 3.7).

Protondaki PDF' ler HERA' daki derin esnek olmayan saçılma (DIS) ep çarpışmalarında detaylı olarak incelenmiştir (Klein ve Yoshida 2008). Şekil 3.8, DIS kinematik değişkenler için standart gösterimlere sahip tipik bir elektron-proton derin esnek olmayan saçılmayı gösterir. Süreç iki göreceli değişimle tamamen açıklanabilir. Leptonun başlangıç (son) dört-momentumu k (k^*), protonun başlangıç dört-momentumu



Şekil 3.8. Derin esnek olmayan elektron-proton saçılmasının kinematik değişkenleri.

P , çarpışan kuark tarafından taşınan proton momentum kesri x ve hadronik sistemin son dört-momentumu P^* olmak üzere aşağıdaki değişmezler oluşturulabilir:

$$s = (P + k)^2 \quad (3.7)$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k^* - k)^2 \quad (3.8)$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \quad (3.9)$$

$$W^2 = (P^*)^2 = (P + q)^2 \quad (3.10)$$

Enerji-momentum korumu:

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \quad (3.11)$$

gerektirir. Böylece, lepton ve protonun kütleleri ihmal edildiğinde:

$$y = \frac{Q}{sx} \quad (3.12)$$

$$W^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} \approx \frac{Q^2}{xy} \quad (3.13)$$

elde edilir.

İnklüsif DIS hadron tesir kesiti $\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}$, değiş-tokuş edilen ayar bozonunun (diğer bir deyişle “çözümleyen gücün”) sanallığı Q^2 ’nin ve çarpışan parton tarafından taşınan nükleon momentumunun Bjorken- x kesrinin bir fonksiyonudur. Yüksüz akım süreci (γ , Z değiş-tokuşu) için diferansiyel tesir kesiti, hedef yapı fonksiyonları cinsinden

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [Y_+ \cdot F_2 \pm Y_- \cdot xF_3 - y^2 \cdot F_L] \quad (3.14)$$

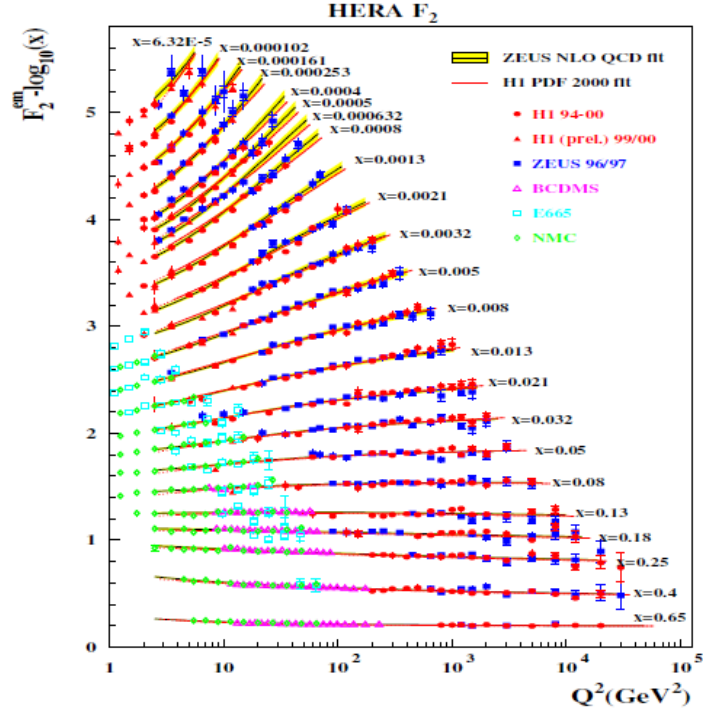
şeklinde yazılabilir (d’Enterria, 2007). Burada $Y_{\pm} = 1 \pm (1-y)^2$ çarpışmanın esnek olmaması y ile ilgilidir. $F_{2,3,L}(x, Q^2)$ yapı fonksiyonları hadrondaki kuarklar ve gluonların yoğunluğunu tanımlamaktadır:

$F_2 \propto e_q^2 x \sum_i (q_i + \bar{q}_i)$, $\ln Q^2$, $F_L \propto \alpha_s x_g$ (xq_i , $x\bar{q}_i$ ve x_g karşılık gelen parton dağılım fonksiyonlarıdır, PDF). Faz uzayının pek çoğu üzerindeki tesir kesitine en baskın katkı olan F_2 ’nin, HERA’daki azalan Bjorken- x için güçlü bir şekilde arttığı görülmektedir (Şekil 3.9). Şekil 3.9’deki küçük- x ’de belirgin olan F_2 ölçekleme ihlalleri, deniz kuarklarından gelen artan gluon yayınının göstergesidir. $xg(x, Q^2)$ dağılımının kendisi, F_2 eğiminden dolaylı olarak belirlenebilir (Şekil 3.10).

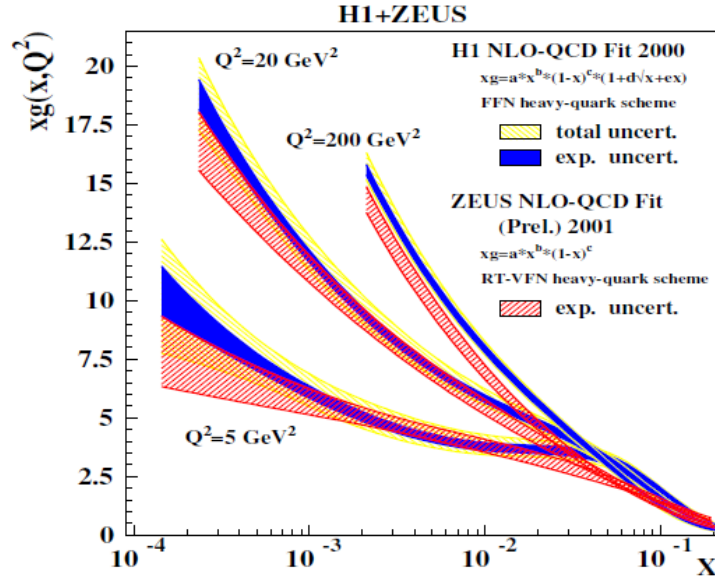
$$\frac{\partial F_2(x, Q^2)}{\partial \ln(Q^2)} \approx \frac{10\alpha_s(Q^2)}{27\pi} xg(x, Q^2) \quad (3.15)$$

ZEUS verileri, $F_2(x, Q^2)$ ’nin küçük- x ’de keskin bir şekilde arttığını ve küçük bir momentum kesrini taşıyan partonların sayısının Şekil 3.9’deki sabit $x = x_0$ ’da artan Q^2 ile arttığını açıkça göstermektedir.

Q ve Q_0 yeterince büyük olduğunda, $F_2(x)$ Q_0 ’da $F_2(x)$ ’in deneysel ölçüm ile şaşırtıcı bir şekilde öngörülür. Bu durumda, örneğin; herhangi Q^2 değerinde $F_2(x)$ öngörümü için $F_2(x, Q^2)$ ölçümü yeterlidir. Bu, tek bir DIS deneyinde bile proton yapısının tam resminin üretilbildiği anlamına gelmektedir. Yapı fonksiyonlarının “evrimi” olarak adlandırılan bu sonuç, faktörizasyon teoreminin belirgin bir sonucudur.



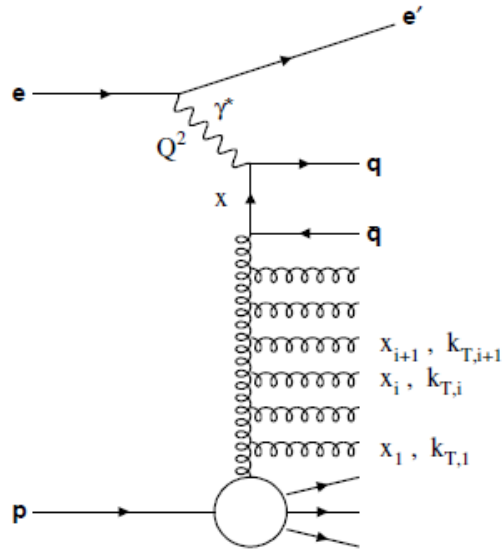
Şekil 3.9. HERA’ daki proton DIS ($\sqrt{s} = 320 \text{ GeV}$) ve sabit hedefli ($\sqrt{s} \approx 10 - 30 \text{ GeV}$) deneylerde ölçülen $F_2(x, Q^2)$ (Adloff ve vd. 2001).



Şekil 3.10. HERA (H1 ve ZEUS)’ da elde edilen gluon dağılımlarının x ’ in bir fonksiyonu olarak farklı üç Q^2 aralığında gösterimi (Dittmar ve vd. 2005).

3.3.3. Parton evrimi

Parton dağılımları $f_{i/b}$ 'nin ilk prensiplerinden hesaplanması, perturbatif KRD'nin kapsamı dışında olup $f_{i/b}$ deneysel ölçümlerden elde edilmelidir. Yine de, tesir kesiti μ_f parametresine bağlı olmak zorunda olmadığından $f_{i/b}$ 'nin μ_f 'ye bağımlılığı perturbatif KRD çerçevesinde incelenebilir. Bu, belli bir başlangıç ölçeği μ 'den başlayarak faktörizasyon ölçeği μ_f 'ye kadar değiştiği kabul edilen parton yoğunluk fonksiyonlarını geliştirmekte kullanılan *parton evrim denklemlerine* yol açar. Parton evrim denklemlerini çözmek için, yalnızca faz uzayının belli bölgelerinde geçerli olması beklenen bazı KRD yaklaşımları yaygın olarak kullanılır. Perturbatif KRD bağlamında, evrim denklemleri $\alpha_s \log Q^2$ ve $\alpha_s \log \frac{1}{x}$ mertebesinde terimler içerir. Parton evrim denklemleri, gluon *merdivenine* yol açan gluon bölünmesi ve gluon yayılım süreçleriyle elde edilebilir. Gluon yayımlarının *merdiven diyagramı* Şekil 3.11 'de gösterilmektedir. Bir sonraki bölümlerde bu iki ana yaklaşım ile açıklanmaktadır (Sunar 2009).



Şekil 3.11. *ep* saçılmasındaki parton evriminin gluon merdiven diyagramının şematik olarak gösterimi. Protondan gelen bir kuark sanal bir foton ile n tane gluon yayınladıktan sonra etkileşir. Her yayılan gluonun enine ve boyuna momentumları.

3.3.4. DGLAP evrim denklemleri

Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) evrim denklemleri (Gribov ve Lipatov 1972, Dokshitzer 1977, Altarelli ve Parisi 1977), etkileşmenin ölçeği Q^2 ile gelişen hadrondaki gluon ve kuark momentum dağılımlarının yolunu tanımlar. DGLAP yaklaşımında, güçlü bir enine momentum $k_{T,i}^2$ sıralaması

$$Q^2 \gg k_{T,i}^2 \gg k_{T,i-1}^2 \gg k_{T,i-2}^2 \dots \gg k_{T,1}^2 \gg Q_0^2 \quad (3.16)$$

ve yumuşak bir kesirsel boyuna momentumlar x_i sıralaması

$$x_i < x_{i-1} < x_{i-2} < \dots < x_1, \quad (3.17)$$

varsayılır. Burada Q_0^2 yayılımı çağlayanının başlangıcındaki partonun sanallığı ve Q^2 ise değiş-tokuş edilen fotonun sanallığıdır. $k_{T,i}$ ve x_i olarak adlandırılmıştır.

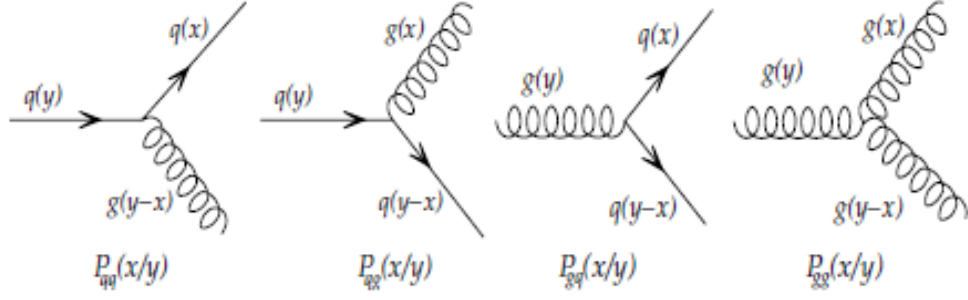
DGLAP evrim denklemleri genellikle integral-diferansiyeli denklemleri şeklinde yazılır:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i q_i(y, Q^2) p_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) p_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) \right], \quad (3.18)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i q_i(y, Q^2) p_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) p_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right], \quad (3.19)$$

q_i ve g , i çeşnisinin sırasıyla kuark yoğunluk fonksiyonu ve gluon yoğunluk fonksiyonunu ifade eder. Şekil 3.12' de gösterildiği gibi p_{ij} bir i partonundan momentum kesri $\left(\frac{x}{y}\right)$ 'e sahip j partonuna olan *bölünme fonksiyonlarıdır*.

Bu bölünme fonksiyonları momentum kesri y olan bir i partonunun, momentum kesri x olan bir j partonunu $Q^2 \rightarrow Q^2 + d \log Q^2$ sanallıkları aralığında yayma olasılıklarını verir. Denklem 3.18, gluon yayılımı ve gluon bölünmesinden dolayı kuark



Şekil 3.12. DGLAP yaklaşımında kullanılan P_{jk} bölünme fonksiyonları. Soldan sağa $q \rightarrow qg$, $q \rightarrow gq$, $g \rightarrow q\bar{q}$ ve $g \rightarrow gg$ süreçleri gösterilmektedir.

yoğunluklarının Q^2 ile değişimini, Denklem 3.19' da ise kuarklar ve gluonlardan olan gluon yayınımdan dolayı gluon yoğunluğunun Q^2 ile değişimini açıklar. Her iki denklem partonları kütesiz kabul eder ve bu yüzden sadece gluonlar ve hafif kuarklar (u , d ve s) için geçerlidir. Bu süreçlerin her birinin bölünme fonksiyonları birinci mertebede:

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{(1+z)^2}{1-z} \right) \quad (3.20)$$

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+(1-z)^2}{z} \right) \quad (3.21)$$

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2} (z^2 + (1-z^2)^2) \quad (3.22)$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left(\frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} + z(1+z) \right) \quad (3.23)$$

şeklinde ifade edilir. $\frac{1}{1-z}$ ve $\frac{1}{z}$ terimleri, sırasıyla $z \rightarrow 1$ ve $z \rightarrow 0$ ' da sonsuz katkılar verdiği için tekil terimler olarak adlandırılır.

DGLAP denklemleri yalnızca kuvvetli k_T sıralamasına sahip merdiven diyagramlarını tanımlar ve bu nedenle çok küçük- x ' te hatalı hale gelebilir. Fakat

hadronik son duruma ait bazı verilerin DGLAP denklemlerine dayanan hesaplamalar tarafından çok iyi açıklanamamasına rağmen, küçük- x ' teki DGLAP yaklaşımının çöktüğüne dair güçlü bir deneysel kanıt şimdiye kadar gözlenmemiştir.

3.3.5. BFKL evrim denklemleri

DGLAP denklemleri x küçüldükçe artabilen $\log \frac{1}{x}$ şeklindeki terimleri ihmal eder. Böyle katkıların toplamı, Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) yaklaşımına uyan bütünleştirilemeyen (unintegrated) gluon dağılımlarına (dikine momentum k_T ' ye bağlı) yol açar (Kuraev, Lipatov ve Fadin 1977, Balitsky ve Lipatov 1978). Bütünleştirilemeyen gluon dağılımı çerçevesinde, ölçülen tesir kesitleri için öngörüler k_T faktörizasyon teoremi kullanılarak hesaplanır (Catani, Ciafaloni ve Hautmann 1991). Tesir kesitleri bir kabuk dışı (k_T ' ye bağlı) partonik tesir kesiti ve bir k_T - bütünleştirilemeyen parton dağılımı içine faktörize edilir. BFKL yaklaşımı, çok küçük- x ve orta Q^2 bölgesinde $\alpha_s \log \frac{1}{x}$ ' nin ilk kuvvetlerine sahip terimlerin toplanmasına izin verir. Bu yaklaşımda, enine momentum x_i ' ye bağlı kuvvetli bir sıralama

$$x_i \ll x_{i-1} \ll x_{i-2} \ll \dots \ll x_1 \quad (3.24)$$

söz konusu iken merdiven boyunca dikine momentum k_T ' ye dair hiçbir sıralama farz edilmez. Elde edilen BKFL evrim denklemi

$$\frac{\partial f_{\frac{g}{p}}(x, k_T^2)}{\partial \log\left(\frac{1}{x}\right)} = \frac{3\alpha_s}{\pi} k_T^2 \int_0^\infty \frac{dk_T'^2}{k_T'^2} \left[\frac{f_{\frac{g}{p}}(x, k_T'^2) - f_{\frac{g}{p}}(x, k_T^2)}{|k_T'^2 - k_T^2|} + \frac{f_{\frac{g}{p}}(x, k_T^2)}{\sqrt{4k_T'^4 + k_T^4}} \right] \quad (3.25)$$

ile verilir. Denklem 3.25' deki parantez içerisinde bulunan terimler sırasıyla gerçek gluon yayını ve sanal düzeltmelere karşılık gelmektedir. BKFL denklemi küçük- x ' e göre $f_{\frac{g}{p}}(x, k_T^2)$ ' nin evrimini verir. $f_{\frac{g}{p}}(x, k_T^2)$ bir başlangıç x_0 değeri için bilinirse,

herhangi bir küçük x ve k_T için çözülebilir. Sabit α_s için Denklem 3.25 çözülebilir ve sonuç

$$f(x, k_T^2) = F(x, k_T^2) \left(\frac{x}{x_0} \right)^{-\lambda} \quad (3.26)$$

olur. Burada $\lambda = \frac{3\alpha_s}{\pi} 4 \log 2$ ve $F(x, k_T^2)$ bir bütünleştirilememiş gluon dağılımıdır.

Dolayısıyla, bu yaklaşım gluon yoğunluğunun x azaldıkça $\left(\frac{1}{x} \right)^{-\lambda}$ ile orantılı olarak arttığını öngörür.

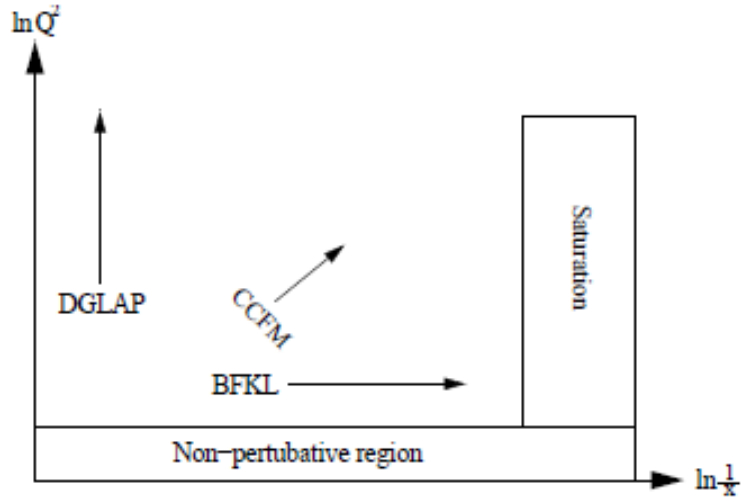
3.3.6. CCFM evrim denklemleri

DGLAP ve BFKL yaklaşımlarının her ikisi de sonuçları elde etmek için evrimin belli bir öncü davranışı üzerinden toplam alır. Tam (sonsuz mertebeli) bir hesaplama, her iki $\log(Q^2)$ ile $\log \frac{1}{x}$ terimlerini ve toplamalarını dikkate almalıdır. Bunu gerçekleştirmek üzere, Ciafaloni ve Catani, Fiorani ve Marchesini (CCFM) (Ciafaloni 1988, Catani ve vd. 1990, Catani ve vd. 1991) yayımlanan gluonlar için DGLAP ile BFKL denklemleri arasında bir köprü olabilecek açısal bir sıralama önerdiler. CCFM modelinde maksimum izinli açı kuark çiftinin üretildiği sert saçılma ile tanımlanır ve

$$\theta_j > \theta_{j-1} > \dots > \theta_0 \quad (3.27)$$

şeklinde bir açısal sıralama söz konusudur. Burada j yayımlanan partonları temsil etmektedir.

CCFM denklemi, tıpkı BFKL yaklaşımındaki gibi, bütünleştirilemeyen gluon yoğunlukları ve kabuk-dışı partonlarındaki farklı bölünme fonksiyonları ile kullanılabilir. BFKL gibi CCFM evrimi de k_T faktörizasyonu ile kullanılmalıdır.



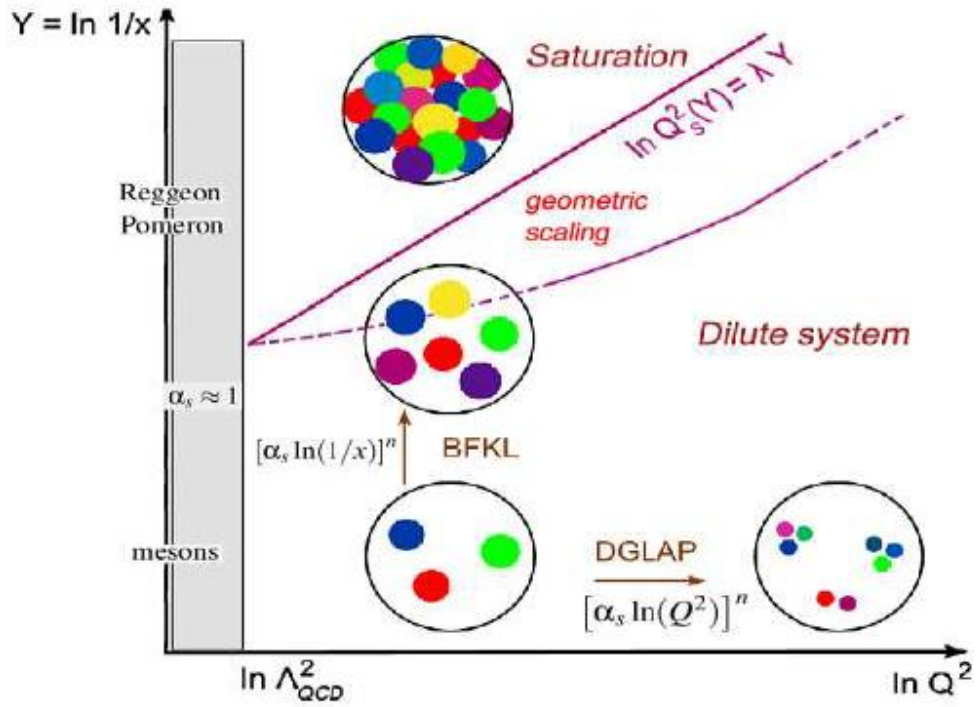
Şekil 3.13. Farklı kinematik bölgelerin Q^2 - $\log(1/x)$ faz uzayında çizimi

Farklı yaklaşımlar için kinematik bölgeler şematik olarak Şekil 3.13’ de gösterilmektedir. Çok küçük Q^2 değerlerinde güçlü çiftlenim sabiti büyür ve perturbatif hesaplamalar artık geçersizdir. Çok küçük- x için parton dağılımı çok yüksek hale gelir ve hatta doyum etkilerinin görülebilir olmasının beklendiği bir bölgeye erişilebilir.

3.3.7. Parton doyumu

Azalan parton momentum kesri $x = \frac{p_{parton}}{p_{hadron}}$ için, Q^2 ile $\lambda \approx 0.1-0.3$ değerine

sahip $xg(x, Q^2) \propto x^{-\lambda(Q^2)}$ logaritmik olarak yükseldikçe gluon yoğunluğunun hızlıca büyüdüğü görülmektedir (Adloff ve vd. 2001). Yoğunluklar çok yüksek olmadığı sürece, bu büyüme Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) (Gribov 1972, Dokshitzer 1977, Altarelli ve Parisi 1977) veya Balitski-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) (Lipatov 1976, Kuraev 1977, Balitsky 1978) sırasıyla Q^2 ve x' teki parton yayınımlarıyla yönetilen evrim denklemleri tarafından tanımlanmaktadır. Sonunda, yeterince yüksek kütle merkezi enerjilerinde (yani çok küçük- x' te), gluon yoğunluğu çok büyük olacaktır. Öyle ki parton yoğunluklarının artışı doyurarak doğrusal olmayan (gluon-



Şekil 3.14. $1/x$ e karşılık Q^2 düzlemindeki KRD “faz diyagramı”. Her bir nokta $\sim 1/Q^2$ ’lik enine alana ve hadron momentumunun x kesrine sahip bir partonu temsil eder. Farklı evrim bölgelerinin (DGLAP, BFKL, doyum) yanında yoğun ve sıf alanlar arasındaki “doyum ölçeği” ve “geometrik ölçekleme” eğrileri de gösterilmektedir (d’Enterria 2007).

gluon füzyonu) etkiler önemli hale gelecektir (Gribov ve vd. 1983).

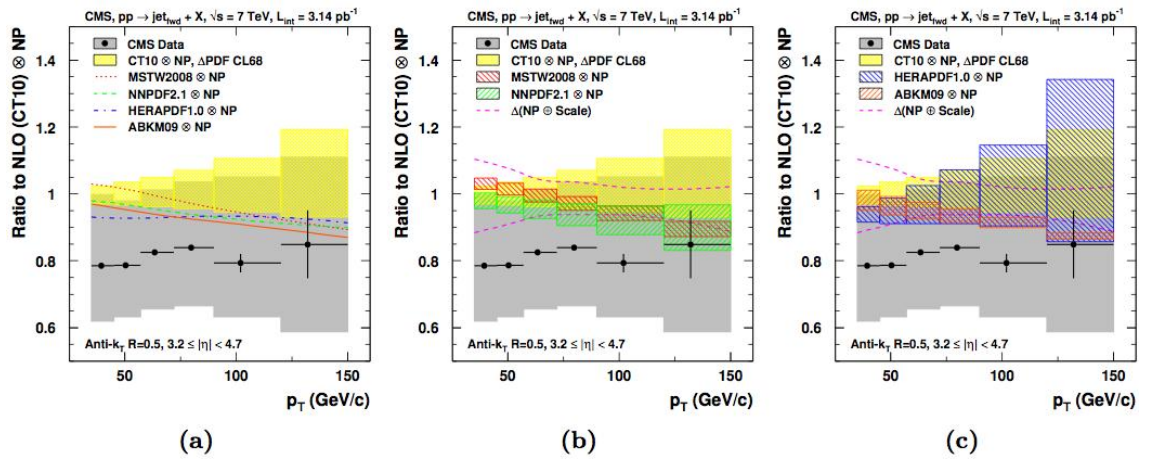
Şekil 3.14’ de şematik olarak farklı parton evrim bölgelerinin $y = \ln \frac{1}{x}$ ve $\ln Q^2$ bir fonksiyonu olarak tasvir etmektedir. Yeterince küçük- x değerlerinin ve enerji ile hadronun iç boyutuna bağımlılığı olan “doygun momentum” Q_s ’ in altındaki sanallıkları için doymuş PDF’ lerin bölgeye girmesi beklenir.

Probun çözümleyici gücü Q^2 orta x ’ te arttığı zaman protonun büyük momentum kesrini taşıyan partonlar nadir hale geldiğinden, neredeyse boş olan uzayı veya parton dağılımlarının asimptotik bölgesini araştırır. Küçük- x ile orta Q^2 ’ de, ancak x azaldıkça parton yoğunluğu arttığından, prob partonların yoğun olduğu bir bölgede iş yapar. Ama azalan x ile parton yoğunluğu, protonun sınırlı uzayından dolayı belirsiz bir şekilde artamaz. Şekil 3.14’ de gösterildiği gibi x ’ in bazı aşamasında, partonların üst üste

gelmesiyle başlarlar ve parton yoğunluğu doyuma ulaşır. Küçük- x ve büyük Q^2 durumunda, her ikisinin büyük logaritmaları parton evrimine dahil edilmelidir ve Çift Öncü Logaritma Yaklaşımı (Double Leading Log Approximation, DLLA) gereklidir. Q^2 'nin büyük logaritmalarıyla ilgili olan DGLAP evrimi, yayılan gluonların enine momentumunda güçlü bir sıralama gösterir. Diğer taraftan, $\ln \frac{1}{x}$ ' in BFKL evrimi, yayılan gluonların x ' inde güçlü bir sıralama gösterir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

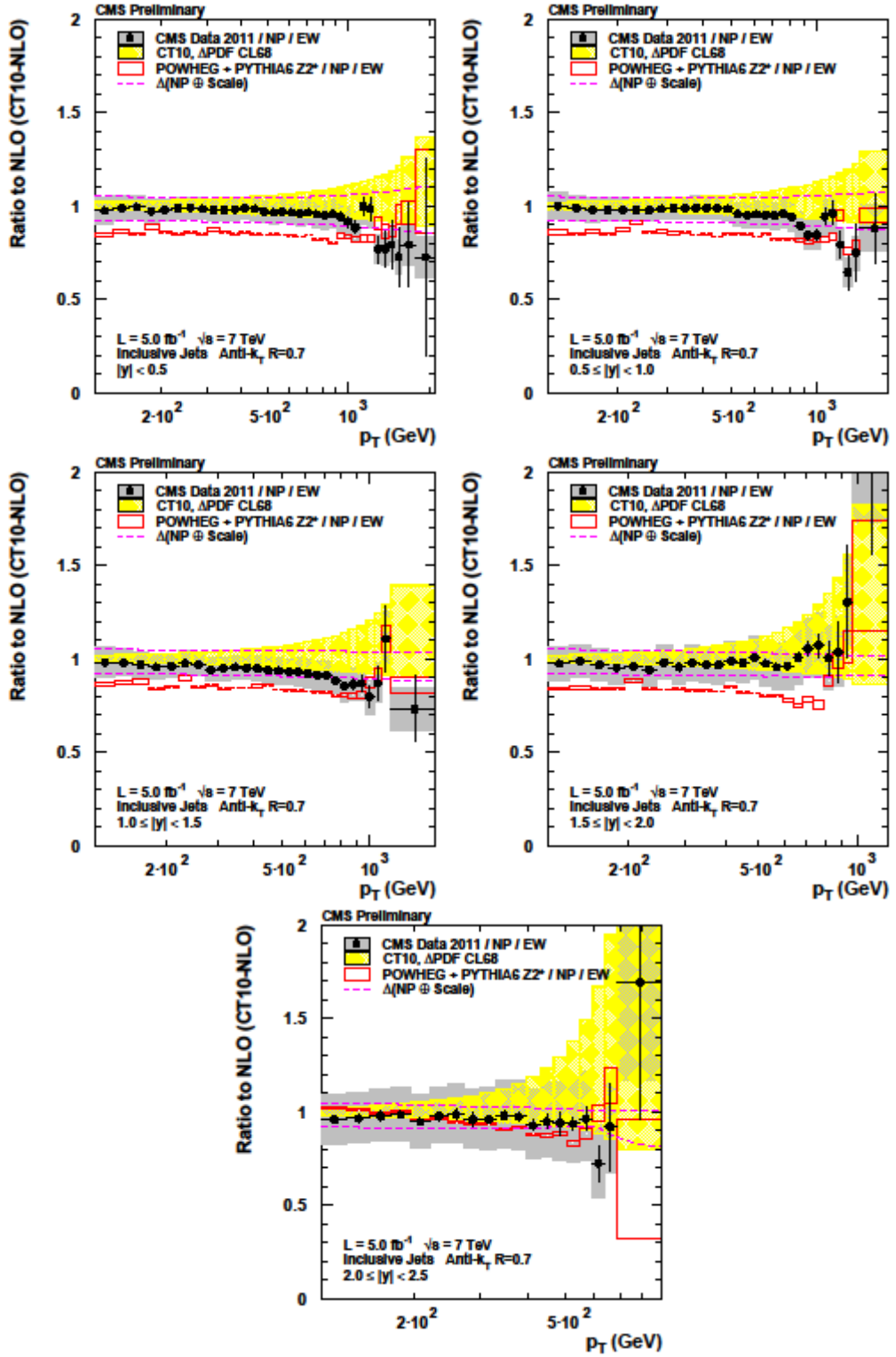
İleri jet ölçümünün proton içindeki underlying parton yoğunluklarına olan duyarlılığını görmek üzere, NLO öngörülerinin CMS verisi ile farklı p_T aralıklarındaki karşılaştırması Şekil 4.1’ de gösterilmektedir (Chatrchyan ve vd. 2012). Bu oranlar, referans NLO öngörümünün istatistiksel olarak sınırlı olmadığı yüksek p_T ’ deki grafiksel sunumunu iyileştirmek üzere teori/veri yerine kullanılmıştır. Jetlerle ilgili olarak merkezi rapiditelerde CMS ortaklığı tarafından yapılan benzer bir çalışma bulunmaktadır (CMS Collaboration 2011). Tüm teorik öngörülerde ortak olan perturbatif olmayan (non perturbative, NP) düzeltmeler ile renormalizasyon ve faktörizasyon ölçek varyasyonlarından gelen belirsizlikler kareleri alınarak toplanmıştır. Bunlar Şekil 4.1b ve 4.1c’ de kesikli (pembe) çizgilerle gösterilmektedir. Her bir PDF seti üzerindeki belirsizlikler bantlar halinde gösterilmektedir. Daha iyi okuyabilmek için, veriyle olan karşılaştırmalar farklı panolarda gösterilmektedir. Araştırılan tüm PDF setlerinin CT10’ a göre merkezi değerleri kullanılarak (Şekil 4.1a), MSTW2008 ile NNPDF2.1 için (Şekil 4.1b) ve HERAPDF1.0 ile ABKM09 için (Şekil 4.1c) gösterilmektedir.



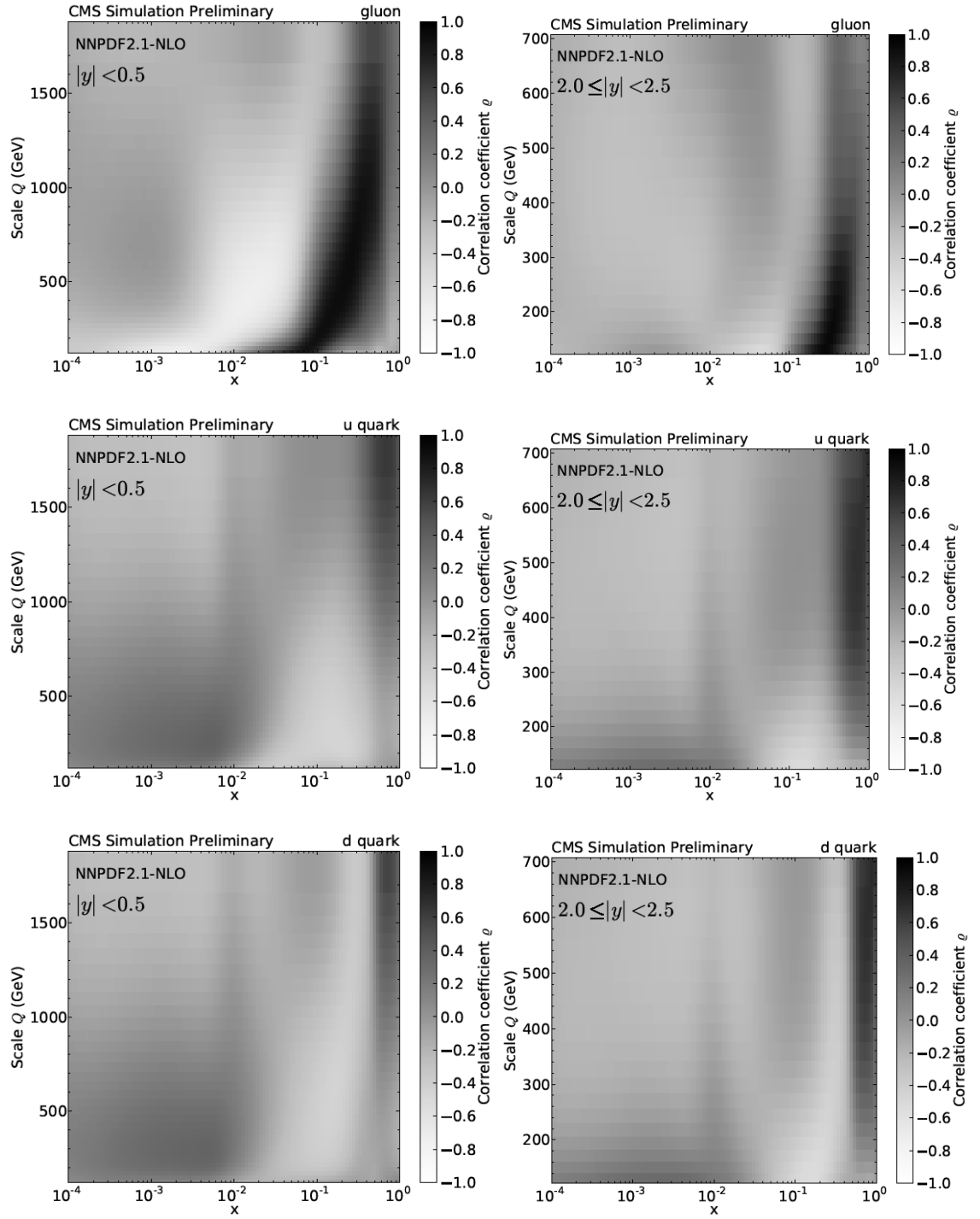
Şekil 4.1. İnküsif ileri jet spektrumu verisinin CT10 PDF kullanılarak NLO öngörülerine oranının p_T ’ nin fonksiyonu olarak istatistik hatalar (hata çubukları) ve sistematik hatalar (gri bant) ile birlikte gösterimi. İlave öngörüler (a) tüm merkezi PDF öngörüler (eğriler), (b) MSTW2008 ve NNPDF2.1, (c) HERAPDF1.0 ve ABKM09 PDF için gösterilmektedir (Chatrchyan ve vd. 2012).

Toplanan veri 5.1 fb^{-1} lık bir toplam ışıklılığa karşılık gelmektedir. Ulaşılabılır faz uzayı jet momentumunda 2 TeV ’ e ve mutlak jet rapiditede ise 2.5 ’ e kadardır. Jetler, jet ölçüm parametresi $R = 0.7$ ’ ye sahip, eşdoğrusal ve kızılötesi güvenilir anti- k_T kümeleme algoritması (Cacciari, Salam ve Soyez 2008) kullanılarak yeniden yapılandırılmıştır. Ölçülen tesir kesitleri detektör etkileri için düzeltilmiş olup, sistematik ve istatistik deneysel belirsizlikler arasındaki ilişkileri içererek yayınlanmıştır. Ölçümün tam bir tanımı S. Chatrchyan ve vd. (2013)’ de bulunmaktadır.

CMS inklüsif jet verisinin potansiyel etkisi, inklüsif jet tesir kesiti $\sigma_{\text{jet}}(x, Q^2)$ ve her bir parton çeşnisi i için PDF $x f_i(x, Q^2)$ arasındaki ilişkiyle tasvir edilebilir. Daha önceki gibi, x proton momentum kesri, Q ise inklüsif jetin p_T ’ si ile tanımlandığı durumdaki sert süreçle ilgili bir enerji ölçeğidir. NNPDF ortaklığı PDF setlerini, *kopyalar* olarak adlandırılan PDF parametre uzayındaki örneklem varyasyonlarının belirsizlikler çerçevesinde izin verildiği bir PDF topluluğu şeklinde sunar (Ball ve vd. 2009). Ortalama ve varyansın bu kopyaların yardımıyla hesaplanması, belirsizlikleri içeren öngörüler PDF’ ye bağımlı gözlenebilirlerden türetilir. Şekil 4.3 inklüsif jet tesir kesiti ile proton içerisindeki gluon (g), yukarı (u) ve aşağı (d) kuark PDF'leri arasındaki ilişki katsayısını sunmaktadır. Gluon PDF ile inklüsif jet tesir kesiti arasındaki ilişkinin tüm jet dikine momentumu p_T için merkezi rapiditede en büyük olduğu gözlenmektedir. Bunun aksine kuark dağılımları ile jet tesir kesiti arasındaki ilişki bu kinematik bölgede oldukça küçüktür. Kuark dağılımı üzerinde bu jet verisi içerisine PDF uydurmalarının (fitleri) dahil edilmesinden kaynaklanan büyük bir etki beklenmemektedir. Hatta ileri bölgede, kuark dağılımları ile jet tesir kesitleri arasındaki ilişki yüksek p_T değerlerinde x ile artmaktadır. Özet olarak, PDF belirsizliklerinde protonun yapısına uyan fitlerin içerisine CMS jet tesir kesiti dahil edilerek belirgin bir azalma beklenmektedir.



Şekil 4.2. Verinin, CT10-NLO PDF setinin elektrozaıf ve NP düzeltmeleri ile çarpımına oranının 5 rapidite aralığı için gösterimi. Bantlar CT10 PDF belirsizliklerini (taralı) ve kareleri alınarak toplanan ölçek ve NP belirsizlikleri (kesikli çizgi). Ayrıca, parçacık düzeyindeki POWHEG+PYTHIA6 Z2*'ın öngörümü gösterilmektedir. Hata çubukları ve gri kutular verinin istatistik ve sistematik belirsizliğini temsil etmektedir (CMS Collaboration 2012).

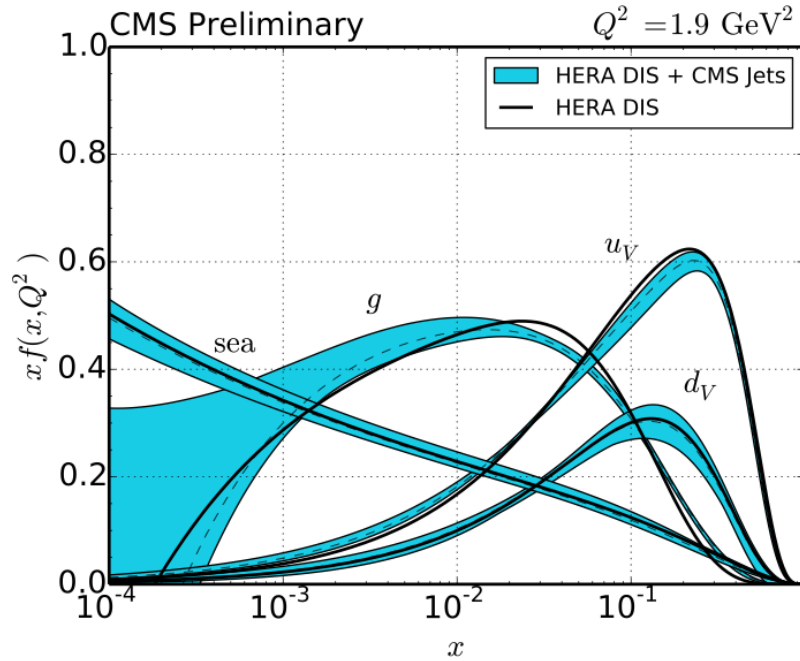


Şekil 4.3. İnküsif jet tesir kesiti ile gluon (yukarı satır), yukarı kuark (orta satır) ve aşağı kuark PDF (alttaki satır) arasındaki ilişki katsayısının protinin momentum kesiti x ve sert sürecin momentum ölçüğü Q 'nin bir fonksiyonu olarak gösterimi. İlişki, merkezi rapidite bölgeleri $|y| < 0.5$ (soldaki) ve $2.0 < |y| < 2.5$ (sağdaki) için gösterilmektedir (CMS Collaboration 2012).

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

5.1. Sonuçlar

BHÇ'deki yüksek jet üretim tesir kesiti ve jet ölçümleri KRD' nin sıkı bir şekilde test edilmesine olanak sağlar. Q enerjisi ve protonun kesirsel momentumu x ' in faz uzayı bölgelerinde daha önce hiç ulaşamamış olan veri ile teori karşılaştırılmaktadır. Jet üretim tesir kesiti ölçümlerini içeren detaylı uydurma (fitler) fonksiyonları kullanılarak PDF' ler özellikle de $x \geq 0.01$ için parton gluon PDF'si belirlenebilir ve güçlü çiftlenim sabiti hesaplanabilir. Şekil 5.1 $Q^2 = 1.92 \text{ GeV}^2$ lik başlangıç ölçeğindeki gluon, deniz (sea), u -valans ve d -valans dağılımlarını göstermektedir. Gluon, deniz, u -valans ve d -valans kuarklarının PDF' leri, CMS jet verileri fit içerisine dahil edilmeden önceki (düz çizgi) ve sonraki (kesikli çizgi) dağılımları, CMS jet verileri dahil edilerek toplam belirsizlik merkezi fit etrafında bir bant olarak gösterilmektedir. Gluon dağılımına göre, $x \geq 0.01$ ' deki büyük- x bölgesinde belirgin bir ilerleme gözlenmektedir. Özellikle, parametrizasyon belirsizliği azaltılmıştır.



Şekil 5.1. $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ başlangıç ölçeğindeki gluon, deniz (sea), u -valans ve d -valans kuarklarının PDF' leri, CMS jet verileri fit içerisine dahil edilmeden önceki (düz çizgi) ve sonraki (kesikli çizgi) dağılımları (CMS Collaboration 2012).

Aynı zamanda CMS jet verisi, HERA’ da elde edilmiş olan DIS (derin esnek olmayan saçılma) verisine kıyasla yüksek- x değerlerinde daha geniş bir gluon PDF’ yi tercih eder. Beklenildiği gibi, HERA verisindeki ölçekleme ihlalleri tarafından iyi belirlenen küçük- x bölgesinde bir gelişme görülmemektedir.

5.2. Öneriler

LO kinematiklerinde çarpışan iki partonun momentum kesirleri ve rapiditeleri

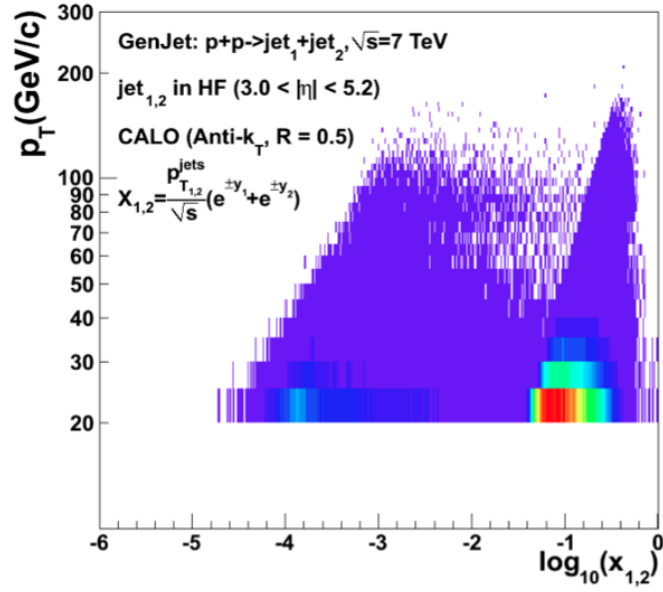
$$x_1 = \left(\frac{p_T}{\sqrt{s}} \right) (e^{y_1} + e^{y_2}) \text{ ve } x_2 = \left(\frac{p_T}{\sqrt{s}} \right) (e^{-y_1} + e^{-y_2}) \quad (5.1)$$

şeklinde bir bağıntıya sahiptir. Herhangi bir $2 \rightarrow 2$ sürecinde minimum momentum kesirleri bir parçacığın momentumu p_T ’ si ile psüdo-rapiditye η ’ sı cinsinden

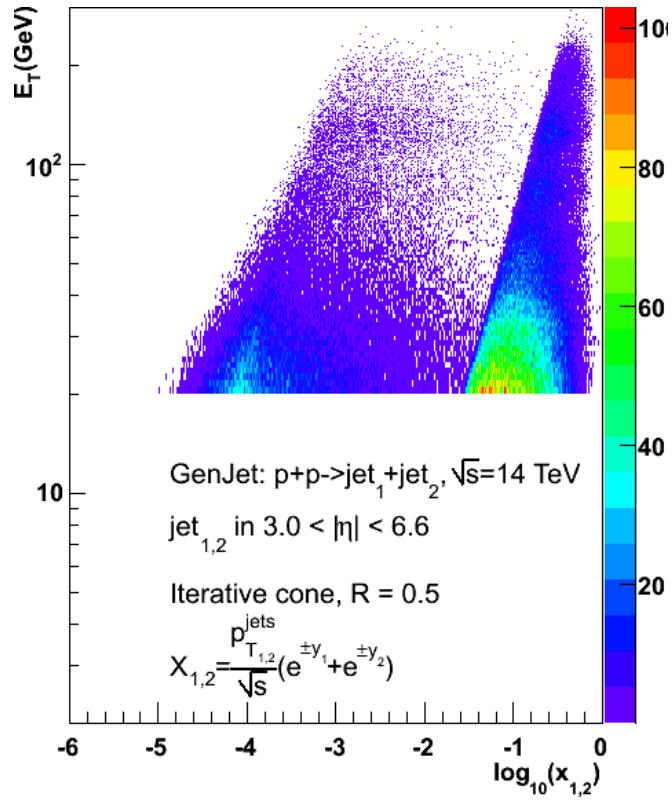
$$x_1^{\min} = \frac{x_2 x_T e^{\eta}}{2x_2 - x_T e^{-\eta}}, \quad x_2^{\min} = \frac{x_T e^{\eta}}{2 - x_T e^{\eta}} \text{ ve } x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}} \quad (5.2)$$

ile verilir. Burada diğer bir deyişle $x_2^{\min}$ rapiditenin her iki birimi için yaklaşık olarak 10 kat azalır. Şekil 5.2, 7 TeV’ lik p - p çarpışmasındaki LO iki parton saçılması için gerçek $\log(x_{1,2})$ dağılımını göstermektedir. Bu çalışmada dikine momentumu 20 GeV’den büyük ileri bölgede bulunan ($HF, 3 < |\eta| < 5.2$) en az bir jete sahip olaylar incelenmiştir. 2010 yılında 7 TeV’ lik kütle merkezi enerjisi ile çarpışmalara başlayan BHÇ enerjisini kademeli olarak artırmıştır. 2015 yılının başlarında 13 TeV’ lik çarpışmaları yapmaya başlayacaktır. Ardından BHÇ’ nin kütle merkezi enerjisinin 14 TeV’ e çıkarılması beklenilmektedir. Şekil 5.3, BHÇ 14 TeV’ lik enerjiye ulaştığında iki partonun ileri bölgedeki $\log(x_{1,2})$ dağılımını göstermektedir. İleri bölgedeki detektör HF’ ye CASTOR detektörünü de ekleyerek 14 TeV’ de MC ile yaptığımız çalışmalar doğrultusunda beklediğimiz gibi $x = 10^{-5}$ değerine kadar gelebilmekteyiz. Bu da küçük- x bölgesindeki sonuçlarımızı iyileştirecektir.

KRD’ nin yüksek enerji (küçük- x) limitindeki çalışmalar derin esnek olmayan saçılmanın (DIS) yanı sıra çekirdek-çekirdek etkileşmelerinde son yıllarda teorik ilgiyi



Şekil 5.2. 7 TeV' lik p - p çarpışmasında HF ileri bölgesindeki LO iki parton saçılmasının gerçek $\log(x_{1,2})$ dağılımı.



Şekil 5.3. 14 TeV' lik p - p çarpışmasında CMS' nin ileri bölgesindeki detektörlerden HF ve CASTOR' daki LO iki parton saçılmasının gerçek $\log(x_{1,2})$ dağılımı.

üzerine çekmiştir. Deneysel olarak parton yapısı ve evrimi üzerine doğrudan bilgi hadron-hadron çarpışmalarındaki pertürbatif üretim örneğın jet ya da hızlı foton üretiminde elde edilebilir.

KAYNAKLAR

- Aad, G., ve vd. (2011). “Measurement of dijet production with a veto on additional central jet activity in pp collisions with $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector”, DOI: 10.1007/JHEP09 053, arXiv: hep-ex/1107.1641v2.
- Aad, G., ve vd. (2012). ATLAS Collaboration, “Forward-backward correlations and charged-particle azimuthal distributions in pp interactions using the ATLAS detector”, DOI:10.1007/JHEP07 019.
- Abbott, B., ve vd. (2000). D0 Collaboration, “Probing BFKL Dynamics in the Dijet Cross Section at Large Rapidity Intervals in ppbar Collisions at $\sqrt{s} = 1800$ and 630 GeV”, Phys. Rev. Lett. 84(25):5722.
- Abachi, S., ve vd. (1996). D0 Collaboration, “Azimuthal Decorrelation of Jets Widely Separated in Rapidity”, Phys. Rev. Lett. 77, 595.
- Adloff, C., ve vd. (1999). H1 Collaboration, Nucl. Phys. B538, 3.
- Adloff, C., ve vd. (2001). H1 Collaboration, Phys. Lett. B 520, 18 3.
- Aid, S., ve vd. (1995). H1 Collaboration, “Transverse Energy and Forward Jet Production in the Low-x Regime at HERA”, Phys. Rev. Lett. B356, 118.
- Altarelli, G., and Parisi, G., (1977). “Asymptotic Freedom in Parton Language”, Nucl. Phys. B126 - 298.
- Andersson, B., ve vd. (2002). “Small x Phenomenology Summary and Status”, Eur. Phys. Jour. C 25, 77-101, DOI: 10.1007/s10052-002-0998-7.
- Aurenche, P., ve vd. (2008). “Jet-jet and hadron-jet correlations in hadro- and electro-production”, Eur. Phys. Jour. C57: 681-688. DOI: 10.1140/epjc/s10052-008-0731-2.
- Baden, A., (1998). “Jets and kinematics in hadron collisions”, World Scientific Int. J. Mod. Phys. A13:1817-1845.
- Balitsky, I. I. and Lipatov, L.N., (1978). “The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics,” Sov. J. Nucl. Phys.
- Ball, R.D., ve vd. (2009). “A determination of parton distributions with faithful uncertainty estimation”, Nucl. Phys. B 809 1, DOI:10.1016.
- Bjorken, J. D., (1969). “Asympmtotic Sum Rules at Infinite Momentum”, Phys. Rev. 179, 1547.
- Breitweg, J., ve vd. (1999). ZEUS Collaboration, Eur. Phys. Jour, C6 239.

Breitweg, J., ve vd. (2000). ZEUS Collaboration, Phys. Lett. B 474, 223.

Cacciari, M. G. P. Salam, and G. Soyez., (2008). “The anti-kt jet clustering algorithm”, DOI:10.1088/1126-6708/2008/04/063, arXiv:0802.1189.

Catani, S., ve vd. (2000). “QCD”, arXiv: hep-ph/0005025v1.

Catani, S. Ciafaloni, M. and Hautmann, F., (1991). “High-Energy Factorization and Small x Heavy Flavor Production,” Nucl. Phys.

Catani, S. Fiorani, F. and Marchesini, M., (1990). “QCD Coherence in Initial State Radiation”, Phys. Lett.

Cerci, S., (2009). “Low-x QCD with Jets in The CMS Hadron Forward Calorimeter in p-p Collisions at $\sqrt{s}=14$ TeV and Test Studies of Forward Calorimeters” – PhD. Thesis – Institute of Naturel and Applied Sciences University of Cukurova – Adana.

Chatrchyan, S., ve vd. (2011). CMS Collaboration, “Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV”, DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.132001.

Chatrchyan, S., ve vd. (2012). 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 $\sqrt{s}=7$ TeV”, DOI: 10.1007/.

Chatrchyan, S., ve vd. (2012). CMS Collaboration. “Ratios of dijet production cross sections as a function of the absolute difference in rapidity between jets in proton–proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV”. Eur. Phys. Jour. C 72: 2216, DOI: 10.1140/epjc/s10052-012-2216-6.

Chatrchyan, S., ve vd. (2013). CMS Collaboration, “Measurements of differential jet cross sections in proton-proton collisions at $s=7$ TeV with the CMS detector ”, DOI:10.1103/PhysRevD.87.112002.

Ciafaloni, M., (1988). “Coherence Effects in Initial Jets at Small Q^2/s ,” Nucl. Phys.

CMS Collaboration, (2011). “Comparison of inclusive jet and dijet mass cross sections at with predictions of perturbative QCD”, CMS-NOTE-004, CERN, Geneva Switzerland.

CMS Collaboration, (2011). “Performance and operation of the CMS electromagnetic calorimeter”, JINST 5 T03010. DOI:10.1088/1748-0221/5/03/T03010.

CMS Collaboration, (2012). “PDF constraints and extraction of the strong coupling constant from the inclusive jet cross section at 7 TeV”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-SMP-12-028.

Çakır, O., (2009). “Hızlandırıcı ve Parçacık Fiziğinde Bilgisayar Uygulamaları”, Çukurova Üniversitesi – Adana.

Collins, J. C., Soper, D. E. and Sterman, G., (1988). Adv. Ser. Direct. High Energy Physics 5, 1-91.

Collins, J. C., (1989). In Perturbative Quantum Chromodynamics, A. H. Mueller ed, World Scientific, Singapore.

Del Duca, V., and Schmidt, C. R., (1994). Phys. Rev. D 49 1994 4510.

d’Enterria, (2007). “Low-x QCD with CMS at the LHC”, Eur. Phys. Jour. A31:816-823.

Dittmar, M., ve vd. (2005). Proceedings of HERA-LHC Workshop, hep-ph/0511119.

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

D0 Collaboration, (2009). “Determination of the strong coupling constant from the inclusive jet cross section in pp^- collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV”, Phys. Rev. D 80 111107, DOI:10.1103/PhysRevD.80.111107, arXiv:0911.2710.

D0 Collaboration, (2012). “Measurement of angular correlations of jets at determination of the strong coupling at high momentum transfers”, Phys. Lett. B 718 56, DOI:10.1016/j.physletb.10.003, arXiv:1207.4957.

Ellis, R. K., ve vd. (1996). “QCD and Collider Physics”, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology: 8, Cambridge University Press.

Flugge, G., (1994). Yellow Reports, CERN 94-04.

Foster, B., (2000). Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A359:325-378, arXiv:hep-ex/0008069v1.

Glashow, S. Iliopoulos, J. and Maiani, L., (1970). Weak Interaction with Lepton-Hadron

Geçit, F. H., (2013). “İleri Hadronik Kalorimetre (HF)’de Kullanılacak Olan Yeni Foto Çoğaltıcı Tüp (FÇT)’lerin Testleri ve Farklı Jet Algoritmalarında ve Jet Tiplerinde Jet Analizi” – Yüksek Lisans Tezi – Fen Bilimleri Enstitüsü Çukurova Üniversitesi – Adana.

Georgi, H. and Glas, S. L., (1970). "Unity of All Elementary-Particle Forces", Phys. Rev. Lett. 32, 438.

Giele, W. T., ve vd. (1994). “Two-Jet Differential Cross Section at $O(\alpha_s^3)$ in Hadron Collisions”, Phys. Rev. Lett. 73, 2019.

Gribov, L.V., ve vd. (1983). “Semihard Processes in QCD”, Phys. Rept. 100, 1-150.

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

Herrero, M. J., (1998). “The Standard Model”. Lectures presented at the NATO ASI 98 School, Techniques and Concepts of High Energy Physics, USA, arXiv:hep-ph/9812242.

H1 Collaboration, (1995). “Transverse Energy and Forward Jet Production in the Low- x Regime at HERA”.

H1 Collaboration, (2010). “Jet Production in ep Collisions at High Q^2 and Determination of $\alpha(s)$ ”, Eur. Phys. J. C 65 363, DOI:10.1140/epjc/s10052-009-1208-7, arXiv:0904.3870.

H1 Collaboration, (2010). “Jet Production in ep Collisions at Low Q^2 and Determination of $\alpha(s)$ ”, Eur. Phys. J. C 67 1, DOI:10.1140/epjc/s10052-010-1282-x, arXiv:0911.5678.

Kim, C. L., (1996). “A study of the azimuthal decorrelation between jets with large rapidity separation”, Fermilab-Thesis-30.

Kim, V. T. and Pivovarov, G. B., (1995). “BFKL QCD pomeron in high energy hadron collisions and inclusive dijet production”, in Proceedings of the Workshop on Particle Theory and Phenomenology, ITAP, Ames, Iowa, USA. arXiv:hep-ph/9510247.

Kittel, W. and De Wolf, E. A., (2005). “Soft Multihadron Dynamics”, World Scientific, Singapore.

Klein, M. and Yoshida, R., (2008). “Collider Physics at HERA”, Prog. Part. Nucl. Phys. 61:343-393. DOI:10.1016.

Knutsson, A., (2007). Forward Jet Production in ep collisions at HERA-Department of Experimental High Energy Physics University of Lund, Sweden.

Kuraev, E. A, Lipatov, L. N. and Fadin, F. S., (1977). “The Pomeron Singularity in Nonabelian Gauge Theories,” Sov. Phys. JETP.

Lefevre, P., (1995). CERN/AC/95-05.

Marchesini, G. and Weber, B. R., (1988). “Monte Carlo simulation of general hard processes with coherent QCD radiation”, Nucl. Phys. B 310, 461.

- Marquet, C. and Royon, C., (2006). “Small-x QCD effects in forward-jet and Mueller-Navelet jet production”, Nucl. Phys. B 739 131.
- Mueller, A. H. and Navelet, H., (1987). Nucl. Phys. B 282 727.
- Orr, L. H. and Stirling, W. J., (1997). “Dijet production at hadron-hadron colliders in the Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov approach”, Phys. Rev. D 56, 5875.
- Orr, L. H. and Stirling, W. J., (1998). Phys. Lett. B 436, 371.
- Sabio Vera, A. and Schwennsen, A. F., (2007). “The azimuthal decorrelation of jets widely separated in rapidity as a test of the BKFL kernel”, Nucl. Phys. B 776 170.
- Schmidt, C. R., (1997). Phys. Rev. Lett. 78, 4531.
- Selbuz, L., (2008). “İki Higgs Dubletli Modellerde ve Minimal Süpersimetrik Standart Modelde CP-Bozulumu”, Doktora Tezi – Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği A.B.D.
- Sunar, D., (2009). “Measurement of $K^{*\pm}(892)$ Production in Deep Inelastic ep Scattering with the H1 Detectör at HERA”, Ph.D.Thesis - Department of Physics, University of Antwerp, Antwerp, Belgium.
- TDR., (2006). “CMS Physics: Technical Design Report”, CERB-LHCC-001, CMS-TDR-008-1.
- Tricoli, A., (2006). Acta Physica Polonica B-37 No 3.
- ZEUS Collaboration, (2012). “Inclusive-jet photoproduction at HERA and determination of alphas”, Nucl. Phys. B 864 1, DOI: 10.1016/j.nuclphysb.06.006, arXiv:1205.6153.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Turgay Öztaşcı

Doğum Yeri : Adıyaman

Doğum Tarihi : 04/09/1983

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dil : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise : Adıyaman Lisesi (1998-2001)

Lisans : Karadeniz Teknik Üniversitesi (2003-2007)

Yüksek Lisans (Tezsiz) : İnönü Üniversitesi (2008-2009)

Yüksek Lisans (Tezli) : Adıyaman Üniversitesi (2011- Halen)

Çalıştığı Kurum / Kurumlar ve Yıl

- Adıyaman Birey Dershanesi (2007-2008)
- Adıyaman Sınav Dershanesi (2008-2011)
- Türk Telekom Grup Şirketi AssisTT A.Ş. (2012-Halen)