

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Ertan ARIKAN

CMS DENEYİNDE AĞIR İYON FİZİĞİ ARAŞTIRMALARI

FİZİK ANABİLİM DALI

ADANA, 2008

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**CMS (COMPACT MUON SOLENOİD) DENEYİNDE AĞIR İYON
FİZİĞİ ARAŞTIRMALARI**

Ertan ARIKAN

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Bu Tez / /2008 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Oybirliği/Oyçokluğu
İle Kabul Edilmiştir.

İmza:.....	İmza:.....	İmza:.....
Prof.Dr.Ayşe POLATÖZ	Prof.Dr.Gülşen ÖNENGÜT	Yrd.Doç.Dr. Ramazan BİLGİN
DANIŞMAN	ÜYE	ÜYE

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.
Kod No:

Prof. Dr. Aziz ERTUNÇ
Enstitü Müdürü

İmza ve Mühür

Bu Çalışma Çukurova Üniversitesi Araştırma Projeleri Birimi Tarafından
Desteklenmiştir.
Proje No:FEF.2006.YL.51

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

ÖZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

CMS DENEYİNDE AĞIR İYON FİZİĞİ ARAŞTIRMALARI

Ertan ARIKAN

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman : Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ

Yıl : 2008, **Sayfa** : 85

Jüri : Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ
Prof. Dr. Gülsen ÖNENGÜT
Yrd.Doç.Dr Ramazan BİLGİN

Ağır iyonlar çok yüksek enerjilerde çarpıştırıldıklarında kuark ve gluonlar hadronlar içindeki hapislik durumundan kurtularak kuark-gluon plazması (KGP) adı verilen yeni bir madde formu oluşmaktadır. Fizikçiler kuark-gluon plazmasını inceleyerek kuvvetli etkileşmeyi temel seviyede anlamayı ümit etmektedirler.

KGP'nin varlığına dair daha belirgin kanıtlar elde etmek amacıyla CERN'de bulunan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ), 14 TeV'lik protonları çarpıştırmanın yanı sıra 5.5 TeV/nükleon ağır iyonları da çarpıştıracaktır.

Bu çalışmada, CMS deneyindeki ağır iyon çarpışmasında gözlenmesi planlanan fizik konuları derlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: CERN, BHÇ, CASTOR, SDK, CMS

ABSTRACT

MSc THESIS

HEAVY ION PHYSICS SEARCHES IN CMS EXPERIMENT

Ertan ARIKAN

DEPARTMENT OF PHYSICS
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF CUKUROVA

Süpervisor : Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ

Year : 2008, **Pages :** 85

Jury : Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ
Prof. Dr. Gülsen ÖNENGÜT
Asist. Prof. Dr. Ramazan BİLGİN

A new state of matter called “quark-gluon plasma” where quarks and gluons are deconfinement is formed, at the collision of heavy ions with high energy. Physicsts believe that it is possible to understand strong interactions at the fundamental level by searching quark-gluon plasma (QGP) The Large Hadron Collider (LHC) will also collide heavy ions at the nucleon-nucleon center of mass energy of 5.5 TeV in addition to the proton-proton collisions to find stronger evidence for QGP.

In this thesis, an overview of heavy ion physics issues that are planned to study in CMS experiment are given.

Key Words: CERN, LHC, CASTOR, SDK, CMS

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasında değerli zamanını, düşünce ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ'e, Prof. Dr. Gülsen Önengüt'e ve Prof. Dr. Eda EŞKUT'a, tezimin hazırlanmasında yardımcı olan arkadaşım Elmas BİNGÜLLÜ'ye ayrıca maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Yüksek lisans çalışmalarımı maddi olarak destekleyen Çukurova Üniversitesi Araştırma Projeleri Birimi'ne teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

SAYFA

ÖZ.....	I
ABSTRACT.....	II
TEŞEKKÜR.....	III
İÇİNDEKİLER.....	IV
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
SİMGELER VE KISALTMALAR	IX
1. GİRİŞ.....	1
2. MATERYAL VE METOD.....	3
2.1. Bir Hadronun Torba Modeli	6
2.2. Kuark-Gluon Plazması.....	7
2.2.1. Yüksek Sıcaklıkta Kuark-Gluon Plazması.....	8
2.2.2. Yüksek Baryon Yoğunluklu Kuark-Gluon Plazması.....	11
2.3. Yüksek Enerjili Ağır-İyon Çarpışmaları ve Kuark-Gluon Plazması.....	15
2.3.1. Nükleer Durdurma Gücü ve Baryon İçeriği.....	16
2.3.2. Bjorken'in Yüksek Enerji Çekirdek-Çekirdek Çarpışmalarında Başlangıç Enerji Yoğunluğunu Tahmini.....	19
2.4. Kuark-Gluon Plazması İçin İşaretler.....	26
2.4.1. Kuark-Gluon Plazmasında Dilepton Üretimi.....	27
2.4.2. Diğer Proseslerle Dilepton Üretimi.....	33
2.4.2.1 Drell Yan Prosesi.....	34
2.4.2.2 Çekirdek-Çekirdek Çarpışmalarında Drell-Yan İşlemi.....	40
2.4.2.3. Hadronlarla ve Rezonanslardan Dilepton Üretimi.....	42
2.4.3. Kuark Gluon Plazmasında Debye Perdelemesi.....	44
2.4.4. Kuark-Gluon Plazmasında J/ψ Bastırması.....	49
2.4.5. Hadron Ortamında J/ψ Bastırması.....	51
2.4.6. Kuark-Gluon Plazmasındaki Foton Üretimi.....	51
2.4.7. Hadronlarla Foton Üretimi.....	53
2.4.8. Isısal ve Kimyasal Dengedeki Maddede Acayiplik İçeriği.....	56

2.4.9. Bir Kuark-Gluon Plazmasında Kimyasal Dengeye Yaklaşım Oranı....	62
2.6.CMS Dedektörü.....	66
2.6.1. CASTOR.....	69
2.6.1.1. Kalorimetrenin Tanımı.....	69
2.6.2. SIFIR DERECE KALORİMETRE (SDK).....	71
2.6.2.1. Kalorimetrenin Tanımı.....	71
3. CMS DENEYİNDE AĞIR İYON FİZİĞİ ARAŞTIRMALARI.....	73
3.1. CMS'in Ağır-İyon Fiziği Kapasitesi.....	74
3.2 CMS Deneyindeki Ağır İyon Fiziği Araştırmaları.....	75
3.2.1 Global Gözlemler ve Olay Karakteristiği.....	75
3.2.2 Kuarkonya.....	78
3.2.3 Jetler ve Hadron Ürünleri.....	79
3.2.4 Ultra-peripheral Çarpışmalar.....	80
KAYNAKLAR.....	82
ÖZGEÇMİŞ.....	85

ÇİZELGELER DİZİNİ

SAYFA

Çizelge 2.1. Kuarkların genel özellikleri.....	4
Çizelge 2.2. Hiperon ve Antihiperonların genel özellikleri.....	62

Şekil 2.1. Net baryon yoğunluğu ve sıcaklık düzleminde faz diyagramı.....	15
Şekil 2.2 SDK’de bırakılan enerjinin bir fonksiyonu olarak diferansiyel tesir kesiti.	18
Şekil 2.3. 14.6A GeV’lik enerjide Al üzerine Si çarpışmalarında protonların rapidite dağılımı.....	19
Şekil 2.4. Çarpışmadan önce ve sonraki iki çarpışan çekirdek A ve B’nin konfigürasyonu.....	20
Şekil 2.5. Çekirdek çekirdek çarpışmasının uzay-zaman resmi.....	22
Şekil 2.6. $A^{1/3}$ ’ün bir fonksiyonu olarak yüklü parçacıkların pik psödorapidite yoğunluğu.....	26
Şekil 2.7. $q + \bar{q} \rightarrow l^+ + l^-$ reaksiyonunun diyagramı.....	27
Şekil 2.8. Bir dilepton çiftinin üretimine neden olan Drell Yan prosesi için diyagram.....	34
Şekil 2.9. $p^+ + p^- \rightarrow l^+ + l^-$ reaksiyonunun diyagramı.....	43
Şekil 2.10. Bir kuark c, kuark-gluon plazmasında $r=0$ ’da yerleşmiştir.....	48
Şekil 2.11. $q + \bar{q} \rightarrow g + g$, yok olma prosesleri ve $g + q \rightarrow g + q$, Compton prosesleri için Feynman diyagramlarını	52
Şekil 2.12. $p^+ + p^- \rightarrow g + r^0$ reaksiyonu için Feynman diyagramı.....	54
Şekil 2.13. (a) Hadron sıcaklığı T ’nin bir fonksiyonu olarak pion ve kaon yoğunluğu. (b) sıcaklığın bir fonksiyonu olarak K^+ ’nın p^+ ’ya oranı.....	59
Şekil 2.14. $T=200$ ve 400 MeV’de, m_u ve m_d , alt ve üst kuarkların kimyasal potansiyelinin bir fonksiyonu olarak kuark ve antikuarkların çeşitli türlerinin yoğunlukları.....	61
Şekil 2.15. Bir kuark-gluon plazmasında acayıklık-üretim prosesleri.....	64
Şekil 2.16. $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ (kesikli çizgi) ve $gg \rightarrow s\bar{s}$ (düz çizgi) prosesleri için tesir kesitleri.....	65
Şekil 2.17. CMS dedektörü.....	67
Şekil 2.18. Farklı parçacık türlerini değişik alt-dedektör sistemlerinin algıladığı CMS dedektörünün bir kısmının dik bir parçası.....	68

Şekil 2.19. CASTOR detektörü.....	69
Şekil 2.20. RHIC SDK modüllerinin mekanik tasarımı.....	72
Şekil 3.1. Sol panel, birkaç sistem için çarpışma enerjisinin fonksiyonu olarak normalize edilmiş yüklü parçacık dağılımıdır. Ortadaki panel, katılımcıların sayısının bir fonksiyonu olarak orta-rapidite civarında eliptik akış sinyali. Sağ panel, merkezi Au+Au, d+Au ve p+p çarpışmaları için açısal korelasyonlar.....	74
Şekil 3.2. 5.5 TeV'deki Pb+Pb çarpışmaları için yeniden yapılandırılmış yüklü parçacık yoğunluğu.....	76
Şekil 3.3. Minimum base Ar+Ar ve Pb+Pb çarpışmaları için vuruş parametresi ve HF'de bırakılan enerji arasındaki korelasyonu.....	77
Şekil 3.4. Sol panel: Fıçı ve uç kapak bölgelerinde depeo edilen enerji, sağ panel: yeniden yapılandırılmış ve üretilen, reaksiyon düzleminin azimutal açıları (Ψ_2) arasındaki fark	77
Şekil 3.5. J/ψ (sol) ve Υ (sağ) kütle bölgesindeki fon çıkarımından sonra sinyal değişmez kütle dağılımı.....	79
Şekil 3.6. Sol panel, $dN_{yüklü}/d\eta _{n=0} = 3000$ olan merkezi Pb+Pb çarpışmaları için orta rapidite yakınındaki dik momentum P_T 'nin bir fonksiyonu olarak izleyicinin yeniden yapılandırma verimliliği, orta panel jet yeniden yapılandırma verimliliği, sağ panel simüle edilmiş Pb+Pb çarpışmalarındaki p_T 'nin fonksiyonu olarak nükleer düzeltme faktörü...80	
Şekil 3.7. Ultra-peripheral PbPb çarpışmalarında γA ve AA proseslerinde lepton çifti ve Υ ürünü için en düşük mertebeli Feynman diyagramları.....	81
Şekil 3.8. CMS kabulündeki $\sqrt{s} = 5.5$ TeV'da UPC Pb+Pb çarpışmaları için STARLIGHT ile tahmin edilen $gPb \rightarrow gPb \rightarrow m^+m^- + Pb^*$ ve $gg \rightarrow m^+m^-$ 'den kaynaklanan beklenen m^+m^- değişmez kütle dağılımı....	81

SİMGELER VE KISALTMALAR

LEP	: Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı
SLC	: Stanford Doğrusal Çarpıştırıcısı
BHÇ	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
CASTOR	: Centauro and Strange Object Research
CMS	: Sıkı Müon Solenoid
LHC-b	: A Large Hadron Collider-Beauty
KED	: Kuantum Elektrodinamiği
KRD	: Kuantum Renk Dinamiği
CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
EKAL	: Elektromanyetik Kalorimetre
HKAL	: Hadronik Kalorimetre
HF	: Hardonic Forward
SDK	: Sıfır Derece Kalorimetre
NLO	: Next to Leading Order
UPC	: Ultra-Peripheral Collision
GeV	: Milyar Elektron Volt
TeV	: Trilyon Elektron Volt
P_T	: Dikine Momentum
y	: Rapidite
h	: Pseudorapidite
s	: Tesir kesiti
$\sqrt{s}$	: Kütle Merkezi Enerjisi

1.GİRİŞ

Temel parçacık Fiziğinin Standart modeli (SM) doğadaki dört temel kuvvetten üçünü (Elektromanyetik(EM) , zayıf ve şiddetli) tanımlar. Bu üç kuvvet te “ayar kovaryansı” adı verilen bir özelliğe sahip olup sırasıyla U(1), SU(2) ve SU(3) simetri grupları ile temsil edilirler. Dördüncü kuvvet olan kütle çekim kuvveti ise diğer üç kuvvetten farklı olarak genel koordinat kovaryansına sahiptir. Diğer kuvvetlerin taşıyıcılarının spinleri “1” iken gravitonun (kütle çekim kuvvetinin arabozonu) spini “2”dir.

EM ve zayıf kuvvetler nispeten düşük şiddetli olup pertürbasyon teorisi ile açıklanabilirler. Kuantum Renk Dinamiği (KRD) adı verilen teori ile tanımlanan şiddetli kuvvet ise oldukça güçlü bir kuvvettir ve özellikleri pertürbatif olmayan teori ile incelenebilir. KRD’nin pertürbatif olmayan metod kullanılarak en başarılı bir şekilde incelendiği model örgü KRD’dir ancak bu modelin uygulamaları çok büyük ölçekli nümerik hesaplamalar gerektirir.

Kuarklar spini 1/2 olan ve kuvvetli etkileşen parçacıklardır. Gluon adı verilen kuvvet taşıyıcıları kuarkları birbirine bağlayarak “hadron” adı verilen bağlı durumları oluştururlar. Henüz tek başına serbest bir kuark gözlenememiştir. Onların sadece “kuark hapsi” olarak nitelendirilen bağlı durumları gözlenebilmektedir.

Örgü KRD’nin en önemli amaçlarından birisi hadronların kütlelerini ve bozunum özelliklerini hesaplamaktır. Uzun zamandır, çok yüksek sıcaklıkta ve yoğunlukta, kuarkların hapislik durumundan kurtuldukları yeni bir madde durumunun oluştuğu öngörülmekte ve son zamanlarda bu yeni durumla ilgili deneysel gözlemler yapılmaktadır. Bu yeni durum “Kuark Gluon Plazması (KGP)” olarak adlandırılır. Örgü KRD’nin diğer bir amacı da KGP’sinin özelliklerini belirlemektir.

Adı(sıradan) bir plazma (elektron ve iyon karışımı) için gerekli sıcaklık elektronu atomlardan koparmaya yetecek kadardır. Bu sıcaklık birkaç eV’luk enerjiye karşılık gelmektedir. Kuvvetli etkileşme, EM’den çok daha güçlü olduğundan KGP’sini yaratmak için gerekli sıcaklık çok daha fazladır; yaklaşık olarak 200 MeV. KGP, sadece çok küçük bir hacimde ve çok kısa sürede var olduğu

için, laboratuarda incelemek de çok daha zordur ve sadece plazmadan arta kalan hadronik madde gözlemlenebilir. Bu nedenle plazmanın varlığına dair ölçülebilir ipuçlarına ihtiyaç duyulmaktadır. Büyük patlamadan hemen sonra evrenin çok sıcak ve kuarkların serbest oldukları, evren soğudukça, kuarkların serbest durumdan hapislik durumuna geçerek KGP'nin yok olduğu tahmin edilmektedir. Bu ani bir geçişten çok düzgün bir değişimle olmuştur. Bugün KGP'nin doğal olarak oluştuğu yerlerden birisi nötron yıldızlarının çekirdeğidir fakat bu plazma evrenin ilk anlarındaki plazmadan daha soğuktur. KGP'ni laboratuarda üretmek için çok enerjik ve çok yoğun parçacıklar gerekir. Yüksek yoğunluk elde etmek için ağır iyonlar kullanılır. Atomları iyonize etmek için onları çok yüksek enerjilere kadar hızlandırmak gerekir. Brookhaven Ulusal laboratuvarındaki RHIC (Relativistik Heavy Ion Collider)'de temel olarak KGP araştırılmaktadır. RHIC'de KGP'nin varlığına dair ipuçları bulunmuştur. Büyük Hadron Çarpıştırıcı (BHÇ)'na yerleştirilecek ALICE deneyinin temel amacı da bu yeni madde durumunu araştırmaktır. BHÇ'ye yerleştirilecek bir diğer detektör olan CMS detektörü genel amaçlı bir detektör olup ağır iyon fiziğini araştırarak kapasiteye de sahiptir. BHÇ'de ulaşılacak ışıklılık ve enerji şimdiye kadar ulaşılan en yüksek değerler olacağından, KGP'sini varlığına dair daha kuvvetli kanıtlar elde edileceği ve daha kesin ölçümler yapılacağı beklenmektedir.

Bu tezde CMS deneyinde araştırılması planlanan Ağır İyon Fiziği konuları derlenmeye çalışılmıştır. Tezin ikinci bölümünde genel olarak KGP'sinin özelliklerinden ve bu özellikleri belirlemede kullanılan fenomenolojik modellerden bahsedilmiştir. Ayrıca bu bölümde KGP'nin varlığına dair deneysel işaretlere de yer verilmiştir Tezin üçüncü ve son bölümünde ise CMS kollaborasyonundaki ağır iyon fiziği grubunca yürütülen bazı çalışmaların sonuçları verilmiştir.

2. MATERYAL VE METOD

Kuvvetli etkileşmelerin fiziği Kuantum Renk Dinamiği (KRD) teorisi ile tanımlanır (Wilczek, 1982). Bu teoride ilgilenilen alanlar kuark ve gluon alanlarıdır. Bu parçacıkların etkileşimi için ortam sağlayan ve renk serbestlik derecesi denilen bir iç serbestlik derecesi vardır. Bu renk serbestlik derecesindeki dinamik, kuvvetli etkileşme için ‘renk dinamiği’ olarak adlandırılır. Kuantum renk dinamiğini veren denklemler açık bir şekilde yazılabilir. Etkileşimdeki çiftlenim sabiti, etkileşim şartlarına bağlı olduğu için kuark ve gluon sistemleri pertürbatif ve pertürbatif-olmayan KRD olmak üzere iki kategoride incelenir. Pertürbatif-olmayan KRD’de, sistemler büyük uzaysal ölçekte tanımlandığı için, kuark maddesinin yeni fazının çalışılması zordur. Pertürbatif KRD araştırma tekniklerinde olumlu gelişmeler kaydedilmesine rağmen pertürbatif-olmayan KRD’deki problemlerin analitik ve nümerik çözümlerini elde etmek oldukça zordur. Torba modeli gibi bazı fenomenolojik modeller, kuvvetli etkileşim olaylarının bazı yönlerini anlamak için nitel bir kılavuz olarak yararlı olabilir. Yüksek sıcaklık ve yoğunluklu olağan dışı şartlar altındaki bir kuark ve gluon sistemini tartışmak için bu bölümde torba modeli kullanılacaktır.

Kuarklar $1/2$ spine sahip fermiyonlardır. Kuarkların diğer özellikleri çizelge (2.1)’de listelenmiştir. Kuarklar çeşnileri ile karakterize edilir. Kuarkların çeşni serbestlik derecesinin keşfi modern fiziğin en önemli başarılarından biridir (Gell-Mann, 1964; Zweig, 1964). Bu keşif, kuarkların maddenin temel bileşenleri olduğu fikrine öncülük etmiştir. Günümüzde 6 farklı çeşnili kuarkın var olduğu bilinmektedir. Bunlar u, d, c, s, b ve t sırasıyla yukarı(up), aşağı(down), cazibe (charm), acayip (strange), alt (bottom) ve üst (top) kuarklarıdır. (u, d) kuark çifti ve (n_e, e) lepton çifti, temel parçacıkların birinci ailesini, (c,s) ve (n_m, m) çiftleri ikinci aileyi ve (t, b) ve (n_t, t) çiftleri ise üçüncü aileyi oluşturmaktadır. Çizelge (2.1)’de Q elektrik yükünü, I_z izospinin z-bileşenini, C cazibelik, S acayıplık, T üst’lük, B alt’lık kuantum sayılarını göstermektedir. Kuarkların C , T , S ve B kuantum sayılarının işaretleri elektrik yükleri ile aynı işarete sahiptir.

Çizelge 2.1. Kuarkların genel özellikleri. (Wong, 1994)

Kuarklar	Q	I_z	C	S	T	B	Kütle (GeV)
u	$2/3$	$1/2$	0	0	0	0	0,0015-0.003
d	$-1/3$	$-1/2$	0	0	0	0	0.003-0.007
c	$2/3$	0	1	0	0	0	1.25 ± 0.09
s	$-1/3$	0	0	-1	0	0	0.095 ± 0.025
t	$2/3$	0	0	0	1	0	174.2 ± 3.3
b	$-1/3$	0	0	0	0	-1	4.2 ± 0.07

Çizelge (2.1)'de verilen bir kuarkın kütlesi, kuarkın serbest durumdaki kütlesidir. Kuark bir hadronda hapsedildiği zaman, bağlanma potansiyelindeki bir kuarkın sıfır noktası enerjisinin etkisini içeren etkin bir kütle kazanmalıdır. Bir hadronda hapsolmuş bir kuarkın etkin kütlesi, kuarkın *bileşen kütlesi* olarak bilinir (Wong, 1994).

Her kuark $1/3$ 'lük bir baryon sayısı ve bir renk taşır. Bir kuarkın taşıyabildiği 3 farklı renk vardır. Kuarklar arasındaki etkileşim, elektrik yükleri arasındaki etkileşmeye benzer şekilde etkileşen kuarkların rengine bağlıdır. Bu nedenle bir kuarkın rengi, renk yükü olarak adlandırılır. Renkli bir kuark bir gluon değiş tokuşu ile, bir başka renkli herhangi bir kuarkla etkileşebilir. Kuark ve gluonların alan teorisi, alan teorilerinin özel bir sınıfı olan 'ayar alan teorileri'dir. Böylece alan teorisindeki etkileşmeyi temsil eden Lagrangian, yerel ayar dönüşümleri altında değişmez olmalıdır. Bu değişmezlik, yerel ayar değişmezliği veya basitçe ayar değişmezliği olarak adlandırılır.

Eğer ayar alanının kuantumu bir kütleyle sahipse o zaman Lagrangian yerel bir ayar dönüşümü altında değişmez olmayacaktır. Ayar değişmezliğine sahip olmak için, ayar alanının kuantumu olan gluonlar kütsüz olmalıdır. Bu noktada gluonlar

elektromanyetik etkileşimlerin ayar alanının kuantumu olan fotonlara benzer. Bunlar spini 1 olan parçacıklardır, dolayısıyla bozonlardır (Wong, 1994).

Bir kuark-antikuark etkileşiminde, 3 çeşit renk yükündeki bir parçacık, 3 çeşit anti-renk yükündeki bir diğer parçacık ile etkileşir. Prensipite, $SU(3)$ grubundaki 8'li bir renk çoklusuna ve $U(1)$ grubundaki tekli bir renk durumuna ait olan 9 mümkün gluon çeşidi vardır. Fakat tekli durumdaki gluon, renk yükü taşımaz ve bu yüzden renksizdir. Renksiz ve kütesiz bir gluon, renksiz hadron durumları arasında uzun menzilli bir kuvvetli etkileşime neden olacaktır. Halbuki, tekli renk hadronları arasında uzun mesafeli renk etkileşiminin bulunmamasından dolayı tekli bir renk gluonun varlığı mümkün değildir. Bu yüzden renk 8'lisinin üyesi olarak sekiz gluon vardır ve hepsi renk yükü taşır. Renk uzayında, kuark ve gluonları tanımlayan iç simetri grubu, $SU(3)_c$ grubudur. Alt indis c, renk serbestlik derecesini gösterir. Gluonlarda renk yükü taşıdığı için kuark ve gluonlar ile (başka gluonların değiş tokuşuyla) etkileşir. Kuarkların ve gluonların renk yüklerinin etkileşimi KRD ile tanımlanır. Gluonlar çeşni taşımadığı ve etkileşimler çeşni serbestlik derecesine bağlı olmadığı için çeşni etiketleri ve çeşni grupları genellikle yazılmaz (Wong, 1994).

Fenomenolojik kuark modellerinde, mezonlar kuark-antikuark bağlı durumu olarak ve baryonlar ise 3-kuark bağlı durumu olarak düşünülebilir (Close, 1979). Şu ana kadar izole olarak gözlenen tüm hadronların birer 'tekli renk' durumu olduğu bulunmuştur. Deneysel olarak üçlü renk durumu ile tanımlanan bir kuark tek başına hiç bir zaman gözlenememiştir. Bu yüzden, sadece tekli renk durumundaki hadronlar izole edilebilir ve gözlenebilir. İzole durumda tek bir kuarkın gözlenmesi mümkün olmadığından kuark ve gluonlar arasındaki etkileşim, uzun mesafeli ölçeklerde kuvvetli olmalıdır. Derin-inelastik saçılma deneyleri, kısa mesafeli ölçeklerde kuark ve gluonların etkileşiminin doğasını anlamamıza yardımcı olmaktadır. Bu deneylerde, gelen bir elektron hadron içindeki bir kuark ile etkileşir ve elektrondan kuarka bir momentum transferi gerçekleşir. Elektronun çarpışmadan önceki ve sonraki momentumunun ölçümü, nükleon içindeki kuarkların momentum dağılımlarının araştırılmasını sağlar. Parton modeli (Feynman, 1969) ve Bjorken ölçeği'nin (Bjorken, 1969) başarıları, büyük momentum transferlerinde, hadron

içindeki kuarkların hemen hemen serbestmiş gibi davrandığını göstermektedir. Abelyen-olmayan bir ayar teorisi, kısa mesafelerde zayıf bir şekilde etkileşen fakat uzun mesafelerde çok kuvvetli etkileşen bir sistemi tanımlayabilir. Abelyen-olmayan ayar alan teorisi, bu yönüyle eşsizdir. Bir Abelyen-olmayan ayar alan teorisinde, ayar alan işlemcileri sıra değiştirmezler. Bu, elektromanyetik etkileşimlerdeki Abelyen ayar alan teorilerinin tersidir. Abelyen-olmayan ayar alan teorileri “asimtotik özgürlük” özelliğine sahiptir. Kuark ve gluonlar arasında etkileşimlerin etkin şiddeti, onların etkileşim şartlarına bağlıdır. KRD çiftlenim sabiti ‘ a ’, momentum transferi ölçeği q ’ya aşağıdaki eşitlikle bağlıdır.

$$a(q^2) = \frac{a_0}{1 + a_0 \frac{(33 - 2n_f)}{12p} \ln\left(\frac{-q^2}{m^2}\right)} \quad (2.1)$$

burada a_0 , sabit bir momentum transfer ölçeği olan ‘ m ’ için çiftlenim sabitidir ve ‘ n_f ’ çeşni sayısıdır (Gross ve Wilczek, 1973; Politzer, 1973). Etkileşim mesafesi küçük olduğu zaman çiftlenim sabiti de küçük olur. Bu ‘asimtotik serbestlik’ durumudur. Bu yüzden çiftlenim sabiti küçük olduğu zaman, pertürbatif davranış sürecin iyi bir tanımıdır ve parton modeli yararlı bir kavramdır (Bjorken, 1969; Feynman, 1969). Gluon ve kuark etkileşimi hakkındaki çoğu bilgi bu tür çalışmalardan türetilmiştir. Diğer yandan bir hadronun taban durumunun yapısı ile ilgili çalışmalarda olduğu gibi uzaklık büyük ise etkileşim şiddeti büyük olur. Burada çiftlenim sabitinin kuvvet serisi için, pertürbatif yaklaşım artık uygulanamaz.

2.1. Bir Hadronun Torba Modeli

Pertürbatif olmayan kuark-gluon sistemlerini araştırmada çok yararlı bir metot da kesikli uzay ve zaman örgüsünde sistemi incelemektir. Bir örgüdeki KRD formülasyonu, KRD örgü ayar teorisi olarak bilinir. Örgü ayar teorisinden elde edilen teorik sonuçlar, etkileşme menzili hadron boyutu ile kıyaslanabilecek kadar olduğu

zaman, kuarkların uzaysal mesafe ile lineer olarak değişen bir etkin etkileşme yapacağını göstermektedir. Deneysel olarak izole edilmiş tek bir kuark mevcut değildir. Bu, hadron içindeki kuarkların uzun mesafeli davranışının, kuarkların hadron içinde hapsolması ile karakterize edildiği anlamına gelir. Bu hapsolmayı canlandırmanın sezgisel yolu, renk elektrik akısının sınırlandırıldığı, kuark-antikuark arasındaki bir lineer tüpün resmi olabilir. Kuark ile antikuark arasında ayırım büyük olduğu zaman, diğer bir kuark-antikuark çifti üretmek enerjik olarak daha uygundur. Bir kuarkı antikuarkından ayırarak izole etmek imkansız bir durumdur. Uzun mesafede KRD'nin davranışını düşünürsek, kuarkın hapisliği bazen kuarkların 'kızılötesi köleliği' olarak tanımlanır. Bu terim kızılötesi bölgedeki dalga boylarının optik spektrumundakinden daha büyük olması benzetmesinden gelir. Burada küçük momentum transferi veya büyük bir uzaysal uzaklığı gerektiren durumları belirtmek için kullanılmıştır. Benzer şekilde, büyük bir momentum transferi veya küçük mesafe ölçeği gerektiren durumlarda 'morötesi' terimi kullanılır (Wong, 1994).

Hadron içinde hapsolmuş kuarkların yararlı bir fenomenolojik tanımı 'torba (ya da çanta) modeli' aracılığı ile sağlanır (Chodos ve ark, 1974; Donoghue, 1983; Wilets, 1989). Bu modelin birçok farklı versiyonu vardır; MIT çanta model, kuark hapsi fenomenolojisinin temel özelliklerini içerir (Chodos ve ark, 1974). Bu modeli, kuark maddesinin yeni fazında, kuarkların hapislikten kurtulduğunu anlamak için kullanacağız. MIT torba modelinde, kuarklar sonlu boyutlu bir torbada kütesiz parçacıklar ve torba dışında ise sonsuz kütleli parçacıklar olarak ele alınır. Bu modeldeki hapislik 'torba basıncı (B)' dengesinin bir sonucudur ve bu basınç, kuarkların kinetik enerjisinden kaynaklanır. Burada, torba basıncı, B , KRD'nin pertürbatif-olmayan etkilerini hesaba katmak için tanımlanmış fenomenolojik bir niceliktir. Eğer kuarklar torbada hapis ise gluonlar da hapis olmalıdır. Bu tanımdan dolayı, Gauss Yasası'ndan, torba içindeki maddenin toplam renk yükü renksiz olmalıdır. 3 farklı renk türü olduğu için bu model, renksiz mümkün qqq ve $q\bar{q}$ durumlarını içeren hadronik torbalardan oluşur (Wong, 1994).

2.2. Kuark-Gluon Plazması (KGP)

Önceki bölümde torba modelinin ana hatlarını verdik. Kiral simetri ve pertürbatif gluon etkileşmelerini göz önünde tutarak yapılan tanımlamalar, hadron kütleleri ve manyetik momentler gibi birçok deneysel veriyi açıklamada oldukça başarılı olmuştur (Collins ve Perry, 1975; McLerran ve Svetitsky, 1981; Kuti ve ark, 1981; Hagedorn ve Rafelski, 1980; Kajantie ve ark, 1981). Burada, aşırı (uç) şartlar altındaki maddeyi tartışmak için sezgisel bir model kullanmak faydalı olur.

Bir hadrondaki kuarkların, torba içerisinde en düşük $S_{1/2}$ durumunda hapsedildiği düşünülebilir, torba içerisindeki basınç, kuarkların dalga fonksiyonundan kaynaklanan kuantum basıncı ile dengelenir (Wong, 1976). Bu zıt basınç dengesi, durgun bir sisteme neden olan karşı kuvvetlerin basit bir yolla tanımlanmasına olanak sağlar. Bu aynı zamanda, niçin kuark maddesinin yeni fazının beklenildiği sorusunu, kolay bir şekilde anlamamızı sağlar (Wong, 1994).

Eğer torba içindeki kuark maddenin basıncı arttırılırsa, dışarı doğru olan basıncın içe doğru olan basınçtan büyük olacağı bir nokta olacaktır. Böyle olduğu zaman, torba basıncı kuark maddenin dışa doğru olan basıncını dengeleyemez ve torba, içerisinde kuark maddesini hapsedemez. Böylece, hapsolmemiş durumdaki kuark ve gluonları içeren, maddenin yeni bir fazı oluşur. Bu durum, bize, kuark maddesinin yeni fazının olası varlığını gösterir. Kuark maddesinin yeni fazı için asıl şart, torba basıncı B 'yi aşan olağanüstü büyük bir basıncın olmasıdır (McLerran, 1986; Müller, 1985).

Yüksek kuark maddesi basıncı;

1.Maddenin sıcaklığı yükseltilirse ve/veya

2.Baryon sayısı yoğunluğu artarsa

ortaya çıkar.

2.2.1. Yüksek Sıcaklıkta Kuark-Gluon Plazması

Bir V hacminde, yüksek bir T sıcaklığında, ısısal bir dengede olan kuark-gluon sistemini düşünelim. Basitlik olsun diye net baryon sayısının olmadığı, kuark ve gluonların kütesiz oldukları ve etkileşmedikleri idealleştirilmiş durum

incelenecektir. Sistemdeki kuark ve gluonların sayısı eşit olsun. Kuark-gluon plazmasının basıncı

$$P = g_{toplam} \frac{p^2}{90} T^4 \quad (2.2)$$

ile verilir, burada

$$g_{toplam} = \left[g_g + \frac{7}{8} \times (g_q + g_{\bar{q}}) \right] \quad (2.3)$$

g_g, g_q ve $g_{\bar{q}}$ sırasıyla gluon, kuark ve antikuarkların dejenerelik sayısıdır. Eğer kuark ve gluonlar sonlu bir hacimde hapsedilirse toplam basınç, parçacıkların kuantum kinetik enerjilerinden gelen ek katkıları da kapsar. Biz, büyük bir hacimde hapislikten kurtulmuş madde durumu ile ilgilendiğimiz için bu katkıyı ihmal edebiliriz.

Şimdi dejenerelik sayılarının değerini belirleyelim. Herbiri 2 olası polarizasyona sahip 8 gluon olduğundan

$$g_g = 8 \times 2 \quad (2.4)$$

olasılığa sahip oluruz. Kuarkların dejenerelik sayısı g_q ise, gözlenen çeşni sayısına bağlıdır. 2 çeşnili kuark-gluon plazmasındaki bir geçiş için kritik sıcaklığı bulmak için çeşni sayısını 2 olarak alacağız. g_q ve $g_{\bar{q}}$ dejenerelik sayıları

$$g_q = g_{\bar{q}} = N_c N_s N_f \quad (2.5)$$

ile verilir. Burada $N_c (=3)$ renk sayısıdır, $N_s (=2)$ spin sayısıdır ve $N_f (=2)$ çeşni sayısıdır. (2.3 eşitliğinden) g_{toplam} , toplam serbestlik derecesi sayısı 37'dir. Bu yüzden T sıcaklığındaki kuark-gluon plazmasının basıncı

$$P = 37 \frac{p^2}{90} T^4 \quad (2.6)$$

ve T sıcaklığındaki kuark-gluon maddesinin enerji yoğunluğu

$$e = 37 \frac{p^2}{90} T^4 \quad (2.7)$$

olup 200 MeV sıcaklığında 2.54 GeV/fm³'lük bir enerji yoğunluğu verir.

Eşitlik (2.6)'dan, kuark gluon basıncının torba basıncı B 'ye eşit olduğu 'kritik sıcaklık',

$$T_c = \left(\frac{90}{37p^2} \right)^{1/4} B^{1/4} \quad (2.8)$$

ile verilir. Böylece $B^{1/4} = 206$ MeV için $T_c \sim 144$ MeV sıcaklığına sahip oluruz. Torba'daki kuark maddesi, torbanın basıncından daha büyük bir basınca sahip olacaktır. Bu durumda, kuark maddesi torba içinde tutulamayacak ve hapislikten kurtulacaktır. Kuark maddesinin hapsolmemiş bu fazına 'kuark-gluon plazması' adı verilir. Böylece kuark maddesinin sıcaklığı çok arttırılırsa kuark-gluon plazması ortaya çıkar (Wong, 1994).

Kuark-gluon plazması sürekli bir kavramdır. Bu bölümde tartışılan sonuçlarda kuark-gluon plazmasının sürekli olduğu kabul edilmiştir. Diğer yandan, laboratuarda elde edilebilen kuark-gluon plazması veya kuark maddesi sınırlı bir sonlu uzaysal sistem olmalıdır. Kuark-gluon plazmasının yüksek sıcaklıkta hapislikten kurtulmasının beklenmesine rağmen, hapisten kurtulma sadece sıcak

kuark maddesinin sınırları içindeki bölgeyi kapsar. Bu sınırlamadan dolayı, eşitlik (2.2) ile verilen plazmadaki basınç, sınırlamadan kaynaklanan torba basıncı B 'ye bağlı olacaktır.

$$\begin{aligned} P_{\text{sınırlı kuark-gluon plazması}} &= P_{\text{sürekli kuark-gluon plazması}} - B \\ &= g \frac{p^2}{90} T^4 - B \end{aligned} \quad (2.9a)$$

ve buna karşılık gelen enerji yoğunluğu da değişir;

$$\begin{aligned} e_{\text{sınırlı kuark-gluon plazması}} &= e_{\text{sürekli kuark-gluon plazması}} + B \\ &= g \frac{p^2}{30} T^4 + B \end{aligned} \quad (2.9b)$$

2.2.2. Yüksek Baryon Yoğunluklu Kuark-Gluon Plazması

Şimdi, torba içerisindeki basıncın, $T=0$ 'da bile kuark maddesinin haptiden kurtulmasına neden olacak kadar büyük olduğu diğer bir olasılığı düşünelim. Torba'daki kuark maddesinin çok yüksek baryon yoğunluğundaki kuarklardan oluştuğu durumu inceleyeceğiz. Pauli dışarlama ilkesinin bir sonucu olarak, belirli kuantum sayılı durumda birden fazla fermiyon bulunamaz. Kuarkların farklı kuantum sayılı durumlarda bulunma zorunluluğu, kuark yoğunluğu arttıkça, kuarkların daha büyük momentumlu durumlarda bulunmasına neden olur. Böylece kuark gazı, kuark gazının dejenereliğinden dolayı bir basınca sahip olur ve bu basınç kuark yoğunluğu ile artar. Fakat torba içindeki kuark madde yoğunluğu artarsa torba basıncını aşan dejenere kuark gazı basıncı oluşacaktır. Bu durumda torba basıncı torba'yı bir arada tutamayacaktır ve kuarkların haptislikten kurtulabileceği bir kuark maddesi durumu gerçekleşecektir. Her bir kuark $1/3$ baryon sayısı taşıdığından yüksek kuark yoğunluğu yüksek bir baryon yoğunluğuna karşılık gelir. Sonuç olarak, net baryon sayısı sıfırdan farklı yeni bir kuark maddesi fazı

yüksek bir baryon yoğunluğu ile mümkün olacaktır. Kuark maddesinin bu beklenen durumunda baryon yoğunluğunun büyüklüğü nedir?

$T=0$ 'da bu kritik baryon yoğunluğunu hesaplayacağız. Relativistik bir dejenere kuark gazından dolayı oluşan basıncı belirlemeye ihtiyaç duyacağız. Kolaylık olsun diye, kuark ve gluonlardan gelen katkıları ihmal edeceğiz. dP momentum aralığında P momentumlu V hacmindeki durum sayısı

$$\frac{g_q V}{(2\pi)^3} 4\pi p^2 dp \quad (2.10)$$

dır. Her bir durum bir kuark tarafından işgal edildiği için kuark fermi momentumu, m_q , toplam kuark sayısı

$$\begin{aligned} N_q &= \frac{g_q V}{(2\pi)^3} \int_0^{m_q} 4\pi p^2 dp \\ &= \frac{g_q V}{6\pi^2} m_q^3 \end{aligned} \quad (2.11)$$

ile verilir. Kuark gazının sayı yoğunluğu

$$n_q = \frac{N_q}{V} = \frac{g_q}{6\pi^2} m_q^3 \quad (2.12)$$

ile verilir. V hacminde kuark gazının enerjisi ise

$$\begin{aligned} E_q &= \frac{g_q V}{(2\pi)^3} \int_0^{m_q} 4\pi p^3 dp \\ &= \frac{g_q V}{8\pi^2} m_q^4 \end{aligned} \quad (2.13)$$

dir. Böylece kuark gazının enerji yoğunluğu

$$e_q = \frac{E_q}{V} = \frac{g_q}{8p^2} m_q^4 \quad (2.14)$$

olur. Basınç ve enerji yoğunluğu arasındaki ilişkiden

$$P_q = \frac{1}{3} \frac{E_q}{V} = \frac{g_q}{24p^2} m_q^4 \quad (2.15)$$

bulunur. Dejenere kuark maddesinden gelen basınç torba basıncına eşit olduğu zaman, $P_a=B$, madde durumunun kritik dönüşümü meydana gelecektir. Bu da

$$m_q = \left(\frac{24p^2}{g_q} B \right)^{1/4} \quad (2.16)$$

eşitliğini verir. Bu

$$n_q(\text{kuark - gluon plazması}) = 4 \left(\frac{g_q}{24p^2} \right)^{1/4} B^{3/4} \quad (2.17a)$$

ile verilen bir kritik bir sayı yoğunluğuna, n_{qc} , karşılık gelir. Benzer şekilde kritik baryon sayı yoğunluğu

$$n_B(\text{kuark - gluon plazması}) = \frac{4}{3} \left(\frac{g_q}{24p^2} \right)^{1/4} B^{3/4} \quad (2.17b)$$

olarak bulunur.

Yüksek baryon içerikli plazmanın doğasını anlamamıza yardımcı olması açısından bazı nümerik değerlere bakalım, bunun için sadece u ve d valans kuarklarına sahip olan adi nükleer maddenin sıkışmasından ortaya çıkan plazmayı düşüneceğiz.

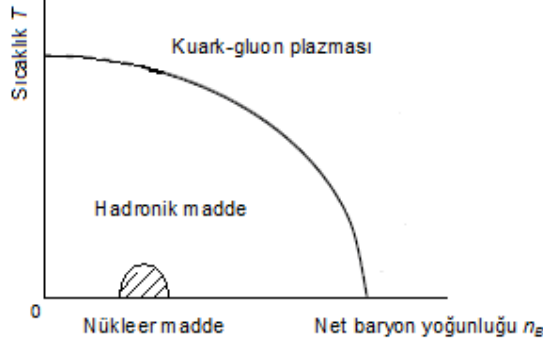
Böyle kuark maddesi için dejenerelik sayısı $g_q = (3 \text{ renk}) \times (2 \text{ spin}) \times (2 \text{ çeşni})$ 'dir. $B^{1/4} = 206 \text{ MeV}$ 'lik bir torba basıncı için, sıkıştırılmış hadron maddesinin $T=0$ 'da yüksek baryon içeren kuark gluon plazması oluşturduğunda 'kritik baryon sayısı yoğunluğu'

$$n_B(\text{kuark - gluon plazma}) = 0.72/\text{fm}^3 \quad (2.18)$$

ve buna karşılık gelen kuark fermi momentumu, $m_q, m_{u,d} = 434 \text{ MeV}$ 'dir. Kuark gluon plazması için olan bu değerler, nükleon sayı yoğunluğu, $n_B = 0.14 \text{ 1/fm}^3$ ve dengedeki normal nükleer madde için bir nükleon fermi momentumu, 251 MeV ile, kıyaslanabilir. Böylece kritik baryon yoğunluğu, normal nükleer madde yoğunluğun yaklaşık 5 katıdır. Baryon yoğunluğu bu yoğunluğu aştığı zaman, baryon torba basıncı kuarkın dejenereliğinden dolayı oluşan basınca ulaşmasına yetecek kadar kuvvetli olmayacaktır ve bireysel baryon torbalarında kuarkın hapisliği mümkün olmayacaktır. Bu da kuarkın serbest duruma geçmesine neden olacaktır (Wong, 1994).

İki sınır durumunda, kuark maddesi fazının hapislikten kurtuluşunun mümkün olduğu durumları tartıştık. İlk durum, sıcaklığın çok yüksek ve net baryon yoğunluğu sıfır olduğu zaman meydana gelir. Kritik sıcaklığın yaklaşık 140 MeV olduğu tahmin edilmektedir. İkinci durum, sıcaklığın sıfır ve baryon yoğunluğunun da dengedeki bir nükleer madde yoğunluğunun 5 katı olduğu zaman meydana gelir. Bu iki limit arasındaki bir sistem için, parçacıkların ısısal hareketinden meydana gelen bir basınç vardır. Toplam basınç bu iki katkının bir toplamıdır. Böylece sıcaklık ve net baryon yoğunluğunun sıfır olmadığı bir sistem için kuark maddenin hapislikten kurtulacağı kritik sıcaklık, dejenere kuark gazının limiti olan $T=0$ ile net baryon sayısının olmadığı saf bir plazma için sıcaklık limiti olan T_c arasında olacaktır. Faz diyagramı şekil (2.1)'deki gibi sistematik olarak, baryon yoğunluğu ve sıcaklık düzleminde çizilebilir. Relativistik ağır-iyon fiziğinin önemli bir amacı da, kuark maddesinin yeni fazının varlığını doğrulamak için baryon yoğunluğu ve sıcaklığın çeşitli bölgelerinde kuark maddesinin faz diyagramını araştırmaktır (Wong, 1994).

Kuark maddesinin yeni fazının oluşma olasılığının kolay anlaşılabilmesi için torba modeli kullanıldı. Bununla birlikte torba modeli bazı kısıtlamalara sahiptir. Torba modelini kullanan egzotik durumların varlığı hakkında birçok öngörüler vardır (Chodos ve ark, 1974). Bu egzotik durumlar, en basit kuark bağlı qqq ve $q\bar{q}$ durumlarının ötesinde renk teklisi çoklu kuark ve çoklu gluon torba durumlarıdır.



Şekil 2.1. Net baryon yoğunluğu ve sıcaklık düzleminde faz diyagramı. Nükleer madde bölgesi taralı alanla gösterilmiştir. (Wong, 1994)

Kuark-gluon sisteminin çoğunda çok sayıda kuark (3'ten fazla) vardır. Böyle egzotik çoklu kuark sisteminlerin deneysel olarak gözlenmesi oldukça zordur. Kuark maddesinin yeni fazının olasılığını daha iyi anlayabilmek için kuark maddesi sisteminin örgü ayar teorisi çerçevesi içerisinde incelenmesi gerekir (Wong, 1994).

2.3. Yüksek Enerjili Ağır-İyon Çarpışmaları ve Kuark-Gluon Plazması

Nükleon-çekirdek ve çekirdek-çekirdek çarpışmalarından anlaşıldığı gibi nükleer durdurma gücü, çarpışan nükleer maddenin çarpışma prosesinde enerjisinin önemli bir kesrini kaybettiğini gösterir. Çarpışan nükleer maddenin enerji kaybı, kütle merkezi civarında hadron üretimi ile depolandığı için, yüksek enerjili çekirdek-çekirdek çarpışmaları çok yüksek enerji yoğunluklu bölgeleri üretmek için iyi bir araçtır. Bjorken'in öngördüğü gibi enerji yoğunluğu, kuark-gluon plazmasının varlığını ortaya çıkarmak için kullanılabilen reaksiyonlarda yüksek olabilir (Bjorken, 1983). Bu bölümde Bjorken tarafından öne sürülen uzay-zaman senaryosu ve bu önerinin temeli tartışılacaktır, ayrıca sıcaklığın ve enerji yoğunluğunun öz zamana

nasıl bağılı olduğunu görmek için kuark-gluon plazmasının hidrodinamik evrimi incelenecektir.

2.3.1. Nükleer Durdurma Gücü ve Baryon İçeriği

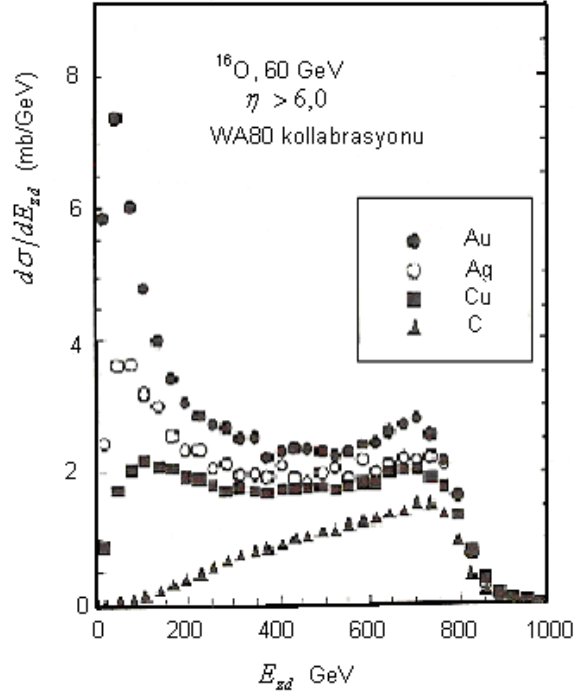
Yüksek enerjili çekirdek-çekirdek çarpışmalarındaki ‘nükleer durdurma gücü’ terimi, gelen nükleonun diğer çekirdek içindeki nükleer maddeye çarptığı zaman durdurulma derecesini belirlemek üzere Busza ve Goldhaber (Busza ve Goldhaber, 1984) tarafından öne sürülmüştür. Bu, reaksiyon mekanizmasının önemli bir görüntüsünü ortaya koymanın yanı sıra kuark-gluon plazmasının oluşumu sorusu ile ilişkilidir (Bjorken, 1983). Gelen nükleer maddenin kinetik enerji kaybı çok sayıdaki parçacığın (çoğunlukla pionların) üretimi ile olur. Bu yüzden çekirdek-çekirdek merkezi çarpışmalarında boyuna enerjinin büyük bir kesri, çarpışan sistemin kütle merkezi sisteminde üretilen hadronik maddenin enerjisine dönüştürülür. Durdurma derecesi, ulaşılan enerji yoğunluğunun bir kuark-gluon plazmasına neden olan bir faz geçişine yetecek kadar büyük olup olmadığını ortaya çıkaracaktır (Wong, 1994).

Yüksek enerjili ağır-iyonların çarpışması, iki farklı enerji bölgesine bölünebilir; nükleon başına $\sqrt{s} \gtrsim 100 \text{ GeV}$ olduğu ‘baryonsuz kuark-gluon plazması’ bölgesi (veya ‘saf kuark-gluon plazma bölgesi’) ve nükleon başına $\sqrt{s} \sim 5-10 \text{ GeV}$ ’lik enerjinin olduğu ‘baryon-yoğun kuark-gluon plazması’ bölgesi (veya ‘durdurma bölgesi’), bu bölge, laboratuvar sisteminde gelen her bir nükleon başına birkaç 10 GeV ’e karşılık gelir. Baryonsuz kuark-gluon plazması bölgesinde, hüzmeye baryonları ve hedef baryonlarının tamamen durdurulmadan arkalarında çok küçük baryon içerikli kuark-gluon plazması bırakarak kütle merkezinden ayrılıp ayrılamayacağını belirlemek için, nükleer durdurma gücünü bilmemiz gerekir. Baryon-yoğun bölge veya durdurma bölgesinde, nükleer durdurma gücü, çarpışan baryonların kütle merkezinde durdurularak büyük yoğunluklu bir kuark-gluon plazması oluşturmak üzere birikip birikmeyeceklerini belirler.

Kütle merkezi sisteminde, nükleon başına birkaç GeV'lik enerjideki çarpışma için (bu, laboratuarda sabit bir hedef üzerine, nükleon başına birkaç 10 GeV'lik gelen enerjiye karşılık gelir) hüzmeye rapidesi ve hedef rapidesi arasındaki ayırım yaklaşık 3-4 birimdir. Bu, iki ağır çekirdeğin merkezi çarpışmasında, baryonların ortalama rapide kaybı ile aynı mertebededir. Ayrıca, baryonların durdurulabildiği kütle merkezi sisteminde, Lorentz kısalması da, çarpışmalar meydana gelmeden önce baryon maddesini daha yakın bir boyuna mesafeye yerleştirir. Bunun sonucu olarak, Buzsa ve Goldhaber tarafından gösterildiği gibi, yaratılan maddenin baryon yoğunluğu çok yüksek olabilir (Busza ve Goldhaber, 1984). Daha önce de tartışıldığı gibi baryon yoğunluğu öyle yüksek olabilir ki, bu baryon yoğunluğuna sahip baryon maddesinin taban durumu, hadron fazındakinden ziyade hapislikten kurtulmuş kuark-gluon fazında olabilir. Hadron maddesinden, hapsolmuş bir kuark-gluon plazması fazına bir geçiş meydana gelebilir. Yüksek enerjili ağır-iyon çarpışmaları bu 'durdurma' bölgesinde yüksek baryon içerikli bir kuark-gluon plazması oluşumuna yol açabilir (Wong, 1994).

Ağır-iyon çarpışmalarında baryon maddesinin durdurulmasının dolaylı kanıtları, birçok ölçümden elde edilmiştir (Stachel ve Young, 1992; Albrecht ve ark, 1987; Löhner ve ark, 1988; Sorensen ve ark, 1988; Bamberger ve ark, 1987; Sandoval ve ark, 1987; Ströbele ve ark, 1988; Humanic ve ark, 1988; Vesztegombi ve ark, 1988). Şekil (2.2)'de, çeşitli hedefler ile ^{16}O 'nın çarpışmalarının olduğu WA80 kollabasyonundan gelen sonuçları görüyoruz. Deneysel ölçümlerde, gelen hüzmeye ile 0.3° 'lik açı yaparak yayılan parçacıkları toplayan bir 'sıfır derece kalorimetre (SDK)' kurulur. Bu kalorimetre, çarpışma süresince ileri yönde yayılan enerji miktarını ölçer. Gelen parçacığın durdurulması etkin değil ise (hedef çekirdeğinin küçük olduğu durumdaki gibi), gelen çekirdeğin enerjisinin büyük bir kesrini kaybetme olasılığı küçük olacaktır. Diğer yandan, hedef yeteri kadar kalın ve vuruş parametresi küçük olduğu zaman ileri enerjinin iletimi şekil (2.2)'de kanıtlandığı gibi çok fazla azaltılabilir. Hedef çekirdek C'dan Au'ya kadar değiştiği için nükleer yarıçap gittikçe büyür ve inelastik saçılan protonun ileri enerji dağılımının en yüksek piki, gelen enerjiye yakın bir enerjiden, düşük enerjilere kayar. Ağır-iyon çarpışmalarında nükleer durdurma hakkında bilgi sağlayan deneysel

verilerin diğ er bir parçası da, laboratu ar sisteminde nükleon başına düş en 14.6 GeV'lik hü zme enerjisindeki Si ve Al çarpışmalarındaki proton rapidite dağılımlarının ölçümleridir (Braun-Munzinger ve ark, 1992). Ş ekil (2.3)'te gösterilen protonlar çarpışma prosesindeki baryon-antibaryon çiftlerinin üretiminden de ğ il çarpışma ile yavaşlamış baryonlar yüzündendir.

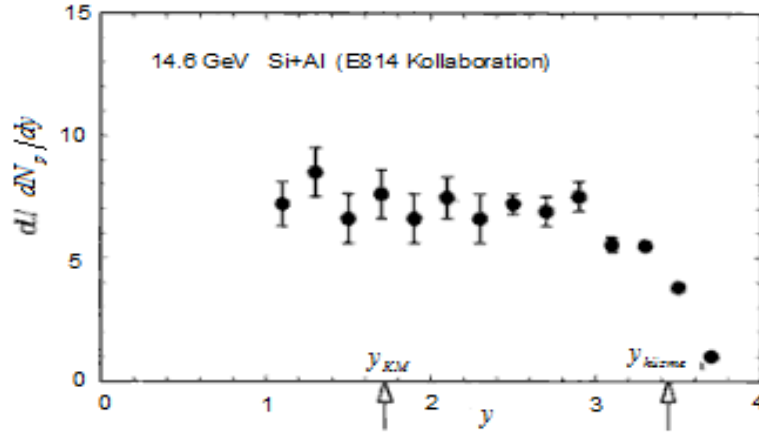


Ş ekil 2.2. 60A GeV'lik bir enerjide çeşitli hedef çekirdek üzerinde ^{16}O çarpışmaları için SDK'de bırakılan enerjinin bir fonksiyonu olarak diferansiyel tesir kesit. (Stachel ve Young, 1992)

Daha yüksek bir enerjideki Λ ve $\bar{\Lambda}$ üretimi arasındaki farkın ölçümü, çift üretiminin ş ekil (2.3)'te gösterilen rapidite yoğunluğundan daha küçük olan merkezi rapidite bölgesine olan katkısını gösterir (Bartke ve ark, 1992).

Ş ekil (2.3)'te gösterilen 14.6 GeV'de Al ve Si çarpışması için, hü zme rapiditesi 3.35'tir. Rapidity dağılımı, merkezi rapidite bölgesinde hemen hemen de ğ işmez olarak görülen geniş bir dü zlü ğ e sahiptir. Ortalama olarak bir baryon rapiditesi, yaklaşık 1.5 birim kadar kayar. Gelen ve hedef rapiditesindeki bu kayma Al ve Si'daki kadar kü çüktür, bu da ağır-çekirdek kullanıldığında baryonların

durdurulmasının çok güç olacağını gösterir. Ağır-çekirdek içeren yüksek-enerjili merkezi çekirdek-çekirdek çarpışmalarında, baryon maddesi durdurulacak ve birkaç birim rapidite kaybedecektir. Çarpışma, hedef ve hüzmeye rapiditeleri arasındaki ayrımın birkaç birimden çok daha büyük olduğu bir çarpışma ise, hüzmeye ve hedef baryonların rapiditeleri merkezi rapidite bölgesinden çok uzakta kalacaktır.



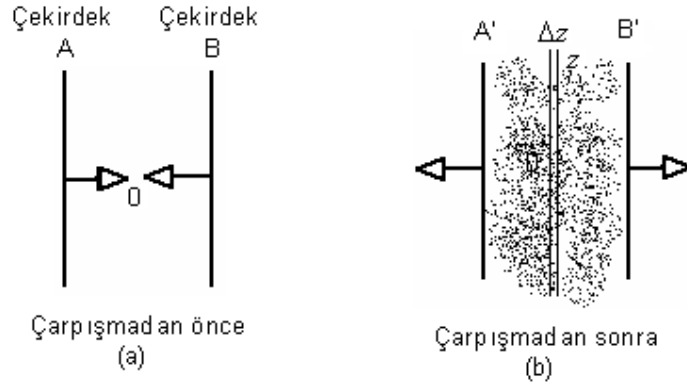
Şekil 2.3. 14.6A GeV’lik enerjide Al üzerine Si çarpışmalarında protonların rapidite dağılımı. (Braun-Munzinger ve ark, 1992)

Bu olduğu zaman merkezi rapidite bölgesinde net baryon içeriği çok küçük olacaktır. Kütle merkezi sisteminde nükleon başına düşen 100 GeV enerjide çekirdek-çekirdek çarpışmaları için hedef ve gelen rapidite arasında ayrılma 10.7 birim olur. Bu enerjilerdeki tepkimeler ‘baryonsuz kuark plazması’ veya ‘saf kuark-gluon plazma’ bölgesini incelemek için yararlı olabilir (Wong, 1994).

2.3.2. Bjorken’in Yüksek Enerji Çekirdek-Çekirdek Çarpışmalarında Başlangıç Enerji Yoğunluğunu Tahmini

Kolaylık olsun diye, kütle merkezi sisteminde iki eşit çekirdeğin kafa kafaya çarpışmasını düşünüyoruz. Boyuna yönde kuvvetli bir Lorentz kısalması vardır. Çarpışan iki çekirdeği, iki kalın disk ile tasvir edebiliriz. Son derece yüksek enerjiyi düşünürsek, bu tasvir çok kolaylaşır, Öyle ki çekirdeğin boyuna kalınlığını ihmal edilebilir ve aynı çekirdeğin nükleonlarının boyuna koordinatları yaklaşık aynı

alınabilir. Şekil (2.4a)'da kütle merkezi sisteminde, çarpışmadan önce ikinci çekirdeğin konfigürasyonu gösterilmektedir. Gelen B çekirdeği ışık hızına yakın bir hızla $z = -\infty$ 'dan gelir ve ışık hızına yakın hızla $z = +\infty$ 'dan gelen hedef çekirdek A ile $z = 0$ ve $t = 0$ 'da karşılaşır. $(z, t) = (0, 0)$ noktasında, hedef çekirdeğin nükleonları ile gelen çekirdeğin nükleonları arasında çarpışma meydana gelir (Wong, 1994).



Şekil 2.4. (a) çarpışmadan önce iki çarpışan çekirdek A ve B'nin konfigürasyonu. (b) $z \sim 0$ bölgesi civarında bırakılan enerji ile çarpışmadan sonraki konfigürasyon. (Wong, 1994)

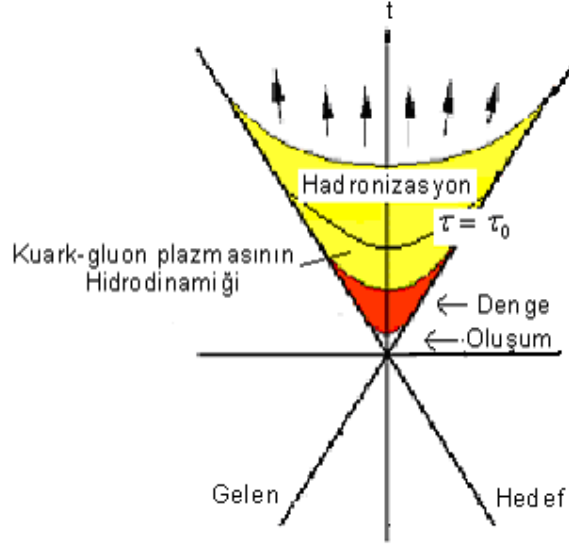
Dinamik, şekil (2.5)'te gösterildiği gibi, zaman koordinatı t ve boyuna koordinatı z ile uzay-zaman diyagramında farklı bir perspektiften incelenebilir. Çarpışan gelen ve hedef çekirdeğin yörüngeleri kalın çizgilerle gösterilmiştir.

Bir çekirdek-çekirdek çarpışmasında nükleon-nükleon çarpışmalarının sayısı çok büyük olabilir. Örneğin, bir uranyum çekirdeğinin diğer bir uranyum çekirdeği ile kafa kafaya çarpışmasında, inelastik nükleon-nükleon çarpışmalarının sayısı yaklaşık 800 kadardır (Wong, 1984). Nükleer çarpışmaların deneysel verilerinden, her bir inelastik nükleon-nükleon çarpışmasının, çarpışan baryonların büyük bir enerji kaybı ile gerçekleştiğini biliyoruz. Baryonlar enerji ve momentum kaybettiği için çarpışmadan sonra yavaşlarlar. Çok yüksek enerjilerde (100 GeV/nükleon mertebesinde) çarpışmadan sonra yavaşlatılmış baryonlar ilerlemek için halen yeteri kadar momentuma sahip olabilir ve şekil (2.4a) şematik olarak gösterildiği gibi çarpışma bölgesinden uzağa hareket ederler, burada gelen baryon madde çarpışmadan sonra B' ile, hedef baryon madde A' ile gösterilmiştir. Baryonların enerji

kaybı $z = 0$ civarındaki çarpışma bölgesinde bırakılır. Sonuç olarak, çarpışan nükleer madde A' ve B' çarpışmadan sonra birbirinden uzaklaştıkları için (çarpışma sonucunda durdurulmazlarsa) büyük miktarda enerji, küçük bir uzay bölgesinde ve kısa bir zamanda bırakılır. Çarpışma bölgesinde yaratılan madde çok yüksek bir enerji yoğunluğuna ve küçük net baryon içeriğine sahiptir. Evrenin olduğu ilk anlarda, net baryon içeriği çok küçük olduğu için, üretilen kuark-gluon plazması türü astrofiziğin özel ilgi alanıdır (Bjorken, 1983; Weinberg, 1977). $z \sim 0$ çarpışma bölgesi civarında bırakılan enerjiyi taşıyan kuantumlar kuarklar, gluonlar ve hadronlar biçiminde olabilir. Çarpışmadan sonra ilk anda görülen bu kuantum biçimi şu ana kadar çözülmemiş bir sorundur. Materyal biçimi her ne ise, $z \sim 0$ bölgesi civarında enerji yoğunluğu çok yüksektir. Bu, yüksek enerjili bir çekirdek-çekirdek çarpışması için Bjorken'in şekil (2.5)'te temsil edilen uzay-zaman senaryosu önerisine yol açar. $(z, t) = (0, 0)$ 'da iki çekirdeğin çarpışmasından hemen sonraki enerji yoğunluğu, merkezi rapidite bölgesinde oluşturulabilen olası bir kuark-gluon plazması sistemini meydana getirmek için yeterince yüksek olabilir. Çünkü böyle bir enerji yoğunluğu ile maddenin temel durumu hadron fazında olmayıp, kuark-gluon plazması fazındadır. Plazma başlangıçta ısısal dengede olmayabilir fakat daha sonra, öz zaman t_0 'da yerel dengeye gelebilir ve sonra plazma hidrodinamik yasalarına göre değişebilir. Plazma genişlediği için sıcaklığı düşecek ve plazma hadronizasyonu sonraki bir öz zamanda meydana gelecektir. Hadronlarda, sıcaklık, donma sıcaklığının altına düştüğü zaman çarpışma bölgesinden dışarı akacaktır (Wong, 1994).

Hidrodinamik evrimden önceki, başlangıç enerji yoğunluğunu hesaplamak için ilgili hacim ve çarpışma bölgesinde bırakılan enerji içeriğini bulmamız gerekir. Neticede çarpışma bölgesinde bırakılan enerji çarpışma bölgesinden dışarı akan üretilmiş hadronlar şeklinde kendini göstereceği için, çarpışmadan sonra dışarı çıkan parçacıklardan başlangıç enerji yoğunluğunu hesaplayabiliriz. Başlangıç enerji yoğunluğunu hesaplamanın yolu, onları uzay-zamanın orijin noktası yakınına geri getirerek bu parçacıkların yörüngelerini yeniden yapılandırma, enerji içeriklerini ve doldurdıkları hacmi bulmaktır. Parçacıklar çarpışma noktası $(z, t) = (0, 0)$ 'dan dışarı

aktıkları için, doldurdıkları hacim zamana bağlı olur. Sonuç olarak, çarpışma ile yaratılan maddenin başlangıç enerji yoğunluğu öz zamana bağlıdır (Wong, 1994). Biz, çarpışmanın bir sonucu olarak, kuark-gluon plazmasının olduğu öz zaman t_0 'da ve $z = 0$ 'daki enerji yoğunluğu ile ilgileniyoruz.



Şekil 2.5. Çekirdek-çekirdek çarpışmasının uzay-zaman resmi. (Wong, 1994)

Bu nedenle başlangıç enerji yoğunluğunu hesaplamak için üretilen parçacıkları kullanacağız. Neticede akan parçacıklar çoğunlukla yaklaşık 0.35 GeV/c'lik bir dik momentuma sahip olan pionlardan oluşur. Parçacıkların dik kütlesi yaklaşık $m_T \sim 0.38$ GeV/c kadardır. Bu parçacıklar, rapidite değişkeni y 'nin bir fonksiyonu olarak 'rapidite dağılımları' veya 'rapidite yoğunluğu', dN/dy , ile karakterize edilir. Başlangıç uzaysal dağılımlarını yeniden yapılandırmak için, bu parçacıkların uzay-zaman durumları ile rapidite değişkenleri arasında ilişki kurmamız gerekir (Wong, 1994).

Rapidite değişkenlerinin tanımından, rapidite y ile bir parçacığın enerjisi p_0 ve boyuna momentumu p_z arasındaki ilişki

$$p_z = m_T \sinh y \quad (2.19)$$

$$p_0 = m_T \cosh y \quad (2.20)$$

ile verilir. Böylece boyuna yöndeki parçacığın hızı

$$v_z = \frac{p_z}{p_0} = \tanh y$$

dir. (0,0) orijininden dışarı akan parçacığın z ve t koordinatları arasında ilişki

$$\frac{z}{t} = v_z = \tanh y \quad (2.21)$$

ile gösterilir. Bu sonuçlardan

$$z = t \sinh y \quad (2.22a)$$

$$t = t \cosh y \quad (2.22b)$$

ile verilen parçacık rapiditesi için, bir parçacığın uzay-zaman durumunu anlatabiliriz.

Burada

$$t = \sqrt{t^2 - z^2} \quad (2.23)$$

dir. Bunun tersi olarak y , t ve z cinsinden

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{t+z}{t-z} \quad (2.24)$$

ile ifade edilebilir. Kütle merkezi sisteminde, küçük rapidite bölgesi ‘merkezi rapidite bölgesi’ olarak adlandırılır. Verilen bir öz zaman t için eşitlik (2.22a), küçük rapiditenin, z ’nin küçük bir değerine karşılık geldiğini gösterir. Bu nedenle

merkezi rapidite bölgesi nükleon-nükleon çarpışmalarının meydana geldiği $z \sim 0$ merkezi uzaysal bölge civarına karşılık gelir. Bu ilişkiden dolayı, genellikle merkezi uzaysal bölge $z \sim 0$ civarını kastetmek için, ‘merkezi rapidite bölgesi’ ifadesi kullanılır. Rapidite değişkeni ve z koordinatı arasındaki ilişkiyi gösteren eşitlik (2.22a) bağıntısı ile rapidite dağılımı, dN/dy , başlangıç enerji yoğunluğunun elde edilebileceği uzaysal bir dağılım olarak uyarlanabilir.

Akışkan bir elementin başlangıç enerji yoğunluğu akışkan elementin durgun olduğu referans sisteminde tanımlanır. Kütle merkezi sisteminde, madde $z = 0$ ’da durgundur. Bu yüzden dikkatimizi $z = 0$ ’da topluyoruz ve şekil (2.4b)’deki gibi $z = 0$ ’daki Δz kalınlığındaki boyuna bir uzunluğu düşünüyoruz. S ile iki çekirdeğin çarpışmasındaki üst üste binen enine alanı kastediyoruz. Δz (uzunluk) ve S (alan) ile oluşan hacim $S\Delta z$ ’dir. Dikkatimizi bir kuark-gluon plazmasının biçimlendiği ve dengenin sağlandığı öz zaman t_0 ’a topluyoruz. $z = 0$ ve $t = t_0$ ’da bu hacimdeki sayı yoğunluğu

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N}{A\Delta z} &= \frac{1}{A} \frac{dN}{dy} \frac{dy}{dz} \Big|_{y=0} \\ &= \frac{1}{A} \frac{dN}{dy} \frac{1}{t_0 \cosh y} \Big|_{y=0} \end{aligned} \quad (2.25)$$

dir. y rapiditeli bir parçacığın enerjisi $m_T \cosh y$ ’dir. Böylece başlangıç enerji yoğunluğu

$$e_0 = m_T \cosh y \frac{DN}{ADz} \quad (2.26)$$

dir.

Öz zaman t_0 ’da dikine S alanı üzerinde ortalama başlangıç enerji yoğunluğu

$$e_0 = \frac{m_T}{t_0 A} \frac{dN}{dy} \Big|_{y=0} \quad (2.27)$$

olarak verilir. Başlangıç enerji yoğunluğunu rapidite yoğunluğuna bağlayan bu ilişki ilk defa Bjorken tarafından türetilmiş önemli bir sonuçtur (Bjorken, 1983).

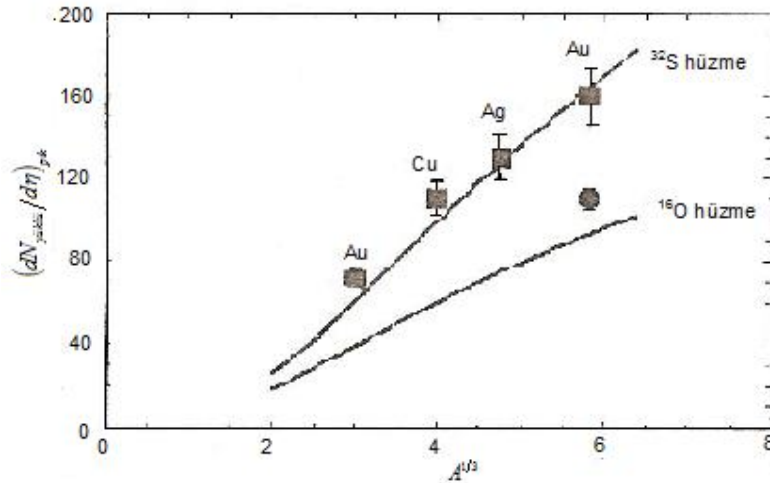
Bir plazmanın üretildiği öz zaman olan t_0 bilinmeyen bir niceliktir. Bjorken bunun 1 fm/c olduğunu tahmin etmiştir. Bu zaman ölçeğinin belirlenmesi kuark-gluon plazmasının denge ve oluş dinamiği bilgisini gerektirir. Oluşum ve denge prosesi güncel araştırma konuları arasındadır (Baym, 1985; Heiselberg ve ark, 1992; Heinz, 1987). Bu niceliğin, parçacıkların üretimi için gerekli olan zamandan tahmin edilebileceği öngörülmektedir. Çarpışan çekirdeğin baryonları çarpışmadan sonra ayrıldığı için, enerjinin başlangıçta ayrılan bu parçacıklar arasındaki alanda depolandığı ve enerjinin böyle serbest kuark ve gluonlar gibi diğer biçimlerde kendini göstermediği iddia edilebilir. Sadece alan, belirli bir mesafenin üzerine uzadığı zaman sonlu bir öz zaman geçtikten sonra bu depo edilen enerji hadron şeklinde ve belki de serbest gluon ve serbest kuark gibi görünebilir. Plazma oluşum zamanı, parçacıkların kendi kendine, alan dışında üretilmeye başladığı parçacık üretim zamanı ile kıyaslanabilir olmalıdır. Bundan dolayı, parçacık üretim zamanından, $t_{\text{üretim}}$, başlangıç zamanı, t_0 , tahmin edebilir. Parçacık üretim zamanının çeşitli hesaplamalarından $t_{\text{üretim}}$, yaklaşık 0.4-1.2 fm/c arasındadır. Başlangıç zamanı t_0 muhtemelen bu zaman aralığındadır (Wong, 1994).

Çarpışma proseslerinin deneysel araştırmaları, çekirdek-çekirdek çarpışmalarında yüklü parçacık rapidite yoğunluğunun, $dN_{\text{yüklü}}/dy$, oldukça büyük olduğunu göstermiştir. Örneğin 200A GeV'lik gelen bir enerjide bir Au hedef çekirdeği ile ^{32}S veya ^{16}O hüzmelerinin merkezi çarpışmalarında, pik psödorapidite yoğunluğu (yaklaşık olarak pik rapidite yoğunluğu) ^{32}S için yaklaşık 160 ve ^{16}O için yaklaşık 110'dur (Şekil 2.5) (Lund ve ark, 1988; Albrecht ve ark, 1992).

Bu ölçümlerde merkezi çarpışmalar, 0.3° 'lik bir kabul açısı ile sıfır derece kalorimetrede depolanmış ileri enerjinin ^{32}S için huzme enerjisinin %

20'den daha küçük, ^{16}O için huzme enerjisinin % 9.4'ten daha küçük olduğu çarpışmalar olarak tanımlanmıştır. Bir $t_0=1$ fm/c başlangıç zamanı için $S = p(1.2)^2 A^{2/3} \text{ fm}^2$ ve $dN/dy = (3/2)dN_{\text{yükü}}/dy$ ile kullanılırsa, Al üzerine gönderilen ^{32}S çarpışmalarında bir merkezi çarpışma için ortalama başlangıç enerji yoğunluğu yaklaşık 1 GeV/fm^3 , Au üzerindeki ^{32}S için yaklaşık 2.1 GeV/fm^3 ve Au üzerindeki ^{16}O için yaklaşık 2.3 GeV/fm^3 'tür. Pik değerlerinin dik enerjinin bir fonksiyonu olarak dağılımları $(dN_{\text{yükü}}/dh)_{\text{maks}}$ oldukça geniştir. Örneğin 200A GeV'de Au hedef üzerine ^{16}O çarpışmaları için $(dN_{\text{yükü}}/dh)_{\text{maks}}$ 'ın ortalama pik değeri 110 iken, tahminen küçük vuruş parametrelerindeki çarpışmalar için $(dN_{\text{yükü}}/dh)_{\text{maks}}$ 'ın 160 olduğu olaylar da vardır. $dN_{\text{yükü}}/dh \sim 160$ 'lı bu olaylar $e_0 \sim 3.3 \text{ GeV/fm}^3$ olan bir başlangıç enerji yoğunluğu verecektir.

Nükleon başına 200 GeV'lik enerjideki Au üzerinde ^{16}O veya ^{32}S çarpışması eşitlik (2.27)'nin türetiminde tartışıldığı gibi ideal çarpışma şartlarına uymayabilir, bununla birlikte, deneysel sonuçlar, çoklu çarpışmaların rapidite yoğunluğu, dN/dy (dolayısıyla enerji yoğunluğu) üzerine etkisinin yaklaşık kümülatif olduğunu ve büyük bir başlangıç enerji yoğunluğunun relativistik ağır-iyon çarpışmalarında üretilebileceğini göstermektedir (Wong, 1994).



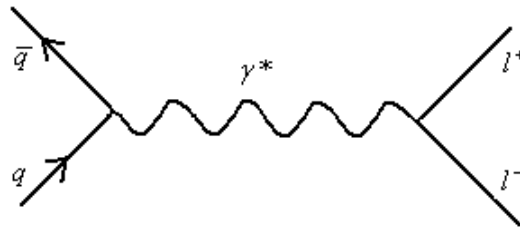
Şekil 2.6. Gelen nükleon başına 200 GeV'lık bir enerjide çeşitli hedef çekirdek A ile ^{16}O veya ^{32}S 'in merkezi çarpışmalarında, $A^{1/3}$ 'ün bir fonksiyonu olarak yüklü parçacıkların pik psödorapidite yoğunluğu. (Lund, 1988; Albretch ve ark, 1992)

2.4. Kuark-Gluon Plazması İçin İşaretler

Önceki kısımda yüksek enerjili iki ağır çekirdeğin çarpışmasından sonra üretilen maddenin evrimini tartıştık. Üretilen madde hadron fazından, kuark-gluon plazma fazına bir geçiş yapabilir. Daha sonra soğuma, maddenin hadron fazına geri dönmesi ve hadron gibi görünmesini sağlar. Madde, kuark-gluon plazması durumunda iken plazma üyeleri arasındaki etkileşmelerden ortaya çıkan parçacıklar plazma durumu hakkında bilgi sağlayacaktır. Etkileşme ürünlerinin gözlenmesi faydalı bir 'plazma tanı aracı' olacaktır (Wong, 1994).

2.4.1. Kuark-Gluon Plazmasında İkilepton Üretimi

Kuark-gluon plazmasında, bir kuark sanal bir foton, g^* , oluşturmak için bir antiquark ile etkileşebilir ve sanal foton daha sonra bir l^- ve antilepton l^+ 'ya bozunur. $q + \bar{q} \rightarrow l^+ + l^-$ reaksiyonunu tanımlayan diyagram şekil (2.7)'de gösterilmiştir.



Şekil 2.7. $q + \bar{q} \rightarrow l^+ + l^-$ reaksiyonunun diyagramı. (Wong, 1994)

Üretilen lepton-antilepton çifti sistemi, bir dilepton olarak adlandırılır. Bu bir l^+l^- çifti veya basit bir şekilde bir lepton çifti olarak da adlandırılır. Dilepton, bir dilepton değişmez kütle karesi, $M^2 = (l^+ + l^-)^2$, bir dilepton 4-momentumu,

$P = (l^+ + l^-)$, ve bir dilepton dik momentumu, $P_T = l_T^+ + l_T^-$, ile karakterize edilir. Bir lepton l^- ve onun antiparçacık eşi l^+ üretildikten sonra gözlenmesi için çarpışma bölgesini geçmesi ve dedektöre ulaşması gerekir.

Leptonlar çarpışma bölgesindeki parçacıklarla sadece elektromanyetik etkileşme ile etkileştikleri için etkileşimleri kuvvetli değildir. Lepton tesir kesiti $(a/\sqrt{s})^2$ mertebesinde, burada $a = 1/137$ ince yapı sabiti ve $\sqrt{s}$ lepton-yüklü parçacık-kütle merkezi enerjisidir.

Sonuç olarak leptonların ortalama serbest yolunun oldukça büyük olması ve leptonların üretildikten sonra başka çarpışmaya uğramamaları beklenmektedir. Diğer yandan üretilen l^+l^- çiftlerinin momentum dağılımı ve üretim oranı, plazmanın termodinamik koşulları tarafından belirlenen plazmadaki kuark ve antikuarkların momentum dağılımına bağlıdır (Ruuskanen, 1991; Wong, 1993).

Böylece l^+l^- çiftleri, onların oluşum anındaki ortamın termodinamik durumu hakkında bilgi taşır. Basitlik olsun diye net baryon yoğunluğunun sıfır olduğu bir plazma yani kuark dağılımı, $f(E)$ 'nin, antikuark dağılımındaki gibi alınabileceği bir plazma düşüneceğiz.

Kuark ve antikuark dağılımlarının eşit olmadığı bir duruma kolayca genelleştirilebilir. Uzaysal hacim elementi d^3x ve momentum elementi d^3p_1 'deki, p_1 momemtumlu kuark sayısı

$$dN_q = g_q \frac{d^3x d^3p_1}{(2\pi)^3} f(E_1) \quad (2.28)$$

dir. Burada g_q kuarkların (veya antiuarkların) dejenereliğidir.

$$g_q = (\text{renk sayısı } N_c) \times (\text{çeşni sayısı } N_f) \times (\text{spin sayısı } N_s)$$

ve E_1 durgun kütleli bir kuarkın enerjisidir.

$$E_1 = \sqrt{p_1^2 + m_q^2} \quad (2.29)$$

dir. Faz uzayı yoğunluğunun momentum koordinatları üzerinden integrasyonu kuark uzaysal yoğunluğu n_q 'yu verir.

$$\frac{dN_q}{d^3x} = n_q = g_q \int \frac{d^3p_1}{(2p)^3} f(E_1) \quad (2.30)$$

Birim zamanda birim uzaysal hacimde üretilen l^+l^- çiftlerinin sayısı

$$\frac{dN_{l^+l^-}}{dt d^3x} = N_c N_s^2 \sum_{f=1}^{N_f} \left(\frac{e_f}{e} \right)^2 \int \frac{d^3p_1 d^3p_2}{(2p)^6} f(E_1) f(E_2) s(M) v_{12} \quad (2.31)$$

ve birim 4-hacim ve birim dilepton değişmez kütlenin karesindeki, M^2 , l^+l^- çiftlerinin sayısı

$$\frac{dN_{l^+l^-}}{dM^2 d^4x} = N_c N_s^2 \sum_{f=1}^{N_f} \left(\frac{e_f}{e} \right)^2 \frac{s(M)}{2(2p)^4} M^2 \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2} \right)^{\frac{1}{2}} f(e) F\left(\frac{M^2}{4e}\right) \sqrt{\frac{2p}{w(e)}} \quad (2.32)$$

ile verilir. Burada e_f , f çeşnili kuarkın elektrik yükü, $s(M)$ ise $qq \rightarrow l^+l^-$ tesir kesitidir.

$$s(M) = \frac{4p}{3} \frac{a^2}{M^2} \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{M^2}} \left(1 + 2 \frac{m_q^2 + m_l^2}{M^2} + 4 \frac{m_q^2 m_l^2}{M^4} \right) \quad (2.33)$$

m_l , leptonun durgun kütlesidir. Eşitlik (2.32)'teki $F(E)$ fonksiyonu $[-f(E)]$ 'nin belirsiz integralidir.

$$F(E) = - \int_{-\infty}^E f(E') dE' \quad (2.34)$$

ve $e = e(M)$, fonksiyon $g(E)$ 'nin ektramumun yeridir.

$$g(E) = \ln f(E) + \ln F\left(\frac{M^2}{4E}\right) \quad (2.35a)$$

Diğer bir deyişle, e 'nin yeri, ektramumunun kareköküdür

$$\left\{ \frac{d}{dE} \left[\ln f(E) + \ln F\left(\frac{M}{4E}\right) \right] \right\}_{E=e} \quad (2.35b)$$

$-w(e)$ değeri, ektramumda $g(E)$ 'nin E 'ye göre ikinci türevidir veya

$$w(e) = - \left\{ \frac{d^2}{dE^2} \left[\ln f(E) + \ln F\left(\frac{M^2}{4E}\right) \right] \right\}_{E=e} \quad (2.35c)$$

l^+l^- çiftlerinin birim 4-hacim başına düşen değişmez kütlelerinin karesine ve dik kütlelerin karesine göre dağılımı

$$\begin{aligned} \frac{dN_{l^+l^-}}{dM^2 dM_T^2 d^4x} &= N_c N_s \sum \left(\frac{e_f}{e} \right)^2 \frac{s(M)}{2(2p)^4} M^2 \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &\times \left\{ - \frac{d}{dM_T^2} \left(\left[f(e) F\left(\frac{M_T^2}{4e}\right) \sqrt{\frac{2p}{w(e)}} \right]_{e=e(M_T)} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.36)$$

dır. Yukarıdaki sonuçlar sadece E 'nin fonksiyonu olan genel bir dağılım $f(E)$ için geçerlidir. Bu, dilepton dağılımının, kuark dağılımı $f(E)$ ve onun integrali $F(E)$ 'ye bağlı olduğunu gösterir. Eğer kuark-gluon plazmasından gelen dilepton dağılımlarını deneysel ölçümlerle çıkarabilirsek kuark-gluon plazmasındaki kuark dağılımlarının karakteristik özelliklerini belirleyebiliriz. Kuark ve antikuark dağılımları, $f(E)$ 'nin

bir T sıcaklığı ile karakterize edilen $e^{-E/T}$ ile verildiği bir kuark-gluon plazması seçebiliriz. Birim 4-hacimdeki plazma üretilen l^+l^- çiftlerinin M^2 dağılımı şöyledir (Kajantie ve ark, 1986);

$$\frac{dN_{l^+l^-}}{dM^2 d^4x} \sim N_c N_s^2 \sum_{f=1}^{N_f} \left(\frac{e_f}{e} \right)^2 \frac{s(M)}{2(2p)^4} M^2 \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2} \right)^{\frac{1}{2}} TMK_1 \left(\frac{M}{T} \right) \quad (2.37)$$

Burada K_n , n 'nün bir fonksiyonu olan değiştirilmiş Bessel fonksiyonudur (Abramowitz ve Stegun, 1965). Birim uzay-zaman hacimdeki dik kütlelerin karesi M_T^2 ve dilepton değişmez kütle karesindeki, M^2 , dağılımı

$$\frac{dN_{l^+l^-}}{dM^2 dM_T^2 d^4x} \sim N_c N_s^2 \sum_{f=1}^{N_f} \left(\frac{e_f}{e} \right)^2 \frac{s(M)}{4(2p)^4} M^2 \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2} \right)^{\frac{1}{2}} K_0 \left(\frac{M_T}{T} \right) \quad (2.38)$$

ile verilir (Kajantie ve ark, 1986). Yukarıdaki sonuçlar, plazma sıcaklığı sabit tutulan durgun bir plazma içindir. Önceki bölümde bir plazma sıcaklığının öz zamanın bir fonksiyonu olarak artacağını öğrenmiştik. Plazma evrimi için Bjorken'nin hidrodinamik modelinde öz zamanın (t) bir fonksiyonu olarak T sıcaklığı

$$T(t) = T_0 \left(\frac{t_0}{t} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.39)$$

dir, burada T_0 , başlangıç öz zamanı t_0 'daki iyon çarpışmalarında oluşan plazmanın ilk sıcaklığıdır. Sıcaklık, öz zaman t_c 'de, geçiş sıcaklığı T_c 'nin altına düştüğü zaman sistem karışık fazda olacak ve artık kuark-gluon plazma fazında olmayacaktır. Kuark-gluon plazma fazı sırasında üretilen l^+l^- çiftleri, üretim oranının öz t_0 zamanından t_c zamanına kadar integrasyonu ile elde edilir. Kuark-gluon plazma fazındaki sistemde t_0 'dan t_c 'ye kadarki katkıları integre ettikten

sonra, dilepton değişmez kütle karesi M^2 ve dilepton rapidite y 'deki l^+l^- çiftinin dağılımı

$$\frac{dN_{l^+l^-}}{dM^2 dy} \sim p R_A^2 N_c N_s^2 \sum_{f=1}^{N_f} \left(\frac{e_f}{e} \right)^2 \frac{s(M)}{2(2p)^4} \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{3t_0^2 T_0^6}{M^2} \times \left[H\left(\frac{M}{T_0}\right) - H\left(\frac{M}{T_c}\right) \right] \quad (2.40)$$

ile verilir (Kajantie ve ark, 1986), burada R_A , çarpışan çekirdeğin yarıçapıdır ve

$$H(z) = z^2 (8 + z^2) K_0(z) + 4z (4 + z^2) K_1(z), \text{ dir.}$$

Benzer şekilde, M^2 , M_T^2 ve rapidite y 'deki l^+l^- çiftlerinin dağılımlarını elde etmek için t_0 'dan t_c öz zamanına kadarki katkıları integre edebiliriz, bu durum

$$\frac{dN_{l^+l^-}}{dM^2 dM_T^2 dy} \sim p R_A^2 N_c N_s^2 \sum_{f=1}^{N_f} \left(\frac{e_f}{e} \right)^2 \frac{s(M)}{4(2p)^4} M^2 \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{3t_0^2 T_0^6}{M_T^6} \times \left[G\left(\frac{M_T}{T_0}\right) - G\left(\frac{M_T}{T_c}\right) \right] \quad (2.41)$$

ile verilir (Kajantie ve ark, 1986), burada $G(z) = z^3 (8 + z^2) K_3(z)$ dir.

Sistemin hidrodinamik değişimini hesaba kattıktan sonra eşitlik (2.40) ve (2.41) plazmanın geçiş sıcaklığı T_c ve T_0 başlangıç sıcaklığının bir fonksiyonu olarak l^+l^- çiftlerinin dağılımını verir. Böylece, maddenin bu fazında meydana geldiği belirlenirse l^+l^- çiftlerinin ölçümü plazmanın termodinamik durumunu açıklayacaktır.

Eğer dileptonlar kuark-gluon plazmasındaki $q\bar{q}$ yok olmasından meydana gelirse bu durum dilepton dağılımlarındaki bazı sezgisel kavramları elde etmek için

eğitici olacaktır. Kesinlik için, momentum dağılımları T sıcaklıklı bir Boltzman dağılımı $\exp(-e/T)$ ile tanımlanan u ve d çeşnili bir kuark-gluon plazmasını düşünüyoruz. $M \gg T_0 \gg T_c$ için eşitlik değiştirilmiş Bessel fonksiyonuna bir yaklaşıklık olarak bir exponansiyel fonksiyon kullanılabilir. Bu eşitlik $K_1(z) \sim \sqrt{\frac{p}{2z}} e^{-z}$ ile verilir. Kolaylık olsun diye kuark ve leptonların kütesini ihmal edebiliriz. Eşitlik (2.33)'ü eşitlik (2.41)'de yerine yazarsak, değişmez kütle dağılımı ve rapidite'de dilepton dağılımı yaklaşık olarak (Wong, 1994).

$$\begin{aligned} \frac{dN_{l^+l^-}}{dMdy} &\sim \frac{5}{3p^2} \sqrt{\frac{p}{2}} a^2 t^2 R_A^2 T_0^3 \left(\frac{M}{T_0} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-M/T_0} f\left(\frac{M}{T_0} \right) \\ &\times \left\{ 1 - \left(\frac{T_0}{T_c} \right)^{\frac{7}{2}} \frac{f(M/T_c)}{f(M/T_0)} e^{-\left(\frac{M}{T_c} - \frac{M}{T_0} \right)} \right\} \end{aligned} \quad (2.42)$$

ile verilir, burada

$$f(z) = 1 + \frac{4}{z} + \frac{8}{z^2} + \frac{16}{z^3}, \text{ dir.}$$

Baskın değişmez kütle bağılılığı e^{-M/T_0} faktöründen gelir. Dilepton değişmez kütle dağılımını eğer $M^{1/2} \exp\{-M/T_{\text{dilepton}}\}$ formundaki bir dilepton sıcaklığı cinsinden parametrize edersek, dilepton 'sıcaklığı' $T_{\text{ikilepton}}$, kuark başlangıç sıcaklığı, T_0 ile yaklaşık aynı olur.

Böylece dilepton değişmez kütle dağılımı, aşağı yukarı başlangıç kuark dağılımı gibi değişir. Eğer kuark-gluon plazmasından gelen dilepton spektrumu hakkında bilgi alınabilirse, bu başlangıç sıcaklığı T_0 'ı belirleyebilir (Wong, 1994).

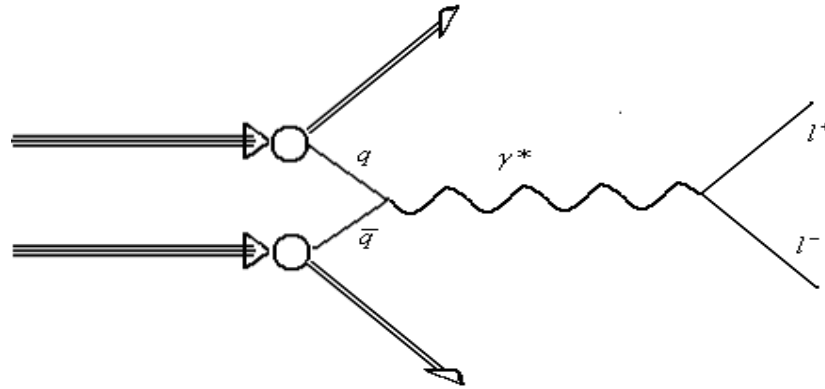
2.4.2. Diğer Proseslerle Dilepton Üretimi

Yüksek enerjili bir çekirdek-çekirdek çarpışmasında kuark-gluon plazmasının mümkün oluşumu l^+l^- çiftinin tek kaynağı değildir. Dilepton ürünü için başka

proseslerde vardır. Kuark-gluon plazmasını kısımlara ayırmak için diğer kaynaklardan gelen katkıları da analiz etmek gerekir (Wong, 1994).

2.4.2.1 Drell Yan Prosesi

Dilepton üretimi için önemli bir katkı da l^+l^- çifti değişmez kütlesinin büyük değerlerinde önemli olan Drell Yan prosesinden gelir (Drell ve Yan, 1970; Brock ve ark, 1993). Çekirdek-çekirdek çarpışmasındaki Drell Yan prosesinde çekirdeklerden birinin nükleonundaki bir valans kuarkının diğer çekirdekteki nükleonundaki bir deniz antikuarkı ile etkileştiğini hayal ediyoruz. Daha sonra bir l^+l^- çiftine bozunacak sanal bir foton oluşturmak için yok olurlar. Bu süreçte çekirdek içerisindeki nükleonların karşılıklı ilişkilerinin etkileri önemli değildir ve bu nükleonlar bağımsız olarak düşünülebilir. Drell-Yan proseslerinde l^+l^- çifti üretimi bağımsız nükleon-nükleon çarpışmalarının bir toplamı olarak düşünülebilir. Bu nükleon-nükleon çarpışmasındaki Drell-Yan prosesi için diyagramı şekil (2.8)'de gösterilmiştir (Wong, 1994).



Şekil 2.8. Bir dilepton çiftinin üretimine neden olan Drell Yan prosesi için diyagram. (Wong, 1994)

Burada A ve B nükleonlardır. B nükleonunun değerlik kuarkı q (veya deniz antikuarkı $\bar{q}$) l^+ ve l^- çiftine bozunarak sanal bir foton oluşturmak için A nükleonunun deniz antikuarkı q (veya kuark q) ile etkileşir. l^+l^- çifti l^+ ve l^- 'nin momentumları toplamı olan bir C momentumu ile karakterize edilir.

$$C = l^+ + l^- \quad (2.43a)$$

ve l^+l^- çifti

$$M^2 = C^2 = (l^+ + l^-)^2 \quad (2.43b)$$

ile verilen bir değişmez kütle karesi M^2 'ye sahiptir. l^+l^- çifti için Feynman değişkeni x_F 'i aşağıdaki gibi tanımlamak yararlı olacaktır.

$$x_F = \frac{C_z}{\sqrt{s}/2} \quad (2.44)$$

Burada $C_z = l^+ + l^-$ nükleon-nükleon kütle merkezi sistemindeki l^+l^- çiftinin boyuna mometumudur ve $\sqrt{s}$ nükleon-nükleon kütle merkezi enerjisidir. $NN \rightarrow l^+l^- X$ prosesi için M^2 ve x_F 'deki diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d^2s}{dM^2 dx_F} = \frac{1}{sN_c} s (M) \sum_f^{N_f} \left(\frac{e_f}{e} \right)^2 \frac{q_f^B(x_1) \bar{q}_f^A(x_2) + \bar{q}_f^B(x_1) q_f^A(x_2)}{\sqrt{x_F^2 + 4M^2/s}} \quad (2.45)$$

ile verilir (Grosco-Pilcher ve Shochet, 1986). Burada $q_f^{(B,A)}(x)$ ve $\bar{q}_f^{(B,A)}(x)$, f çeşnili ve ışık koni değişkeni x 'li bir kuark ve antikuark çiftini sırasıyla hedef nükleonu A'da ve hüzmeye nükleonu B'de bulma olasılıklarıdır. x_F ve M 'ye bağlı olarak $x_{1,2}$

$$x_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{x_F^2 + \frac{4M^2}{s}} \pm x_F \right) \quad (2.46a)$$

$$x_1 - x_2 = x_F \quad (2.46b)$$

ve

$$x_1 x_2 s = M^2 \quad (2.46c)$$

ile verilir. Eşitlik (2.44) ve (2.46b)'den l^+l^- çifti üretimindeki kinematik konfigürasyonu anlayabiliriz. Çarpışan çekirdeklerin kütle merkezi sisteminde çalışarak ve momentum birimi olarak $\sqrt{s}/2$ kullanarak eşitlik (2.44) ile l^+l^- çiftinin boyuna momentumu, x_F belirlenir. Dileptonun boyuna momentumu x_F , $\sqrt{s}/2$ birimindeki x_1 boyuna momentumlu parton ve $-x_2$ boyuna momentumlu diğer partondan gelir, (Eşitlik (2.46b)). Bir parton momentumunun karesi, partonun durgun kütlesini verir. Çok yüksek enerjilerde partonun değişmez kütlesi ihmal edilebilir ve partonun enerjisi yaklaşık olarak onun boyuna momentumunun büyüklüğü ile aynıdır. Dolayısıyla $x_1\sqrt{s}$, bir partonun ileri ışık koni momentumu ve $x_2\sqrt{s}$, diğer partonun geri ışık koni momentumudur. Bundan dolayı $x_1\sqrt{s}$ ve $x_2\sqrt{s}$ 'in çarpımı parton çiftinin değişmez kütlesini verir, bu l^+l^- çiftinin değişmez kütle karesi ile aynıdır. O nedenle l^+l^- çiftinin değişmez kütle karesi $x_1 x_2 s$ 'dir (Eşitlik 2.46c).

Eşitlik (2.46a), Feynman değişkeni x_F ve değişmez kütle karesi M^2 ile karakterize edilen bir l^+l^- çifti için x_1 ve x_2 ışık-koni momentum kesrinin belirlenebileceğini göstermektedir. Böylece eşitlik (2.45)'deki sonucu vermenin bir başka yolu da x_1 ve x_2 'ye göre bir diferansiyel tesir kesiti olarak onu tekrar yazmaktır.

$$\frac{ds}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{N_c} s (M) \sum_f^{N_f} \left(\frac{e_f}{e} \right)^2 \{ q_f^B(x_1) \bar{q}_f^A(x_2) + \bar{q}_f^B(x_1) q_f^A(x_2) \} \quad (2.47)$$

M ve y değişkenleri cinsinden diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{ds}{dM dy} = \frac{8pa^2}{3sN_c M} \sum_f^{N_f} \left(\frac{e_f}{e} \right)^2 [q_f^B(xe^y) \bar{q}_f^A(xe^{-y}) + \bar{q}_f^A(xe^y) q_f^B(xe^{-y})] \quad (2.48)$$

dir. Burada $x = M/\sqrt{s}$ dir. $y = 0$ 'da M ve y 'ye göre diferansiyel tesir kesiti

$$\left. \frac{ds}{dMdy} \right|_{y=0} = \frac{8pa^2}{3sN_c M^3} \sum_f \left(\frac{e_f}{e} \right)^2 [xq_f^B(x)x\bar{q}_f^A(x) + x\bar{q}_f^A(x)xq_f^B(x)] \quad (2.49)$$

formundadır. $M\sqrt{s}$ 'in bir fonksiyonu olarak eşitlik (2.47)'in sol tarafındaki nicelik çizildiğinde, farklı enerjilerdeki farklı ölçümlerden gelen veri noktaları aynı eğri üzerine düşmelidir. Bu

$$M^3 \left. \frac{d^2s}{dMdy} \right|_{y=0} = 3 \times 10^{-32} e^{-15M/\sqrt{s}} \quad (2.50)$$

bağıntısı ile tanımlanan deneysel dilepton üretimi verileri ile doğrulanmıştır. Bu 'ölçekleme davranışı' ve eşitlik (2.45) ve (2.47) sonuçları bir nükleondaki kuark-antikuark dağılım fonksiyonları hakkında bilgi edinmemizi sağlar. Drell-Yan prosesi için eşitlik (2.45) ve (2.49) ilk veya son durum etkileşmelerinin olmadığı öncü mertebeli diyagramı (Şekil 2.6 ve şekil 2.7) kullanılarak elde edilmiştir.

Asıl sonuç üç faktörden oluşan tesir kesitidir;

- Gelen nükleondaki parçalara ait olan bir dağılım fonksiyonu
- Hedef nükleondaki diğer bir eleman için bir dağılım fonksiyonu
- Temel bileşenler için tesir kesiti $s(M)$

Drell-Yan tesir kesitinin bu özelliği 'faktörizasyon özelliği' olarak adlandırılır. Bu faktörizasyon özelliğinden dolayı Drell-Yan proseslerinde elde edilen parton dağılım fonksiyonları (parton yapı fonksiyonları da denir) büyük momentum transferinin (bir leptondan nükleondaki bileşene yapılan momentum transferi) olduğu derin-inelastik çarpışmalarından belirlenen parton dağılım fonksiyonu ile aynı olmalıdır. Dilepton verilerini analiz etmek için derin-inelastik lepton-nükleon ölçümlerinden elde edilen kuark ve antikuark yapı fonksiyonu kullanıldığında, deneysel dilepton verilerinin (eğer en düşük mertebeli teorik sonuçlar şekil (2.7)'deki en düşük mertebeli bir K faktörü ile çarpılırsa) teorik dağılımlar ile uyumlu olduğu bulunur (Grosco-Pilcher ve Shochet, 1986). K faktörünün deneysel olarak 1.6 ile 2.8

aralığında olduğu bulunmuştur. Şekil (2.7)'nin sadece en düşük mertebeye diyagramı kullanılırsa, Drell-Yan dilepton tesir kesiti $a^2 a_s^0$ ile orantılı olacaktır. Bu ($a^2 a_s^0$) elektromanyetik çiftlenim sabiti a 'da 2. mertebededir. Fakat kuvvetli çiftlenim sabitinde (a_s) sıfırıncı mertebededir. Araştırmalar, K faktörünün yüksek-mertebeye KRD düzeltmeleri ile açıklanabildiğini gösterir. a_s -mertebeli (NLO) diyagramlardan dolayı dilepton tesir kesitine en önemli katkı $q\bar{q}g$ köşesindeki köşe düzeltmesidir. Bu $(1 + 2pa_s/3)$ 'e eşit bir faktöre götürür. $a_s = 0.3$ çiftlenim sabiti için köşe düzeltmesi 1.7'ye yakın bir çarpan verir. a_s -mertebeli Compton diyagramlarından gelen ek katkılar 1.6-2.8 arasında gözlenen K faktörünü getirir (Kubar ve ark, 1980; Hamberg ve ark, 1991).

Parton modeli ve sabit (Duke ve Owens, 1984) ya da a_s -mertebeli KRD düzeltmelerinden belirlenen bir K faktörlü perturbatif KRD kullanılarak (Morfin ve Tung, 1990; Botts ve ark, 1993), derin-inelastik ve dilepton verileri içeren, büyük bir deneysel veri seti analiz edilmiştir. Parton dağılımları için tutarlı parametre setleri birçok çalışmalarla elde edilmiştir (Owens ve Tung, 1992; Martin ve ark, 1991). Çoğu grup

$$xq^a(x, Q) = A_0^a x^{A_1^a} (1-x)^{A_2^a} P^a(x) \quad (2.51)$$

biçiminde parton dağılımının fonksiyonel bir temsilini kullanmaktadır. Burada üstündis a , bir çeşni etiketidir ve $P^a(x)$, düzgün bir fonksiyonudur. $P^a(x)$ fonksiyonunun seçimi oldukça değişkendir.

A_i^a sabitleri, Q^2 'nin fonksiyonlarıdır. Parton dağılım fonksiyonu, araştırıldığı momentum ölçeğine bağlıdır. Eşitlik (2.51)'de böyle bir bağıllık Q^2 'nin bir fonksiyonu olarak xq^a ile ifade edilir. Bir derin-inelastik lepton-nükleon saçılmasındaki Q niceliği, leptondan her bir elemana momentum transferidir.

Drell-Yan prosesinden gelen dilepton dağılımlarının asıl özelliklerini sezgilerimizle anlamaya çalışmak eğitici olur. Eşitlik (2.49)'den antikuark dağılımı

$x\bar{q}(x)$ ve kuark dağılımı $xq(x)$ 'nın çarpımı ile verilen $y = 0$ 'daki Drell-Yan dilepton kesitini çıkarabiliriz. Eşitlik (2.51)'deki kuark ve antikuark dağılımları kullanarak, $y = 0$ 'da dilepton diferansiyel tesir kesiti, eşitlik (2.49)'de verildiği gibi

$$\left. \frac{ds}{dMdy} \right|_{y=0} \propto \frac{1}{M^3} x^{A_1^q + A_1^{\bar{q}}} (1-x)^{A_2^q + A_2^{\bar{q}}} P^q(x) P^{\bar{q}}(x)$$

ile verilir. $P^q(x)$ ve $P^{\bar{q}}(x)$ fonksiyonları x 'in düzgün fonksiyonları olduğu için dilepton diferansiyel tesir kesiti yaklaşık olarak

$$\begin{aligned} \left. \frac{ds}{dMdy} \right|_{y=0} &\sim \frac{\text{sabit}}{M^3} \left(\frac{M}{\sqrt{s}} \right)^{A_1^q + A_1^{\bar{q}}} \left(1 - \frac{M}{\sqrt{s}} \right)^{A_2^q + A_2^{\bar{q}}} \\ &\sim \frac{\text{sabit}}{M^3} \left(\frac{M}{\sqrt{s}} \right)^{A_1^q + A_1^{\bar{q}}} e^{-M(A_2^q + A_2^{\bar{q}})/\sqrt{s}} \end{aligned} \quad (2.52)$$

gibidir. Exponansiyel bağımlılık $\exp\{-M(A_2^q + A_2^{\bar{q}})/\sqrt{s}\}$ 'li yukarıdaki diferansiyel tesir kesiti eşitlik (2.50) ile temsil edilen deneysel verilerle yaklaşık olarak uyuşur. Eşitlik (2.52)'daki Drell-Yan dilepton diferansiyel tesir kesitini

$$\left. \frac{ds}{dMdy} \right|_{y=0} \sim \frac{1}{M^3} \left(\frac{M}{\sqrt{s}} \right)^{A_1^q + A_1^{\bar{q}}} e^{-M/T_{DY}} \quad (2.53)$$

şeklinde vermek için bir T_{DY} parametresi tanımlayabiliriz. $y = 0$ 'da Drell-Yan diferansiyel tesir kesiti

$$T_{DY} \sim \frac{\sqrt{s}}{A_2^q + A_2^{\bar{q}}} \quad (2.54)$$

ile verilen nükleondaki q ve $\bar{q}$ 'ların kendi içsel davranışlarından ortaya çıkan etkin sıcaklık, T_{DY} varmış gibi davranır. A_2^q ve $A_2^{\bar{q}}$ parametreleri Q^2 'ye bağlıdır. Aynı

şekilde etkin Drell-Yan sıcaklığı T_{DY} de Q^2 'ye bağlıdır. Drell-Yan spektrumuna daha iyi bir kavram bulmak için Duke ve Owens'ın yapı fonksiyonu set-1'i dikkate alıyoruz (Duke ve Owens, 1984). Değerlik kuarkı dağılımı parametreleri

$$A_1^q = 0.419 + 0.004k - 0.007k^2 \quad (2.55a)$$

ve

$$A_2^q = 3.46 + 0.724k - 0.066k^2 \quad (2.55b)$$

ve antikuark dağılım parametreleri

$$A_1^{\bar{q}} = -0.327k - 0.029k^2 \quad (2.55c)$$

ve

$$A_2^{\bar{q}} = 8.02 + 1.59k - 0.153k^2 \quad (2.55d)$$

burada k , Q^2 'ye bağlıdır ve bu

$$k = \ln\left[\left(\ln Q^2\right)/\Lambda^2\right]/\left(\ln Q_0^2/\Lambda^2\right) \quad (2.55e)$$

$Q_0^2 = 4 \text{ GeV}$ ve $\Lambda = 0.2 \text{ GeV}$ 'dir. Duke ve Owens'ın set-1 parametrelerini kullanarak $y = 0$ 'daki dilepton tesir kesiti yaklaşık olarak bir

$$T_{DY} \sim \frac{\sqrt{s}}{11.51 + 2.31k - 0.219k^2} \quad (2.56)$$

sıcaklığı ile karakterize edilir (Duke ve Owens, 1984). $M = 2 \text{ GeV}$ değişmez kütleli bir dilepton için $T_{DY} \sim \sqrt{s}/11.51$ dir.

2.4.2.2 Çekirdek-Çekirdek Çarpışmalarında Drell-Yan Prosesi

Bir hedef çekirdek A ve bir hüzmeye çekirdek B çarpışmasında bir Drell-Yan

prosesi olasılığı, çarpışan çekirdeklerin kütle numarasına nasıl bağlıdır? A ve B çekirdeği bir b vuruş parametresinde bir çarpışma yaptığında, Drell-Yan'ın meydana gelmesi için toplam olasılık, aşağıda verilen üç faktör çarpımının bir toplamıdır.

- (b_A, z_A) durumundaki A çekirdeğinde $db_A dz_A$ hacim elementinde bir nükleonun bulunması için olasılık elementi $r_A(b_A, z_A)db_A dz_A$
- (b_B, z_B) durumundaki B çekirdeğinde $db_B dz_B$ hacim elementinde bir nükleonun bulunması olasılık elementi $r_B(b_B, z_B)db_B dz_B$
- bir nükleon-nükleon Drell-Yan prosesi için olasılık $t(b - b_A - b_B)s_{DY}^{NN}$

Bu olasılığı $T(b)s_{DY}^{NN}$ olarak adlandırıyoruz.

$$T(b)s_{DY}^{NN} = \int r_A(b_A, z_A)db_A dz_A r_B(b_B, z_B)db_B dz_B t(b - b_A - b_B)s_{DY}^{NN} \quad (2.57)$$

burada r yoğunluk fonksiyonudur. $t(b)$ çekirdek-çekirdek kalınlık fonksiyonu ve s_{DY}^{NN} nükleon-nükleon Drell-Yan tesir kesitidir. Eşitlik (2.57) çekirdek – çekirdek çarpışmaları için $T(b) = \int db_A db_B T_A(b_A)T_B(b_B)t(b - b_A - b_B)$ ile verilen kalınlık fonksiyonu verir. Bu b vuruş parametresindeki bir A ve B çarpışmasında bir Drell-Yan prosesinin meydana gelmesi için toplam olasılık

$$P_{DY}^{NN}(b) = \sum_{n=1}^{AB} \binom{AB}{n} [T(b)s_{DY}^{NN}]^n [1 - T(b)s_{DY}^{NN}]^{AB-n} \quad (2.58)$$

dır. Nükleon-nükleon Drell-Yan tesir kesiti a^2 ile orantılı olmaktadır. Toplamada $n = 1$ 'li ilk terim baskındır. $n > 1$ ve $[T(b)s_{DY}^{NN}]$ terimi çoklu Drell-Yan çarpışmalarını temsil eder. Bir yaklaşım olarak bu düzeltmeler tesir kesiti çok küçük olursa ihmal edilebilir ve çekirdek-çekirdek çarpışmalarında bir Drell-Yan prosesi için olasılık

$$P_{DY}^{NN}(b) = AB[T(b)s_{DY}^{NN}] \quad (2.59)$$

olur. Sonuç olarak bir çekirdek-çekirdek çarpışmasında, y rapidite'li ve M değişmez kütleli bir dilepton çifti bulmak için diferansiyel olasılık

$$\frac{dP_{DY}^{NN}}{dMdy}(b) = ABT(b) \frac{ds_{DY}^{NN}}{dMdy} \quad (2.60)$$

ile verilir. Her Drell-Yan olayı bir dilepton çifti üretir. Sonuç olarak M değişmez kütleli ve y rapiditeli üretilen diferansiyel dilepton çifti sayısı

$$\frac{dN_{l^+l^-}}{dMdy}(b) = ABT(b) \frac{ds_{DY}^{NN}}{dMdy} \quad (2.61)$$

ile verilir.

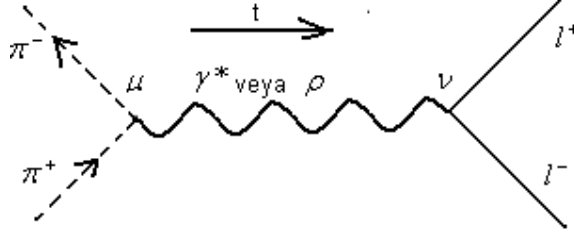
2.4.2.3. Hadronlarla ve Rezonanslardan Dilepton Üretimi

Dilepton çiftleri, $p^+ + p^- \rightarrow l^+ + l^-$ prosesleri gibi yüklü hadronların ve onların antiparçacıklarının etkileşmelerinden üretilebilir. Dilepton çiftleri aynı zamanda r, w, f ve J/ψ gibi hadron rezonansların bozunumundan da gelebilir. Böylece hadron çarpışmaları ve hadron bozunumları l^+l^- çiftinin ek kaynağıdır.

Hadronlar ve rezonanslar başlangıçta çekirdek-çekirdek çarpışmasında üretilir. Eğer kuark-gluon plazması üretilirse, kuark-gluon plazması geçiş sıcaklığının altına soğuduğu zaman hadronik madde ile sonuçlanacaktır. Kuark-gluon plazmasındaki dilepton üretimini aramak için hadron kaynaklı dileptonlar, ayrı tanımlanmalıdır.

Hadronik maddeden gelen dilepton çiftlerinin katkısı tahmin edilebilir. Örneğin hadronik maddenin bütününe oluşturan baskın parçacıklar pionlardır. Biz basitlik olsun diye sadece pion içeren hadronik maddeyi düşüneceğiz. Bir p^- ve p^+ 'nın şekil (2.9)'da verilen bir diyagram yoluyla çarpışması, bir dilepton çiftini verir. Şekildeki dalgalı çizgi skaler elektrodinamikte sanal fotonu temsil eder.

Hadronik maddede dilepton çiftleri üretimi için, üretim oranının hesabında, önceki kısımda tartışılan kuark-gluon maddesi durumundaki aynı düşünceler kullanılır.



Şekil 2.9. $p^+ + p^- \rightarrow l^+ + l^-$ reaksiyonunun diyagramı. (Wong, 1994)

Fark, sadece bir r rezonans ara durumunun oluşumundaki ve çiftlenimdeki farklılıklardan kaynaklanan temel yok olma tesir kesitindeki farklılık ile kuark ve pionun dejenereliğindeki farklılıktır. Hadron madde T_i başlangıç sıcaklığında etkileşime başlar ve T_f donma sıcaklığında etkileşme durur. Sonuç olarak aşağıdaki değişiklikler ile kuark-gluon plazmasında l^+l^- çifti üretimi için eşitlik (2.31) ve (2.41)'de verilen sonuçların hepsi, hadronik maddede l^+l^- çifti üretimi için kullanılabilir (Wong, 1994).

$$\begin{aligned} N_c &\rightarrow 1 & N_s &\rightarrow 1 & N_f &\rightarrow 1 \\ m_q &\rightarrow m_p & e_f &\rightarrow e & T_0 &\rightarrow T_i \\ T_c &\rightarrow T_f \text{ ve } s(M) && \rightarrow \tilde{s}(M) \end{aligned}$$

Burada m_p pionun kütlesidir, $\tilde{s}(M)$, $p^+p^- \rightarrow l^+l^-$ prosesi için tesir kesitidir ve

$$\tilde{s}(M) = \frac{4p}{3} \frac{a^2}{M^2} \left(1 - \frac{4m_p^2}{M^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{4m_l^2}{M^2}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{2m_l^2}{M^2}\right) F_p(m_r)^2 \quad (2.62)$$

ile verilir. Form faktörü $F_p(m_r)$ mutlak değerinin karesi

$$\left| F_p(m_r) \right|^2 = \frac{m_r^4}{(M^2 - m_r^2)^2 + \Gamma^2 m_r^2} \quad (2.63)$$

dir. Burada m_r ve Γ , r mezonun kütlesi ve genişliğidir. Bu değişiklikler ile eşitlik (2.37)-(2.41) hadron faz durumundan l^+l^- çifti üretim oranını tahmin etmede kullanılabilir. Hadron rezonansının bozunumu kendini, l^+l^- çifti değişmez kütle spektrumunda keskin pikler şeklinde gösterir, pik genişliği ise rezonansın ortalama yarı ömrünü yansıtır. r , w ve f gibi hadron rezonansları termalizasyondan önceki ilk nükleon-nükleon çarpışmalarından meydana gelir. Bunlar, hadron gazı termalizasyonu sırasında yoğun pion gazındaki pionların çarpışmalarından da gelebilirler. J/ψ rezonans bozunumu yaklaşık 3.1 GeV'lik dilepton değişmez kütlesinde bir pik verecektir. J/ψ rezonansının büyük kütlesi, onun hadronik madde termalizasyonunda veya soft işlemlerde üretilmeyeceğini gösterir. Böylece asıl J/ψ üretimi, sert saçılma proseslerinden gelir. Burada J/ψ üretimini tartışılacak olup ve bastırılması ise daha sonra detaylı incelenecektir (Wong, 1994).

2.4.3. Kuark Gluon Plazmasında Debye Perdeleme

Bir kuark-gluon plazmasında, bir kuarkın renk yükü, kuarkların, antiquarkların ve gluonların varlığından dolayı perdelenir. Bu olay, 'Debye perdelemesi' olarak adlandırılır ve KED'deki bir elektrik yükünün debye perdelemesine benzer.

Plazmaya bir cazibe kuark c ile anti-cazibe kuark, $\bar{c}$ 'nin bağlı durumu olan bir J/ψ parçacığını yerleştirirsek Debye Perdelemesi c ve $\bar{c}$ arasındaki etkileşimi zayıflatacaktır. Dahası kuark-gluon plazmasında, kuark ve gluonlar hapislikten kurtulur ve böylece c ve $\bar{c}$ arasındaki sicim gerilimi yok olur. Bu iki birleşik etkiden dolayı, ilk olarak Matsui ve Satz tarafından önerildiği gibi yüksek sıcaklıktaki kuark-gluon plazmasında yer alan bir J/ψ parçacığı ayrılmış olur ve bu durum yüksek enerjili çekirdek çekirdek çarpışmalarında J/ψ üretiminin bastırılmasına neden olur. Bir J/ψ parçacığına kuark gluon plazmasının etkisini nasıl anlarız? Bu konuyu

tartışmadan önce J/ψ parçacığını kuark-gluon plazması olmaksızın cazibe antikuark ile etkileşen bir cazibe kuarkının bir iki-cisim problemi olarak düşünelim. Orijine renk yükü $q > 0$ olan bir c kuarkı, r 'ye ise $-q$ renk yüküne sahip $\bar{c}$ antikuarkı yerleştiririz. r noktasındaki $\bar{c}$ antikuarkının, c kuarkından dolayı gördüğü renk potansiyeli, fenomenolojik olarak Coulomb potansiyeli

$$V_0(r) = \frac{q}{4\pi r} \quad (2.64)$$

ile temsil edilebilir. c ve $\bar{c}$ arasında, onların ayrılması ile artan hapsedici bir lineer potansiyel de vardır:

$$V_{lineer}(r) = kr. \quad (2.65)$$

Burada k sicim gerilim katsayısıdır. $c\bar{c}$ sistemi için potansiyel enerji (Eichten ve ark, 1980)

$$H_I = (-q) \frac{q}{4\pi r} + kr \quad (2.66)$$

dir. $c\bar{c}$ sistemi için Hamiltonyan (Eichten ve ark, 1980)

$$H = \frac{p^2}{2m} - \frac{a_{etkin}}{r} + kr \quad (2.67)$$

ile verilir. Burada $m (= m_c/2)$, sistemin indirgenmiş kütlesi ve $a_{etkin} = q^2/4\pi$ 'dir. Bu basit hamiltonyan (2.64), $c\bar{c}$ sistemlerinin gözlenmiş spektroskopisinin iyi bir nicel tanımını sağlar. Çarmanyum durumları $a_{etkin} = 0.52$, $k = 0.926 \text{ GeV/fm}$ ve $m_c = 1.84 \text{ GeV}$ parametre seti kullanılarak eşitlik (2.46) ile tam olarak tanımlanır (veya alternatif set ile; $a_{etkin} = 0.30$, $k = 1.18 \text{ GeV/fm}$ ve $m_c = 1.65 \text{ GeV}$) (Eichten ve

ark, 1980). $r = 0$ 'da ağır kuark c ve r 'deki $\bar{c}$ antikuark sistemini dikkate aldıktan sonra şimdide kuark-gluon plazmasında $c\bar{c}$ sistemini dikkate alıyoruz.

Plazmadaki kuark, antikuark ve gluonlarının varlığı $c\bar{c}$ sistemini iki önemli yolla etkiler. Birincisi, sicim gerilimi sıcaklığa bağlı olduğu için sonlu bir sıcaklıktaki kuark maddesi c ve $\bar{c}$ arasındaki bağ gerilim katsayısını, k , değiştirir (McLerran ve Svetitsky, 1981; Takagi, 1986). İkincisi kuark maddesinin varlığı c ve $\bar{c}$ çevresindeki kuark, antikuark ve gluon yoğunluklarının yeniden düzenlenmesine yardımcı olur. Bu yeniden düzenleme $\bar{c}$ 'den c 'nin renk yükünün perdelemesine ve tersine neden olur (yani c 'den $\bar{c}$ 'nin perdelenmesi). Sonuç olarak, c ve $\bar{c}$ arasındaki etkileşim, eşitlik (2.64)'daki Coulomb etkileşiminden bir Yukawa-tipi kısa-mesafeli bir etkileşime değişir.

Bağ gerilimi, k , sıcaklığa bağlıdır. Hapşilik, bağ gerilimi yok olmadığı müddetçe mevcuttur. Tersine kuark ve gluonların hapisten kurtulmaları bağ geriliminin yok olması ile birlikte gerçekleşir.

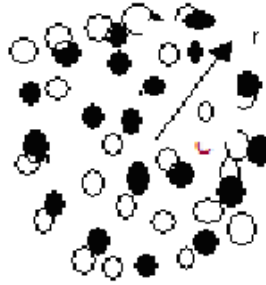
Daha önceki kısımlarda tartışıldığı gibi sonlu bir sıcaklıkta kuark maddesinin hapsi-hapisten kurtuluşa geçiş araştırmaları örgü ayar teorisi ile yapılmaktadır (McLerran ve Svetitsky, 1981; Ukawa, 1989; Petersson, 1991; Hatsuda, 1992; Christ, 1992). Geçiş mertebesinin kuark kütleleri ve dinamiklere bağlı olmasına rağmen, hapisten kurtuluşa geçişin oluşması, genel bir örgü-ayar teorisinin sonucudur. Flux-sheet (akı yatağı) ve flux-tüp (akı-tüpü) modeline dayanan hesaplar, sıcaklık kritik sıcaklığa yaklaştıkça sicim geriliminin, sıcaklığa göre kritik davranışını belirler. Hapisten kurtuluş ile ilgili sinyalleri araştırmak için, sicim geriliminin hapsolmamış kuark-gluon plazmasında yokolduğu durumu inceleyeceğiz.

Sicim geriliminin yokluğu, bir cazibe kuark ve bir cazibe antikuarkın bağlı bir durum oluşturamadığı anlamına gelmez. Onlar birbirleri ile Coulomb etkileşimi $-a_{etkin}/r$ ile etkileşirler. Fakat bu karşılıklı Coulomb etkileşmesi Debye perdelemesinden dolayı değişir. Bu perdeleme o kadar şiddetli olabilir ki c ve $\bar{c}$ bağlı bir durumda bulunamaz ve $c\bar{c}$ sistemi, bir bağlı durum oluşmaksızın ayrı bir c kuarkı ve bir başka $\bar{c}$ antikuarkına ayrılır (Wong, 1994).

Kuark-gluon plazmasındaki $c\bar{c}$ sistemi için Debye perdeleme olayını nitel olarak nasıl anlarız. Bu Debye perdelemesinin esas kavramları, en iyi şekilde Abelyen yaklaşımındaki renk etkileşimleri ele alınarak açıklanabilir. (Perturbatif Abelyen olmayan ayar teorisinde Debye perdelemesinin incelenmesi referans (Cheng ve Li, 1984)'te bulunabilir). Bu aşırı-basitleştirilmiş Abelyen yaklaşımında, perdeleme plazmadaki kuark ve antikuarkların uzaysal dağılımlarının yeniden oluşmasından kaynaklanır. İlk olarak bir T sıcaklığında termal dengedeki bir kuark-gluon plazmasını göz önünde bulunduruyoruz. Sıfır kimyasal potansiyelli kuarkların sayı yoğunluğu n_q , antikuarkların sayı yoğunluğu $n_{\bar{q}}$ ile aynıdır. Sayı yoğunluğu ve kimyasal potansiyel sadece sıcaklığa bağlıdır ve uzaysal yerinden bağımsızdır. Kimyasal potansiyelde, $m = 0$, uzaysal yerleşimden bağımsızdır. Farklı çeşnili ve m_q kütleli kuarkların kimyasal birleşimi Boltzman faktörü, $e^{-mq/T}$ 'e bağlıdır. Birkaç yüz MeV aralığındaki bir sıcaklık için cazibe kuarkların kesri küçüktür ve plazmanın aslında hafif ve acayip kuark ve antikuarklardan meydana geldiği düşünebilir. Plazmada kuarkların enerji yoğunluğu e_q ve antikuarkların yoğunluğu $e_{\bar{q}}$ 'ya eşit ve uzaysal olarak sabittir. Kuark-gluon plazma ortamında bir kuark ve antikuark arasında lineer hapsolme etkileşimi yoktur. Burada geriye bir gluon değiş tokuşundan ortaya çıkan $(\pm q^2/r)$ -tipi etkileşim kalır. $r = 0$ 'da cazibe kuarkı c 'yi düşünüyoruz. Gluon değiş tokuş etkileşimi ile, cazibe kuark c 'nin varlığı plazmadaki antikuarkları c 'ye doğru çekecektir. Şekil (2.10)'daki koyu daireler ile şematik olarak gösterilmiştir). Fakat kuarkları c 'den uzağa itecektir. Sonuç olarak statik denge yeniden düzenlenmeli ve böylece, uzaysal olarak değişen kimyasal potansiyel $m(r)$ ile karakterize edilen antikuark yoğunluğu $n_{\bar{q}}(m)$ ve kuark yoğunluğu $n_q(m)$ ' da değişir. c civarında kuarklardan çok antikuarklar olacaktır. c kuarkı çevresindeki bu aşırı antikuark bulutunun varlığı bir test kuarkının gördüğü net renk yükünün büyüklüğünü azaltacak ve potansiyeli değiştirecektir (Wong, 1994). Kütsüz bir kuark ve antikuark gazı olarak plazmanın idealleştirilmiş durumu için r 'deki bir test kuarkının gördüğü potansiyel $V(r)$, uzun-mesafeli coulomb potansiyelinden kısa-mesafeli

$$V(r) = \frac{q}{4p} \frac{e^{-r/l_D}}{r} \quad (2.68)$$

Yukawa potansiyeline değiştirilir.



Şekil 2.10. Bir kuark c kuark-gluon plazmasında $r=0$ 'da yerleşmiştir. (Wong,1994)

Burada Debye perdeleme uzunluğu l_D Abelyen durumda

$$l_D(\text{Abelyen}) = \sqrt{\frac{6}{g_q q^2}} \frac{1}{T} \quad (2.69)$$

ile verilir ve $g_q (= 6N_f)$ kuark gazı dejenereliğidir. Debye perdeleme kütesini Debye perdeleme uzunluğunu tersi olarak tanımlamak uygun olur.

$$m_D = \frac{1}{l_D} \quad (2.70)$$

Eşitlik (2.68) ve (2.69)'in sonuçları renk yükü taşımayan ve aralarında etkileşmeyen ayar bozonlarının bulunduğu Abelyen yaklaşımında elde edilir. Bir Abelyen olmayan ayar teorisi olarak KRD'nin asıl tanımında, perdeleme olayı sadece c kuarkı çevresindeki kuark ve antikuarkların polarizasyonunu içermez. Aynı zamanda renk yükü taşıyan gluonların polarizasyonunu da içerir. Bu gluonların

polarizasyonu gluon yoğunluğundaki değişime ve c kuarkını ekstra perdelemeye neden olur. Perturbatif KRD (PKRD)'deki (tek-ilmek) hesaplamalarında, Debye perdeleme kütlesi m_D ve perdeleme uzunluğu hesaplanmış ve

$$l_D(PQCD) = \frac{1}{m_D(PQCD)} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{N_c}{3} + \frac{N_f}{6}\right)g^2 T}} \quad (2.71)$$

oldukları bulunmuştur. Böylece Debye perdeleme uzunluğu, plazma sıcaklığının ve çiftlenim sabitinin bir fonksiyonudur.

Debye perdeleme uzunluğu, örgü ayar teorisi kullanılarak da hesaplanmıştır. Bu örgü ayar teorisinde elde edilen Debye perdeleme uzunluğu, l_D (örgü ayarı), en düşük mertebeli perturbatif KRD teorisinde hesaplanan perdeleme uzunluğundan 2 kat daha küçük olduğu bulunmuştur

2.4.4. Kuark-Gluon Plazmasında J/ψ Bastırması

Kuark-gluon plazmasında sicim gerilimi sıfırdır. Cazibe kuark ve antikuark arasındaki etkileşim sadece Coulomb tipi renk etkileşimidir. Önceki kısımda, kuark-gluon plazmasına bir J/ψ parçacığı yerleştirirsek, cazibe kuarkının renk yükünün plazmadaki kuark, antikuark ve gluonları ile perdeleneyeceğini öğrendik. Debye perdeleme etkisi, c ve $\bar{c}$ arasındaki uzun-mesafeli Coulomb-tipi etkileşimi, Debye perdeleme uzunluğu, l_D , ile verilen ile kısa-menzilli bir yukowa-tipi etkileşime değiştirmiş olacaktır. Bu l_D mesafesi içinde c ve $\bar{c}$ bileşenleri arasındaki çekici etkileşim etkindir fakat bu mesafe dışında çekici etkileşim etkin değildir, çünkü etkileşimin büyüklüğü uzaklıkla eksponansiyel olarak azalır (Wong, 1994).

Debye perdeleme uzunluğu, l_D , sıcaklıkla ters orantılıdır. Yüksek sıcaklıklarda çekici etkileşim mesafesi, bağlı bir $c\bar{c}$ durumunun oluşumunu imkansız kılmak için küçük olur. Bu durum meydana geldiği zaman $c\bar{c}$ sistemi, plazmadaki ayrı bir c kuarkı ve bir $\bar{c}$ antikuarkına ayrılır. Sonradan bu c kuarkı ve $\bar{c}$ antikuarkı,

$D(\bar{c}\bar{u}$ ve $\bar{c}\bar{d})$, $\bar{D}(\bar{c}u$ ve $\bar{c}d)$, $D_s(c\bar{s})$ ve $\bar{D}(\bar{c}s)$, ‘açık-cazibe’ mezonları ortaya çıkarmak için hafif kuarklar veya hafif antikuarklar ile birleşerek hadronize olurlar (Wong, 1994). J/ψ parçacıkları, çekirdek-çekirdek çarpışmalarında çarpışma proseslerinin başlangıç aşamasında üretilir, örneğin sert-saçılma prosesleri ile. Bir kuark-gluon plazması J/ψ üretim bölgesinde oluşturulursa plazma etkisi, bağlı olamayan J/ψ parçacığı oluşturacaktır ve J/ψ parçacıklarının son ürünü kuark-gluon plazmasının olmadığı duruma kıyasla bastırılacaktır. Bu yüzden J/ψ ürününün bastırılması kuark-gluon plazmasının varlığının bir işareti olarak kullanılabilir (Matsui ve Satz, 1988).

Kritik perdeleme sıcaklığı T_c , en düşük-mertebeli perturbatif KRD teorisi için

$$T_c = \frac{m}{0,840} \sqrt{\frac{2a_{etkin}}{9p}} \quad (2.72)$$

ile verilir. $c\bar{c}$ sistemi için $m_c=1.84$ GeV’lik kuark kütlesi kullanıldığında

$$T_c = 0.291 \sqrt{a_{etkin}} \text{ GeV}$$

bulunur. a_{etkin} 0.52 değerine sahip olursa $T_c=209$ MeV olur. Bununla birlikte kuark-gluon plazmasında KRD çiftlenim sabiti sıcaklıkla azalır. Kritik sıcaklığın 1.5 katında, a_{etkin} yaklaşık olarak 0.2 olarak bulunur ve ayrışım sıcaklığı T_c ise 130 MeV olur (DeGrand ve DeTar, 1986). Böylece $c\bar{c}$ sistemi bağlı durumda olamayacağı sıcaklık 100-200 MeV mertebesinin sıcaklıkların üstündedir.

Özetle, ayrışım sıcaklığı T_c ’yi aşan bir sıcaklıktaki bir kuark-gluon plazmasının, $c\bar{c}$ sisteminin bağlı bulunamayacağı bir ortam sağlayacağı beklenmektedir. Sert nükleon-nükleon çarpışmaları ile başlangıçta üretilen J/ψ parçacıkları gibi $c\bar{c}$ bağlı durumları yüksek sıcaklıktaki bir kuark-gluon plazmasında bağlı olamayacaktır. Sonuç olarak J/ψ parçacıklarının üretimi kuark-gluon plazmasının olmadığı duruma kıyasla bastırılacaktır. İlk olarak Matsui ve Satz

tarafından önerildiği gibi, J/ψ üretiminin bastırılması kuark-gluon plazmasının varlığı için bir işaret olarak kullanılabilir (Wong, 1994).

2.4.5. Hadron Ortamında J/ψ Bastırması

Bir çekirdek-çekirdek çarpışmasında, J/ψ parçacıkları çok sayıdaki nükleon-nükleon çarpışmalarından bazılarındaki sert-saçılma proseslerinde üretilir. Üretilen J/ψ parçacıkları hadronlarla etkileşebilir ve J/ψ -hadron etkileşmeleri J/ψ parçacıklarının bozunumuna neden olabilir. Örneğin bir J/ψ parçacığının bir h hadronu ile etkileşmesi

$$J/\psi + h \rightarrow D + \bar{D} + X \quad (2.73)$$

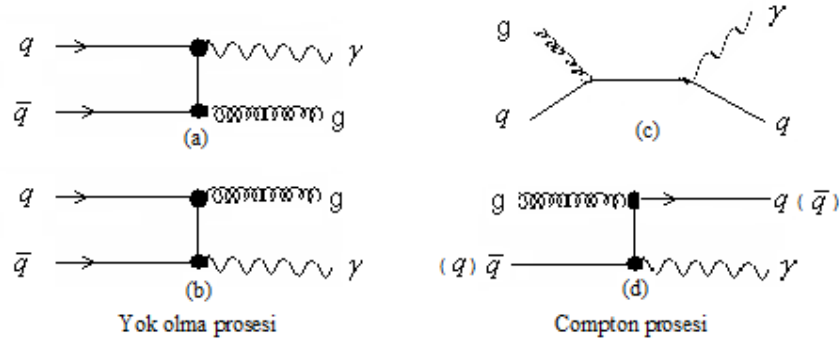
reaksiyonuyla olur. Bu reaksiyonla bir J/ψ parçacığı bir $D\bar{D}$ çiftine dönüşür. Böylece J/ψ -hadron etkileşmeleri, J/ψ üretiminin bastırılmasına katkıda bulunacaktır. J/ψ parçacıkları NA38 Kollabrasyonunda olduğu gibi birçok deneysel ölçümlerde üretilmiş ve J/ψ parçacıklarının daha çok merkezi rapidite bölgesinde bulundukları gösterilmiştir. Ayrıca deneysel verilerin fenomenolojik tanımları, nükleer çarpışma çevresinde üretilen J/ψ parçacıklarının hadronlarla çarpışmalarında meydana gelen J/ψ bastırılmasının önemli olduğunu göstermektedir (Wong, 1994).

2.4.6. Kuark-Gluon Plazmasındaki Foton Üretimi

Kuark-gluon plazmasında, bir kuark bir antikuark ile bir foton ya da gluon üretmek için etkileşebilir.

$$q + \bar{q} \rightarrow g + g \quad (2.74)$$

Şekil 2.11(a) ve (b)'deki Feynman diyagramları ile temsil edilen bu proses yok etme prosesi olarak adlandırılır.



Şekil 2.11. $q + \bar{q} \rightarrow g + g$, yok olma proseslerini gösteren Feynman diyagramlarını (a) ve (b) temsil eder ve $g + q \rightarrow g + q$, Compton proseslerini gösteren Feynman diyagramlarını (c) ve (d) temsil eder. (Wong, 1994)

Elektromanyetik proses $q\bar{q} \rightarrow gg$ 'a benzerdir fakat onun olma olasılığı $q\bar{q} \rightarrow gg$ reaksiyonunun olma olasılığından a_e/a_s mertebesinin bir faktörü kadar (veya yaklaşık 0.02 kadar) daha küçüktür. Burada $a_e (= 1/137.0359895)$ elektromanyetik ince yapı sabitidir.

$$a_e = \frac{e^2}{4p} \quad (2.75)$$

ve a_s kuvvetli etkileşim çiftlenim sabiti g 'ye

$$a_s = \frac{g^2}{4p} \quad (2.76)$$

eşitliği ile bağlıdır. $a_e \ll a_s$ olduğu için kuark-gluon plazmasında $q\bar{q}$ yokolması ile foton üretimini incelemek için $q\bar{q} \rightarrow gg$ prosesi ile değil, $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ prosesi ile ilgilenilmektedir.

Bir gluon

$$g + q \rightarrow g + q \quad (2.77a)$$

reaksiyonu ile bir foton üretmek için bir kuark ile veya

$$g + \bar{q} \rightarrow g + \bar{q} \quad (2.77b)$$

reaksiyonu ile bir foton üretmek için antikuark ile etkileşebilir. Bu reaksiyonlar Şekil 2.11.(c) ve (d)'deki Feynman diyagramları ile temsil edilirler. Bu reaksiyonlar Compton saçılması olarak adlandırılan, bir fotonun yüklü bir parçacıktan saçılması olayına benzerler. 2.77(a) ve 2.77(b) reaksiyonlarındaki gelen gluonlar, Compton saçılmasındaki gelen fotonla benzer rol oynar. Böylece 2.77(a) ve 2.77(b) prosesleri 'Compton Prosesleri' olarak adlandırılır.

Bir foton üretildikten sonra varlanması için çarpışma bölgesinden çıkmalıdır. Foton çarpışma bölgesindeki parçacıklar ile sadece elektromanyetik etkileşme yolu ile etkileştiği için etkileşme kuvvetli olmaz. Sonuç olarak fotonun ortalama serbest yolunun oldukça büyük olması beklenir ve o üretildikten sonra bir çarpışmaya uğrayamaz. Diğer yandan, foton üretim oranı ve foton momentum dağılımı, plazmanın termodinamik şartlarına bağlı olan, plazmadaki kuark, antikuark ve gluonların momentum dağılımlarına bağlıdır. Bu yüzden kuark-gluon plazmasında üretilen fotonlar, üretildikleri andaki ortamın termodinamik durumu hakkında bilgi taşırlar (Kapusta ve ark, 1992; Ruuskanen, 1978).

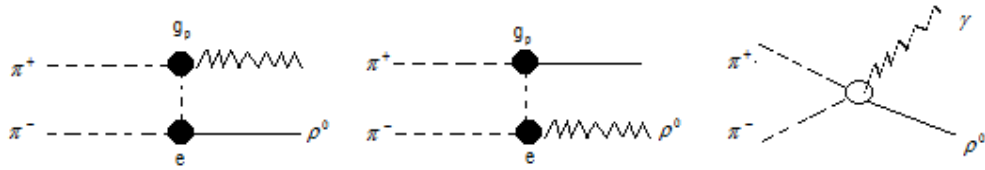
2.4.7. Hadronlarla Foton Üretimi

Fotonlar, kuark-gluon plazmasından yayınınının yanı sıra sıcak hadron gazlarından da yayımlanabilir. Kuark-gluon plazmasından foton yayılımı hakkında bilgi çıkarmak için farklı kaynaklardan gelen foton katkılarını belirlemek gerekir. Bir p^+ mezonu, bir p^- mezonu yok ederek, bir foton ve bir r^0 mezonu üretebilir.

$$p^+ + p^- \rightarrow g + r^0 \quad (2.78a)$$

Bu reaksiyon şekil (2.12)'de Feynman diyagramları ile gösterilmiştir. Bir p^+ veya bir p^- mezonu bir foton veya bir r mezonu üretmek için bir p^0 mezonu ile de etkileşebilir.

$$p^\pm + p^0 \rightarrow g + r^\pm \quad (2.78b)$$



Şekil 2.12. $p^+ + p^- \rightarrow g + r^0$ reaksiyonu için Feynman diyagramı. (Wong, 1994)

Feynman diyagramları şekil (2.12)'dekilere benzerdir. Eşitlik (2.78a) ve (2.78b) ile uyuşan $pp \rightarrow gr$ reaksiyonları önceki kısımda tartışılan $q\bar{q} \rightarrow gg$ yokolma reaksiyonuna benzer. Bir pion da

$$p^\pm + r^0 \rightarrow g + p^\pm \quad (2.79a)$$

$$p^\pm + r^\pm \rightarrow g + p^0 \quad (2.79b)$$

ve

$$p^0 + r^\pm \rightarrow g + p^\pm \quad (2.79c)$$

reaksiyonlarındaki gibi bir r^0 mezonu ile etkileşebilir ve saçılan bir pion ve bir foton üretebilir. Bu reaksiyonlar (2.78-2.79) için diferansiyel tesir kesitleri Kapusta ve ark. tarafından verilmiştir (Kapusta ve ark, 1991).

Bir hadron gazındaki enerjetik hadronların etkileşiminden gelen foton dağılımı, yaklaşık olarak, hadron sıcaklığı, T_{hadron} , ile karakterize edilen ve yüksek foton enerjileri için $e^{-E/T_{\text{hadron}}}$ formuna sahip olan hadron dağılımı $f_p(p_p)$ 'nin şekline uyar. Diğer yandan, kuark-gluon plazmasından kaynaklanan foton spektrumu ise kuark-gluon plazması sıcaklığı T_{kuark} ile karakterize edilen ve yüksek enerjilerde

$e^{-E/T_{kuark}}$ formunda olan kuark dağılımı, $f_q(p_q)$ 'nin şekline uyar. Kuark-gluon plazması faz geçişi için gerekli kritik sıcaklıktan daha büyük bir sıcaklıkta olduğu için ve hadronlarda kritik sıcaklıktan daha düşük bir sıcaklığa sahip olacağından kuark-gluon plazmasından gelen fotonların daha yüksek sıcaklık ile karakterize edilen bir enerji dağılımına sahip olacağını bekleriz (daha düşük bir sıcaklıkla karakterize edilen hadron gazından yayılan fotonlardan farklı olarak). Dolayısıyla fotonların enerji spektrumunun ölçümü onun kaynağını ortaya çıkaracaktır.

Sıcaklıklar aynıysa kuark-gluon plazmasından ve hadron gazından kaynaklanan foton spektrumunda farklılıklar olur mu? sorusunu sormak ilginç olur. Hem kuark-gluon plazmasından hem de hadron gazından gelen foton dağılımlarının her ikisi bileşen dağılımları ile orantılıdır ve bileşen dağılımları (kuarklar için Fermi-Dirac dağılımları ve hadronlar için Bose-Einstein dağılımları) arasındaki farklar yüksek foton veya bileşen enerjilerinde küçüktür. Böylece kuark-gluon plazması ve hadron gazından kaynaklanan foton spektrumlarının aynı sıcaklıkta ve yüksek foton enerjilerinde birbirine benzer biçime sahip olacağını bekleriz. Hadron maddesi için çiftlenim sabiti a_p , 2.9 olarak alınabilir ve bu kuark-gluon plazması için, $a_s = 0.4$ değerine kıyasla büyüktür (Kapusta ve ark, 1991). Hadron gazında etkileşebilen ve foton üretebilen çok sayıda bileşeni vardır. Yokolma ve Compton proseslerine ek olarak $r \rightarrow gpp$ örneğinde olduğu gibi vektör mezonlarının bozunumları da yüksek enerjilerdeki fotonların küçük bir kesrine katkıda bulunur. Doğrudan nümerik hesaplamalar ile Kaputsa ve arkadaşları, beklendiği gibi 200 MeV'lik aynı sıcaklıkta, kuark-gluon plazmasından ve hadron gazından kaynaklanan fotonların spektrumlarının yüksek foton enerjilerinde yaklaşık olarak aynı olduğunu buldular. Yüksek foton enerjilerinde, hadron gazından kaynaklanan fotonların dağılımının genliği kuark-gluon plazmasında kaynaklanandan biraz daha büyüktür. Bir hadron gazı bir kuark-gluon plazması kadar parlaktır (Hatta hadron gazı biraz daha parlaktır) (Kapusta ve ark, 1991). Aynı sıcaklıkta iki farklı kaynaktan gelen fotonları ayırt etmek zor olmasına rağmen, kuark-gluon plazması oluşumu daha büyük sıcaklıklı fotonlara neden olur. Çok daha yüksek sıcaklık sergileyen foton enerji dağılımı,

kuark-gluon plazma kaynağının daha soğuk hadron kaynağından ayırt edilmesi sağlar.

2.4.8. Isısal ve Kimyasal Dengedeki Maddede Acayıplık İçeriği

Bir hadron maddesindeki ve bir kuark-gluon plazmasındaki acayıplık içeriği farklıdır (Rafelski, 1982; Kapusta, 1989). Nükleer maddede valans kuarkları yukarı ve aşağı kuarklardan oluşur, ayrıca acayıp kuarklar ve antikuarkların içeriği küçüktür. Nükleon-nükleon çarpışmalarında $u\bar{u}$ ve $d\bar{d}$ ve $s\bar{s}$ çiftleri üretilir. Acayıp kuark ve antikuark daha sonra acayıp parçacıkları oluşturmak için komşu kuark ve antikuaklar ile birleşir. Parçacık üretiminin Schwinger modelinde, üretim mekanizması kuvvetli bir lineer Abelyen elektrik alandaki bir $q\bar{q}$ çiftinin kendiliğinden yaratılmasından ortaya çıktığı düşünülebilir (Wong, 1994). Üretim olasılığı Schwinger faktörü, $\exp\left\{p m_q^2/k\right\}$, ile orantılıdır.

$$\frac{\Delta N}{\Delta t \Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{k^2}{8p^3} \exp\left\{-\frac{p m_q^2}{k}\right\}$$

burada m_q q kuarkının kütlesi ve k sicim gerilimidir. Acayıp bir hadronun bileşeni olan bir acayıp kuarkın üretildiği bir nükleon-nükleon çarpışmasında, $s\bar{s}$ çiftinin acaip olmayan $u\bar{u}$ veya $d\bar{d}$ çiftine oranının yaklaşık 0.1 olduğu tahmin edilmektedir. (acayıp kuarklar için 450 MeV ve up veya down kuarkları için 325 MeV civarında bir bileşen kütlesi için). Pion ve kaonlardan oluşan bir hadron sisteminin değerlik kuarklarını sayarsak, K^+/p^+ oranı ile $s\bar{s}/u\bar{u} d\bar{d}$ oranı arasındaki ilişki

$$\frac{s + \bar{s}}{u + \bar{u} + d + \bar{d}} = \frac{K^+/p^+}{1.5 + K^+/p^+} \quad (2.80)$$

ile verilir. 14.6 GeV'deki $p - \text{Be}$ çarpışmaları için K^+/p^+ deneysel oranı yaklaşık

0.08'dir (Nagamiya, 1992). O nedenle pp çarpışmalarına oldukça benzer olması gereken 14.6 GeV'deki $p - \text{Be}$ çarpışmalarında $s\bar{s}$ 'ın $(u\bar{u} d\bar{d})$ 'ne oranı 0.05 mertebesinde. Acayip kuark ve antikuark üretim olasılığı nükleon-nükleon çarpışmalarında küçüktür.

Çekirdek-çekirdek çarpışmalarında çok sayıda hadron üretilir. Termal ve kimyasal dengeye ulaşmış bir hadron gazındaki acayıplığın acayipsizliğe oranı nedir? Üretilen hadronlar temel olarak pionlar ve kaonlardan oluşur. Hadronların etkileşimleri bir sistemdeki farklı tipteki hadronların yoğunluklarını değiştirmedikleri zaman, hadron madde durumunun kimyasal dengede olduğu söylenir. Pion ve kaon sistemlerini, kimyasal ve ısısal dengedeki elektriksel olarak nötr olan bir bozon gazı gibi düşünerek, acayıplık içeriğini tahmin edebiliriz. İşgal olasılığı parçacığın bir T sıcaklığı ve kimyasal potansiyeli ile karakterize edilen Bose-Einstein dağılımı ile verilir. Hadron gazı elektriksel olarak nötral olduğu için $n_{p^+} = n_{p^-}$ ve $n_{K^+} = n_{K^-}$ 'ye sahip oluruz. Sonuç olarak, yüklü mezonların kimyasal potansiyeli sıfırdır. Kimyasal potansiyel, korunumlu yüke sahip olmayan nötral mezonlar için de sıfırdır (Kapusta, 1989). T sıcaklığındaki m_i durgun kütleli i parçacığının n_i yoğunluğu

$$n_i = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^\infty \frac{4p^2 dp}{e^{\sqrt{p^2 + m_i^2}/T} - 1} |p| \quad (2.81)$$

ile verilir. Yukarıdaki integralin sonucu

$$n_i = \frac{T m_i^2}{2\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} K_2\left(\frac{k m_i}{T}\right) \quad (2.82)$$

olduğunu gösterir, burada K_2 , 2. mertebeden değiştirilmiş Bessel fonksiyonudur. Böylece ısısal ve kimyasal dengedeki bir hadron gazın için n_{K^+} 'nin n_{p^+} 'ya oranı

$$\frac{n_{K^+}}{n_{p^+}} = \left(\frac{m_{K^+}}{m_{p^+}} \right)^2 \frac{K_2(m_{K^+}/T) + K_2(2m_{K^+}/T)/2 + K_2(3m_{K^+}/T)/3 + \dots}{K_2(m_{p^+}/T) + K_2(2m_{p^+}/T)/2 + K_2(3m_{p^+}/T)/3 + \dots} \quad (2.83)$$

ile verilir. 200 MeV'lik bir sıcaklıkta $m_{K^+}/T \sim 2.5$ ve $m_{p^+} \sim 0.7$ değerlerine sahip oluruz. Değiştirilmiş Bessel fonksiyonlarının değerleri yazılırsa

$$\frac{n_{K^+}}{n_{p^+}} = \left(\frac{493.6}{139.6} \right)^2 \frac{0.12144 + 0.02654 + 1.066 \times 10^{-4} + \dots}{3.6614 + 0.35099 + 0.072562 + \dots} = 0.3792$$

bulunur. Yukarıdaki oran ve eşitlik (2.67)'den, acayip kuark yoğunluğunun acayip olmayan kuark yoğunluğuna oranının,

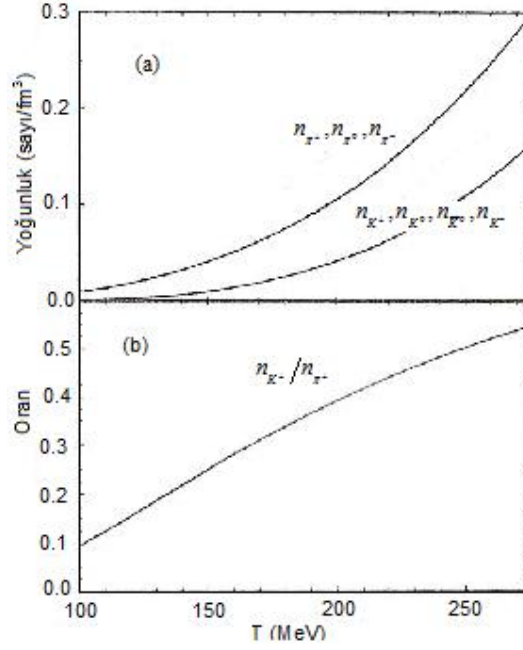
$$\frac{n_s + n_{\bar{s}}}{n_u + n_{\bar{u}} + n_d + n_{\bar{d}}} = \frac{n_{K^+}/n_{p^+}}{1.5 + n_{K^+}/n_{p^+}} = 0.2018 \text{ olduğu bulunur.}$$

Bu yüzden $T=200$ MeV'deki ısısal ve kimyasal dengedeki bir hadron gazı için K^+/p^+ oranı yaklaşık 0.38'dir ve acayıplık içeriği yaklaşık 0.2'dir. Isısal ve kimyasal dengedeki bir hadron gazı için pion ve kaon yoğunluğu sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, Eşitlik (2.68) kullanılarak sayısal olarak hesaplanmış ve şekil (2.13a)'da gösterilmiştir. n_{K^+}/n_{p^+} oranı şekil (2.13b)'de gösterilmektedir.

Sıcaklık arttığı için, pion ve kaon yoğunluğu artar. Fakat kaon yoğunluğu, pion yoğunluğuna kıyasla çok daha hızlı bir oranda artar. Bu yüzden n_{K^+}/n_{p^+} oranı da T arttıkça artar. Şu ana kadar, çekirdek-çekirdek çarpışmalarında üretilen hadron maddesinin çarpışma prosesi süresince kimyasal dengeye ulaşmak için yeterli sıklıkta tepkimeye girip girmediği belirlenmemiştir (Ko ve Xia, 1989; Brown ve ark, 1991; Mattiello ve ark, 1991; Sorge ve ark, 1990). Koch, Müller ve Rafelski tarafından yapılan ilk detaylı çalışmalar (Koch ve ark, 1986), hadron madde $T \sim 200$ MeV'deki acayip olmayan parçacık ile başlarsa reaksiyon oranının kimyasal dengeye ulaşmak için yeteri kadar hızlı olmadığını göstermiştir, Bunun nedeni, acayip hadron çifti üretimi için eşik enerjisinin hadron gazının sıcaklığına kıyasla büyük olmasıdır.

Eğer bir kuark-gluon plazması üretilirse, acayıplık içeriğini plazmanın dinamik durumu belirler. Plazmadaki kuarklar, antikuarklar ve gluonlar momentum

durumlarını değiştirmek ve bir parçacık türünü diğer bir parçacık türüne dönüştürmek için etkileşirler. Bu durum, kimyasal bileşenlerin momentum durumlarını değiştirmek ve diğer kimyasallara dönüştürmek için etkileştikleri, kimyasal karışıma çok benzer. Bu karışımda, parçacıklar arasındaki etkileşimler nedeniyle momentum değiş tokuşları devam etse bile, parçacıkların momentum dağılımları değişmediği zaman, ısısal dengeye ulaşılır.



Şekil 2.13. (a) Hadron sıcaklığı T 'nin bir fonksiyonu olarak pion ve kaon yoğunluğu. (b) sıcaklığın bir fonksiyonu olarak K^+ 'nın p^+ 'ya oranı. (Wong, 1994)

Bir reaksiyonda momentum dağılımındaki kazanç, ters reaksiyon veya diğer reaksiyonlarda momentum dağılımındaki kayıp ile dengelenir. Isısal dengedeki parçacıkların momentum dağılımları T sıcaklığı ile yönetilir. Benzer bir yolla, farklı parçacıkların yoğunlukları, parçacık etkileşmeye ve bir türden bir başka türe dönüşmeye devam etse bile sürekli bir duruma ulaştığı zaman kimyasal dengeye ulaşır. Bir reaksiyondan kaynaklanan bir parçacık türünün yoğunluğundaki kazanç ters reaksiyon veya diğer reaksiyonlardan kayıp ile dengelenir. Bu tür bir denge kimyasal denge olarak adlandırılır. Diğer bir deyişle, bileşenlerin etkileşimi plazmadaki farklı tür parçacıkların yoğunluklarını değiştirmedeği zaman kuark-gluon plazmasındaki durumun kimyasal dengede olduğu söylenir. Bir plazma durumu

böylece, T sıcaklığı ve farklı parçacık i için değişen kimyasal potansiyel m_i ile karakterize edilebilir (Wong, 1994).

Plazma ısısal ve kimyasal dengeyi sağlamak için yeteri kadar uzun yaşam süresine sahipse farklı kuark türlerinin yoğunlukları ne olur? Hapsedilmemiş kuarklar, antikuarklar ve gluonlar pertürbatif KRD'nin dinamiğini uydukları için çizelge (2.1)'deki kuarkların mevcut kütleleri ile serbest kuarklar ve gluonların yaklaşık bir tanımı kullanılarak bu yoğunluklar hakkında bir fikir elde edebiliriz. Isısal ve kimyasal dengedeki kuarkların işgal olasılıkları Fermi-Dirac dağılımı ile verilir. T sıcaklığında ve kimyasal potansiyel m_q 'daki kuark yoğunluğu n_q

$$n_q(m_q) = \frac{N_c N_s}{(2p)^3} \int_0^\infty \frac{4p \, p^2 d|p|}{1 + e^{\sqrt{p^2 + m_q^2} - m_q/T}} \quad (2.84)$$

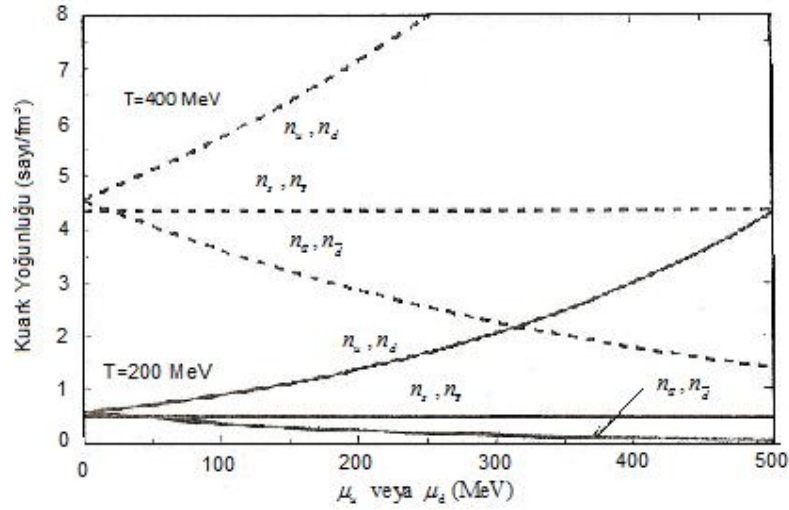
ile verilir, burada N_c renk sayısı, N_s spin sayısıdır.

Kimyasal potansiyel m_q verildiğinde antikuarkların $n_{\bar{q}}$ yoğunluğu da elde edilebilir. Bir $\bar{q}$ antikuarkının varlığı, negatif bir enerji durumundaki bir q kuarkının yokluğuna karşılık gelir. Antikuarkların yoğunluğu ise

$$n_{\bar{q}}(m_q) = \frac{N_c N_s}{(2p)^3} \int_0^\infty \frac{4p \, p^2 d|p|}{1 + e^{\sqrt{p^2 + m_q^2} - m_q/T}} \quad (2.85)$$

dir. Üç kuark çeşnili (u, d ve s kuarklar) bir kuark-gluon plazmasını düşünüyoruz. 200 MeV ve 400 MeV'lik sıcaklıklardaki çeşitli kuarkların yoğunluğu şekil (2.14)'de gösterilmiştir. Şekil (2.14)'deki sonuçları incelemek için ilk olarak, çok yüksek enerjili ağır-iyon çarpışmasında merkezi rapidite bölgesinde üretilen, net baryon içeriğinin olmadığı bir kuark-gluon plazmasına karşılık gelen $m_u = m_d = m_s = 0$ durumunu düşünüyoruz. $m_u = m_d = m_s = 0$ olduğu zaman ve sıcaklık T , acayip kuark kütlesi m_s ile aynı mertebeden olduğu zaman, tüm kuark ve antikuarkların yoğunluklarının hemen hemen aynı olduğunu görülmüştür (Wong, 1994).

Böyle bir plazmada, acayip kuark ve antikuarkların içeriği bir faz geçişi olmaksızın ya dengelenmiş bir hadron gazındaki ya da çarpışan nükleer maddede beklendiğinden biraz daha büyüktür. Böylece acayip kuark ve antikuarkların sayısının artışı bir kuark-gluon plazmasının varlığı için bir işaret olarak öne sürülür (Rafelski, 1982). Acayip kuark ve antikuarkların sayısının artışı, bir s veya $\bar{s}$ bileşenli mezonların üretimindeki artışa neden olur (Wong, 1994).



Şekil 2.14. $T=200$ ve 400 MeV’de, m_u ve m_d , alt ve üst kuarkların kimyasal potansiyelinin bir fonksiyonu olarak kuark ve antikuarkların çeşitli türlerinin yoğunlukları. (Wong, 1994)

Parçacık Veri Grubu’nun (1988) bildirdiğine göre, verilen parçacık tablosundan, bir s veya $\bar{s}$ bileşeni olan mezonlardan bazıları aşağıda verilmiştir.

$$K^+ = u\bar{s}, \quad K^0 = d\bar{s}, \quad \bar{K}^0 = \bar{d}s, \quad K^- = \bar{u}s \quad \text{ve} \quad f = s\bar{s}$$

Burada her eşitlik işaretinin sağ tarafında her bir mezonun baskın bileşeni listelenmiştir. Anlaşma gereği, bir kuarkın acayıplık kuantum sayısı S , onun elektrik yükü gibi aynı işaretlidir (Parçacık veri grubu, 1988), S , K^+ ve K^0 için 1 , $S, \bar{K}^0$ ve K^- , için -1 ve S, f için 0 ’dır. Acayip kuark ve antikuarkların sayısının artışı, K (Rafelski, 1982) ve f (Shor, 1985) mezonlarının üretimindeki bir artışına neden olacağı ve bunun kuark-gluon plazması için bir işaret olarak kullanılabileceği öngörülmektedir. Ayrıca $m=0$ olduğu zaman $\bar{s}$ sayısının artışı $\bar{u}$ ve $\bar{d}$ sayısının

artışı ile bağlantılıdır (şekil 2.13). Hemen hemen eşit sayıdaki kuark ve antikuarklı plazmadaki, $\bar{u}, \bar{d}$ ve $\bar{s}$ kuarklarının birleşerek antihyperonların oluşma olasılığı, u, d ve s kuarklarının birleşerek acayip ve acayip olmayan baryon oluşma olasılığı ile hemen hemen aynıdır. Hyperon ve antihyperonlar S acayıplıklarına ve I izospinlerine göre çizelge (2.2)'deki gibi sınıflandırılır. $\bar{\Lambda}, \bar{\Sigma}, \bar{\Xi}$ ve $\bar{\Omega}$ Antihyperonların üretiminin artışı, $m_u = m_d = 0$ olan kuark-gluon plazmasının üretiminin işaretleri olarak kullanılabilir (Rafelski, 1982).

Çizelge 2.2. Hiperon ve Antihiperonların genel özellikleri. (Wong, 1994)

Hyperon				Antihyperon		
	Kuarklar	S	I		Kuarklar	I
Λ	uds	-1	0	$\bar{\Lambda}$	$\bar{u}\bar{d}\bar{s}$	1
Σ^+	uus	-1	1	$\bar{\Sigma}^+$	$\bar{u}\bar{u}\bar{s}$	1
Σ^0	uds	-1	1	$\bar{\Sigma}^0$	$\bar{u}\bar{d}\bar{s}$	1
Σ^-	dds	-1	1	$\bar{\Sigma}^-$	$\bar{d}\bar{d}\bar{s}$	1
Ξ^0	uss	-2	$\frac{1}{2}$	$\bar{\Xi}^0$	$\bar{u}\bar{s}\bar{s}$	2
Ξ^-	dss	-2	$\frac{1}{2}$	$\bar{\Xi}^-$	$\bar{d}\bar{d}\bar{s}$	2
Ω^-	sss	-3	0	$\bar{\Omega}^-$	$\bar{s}\bar{s}\bar{s}$	3

2.4.9. Bir Kuark-Gluon Plazmasında Kimyasal Dengeye Yaklaşım Oranı

Son bölümdeki tartışmalarda ısısal ve kimyasal dengedeki plazmanın durumu ele alındı. Burada kimyasal dengeye ulaşmak için gerekli acayıplık içeriğinin zaman skalasını elde etmek için kimyasal dengeye yaklaşma oranı incelenecektir. Basitlik için, başlangıçta $u, d, \bar{u}, \bar{d}$ ve g ile ihmal edilebilir bir acayıplık içeriği olan ısısal bir plazmayı düşünüyoruz. Plazma, onun bileşenleri arasındaki reaksiyonlarla kimyasal dengeye doğru değişim geçirir. Plazmanın acayıplık içeriği, T sıcaklığı ve acayıplık kimyasal potansiyel m_s ile karakterize edilen denge yoğunluğuna doğru yaklaştıkça, acayıplık-üreten reaksiyonlar yoluyla değişecektir. Daha önce de bahsettiğimiz gibi, acayip bir kuarkın üretimi acayip bir antikuarkın üretimi eşliğinde olur. s ve $\bar{s}$ 'ın

yoğunluğu aynıdır ve acayip kimyasal potansiyel m_s sıfır olmaya zorlanır (Wong, 1994).

Plazmada acayip kuark ve antikuarklar plazmanın bileşenleri arasındaki çarpışmalarla üretilebilir. $s\bar{s}$ çiftinin üretilebildiği iki proses vardır. Acayip kuark ve antikuarklar, hafif kuark ve antikuarklar çarpışmalarında

$$u + \bar{u} \rightarrow s + \bar{s} \quad (2.86a)$$

ve

$$d + \bar{d} \rightarrow s + \bar{s} \quad (2.86b)$$

reaksiyonları yoluyla üretilebilir. Yukarıdaki reaksiyonlar, çok genel reaksiyonların özel durumlarıdır.

$$q + \bar{q} \rightarrow Q + \bar{Q} \quad (2.87)$$

burada q hafif bir u ve d kuarkı, Q ise kısmen ağır veya ağır bir kuarktır, örneğin bir s kuarkı (veya bir c kuarkı gibi). (2.87) reaksiyonu şekil (2.15a)'daki Feynman diyagramlarında da temsil edildiği gibi $Q\bar{Q}$ çiftinin sonradan yayımı ile $q\bar{q}$ çiftinin bir gluona dönüşümü ile devam eder. Bu reaksiyonun (2.87) integre edilmiş tesir kesiti (Ukawa, 1989; Landau ve Lifshitz, 1980; Anderson ve ark, 1979),

$$s_{q\bar{q}}(M) = \frac{8pa_s^2}{27M^2} \left(1 + \frac{h}{2}\right) \sqrt{1-h} \quad (2.88)$$

dir. Burada $M \left(= \sqrt{(q + \bar{q})^2} \right)$ çarpışan $q\bar{q}$ çiftinin kütle merkezi enerjisidir, h niceliği $h = 4m_Q^2/M^2$ ve m_Q , Q kuarkının kütlesidir.

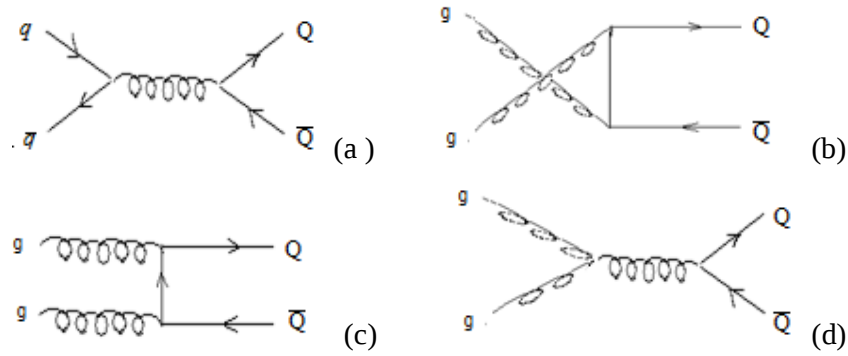
Açıkça (2.87) reaksiyonu M enerjisi, eşik enerjisi $2m_Q$ 'yu aşmadıkça başlayamaz. $2m_Q$ Q ve $\bar{Q}$ 'ın parçacıklarının durgun kütlesidir. Tesir kesiti

$$s_{q\bar{q}}(M) \sim \frac{pa_s^2}{3M^2} \frac{4}{3} \sqrt{1-h} \quad (2.89a)$$

olup, eşik enerjisinin üstünde tesir kesitin hızlı bir artışını gösterir. $M \gg m_Q$ gibi çok yüksek enerji limitinde ise tesir kesiti,

$$s_{q\bar{q}}(M) \sim \frac{pa_s^2}{3M^2} \frac{8}{9} \quad (2.89b)$$

ile verilir.



Şekil 2.15. Bir kuark-gluon plazmasında acayıklık-üretim prosesleri. (Wong,1994)

(2.87) reaksiyonu plazmadaki acayıplikleri üreten tek bir reaksiyon değildir. Acayıp kuarklar ve antikuarklar

$$g + g \rightarrow s + \bar{s} \quad (2.90)$$

reaksiyonu ile plazmadaki gluonların çarpışmasıyla da üretilebilir. Bu reaksiyon çok genel reaksiyonun özel bir halidir.

$$g + g \rightarrow Q + \bar{Q} \quad (2.91)$$

Bir gluon çiftinin bir acayıp kuark-antikuark çiftine dönüştüğü reaksiyon şekil 2.15(b), (c) ve (d)'deki Feynman diyagramları ile temsil edilebilir. (2.91) reaksiyonun toplam tesir kesiti,

$$s_{gg}(M) = \frac{pa_s^2}{3M^2} \left[\left(1+h + \frac{1}{16}h^2 \right) \ln \left(\frac{1+\sqrt{1-h}}{1-\sqrt{1-h}} \right) - \left(\frac{7}{4} + \frac{31}{16}h \right) \sqrt{1-h} \right] \quad (2.92)$$

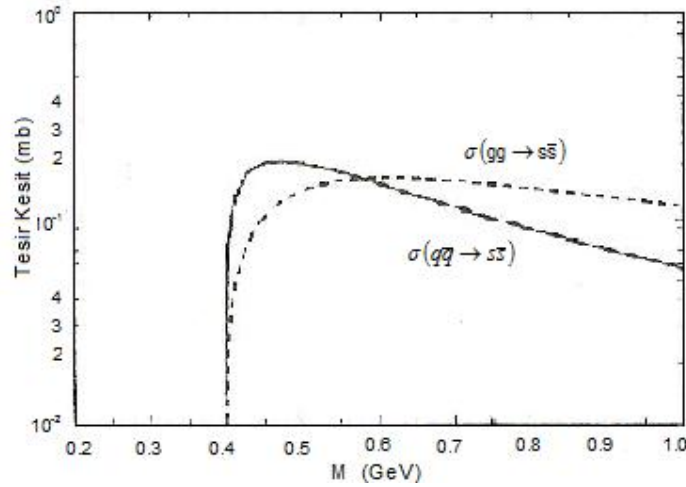
ile verilir. (2.87) reaksiyonun eşik enerjisi $2m_Q$ 'dur. $2m_Q$ eşik enerjisinin hemen üstündeki M enerjileri için tesir kesit

$$s_{q\bar{q}}(M) \sim \frac{pa_s^2}{3M^2} \frac{7}{16} \sqrt{1-h} \quad (2.93a)$$

dir. $M \gg m_Q$ olduğu zaman, çok yüksek enerjiler için tesir kesiti

$$s_{q\bar{q}}(M) \sim \frac{pa_s^2}{3M^2} \left[(1+h) \ln \left(\frac{M^2}{m_Q^2} \right) - \left(\frac{7}{4} + \frac{17h}{16} \right) \right] \quad (2.93b)$$

dir.



Şekil 2.16. $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ (kesikli çizgi) ve $gg \rightarrow s\bar{s}$ (düz çizgi) prosesleri için tesir kesit. (Wong, 1994)

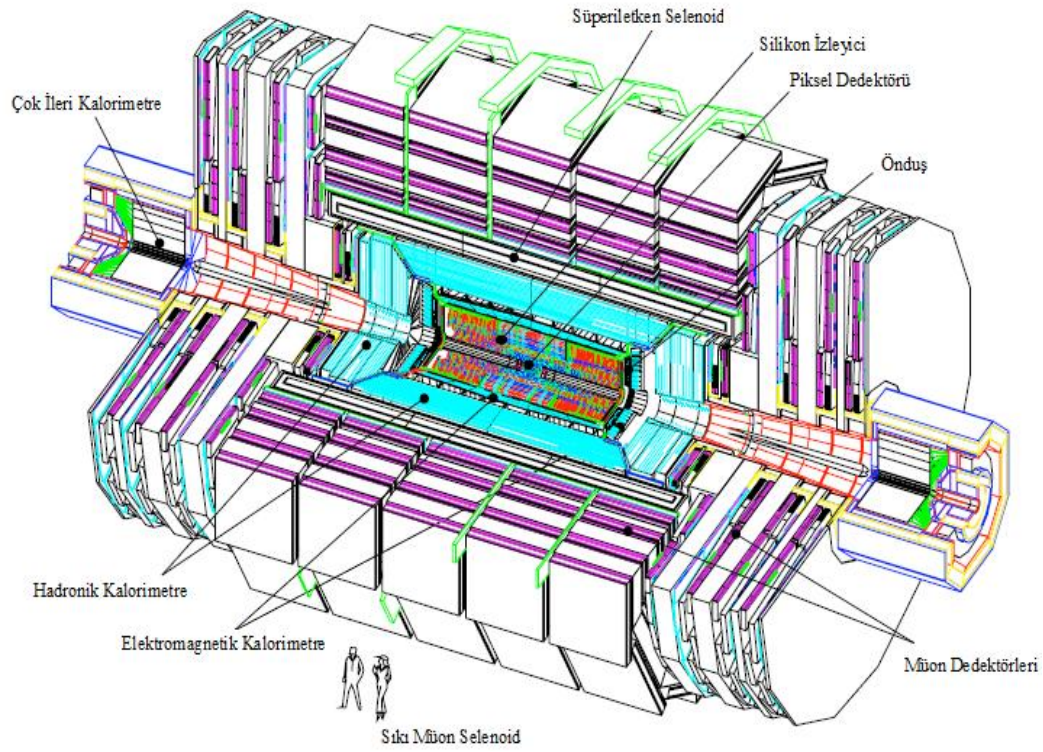
Eşitlik (2.93b)'deki $a_s = 0.4$ ve $m_s = 200$ GeV'lik tipik bir değer için çarpışan $q\bar{q}$ veya gg sisteminin kütle merkezi enerjisi, M 'in bir fonksiyonu olarak iki tesir kesit şekil (2. 15)'de verilmiştir. Gözlemlendiği gibi, tesir kesiti eşik enerjisinin üstünde hızlıca artar ve iki proses için tesir kesitlerin büyüklüğü kıyaslanabilir ve bunlar $(a_s/M^2)(1-4m_q^2/M^2)^{1/2}$ mertebesindedir. Bu tesir kesitleri $0.4 \text{ GeV} \leq M \leq 1 \text{ GeV}$ aralığındaki enerjilerde yaklaşık 0.1 milibarn'dır (Wong, 1994).

2.6. CMS Dedektörü

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ)'ındaki CMS deneyi (CMS Collaboration, 1992), TeV ölçeğinde fiziği araştırmak için tasarlanmış genel amaçlı bir dedektördür. Deneyin asıl amaçları, elektrozayıf simetri kırınımını ortaya çıkarmak ve $\sqrt{s}=14$ TeV'deki proton-proton çarpışmalarında SM ötesi fiziğin kanıtlarını elde etmektir. CMS deneyi bunların yanı sıra şimdiye kadar laboratuarda ulaşılmamış en yüksek enerji yoğunluklarındaki PbPb çarpışmalarında üretilen ve kuvvetli etkileşen maddenin özelliklerini de araştıracaktır. Ağır-iyon modunda çalışıldığı zaman, BHÇ, her biri 2.75 TeV'luk bir enerjiye sahip (nükleon çifti başına kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s}=5.5$ TeV) zıt yönlü iki kurşun hüzmesini (ayrıca ikinci bir fazda daha hafif iyonlar) çarpıştıracaktır.

Dedektörün alt sistemleri, öbek geçişi başına 25 eşzamanlı pp çarpışmalarının olacağı proton-proton çalışma modunda beklenen son derece yüksek ışıklılıkta ($14 \text{ TeV'ta } L \sim 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$) çalışmaya uygun çözünürlüklü ve tanecikli olarak tasarlandığı için, CMS, 5.5 TeV'ta PbPb çarpışmaları (bakınız şekil 2.24) için beklenen yüksek parçacık çoklukları için de uygundur (burada $L \sim 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$). CMS detektörü (Şekil 2.17) yaklaşık olarak 22m uzunluğunda, 15 m çapında ve 12500 ton ağırlığındadır. Şekil (2.18)'de dedektörün enine kesiti boyunca çeşitli

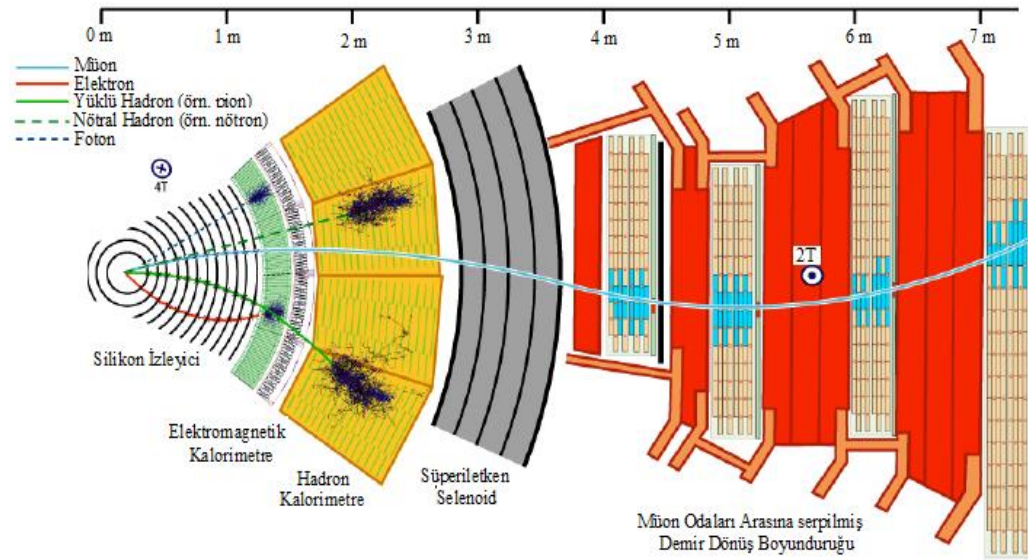
parçacıklara verdiği yanıtın şematik temsili gösterilmektedir. Her bir dedektör sisteminin yapılandırılması ve performansının ayrıntılı bir tanımı (CMS TDR 8.1, 2006)'da bulunabilir.



Şekil 2.17. CMS dedektörü. (CMS TDR 8.1, 2006)

Detektörde, 13 m uzunluğunda ve 6 m çapında, 4T'lık bir solenoid yer almaktadır. Solenoid içine merkezi silikon piksel ve mikro şerit izleme dedektörünün dışında, elektromanyetik ($|h| < 3$) ve hadronik ($|h| < 5$) kalorimetreler yerleştirilmiştir. Müyon dedektörleri ($|h| < 2.4$) ise mıknatısın demir boyunduruğu içine yerleştirilmiştir. Diğer üç dedektör çok ileri bölgeye: HF ($3.1 < h < 4.9$), CASTOR ($5.3 < h < 6.6$) ve SDK ($|h| > 8.3$) yerleştirilmiştir. CMS ile etkileşim noktasını paylaşan TOTEM deneyi, ileri rapiditelerde iki ekstra izleyici sağlar ($3.1 < |h| < 4.7$ 'de T1 ve $5.5 < |h| < 6.6$ 'da T2). En içteki izleme, yaklaşık 1 m²'lik

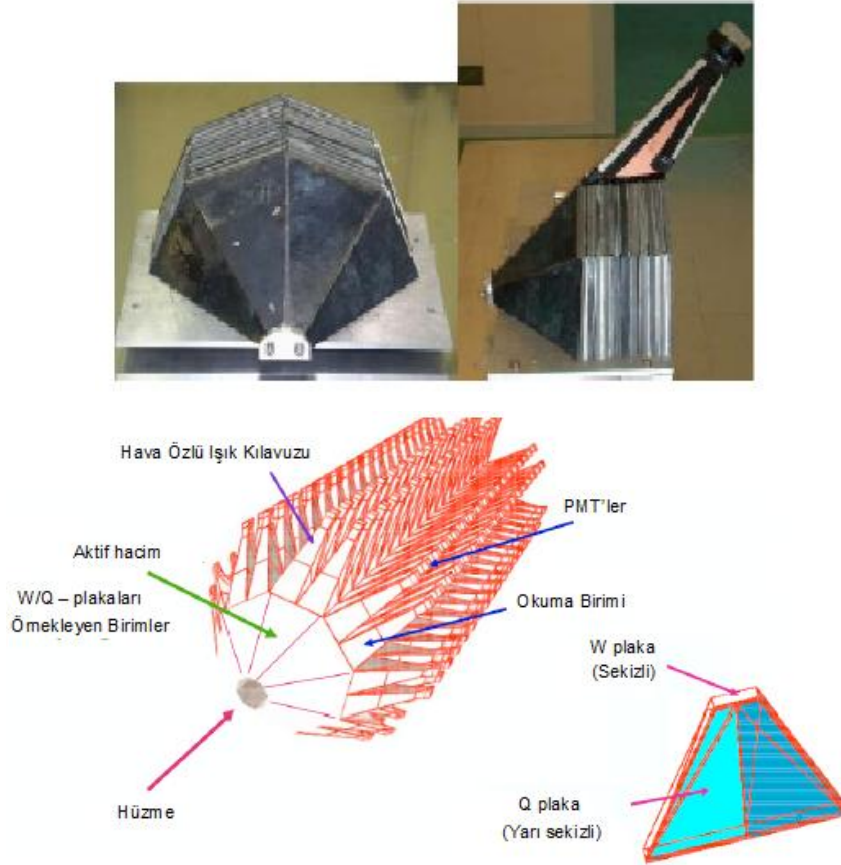
toplam alana sahip üç tabakalı silikon piksel dedektöründen yapılmıştır. Geri kalan izleme tabakaları, dedektörün 200 m²'lik toplam alanını kaplayan 9.3 milyon tek ve çift kenarlı silikon mikro şerit dedektörlerin birleşiminden oluşur ve 20-50 cm yarıçaplı, 4 tabakadan yapılmış bir iç fıçı (TIB), 55-120 cm yarıçaplı 6 tabakalı bir dış fıçı (TOB) ve iki dış kapak dedektörü (TEC ve TID) şeklinde düzenlenmiştir.



Şekil 2.18. Farklı parçacık türlerinin çeşitli dedektör sistemlerinin karşılık verdiği CMS dedektörünün bir kısmının dik bir parçası. (CMS TDR 8.1, 2006)

Elektromanyetik kalorimetre, Çıış Fotodiyotlarla okunan yaklaşık 76000 Kurşun-Tungsten kristalinden ($\Delta h\Delta f = 0.0174 \times 0.0174$ tanecikli ve $\sim 25 X_0$) ve yaklaşık 6000 dış kapak silikon öndüş dedektörlerinden oluşur. Hadronik kalorimetre, ışığın Hibrid Fotodiyotlar kullanılarak okunduğu, bir pirinç soğurucuya (merkezi rapiditelerde $\Delta h\Delta f = 0.087 \times 0.087$ ve ileri rapiditelerde $\Delta h\Delta f = 0.175 \times 0.175$ 'ik bir taneciklik için 9072 okuma kanalı) gömülmüş sintilatörlerden meydana gelir. $|h| < 2.4$ psöдорapidite penceresini kapsayan CMS müyon sisteminde, üç farklı dedektör kullanılmaktadır: Sürüklenme Tüpleri (ST), CMS fıçısında kullanılır, dış kapaktaki Katot Şerit Odaları (KŞO) ve Direnç Plaka Odaları (DPO) hem fıçı hem de dış kapaklarda, diğer dedektörlerle paralel olarak kullanılır. Toplamda, müyon sistemi, aktif varlama düzlemlerinin yaklaşık 25000

m^2 'sini kapsar ve yaklaşık 1 milyon elektronik kanaldan oluşur. CASTOR ve SDK dedektörleri, toplamda birkaç yüz okuma kanallı ve hadronik ve elektromanyetik kısımları olan, tungsten ve kuartzdan yapılmış örnekleme Çerenkov kalorimetredir.



Şekil 2.19. CASTOR detektörü. (CMS TDR 8.1, 2006)

2.6.1. CASTOR Kalorimetresi

2.6.1.1. Kalorimetrenin Tanımı

CASTOR, azimutal olarak hüzmeye çevresinde simetrik olan, 16 kısma bölünmüş ($f = 22.5^\circ$) bir elektromanyetik/hadronik kalorimetredir. Derinliği boyunca hadronik duşların yayılımını ölçmek ve gözlemlemek için, boyuna olarak

Okuma Birimi (OB) denilen 12 parçaya ayrılmıştır. Bu karakteristik, özellikle duş parçacıklarını varlamak için gereklidir.

Kalorimetre, aktif ortam olarak kuvars plakalardan ve soğurucu olarak tungsten plakaların ard-arda dizilmesinden oluşan bir Çerenkov-ışığı aletidir. Bu plakalar, toplanan Çerenkov ışığını maksimum yapmak için parçacıklara göre 45° eğilmiştir. Işık, duştaki (ilk olarak $e^+ e^-$) yüklü parçacıkların, kuvars içinden geçişi ile üretilir. İç yansıma ile kuvars tabakaların üstüne ulaşan ışık, kalorimetre derinliği boyunca okuma birimlerinde toplanır ve hava özlü ışık kılavuzları aracılığıyla radyasyona dayanıklı fotoçoğaltıcı tüpler (PMT'ler)'e gönderilir.

CASTOR kalorimetre, 5 mm'lik tungsten plakalar (W) ile 2 mm'lik kuartz plakaların sandeviçlenmesi ile oluşan 2 elektromanyetik ile 10 mm'lik W'ler ile 4 mm'lik kuartz plakaların sandeviçlenmesinden oluşan 10 hadronik örnekleme kalorimetrelerinden oluşur. EM kısmın toplam derinliği 22 radyasyon uzunluğunda (X_0) ve toplam derinlik 10.3 etkileşme uzunluğudur, (l_I). CASTOR'un kapsadığı psödorapidite aralığı, EM kısım için $5.3 < |h| < 6.5$ ve hadronik kısım için $5.15 < |h| < 6.4$ 'tür. Bu h -kaplama, hemen hemen 13 birim üzerine hermitik olarak CMS psödorapidite aralığını birleştirir. Mevcut plan, kalorimetreyi iki aşamada inşa etmektir.

- Aşama I, pp çarpışmaları için olup toplam $\approx 6.6 l_I$ uzunluğundadır (EM + (6) OB'dan oluşan hadronik kısım) Bu aşamanın, çalışma pilot run'a veya en geç ilk fizik run'a kadar hazırlanıp kurulması beklenmektedir.
- Aşama II, ağır-iyon fiziği için tasarlanmış olup ek olarak hadronik kısmın ek (4) OB'lerine sahip olacaktır. Bu aşamanın 2008-2009'da tamamlanması gerekmektedir.

2.6.2. SIFIR DERECE KALORİMETRE (SDK)

2.6.2.1. Kalorimetrenin Tanımı

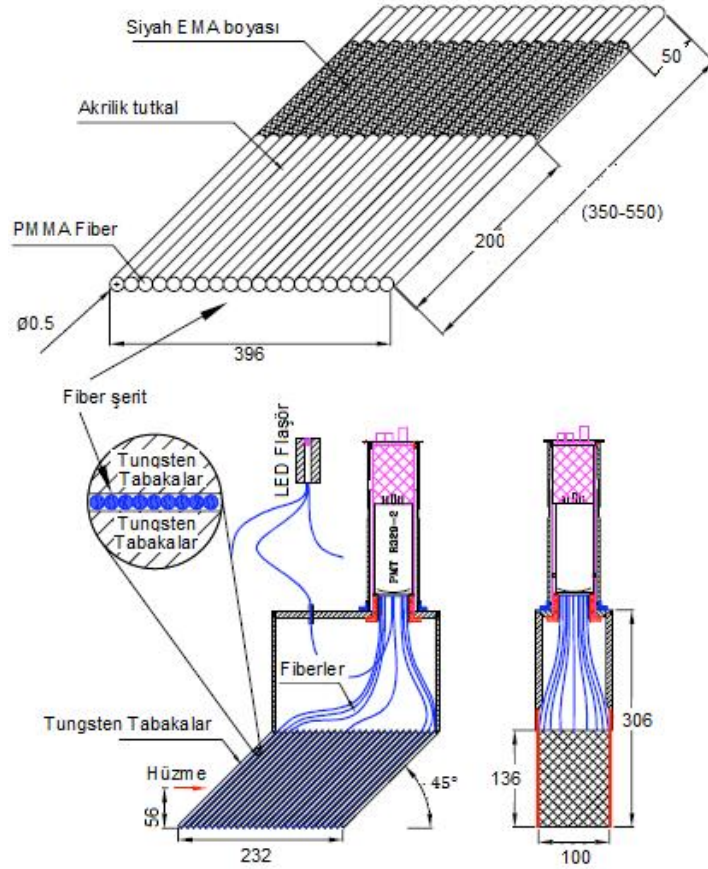
Sıfır Derece Kalorimetre (SDK)'ler hızlı, radyasyona oldukça dayanıklı, iyi enerji ve zaman çözünürlüklü ve yoğun (sıkı) olmalıdırlar. Bu özellikler sahip olması için kalorimetrede, kuvars fiberlerdeki relativistik yüklü parçacıklardan yayılan (salınan) Çerenkov ışığından gelen sinyali toplaması ve bir soğurucu olarak tungsten kullanılması planlanmıştır. CMS'deki hadronik ileri kalorimetre (HF)'in de çalışması bu temele dayanır. Benzer bir tasarım RHIC'de oldukça başarılı olmuştur. SDK için tasarım gereksinimleri aşağıdaki gibidir:

1. Genişlik < 9.6 cm ve uzunluk < 100 cm
2. 1 nötron pikini yeniden çözmek için yeteri kadar enerji çözünürlüğü
3. Çok yüksek radyasyon toleransı
4. Radyoaktiviteye karşı düşük duyarlılık
5. 50 kHz üzerinde oran kabiliyeti (Ar-Ar için)
6. Birkaç cm'lik zaman içinde köşe çözünürlüğü, örneğin $s \approx 100$ ps

CMS'deki sıfır derece kalorimetreler, başarılı RHIC tasarımını yakından takip edecektir (Adler ve ark, 2001; Turner ve ark, 2000). Şekil (2.20), RHIC SDK modüllerinin tasarımını gösterir. Bunlar indüklenen duşların sadece yüksek enerjili merkezini örnekleyen Çerenkov kalorimetreleridir. Tungstenin kullanımı, ilk yörüngenin birkaç cm'si içindeki sinyalin dik yayılışını içermesi için gerekli yoğunluğu sağlar. Kuartz fiberler yüksek radyasyon toleransı sağlar. BHÇ'nin daha yüksek enerjisini barındırmak için, kalorimetrenin derinliğini 6 etkileşim uzunluğundan 8'e kadar arttırılması planlanmaktadır. Çerenkov kalorimetreler sadece çok yüksek enerjili yüklü parçacıklara duyarlı olduğundan, radyasyonu indüklemeye karşı hemen hemen duyarsızlardır. BHÇ'deki tipik enerjiler, RHIC'dekinden 25 kat daha yüksek olacağı için, büyük miktarda Çerenkov ışığı üretilir. Bu yüzden, kalorimetre, RHIC'de kullanılan 0.5 cm'lik plakalar yerine 1 cm veya 1.5 cm'lik plakalar kullanılarak daha sıkı yapılabilir (Chiu ve ark, 2002; Adler ve ark, 2001).

İleri yönde giden nötronları ölçmek için, kalorimetre, zıt yönlerde dolaşan hüzmeleri içeren 2 boru arasındaki etkileşme noktasını çevreleyen düz kısmın sonuna, yani CMS'de 'pant çifti' olarak adlandırılan köşeden 140 m uzağa

yerleştirilmelidir. Bu alan, Nötral Hüzme Soğurucu (TAN) içerisindedir (CMS TDR 8.1, 2006)

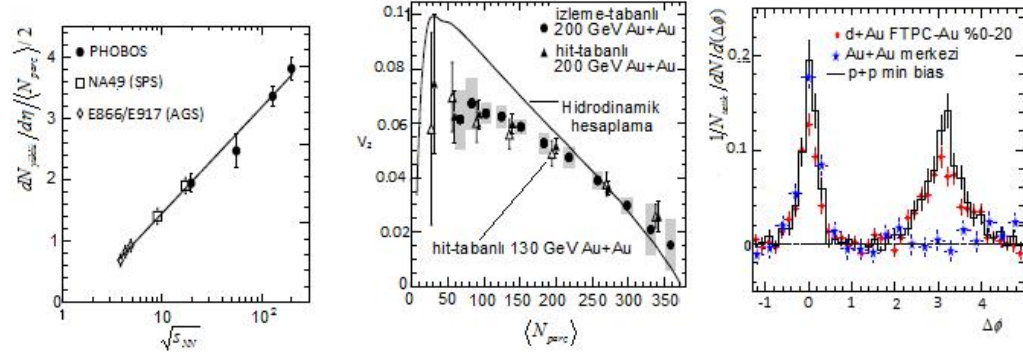


Şekil 2.20. RHIC SDK modüllerinin mekanik tasarımı. Boyutların gösterimi mm'dir. (CMS TDR 8.1, 2006)

3. SONUÇ VE TARTIŞMA

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ), kontrollü bir ortamda şu ana kadarki mevcut en yüksek enerji olan 5.5 TeV'luk nükleon-nükleon kütle merkezi enerjisinde ağır-iyon çarpışmaları üretecektir. Bu, daha önce rastlanmamış enerji yoğunluklu sistemlerdeki nükleer maddeyi çalışma olanağı sağlar. Gelen yüksek enerjiden dolayı, yarı-sert ve sert prosesler BHÇ'de baskın bir özellik olacaktır. CMS ağır iyon programı, Kuantum Renk Dinamiği (KRD) alanındaki açık sorulara yönelik araştırmaları içermektedir.

Son birkaç yıl boyunca, Relativistik Ağır-İyon Çarpıştırıcısı (RHIC)'deki dört deney, geniş bir sistem boyutu ve gelen enerji aralığındaki nükleer çarpışmalarda büyük bir veri seti toplamıştır. Bu çarpışmalarda, kuvvetli etkileşen, ısısal dengede olan ve jet-tipi partonlara hemen hemen duyarsız görünen, yüksek enerjili yoğun bir ortamın oluşumuna dair kuvvetli kanıtlar vardır. Dahası veriler, kuark ve gluonların asimptotik serbestliğe ulaştıkları bir sisteme geçişin beklendiği kritik yoğunluktan daha yüksek enerji yoğunluklu bir sistemin yaratılması ile uyumludur. Bu tanımlara neden olan anahtar gözlemlerinin bir özeti şekil (3.1)'de verilmiştir; sol panel, birkaç sistem için çarpışma enerjisinin fonksiyonu olarak normalize edilmiş yüklü parçacık dağılımıdır (Back, 2002), 200 GeV'deki nokta ile RHIC'de $t_0 = 1$ cm/c'de yaratılan başlangıç enerji yoğunluğu ~ 5 GeV/fm³ (nükleer maddenin enerji yoğunluğundan yaklaşık 10 kat daha büyük) olarak tahmin edilebilir (Borken, 1983). Ortadaki panel, katılımcıların sayısının bir fonksiyonu olarak, orta-rapidite civarında eliptik akış sinyali (Merkezsellik) göstermektedir (Back, 2002). Büyük eliptik akış sinyali, üretilen parçacıklar arasındaki ilk etkileşimlerin bir kanıtıdır. Hatta hızlı ısısal dengeye ulaşmanın bir işareti olan akış sinyali, relativistik hidrodinamik hesaplardan tahmin edilen değere yakındır. Sağ panel, yüksek p_T 'li yüklü hadronların zıt yönde sırt sırta korelasyonlardaki ürünlerin bastırılmasıdır.



Şekil 3.1. Sol panel, birkaç sistem için çarpışma enerjisinin fonksiyonu olarak normalize edilmiş yüklü parçacık dağılımıdır. Ortadaki panel, katılımcıların sayısının bir fonksiyonu olarak orta-rapidite civarında eliptik akış sinyali. Sağ panel, merkezi Au+Au, d+Au ve p+p çarpışmaları için açısal korelasyonları göstermektedir. (Back ve ark, 2002; Adler ve ark, 2003; Back ve ark, 2002)

BHÇ'deki enerji yoğunluklarının RHIC'dekinden yaklaşık 20 kat daha yüksek olacağı tahmin edilmektedir (başlangıç sıcaklığının da 2 kat daha büyük olması anlamına gelir). Bu durum hadronik madde ve kuark-gluon plazması (KGP) arasındaki faz geçiş bölgesinin oldukça üstündedir. Ayrıca, BHÇ'de üretilen partonların daha yüksek yoğunlukları, daha hızlı ısısal dengeye ulaşmalarına neden olacaktır, bu yüzden maddenin, KGP fazında bulunacağı zaman da RHIC'e kıyasla üç kat daha artar. Bu şartlar, RHIC'de yaratılacağına inanılan, kuvvetli etkileşen sıvı-tipi durumun tersine zayıf etkileşen gaz-tipi KGP durumunun yaratılmasını sağlar. Bunlara ek olarak, BHÇ, daha büyük momentum transfer (Q^2)'li ve daha düşük momentum kesirli (x) kinematik faz uzayındaki ağır-iyon fiziği olanaklarını artırır. Örneğin yüksek p_T jetleri, fotonlar, ağır-kuark parçacıkları (J/ψ) ve ayar bozonlarının ($W^\pm, Z^0$) çoğuna RHIC'de deneysel ulaşmak mümkün olmamasına rağmen BHÇ'de mümkün olabilir.

3.1. CMS'in Ağır-İyon Fiziği Kapasitesi

CMS dedektörünün kapasitesi BHÇ'deki ağır-iyon çarpışmaları ile üretilecek yeni fizik potansiyelini çalışmak için uygundur. CMS, $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$ 'lik ışıklılıktaki

$p + p$ çarpışmaları için tasarlanmıştır. Tam ışıklılıkta, ortalama demet geçişi başına 25 $p + p$ çarpışması olacaktır. Bu ortamda yüksek momentum gözlemlerini ($p_T > 5$ GeV/c) çözümlmek için tüm dedektör bileşenlerinin tasarlanan çözünürlüğü ve tanecikliliği maksimize edilmiştir. Detektörün bu özellikleri merkezi ağır-iyon çarpışmalarındaki yüksek çokluluk şartları için idealdir. CMS ve TOTEM dedektörleri BHC’de en büyük kabul sistemini oluşturacaktır. SDK ve CASTOR düşük- x ölçümlerini sağlayan ileri bölgedeki kabulü daha uzağa genişletecektir. Parçacık tanımlamaya gelince, müon sistemi silikon izleyici ile birlikte kuark jetlerinin ortam ile etkileşimlerinin araştırılmasını da sağlayacaktır.

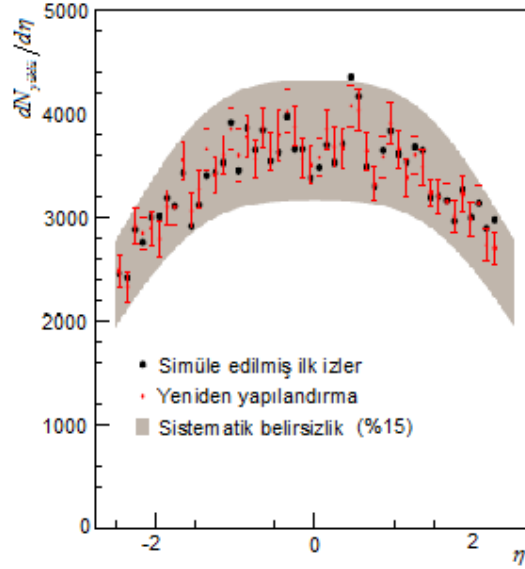
3.2 CMS Deneyindeki Ağır İyon Fiziği Araştırmaları

CMS’te araştırılması planlanan ağır iyon fiziği konuları aşağıdaki başlıklarla özetlenebilir.

3.2.1 Genel Gözlemler ve Olay Karakteristiği

Ağır-iyon çarpışmalarında CMS’in ilk ölçümlerinden biri, yüklü parçacık çokluluğu olacaktır. Bu ölçüm için, Si izleyicinin performansı merkezi Pb+Pb çarpışmaları için simüle edilmiştir. Simülasyondan gelen yeniden yapılandırılmış yüklü parçacık psödorapidite dağılımı şekil (3.2)’de gösterilmiştir. Bu dağılım $dN_{yüklü}/dh \sim 4000$ için ve piksel dedektörleri kullanılarak hesaplanmıştır. Farklı merkeziliklerde ölçümler yapmak, ağır kuarkonyum ve sert jet üretimi gibi farklı ağır-iyon fiziği konularını çalışmak için gereklidir. İleri rapidite bölgesi son durumdaki etkileşimlerden etkilenmediği için HF veya SDK’de depo edilen enerjiyi, son durumun dinamik etkilerinden çok çarpışmanın başlangıç geometrisi belirler. Bunlar çarpışmanın vuruş parametresi ile ilişkili sinyallerdir.

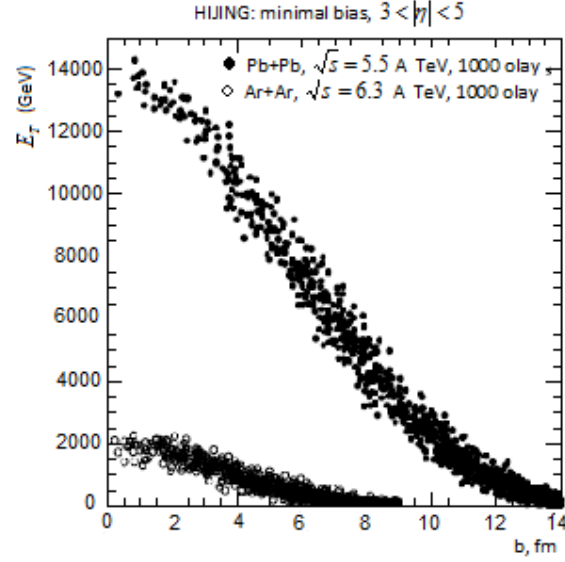
Şekil (3.3)’te $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV’deki 1000 Pb+Pb çarpışması ve $\sqrt{s_{NN}} = 6.3$ TeV’taki 1000 Ar+Ar minimum bias olayı için HF’de bırakılan dik enerji ile vuruş parametresi arasındaki korelasyonu gösterilmektedir.



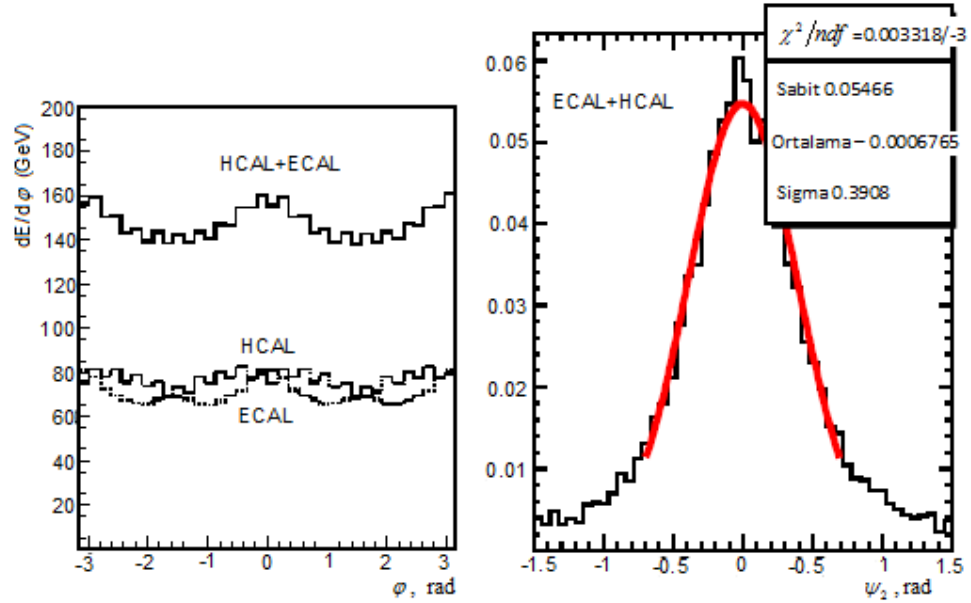
Şekil 3.2. 5.5 TeV'deki Pb+Pb çarpışmaları için yeniden yapılandırılmış yüklü parçacık yoğunluğu. (CMS CR 2007/003)

Açısal olarak asimetrik bir hacimdeki sert partonların yeniden saçılmaları ve enerji kayıpları, yüksek- p_T 'li parçacıkların ve jetlerin gözlemlenebilen bir açısal anizotropilerine neden olabilir. RHIC'de, üretilen hadronların reaksiyon düzlemine göre açısal dağılımlarının eliptik akışı ile ilgili çalışmalar, ağır-iyon çarpışmalarının ilk evresindeki ısısal denge sorusunu araştırmak için kullanılmaktadır.

CMS kalorimetreleri, enerji akışını ve jet açısal anizotropisini çalışmaya çok elverişlidir. Şekil (3.4) $b=6$ fm'lik vuruş parametrelili Pb+Pb çarpışmaları için, olay düzlemini yeniden yapılandırma kabiliyeti ve jetin açısal anizotropisini gözleme olasılığı verilmiştir. Sol panel fıçı ve dış kapak bölgesinde depo edilen enerji ve sağ panelde yeniden yapılandırılmış ve üretilmiş açısal reaksiyon düzlem açısı arasındaki fark verilmiştir.



Şekil 3.3. Minimum base Ar+Ar ve Pb+Pb çarpışmaları için vuruş parametresi ve HF’de bırakılan enerji arasındaki korelasyonu. (CMS CR 2007/003)



Şekil 3.4. Sol panel: Fıçı ve uç kapak bölgelerinde depo edilen enerji, sağ panel: yeniden yapılandırılmış ve üretilen, reaksiyon düzleminin azimutal açıları (Ψ_2) arasındaki fark. (CMS CR 2007/003)

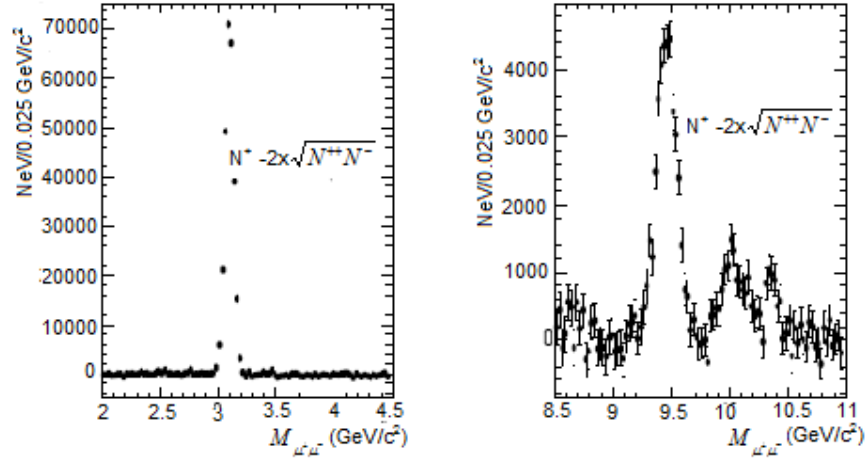
3.2.2 Kuarkonya

$\sqrt{s} = 5.5$ eV'deki Pb+Pb çarpışmalarında çarmanyum ($J/\Psi, \Psi'$) ve bottomonium (η, η', η'') rezonanslarının ölçümü, yüksek yoğunluklu KRD maddesinin dinamiği hakkında önemli bilgiler verir. Bunlardan ilki, ağır kuark-antikuark bağlı durumlarının, enerji veya sıcaklık artışıyla bastırılması, kuark-gluon plazmasının direk kanıtlarından biri olmasıdır. Çarmanyum bastırılması CERN'deki SPS ve RHIC'te gözlenmiştir ancak halen cevaplanması gereken soruların olması benzer araştırmaların BHC enerjilerinde de yapılmasını gerektirir. İkincisi, gluon-gluon proseslerindeki kuark üretiminin, çekirdekteki düşük-x değerindeki (Renk Cam Yoğunlaşması) gluon doygunluğuna duyarlı olmasıdır.

CMS'in Pb+Pb çarpışmalarındaki, farklı rapidite, dik momentum ve merkeziliklerde ağır kuarkonya üretim kapasitesi (iki müyona bozonum kanalları kullanarak) araştırılmıştır.

Kuarkonya varlama fizibilitesi $|h| \leq 2,4$ üzerinde iyi çözünürlük verimini gösterir. Fon çıkarımından sonra J/ψ ve Υ ailesi için beklenen yeniden yapılandırılmış iki müon değişmez kütle spektrumu şekil (3.5)'de gösterilmiştir. Bu yeniden yapılandırma, merkezi $dN_{yükü}/dh|_{n=0} = 2500, 5000$ çarpışmaları için dedektör kabulü ve ayrıntılar simülasyon kullanılarak elde edilmiştir.

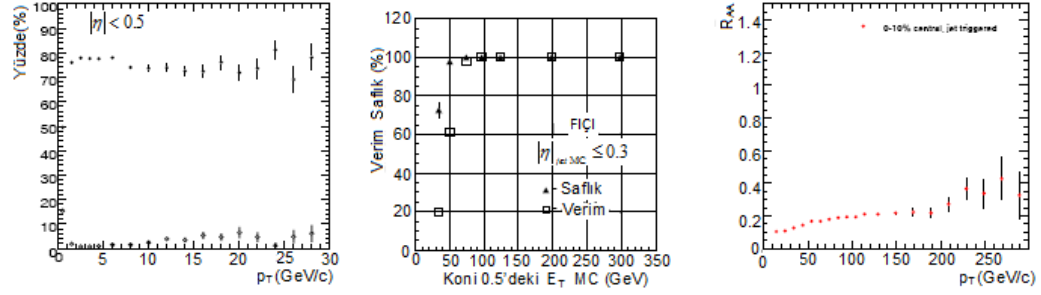
Bu çalışmalar, tüm kuarkonya durumlarının (Ψ' hariç) yüksek verimlilikle (%80) CMS'te varlanabileceğini göstermiştir.



Şekil 3.5. J/ψ (sol) ve Y (sağ) kütle bölgesindeki fon çıkarımından sonra değişmez kütle dağılımı. Her durumda da iki müyonda $|\eta| < 0.8$ 'e sahiptir.(CMS TDR 2007/03)

3.2.3 Jetler ve Hadron Ürünleri

RHIC'deki $p_T \geq 3$ GeV/c üzerindeki sırt sırta hadron korelasyonları ve hadron ürünleri çalışmaları, hızlı partonların çarpışmalarda yaratılan yoğun ortam ile etkileşmelerinde belirgin bir enerji kaybı olduğunu göstermiştir. BHC'de erişilebilecek kinematik bölge, tamamen yeniden yapılandırılan jetlerle çalışılmasını sağlayacaktır. Örneğin BHC'nin düşük ışıklılıkta 1 aylık çalışmasıyla gerçekleşecek Pb+Pb çarpışmaları için $|h| \leq 2,6$ 'da $E_T^{jet} > 100$ GeV'li 10^7 jet üretilmiştir. CMS kalorimetreleri kullanılarak $E_T > 50$ GeV olan olay jetleri iyi bir verim ve saflık ile yeniden yapılandırılabilceği gösterilmiştir. Jetleri yeniden yapılandırma kapasitesi, iyi bir verimlilikle $400 < p_T < 700$ MeV/c'li yüklü hadronların momentumlarının yeniden yapılandırılmasını sağlayan izleyici dedektörleri ve Si piksel ile arttırılabilmektedir. Şekil (3.6) izleyicinin yeniden yapılandırma verimliliğini (sol panel), jet yeniden yapılandırma çalışmaları için jet bulma verimliliği ve saflığı(orta panel) ve simüle edilmiş Pb+Pb çarpışmalarındaki p_T 'nin fonksiyonu olarak parçacık üretiminin bastırılma miktarı olan nükleer düzeltme faktörünü, R_{AA} (sağ panel) göstermektedir (CMS CR 2007/003, 2007).



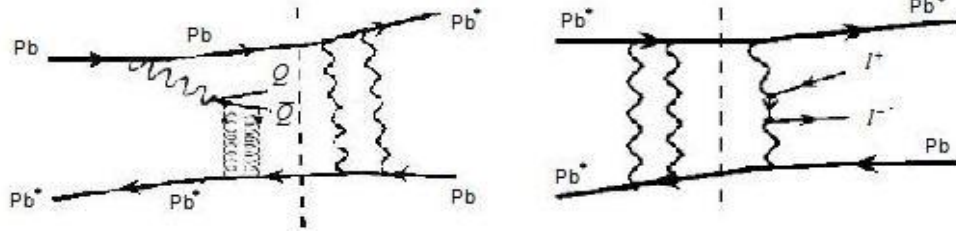
Şekil 3.6. Sol panel, $dN_{yükü}/d\eta|_{n=0} = 3000$ olan merkezi Pb+Pb çarpışmaları için orta rapidite yakınındaki dik momentum p_T 'nin bir fonksiyonu olarak izleyicinin yeniden yapılandırma verimliliği, orta panel jet yeniden yapılandırma verimliliği, sağ panel simüle edilmiş Pb+Pb çarpışmalarındaki p_T 'nin fonksiyonu olarak nükleer düzeltme faktörü, R_{AA} . (CMS CR 2007/003)

3.2.4 Ultra-peripheral Çarpışmalar

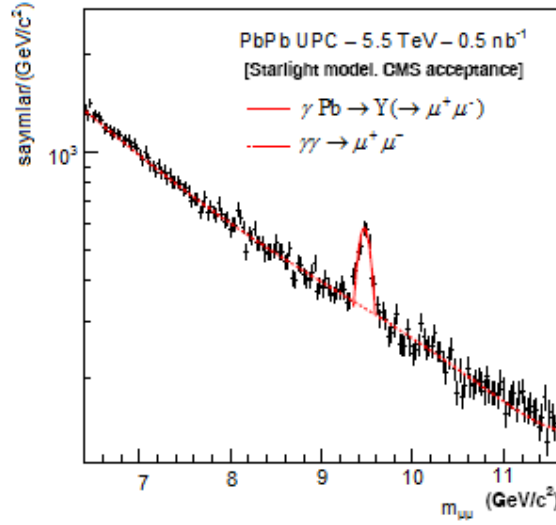
Ağır iyonların ultra-peripheral çarpışmaları (UPC), nükleon-nükleon çarpışmalarının olmadığı ve nükleer yarıçapın iki katından daha büyük bir vuruş parametresindeki uzun mesafeli elektromanyetik etkileşimleri içerir. BHC'deki ultra-peripheral PbPb çarpışmalarının fizikiği iki yönden ilginçtir. Birincisi, γA çarpışmaları, çekirdek içindeki gluon dağılım fonksiyonu gibi KRD araştırmalarının pA veya AA çarpışmalarından daha basit bir ilk durum ve düşük fon ile yapılmasını sağlar. İkincisi, foton-foton çarpışmaları pertürbatif olmayan bölgedeki KED araştırmalarına olanak tanır.

Bu çalışmada CMS'in hafif (r) ve ağır (g) vektör bozonlarının difraktif foto-üretimlerini ölçme kapasitesi araştırılmıştır. Şekil (3.7)'de bu proseslerin en düşük mertebeli Feynman diagramları gösterilmiştir. Difraktif mezon üretimi hedef çekirdeğin durgun sisteminde zincirleme 3 prosess ile gösterilebilir: aracı foton $q\bar{q}$ çiftine dönüşür, $q\bar{q}$ çifti ise bir renk-tekli durumunun (pomereon veya 2 gluon) değiş tokuşunun olduğu çekirdek ile sert etkileşmeye girer ve bir vektör mezonu oluşturmak için tekrar birleşirler. Çalışmalar, CMS deneyinde izleyici, ECAL, müon odacıkları ve SDK'de ileri bir nötron varlaması ile ultra-peripheral PbPb çarpışmalarında üretilen $r \rightarrow p^+p^-$ ve $g \rightarrow e^+e^-, m^+m^-$ ölçümlerinin yapılabileceği

gösterilmiştir. 0.5 nb^{-1} 'lik toplam PbPb ışıklılığı için CMS kabulü içinde STARLIGHT'ın öngördüğü γ kütlesi civarındaki beklenen iki müon değişmez kütle dağılımı şekil (3.8)'de verilmiştir.



Şekil 3.7. Ultra-peripheral PbPb çarpışmalarında γA ve AA proseslerinde lepton çifti (sağ) ve Υ (sol) ürünü için en düşük mertebeli Feynman diyagramları. (CMS CR 2007/003)



Şekil 3.8. CMS kabulündeki $\sqrt{s}=5.5 \text{ TeV}$ 'da UPC Pb+Pb çarpışmaları için STARLIGHT ile tahmin edilen $gPb \rightarrow gPb \rightarrow m^+m^- + Pb^*$ ve $gg \rightarrow m^+m^-$ 'den kaynaklanan beklenen m^+m^- değişmez kütle dağılımı. (CMS CR 2007/003)

KAYNAKLAR

- ABREU, M. C. ve ark., 1992. NA38 Collaboration, Nucl. Phys. A544, 209c.
- ABRAMOVİTZ, M., STEGUN, I. A., 1965. Handbook of Mathematics Tables.
- ADLER, C. ve ark, 2003. Phys. Rev. Lett. 90, 082302.
- ALBRECHT, R. ve ark., 1992. Zeit. Phys. C55, 539.
- _____, 1987. WA80 Coll. Phys. Lett. B199, 297.
- BACK, B. ve ark, 2002. Phys. Rev. Lett. 88, 22302.
- BAMBERGER, A. ve ark, 1987. (NA35 Coll.) Phys. Lett. B814, 271.
- BAYM, G., 1985. Quark Matter'84, Springer-Verlag, Berlin, p39.
- BJORKEN, J. D., 1983. Phys. Rev. D27, 140.
- _____, 1969. 179, 1547.
- BRAUN-MUNZİNGER, P. Ve ark, 1992. (E814 Coll.) Nucl. Phys. C84, 191.
- BROCK, R. ve ark, 1993. Handbook of Perturbative QCD (CTEQ Coll.) 93/094.
- BUSZA, W., GOLDHABER, A., 1984. Physics Letter.139B, 235.
- CHRİST, N., 1992. Nucl. Phys. A544, 81c.
- CHODOS, A. ve ark., 1974. Physics Review. D9, 3471.
- CLOSE, F. E., 1979. Intoduction to Quarks and Partons, Academic Press, London.
- CMS CR 2007/003, 2007.
- CMS TDR 8.1, CERN/LHCC 2007/009, 2007.
- CMS TDR 8.1, CERN/LHCC 2006/001, 2006. p297-310.
- COLLİNS, J. C., PERRY, M. J., 1975. Physics Review Letter. 34, 1353.
- DRELL, S. D., YAN, T. M., 1970. Phys. Lett. 25, 316.
- DeGRAND, T. A., DeTAR, C. E., 1986. Phys. Rev. D34, 2469.
- DeTAR, C. D., DONOUGHE, J. F., 1983. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33, 235.
- DUKE, D. W., OWENS, J. F., 1984. Phys. Rev. D30, 40.
- FEYNMAN, R.P., 1969. Physics Review Letter. 23, 1415.
- GELL-MANN, M., 1964. Phys. Lett. 8, 214.
- GROSS, D.J., WİLCZEK, F., 1973. Physics Review Letter. 30, 1343.
- HAGEDORN, R., RAFELSKİ J., 1980. Physics Letter. 97B, 180.
- HASHOMOTO, T. Ve ark., 1986. Phys. Rev. Latt. 57, 2123.

_____, 1988. Zeit. Phys. C38, 251.

HATSUDA, T., 1992. Nucl. Phys. A544, 27c.

HEISELBERG, H., BAYM, G., PETHICK C. J., POPP, J., Nucl. Phys. 1992. A544.

HEINZ, U., 1987. Nucl. Phys. A461, 49c.

HUMANIC, T. ve ark, 1988. Zeit Phys. C38, 79

KAJANTİE, K. ve ark., 1981. Zeit. Phys. C9, 253.

_____, KAPUSTA, J. I., McLERRAN, L., MEKJIAN, A., 1986. Phys. Rev. D34, 2746.

KAPUSTA, J. I., 1989. Finite Tempertaure Field Theory, Cambridge Üniversitesi, 7.

_____ ve ark., 1991. D44, 2774.

_____, 1992. Nucl. Phys. A544, 458c.

_____, 1992. Nucl Phys. 28, 408.

KO, C. M. ve ark., 1991. Phys. Rev. Lett. 66, 2577.

_____, 1989. Nucl. Phys. A498, 561C-566C.

KOCH, P., MÜLLER, B., RAFELSKI, J., 1986. Phys. Rep. 142, 167.

KUBAR, J., Le BELLAC, M., MEUNIER, J. L., 1980. Nucl. Phys. B359, 343.

KUTİ, J. ve ark., 1981. Physics Letter. 98B, 189.

LÖHNER, H. ve ark, 1988. Zeit. Phys. C38, 97.

LUND, I. ve ark., 1988. Zeit. Phys. C55, 539.

MATİELLO, R. ve ark., 1991. Nucl. Phys. B24, 221.

MATSUI, T., SATZ, H., 1988. Phys. Lett. B178, 416.

McLERRAN, L. D., SVETİTİSKY, B., 1981. Physics Letter. 98B, 195.

_____, 1986. Rev. Mod. Phys. 58, 1021.

_____, 1981. Phys. Rev. D24, 450.

MORFİN, J. G., TUNG, W. K., 1990. Zeit. Phys. C52, 13.

MÜLLER, B., 1985. Lecture Notes in Physics. Vol. 225.

NA38 COLLABORATION, 1987. Zeit. Phys. C38, 79/129.

NAGAMIYA, S., 1992. Nucl. Phys. A544, 5c.

PETERSON, B., 1991. Nucl. Phys. A525, 237c.

PİSARSKI, R. D., 1982. Phys. Lett. B110, 155.

POLİTZER, H. D., 1973. Physics Review Letter. 30, 1346.

RAFELSKİ, J., 1982. Phys. Rep. 88, 331.

RUUSKANEN, P. V., SATZ, H. 1988. Zeit Phys. C37, 623.

_____, 1991. Nucl. Phys. A522, 255c.

_____, 1992. Nucl. Phys. A544, 169c.

SANDOVAL, A. ve ark, 1987. (NA35 Coll.) Nucl. Phys. A461, 465.

SHOR, A., 1985. Phys. Lett. 54, 1122.

_____, 1985. Phys. Rev. Lett. 54, 1122.

SORENSEN, S. ve ark, 1988. Zeit. Phys. C38, 3.

SORGE, H. ve ark., 1990. Phys. Latt. B234, 7.

STACHEL, J., YOUNG, G. R., 1992. Ann. Rev. Nucl. Part. 42, 537.

STRÖBELE, H., ve ark, 1988. (NA35 Coll.) Zeit. Phys. C38, 89.

TAKAGİ, F., 1986. Phys. Rev. D34, 1646.

TAKAHASHİ, Y., NAGAMİYA, S., 1991. A525, 623c.

UKAWA, A., 1989. Nucl. Phys., For a Review of The Status of Finite Temperature
QCD Lattice Gauge Theory. A498, 227c.

VOGT, R., JACKSON, A., 1988. Phys. Latt. 206, 333.

VARELA, J., 1991. Nucl. Phys. A525, 257c.

VESTERGOMBI, G. ve ark, 1988. Zeit. Phys. C38, 129.

WEİNBERG, S., 1977. The First Three Minutes, Basic Books, N. Y.

WİLETS, L., 1989. Bag Model of Nucleus, World Scientific.

WONG, C. Y., 1976. Math. Phys. 17, 1008.

_____, 1994. Introduction to High Energy Heavy-Ion Collisions. World Scientific
Publ. Co. Pte. Ltd. London, N20 8DH.

_____, WANG, R. C., 1991. Physics Rev. D44, 679.

_____, 1993. Phys. Rev. C48, 902.

ZWEİG, G., 1964. CERN Report, Th 401 ve Th 412.

ÖZGEÇMİŞ

1980 yılında Adana/Ceyhan’da doğdum. İlk, orta ve lise öğrenimimi burada tamamladım. 1999 yılında Niğde Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünü kazandım. 2003 yılında bölüm üçüncüsü olarak mezun oldum. Aynı yıl Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tezli Yüksek Lisans programını kazandım. Şuan Tezli Yüksek Lisans Eğitiminin son aşamasındayım.