

PROTON-PROTON ÇARPIŞTIRICILARINDA KARA MADDE ARAŞTIRMALARI

YÜKSEK LİSANS TEZİ
Ekin KÜÇÜKSÖNMEZ

Anabilim Dalı : Fizik Mühendisliği

Programı : Fizik Mühendisliği

TEMMUZ 2011

PROTON-PROTON ÇARPIŞTIRICILARINDA KARA MADDE ARAŞTIRMALARI

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Ekin KÜÇÜKSÖNMEZ
(509081104)**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 18 Temmuz 2011
Tezin Savunulduğu Tarih : 29 Temmuz 2011**

**Tez Danışmanı : Doç. Dr. Kerem CANKOÇAK (İTÜ)
Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Cenap ÖZBEN (İTÜ)
Yard. Doç. Dr. Erkcan Özcan (BÜ)**

TEMMUZ 2011

ÖNSÖZ

Öncelikle bu yüksek lisans tezini borçlu olduğum danışmanım Kerem Cankoçak'a bütün yardımları ve tez konumu bulmamı sağladığı için teşekkür ederim. Prof.Dr.Durmuş Ali Demir'e, tez konumun şekillenmesine yaptığı büyük katkılardan dolayı özellikle teşekkürlerimi sunmak isterim. Tezimi titizlikle incelemelerinden ve değerli yorumlarından dolayı Erkcan Özcan ve Cenap Özben hocalarıma da teşekkür ederim. Ayrıca desteklerinden dolayı aileme, İTÜ Fizik Mühendisliği Bölümü'ne, hocalarıma ve arkadaşlarıma teşekkür ederim.

TEMMUZ 2011

Ekin KÜÇÜKSÖNMEZ

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖNSÖZ	iii
İÇİNDEKİLER	v
KISALTMALAR	vii
ÇİZELGE LİSTESİ	ix
ŞEKİL LİSTESİ	xi
SEMBOL LİSTESİ	xiii
ÖZET	xv
SUMMARY	xvii
1. GENEL BİLGİ	1
1.1 Standart Model	1
1.1.1 Temel etkileşimler	1
1.1.2 Temel parçacıklar	2
1.1.3 Simetriler, ayar dönüşümleri ve Noether Teoremi	3
1.2 Feynman Diagramları	5
1.3 Standart Model Ötesi	7
1.3.1 Süpersimetri	8
1.3.2 Kara madde	8
1.4 Çarpıştırıcılar	10
2. GÖRELİ KİNEMATİK	13
2.1 Dört-Vektörler ve Değişmezler	13
2.2 Parçacık Fiziğinde Dört-Vektörler ve Birimler	14
3. PARTON MODELİ	17
3.1 Derin İnelastik Saçılma	17
3.1.1 Partonlar için serbest parçacık yaklaşımı	17
3.1.2 Bjorken ölçeği	19
3.1.3 Partonların fragmantasyonu	21
3.2 Parton Dağılım Fonksiyonları	21
3.3 Hadron-Hadron Çarpışması	28
4. KAYIP ENERJİ VE KARANLIK MADDE KÜTLESİ	31
4.1 Amaç	31
4.2 Partonik Olay Kinematığı	32
4.3 Hadronik Seviye	37
5. SONUÇ	39
KAYNAKLAR	41
ÖZGEÇMİŞ	43

KISALTMALAR

SM	:	Standart Model
KM	:	Kara Madde
LHC	:	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
SUSY	:	Süper Simetri
PDF	:	Parton Dağılım Fonksiyonları
DIS	:	Derin İnelastik Saçılma
GUT	:	Büyük Birleşme Teorileri
YF	:	Yeni Fizik

ÇİZELGE LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Çizelge 1.1 : Temel yarım spinli parçacıkların üç ailesi. [2, syf.5], [1]	4

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1 :	Elektron elektron saçılmasının birinci derece Feynman diagramlarından biri. Dikey eksen zaman. 2
Şekil 1.2 :	A,B,C parçacıklarının etkileşimi. A'nın B ve C'ye bozunması. . . 6
Şekil 1.3 :	A'nın B ve C'ye bozunmasının bazı üçüncü seviye diagramları. . . 7
Şekil 1.4 :	A-A saçılması sonucu iki B parçacığı oluşumunun birinci seviye diagramlarından biri. 8
Şekil 1.5 :	A-A saçılması sonucu iki B parçacığı oluşumunun bazı üçüncü seviye diagramları. 9
Şekil 3.1 :	Elektronun protonun iç yapısıyla etkileşmesi. 17
Şekil 3.2 :	F_2 nin q^2 ye göre grafiği. Farklı sembollerle gösterilen noktalar farklı açılardaki saçılmaların noktalarıdır. [9] 20
Şekil 3.3 :	$\frac{2\omega F_1}{F_2}$ oranının Bjorken ölçeğine göre grafiği. Burada x Bjorken ölçeği. [10, syf.271] 21
Şekil 3.4 :	$Q^2 = 2TeV^2$ için yukarı kuark ve aşağı kuarkın dağılımları(Sürekli çizgi yukarı kuark, kesikli çizgi de aşağı kuarkın grafiğidir.) 22
Şekil 3.5 :	$Q^2 = 2TeV^2$ için acayip kuark(sürekli) ve tılsım(kesikli) kuarkın dağılımları 23
Şekil 3.6 :	$Q^2 = 2TeV^2$ için yukarı(kesikli) kuark ve gluon(sürekli) dağılımları 23
Şekil 3.7 :	$Q^2 = 2TeV^2$ için anti-aşağı kuark ve anti-yukarı kuark 24
Şekil 3.8 :	$Q^2 = 2TeV^2$ için yukarı kuark momentum kesiriyle çarpılmış dağılımı 26
Şekil 3.9 :	$Q^2 = 2TeV^2$ için aşağı kuark momentum kesiriyle çarpılmış dağılımı 26
Şekil 3.10 :	$Q^2 = 2TeV^2$ için acayip kuark momentum kesiriyle çarpılmış dağılımı 27
Şekil 3.11 :	$Q^2 = 2TeV^2$ için tılsım kuark momentum kesiriyle çarpılmış dağılımı 27
Şekil 4.1 :	Parton seviyesinde proton proton saçılması Feynman diagramı. . . 32
Şekil 4.2 :	f_{min}/m_{DM} nin saçılan KM parçacıkları arasındaki açığa göre değişimi 36
Şekil 4.3 :	$\theta = 130$ derece için f_{min} 'a $2m_{DM}$ grafiği. 36
Şekil 5.1 :	KM kütlelerinin beklenen değerinin üst sınırının (l_{ust}), τ_{min} a göre değişimi. 39

SEMBOL LİSTESİ

u	:	Yukarı kuark
d	:	Aşağı kuark
c	:	Tılsım kuark
s	:	Acayip kuark
b	:	Alt kuark
t	:	Üst kuark
ν	:	Nötrino
e	:	Elektron
μ	:	Müon
τ	:	Tau
δ	:	Sonsuzküçük varyasyon
\mathcal{L}	:	Lagrange Function
∂	:	Kısmi Türev
ϕ	:	Skalar alan
D	:	Kovaryant türev
\mathcal{M}	:	Olasılık genliği
eV	:	Elektron Volt
g	:	Metrik tensör
ω	:	Bjorken ölçeği
x_L	:	Soldan gelen partonun momentum kesiri
x_R	:	Sağdan gelen partonun momentum kesiri
s	:	Kütle merkezi enerjisinin karesi
\hat{s}	:	Partonik kütle merkezi enerjisinin karesi
σ	:	Tesir kesiti
$\hat{\sigma}$:	Partonik tesir kesiti
\mathcal{E}	:	Protonun enerjisi
m_{DM}	:	Kara madde kütlesi

PROTON-PROTON ÇARPIŞTIRICILARINDA KARA MADDE ARAŞTIRMALARI

ÖZET

Bu çalışmanın amacı LHC çarpıştırıcısında Kara Madde adayı parçacıkların saptanması için yöntem geliştirmektir. Evrendeki toplam maddenin %22'sini oluşturan Kara Madde (KM) için Standart Modelde (SM) öngörölmüş herhangi bir aday parçacık bulunmamaktadır. LHC hızlandırıcısındaki proton-proton çarpışmalarında ortaya çıkması beklenen Süpersimetrik parçacıkların en hafifi olan ve nükleer ya da elektromanyetik etkileşimlere katılmayan süper eşlenik parçacığı (LSP), en uygun Kara Madde adaylarından biridir. Bu çalışmada, LHC' de gözlemlenebilecek olan süper eşlenik parçacığı (LSP) kütesine üst sınır koyulmaya çalışılacaktır. LSP parçacığı uzun ömürlü olup LHC deneylerindeki detektörler içinde bozunmaz ve dolayısıyla doğrudan gözlemlenmesi oldukça zordur veya olanaksızdır.

LSP parçacığı LHC Deneyleri'nde gözlemlenmeden kaçacak, kendini kayıp enerji ve momentum sinyali olarak gösterecektir. Elbette benzer sinyal SM'de bulunan sol-el nötrinolar tarafından da oluşturulacaktır. LHC'deki bütün gözlemler çarpışma sürecinin sonunda üretilen parçacıkların kinematik özellikleri yoluyla yapıldığından, LSP'nin farkı SM'deki herhangi bir parçacığın taşımadığı kadar yüksek bir kütleyle sahip olması yani durgun enerji taşımasıdır.

Bu bağlamda bu parçacığın dolaylı da olsa gözlemlenmesi ve özelliklerinin belirlenmesi oldukça yeni teknikler gerektirmektedir. Bu projenin ana hedeflerinden biri bu teknikleri oluşturmaktır.

DARK MATTER RESEARCHES ON THE PROTON-PROTON COLLIDERS

SUMMARY

The aim of this work, is to develop new techniques in order to detect Dark matter candidates at LHC hadron collider. %22 of the total matter content of the universe is dark matter and there is no any candidate of this particle in the Standard Model (SM). The best candidate of DM expected to be seen at the proton-proton collisions at LHC, is the lightest supersymmetric particle (LSP) which that does not exhibit electromagnetic and strong interactions. In this work, we try to put an upper limit of DM candidates which can be observed at LHC. LSP is a long lived particle and do not leave any trace or energy at the detectors used at LHC and therefore it is very difficult to detect if not impossible.

LSP will escape undetected at the LHC detectors and will show it self as missing energy and missing momentum. On the other hand, a similar missing energy signal can be generated from a left-handed neutrino, which is SM model particle. Since all the observations are made from the kinematical calculations of the final particles detected at the detectors, the difference of the LSP will be its rest mass and its rest energy which is relatively much bigger than SM particles. In this context, it is needed new techniques in order to detect this particle. The main purpose of this work is to develop those techniques.

1. GENEL BİLGİ

1.1 Standart Model

1.1.1 Temel etkileşimler

Doğada dört temel kuvvet vardır. Evrende bildiğimiz bütün olaylar bu temel kuvvetler tarafından yönetilir. Bu kuvvetlerin kaynağı temel parçacıklar arasındaki anlık etkileşimler olduğu için bunlara temel etkileşimler demek doğru olur. İki parçacık, aralarında etkileşimin taşıyıcı parçacığının alış verişini yaparak etkileşirler. Bu dört etkileşim "Elektromanyetik Etkileşim", "Zayıf Etkileşim", "Kuvvetli Etkileşim", "Yerçekimsel Etkileşim" dir.

Elektromanyetik etkileşim etrafımızdaki olayların büyük çoğunluğundan sorumlu olan etkileşimdir. Gravitasyonel etkileşimden sonra en zayıf etkileşimdir ama uzun mesafelidir. Taşıyıcı parçacığı fotondur. Elektrik yükü olan parçacıklar arasında gerçekleşir. Foton kendisi yüksüz olduğu için sadece taşıyıcıdır, diğer parçacıklarla foton alış veriş yapmaz.

Zayıf Etkileşim beta bozunumu gibi bazı süreçlerden sorumlu olan etkileşimdir. Taşıyıcı parçacıkları kütleli W ve Z bozonları olduğu için kısa mesafelidir.

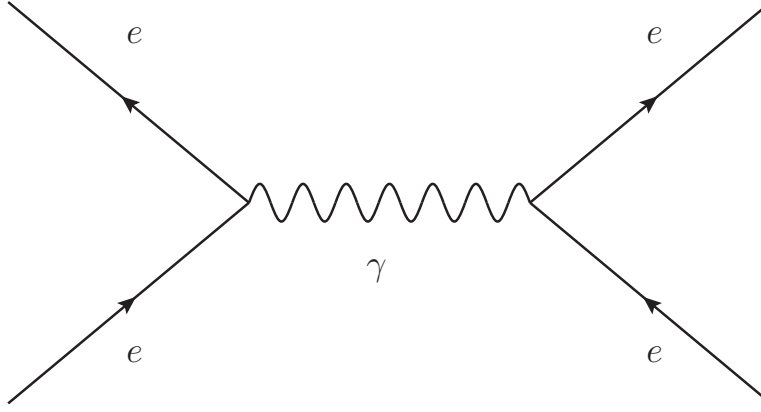
Kuvvetli etkileşim hadronların iç yapısını oluşturan kuarklar arasındaki etkileşimdir ve adından da anlaşıldığı gibi etkileşimlerin en kuvvetlisidir. Bu etkileşim aynı zamanda hadronlar arası etkileşimleri de sağlar. Çekirdeği bir arada tutan etkileşimdir. Taşıyıcı parçacıkları gluonlardır. Renk yükü olan parçacıklar arasında gerçekleşir. Gluon kendisi de renk yükü taşıdığı için diğer gluonlarla ve kuarklarla kuvvetli etkileşime girer. Parçacıklar arasındaki mesafe arttıkça etkileşimin şiddeti artar. Buna renk hapsi denir. Renk hapsinden dolayı kuvvetli etkileşim en kısa mesafeli etkileşimdir.

Gravitasyonel etkileşim kütlesi olan parçacıklar arasındaki etkileşimdir. Çok zayıf olmakla birlikte evrenimizde çok önemli etkileri vardır. Yıldızlar, gezegenler gibi

büyük kütleler bir araya geldiğinde etkileri çok önemli hale gelir. Aynı zamanda uzun mesafelidir. Diğer teorilerle ve gözlemlerle uyumlu bir alan teorisi geliştirilememiş olmakla birlikte taşıyıcı parçacık olarak graviton öneriliyor. Henüz sadece bazı teorilerde yer alan graviton kendisi kütsesizdir.

Rölativistik kuantum teorisinde bütün parçacıklar bir alanın kuantizasyonu sonucu ortaya çıkar. Örnek olarak elektromanyetik etkileşimleri gözönüne alırsak, elektronlar bir alanın, fotonlar ise başka bir alanın kuantalarıdır.

Aşağıdaki şekildeki elektromanyetik etkileşimle gerçekleşen elektron elektron saçılmasının diagramı, etkileşmeleri gösterirken ve hesaplarken kullanılır.



Şekil 1.1. Elektron elektron saçılmasının birinci derece Feynman diagramlarından biri. Dikey eksen zaman.

Şekilde gerçekleşen olay gelen elektronlardan birinin yaydığı fotonun diğeri tarafından soğurulmasıdır. Elektron elektron saçılması bu şekilde gerçekleşir.

1.1.2 Temel parçacıklar

Yüksek enerjili çarpışmalarla atomun iç yapısına girdikçe yeni parçacıklar ortaya çıkar. Bu parçacıkları farklı özelliklerine göre sınıflandırabiliriz. Yarımlı spine sahip parçacıklar fermiyonlardır. Tam spinli parçacıklar ise bozonlardır. Şiddetli etkileşime girmeyen yani renk yükü taşımayan fermiyonlara lepton diyoruz. Yine fermiyon olan kuarklar renk yüküne sahiptirler ve şiddetli etkileşime girerler. Kuarklar kendi başlarına gözlenemezler. Kuarkların bağlı durumları hadronlardır ve bunlar da kendi aralarında kuvvetli etkileşim gösterirler. Bir de önceki bölümde bahsedildiği gibi bu parçacıklar arasındaki etkileşimleri sağlayan parçacıklar vardır. Bu parçacıklar tam spine sahiptirler, yani bozondurlar. Foton, gluon, W bozonu ve Z bozonu

etkileşimlerin ayar bozonlarıdır. Graviton deneysel olarak veya kullandığımız teoriyle uyum sağlayacak şekilde teorik olarak henüz bulunmamıştır ve gravitasyon Standart Model’de yer almamaktadır.

Ayar bozonu dışındaki temel parçacıkların bazıları diğerleriyle kütle dışında aynı özellikleri taşır. Bu sayede sınıflandırmamıza aile kavramını da ekleyebiliriz. Kuarklar ve leptonlar üç aileye ayrılır. Yukarı kuark, aşağı kuark, elektron ve elektron nötrinosu birinci aileyi oluşturur. Tılsım kuark, acayip kuark, muon ve muon nötrinosu ikinci aileyi oluşturur. Son olarak da, üst kuark, alt kuark, tau ve tau nötrinosu da üçüncü ve son aileyi oluşturur. Farklı ailelerde yük ve spin özellikleri aynı kalıp, kütleler farklılık gösterir (bknz. Çizelge 1.1). Birinci aileden üçüncü aileye giderken kütleler artar. Bununla beraber elektron yükü bakımından her ailenin parçacıkları diğerlerinininkiyle denktirler.

Aynı kütle ve spine sahip fakat zıt yüklü parçacıklar birbirlerinin antiparçacığıdır. Hangilerine parçacık hangilerine antiparçacık dediğimiz sadece yapılmış bir seçimdir. Bugün bildiğimiz evreni oluşturanlara parçacık denmiştir. Bütün lepton ve kuarkların antiparçacıkları vardır. Ayrıca W bozonları da birbirlerinin antiparçacıklarıdır. Foton, gluon ve Z bozonunsa antiparçacıkları kendileridir.

1.1.3 Simetriler, ayar dönüşümleri ve Noether Teoremi

Eğer bir dönüşüm altında aksiyon değişmiyorsa buna karşılık gelen bir simetri vardır. Noether teoremine göre her simetri için korunan bir büyüklük vardır. Örneğin zaman ve uzay ötelemeleri altında aksiyon değişmez. Öteleme simetrisi enerji ve momentum korunumunun sebebidir. Dönme simetrisi ise açısal momentum korunumunun sebebidir. Bu örnekler uzay zaman simetrieriydi. Bir de içsel simetriler vardır. Bunlar konfigürasyon uzayından başka uzaylarda yaptığımız dönüşümler altında aksiyonun değişmez kalmasından kaynaklanan simetrilerdir. Bu simetriler genelde açıkça gözükmez. Bu simetrilerin var olması için alan teorisinde lagranjiyen ve türev üzerinde ayar dönüşümleri dediğimiz dönüşümler yaparız. Değişen türeve kovaryant türev denir ve kovaryant türev ilgili ayar dönüşümü altında değişmez kalır. Lagranjiyenimizde bu türevi kullandığımızda ve uyguladığımız ayardan kaynaklanan ayar alanını eklediğimizde, lagranjiyenin varyasyonu yok olur. Böylece aksiyon

Çizelge 1.1. Temel yarım spinli parçacıkların üç ailesi. [2, syf.5], [1]

	ad	sembol	yük(e)	kütle(GeV)	tip
Birinci Aile	yukarı	u	$\frac{2}{3}$	$1.7 - 3.3(\times 10^{-3})$	kuark
	aşağı	d	$-\frac{1}{3}$	$4.1 - 5.8(\times 10^{-3})$	kuark
	e-nötrino	ν_e	0	$< 1.8 \times 10^{-8}$	lepton
	elektron	e	-1	5.1×10^{-4}	lepton
İkinci Aile	tılsım	c	$\frac{2}{3}$	1.18-1.34	kuark
	acayıp	s	$-\frac{1}{3}$	0.08-0.13	kuark
	μ -nötrino	ν_μ	0	$< 2.5 \times 10^{-4}$	lepton
	müon	μ	-1	0.10565	lepton
Üçüncü Aile	üst	t	$\frac{2}{3}$	172	kuark
	alt	b	$-\frac{1}{3}$	4.13-4.37	kuark
	τ -nötrino	ν_τ	0	$< 7 \times 10^{-2}$	lepton
	tau	τ	-1	1.77682	lepton

değişmez hale gelir. Kuantum alan teorisinde, alanlar ilgili parçacıklara denk gelir. Ayar alanları da aynı şekilde parçacıklardır. Bunlar ayar bozonları dediğimiz etkileşimleri taşıyan parçacıklardır. İçsel simetrilere SU(2), U(1), SU(3) örnek verilebilir.

Daha iyi anlaşılması için U(1) simetrisi iyi bir örnek olacaktır. Kompleks skalar alanın lagranjyanı aşağıdaki gibidir:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi \quad (1.1)$$

ϕ kompleks bir skaler alandır.

Şimdi $\Lambda = \Lambda(x^\mu)$ olmak üzere $\phi \rightarrow \phi - i\Lambda\phi$ şeklinde bir çok küçük dönüşüm yapalım.

Böyle bir dönüşüm altında lagranjiyenin dönüşümü şöyle olur:

$$\begin{aligned}\delta\mathcal{L} &= (\partial_\mu\Lambda) [-i\phi\partial^\mu\phi^* + i\phi^*\partial^\mu\phi] \\ &= (\partial_\mu\Lambda) \mathcal{J}^\mu\end{aligned}\tag{1.2}$$

Burada $\mathcal{J}^\mu = -i\phi\partial^\mu\phi^* + i\phi^*\partial^\mu\phi$ kullanılmıştır. (1.2) 'den görüldüğü gibi bu dönüşüm altında lagranjiyen değişmez kalmıyor. Lagranjiyene yeni terimler ekleyip bu dönüşüm altında değişmez kalan yeni bir lagranjiyen elde edebiliriz.

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= (\partial_\mu\phi) (\partial^\mu\phi^*) - ie(\phi^*\partial^\mu\phi - \phi\partial^\mu\phi^*)A_\mu \\ &\quad + e^2A_\mu A^\mu\phi^*\phi - m^2\phi^*\phi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}\end{aligned}\tag{1.3}$$

Burada A_μ kullandığımız dönüşüm altında $A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\Lambda$ şeklinde dönüşen bir 4-vektördür. $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ olarak tanımlanır ve alanın lagranjiyen içinde kendiliğinden bulunması için eklenmiştir.

Bu dönüşüm için bir kovaryant türev tanımlarsak $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$, lagranjiyeni daha sade bir halde yazabiliriz.

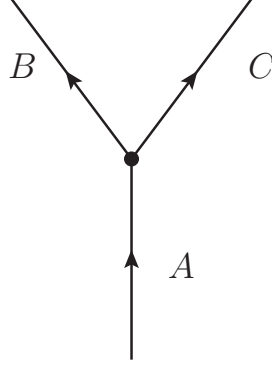
$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi) (D^\mu\phi^*) - m^2\phi^*\phi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}\tag{1.4}$$

(1.4) tamamen (1.3) ile aynıdır.

Bu lagranjiyendeki ϕ elektronun skaler alanı, ϕ^* pozitronun skaler alanı, A_μ ise ayar alanıdır ve fotona tekabül eder. A_μ ayar potansiyeli \mathcal{J}^μ akımıyla, ϕ alanının yükü olan e bağlanma şiddetiyle bağlanır. $F_{\mu\nu}$ üç elektrik alan, üç de manyetik alan elemanını içeren elektromanyetik alan tensörüdür.

1.2 Feynman Diagramları

Parçacık fiziğinde bozunmalar ve saçılmalar için yapılacak hesapların bir dinamik kısmı bir de kinematik kısmı vardır. Fiziksel bir olayda neler olacağını önceden kestirebilmek için hem dinamik hem de kinematik bilgiye ihtiyaç vardır. Bozunma



Şekil 1.2. A,B,C parçacıklarının etkileşimi. A'nın B ve C'ye bozunması.

hızlarını ve saçılma kesitlerini hesaplamak için dinamik bilgiyi içeren $|\mathcal{M}|$ genliğinin ve kinematik bilgiyi içeren faz uzayının bilinmesi gerekir. İkisinin çarpımıyla geçiş oranı (1.5) deki gibi bulunur.

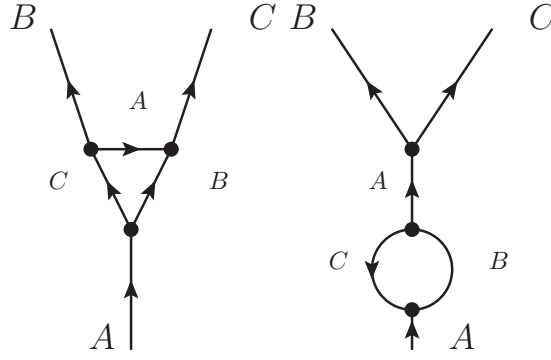
$$T = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{M}|^2 \times (\text{faz uz.}) \quad (1.5)$$

Faz uzayı enerji-momentum korunumunu ve $E = c\sqrt{m^2c^2 + p^2}$ eşitliğini sağlayan olası momentumlardan oluşur. Ortaya çıkan parçacıkların momentumuyla ilgilenilmiyorsa faz uzayı üzerinden integral alınır ve herhangi bir momentuma sahip ürünlere bakılmış olur. Bu bölüm dinamik kısmının hesaplanmasıyla, yani $|\mathcal{M}|$ genliklerinin hesaplanmasıyla ilgilidir.

$|\mathcal{M}|$ genliklerinin hesaplanmasında Feynman diagramlarından yararlanır. Çalışma dinamik bir hesap içermediğinden Feynman diagramlarından kısaca bahsedilecek. Bu kısa anlatımın sebebiyse saçılma süreçlerinin resmedilmesinde Feynman diagramlarından yararlanılmış olması. Daha fazla ilerlemeden bu tezdeki diagramlarda zaman ekseninin dikey eksen olduğunu belirtmek gerekir.

Genelde kullanılan tabirle oyuncak bir teori, şu an için yeterli olacaktır. Oyuncak teoriden kasıt gerçek olmayan ve momentum dışındaki durumları (örneğin spin) olmayan parçacıklar ele alınacak.

A,B,C üç farklı parçacık olsun. Üçünün etkileştiği bir temel etkileşim noktası(vertex) vardır. Şekil 1.2 böyle bir etkileşim noktasına örnektir. Aynı zamanda A'nın B ve C'ye bozunmasını gösteren en düşük seviyeli diagramdır.

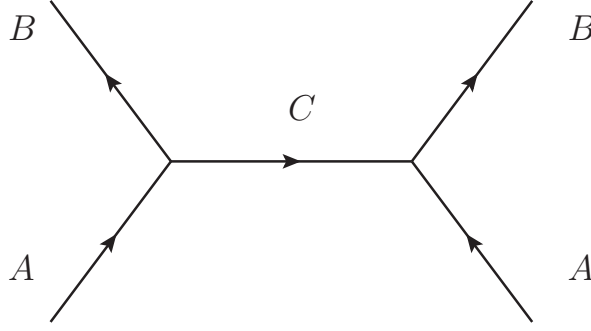


Şekil 1.3. A'nın B ve C'ye bozunmasının bazı üçüncü seviye diagramları.

Daha yüksek seviyeli diagramlar da vardır ve bunlar en düşük seviyeye düzeltme olarak gelirler. Aynı süreç arada daha fazla ve farklı etkileşimler olarak da gerçekleşebilir. Yüksek seviyeli diagramlar bu etkileşimleri gösterir ve bunların da hesaba katılması, asıl sonuç üzerinde birinci seviyenin baskın olmasıyla birlikte, daha kesin sonuçlar elde edilmesini sağlar. Şekil 1.3'deki diagramlar üçüncü seviye diagramlara örnektir. Çok daha fazla aynı seviyede diagram çizilebilir. Daha yüksek seviyelerde çok daha fazla diagram çizilebilecek, hesaplar zorlaşacaktır ama bu yüksek seviyelerin katkısı çok düşüktür, çoğu zaman ihmal edilebilirler.

Saçılmalarda, birinci seviye diagramlarda iki etkileşme noktası vardır. Genelde saçılmalar gelen parçacıklardan birinin etkileşim bozonunu salması ve diğerinin bu bozonu soğurmasıyla gerçekleşir. Gelen ve giden parçacıklar dış çizgilerle gösterilir. İç çizgilerse etkileşim parçacıklarıdır. Şekil 1.4'de yine gerçek olmayan parçacıkların saçılımını gösteren bir diagram gösterilmiştir. Gerçekleşen olay iki A parçacığının saçılması ve saçılma sonucu iki B parçacığının oluşmasıdır. Bu olayda etkileşimi sağlayan parçacık ise C parçacığıdır. $A + A \rightarrow B + B$. Şekil 1.5'de ise aynı saçılma olayının daha yüksek seviyeli diagramlarının bazılarına örnek veriliyor.

Diagramların hangi olayı anlattığını anlamak şimdilik yeterli olacaktır. Tesir kesitleri veya bozunum hızlarının hesabı için bütün diagramların bulunup hesaplanması gerekir. Bu hesaplar için bazı kurallar vardır. Tesir kesitlerine ihtiyacımız olmadığı için bu kurallar burada verilmeyecek.



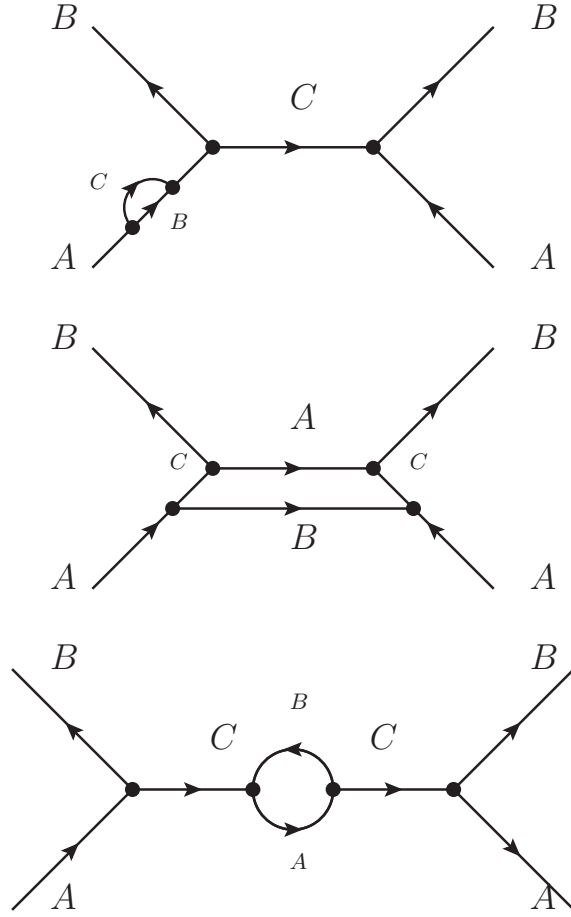
Şekil 1.4. A-A saçılması sonucu iki B parçacığı oluşumunun birinci seviye diagramlarından biri.

1.3 Standart Model Ötesi

1.3.1 Süpersimetri

Temel parçacıkları anlamada en çok ilerleme, gösterdikleri simetrilerin incelenmesiyle gerçekleşti.

Bütün bunlardan farklı olan bir simetri 1974’de Wess ve Zumino tarafından, süpersimetri adıyla parçacık fizikçilerinin dikkatine sunuldu [3]. Eğer süper simetri tam olarak varsa evrende aynı kütleyle sahip fermiyonlar ve bozonlar var olmalı. Ama bildiğimiz doğa böyle değil. Doğada elektron kütlelerinde spin 0 bir parçacık (selektron) yok. Foton gibi sıfır kütleli ama spin yarım bir parçacık (fotino) da yok. O zaman niye süpersimetriyi umursayalım? Doğada kendiliğinden kırılmış oldukları için farkedilmesi zor simetriler var. Çok yüksek enerjilerde bu simetriler daha belirgin hale geliyor. Süpersimetri de kendiliğinden kırılmış bir simetri olabilir ve yüksek enerjilerde var olup, gözlemler dışında kalmış olabilir. Bu tabii ki yeterli bir sebep değil. Daha geçerli bir sebep teorinin matematiksel çekiciliğe sahip olması. Doğruluğuna ait hiç bir deneysel kanıt olmasa da 1970’lerde ve 1980’lerde büyüyen bir çalışma konusu haline geldi. Son yıllarda GUT (Büyük Birleşme) noktasıyla ilgili bazı bulgular ortaya çıktı. Süpersimetri olmadan güçlü, elektromanyetik ve zayıf etkileşimlerin değişen bağlanma sabitleri enerji skalasında tek bir noktada birleşmiyorlar. 10^{14} GeV civarında çok yakın değerler alıyorlar. Süpersimetri hesaplarına dahil edildiğinde 10^{16} GeV civarında bir enerjide, bu bağlanma sabitleri tek bir noktada buluşuyor [4]. Eğer GUT enerjisi gerçekten buyusa, protonun yaşam süresi 10^{32} yıldan daha büyük oluyor ve bu deneylerle çelişmiyor.



Şekil 1.5. A-A saçılması sonucu iki B parçacığı oluşumunun bazı üçüncü seviye diagramları.

1.3.2 Kara madde

Evrenin gözlenen madde yoğunluğu 0.3 (%30). Elektronların düşük kütlelerini baryonların kütlesi yanında ihmal ettiğimizde baryonik maddenin yoğunluğunun evrendeki madde yoğunluğunu vermesini beklerdik. Ama değişik şekillerde baryonik madde için bulunan yoğunluk 0.04 ± 0.02 . O halde evrenin madde yoğunluğunun çoğunluğunu baryonik olmayan kara maddenin oluşturması gerekiyor. Kısaca "kara madde" denebilir. Kara, çünkü bildiğimiz maddeyle çok zayıf etkileştiği için hiç bir şekilde doğrudan gözlenemedi. [5, syf.158,159]

Standart Model'deki bütün parçacıklar kara madde adaylarından elenebilir. Neyseki Standart Model ötesinde kara madde için adaylar var. Örneğin süpersimetride öngörülen en hafif kararlı parçacık olan nötralino kara madde için aday olabilir. [5, syf.158,159]

Kara madde aynı zamanda soğuk olmalıdır (relativistik olmamalıdır.). Bu sadece şu an için değil, galaksilerin oluşabilmesi için çok uzun bir zamandır geçerli olmalıdır. [5, syf.158,159]

İleride de bahsedileceği gibi çarpışma sonrası dedektörlerin gözlemlerinde kayıp enine enerjilerle karşılaşılması bekleniyor. Bunun düşük bir kısmının nedeni olan nötrinoları hesaba kattıktan sonra geriye kalan kayıp enerji dolaylı olarak kara madde gözlemi olacak. Kara maddeye ve dolayısıyla kayıp enerjiye bir üst sınır belirleyebilmek deneylerde ve veri analizlerinde oldukça yararlı olacaktır.

1.4 Çarpıştırıcılar

Rutherford'un ünlü saçılma deneyi, nükleer fizikte saçılma tekniklerinin ilk dikkate değer kullanımıydı. Bu deney sayesinde atomun merkezinde bir çekirdeğin varlığı anlaşılmıştı. Saçılma deneyleri daha sonra da kullanılmaya devam edildi. Daha yüksek enerjiler fizikte daha derin bir anlayış sağladı. Yüksek enerjili hızlandırıcılar kullanıldıkça maddenin daha temel yapı taşlarına inilebildi. Ayrıca yüksek enerjili saçılma deneyleri sayesinde yeni parçacıkların oluşması sağlandı ve gözlemlendi. Ellilerde Berkeley'de Bevatron inşa edildiğinde amaç Dirac tarafından öngörölmüş olan protonun anti maddesi, antiprotonun keşfedilmesiydi. Daha önceki hızlandırıcıların enerjileri böyle bir keşif için yeterli değildi.

Hızlandırılmış bir parçacıkla sabit bir parçacığı bombardıman ettiğimizde kütle merkezi enerjisi hızlandırdığımız parçacığın enerjisinin kareköküyle orantılıdır. Oysa iki parçacık da hareket ediyorsa, eşit enerjilerde hızlandırıldıkları düşünülürse, kütle merkezi enerjisi parçacıkları hızlandırdığımız enerjiyle doğru orantılı olarak değişir. Çarpıştırıcılar iki eşit enerjideki parçacık demetini yüksek kütle merkezi enerjilerinde çarpıştırırlar.

Savaş sonrası yıllarda, hızla proton demetleri için yüksek enerjilere çıkılmaya başlandı. Ellilerde Berkeley'deki sinkrotron (Bevatron) 6 GeV'e ulaştı. Altmışlarda CERN ve Brookhaven'daki sinkrotronlar 30 GeV'e ulaştı. Yetmişlerde CERN'deki yeni proton sinkrotronu ve Fermilab 400 GeV'de çalışıyorlardı. Günümüzde ise artık CERN'deki LHC'de protonlar TeV mertebelerinde çarpıştırılıyorlar ve önümüzdeki yıllarda da 14 TeV lik bir enerji hedefleniyor.

Çarpıştırıcılarda başka bir önemli özellik de lüminozitedir. Demetlerdeki birim alana düşen parçacık akısı olan lüminozite saçılma deneylerinde çok önemli bir etkidir. Lüminozitenin tesir kesitiyle çarpımından olay oranı elde edilir. Çok küçük tesir kesitine sahip bir olayın gözlenebilmesi için deneyin yüksek lüminoziteyle yapılması gerekir. Bu yıl 22 Mart'da LHC'deki Atlas ve CMS dedektörlerindeki etkileşim noktalarında $2.5 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ değerinde bir lüminoziteye ulaşıldı [6].

2. GÖRELİ KİNEMATİK

Parçacık fiziğinin konusu temel parçacıklar olduğuna göre ve bu parçacıklar ancak yüksek enerjilerde yani yüksek hızlarda incelenebildiğine göre özel görelilik hesaba katılmalı. Bu durumda hesaplarda dört-vektörler kullanılmalı. Ayrıca parçacık fizikçileri hesapları kolaylaştırmak için cgs sistemi yerine birazdan bahsedilecek birim sistemini kullanırlar.

2.1 Dört-Vektörler ve Değişmezler

Özel göreliliğe göre Lorentz dönüşümleri altında fizik değişmezdir yani simetriktir. Bir koordinat sisteminden başka bir görelî koordinat sistemine geçtiğimizde bir olayın koordinatları "t,x,y,z" Lorentz dönüşümleriyle dönüşürler.

$$ds = cdt, dx, dy, dz$$

Elemanları Lorentz dönüşümleri altında ds ninki gibi dönüşen dört elemanlı niceliklere dört-vektör denir. İki olay arasındaki diferansiyel uzaklık Lorentz dönüşümleri altında değişmez.

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad (2.1)$$

(2.1) şu şekilde de gösterilebilir:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (2.2)$$

Burada $x^0 = t, x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z$ olarak tanımlanır. $g_{\mu\nu}$ ise $g^{00} = 1, g^{11} = g^{22} = g^{33} = -1$ şeklindedir ve diğer bütün elemanları sıfırdır. $g_{\mu\nu}$ nün matris formu aşağıdaki gibidir.

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Dört vektörler ds gibi dönüştüklerine göre herhangi bir A dört-vektörünün kendisiyle skalar çarpımı (2.1) deki gibi değişmez olacaktır (*inv.* \equiv değişmez).

$$A^2 = A_t^2 - A_x^2 - A_y^2 - A_z^2 = inv. \quad (2.4)$$

Aynı zamanda B başka bir dört-vektör ise aşağıdaki çarpımın da değişmez olacağı rahatlıkla gösterilebilir.

$$AB = A_t B_t - A_x B_x - A_y B_y - A_z B_z = inv. \quad (2.5)$$

2.2 Parçacık Fizikinde Dört-Vektörler ve Birimler

Uzay-zaman koordinatları ve enerji-momentum dört vektördürler.

$$x = \{ct, \vec{r}\} \quad (2.6)$$

$$p = \left\{ \frac{E}{c}, \vec{p} \right\} \quad (2.7)$$

(2.6) ve (2.7) dört vektör oldukları için kendileriyle skalar çarpımları değişmezdir.

"p" nin kendisiyle skalar çarpımı (2.8) değişmez kütleli verir.

$$p^2 = m^2 c^2 \quad (2.8)$$

Parçacık fizikinde genellikle kolaylık sağlama açısından doğal birimler kullanılır. Bu sistemde $c = \hbar = 1$ kabul edilir. Enerji, momentum, kütle için eV birimi kullanılır. Diğer birim sistemlerine geçilmek istendiğinde boyut analizi yapılarak gerektiği kadar c ve \hbar eklenerek değerleri yerlerine yazılır.

1 eV = $1.602176565 \times 10^{-19} \text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$ olduğuna göre kütle ve momentum SI birim sistemine aşağıdaki gibi dönüşür.

$$1\text{eV kütle} = 1.78266 \times 10^{-36} \text{ kg}$$

$$1\text{eV momentum} = 5.34429 \times 10^{-28} \text{ kg m s}^{-1}$$

Bu değerler 1 eV kütle için c^2 ye momentum için c ye bölünerek bulunur. c ışık hızıdır ve değeri $299792458 \text{ m s}^{-1}$ dir. Buradaki eV ve c değerleri National Institute of Standards and Technology (Ulusal Standartlar ve Teknoloji Enstitüsü)’den alınmış değerlerdir [7]. Tezde bu birim sistemi kullanılmıştır.

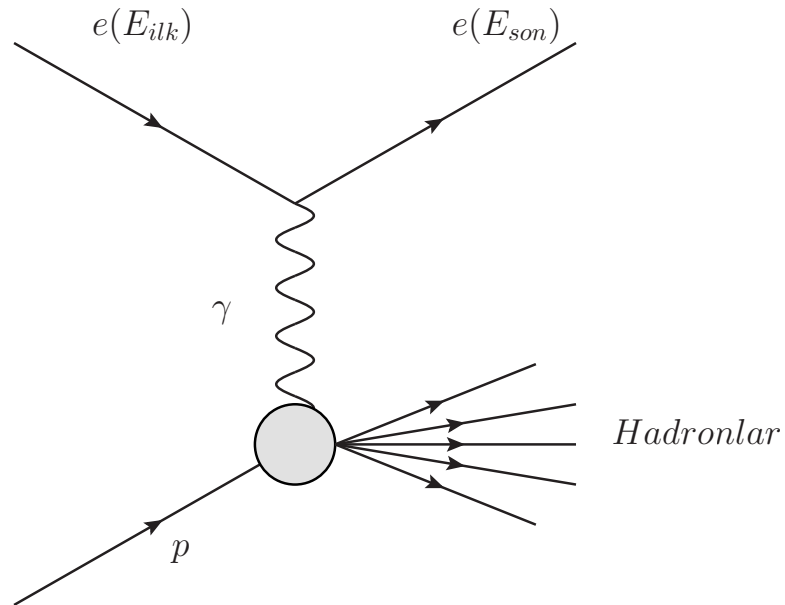
3. PARTON MODELİ

3.1 Derin İnelastik Saçılma

3.1.1 Partonlar için serbest parçacık yaklaşımı

Yüksek olmayan enerjilerde negatif yüke sahip olan elektron pozitif yüklü protondan elektromanyetik kuvvetin etkisiyle saçılır. Bu saçılma elastiktir çünkü saçılan elektronun enerjisi gelen elektronla aynıdır.

Yüksek enerjilerdeyse protonun iç yapıya sahip olduğu görülür. Protonun iç yapısını oluşturan parçacıklara parton denir. Bunlar kuarklar ve gluonlardır. Yüksek enerjilerde elektron partonlarla etkileşir ve enerjisinin bir kısmını aktarır. Partonlar da elektronlarla etkileşmeleri sonucu yeni hadronlar oluştururlar ve saçılmadan sonra proton yerine hadron jetleri ortaya çıkar.



Şekil 3.1. Elektronun protonun iç yapısıyla etkileşmesi.

Etkileşimler sanal ayar bozonlarının alış verişiyle olur. Elektron proton çarpışmasında da yine elektron sanal bir foton veya Z bozonu yayar ve bu protonun

içindeki partonlardan biri tarafından soğrulur. Protonu oluşturan partonlar iki yukarı bir aşağı kuarktan ibaret değildir. Protonun içinde bunların yanında diğer bütün kuarklar ve gluonlar bulunur. Bunlar sanal durumlardır ve kuark denizi olarak adlandırılırlar. Böylece foton ve Z bozonuyla etkileşen partonları değerlik kuarkları ve deniz kuarkları diye ikiye ayırabiliriz. Çarpışma esnasında protonun içinde hepsi vardır. Eğer çarpışmanın süresi sanal durumların yaşam süresinden daha kısaysa deniz kuarklarına da serbest parçacık olarak bakabiliriz. Bu durumda elektron $x\mathbf{P}$ momentumuna sahip serbest partonlardan herhangi biriyle bahsi geçen etkileşmeyi gerçekleştirebilir. Burada \mathbf{P} protonun momentumu ve x partonun momentum kesiridir.

Belirsizlik ilkesinden, sanal durumun yaşam süresi mertebesi $\tau_{vir} \sim \frac{1}{\Delta E}$ olurken, ayar bozonunun salınması ve proton tarafından soğurulmasını içeren çarpışma süresi mertebesi $\tau_{coll} \sim \frac{1}{q^0}$ olur. Burada ΔE sanal durumla proton arasındaki enerji farkı, q^0 da proton tarafından soğrulan bozonun enerjisidir. $\tau_{vir} \gg \tau_{coll}$ olduğunu gösterebilirsek partonlar serbestmiş gibi davranabiliriz.

Elektron-Proton kütle merkezi çerçevesinde çalıştığımızda protonun \mathbf{P} momentumu yüksek enerjili çarpışmalarda çok büyük olur. Momentum çok yüksek olduğunda hesaplarda momentuma ek kütle terimlerini ihmal edebiliriz. Ayrıca protonun çok hızlı hareket ettiği çerçevede görelilik nedeniyle proton için çarpışma süresi uzar. Bu durumda k.m. çerçevesinde çalışmamız uygun olur.

Protonun sanal parçacıklara ayrıldığını kabul edelim. Etkileşime girecek partonun momentumu $x\mathbf{P}$ ve kütlesi m_1 diğer bütün partonların momentumuysa $(1-x)\mathbf{P}$ ve kütleleri m_2 olsun. O halde,

$$\begin{aligned} \Delta E &= [x^2\mathbf{P}^2 + m_1^2]^{\frac{1}{2}} + [(1-x)^2\mathbf{P}^2 + m_2^2]^{\frac{1}{2}} - [\mathbf{P}^2 + M^2]^{\frac{1}{2}} \\ &\simeq \left[\frac{m_1^2}{2x} + \frac{m_2^2}{2(1-x)} - \frac{M^2}{2} \right] / |\mathbf{P}| \end{aligned} \quad (3.1)$$

olur. Burada M de protonun kütlesidir. İkinci satırı momentum kütlede çok büyük olduğundan, çok küçük "a" değerleri için yapılabilecek $(1+a)^{1/2} \simeq 1 + \frac{1}{2}a$ yaklaşımını kullanarak elde ettik.

Elektron-Proton k.m. çerçevesinde çarpışmaya giren elektronun dört momentumu $(|\mathbf{P}|, -\mathbf{P})$, çarpışmadan sonraki elektronunki ise $(|\mathbf{P}| - q^0, -\mathbf{P} - \mathbf{q})$ olur. Elektronun kütlesi çalıştığımız enerjilerden çok çok küçük olduğu için elektronu kütesiz kabul ederek, yaklaşım yaptık. Kütle kabuğu şartından $q^2 - 2q^0|\mathbf{P}| - 2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q} = 0$ olur. $P \cdot q = q^0 \sqrt{\mathbf{P}^2 + M + 2} - \mathbf{P} \cdot \mathbf{q}$ dan $\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}$ yu önceki eşitlikte yerine koyarsak ayar bozonunun enerjisi için aşağıdakini elde ederiz.

$$q^0 = \frac{P \cdot q + \frac{1}{2}q^2}{\sqrt{\mathbf{P}^2 + M + 2 + |\mathbf{P}|}} \simeq \frac{2Mv - Q^2}{4|\mathbf{P}|} \quad (3.2)$$

Burada $q^2 = -Q^2$ olacak şekilde Q^2 momentum transferi, v de protonun durgun çerçevesinde ayar bozonu tarafından taşınan enerjidir. Böylece,

$$\frac{\tau_{coll}}{\tau_{vir}} \sim \frac{\Delta E}{q^0} \simeq \left[\frac{2m_1^2}{x} + \frac{2m_2^2}{(1-x)} - 2M^2 \right] / [2Mv - Q^2] \quad (3.3)$$

oranını buluruz. Derin elastik çarpışmada $2Mv$ ve Q^2 kütlelere oranla çok büyük olduğundan partonları serbest kabul edebiliriz.

3.1.2 Bjorken ölçeği

Saçımlarda parçacıkların etkileşimlerini açıkça bilmediğimiz durumlarda etkileşim verteksleri için en az bilinmeyen içerecek şekilde fonksiyonlar bulunur. İnelastik Elektron Proton saçılmasında bunlar yapı fonksiyonlarıdır. Tesir kesitleri bu fonksiyonlarla hesaplanacak genliklere bağlı olduğundan, deneyde tespit edilen tesir kesitleri kullanılarak yapı fonksiyonları bulunabilir [8, syf.17].

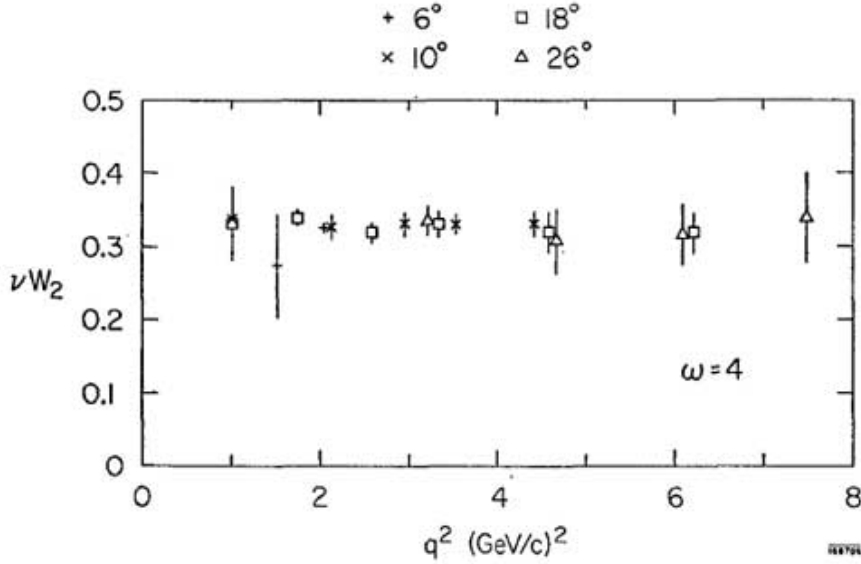
$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial v} = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_{point} [W_2(v, q^2) + 2W_1(v, q^2) \tan^2(\theta/2)] \quad (3.4)$$

Bu yapı fonksiyonları v ve q^2 nin fonksiyonlarıdır. Yaklaşık 1GeV ve üstü enerjilerdeyse $\omega = Q^2/2Mv$ şeklinde tanımlanan tek bir değişkene bağlı olduğu deneylerde görüldü. Buna Bjorken Ölçeklendirmesi denir. [8, syf.17,18]

Belirli bir ω değeri için,

$$\begin{aligned} MW_1 &= F_1(\omega) \\ \nu W_2 &= F_2(\omega) \end{aligned} \quad (3.5)$$

şeklinde yeniden tanımlanan iki boyutsuz fonksiyonun değişen Q^2 değerleri ile değişmediği görüldü [8, syf.17,18](bkz.Şekil3.2).



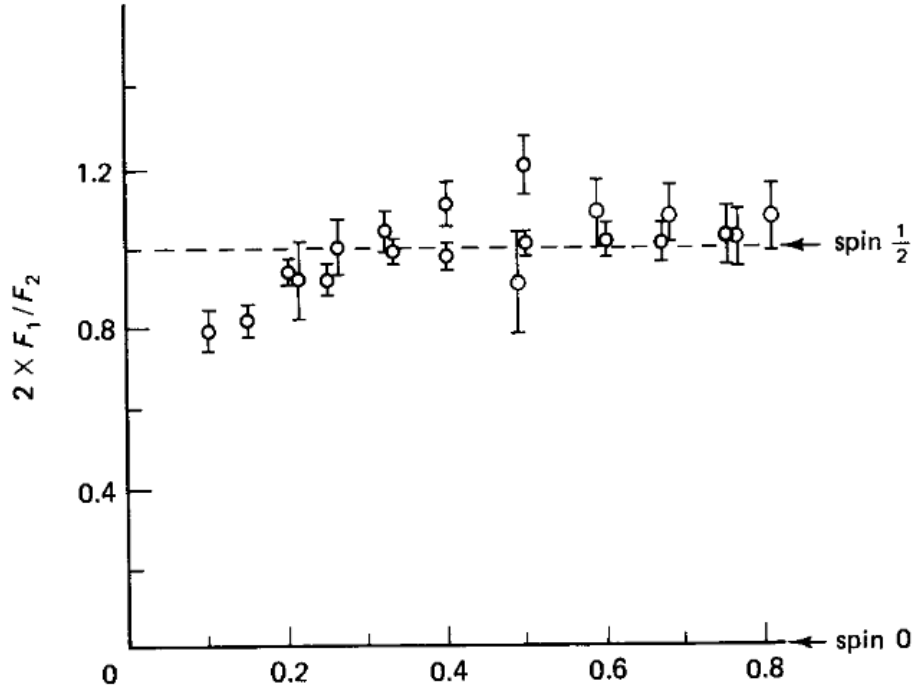
Şekil 3.2. F_2 nin q^2 ye göre grafiği. Farklı sembollerle gösterilen noktalar farklı açılardaki saçılmaların noktalarıdır. [9]

Bu sonuç protonun iç yapısındaki serbest kabul edilen partonlardan elektronun elastik olarak saçılması durumundaki teorik beklentilerle uyum içindedir.

$$2\omega F_1(\omega) = F_2(\omega) \quad (3.6)$$

şeklindeki bir ilişkinin, partonların spin 1/2 olması durumunda, teorik olarak Bjorken Ölçeği fonksiyonlarının arasında olması bekleniyordu. Callan-Gross bağıntısı olarak bilinen bu ilişki de deneylerde doğrulandı. [8, syf.17,18]

Bu iki önemli sonuç protonun iç yapısının yüksek enerjilerde serbest oldukları yaklaşımı yapılabilen, spin 1/2 parçacıklardan oluştuğunu doğruluyor(bkz.Şekil 3.3).



Şekil 3.3. $\frac{2\omega F_1}{F_2}$ oranının Bjorken ölçeğine göre grafiği. Burada x Bjorken ölçeği. [10, syf.271]

3.1.3 Partonların fragmantasyonu

Saçılmanın ardından kuarklar, renk sahibi oldukları için ve kuark hapsinden dolayı, serbest kalamazlar ve gözlenemezler. Saçılmadan sonra oluşan veya değişmeden kalan kuarklar renk yükü açısından nötr (renksiz) olacak şekilde bir araya gelirler. Bu olaya fragmantasyon veya hadronizasyon denir. Bu esnada renk kuvvet alanı fazladan kuark antikuar çiftleri oluşturur. Bütün bu kuarklar renksiz bağlı durumlar haline geçer ve hadron jetleri oluştururlar.

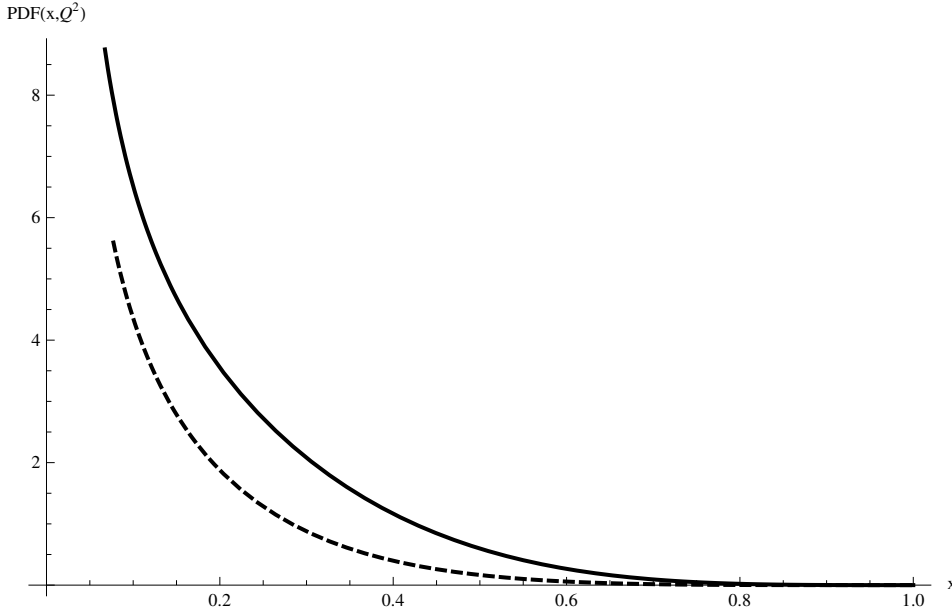
3.2 Parton Dağılım Fonksiyonları

Hadronların içinde hangi değerlik kuarkından kaç tane olduğu bilinse de deniz kuarkları için aynısını söyleyemeyiz. Ayrıca hadronun enerji-momentumu biliniyor da olsa çarpışma esnasında etkileşime girme olasılığı olan partonların enerji-momentumları bilinmiyor. Bir çarpışmada kesinlikle bilmemiz gereken şeylerden biri çarpışan parçacıkların enerji-momentumlarıdır. Bu durumda partonların yapısında yer aldıkları hadronların momentumlarını nasıl bölüştükleri önemli bir problemdir.

Teorisyenlerin ve deneycilerin bir arada bulunduğu, bu problem üzerinde çalışan gruplar var. Deney sonuçlarından yararlanarak partonların hadron içindeki dağılımları için "parton dağılım fonksiyonları" denen fonksiyonları elde ediyorlar. Bunun için DIS deneylerinin sonuçlarıyla çalışıp bunların bazı kurallara göre fit edilmiş hallerini kullanıyorlar. Bu tezde CTEQ adlı grubun PDFleri kullanılacak.

PDFler, çarpışmalarda hadron içerisinde belirli bir tür partondan belirli bir momentum kesirinde (Hadronun momentumunun kaçta kaçına sahip olduğunun oranı) ve belirli bir kütle merkezi enerjisinde kaç tane bulunduğunu veren dağılım fonksiyonlarıdır.

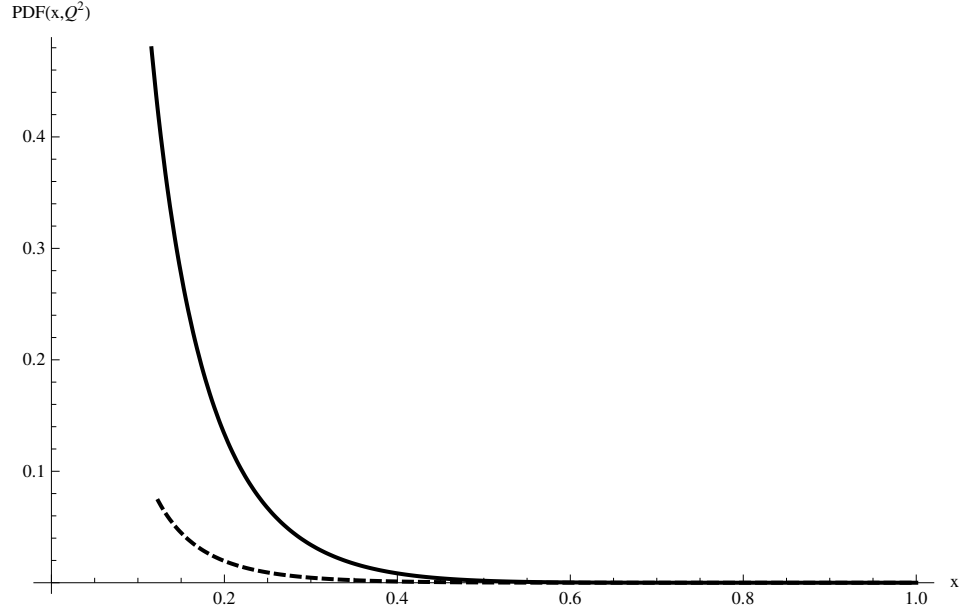
CTEQ grubunun, Mathematica için hazırladığı PDF paketi kullanılarak partonların dağılım grafikleri elde edilir. Bu paket CTEQ5 setinden oluşturulmuştur [11].



Şekil 3.4. $Q^2 = 2TeV^2$ için yukarı kuark ve aşağı kuarkın dağılımları (Sürekli çizgi yukarı kuark, kesikli çizgi de aşağı kuarkın grafiğidir.)

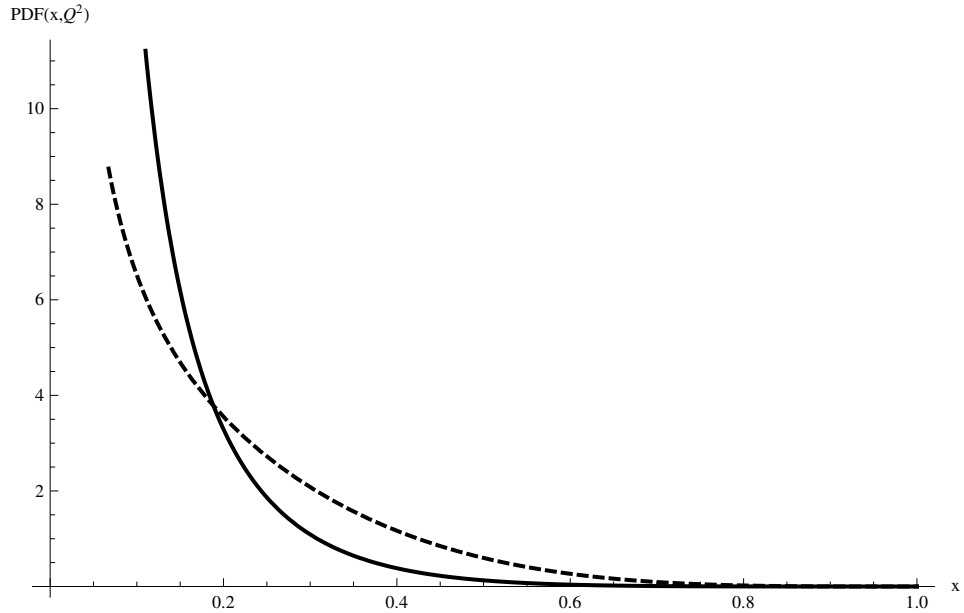
Şekil 3.4'de yukarı ve aşağı kuarkların proton içindeki dağılımları gösterilmiştir. Grafikte görüldüğü gibi kuarkların düşük momentum kesirlerinde olma olasılığı daha yüksektir. Şekil 3.4'deki dağılım integre edildiğinde proton içerisindeki yukarı kuark sayısı olan 2 yi vermeyecektir çünkü dağılımlar sanal parçacık anti-parçacık çiftleri olan deniz kuarklarını da içerir.

Proton iki yukarı bir aşağı kuarkın bağlı durumu olan bir hadron olmasına rağmen yüksek enerjili çarpışmalarda ortaya çıkan deniz kuarkları olduğundan



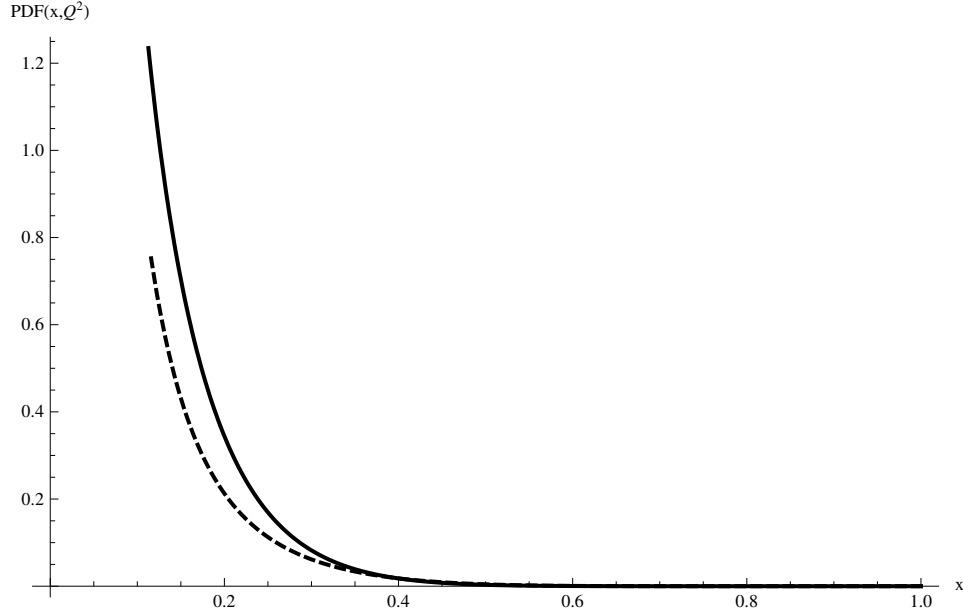
Şekil 3.5. $Q^2 = 2TeV^2$ için acayip kuark(sürekli) ve tılsım(kesikli) kuarkın dağılımları

bahsedildi. Şekil 3.5 proton içerisindeki acayip ve tılsım kuarklarının dağılımlarını gösteriyor. Sürekli çizgi acayip kuark, kesikli çizgi de tılsım kuarkın grafiğidir. Proton içerisindeki değerlik kuarklar sadece yukarı ve aşağı olduğuna göre bu dağılım sadece deniz kuarklarını içeriyor. Alt ve üst kuarkların dağılımlarının grafikleri burada yer almamaktadır çünkü dağılımları yüksek kütleli oldukları için çok düşüktür. Özellikle üst kuark çok daha yüksek enerjilerde bile dağılımlarda yer almamaktadır.



Şekil 3.6. $Q^2 = 2TeV^2$ için yukarı(kesikli) kuark ve gluon(sürekli) dağılımları

Proton içerisinde yer alan partonlar sadece değerlik ve deniz kuarkları değildir. Proton içerisinde gluonlar da vardır ve bunlar da partondur. Bu bölümde daha sonra bahsedileceği gibi gluonlar protonun momentumunun yarısını taşırlar. Şekil 3.6 gluonla yukarı kuarkın dağılımlarını bir arada gösteriyor. Sürekli çizgi gluon, kesikli çizgi de yukarı kuarkın grafiğidir. Proton içerisinde en çok bulunan kuark olan yukarı kuarkla karşılaştırılınca gluonun proton içerisindeki parton dağılımlarında önemli bir yer tuttuğu anlaşılıyor.



Şekil 3.7. $Q^2 = 2TeV^2$ için anti-aşağı kuark ve anti-yukarı kuark

Deniz kuarkları içerisinde anti-kuarklar olduğuna göre bunlar da PDF lerde yer alır. Şekil 3.7 anti-aşağı ve anti-yukarı kuarkların dağılımlarını gösteriyor. Sürekli çizgi anti-aşağı kuark, kesikli çizgi de anti-yukarı kuarkın grafiğidir. Proton içerisinde yukarı ve aşağı kuarklar değerlik kuarkı olarak da bulunduğu için bunların anti-kuarkları kendilerine göre daha az miktardadır. Diğer kuarklardaysa parçacıklar sanal parçacık anti-parçacık çiftleri halinde oluştuğuna göre bunların anti-kuarklarının sayısı kendilerine eşittir.

Dağılımlar oluşturulurken bazı bilinen fiziksel değerlere dikkat edildiği için PDFler aşağıdaki integralleri sağlarlar. Aşağı, yukarı, acayip ve tılsım kuarkların dağılım fonksiyonları aynı sırayla $u(x), d(x), s(x), c(x)$ olarak adlandırılınsın. Anti parçacıkların da bu fonksiyonların üstü çizgili olanlarıyla gösterilsin.

$$C = 0 = \int_0^1 dx [c(x) - \bar{c}(x)] \quad (3.7)$$

Protonun tılsım sayısı 0 olduğuna göre ve içerisinde bulunan partonlar arasında tılsım sayısına sahip olan sadece tılsım ve anti-tılsım kuarklar olduğuna göre bunların hepsinin toplamı 0 vermesi gerekiyor.(3.7)'de bu gösteriliyor. Aynı şey acayıplık sayısı ve acayıp kuarklar için de geçerli. Bu da (3.8)'de gösteriliyor.

$$S = 0 = \int_0^1 dx [s(x) - \bar{s}(x)] \quad (3.8)$$

$$I = \frac{1}{2} = \int_0^1 dx \left\{ \frac{1}{2} [u(x) - \bar{u}(x)] - \frac{1}{2} [d(x) - \bar{d}(x)] \right\} \quad (3.9)$$

(3.9)'da I izospin. Protonun baryon sayısı da sağlanması gerekiyor. Bu da (3.10)'da görülebilir.

$$B = 1 = \int_0^1 dx \frac{1}{3} [u(x) - \bar{u}(x) + d(x) - \bar{d}(x) + s(x) - \bar{s}(x) + c(x) - \bar{c}(x)] \quad (3.10)$$

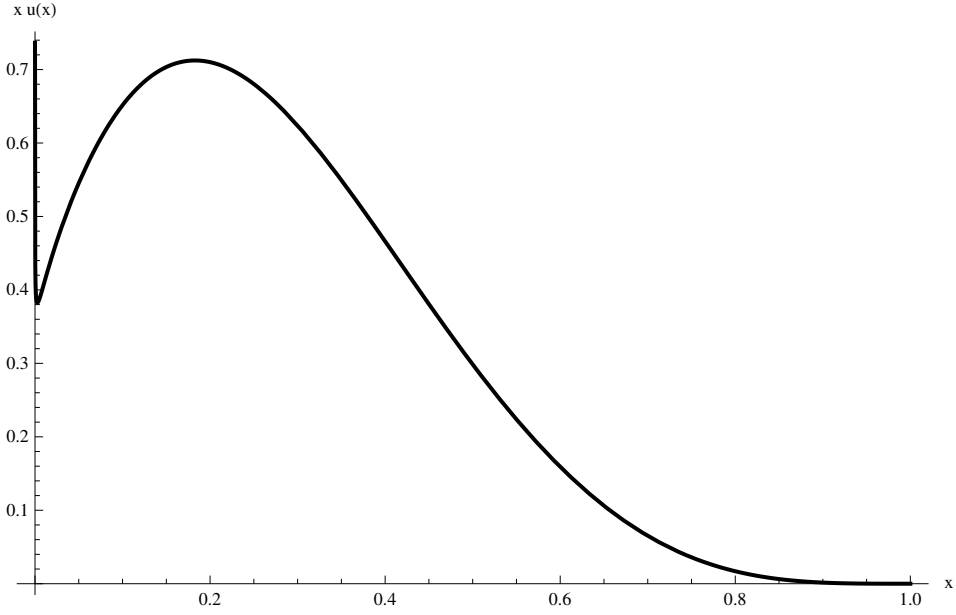
Bütün bu şartlar (3.11) ve (3.12) yi verirler.

$$\int_0^1 dx [u(x) - \bar{u}(x)] = 2 \quad (3.11)$$

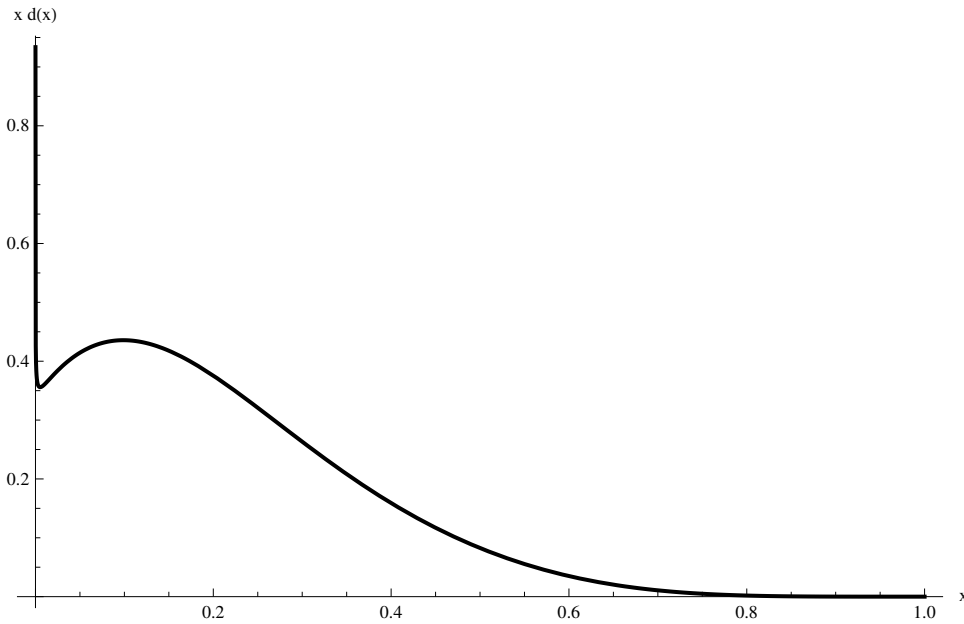
$$\int_0^1 dx [d(x) - \bar{d}(x)] = 1 \quad (3.12)$$

Başka bir deyişle, proton kuantum sayılarını taşıyan iki değerlik yukarı kuark, bir değerlik aşağı kuark ve sıfır kuantum sayısına sahip kuark anti-kuark çiftleri denizi içerir. Gluon dağılımları da hesaba katıldığında dağılımlar Q^2 ye de bağlı olurlar. Yukarıdaki integrallere sabit bir Q^2 değeri için bakılabilir.

PDFleri parametresi olan momentum kesiriyle çarpığımızdaysa dağılımına baktığımız parton tiplerinin belirli bir momentum kesirine sahip olanların tamamının hadronun momentumunun kaçta kaçına sahip olduğunu elde ederiz. Genelde PDF grafiklerini x 'e karşı $x \cdot f(x, Q^2)$ grafikleri şeklinde gösterirler.



Şekil 3.8. $Q^2 = 2TeV^2$ için yukarı kuark momentum kesiriyle çarpılmış dağılımı

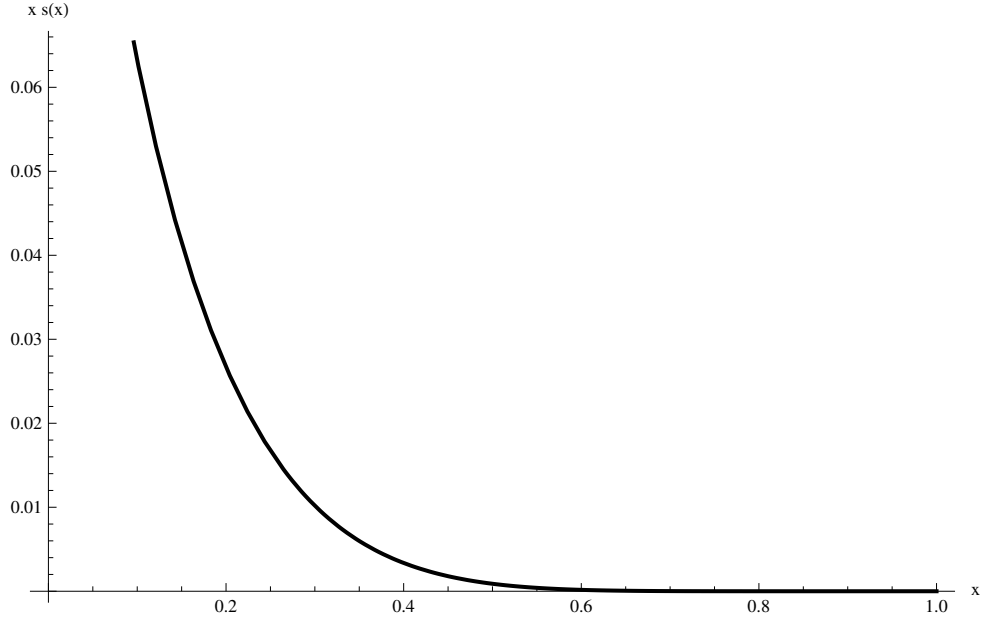


Şekil 3.9. $Q^2 = 2TeV^2$ için aşağı kuark momentum kesiriyle çarpılmış dağılımı

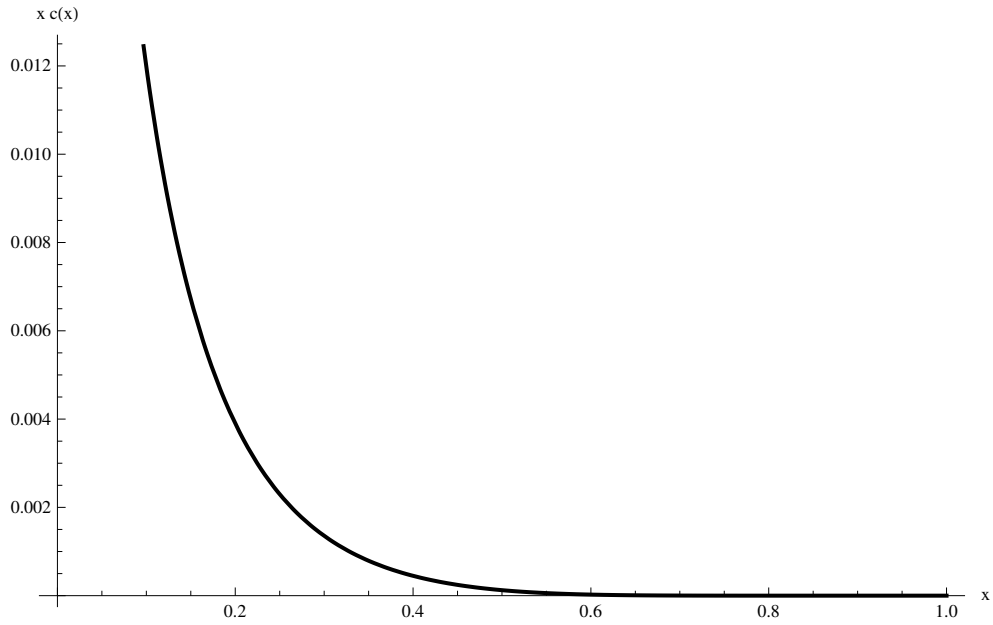
Şekil 3.8 ve Şekil 3.9'da momentum kesiriyle çarpılmış dağılımları gösterilen aşağı ve yukarı kuarklar diğerlerine göre baskındırlar.

Şekil 3.10 ve Şekil 3.11'de acayip ve tılsım kuarkların dağılımı verilmiştir. $2 TeV^2$ de alt ve üst kuarklar hemen hemen yoktur.

Bütün kuarkların taşıdığı toplam momentumu bulmak için hepsinin dağılımlarının toplamları x ile çarpılıp x üzerinden integral alınmalı.



Şekil 3.10. $Q^2 = 2TeV^2$ için acayip kuark momentum kesiriyle çarpılmış dağılımı



Şekil 3.11. $Q^2 = 2TeV^2$ için tılsım kuark momentum kesiriyle çarpılmış dağılımı

$$\int_0^1 dx x [u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}(x) + c(x) + \bar{c}(x)] = 0.5 \quad (3.13)$$

Kuarkların protonun toplam momentumunun yarısını taşıdığı görülür. Momentumun kalan yarısı gluonlar tarafından taşınmaktadır. Gluon dağılımları da hesaba katıldığında bütün partonların taşıdığı toplam momentum 1 çıkar.

$$\int_0^1 dx [g(x) + u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}(x) + c(x) + \bar{c}(x)] = 1 \quad (3.14)$$

O halde bütün partonlar için her birine ait, momentum kesiriyle çarpılmış PDF'lerin toplamları momentum kesiri üzerinden entegre edilire bir bulunur çünkü hadron içindeki bütün partonların momentumlarının toplamı hadronun momentumunu vermelidir.

3.3 Hadron-Hadron Çarpışması

P momentumuna sahip bir hadron , i belli bir parton için olmak üzere $x_i P$ momentumuna sahip partonlardan oluşur ($0 \leq x_i \leq 1$). Partonların enine momentumları ihmal edilmiştir. Etkileşime girmeyen partonlar veya saçılmış partonlar 1 olasılıkla hadronları oluşturmak üzere bir araya gelirler. A ve B hadronları çarpışıyor olsun. A daki a partonunun yatay momentum kesirine x_a ve A daki a parton yoğunluğuna da $f_{a/A}(x_a)$ diyelim. Çarpışmadan c kuarkı veya leptonu elde etmek için tesir kesiti, a b saçılmasından c elde edilmesinin tesir kesitinin $dx_a f_{a/A}(x_a)$ ve $dx_b f_{b/B}(x_b)$ ile çarpılması, farklı parton ve anti parton tipleri üzerinden toplanması ve x_a, x_b üzerinden integre edilmesiyle elde edilir. Aynı zamanda a ve b nin renkleri üzerinden de bir ortalama alınması gerekir.

$$\sigma(AB \rightarrow cX) = \sum_{a,b} C_{ab} \int dx_a dx_b [f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) + (A \leftrightarrow B \text{ eger } a \neq b)] \hat{\sigma}(ab \rightarrow cX) \quad (3.15)$$

C_{ab} renk ortalama çarpanıdır ve kuark ve gluonlar için şu şekildedir:

$$C_{qq} = C_{q\bar{q}} = \frac{1}{9}, C_{qg} = \frac{1}{24}, C_{gg} = \frac{1}{64}$$

Kütle ihmal edildiğinde, $a = x_a A$ ve $b = x_b B$ dört momentum eşitliklerinden

$$\hat{s} = x_a x_b s = \tau s$$

eşitliğini elde ederiz. Burada $\sqrt{\hat{s}}$ ab sisteminin değişmez kütlesi, \sqrt{s} de AB sisteminin değişmez kütlesidir. Eşitliğin sonunda $\tau = x_a x_b$ şeklinde tanımlanmış yeni değişken

kullanılmıştır. (3.15) denklemini bağımsız değişkenler x_a ve τ olacak şekilde değiştirdiğimizde eşitlik aşağıdaki hali alır [2, syf.159].

$$\sigma = \sum_{a,b} C_{ab} \int_0^1 d\tau \int_{\tau}^1 \frac{dx_a}{x_a} [f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(\tau/x_a) + (A \leftrightarrow B \text{ eger } a \neq b)] \hat{\sigma}(\hat{s} = \tau s) \quad (3.16)$$

4. KAYIP ENERJİ VE KARANLIK MADDE KÜTLESİ

4.1 Amaç

LHC'de 7 TeV'lik iki proton çarpıştığında dedektörlerin saptadığı olaylar SM'in hafif(düşük kütleli) spektrumundan başka bir şey değildir. Bu spektrum hafif kararlı hadron jetleri, elektronlar, fotonlar ve nötrinoları içerir. Müonlar da müon sistemi tarafından saptanır. Dedektörden algılanmadan geçen nötrinolar dışında, enerji ve momentumlar doğrudan ölçülebilir.

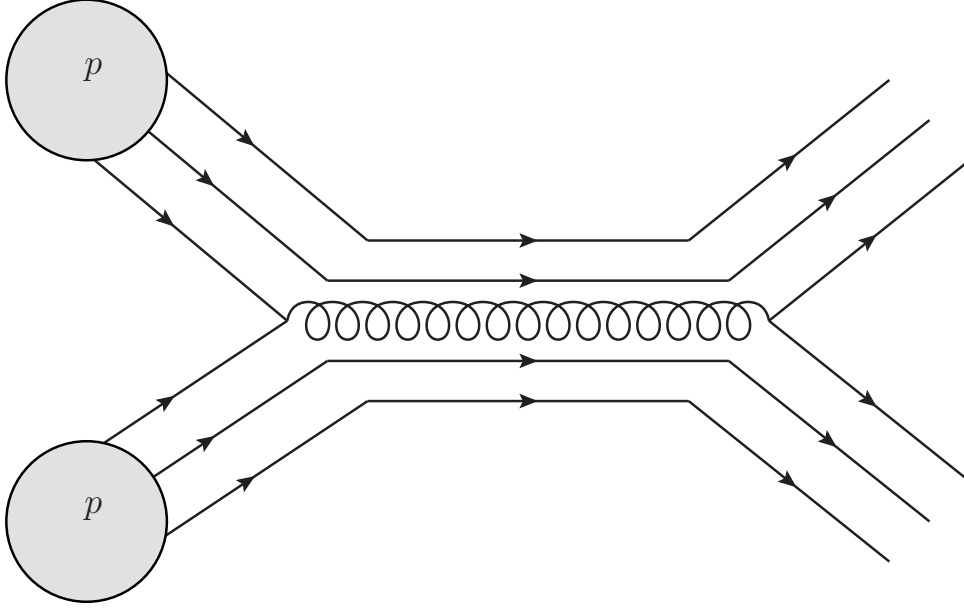
TeV enerji mertebelerinde Yeni Fizik'in yüksüz uzun ömürlü bir parçacık içermesi bekleniyor. Böyle bir parçacık evrendeki soğuk karanlık maddeyi açıklamak için gerekli. KM parçacıkları LHC dedektörlerinde nötrino gibi davranış gösterecek, yalnız tek bir farkla: nötrinoya göre daha büyük kütleli. LHC de keşfedilebilecek YF'in en önemli özelliklerinden biri KM parçacığının varlığı.

Ölçümler açısından baktığımızda SM ve YF arasındaki temel fark bu KM. KM dışında dedektörlerde saptanan parçacıklar yine jetler, elektronlar, müonlar ve fotonlar olacak. YF'in ortaya çıkmasında en önemli şeylerden biri normalde nötrinoların oluşturduğu görünmez kesimin, dedektörlerin algısından kaçan kütleli durumlar içerip içermediğini belirlemek. Eğer görünmez kesimin sadece nötrinoları içerdiği görülürse, LHC'nin sınırları dahilinde KM adayının ulaşılabilir olmadığı söylenebilir.

Görünmez kesimdeki kütleli durumların herhangi bir modele bağlı olmadan incelenmesi aydınlatıcı olacaktır. Hadronlar çarpıştığında çarpışan partonların kütle merkezi enerjisini bilme imkanı yok. Dolayısıyla dedektör tarafından saptanacak son parçacıkların enerjileri hakkında kesin bir şey söyleme imkanı da yok. Yine de kinematik hesapları bir yere kadar kullanıp bazı sınırlamalar elde etmek yararlı olacaktır.

4.2 Paronik Olay Kinematığı

Sağdan ve soldan iki demetten çarpışma noktasına (dedektörün merkezi) gelen iki proton var. Protonlar z ekseninde zıt yönlere ilerliyor. Enerji-momentumları $P_L^\mu = (\mathcal{E}, 0, 0, P_z)$, $P_R^\mu = (\mathcal{E}, 0, 0, -P_z)$ olur ve saçılma iki protonun kütle merkezi çerçevesinde gerçekleşir. Burada $\mathcal{E}=7$ TeV ve $P_z=7$ TeV çünkü protonun durgun enerjisi bu kadar yüksek hızlarda ihmal edilebilir. Protonların hızlandırıcının dizaynından dolayı enine momentumları yok (ışın doğrultusuna, z eksenine dik).



Şekil 4.1. Paron seviyesinde proton proton saçılması Feynman diagramı.

Çarpışma noktasında asıl çarpışmalar aslında protonun iç yapısındaki paronlar. Çarpışan iki partondan soldan gelen proton enerji momentumunun x_L kadarını, sağdan gelen proton enerji momentumunun x_R kadarını taşıyor olsun. Enerji momentum korunumundan aşağıdaki eşitlikleri yazabiliriz.

$$(x_L + x_R) \frac{\sqrt{S}}{2} = E + E \quad (4.1)$$

$$(x_L - x_R) \frac{\sqrt{S}}{2} = P_z + P_z \quad (4.2)$$

$$0 = \vec{P}_T + \vec{P}_T \quad (4.3)$$

Burada $S = (P_L + P_R)^2 = 4\mathcal{E}^2 = (14TeV)^2$. E bütün görünür parçacıkların (jetler, fotonlar, elektronlar ve müonlar) toplam enerjisi. \mathcal{E} ise bütün görünmez parçacıkların (nötrinolar ve KM parçacıkları) toplam enerjisi. Aynı gösterim momentum ve diğer nicelikler için de uygulanmıştır.

Peki bir olayın kayıp enerji-momentum içerip içermediği nereden bilinebilir? Bütün görünür parçacıkların enine momentumları (vektörel olarak) toplanırsa (4.3)'e göre, eğer kayıp enerji yoksa 0 bulunmalı. Aksi takdirde kayıp enerji vardır.

Ortaya çıkacak kayıp enerjiyle ilgili hesap yapabilmek için elde ne tür incelenebilirler var? Öncelikle çarpıştırıcıdaki kütle merkezi enerjisi biliniyor. Proton içerisindeki partonların dağılımı biliniyor. Bunun için CTEQ tarafından oluşturulmuş PDF'ler kullanılacak. Bir de dedektörlerde saptanmış görünür parçacıkların enerjileri ve momentumları biliniyor.

$$E = \sum_{i=1}^{n_{vis}} E_i, \quad E_T = \sum_{i=1}^{n_{vis}} E_{iT} \quad (4.4)$$

$$P_z = \sum_{i=1}^{n_{vis}} P_{iz}, \quad \vec{P}_T = \sum_{i=1}^{n_{vis}} \vec{P}_{iT} \quad (4.5)$$

Görünmez kesim hiç bir saptama olmadan oluşur ve gider. Bu parçacıklarla ilgili tek bilinen bilgi (4.1)-(4.3) denklemlerinden gelir. Görünmez kesimin bazı özelliklerini ararken, bu korunum eşitlikleri sayesinde görünmez büyük kütleli durumlar görünür kesimin parçacıklarının enerjileri ve momentumları cinsinden ifade edilebilir. Çarpışmalardaki yüksek enerjinin parçacıkların kütesinden çok çok büyük olması göz önüne alınarak görünür ve görünmez kesimin enerjileri için aşağıdakiler yazılabilir.

$$E = \sum_{i=1}^{n_{vis}} \sqrt{m_i^2 + p_{Ti}^2 + p_{zi}^2} \simeq \sum_{i=1}^{n_{vis}} \sqrt{p_{Ti}^2 + p_{zi}^2} = \sum_{i=1}^{n_{vis}} |\vec{p}_i| \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} E &= \sum_{j=1}^{n_{imvis}} \sqrt{m_j^2 + p_{Tj}^2 + p_{zj}^2} \simeq \sum_{j=1}^{n_v} \sqrt{p_{Tj}^2 + p_{zj}^2} + \sum_{j=1}^{n_{DM}} \sqrt{m_{DM}^2 + p_{Tj}^2 + p_{zj}^2} \\ &= \sum_{j=1}^{n_v} |\vec{p}_j| + \sum_{j=1}^{n_{DM}} \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_j|^2} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Burada n_{vis} son durumdaki görünür parçacıkların sayısı, $n_{invis} = n_v + n_{DM}$ görünmez parçacıkların sayısıdır.

(4.6) ve (4.7) toplandığında toplam enerji elde edilir. Buna $|\sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j|$ terimini ekleyip çıkaralım.

$$E + \mathcal{E} = \sum_{i=1}^{n_{vis}} |\vec{p}_i| + \sum_{j=1}^{n_v} |\vec{p}_j| + \left| \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| + \sum_{j=1}^{n_{DM}} \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_j|^2} - \left| \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| \quad (4.8)$$

$\sum_i |\vec{p}_i| \geq |\sum_i \vec{p}_i|$ özelliği kullanılarak

$$\sum_{i=1}^{n_{vis}} |\vec{p}_i| + \sum_{j=1}^{n_v} |\vec{p}_j| + \left| \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| \geq \left| \sum_{i=1}^{n_{vis}} \vec{p}_i + \sum_{j=1}^{n_v} \vec{p}_j + \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| \quad (4.9)$$

eşitsizliğine geçilebilir.

(4.9) eşitsizliğini kullanarak (4.8)'deki enerji eşitliğinden görünmez ağır madde için bir sınır değeri bulunabilir.

$$\begin{aligned} E + \mathcal{E} &\geq \left| \sum_{i=1}^{n_{vis}} \vec{p}_i + \sum_{j=1}^{n_v} \vec{p}_j + \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| + \sum_{j=1}^{n_{DM}} \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_j|^2} - \left| \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| \\ &\geq |P_{toplaml}| + \sum_{j=1}^{n_{DM}} \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_j|^2} - \left| \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| \\ &\geq |P_z + \vec{P}_T + \mathbb{P}_z + \mathbb{P}_T| + \sum_{j=1}^{n_{DM}} \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_j|^2} - \left| \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| \quad (4.10) \\ &\geq |P_z + \mathbb{P}_z| + \sum_{j=1}^{n_{DM}} \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_j|^2} - \left| \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| \\ &\geq |x_L - x_R| \frac{\sqrt{S}}{2} + \sum_{j=1}^{n_{DM}} \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_j|^2} - \left| \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| \end{aligned}$$

3.satırdan 4. satıra geçerken (4.3) kullanıldı. (4.2)'den toplam momentumun z bileşeni momentum kesirleri cinsinden yazıldı ve eşitsizlik son haline geldi.

Toplam enerji de (4.1)'den momentum kesirleri cinsinden yazılıp yerine konulur ve eşitlik düzenlenirse aşağıdaki eşitsizlik elde edilir.

$$\sum_{j=1}^{n_{DM}} \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_j|^2} - \left| \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| \leq [x_L + x_R - |x_L - x_R|] \frac{\sqrt{S}}{2} \quad (4.11)$$

Bir çok momentum, kütle ve açı(momentum vektörlerinin açıları) değeri için aşağıdaki eşitsizlik geçerli olur.

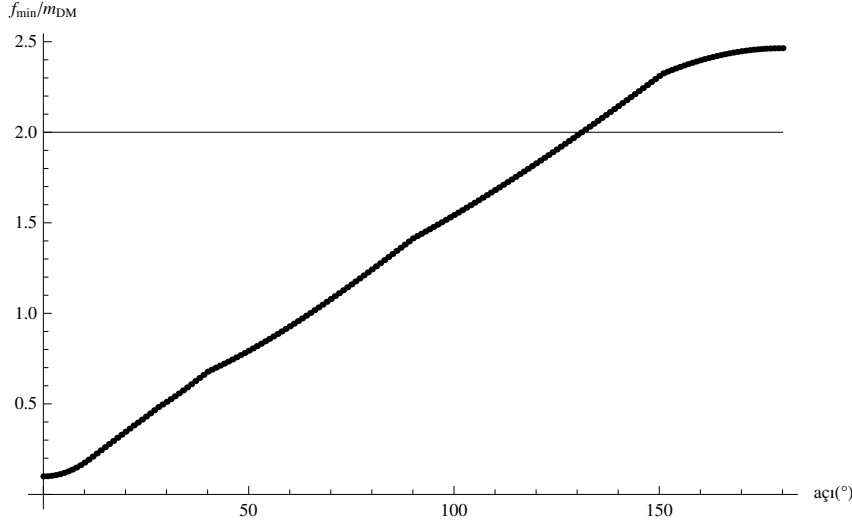
$$n_{DM}m_{DM} \lesssim \sum_{j=1}^{n_{DM}} \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_j|^2} - \left| \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| \quad (4.12)$$

Bu çalışmada sadece iki parçacıklı durumlara bakılıyor. Daha kapsamlı ve daha hassas hesaplamalar ileri çalışmalara bırakılmıştır. KM parçacığı sayısı iki olduğunda eşitsizliğin bağlı olduğu değişkenlerin sayısı azaltılabilir. Burada $\theta \equiv$ "KM parçacıklarının momentum vektörleri arasındaki açı" olarak tanımlanırsa, momentum vektörlerinin toplamı, vektörlerin büyüklükleri ve θ 'ya bağlı olarak elde edilebilir. Böylece (4.12) iki KM parçacığı için dört değişkene bağlı hale gelir.

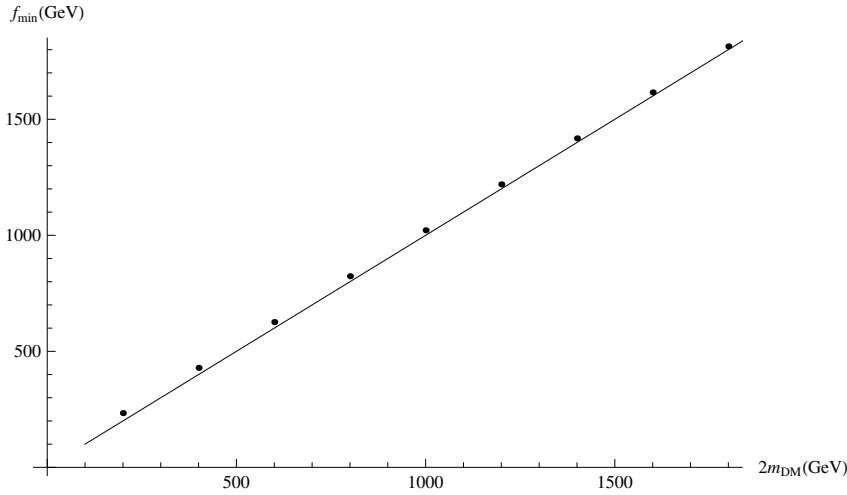
$$2m_{DM} \lesssim \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_1|^2} + \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_2|^2} - \sqrt{|\vec{p}_1|^2 + |\vec{p}_2|^2 + 2|\vec{p}_1||\vec{p}_2|\cos\theta} \quad (4.13)$$

(4.13)'ün sağ tarafı f olarak tanımlansın.(4.13)'ün iki tarafı da m_{DM} 'e bölünürse eşitsizlik açığa ve momentumların KM kütlelerine oranına bağlı hale gelir. f_{min}/m_{DM} in açığa bağlılığı, momentumun m_{DM} 'e oranı 1 ile 10 arasında değerler alacak şekilde, şekil 4.2'de bir grafikte gösterilmiş ve $f_{min}/m_{DM} = 2$ doğrusuyla karşılaştırılmıştır. Momentümlar kütleyle eşit olduklarında (4.12)'yi sağlayan en küçük açı 131.06 derecedir. Bu açı değeri şekil 4.2'deki grafikte $f_{min}/m_{DM} = 2$ doğrusuna üstten en yakın noktadır. Grafikten anlaşılıyor ki momentumların KM kütlelerine eşit veya büyük olduğu, aralarındaki açı da 131.06 derece ve üstünde olduğu her saçılma için (4.12) geçerli oluyor. Ayrıca momentumun m_{DM} 'e oranı büyüdükçe de daha küçük açılar için de eşitsizliğin geçerli olduğuna dikkat edilmeli.

KM momentumunun kütlelerinden büyük olduğu durumlar için şekil 4.3'de $\theta = 130$ derece olan saçılmalarda her kütle değerine (100 GeV'den 1000 GeV'e kadar 100 GeV aralıklarla) denk gelen f_{min} değerlerinin grafiğinin $f_{min} = 2m_{DM}$ eğrisiyle karşılaştırılması gösterilmiştir. f , tanımı gereği f_{min} 'den büyüktür ve açı büyüdükçe de daha büyük değerler alır. Noktaların eğrinin biraz üstünde kalmasından, KM momentumu kütlelerinden büyük ve θ 130 derecenin üstünde olduğu sürece (4.12) eşitsizliğinin geçerli olacağı sonucuna varılır.



Şekil 4.2. f_{min}/m_{DM} nin saçılan KM parçacıkları arasındaki açığa göre değişimi



Şekil 4.3. $\theta = 130$ derece için f_{min} 'a $2m_{DM}$ grafiği.

(4.11)'den (4.12)'in geçerli olduğu durumlar için (4.14) elde edilir.

$$n_{DM}m_{DM} \lesssim \sum_{j=1}^{n_{DM}} \sqrt{m_{DM}^2 + |\vec{p}_j|^2} - \left| \sum_{j=1}^{n_{DM}} \vec{p}_j \right| \leq [x_L + x_R - |x_L - x_R|] \frac{\sqrt{S}}{2} \quad (4.14)$$

Bu KM kütlesi için üst sınır belirlerken, ortaya çıkacak kütlelerin partonik kütle merkezi enerjisinden küçük olması gereği de momentum kesirleri için bir alt sınır oluşturur. Saçılma sonucu yüksek olasılıkla başka parçacıklar da ortaya çıkacağı için toplam kütlelerin partonik kütle merkezi enerjisinden küçük veya eşit olacağını söylemek daha doğru olur.

$$x_L x_R \geq \left(\frac{M_T}{\sqrt{S}} \right)^2 \quad (4.15)$$

4.3 Hadronik Seviye

Bölüm 3.2’de bulunan sınır (4.14) deki haliyle bir şey ifade etmiyor. Bunun sebebi denklemler yazılan partonların proton momentumunun hangi kesirini taşıdığı bilinmiyor. Önemli bir nokta bulunan eşitiğin herhangi bir parton için geçerli olacak genel bir sonuç olması. Kesim 3.3’deki hadronik seviyenin tesir kesitinin elde edilmesine benzer mantıkla (4.14) eşitliği hadronik seviyeye taşınacak. Bunun için partonların proton içindeki yoğunluklarına ihtiyaç var.

$$\sum(x, Q^2) = f_{g/p}(x, Q^2) + \sum_{q=u,d,s,c,t,b} [f_{q/p}(x, Q^2) + f_{\bar{q}/p}(x, Q^2)] \quad (4.16)$$

Burada, bütün kuarkların ve gluonların yoğunluk fonksiyonlarının toplamı alındı. Elde edilen yoğunluk kuarkların tipine bakılmaksızın her tür partonu içeriyor. Çalışma dinamikleri içermediğinden hangi partonların çarpıştığının önemi yok. Önemli olan sadece momentumları.

Bu dağılımı elde etmek için CTEQ grubunun Mathematica için paketini yayınladığı PDF ler kullanılacak [11]. PDF ler normalize edilmemiş dağılımlar. Bu yüzden yoğunluk elde etmek için PDF lerin normalize edilmesi gerekiyor. Yoğunluk fonksiyonları bütün faz uzayı üzerinden integre edildiğinde 1 bulunması gerekir. Çünkü bu integral herhangi bir partonun faz uzayı içerisinde mümkün herhangi bir momentum değerinde bulunmasının olasılığıdır. Bütün faz uzayı üzerinden integral aşağıdaki gibidir.

$$N = \int_{\tau_{min}}^1 dx_R \int_{\frac{\tau_{min}}{x_R}}^1 dx_L \sum(x_L, Q^2) \sum(x_R, Q^2) \quad (4.17)$$

İntegral sınırındaki τ_{min} değeri $\tau = x_L x_R$ şeklinde tanımlanmış olan değişkenin alabileceği en küçük değerdir. Değişken dönüşümü yapıldığında yukarıdaki integrale denk olan başka bir integral elde edilir.

$$N = \int_{\tau_{min}}^1 d\tau \int_{\tau}^1 \frac{dx_L}{x_L} \sum(x_L, Q^2) \sum\left(\frac{\tau}{x_L}, Q^2\right) \quad (4.18)$$

Dağılımları N 'ye böldüğümüzde paronların yoğunluk fonksiyonlarını elde etmiş oluruz. İntegralin sıfırdan başlamayıp belirli bir alt sınırdan başlamasının sebebi herhangi bir momentum kesirindeki paronların çarpışmasının KM ortaya çıkaramayacak olması. KM oluşması için gereken bir enerji eşiği vardır. Bu durum KM madde oluşturabilecek çarpışmaların faz uzayına bir kısıtlama getirir.

PDF lerin normalizasyonu ile elde edilen yoğunluklar kullanılarak (4.11) eşitsizliğinin sağ tarafı bütün faz uzayı üzerinden integre edilir ve KM kütlesi için kesin bir üst limit olmasa da kullanışlı olabilecek bir beklenen değer ifadesi elde edilebilir.

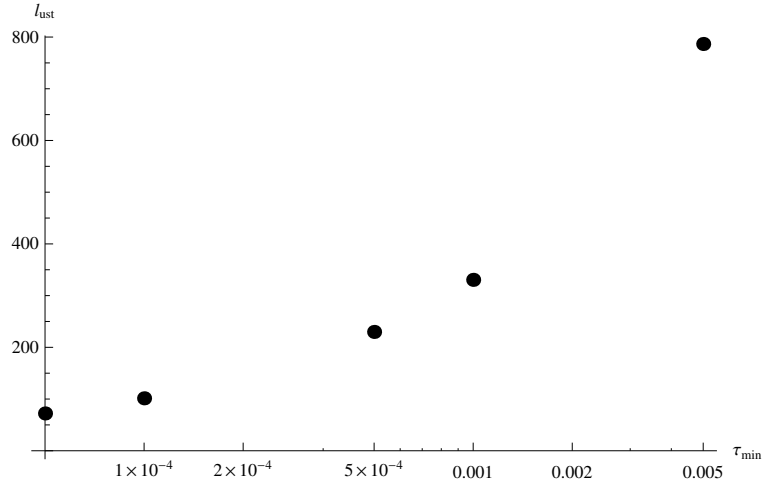
$$\langle n_{DMM} \rangle \leq \frac{\sqrt{S}}{2N} \int_{\tau_{min}}^1 d\tau \int_{\tau}^1 dx_L \left[1 + \frac{\tau}{x_L^2} - \left| 1 - \frac{\tau}{x_L^2} \right| \right] \Sigma(x_L, Q^2) \Sigma\left(\frac{\tau}{x_L}, Q^2\right) \quad (4.19)$$

Bundan sonra (4.19) eşitsizliğinin sağ tarafı KM kütlesinin beklenen değerinin üst sınırı diye adlandırılabilir. İntegrallerin alt limiti olan τ_{min} ne kadar yüksek alırsa, bu üst sınır için daha büyük sonuçlar elde ederiz. Bunun sebebi, τ_{min} 'un büyük değerlerinin olasılığı çok düşük olduğundan, integralde olasılığı yüksek olan küçük x ve τ değerleri baskın olurken alt limitimizi yüksek aldığımızda bu yüksek olasılıklı küçük τ değerleri hiç hesaba katılmamış olduğu için düşük olasılıklı da olsalar sadece büyük τ değerlerinden katkı gelmesidir. (4.15) kesin bir alt limittir çünkü daha küçük τ değerleri kütle merkezi enerjisinin, çarpışma sonucu oluşacak parçacıkların kütlesinden daha düşük olduğu anlamına gelir ki bu fiziksel olarak mümkün değildir. LHC'de τ_{min} değerine faz uzayından gelen sınırlar, proton çarpışmalarında çıkan en ağır parçacıklara göre belirlendiğinden, τ_{min} 'in üst sınırını $1 \text{ TeV}/14 \text{ TeV}$ 'in karesi alabiliriz. $\tau_{min} \leq \left(\frac{1 \text{ TeV}}{14 \text{ TeV}}\right)^2$.

5. SONUÇ

LHC enerji sınırları dahilinde, iki KM parçacığı için, parçacıkların momentumları kütlelerinden büyük olduğu sürece, 130 dereceden büyük θ açılarında çalışmamız geçerlidir.

(4.19)'dan elde edilen hesaplar, kara madde kütlelerinin en üst sınırının yaklaşık 800 GeV olduğunu göstermektedir. Ancak bu hesapta, faz uzayı τ_{min} değerini belirlediği için, (4.19)'daki integralin sonucu, τ_{min} 'e bağlıdır. Daha düşük τ_{min} değerlerinde kara madde adayı parçacığın kütlelerinin üst sınırı 300 GeV'e kadar düşmektedir. İleride yapılacak çalışmalarda, LHC'deki proton-proton çarpışmalarında ortaya çıkan faz uzayının daha gerçekçi bir değerlendirmesinin bu üst sınırı daha aşağı çekeceği görülmektedir.



Şekil 5.1. KM kütlelerinin beklenen değerinin üst sınırının (l_{ust}), τ_{min} a göre değişimi.

KAYNAKLAR

- [1] **K.Nakamura et al.**, 2010. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*.Vol.37
- [2] **Barger Vernon D. and Philips Roger J.N.**, 1987. *Collider Physics*.
- [3] **J. Wess, B. Zumino**, 1974. Supergauge transformations in four dimensions. *Nuclear Physics B*.Vol.70s:39-50
- [4] **C. GIUNTI, C. W. KIM ,U. W. LEE**, 1991. Running Coupling Constants and Grand Unification Models. *Modern Physics Letters A*.Vol6s:1745-1755
- [5] **Caroll, Sean**, 2004. *Spacetime and Geometry: An Introduction to General Relativity*.
- [6] **CERN** <<http://cdsweb.cern.ch/record/1339913>> alındığı tarih 27.07.2011
- [7] **NIST** <<http://physics.nist.gov/cuu/Constants/Table/allascii.txt>> alındığı tarih 27.07.2011
- [8] **Ryder, Lewis H.**, 1996. *Quantum Field Theory Second Edition*.
- [9] **J.I.Friedman, and H.W.Kendall**, 1972. Deep Inelastic Electron Scattering.*Annual Review of Nuclear Science*.Vol.22s:203-254
- [10] **Griffiths, David**, 1987. *Introduction to Elementary Particles*.
- [11] **H.L. Lai et al.**, 2000. Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions.*The European Physical Journal C*.Vol.12s:375-392

ÖZGEÇMİŞ

Ad Soyad : Ekin Küçüksönmez
Doğum Yeri ve Tarihi : İstanbul, 3 Eylül 1984.
Lisans Üniversite : Marmara Üniversitesi Fizik Bölümü.